

ORSAY
N° D'ORDRE :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Isabelle SERRE

Sujet

**Interférométrie atomique de type Young : réalisation et
caractérisation de la source d'atomes de rubidium froids et de la
méthode d'imagerie intégrale.**

Soutenue le 19 décembre à Orsay devant la commission d'examen

M.	Jacques BAUCHE	Examineur
M.	Jacques BAUDON	Rapporteur
M.	Hong Tuan DUONG	Directeur de thèse
M.	Patrick JUNCAR	Rapporteur
Mme	Laurence PRUVOST	Examineur
M.	Christophe SALOMON	Examineur
Mme	Fernande VEDEL	Examineur

ERRATUMS

p 22 : remplacer moment dipolaire par polarisabilité électrique

p 24 : σ_v est la demi-largeur à $1/e$ et non la largeur à $1/e$

p 32 : en B.3.3.2, remplacer césium par sodium

p 36 : dans la légende de la figure 16, remplacer s par s^{-1}

p 38 : changement du titre du paragraphe C.2.2.2 - Mesure de l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique

p 44 : remplacer la formule (I . 28) par $\Delta\phi = \phi \left(X + \frac{d}{2}, Z \right) - \phi \left(X - \frac{d}{2}, Z \right)$

p 50 : remplacer l'interfrange du potassium $i = 104,8 \mu\text{m}$ par $i = 261,9 \mu\text{m}$

p 74 : remplacer la deuxième partie de la formule (II . 32) par $\omega_L - kv = \omega_0 + g \frac{\mu_B}{\hbar} bz$

p 138 : précisions à apporter à l'interprétation de la figure 58.

Même si le coefficient de diffusion en impulsions D_p est comparé à celui obtenu dans le cas de la théorie Doppler, il est évident que nous ne travaillons pas dans ce régime, mais bien dans le régime sub-Doppler, comme le prouvent les températures obtenues.

Merci

La mise en oeuvre d'une nouvelle expérience n'est pas un travail aisé. Dans le cadre d'une thèse, ces difficultés sont accrues par une méconnaissance flagrante des techniques expérimentales. C'est dans ce contexte que l'on apprécie l'intervention de services spécialisés (électronique, informatique, dessin, mécanique, chaudronnerie) présents au laboratoire et l'encadrement quotidien d'une équipe de recherche à l'écoute.

Hong Tuan Duong a été mon directeur de thèse : il a toujours été fort disponible pour répondre à mes questions et à mes attentes. Par ses connaissances en sciences et en histoire des sciences, il m'a mise sur les voies de la physique expérimentale, m'enseignant parallèlement la patience qui en découle. Merci Doc.

Laurence Pruvost l'a secondé avec efficacité pendant tout ce temps. Son dynamisme, son enthousiasme pour la recherche et sa rigueur m'ont été fort utiles dans bien des cas. Ses critiques, souvent sévères, mais également constructives m'ont, je crois, permis de progresser dans la compréhension des phénomènes et ont conduit au manuscrit actuel. Merci Laurence.

De plus, je vous remercie tous les deux de m'avoir aidée à finir ce mémoire dans les délais que je m'étais fixés initialement ; j'y tenais beaucoup.

Je remercie les directeurs, Catherine Bréchnignac et Christian Colliex de m'avoir accueillie dans leur laboratoire et de m'avoir fait bénéficier d'excellentes conditions de recherche.

J'adresse également tous mes remerciements à messieurs Baudon et Juncar, Bauche, Salomon et à madame Vedel pour l'intérêt particulier qu'ils ont prêté à ce travail en acceptant de faire partie du jury.

Raymond Pelletier et Christophe Blondel m'ont donné l'opportunité d'enseigner durant ma thèse, en me proposant des vacances. Sans leur confiance, je n'aurais pu découvrir la signification réelle du mot enseigner... Merci à vous deux.

L'atelier de mécanique m'a toujours accueillie chaleureusement et a toujours réalisé mes « petites pièces » dans les plus brefs délais. Merci à vous tous, Patrice, Jacky, Daniel, Alain et Yvon. Merci à Jean-Louis aussi.

L'atelier d'électronique m'a fait profiter de son savoir-faire et m'a régulièrement fourni en « boîtes bleues ». Merci à vous, Roger et Dudu.

Certains dessins de ce mémoire - inutiles de dire lesquels, ça se voit - ont été réalisés par Jean-Marc Sintès. Merci pour ce travail.

Enfin, il me reste à remercier les miens, ma famille et Nicolas. Ils ont été tour à tour « supporters » et « supporteurs » durant ces trois années, m'encourageant toujours à aller de l'avant. Merci à tous.

INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE I : L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE	11
A. INTERFEROMETRES OPTIQUES : RAPPELS ET NOTIONS ESSENTIELLES	12
<i>A.1. Interféromètres à division du front d'onde et division d'amplitude</i>	<i>12</i>
A.1.1. Division du front d'onde ou division d'amplitude ?.....	12
A.1.2. L'interféromètre d'Young	14
A.1.3. L'interféromètre à 3 réseaux	16
A.1.4. L'interféromètre de Mach-Zehnder.....	17
<i>A.2. Interféromètre de polarisation</i>	<i>17</i>
B. INTERFEROMETRES ATOMIQUES	19
<i>B.1. Aspect ondulatoire de la matière</i>	<i>20</i>
<i>B.2. Comparaison entre photons et particules matérielles</i>	<i>20</i>
<i>B.3. Différents types d'interféromètres atomiques</i>	<i>22</i>
B.3.1. Interféromètres de type fentes d'Young	23
B.3.1.1. L'interféromètre de Mlyneck.....	23
B.3.1.2. L'interféromètre de Shimizu	24
B.3.2. Interféromètres à réseaux	27
B.3.2.1. L'interféromètre de Pritchard.....	27
B.3.2.2. Autres interféromètres.....	29
B.3.3. Interféromètres de type Mach-Zehnder	29
B.3.3.1. Interféromètres de type Ramsey-Bordé	30
B.3.3.2. L'interféromètre de Chu	32
B.3.4. Interféromètres jouant sur les degrés internes	33
C. APPLICATIONS DE L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE	34
<i>C.1. Introduction</i>	<i>34</i>
<i>C.2. Exemples</i>	<i>35</i>
C.2.1. Effet Sagnac	35
C.2.2. Mesures de constantes atomiques et moléculaires	36
C.2.2.1. Mesures de polarisabilités électriques.....	36
C.2.2.2. Mesure de l'indice de réfraction d'une onde atomique	38
D. MODELISATION DE L'INTERFEROMETRE ATOMIQUE A FENTES	38
<i>D.1. Calcul de la phase pour un interféromètre à fentes en configuration verticale</i>	<i>39</i>
D.1.1. Expression de la phase d'une onde atomique soumise à la gravité.....	40
D.1.2. Diffraction par une fente d'une onde atomique soumise à la gravité.....	42
D.1.3. Interférences produites par des fentes d'Young	44
D.1.3.1. Expression de l'interfrange	44
D.1.3.2. Cohérence de la source atomique.....	45
D.1.3.3. Influence de la dispersion de vitesses sur le contraste	46
<i>D.2. Simulations numériques pour le choix de l'alcalin et de la géométrie des fentes</i>	<i>48</i>
<i>D.3. Description de la configuration choisie: analogie avec l'interféromètre de Shimizu</i> ..	<i>53</i>
REFERENCES DU CHAPITRE I	55

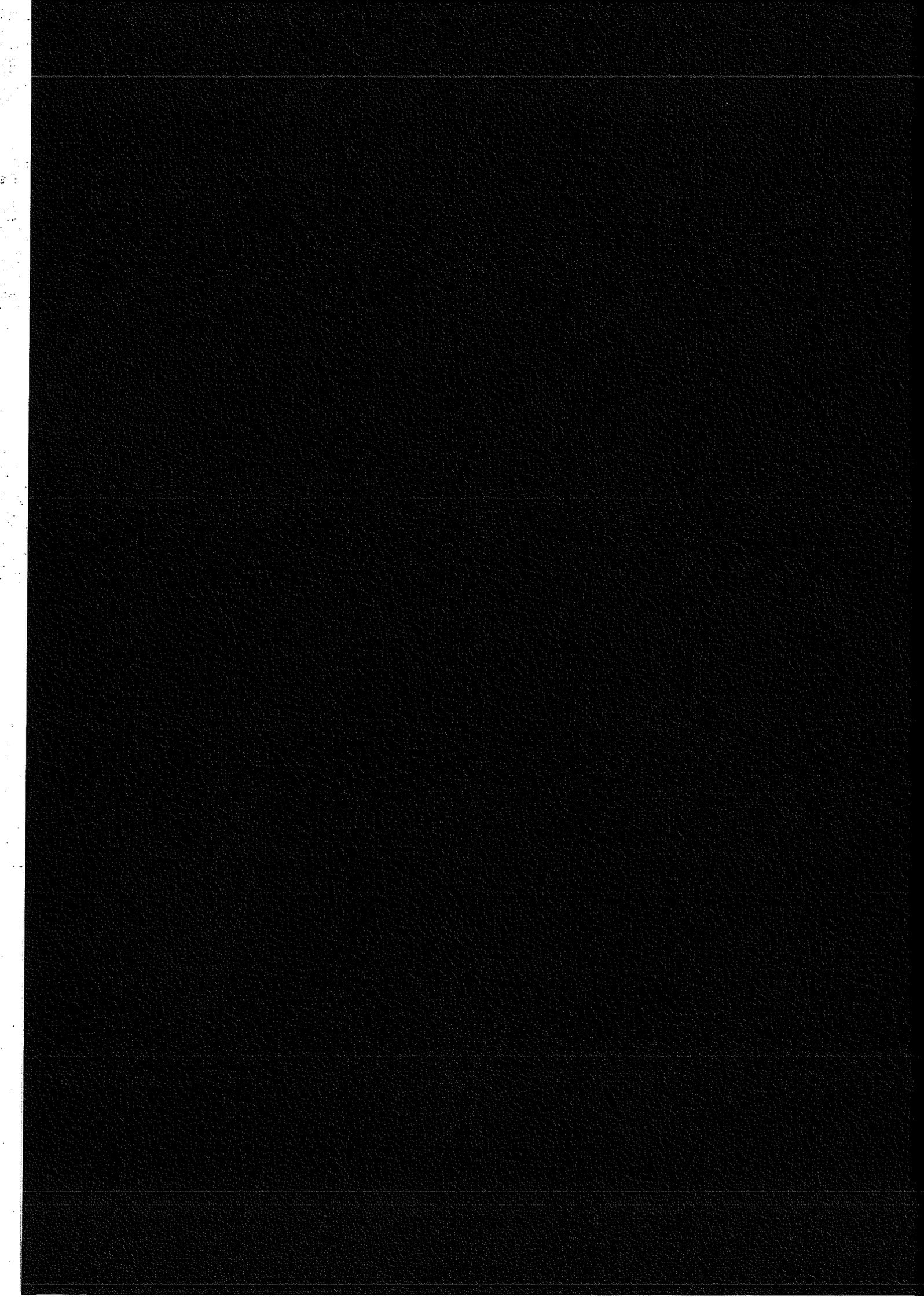
CHAPITRE II : LA SOURCE ATOMIQUE	59
A. RALENTISSEMENT ET PIEGEAGE : NOTIONS FONDAMENTALES A UNE DIMENSION.....	60
A.1. <i>Ralentissement d'un jet atomique</i>	61
A.1.1. Vitesse et énergie de recul d'un atome	61
A.1.2. Force de pression de radiation.....	63
A.2. <i>Mélasse Doppler à 1 dimension</i>	67
A.2.1. Description d'une mélasse Doppler	67
A.2.2. Limite du refroidissement Doppler	69
A.2.3. Configuration σ^+ / σ^- pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$	70
A.3. <i>Piège magnéto-optique à 1 dimension pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$</i>	72
A.3.1. Principe de fonctionnement	72
A.3.2. Force radiative dans le piège.....	74
A.4. <i>Piège magnéto-optique pour une transition $F \rightarrow F+1$</i>	77
A.4.1. Le rubidium.....	77
A.4.2. Principe de fonctionnement	79
A.5. <i>Mécanismes sub-Doppler</i>	81
B. REALISATION EXPERIMENTALE.....	84
B.1. <i>Les enceintes</i>	84
B.1.1. L'enceinte de verre	84
B.1.2. L'enceinte définitive.....	85
B.1.2.1. Le gradient de champ magnétique.....	87
B.1.2.2. Compensation des autres champs magnétiques.....	88
B.2. <i>Les lasers</i>	89
B.2.1. Généralités sur les diodes laser	89
B.2.2. Le laser maître	92
B.2.2.1. la cavité étendue de type Littman.....	93
B.2.2.2. Asservissement en fréquence du laser maître.....	95
B.2.2.3. Décalage en fréquence du laser maître	99
B.2.3. Le laser esclave et l'injection optique	100
B.2.4. Le repompeur	101
B.2.5. Description de l'ensemble faisceau piégeant/repompeur pour la réalisation du piège.....	103
C. OUTILS POUR ANALYSER LE PIEGE	105
C.1. <i>Nombre d'atomes dans le piège</i>	106
C.2. <i>Taille du piège</i>	108
C.3. <i>Densité du piège</i>	110
C.4. <i>Mesure de la température du piège</i>	110
D. RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	114
D.1. <i>Temps de chargement du piège</i>	114
D.2. <i>Nombre d'atomes piégés</i>	116
D.2.1. En fonction de la puissance du laser piégeant.....	116
D.2.2. Rôle du désaccord à résonance	118

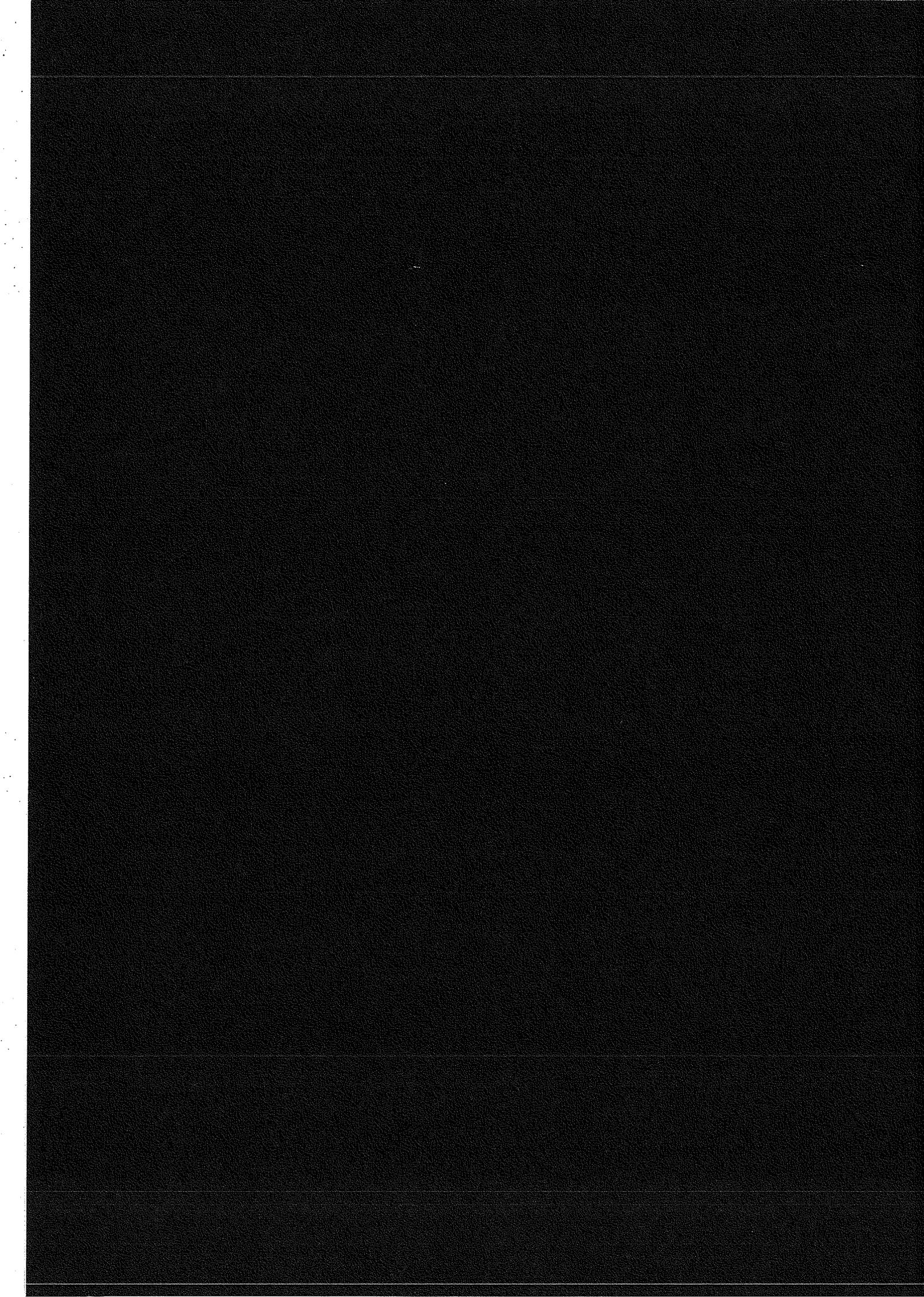
Table des matières

D.2.3. Variations avec le gradient.....	119
D.3. Densité d'atomes piégés.....	121
D.4. Température du piège	123
E. AMELIORATIONS APORTEES A LA SOURCE.....	125
E.1. Diminution de la température de la source.....	125
E.1.1. Effet de la coupure du gradient de champ magnétique.....	126
E.1.2. Effets de la coupure du gradient de champ magnétique et du déverrouillage de l'injection optique	127
E.1.2.1. Déverrouillage par décalage de la fréquence du laser maître	127
E.1.2.2. Déverrouillage par décalage de la fréquence du laser esclave.....	129
E.2. Un autre piège : utilisation d'une diode large spectralement.....	129
E.2.1. Les lasers du piège.....	129
E.2.2. Observation du passage piège - mélasse optique.....	131
E.2.3. Analyse de l'échantillon froid	133
ANNEXE A _{II} : DEFINITION DE L'INTENSITE DE SATURATION POUR UN SYSTEME MULTI-NIVEAUX	141
ANNEXE B _{II} : POLARISATION DU RAYONNEMENT	144
ANNEXE C _{II} : MODELE 1-D DE TRAITEMENT DES TEMPS DE VOL	148
REFERENCES DU CHAPITRE II	153
CHAPITRE III : LA DETECTION.....	159
A. PRESENTATION DE LA METHODE DE DETECTION	162
A.1. La caméra CCD.....	162
A.1.1. Le capteur CCD refroidi.....	162
A.1.2. Le contrôleur et le logiciel d'acquisition de données.....	164
A.2. L'excitation laser.....	165
A.2.1. La cavité étendue de type Littrow	166
A.2.2. L'asservissement en fréquence et le montage expérimental	168
A.3. L'optique de détection	169
A.4. Synchronisation de l'expérience.....	171
A.4.1. Cas où l'obturateur mécanique est pulsé.....	174
A.4.2. Cas où le capteur CCD est pulsé.....	174
B. LES PROBLEMES RENCONTRES ET LES SOLUTIONS APORTEES	175
B.1. Lumière parasite.....	175
B.1.1. Lumière de diffusion des parois et des fenêtres	175
B.1.2. Lumière de fluorescence des atomes de la vapeur résiduelle de Rb	176
B.2. Champs et gradients de champ magnétiques parasites.....	179
B.3. Coupure et réglage du piège magnéto-optique	180
C. LES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	181
C.1. La chute du piège est réalisée sans obstacle.....	181
C.1.1. Conditions d'observation	181
C.1.2. Modèle de chute d'atomes.....	183
C.1.3. Application du modèle de chute au cas expérimental	185
C.2. Trou de 1,2 mm	186

Table des matières

C.2.1. Résultats obtenus avec le photomultiplicateur	186
C.2.2. Résultats obtenus avec la caméra CCD.....	188
C.2.2.1. Conditions expérimentales	188
C.2.2.2. Application du modèle de chute avec obstacle à l'expérience	189
C.3. <i>Trou de 200 μm</i>	190
C.3.1. Conditions expérimentales	191
C.3.2. Analyse du signal à l'aide du modèle à 2 dimensions de chute	192
D. PERSPECTIVES	193
D.1. <i>Procédé de fabrication des fentes</i>	193
D.2. <i>Estimation du signal pour une fente de 5 μm</i>	194
ANNEXE A _{III} : DESCRIPTION DU MODELE A 2 DIMENSIONS DE CHUTE D'ATOMES AVEC OBSTACLE CIRCULAIRE.....	196
ANNEXE B _{III} : DESCRIPTION DU MODELE A 2 DIMENSIONS DE CHUTE D'ATOMES AVEC OBSTACLE RECTANGULAIRE	199
REFERENCES DU CHAPITRE III	203
CONCLUSION GENERALE.....	205





INTRODUCTION GENERALE

Le caractère ondulatoire de la matière, hypothèse émise par L. de Broglie en 1923 a été démontré expérimentalement pour la première fois avec les électrons en 1927 [DAV27], ouvrant dès lors un champ d'applications potentielles très vaste, dont l'interférométrie de particules massives. L'intérêt principal des dispositifs interférentiels est leur grande sensibilité, due à la possibilité d'effectuer des mesures différentielles. Des interféromètres électroniques et neutroniques ont été construits avec succès jusqu'à la fin des années 80 [BAD88] ; la réalisation la plus connue étant certainement le microscope électronique. Le développement de l'interférométrie atomique a pour sa part été essentiellement ralenti par des difficultés d'ordre technologique. En effet, la faible longueur d'onde des sources atomiques classiques (environ 10 pm) imposent des dimensions des structures extrêmement faibles, ce qui n'a pu être réalisé que par l'essor de l'électronique, en particulier celui de la lithographie. De plus, le développement de méthodes nouvelles permettant de contrôler la vitesse de l'atome, aussi bien dans son module que dans sa direction, au moyen de faisceaux laser interagissant avec un jet atomique [HÄN75] a largement contribué à la naissance de nombreux interféromètres atomiques durant l'année 1991 [MLY92], [PIL94].

Par ailleurs, le développement des techniques de refroidissement et de piégeage par laser a conduit à la réalisation de sources d'atomes froids, la plus usuelle d'entre elles étant à présent le piège magnéto-optique [RAA87]. Le piège magnéto-optique, source atomique dense (environ 10^{11} at/cm³), froide (de l'ordre de la dizaine de microkelvins) et fiable dont les applications sont nombreuses - amélioration des performances des horloges atomiques, réduction du bruit quantique de la lumière, refroidissement évaporatif [PET95], [DAV95] - a conduit à la réalisation d'interféromètres atomiques de « grande longueur d'onde » (10 nm) [KAS91], [SHI91]. La très faible vitesse des atomes froids facilite ainsi la réalisation d'interféromètres et conduit à un temps d'interaction important des atomes avec tout élément déphasant dont on souhaite connaître l'effet. La faible dispersion de vitesses assure de plus une excellente monochromaticité de la source atomique.

Les intérêts à développer l'interférométrie atomique sont nombreux [OLS94] et essentiellement liés aux propriétés intrinsèques de l'atome, à savoir, sa structure interne variée. Elle peut être utilisée pour créer, dans chaque bras de l'interféromètre, une onde de matière cohérente, au même titre que les degrés de liberté externes de l'atome. Elle peut permettre également une détection sélective. De plus, l'étude de l'interaction entre un atome et différents champs : électrique, magnétique, électromagnétique, et de gravité est réalisable. La faible vitesse des atomes implique, à géométrie égale, une sensibilité potentielle des interféromètres atomiques bien plus importante, de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux interféromètres utilisant des photons ou d'autres particules matérielles [CLA88].

Dès lors, de nombreux problèmes sont posés, dont l'étude de la cohérence d'une source atomique [PFA94], qui est une propriété fragile. En effet, l'émission spontanée étant un processus qui détruit les cohérences internes de l'atome lors d'interaction atome/rayonnement, la compréhension de son fonctionnement est indispensable dans le cadre de l'interférométrie atomique.

Le développement de l'optique atomique cohérente [ADA94] est intéressant pour l'interférométrie puisqu'un meilleur contrôle des trajets atomiques serait possible. L'objectif est la mise au point de dispositifs jouant vis à vis des ondes de matière le même rôle que les miroirs, les lames séparatrices et les lentilles par rapport aux ondes lumineuses. Différents miroirs atomiques ont été construits jusqu'à présent : certains utilisent la réflexion d'atomes par une onde évanescente, c'est à dire la force dipolaire [COO82], d'autres la réflexion par une surface magnétique, c'est à dire l'effet Stern et Gerlach [ROA95]. A l'heure actuelle, l'une des applications de ces miroirs est la réalisation de cavité à atomes où la gravité fait office de second miroir [WAL92], [SZR96]. Si des lames séparatrices sont couramment utilisées dans les interféromètres et sont réalisées de différentes manières, la séparation spatiale des faisceaux reste insuffisante : une importante séparation angulaire conduirait à des interféromètres beaucoup plus sensibles et plus précis puisque les bras pourraient être isolés plus facilement. Les lentilles, réalisées à partir d'une onde stationnaire lumineuse ont déjà trouvé comme application la lithographie [TIM92], mais elles pourraient aussi servir à augmenter la brillance des interféromètres atomiques.

L'optique atomique cohérente pourrait donc certainement permettre la réalisation d'une nouvelle génération d'interféromètres atomiques beaucoup plus sensibles. En outre, la duplication de certains interféromètres optiques n'existant pas encore devrait alors être possible. On pense alors au biprisme de Fresnel [OVC94], à l'interféromètre de Michelson voire même à un interféromètre à ondes multiples de type Fabry-Pérot.

Si la configuration de l'interféromètre est importante, comme en optique, la source joue un rôle primordial : le contraste et la brillance en dépendent. La réalisation d'une source atomique cohérente analogue au laser en optique serait donc d'un intérêt considérable

[HOL96] : ce champ d'activité s'est définitivement ouvert avec la démonstration expérimentale de la condensation de Bose-Einstein [COR95], [MEW96].

Cependant, contruire un interféromètre atomique n'a un sens que s'il est utilisé comme appareil de mesure. Dès lors, l'interféromètre doit être fiable, stable, et sensible.

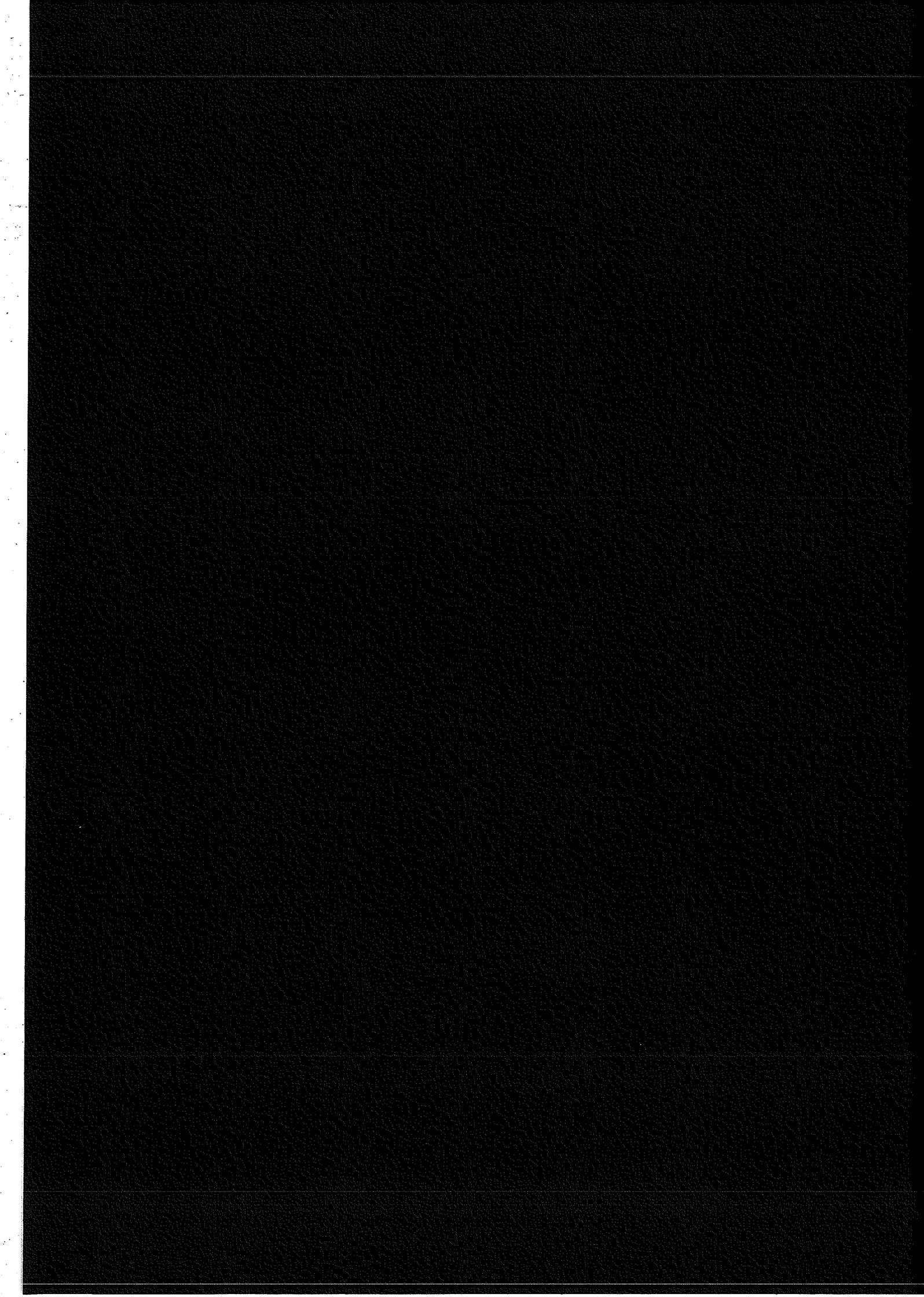
Dans le but de réaliser un appareil interférométrique de grande sensibilité, nous avons choisi la configuration géométrique qui tirait le mieux parti des propriétés des atomes froids. C'est pourquoi nous avons décidé de construire un interféromètre atomique de type Young, en configuration verticale, utilisant comme source un piège magnéto-optique d'atomes de rubidium. Afin d'obtenir des mesures fiables, l'appareil est très compact, pour minimiser l'effet de toute perturbation extérieure sur son fonctionnement. La méthode de détection a aussi été choisie dans ce but, pour obtenir un interférogramme rapidement puisqu'il s'agit d'une méthode d'imagerie intégrale de fort gain. Nous réalisons l'image des interférences par fluorescence induite par laser sur un capteur CCD refroidi à l'azote, capteur choisi pour sa sensibilité et sa résolution spatiale.

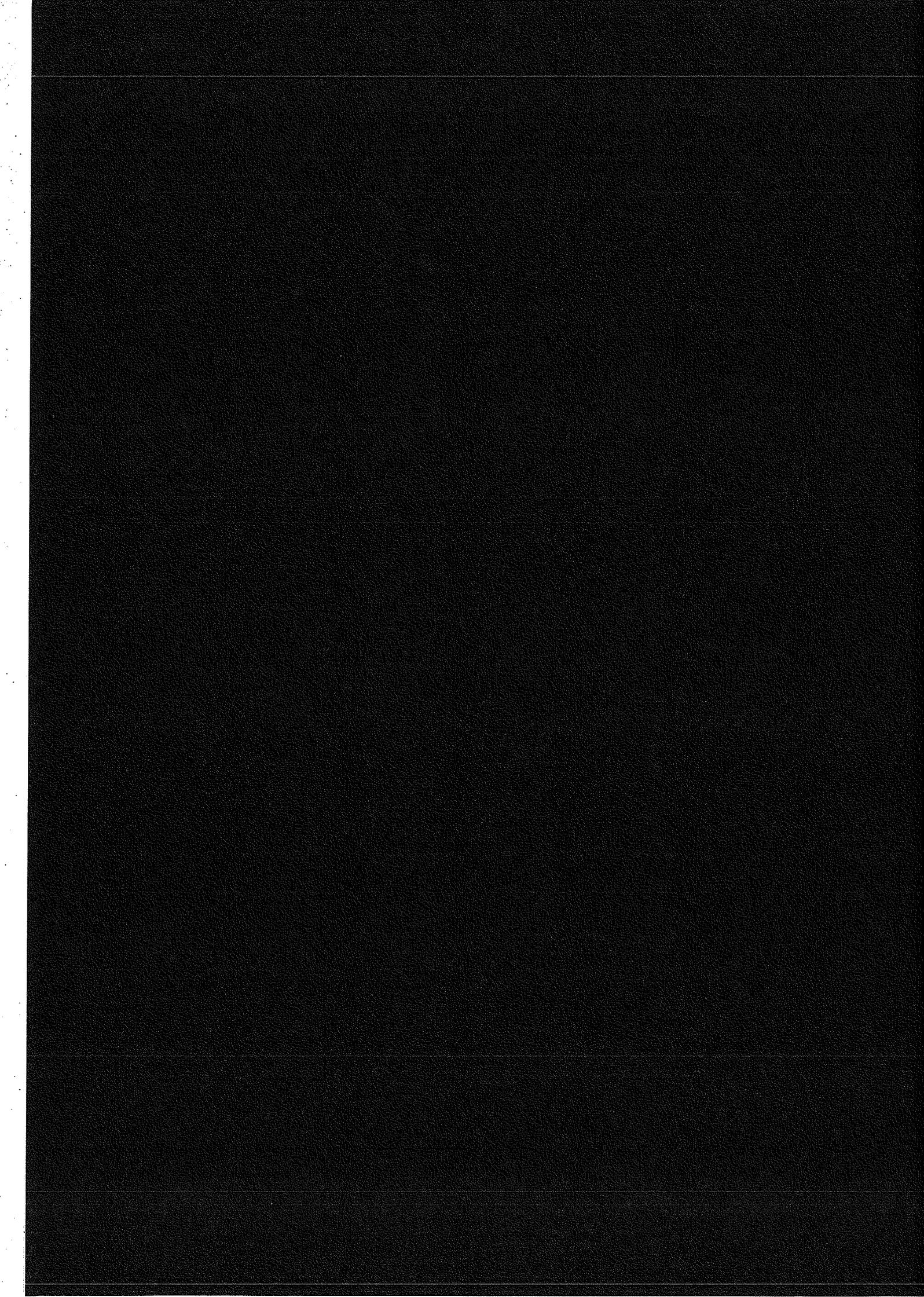
Ce mémoire est divisé en trois chapitres, lesquels sont organisés de la façon suivante. Le premier chapitre est une introduction à l'interférométrie atomique : il en pose les bases, après avoir rappelé quelques notions d'interférométrie optique. Par une analogie entre ces deux domaines, nous décrivons explicitement un certain nombre d'interféromètres atomiques ayant donné lieu à des applications physiques quantitatives. Nous présentons une description de notre interféromètre, ce dernier ayant été modélisé et donnons les résultats d'une simulation numérique de l'interférogramme dans différentes configurations. Le second chapitre concerne la réalisation et la caractérisation de la source atomique. Cette source a été largement étudiée car de ses caractéristiques dépendent les spécificités de l'interférogramme. Nous nous sommes donc essentiellement intéressés à obtenir simultanément une source avec un grand nombre d'atomes et une température basse, paramètres qui déterminent la brillance et le contraste de l'interférogramme. Le dernier chapitre est entièrement dédié à la mise au point de la méthode de détection. Les résultats préliminaires sont tout à fait prometteurs pour l'obtention rapide d'un interférogramme de qualité.

Références de l'introduction

- [ADA94] C. Adams, *Contemporary Phys.* **35**, 1 (1994)
- [BAD88] G. Badurek, H. Rauch and A. Zeilinger, Numéro spécial « Matter Wave Interferometry », *Physica B* **151** (1988)
- [CLA88] J. Clauser, *Physica B* **51**, 262 (1988)
- [COO82] R. Cook and R. Hill, *Opt. Comm.* **43**, 258 (1982)
- [COR95] E. Cornell, M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews and C. Wieman, *Science* **269**, 198 (1995)
- [DAV27] C. Davisson and L. Germer, *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927)
- [DAV95] K. Davis, M. Mewes, M. Joffe, M. Andrews and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995)
- [HÄN75] T. Hänsch and A. Schwalow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
- [HOL96] M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, J. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **54**, R1757 (1996)
- [KAS91] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
- [MEW96] M. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D. Kurn, D. Durfee, C. Townsend and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 988 (1996)
- [MLY92] J. Mlynek, V. Balykin and P. Meystre, Numéro spécial « Optics and Interferometry with Atoms », *Appl. Phys. B* **54** (1992)
- [OLS94] M. Ol'shanii, *Laser Phys.* **4**, 995 (1994)
- [OVC94] Y. Ovchinnikov, J. Söding and R. Grimm, *Laser Phys.* **4**, 1011 (1994)
- [PET95] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher and E. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995)
- [PFA94] T. Pfau, S. Spälter, C. Kurtsiefer, C. Ekstrom and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1223 (1994)

- [PIL94] P. Pillet, Numéro spécial « Optics and Interferometry with Atoms », Journal de physique II **4** (1994)
- [RAA87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [ROA95] T. Roach, H. Abele, M. Boshier, H. Grossman, K. Zetie and E. Hinds, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995)
- [SHI91] K. Shimizu, H. Takuma and F. Shimizu, Proc. 10th Int. Conf. on Laser Spectroscopy Font-Romeu, 272 (1991)
- [TIM92] G. Timp, E. Behringer, D. Tennant and J. Cunningham, M. Prentiss and K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992)





CHAPITRE I : L'INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

Ce chapitre peut être considéré comme une introduction à l'interférométrie atomique, et en ce sens nous tentons de réaliser une approche simple du sujet, en effectuant des analogies avec l'interférométrie photonique.

La première partie de cet exposé est consacrée aux rappels de quelques notions essentielles liées à l'interférométrie optique. Nous montrons qu'il existe différentes familles d'interféromètres optiques à deux ondes, dépendant de la méthode utilisée pour créer ces deux ondes. Nous donnons ensuite des exemples d'interféromètres optiques choisis pour leur intérêt en interférométrie atomique.

Après avoir défini les grandeurs clés associées à l'interférométrie atomique, nous établissons un bilan comparé des propriétés des photons et des particules matérielles (neutron, électron et atome). Cette comparaison fait apparaître les spécificités de l'atome et permet de justifier son utilisation dans des appareils interférométriques. Ensuite, nous établissons une classification des interféromètres atomiques réalisés jusqu'à présent, en relation avec la présentation des différents types d'interféromètres optiques à deux ondes de la partie A.

Nous décrivons assez précisément dans la troisième partie (C) certaines applications d'interféromètres atomiques ayant donné lieu à des mesures physiques afin de mettre en évidence les possibilités du domaine et montrons que du choix du type d'interféromètre dépend le genre d'études réalisables.

La dernière partie (D) de ce chapitre est entièrement consacrée à la modélisation de l'interféromètre à fentes d'Young en cours de réalisation au laboratoire Aimé Cotton. Après avoir établi l'expression analytique de l'intensité des franges d'interférences et précisé les conditions d'obtention des interférences, nous avons simulé numériquement l'expérience. Nous la décrivons alors en faisant apparaître des différences essentielles par rapport à un interféromètre à première vue similaire réalisé au Japon par l'équipe de Shimizu (D.3).

A. Interféromètres optiques : rappels et notions essentielles

Dans le but de rendre plus aisée la compréhension des expériences d'interférométrie atomique, nous tentons de dégager dans cette partie certains aspects de l'interférométrie optique qui sont transposables à l'interférométrie atomique. Les interféromètres atomiques réalisés jusqu'à présent étant presque tous des interféromètres à deux ondes, c'est ce type d'interférométrie optique que nous discutons. Le principe des interférences à deux ondes est de séparer l'onde incidente en deux ondes lumineuses cohérentes, de les faire évoluer individuellement puis de les recombinaison afin de détecter l'intensité des franges d'interférences observées. La séparation des chemins peut être réalisée soit par division du front d'onde, soit par division d'amplitude si les deux ondes engendrées se propagent dans un milieu de même indice ; ces deux notions élémentaires sont à la base de la première partie (A.1) et nous donnons quelques exemples d'interféromètres les illustrant. Si l'onde se propage dans un milieu d'indice n , la différence de phase peut provenir d'une différence de longueur des chemins optiques due à une différence des indices de réfraction des milieux traversés par les deux ondes : c'est le principe de l'interférométrie de polarisation. Une expérience de ce type est décrite dans le second paragraphe (A.2).

A.1. Interféromètres à division du front d'onde et division d'amplitude

Après avoir défini ce que l'on entend par division du front d'onde et division d'amplitude, nous décrivons certains interféromètres illustrant ces notions.

A.1.1. Division du front d'onde ou division d'amplitude ?

Considérons une onde lumineuse plane, de vecteur d'onde \vec{k} , sinusoïdale de pulsation ω . Si l'onde se propage dans le vide, à la vitesse c (vitesse de la lumière), sa phase s'écrit $\phi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t$. Cependant, comme la partie en ωt est moyennée dans le temps par tout détecteur réaliste ($\omega \approx 10^{14} \text{ s}^{-1}$), nous ne nous intéressons qu'à la partie spatiale $\phi = \vec{k} \cdot \vec{r}$ qui est la seule accessible expérimentalement. Cette phase définit un plan d'onde ; le vecteur d'onde lui est perpendiculaire. Deux moyens d'agir sur les degrés de liberté externes du photon apparaissent pour créer un déphasage entre les deux chemins (indiqués 1 et 2) de l'interféromètre : $\Delta\phi = \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1$. Ce déphasage peut résulter soit d'un changement d'orientation du vecteur d'onde (les vecteurs $\vec{k} \cdot \vec{r}$ forment un angle non nul entre eux) de la source ponctuelle initiale lors de la création des deux bras de l'interféromètre : c'est un interféromètre à division du front d'onde, soit d'une différence de longueur de trajet entre les deux bras de l'interféromètre si le vecteur d'onde de la source ponctuelle initiale reste colinéaire au trajet interférométrique : c'est un interféromètre à division d'amplitude.

Les interféromètres à division du front d'onde, tels l'interféromètre à fentes d'Young ou le biprisme de Fresnel sont le résultat d'une séparation spatiale de la source lumineuse en deux sources. Ces deux sources sont alors à la base de deux faisceaux cohérents qui se superposent « spontanément » dans un domaine de l'espace. Le caractère ponctuel de la source conduit à l'observation de franges non localisées, ce qui implique que la taille de l'interfrange dépend de la distance à laquelle est situé l'écran. Donc, si l'on possède un détecteur bi-dimensionnel (capteur CCD), une détection intégrale est réalisable. Dans ces interféromètres, le front d'onde initial est affecté par le procédé utilisé pour réaliser la séparation (Figure 1) ; une onde initialement plane devient sphérique lors de la création des sources ponctuelles et l'effet d'interférences est alors dû à l'ouverture angulaire des vecteurs d'onde qui sont toujours perpendiculaires aux surfaces d'onde.

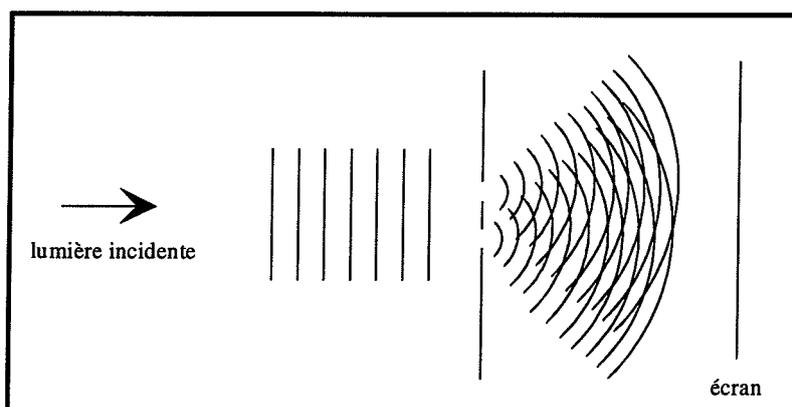


Figure 1 : Division du front d'onde dans le cas de l'expérience des fentes d'Young. L'onde plane incidente perd son caractère premier lors de la traversée des fentes créant deux sources ponctuelles qui engendrent des ondes sphériques.

Les interféromètres à division d'amplitude, tels l'interféromètre de Michelson ou l'interféromètre de Mach-Zehnder résultent d'une séparation spatiale de la source lumineuse par une lame semi-réfléchissante en deux faisceaux cohérents que l'on superpose par un dispositif optique dans un domaine de l'espace afin de recombinaison des plans d'onde. Usuellement, une source étendue (dispersion angulaire des vecteurs d'onde) est utilisée pour augmenter la brillance de l'interféromètre et permettre l'observation de franges localisées dans l'espace : un dispositif optique est généralement indispensable pour les visualiser sur un écran, ou un détecteur à deux dimensions. Toutefois, si la source est une source ponctuelle à l'infini (dispersion angulaire très faible de ses vecteurs d'onde), on obtient une teinte plate et l'enregistrement d'interférences nécessite la variation de la différence de marche entre les bras de l'interféromètre en variant les chemins optiques entre les deux bras. Dans ce type d'interféromètre, le front d'onde initial est conservé lors de la séparation (Figure 2) : une onde plane le reste dans tout l'interféromètre.

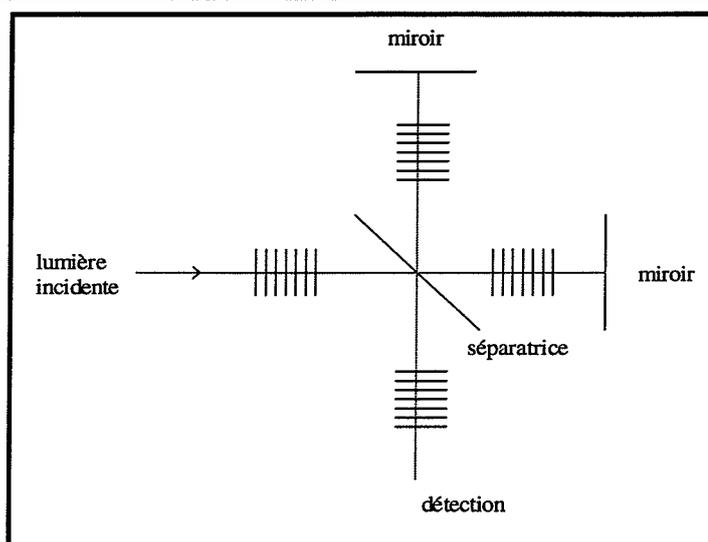


Figure 2 : Division d'amplitude dans le cas de l'expérience de Michelson. L'onde plane incidente conserve son caractère premier lors de la séparation par la lame semi-réfléchissante.

A.1.2. L'interféromètre d'Young

Nous rappelons ici l'expérience d'Young en optique (1802), grâce à laquelle le caractère ondulatoire de la lumière a pu être démontré. Si nous développons davantage la présentation de cet interféromètre, c'est pour dégager par la suite des similitudes et des différences entre interférométrie d'Young optique et atomique. La figure 3 présente le principe de l'expérience des fentes d'Young.

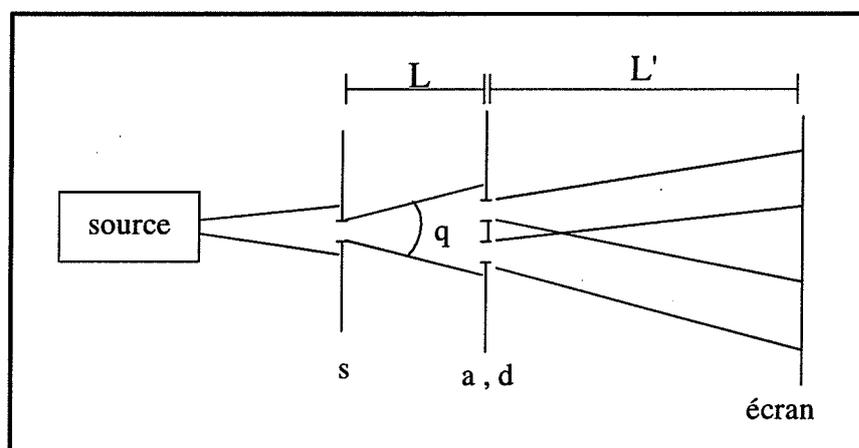


Figure 3 : Schéma général de l'expérience des fentes d'Young : a est la largeur de ces fentes et d la séparation centre à centre. s est la largeur de la fente source.

Considérons une source lumineuse monochromatique de longueur d'onde λ éclairant la fente source de largeur s . L'onde lumineuse est diffractée par la fente et éclaire de façon cohérente les fentes d'Young de largeur a séparées de d si la longueur de cohérence transversale ξ_t de la source, définie par :

$$\xi_t = \lambda \frac{L}{s} \quad (I. 1)$$

est bien supérieure à la distance entre les fentes d'Young égale à d . En toute rigueur, on a $\xi_t \gg d + a$.

Note : Usuellement, les opticiens parlent d'aire de cohérence de la source et la définissent comme $\Sigma' = \xi_t^2 = \lambda^2 \frac{L^2}{\Sigma}$ si $\Sigma = s^2$ est la surface de la fente source. La condition de cohérence s'écrit dans ce cas : $\Sigma' > (d + a)^2$.

Les fentes d'Young diffractent elles aussi la lumière et créent alors deux ondes cohérentes. Dans la zone de recouvrement des deux ondes diffractées, des interférences non localisées sont alors observables sur un écran situé à une distance L' des fentes. L'intensité $I(x)$ des franges d'interférences, dont l'amplitude est modulée par l'enveloppe de diffraction des fentes suit une loi s'écrivant :

$$I(x) = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi d x}{\lambda L'}\right) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a x}{\lambda L'}\right)}{\left(\frac{\pi a x}{\lambda L'}\right)^2} \quad (I. 2)$$

où I_0 est l'intensité maximale due à la diffraction par une seule des fentes d'Young et $\delta = \frac{d x}{L'}$ représente la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre, la différence de phase étant égale à $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$. Dans ce cas, l'interfrange i est donné par :

$$i = \frac{\lambda L'}{d} \quad (I. 3)$$

et $E\left(\frac{2d}{a} - 1\right)$ franges sont observables dans le lobe principal de diffraction, avec un contraste

maximum égal à 1. Nous rappelons que le contraste est défini par le rapport $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$.

Considérons à présent le cas d'une source lumineuse non monochromatique, de dispersion en longueur d'onde $\delta\lambda$. Nous sommes alors amenés à définir la longueur de cohérence longitudinale l_c de la source lumineuse qui rend compte de la chromaticité de la source lumineuse :

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda}$$

(I. 4)

Le nombre de franges observables dans le lobe principal de diffraction est ainsi donné par le rapport $\frac{l_c}{\lambda} = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$ et diminue lorsque la dispersion de la source augmente. Si l'on réalise des interférences en lumière blanche, on ne voit qu'une frange ; la dispersion de vitesses $\delta\lambda / \lambda$ étant de 100 %. Le contraste de l'interférogramme est d'autant moins bon que la dispersion en longueur d'onde de la source est importante.

A.1.3. L'interféromètre à 3 réseaux

L'interféromètre à 3 réseaux est un interféromètre achromatique peu connu en optique mais astucieux qui permet d'obtenir des franges d'excellent contraste en lumière blanche [CHA75]. La figure 4 présente son principe de fonctionnement.

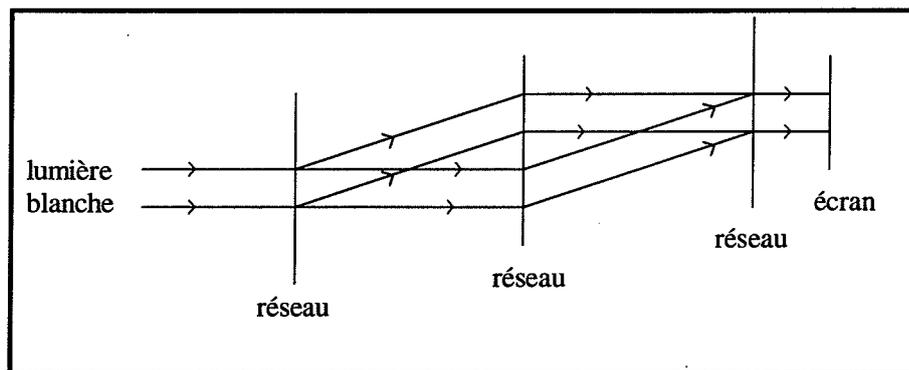


Figure 4 : Schéma de principe de l'interféromètre à 3 réseaux.

L'interféromètre est éclairé avec une source étendue de lumière blanche, au foyer d'une lentille. Ce dispositif exige l'emploi de 3 réseaux équivalents de même pas. Le premier réseau a un rôle de lame séparatrice. Parmi ses ordres diffractés ; les angles de diffraction dépendant de la longueur d'onde incidente, nous nous intéressons seulement aux ordres 0 et -1. Le second réseau redirige alors ces deux faisceaux vers le troisième réseau, et ce sont à présent les ordres 1 et -1 qui nous intéressent. Les interférences sont localisées dans le plan du troisième réseau, mais sont brouillées. Le rôle de ce réseau est de recombinaison des fronts d'onde. Il se comporte de plus comme un filtre en longueur d'onde. Des franges en lumière

blanche sont alors observées avec un bon contraste, avec un interfrange égal au pas du réseau. Cet interféromètre peut être considéré comme une extension de l'interféromètre de Mach-Zehnder que nous présentons à présent.

A.1.4. L'interféromètre de Mach-Zehnder

Si nous présentons dans ce paragraphe le principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder (Figure 5), interféromètre à division d'amplitude dont l'utilisation est fort peu répandue dans le domaine de l'optique, c'est parce que de nombreux interféromètres atomiques sont conçus sur ce modèle.

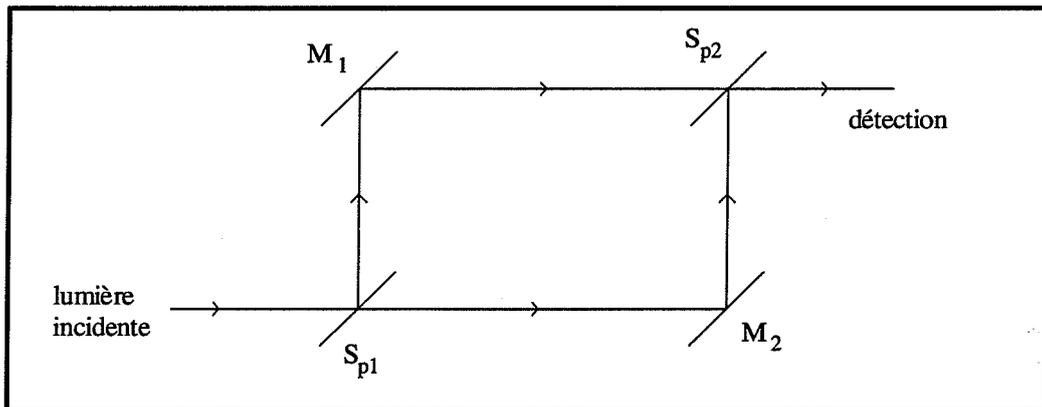


Figure 5 : Schéma de principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

La lumière incidente est divisée par la lame séparatrice S_{p1} en deux faisceaux cohérents (1) et (2) qui, à l'aide des miroirs M_1 et M_2 sont dirigés vers la lame séparatrice S_{p2} pour être recombinés puis détectés. Contrairement à l'interféromètre de Michelson, les faisceaux ne passent qu'une fois sur les bras de l'interféromètre, ce qui constitue un avantage pour l'étude de variations d'indice de réfraction, comme c'est le cas dans le domaine de l'aéronautisme. Sur l'un des bras, un conduit de soufflerie permettant de reproduire des vents est installé. L'interféromètre étant réglé à la différence de marche nulle et éclairé en lumière blanche, une maquette d'avion est introduite pour en étudier son aérodynamisme. S'opposant au passage de l'air, elle crée des variations de pression, donc d'indice, ce qui se traduit par un changement de coloration des franges. C'est dans ce domaine que l'interféromètre de Mach-Zehnder a trouvé sa meilleure application.

A.2. Interféromètre de polarisation

Nous rappelons dans ce paragraphe ce qu'est l'interférométrie de polarisation en optique, en décrivant succinctement une expérience d'interférences produites par une lame cristalline biréfringente à faces parallèles. Un faisceau lumineux monochromatique de

longueur d'onde λ , non polarisé se propage dans la direction Oz, traverse un polariseur dont la direction de polarisation est \vec{P} puis se propage dans la lame biréfringente. Le principe de l'expérience est illustré par la figure 6. La lame à faces parallèles, de biréfringence Δn induit un déphasage $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e$ où e est l'épaisseur de la lame. Le faisceau émergent traverse alors un analyseur de direction \vec{A} puis est détecté, avec une photodiode par exemple.

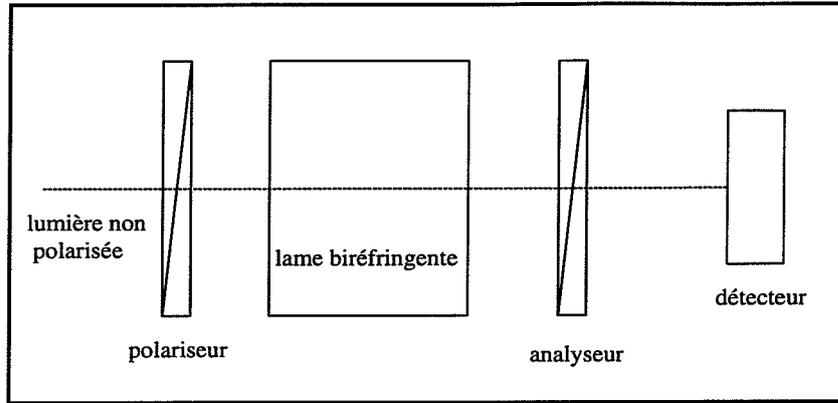


Figure 6 : Dispositif interférentiel de principe utilisant des ondes polarisées. Un faisceau monochromatique polarisé par le polariseur subit un déphasage lors de son passage dans la lame biréfringente. Le faisceau émergent, de polarisation elliptique traverse l'analyseur. L'intensité I détectée contient ainsi un terme d'interférences.

Considérons à présent la géométrie des différents éléments optiques. Dans le repère fixe de la lame, le polariseur fait un angle α avec l'axe lent Ox de la lame et l'analyseur fait un angle β avec ce même axe (Figure 7).

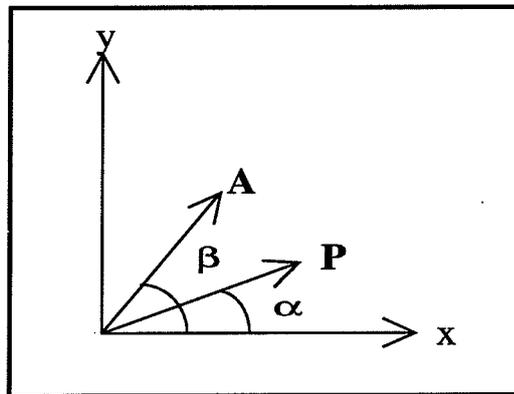


Figure 7 : Lame biréfringente placée entre polariseur et analyseur.

La vibration transmise par le polariseur s'écrivant $s = a_0 \cos \omega t$, la lame transmet une vibration de composantes :

$$X = a_0 \cos \alpha \cos \omega t$$

$$Y = a_0 \sin \alpha \cos (\omega t - \phi)$$

(I. 5)

et l'analyseur ne laisse passer que la composante $S' = X \cos \beta + Y \sin \beta$. L'intensité résultante I , où l'on a posé $a_0^2 = I_0$ s'écrit alors :

$$I = A^2 + B^2 + 2AB \cos \phi$$

(I. 6)

où les amplitudes A et B du phénomène d'interférences sont telles que :

$$A = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \cos \alpha \cos \beta$$

$$B = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \sin \alpha \sin \beta$$

(I. 7)

Il existe ainsi deux dispositions du polariseur et de l'analyseur où le phénomène d'interférences est observé dans les meilleures conditions de visibilité ($V = 1$) et avec l'amplitude maximum ($\alpha = \pi / 4$ [$\pi / 2$]). Il s'agit du cas où le polariseur et l'analyseur sont parallèles et font un angle de 45° par rapport aux lignes neutres de la lame (signe +) et du cas où polariseur et analyseur sont croisés, faisant toujours un angle de 45° avec les lignes neutres (signe -). L'intensité s'écrit donc :

$$I = \frac{I_0}{4} (1 \pm \cos \phi)$$

(I. 8)

et contient l'information sur le déphasage introduit par la lame cristalline.

B. Interféromètres atomiques

Cette partie pose les bases de l'interférométrie à ondes de matière, et plus précisément celles concernant l'interférométrie atomique. Après avoir rappelé le caractère ondulatoire de la matière, nous établissons une comparaison entre atomes, électrons, neutrons et photons. Le troisième paragraphe donne une classification des différentes familles d'interféromètres atomiques réalisés jusqu'à présent, en relation avec celle présentée pour l'interférométrie optique en A.

B.1. Aspect ondulatoire de la matière

C'est en 1923 que L. de Broglie émit l'hypothèse qu'un corpuscule matériel pouvait avoir un aspect ondulatoire, ce qu'énonça Einstein dès 1905 pour le photon. A toute particule matérielle d'énergie totale E et d'impulsion \vec{p} est associée une onde scalaire de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} définis par :

$$\omega = \frac{E}{\hbar}$$

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}$$

(I. 9)

avec $\hbar = h/2\pi$ où h est la constante de Planck.

L'onde scalaire peut s'écrire sous la forme d'un paquet d'ondes planes à 3 dimensions $\psi(\vec{r}, t)$ tel que:

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int g(\vec{k}) \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] d^3k$$

(I. 10)

L'onde de matière (atome, électron, neutron) est caractérisée par sa longueur d'onde, dite longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

(I. 11)

où m est la masse de la particule, v le module de sa vitesse. L'hypothèse de L. de Broglie fut confirmée en 1927 par l'expérience de Davisson et Germer [DAV27]. L'expérience consistait à envoyer un faisceau d'électrons sur un cristal de nickel. La figure de diffraction obtenue présentait une structure dont la période permit la détermination de la longueur d'onde électronique.

B.2. Comparaison entre photons et particules matérielles

Si l'interférométrie optique s'est développée dès 1802 avec l'expérience d'Young et se trouve à la base de nombreuses études physiques (spectroscopie par transformée de Fourier, étude de la structure fine d'atomes, mesures d'indice de réfraction de milieu gazeux), les premiers interféromètres à ondes de matière n'ont été réalisés que dans les années 50, avec des électrons [MAR52], [MÖL54]. L'interférométrie électronique a par la suite beaucoup progressé grâce à l'optique électronique. La longueur longitudinale de cohérence de l'onde

électronique a ainsi été mesurée interférométriquement [MÖL88]. La référence [GAB56] traite l'aspect théorique des interférences électroniques. Puis, en 1974, fut construit le premier interféromètre neutronique [RAU74]. Dans cette expérience, un faisceau thermique de neutrons, de longueur d'onde de 2 Å est envoyé sur un monocristal de silicium dans lequel il est séparé par diffraction de Bragg puis recombinaison afin d'observer des interférences. Cette technique, initialement développée pour les rayons X a été transposée avec succès aux neutrons, la longueur d'onde étant du même ordre de grandeur. Depuis, un certain nombre d'expériences ont été menées [WER80] parmi lesquelles nous citons la démonstration des effets de rotation [STA80] bien connus sous le nom d'effet Sagnac. La réalisation de sources de neutrons froids ($\lambda_{dB} \approx 30$ à 100 Å) a permis la diffraction de neutrons par une fente, par deux fentes, ainsi que la réalisation d'un interféromètre neutronique à fentes analogue l'interféromètre d'Young en optique [ZEI88]. Contrairement aux électrons, le neutron n'a pas de charge. Par contre, il possède un moment magnétique faible. De ce fait, le neutron est insensible aux champs électriques et peu sensible aux champs magnétiques : sa trajectoire est ainsi peu altérée par la présence de champs résiduels. Il constitue donc un meilleur candidat que l'électron pour des mesures précises et l'accord entre les résultats expérimentaux et les estimations théoriques est bien meilleure que dans le cas des électrons [ZEI88]. L'interféromètre à neutrons, particule neutre de masse non nulle est donc des interféromètres celui qui se rapproche le plus de l'interféromètre atomique. Cependant, comme un réacteur à neutrons n'a rien à voir avec un jet atomique ou un piège d'atomes, une importante différence de coût et de taille de l'expérience est prévisible. De plus, la brillance de la source atomique, s'il s'agit d'un jet atomique peut être plus grande que celle du jet de neutrons. Par contre, les atomes ne pénétrant pas la matière dense, une méthode analogue à la diffraction de Bragg (par transmission) des neutrons dans les cristaux pour réaliser des bras de l'interféromètre atomique séparés spatialement de quelques centimètres est donc exclue.

Le tableau 1 présente les ordres de grandeur concernant la vitesse et la longueur d'onde des éléments susceptibles d'interférer.

	masse (kg)	référence	vitesse (m.s ⁻¹)	longueur d'onde
photon visible	-----	-----	$3 \cdot 10^8$	400-800 nm
électron	$9,1 \cdot 10^{-31}$	[JÖN74]	10^8	5 pm
neutron	$1,6 \cdot 10^{-27}$	[RAU74]	$2 \cdot 10^3$	200 pm
jet de sodium	$3,8 \cdot 10^{-26}$	[KEI91]	10^3	17 pm
rubidium froid en chute libre	$1,4 \cdot 10^{-25}$		0,5	10 nm

Tableau 1 : Ordre de grandeur des caractéristiques des particules matérielles comparées aux photons. Pour les particules matérielles, les vitesses et en l'occurrence les longueurs d'onde de de Broglie associées sont extraites de la référence indiquée. Pour le rubidium en chute libre, les données correspondent à notre expérience.

La vitesse des atomes étant bien plus faible que celle des photons ou des électrons, les temps d'interaction des atomes dans un interféromètre de même dimension sont beaucoup plus grands, et ce d'autant plus que les atomes ont été au préalable refroidis par laser : un facteur supérieur à 10^8 sur le temps d'interaction peut être gagné entre les photons et les atomes refroidis. Ainsi, une sensibilité bien plus importante des interféromètres atomiques face aux effets inertiels (accélération, rotation, gravitation) [CLA88] ou de phases topologiques est attendue, bien que la surface comprise entre les bras de l'interféromètre soit beaucoup plus petite pour les interféromètres atomiques ($S \approx 10^{-2} \text{ mm}^2$) que pour les interféromètres neutroniques ($S \approx$ quelques cm^2) et les interféromètres optiques (plusieurs m^2) qui peuvent, par exemple utiliser de nombreux tours de fibre optique, l'augmentant d'autant plus. La surface comprise entre les bras de l'interféromètre est une caractéristique importante car le déphasage induit par les effets de rotation ou de gravitation lui est proportionnel.

A même énergie, à cause de la différence des masses, la longueur d'onde des atomes est bien plus petite que celle des électrons. C'est pourquoi l'atome peut être un bon candidat dans la perspective de réaliser un microscope ou une microsonde puisque sa petite longueur d'onde implique la possibilité de focaliser des jets atomiques sur quelques angströms sur des échantillons sans en endommager la surface ; l'énergie mise en jeu étant faible.

Toutefois, l'atout le plus intéressant des atomes réside en leur structure interne et au fait que l'on peut contrôler l'état interne et réaliser une détection sélective. Les atomes sont dotés de niveaux fondamentaux possédant une structure hyperfine, des sous-niveaux Zeeman, ou un caractère métastable. La présence de transitions atomiques fermées, comme dans les alcalins permet la manipulation des atomes avec des ondes lumineuses, ce qui assure à la fois un contrôle de la vitesse (ralentissement et déflexion d'atomes par laser) et de la position des atomes (pièges). De plus, le moment magnétique et le moment dipolaire que possèdent certains atomes les rendent sensibles aux champs magnétiques et électriques ; des études d'interactions entre atome et champs sont alors réalisables. Les photons, quant à eux ne possèdent que deux états de polarisation, ce qui limite les degrés de liberté internes sur lesquels on peut agir.

Cependant, l'inconvénient principal des atomes réside dans l'obtention d'une cohérence atomique et surtout dans sa conservation au cours du temps. La cohérence d'un jet atomique est réalisée par les conditions expérimentales initiales (fente source, polarisation des états, des spins) puisqu'il n'existe pas encore de « laser à atomes ». La difficulté est de conserver la cohérence pendant l'expérience car tout processus d'émission spontanée ou toute collision est susceptible de détruire la cohérence spatiale de l'atome [PFA94] et de créer ainsi un brouillage des franges. Les atomes sont donc plus fragiles que les photons en ce qui concerne la perte de cohérence.

B.3. Différents types d'interféromètres atomiques

Dans ce paragraphe, nous établissons une classification des interféromètres atomiques réalisés jusqu'à présent, en relation avec les différents types d'interféromètres optique à deux ondes décrits en A. Les interféromètres n'agissant que sur les degrés de liberté externes de

l'atome sont soit des interféromètres de type Young (B.3.1), soit des interféromètres à réseaux (B.3.2). Les interféromètres de type Mach-Zehnder où l'action sur les degrés internes de liberté se répercute sur les degrés de liberté externe de l'atome sont décrits en B.3.3. Les interféromètres de polarisation, où ce sont essentiellement les degrés de liberté internes qui sont à l'origine du déphasage font l'objet du paragraphe B.3.4.

Parmi les nombreux interféromètres qui existent maintenant, nous avons choisi de ne décrire précisément dans ce mémoire que ceux qui ont permis des mesures physiques, mesures que nous présentons dans la partie C. Car plus proche de notre configuration, nous nous limitons aux interféromètres utilisant des microstructures. Ainsi, nous présentons de façon détaillée les interféromètres construits par l'équipe de Shimizu à Tokyo, et celle de Pritchard au MIT (B.2). Cependant, nous décrivons aussi l'interféromètre de type Ramsey-Bordé à quatre ondes lumineuses qui a permis l'accès à des effets rotationnels.

Nous montrons aussi que de la famille de l'interféromètre dépend la méthode de détection utilisable.

B.3.1. Interféromètres de type fentes d'Young

En 1991, furent construits deux interféromètres à division du front d'onde par des microstructures mécaniques de type fentes d'Young, dans des configurations géométriques différentes.

B.3.1.1. L'interféromètre de Mlyneck

La version atomique de l'expérience d'Young a été réalisée en 1991 par l'équipe de Mlyneck [CAR91] à partir d'un jet supersonique d'hélium métastable. Le jet, de longueur d'onde $\lambda_{dB} \approx 1 \text{ \AA}$ est diffracté par une fente source de largeur $2 \mu\text{m}$ ($= s$) qui éclaire de façon cohérente les fentes d'Young de largeur $1 \mu\text{m}$ ($= a$) séparées de $8 \mu\text{m}$ ($= d$). La position des atomes dans la zone de recouvrement située après les fentes est donc la manifestation de l'effet interférométrique. Un détecteur (SEM) muni d'une fente fine d'entrée (ou d'un réseau) est monté sur une platine de translation afin d'enregistrer l'interférogramme. La théorie de cette expérience est la même que celle de Young (§ A.1.2) si on remplace la longueur d'onde optique par la longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} du jet atomique, car la vitesse v du jet est suffisamment importante pour que l'on puisse négliger l'effet de la gravité sur le mouvement des atomes. Pour un jet d'atomes de masse m et de vitesse v , la cohérence transversale de la source atomique s'écrit :

$$\xi_t = \lambda_{dB} \frac{L}{s} = \frac{h}{m v} \frac{L}{s}$$

(I. 12)

et la condition d'éclairement cohérent est toujours donnée par $\xi_t \gg (d + a)$, L est la distance entre la fente source et les fentes d'Young.

Pour des particules matérielles, la dispersion de vitesses δv va jouer le même rôle sur le contraste des franges que la dispersion en longueur d'onde de la source lumineuse. Nous définissons, comme pour l'optique la longueur de cohérence longitudinale l_c de la source atomique associée à l'onde de de Broglie par la relation :

$$l_c = \frac{h}{\delta p} = \lambda_{dB} \frac{v}{\delta v} \quad (I. 13)$$

Le nombre de franges réellement observables dans le lobe principal de diffraction dépend explicitement de la longueur de cohérence : il vaut $\frac{l_c}{\lambda_{dB}} = \frac{v}{\delta v}$. Le brouillage des franges, donc le contraste dépend ainsi du rapport $\delta v / v$.

B.3.1.2. L'interféromètre de Shimizu

En 1991, l'équipe de Shimizu a réalisé le premier interféromètre à fentes d'Young, dans une configuration verticale, à partir d'une source d'atomes froids de néon métastable [SHI91b], [SHI92a]. Les atomes froids cohérents sont lâchés sur un système de fentes situé à 76 mm ; leurs positions transversales sont détectées 113 mm après ces fentes. Contrairement à l'expérience de Mlyneck, la longueur d'onde λ_{dB} varie au cours de la chute en fonction de l'altitude de l'atome. Le principe de l'expérience est présenté sur la figure 8. Nous détaillons cette expérience afin de faire ressortir dans la partie D les différences essentielles avec l'interféromètre en cours de réalisation au laboratoire Aimé Cotton.

Un piège magnéto-optique de néon métastable dans l'état $1s_5$ est réalisé à partir d'un jet atomique sur la transition de ralentissement $1s_5 (J = 2) \rightarrow 2p_9 (J = 3)$ de longueur d'onde égale à 640 nm [SHI91a]. Le piège ainsi obtenu a une température de 2,5 mK correspondant à une dispersion de vitesses $\sigma_v = 49,2 \text{ cm.s}^{-1}$ (largeur à $1/e$ de la gaussienne décrivant le profil de vitesses : $1,4 \text{ m.s}^{-1}$).

Note : La notation σ_v , définie au chapitre II en C.4 est adoptée pour décrire la dispersion de vitesse (par rapport à la vitesse moyenne) dans un piège à atome.

La source atomique de l'interféromètre, constituée d'atomes dans l'état $1s_3$ métastable est obtenue en focalisant dans le piège un faisceau laser de longueur d'onde 598 nm résonant avec la transition atomique $1s_5 (J = 2) \rightarrow 2p_5 (J = 1)$ (Figure 9). Comme les atomes dans l'état $2p_5 (J = 1)$ sont insensibles au faisceau laser piégeant à 640 nm et aux gradients de champs magnétiques, ils tombent sous l'effet de la pesanteur et leurs trajectoires sont entièrement déterminées par les conditions initiales de chute. Ces atomes se désexcitent vers les états $1s_1$, $1s_4$ (émission de photons vuv) et $1s_3$ et la désexcitation vers l'état $1s_3 (J = 0)$ a une probabilité d'environ 50 %.

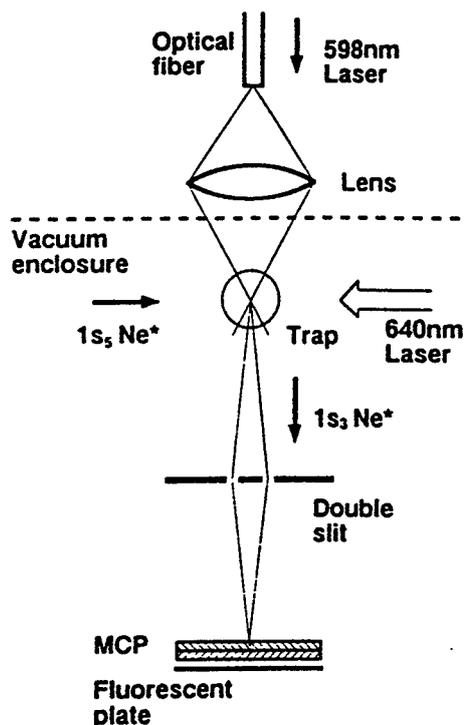


Figure 8 : Schéma de principe de l'interféromètre atomique à fentes réalisé au Japon. Les atomes issus du piège magnéto-optique sont lâchés sur un système de fentes situé à 76 mm du piège et leur position est détectée 113 mm après les fentes à l'aide d'un détecteur à galettes de micro-canaux (MCP) suivi d'un écran au phosphore et d'une caméra CCD. (figure extraite de [SHI92a])

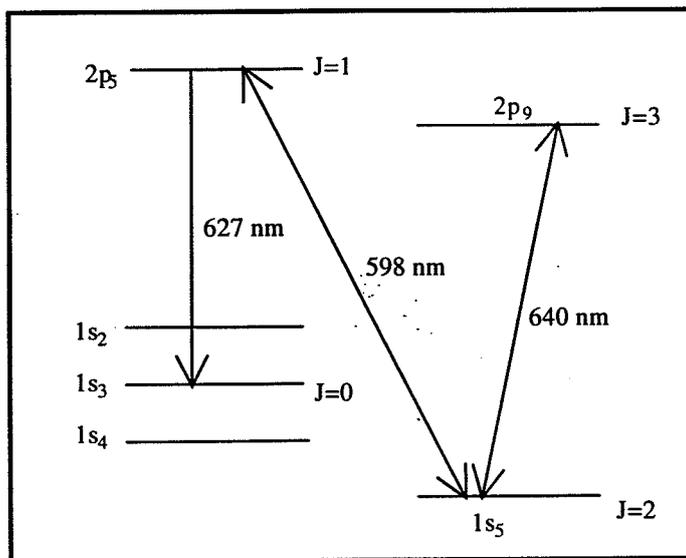


Figure 9 : Schéma des états de métastables et des transitions atomiques mises en jeu pour la réalisation de l'interféromètre atomique.

Toutefois, le transfert des atomes de l'état $1s_5$ ($J = 2$) \rightarrow $1s_3$ ($J = 0$) provoque un changement de vitesse des atomes d'environ 5 cm.s^{-1} , ce qui est négligeable par rapport à la vitesse des atomes à l'altitude des fentes qui est de $1,25 \text{ m.s}^{-1}$. Le rôle du faisceau laser focalisé est double : il permet de créer une fuite dans le piège et il assure la cohérence transversale de la source atomique. La focalisation dans le piège, réalisée à l'aide d'une lentille de focale 55 mm implique que les atomes dans l'état $1s_3$ sont répartis dans un cylindre de diamètre $20 \mu\text{m}$, taille du waist du faisceau focalisé et de longueur 1 mm, longueur égale à la profondeur de champ du dispositif optique et à la taille du piège. Les atomes dans l'état $1s_3$ ($J = 0$) traversent alors les fentes d'Young de largeur $2 \mu\text{m}$ séparées de $6 \mu\text{m}$, situées à $L = 76 \text{ mm}$ sous le piège et leur vitesse vaut environ $1,25 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda_{dB} = 15 \text{ nm}$. Au niveau des fentes, le rapport σ_v / v vaut 40 %. La longueur de cohérence transversale ξ_t (voir § B.3.1.1) dans cette configuration verticale dépend de la taille du waist du laser : elle vaut $57 \mu\text{m}$ et est donc largement supérieure à la distance entre les deux fentes. Les atomes après avoir parcouru une distance égale à 113 mm sont alors détectés à l'aide d'une surface de galettes micro-canaux (MCP) de rendement quantique proche de 1 suivie d'un écran de phosphore, dont l'image est enregistrée via une caméra CCD. La résolution de la méthode de détection est de $20 \mu\text{m}$ dans une direction et de $32 \mu\text{m}$ dans l'autre. Le temps moyen d'arrivée des atomes du piège au niveau du détecteur est de 191 ms. Or, la forte dispersion des vitesses des atomes du piège implique que les temps d'arrivée des atomes sont répartis autour de $(191 \pm 71) \text{ ms}$ (largeur temporelle prise à $1/e$). Dans ce cas, la longueur de cohérence de la source, donnée par $l_c = \lambda_{dB} v / \sigma_v$ est inférieure à λ_{dB} . Le contraste de l'interférogramme est alors très mauvais et peu de franges sont observable, ce qui est l'analogie des interférences en lumière quasi-blanche en optique. Pour ne pas brouiller les franges, le transfert des atomes de l'état $1s_5$ à l'état $1s_3$ est pulsé et les figures d'interférences sont enregistrées pour une fenêtre temporelle limitée et bien déterminée. C'est dans ces conditions que les figures d'interférences suivantes ont été observées (Figure 10). La méthode de détection est donc non seulement résolue spatialement mais aussi temporellement.

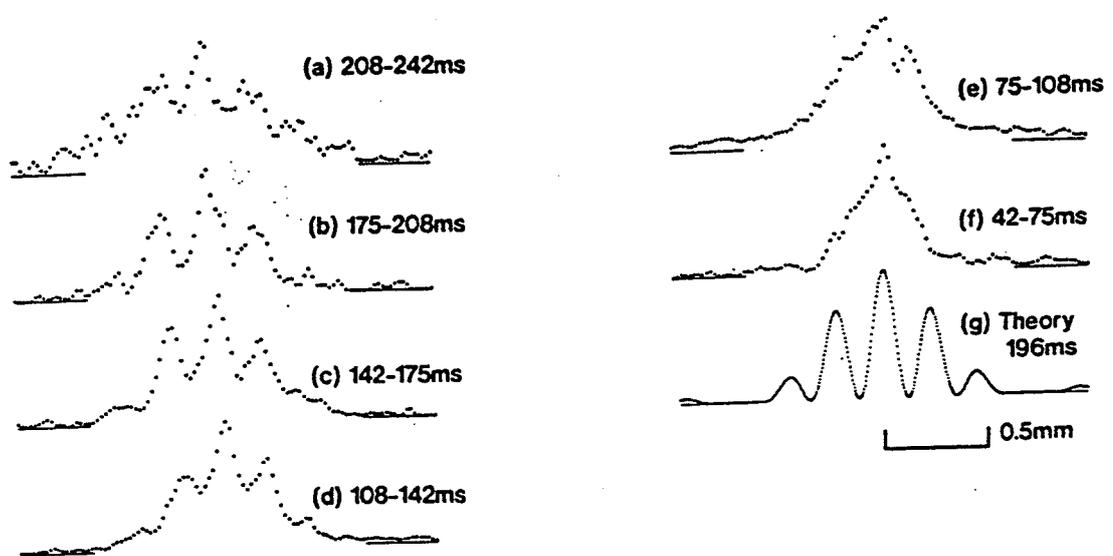


Figure 10 : Interférogrammes obtenus pour différentes fenêtres temporelles de détection. (figure extraite de [SHI92a])

La cadence de répétition de la séquence de chute est de 3,75 Hz et l'acquisition d'un interférogramme nécessite un temps d'accumulation de l'ordre de 2 heures et demi ; 1,5 coups par seconde étant détectés sur l'ensemble du capteur.

Depuis 1991, aucun interféromètre de ce type n'a été construit. L'interféromètre en cours de réalisation au laboratoire Aimé Cotton appartient à cette famille.

B.3.2. Interféromètres à réseaux

Nous présentons à présent les interféromètres à réseaux, réseaux aussi bien mécaniques qu'optiques. Comme nous l'avons montré en A, l'intérêt essentiel de ces interféromètres réside en leur achromaticité. Du fait de la séparation transversale des bras, les bras de l'interféromètre formant un trapèze, ces interféromètres à réseaux sont usuellement comparés à des interféromètres de type Mach-Zehnder.

B.3.2.1. L'interféromètre de Pritchard

L'interféromètre atomique réalisé au MIT en 1991 [KEI91] a été construit dans une configuration de type Mach-Zehnder utilisant trois réseaux de diffraction construits par des techniques de photolithographie et de lithographie électronique [EKS94], configuration analogue à celle utilisée par Gruber *et al* [GRU89] pour une source de neutrons. La source atomique est un jet de sodium supersonique transporté par de l'argon de vitesse 1000 m.s^{-1} et de dispersion $\delta v / v = 12 \%$. La longueur d'onde de de Broglie est $\lambda_{dB} = 16 \text{ pm}$. Par le choix d'un autre gaz rare porteur (Kr, Ne, He), la vitesse des atomes de sodium et par conséquent la longueur d'onde associée peuvent varier d'un facteur 5. Les réseaux utilisés sont de fines membranes de nitrure de silicium percées de fentes de pas égal à 400 nm. La figure 11 présente le dispositif expérimental utilisé.

Le jet est d'abord collimaté par 2 fentes de $20 \mu\text{m}$ espacées de 0,9 m puis atteint le premier réseau de diffraction qui diffracte le jet atomique dans les ordres -1, 0, 1. Considérons seulement le sort des ordres 0 et 1. Ces deux ordres, correspondant à deux jets atomiques cohérents et séparés spatialement sont alors diffractés par le second réseau dans différents ordres. Les ordres intéressants pour l'interférogramme sont 1 pour le faisceau diffracté dans l'ordre 0 par le premier réseau et -1 pour celui diffracté dans l'ordre 1. La séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre au niveau du second réseau est de $27 \mu\text{m}$, ce qui se trouve être aussi l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence transversale de la source. Les ordres -1 et 1 peuvent alors converger au niveau du troisième réseau, lieu de localisation des interférences. Derrière ce réseau se trouve le fil chaud qui est immobile. La détection est réalisée en enregistrant le flux lumineux transmis par le troisième réseau qui se comporte ainsi comme un masque. Lorsque la position relative du second et du troisième réseau, c'est à dire la différence de marche, est variée au cours du temps en actionnant la céramique piézo-électrique qui maintient le second réseau, le signal présente des franges (Figure 12).

L'interfrange observé est exactement le même que le pas du réseau : le flux lumineux détecté est maximum lorsque les fentes des deux derniers réseaux sont colinéaires et minimum lorsqu'elles sont en opposition de phase. Dans cet interféromètre, l'utilisation du troisième réseau sert uniquement à la détection des interférences : il permet de pallier au fait qu'il n'existe pas de détecteur atomique dont la résolution est de quelques centaines de nanomètres. Utilisé comme un masque (passant, non passant), il permet d'atteindre la résolution nécessaire pour l'enregistrement des franges. Cependant, son utilisation suppose que l'on connaisse au préalable la valeur de l'interfrange.

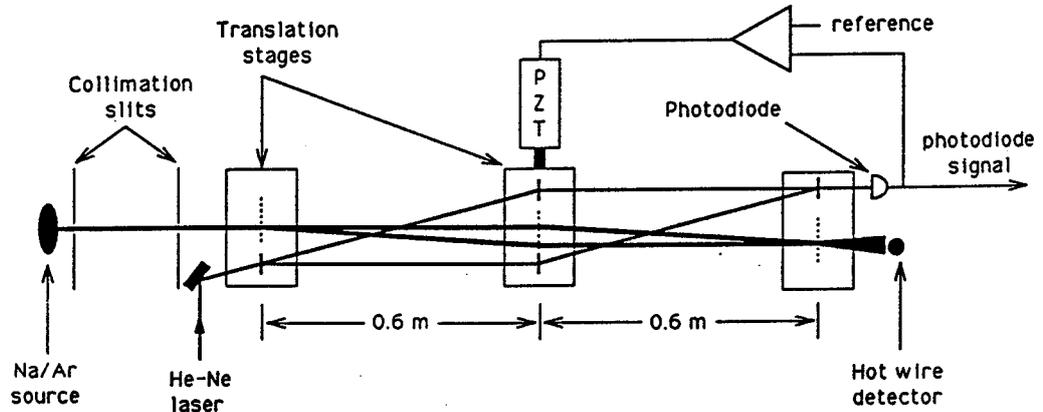


Figure 11 : Schéma de l'interféromètre atomique à réseaux. Les trois réseaux, de pas identique égal à 400 nm sont espacés de 0,6 m (l'échelle n'est pas respectée). La céramique piézo-électrique maintenant le second réseau permet de changer la différence de marche entre les bras de l'interféromètre. (figure extraite de [KEI91])

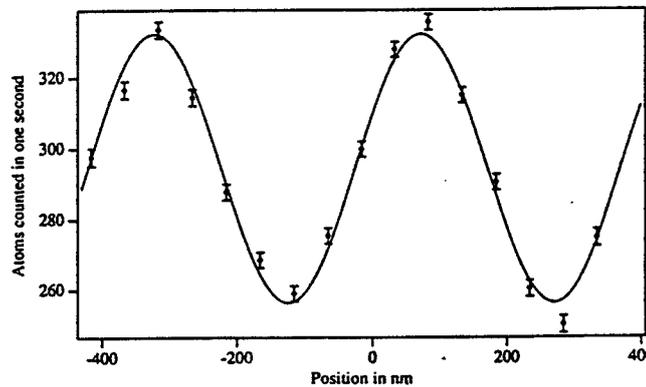


Figure 12 : Figure d'interférence réalisée en un temps égal à 400 s. La courbe en trait plein correspond à un ajustement de la fonction sinus par la méthode des moindres carrés pour un pas de réseau de 400 nm. (figure extraite de [KEI91])

Cette configuration est ainsi achromatique. Cependant, de la qualité des réseaux (parallélisme des fentes, planéité de la surface) et de leur stabilité mécanique dans l'interféromètre dépendent la sensibilité de l'appareil et le contraste maximum des franges. L'alignement des

réseaux, qui a besoin d'être effectué au milliradian près, est réalisé dans un premier temps à l'aide d'un laser He-Ne, puis est affiné en cours d'expérience. La sensibilité en phase de cet interféromètre est inférieure au milliradian pour une acquisition de 1 minute.

B.3.2.2. Autres interféromètres

Une expérience quelque peu similaire, un interféromètre de Talbot-von Lau a été réalisée en 1994 par l'équipe de Clauser [CLA94] utilisant elle aussi 3 réseaux de diffraction mais de pas plus important ; le pas du premier et du troisième réseau est le même, celui du second est moitié. Cependant, certaines différences apparaissent quant à la source, puisqu'il s'agit d'un jet de potassium ralenti et quant à la géométrie de l'expérience puisqu'elle est verticale. L'avantage principal de cet interféromètre est qu'il est très peu sensible à la collimation du jet atomique.

Un autre genre d'interféromètre à réseaux est né en 1995. Deux expériences utilisant des réseaux lumineux créés par une onde stationnaire optique ont été réalisées simultanément, ce qui avait été proposé en 1985 par Chebotayev *et al* [CHE85]. L'interaction lumineuse subie par l'atome conduit à des changements de direction de son impulsion par des processus d'absorption/émission stimulée mais non à des changements d'énergie. L'un de ces interféromètres, réalisé par l'équipe de Zeilinger [RAS95] sur de l'argon métastable utilise l'effet Kapitza-Dirac [GOU86] où l'onde stationnaire est focalisée dans la zone d'interaction (90 μm) et crée une force dipolaire sur les atomes. L'autre, réalisé par Giltner *et al* [GIL95] sur du néon métastable utilise la diffraction de Bragg des atomes par l'onde stationnaire [MAR88] dont l'épaisseur est de quelques millimètres. Les deux groupes ont construit un interféromètre à 3 ondes stationnaires dont le rôle de chacune peut être comparé à celui des réseaux matériels des expériences précédentes. Dans les deux cas, on détecte à l'aide d'un détecteur à 1 dimension pour métastables, devant lequel se trouve une fente source, la transmission de la troisième onde stationnaire lorsque cette dernière est déplacée transversalement.

Tous ces interféromètres agissant sur les degrés de liberté externes de l'atome présentent une séparation spatiale et cohérente des paquets d'onde, l'angle d'ouverture étant de 50 μrad environ.

B.3.3. Interféromètres de type Mach-Zehnder

L'interféromètre de l'équipe de Chu, les interféromètres de type Ramsey-Bordé sont usuellement comparés à des interféromètres de type Mach-Zehnder car une séparation spatiale des paquets d'onde atomiques est réalisée par division d'amplitude. Cette division d'amplitude est réalisée en agissant sur les degrés de liberté internes de l'atome, action qui se répercute sur les degrés de liberté externes. Ce type d'interféromètre est très intéressant pour des applications concernant des effets inertiels car il enferme entre ses bras une surface fermée. Si nous avons choisi de décrire en détail l'interféromètre de type Ramsey-Bordé dans

ce mémoire, l'interféromètre de l'équipe de Chu qui a pourtant permis une mesure de \hbar/m_C à 10^{-7} ne le sera pas, mais une référence détaillée est donnée [WEI94].

B.3.3.1. Interféromètres de type Ramsey-Bordé

En 1989, Bordé [BOR89] suggéra qu'une onde atomique interagissant avec 4 ondes lumineuses progressives (2 paires contrapropagatives) dans une configuration géométrique analogue à l'expérience des franges de Ramsey (1950), que nous rappelons en B.3.4, pouvait être interprétée comme un interféromètre atomique. Cet interféromètre utilise le recul de l'atome lors d'échange de photons par interaction lumineuse résonante. La géométrie d'interaction, appliquée à un système à 2 niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ est présentée sur la figure 13.

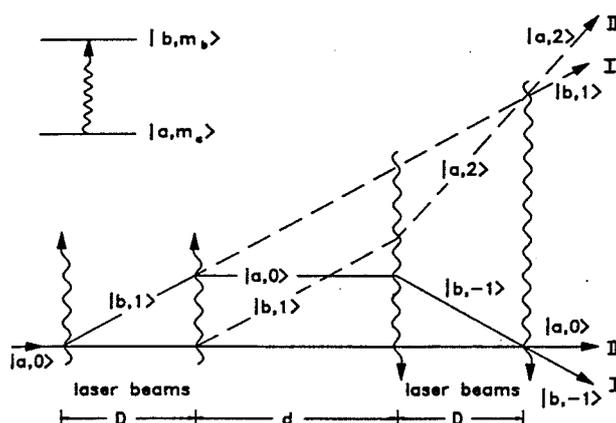


Figure 13 : Excitation lumineuse d'un jet atomique initialement dans l'état fondamental, dans une configuration de type Ramsey. (figure extraite de [RIE91])

Pour décrire l'état dans lequel se trouve l'atome après chaque interaction lumineuse, nous utilisons la notation $|a, m_a\rangle$ (resp. $|b, m_b\rangle$) : a correspond au niveau d'énergie (resp. b) et m_a (resp. m_b) correspond au nombre de quantum d'impulsion $\hbar\vec{k}$ transféré à l'atome par l'onde laser progressive. Le jet atomique est préparé dans l'état fondamental $|a, 0\rangle$. Lors de la première excitation lumineuse, l'onde de matière est séparée de façon cohérente en deux ondes partielles d'états internes $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Par l'absorption d'un photon, l'atome se trouve dans une superposition cohérente d'états $|a, 0\rangle$ et $|b, 1\rangle$. Lors de la seconde excitation laser, pour un même état, deux trajets sont possibles : l'un schématisé en trait plein, l'autre en pointillés. Nous ne décrivons ici que le fonctionnement de l'interféromètre en trait plein, correspondant au système de franges de Ramsey centré sur (fréquence atomique + fréquence de recul). Le principe de l'autre voie interférométrique (trait en pointillés) est identique mais le système de franges de Ramsey est dans ce cas centré sur (fréquence atomique - fréquence de recul). Cette excitation conduit les atomes à évoluer librement dans l'état fondamental $|a, 0\rangle$. Les atomes de l'état $|a, 0\rangle$ du haut atteignent ensuite la troisième zone d'interaction lumineuse, dirigée dans le sens opposé aux deux premières et

par absorption, ils se retrouvent alors dans une superposition cohérente d'états $|a, 0\rangle$ et $|b, -1\rangle$. La dernière excitation laisse soit les atomes dans l'état $|b, -1\rangle$, soit les met dans l'état $|a, 0\rangle$. L'autre rôle de cette excitation est de recombinaison des plans d'onde afin d'observer des interférences. Il y a donc 2 possibilités pour détecter les atomes ayant traversé l'interféromètre : sonder l'état $|a, 0\rangle$ ou bien l'état $|b, -1\rangle$. Dans ces deux cas, deux chemins différents permettent d'aboutir à l'état de détection et c'est cette superposition d'états qui est à l'origine des effets d'interférences, puisque l'on ne peut savoir quel chemin a pris l'atome. Cependant, les interférences ne sont observables qu'en l'absence de tout processus d'émission spontanée, ce qui implique la condition suivante : la durée de vie du niveau excité doit être supérieure au temps de transit des atomes dans l'interféromètre. C'est donc un interféromètre de type Mach-Zehnder, matérialisé par un trapèze fermé dont les bras sont dans des états atomiques différents, et comme dans la version optique, il existe deux voies de sortie, pour lesquelles les interférences sont déphasées de π .

Un premier interféromètre de ce type (Figure 14) a ainsi été construit à Braunschweig (Allemagne) à partir d'un jet atomique de calcium par l'équipe de Helmcke [RIE91].

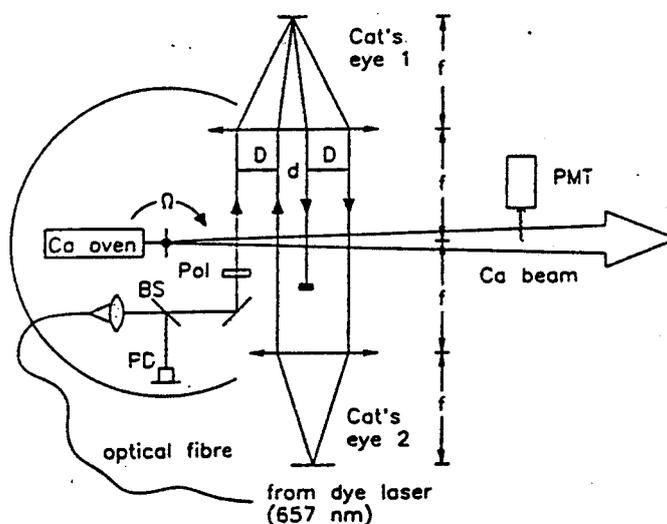


Figure 14 : Dispositif expérimental utilisé pour la réalisation d'un interféromètre de type Ramsey sur un jet de Ca. (figure extraite de [RIE91])

La transition atomique $^1S_0 - ^3P_1$ du ^{40}Ca est excitée par un faisceau laser à $\lambda = 657,46$ nm. Les 4 ondes lumineuses transversales sont réalisées à l'aide d'une paire d'oeil de chat. Rappelons qu'un oeil de chat est un dispositif optique constitué d'un miroir disposé au plan focal d'une lentille qui permet d'obtenir des faisceaux parallèles, si le faisceau incident ne passe pas au centre de la lentille. Les franges de Ramsey sont observées en fonction de la fréquence du laser d'interaction en enregistrant la fluorescence du niveau excité 3P_1 après la dernière zone d'interaction, à l'aide d'un photomultiplicateur. Cette méthode de détection est possible car la durée de vie du niveau excité ($\tau = 0,4$ ms) est supérieure au temps nécessaire pour que les atomes traversent l'interféromètre et atteignent le détecteur. Précisons que le faible angle de séparation des bras de l'interféromètre ($\theta = 22$ μrad) conduit à ce que les deux interféromètres

décrits précédemment ne sont pas séparés spatialement. La détection étant réalisée à la fois sur les états $|b, -1\rangle$ et $|b, 1\rangle$, la somme des deux figures d'interférences est observée. Les centres des deux figures sont séparés de 23 kHz (Figure 15) ce qui correspond au doublet de recul.

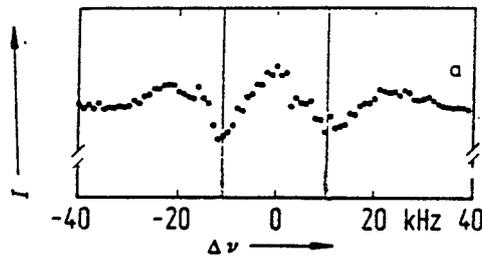


Figure 15 : Franges de Ramsey obtenues pour l'interféromètre au repos. (figure extraite de [RIE91])

Parallèlement, un interféromètre semblable utilisant la transition atomique $1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ ($\lambda = 457$ nm) d'une source de magnésium a été construit à Bonn par l'équipe d'Ertmer [STE92]. Depuis, une expérience de type Ramsey temporelle a été menée sur un piège magnéto-optique de Mg [SEN93] permettant une résolution en fréquence élevée atteignant 4 kHz et ce, en simultané avec l'interféromètre Ramsey spatial à 4 ondes lumineuses. Cet appareil est utilisé pour des applications spectroscopiques et métrologiques.

Au Japon, un interféromètre tout à fait analogue à celui de Helmcke a aussi été construit à partir d'un jet de Ca, avec lequel ils ont mesuré le déphasage dû à un champ électrique alternatif en envoyant un faisceau laser entre les deux premières zones d'interaction [MOR93]. Cette même équipe a par la suite changé quelque peu la géométrie de l'interféromètre : ils ont utilisés 4 ondes laser progressives de même direction [MOR95], configuration rendant le dispositif beaucoup moins sensible aux fluctuations de la fréquence du laser exciteur.

Une nouvelle voie d'étude s'ouvre à présent avec la réalisation d'un interféromètre moléculaire [BOR94] à partir d'un jet d'iode moléculaire. Des franges de Ramsey ont été observées dans une configuration d'excitation lumineuse où chaque paire d'ondes contrapropagatives fait un angle différent de 90° avec le jet moléculaire. Ainsi, plutôt que de balayer la fréquence du laser pour obtenir le système de franges, on change l'effet Doppler en jouant sur l'angle entre les deux paires de faisceaux contrapropagatifs.

B.3.3.2. L'interféromètre de Chu

L'interféromètre construit par l'équipe de Chu [KAS91] utilise le principe de l'effet Raman stimulé entre les deux niveaux hyperfins fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ de l'atome de sodium. Les atomes de césium, initialement piégés dans un piège magnéto-optique sont lancés vers le haut, dans une configuration de fontaine atomique. Selon l'axe de la fontaine, deux faisceaux laser contrapropagatifs, de fréquences différentes sont pulsés temporellement pour induire l'effet Raman stimulé. Par une succession d'impulsions judicieusement choisies, les

atomes initialement dans l'état $F = 1$ sont séparés (temporellement et non spatialement) en deux paquets d'ondes cohérents, mélangés puis recombinaison. L'avantage de l'effet Raman stimulé est d'éviter l'émission spontanée lorsque les longueurs d'onde sont suffisamment désaccordées, sans diminuer l'efficacité du transfert d'impulsion. La détection de l'interférogramme est réalisée en mesurant le nombre d'atomes dans le niveau fondamental $F = 2$ en fonction de la fréquence des faisceaux Raman. Un second interféromètre, où cette fois l'excitation Raman est transversale, et correspond toujours à la même succession d'impulsions lumineuses a été réalisé dans la même configuration de fontaine atomique [WEI93]. Dans cette version, les paquets d'onde cohérents sont séparés spatialement.

B.3.4. Interféromètres jouant sur les degrés internes

Après avoir décrit, pour mémoire l'expérience de Ramsey, nous donnons rapidement le principe des interféromètres utilisant les degrés de liberté internes de l'atome.

L'expérience de Ramsey [RAM50], qui en son temps ne fut pas considérée comme un interféromètre appartient à cette famille puisque l'on agit sur les états atomiques. Un jet atomique constitué d'atomes assimilables à des atomes à 2 niveaux, préparé dans l'état fondamental traverse 2 zones d'interaction radiofréquence de même caractéristiques séparées par une zone où l'évolution des atomes est libre. L'intensité du champ est réglée pour obtenir à désaccord nul des impulsions $\pi/2$ (mélange 50/50 entre les états) dans les 2 zones radiofréquence. Les atomes se trouvant dans l'état excité à la sortie des 2 zones ont pu l'être soit par la zone I, soit par la zone II et il n'y a pas de moyen de le savoir. Des interférences sont alors observables si l'on enregistre la population d'un des niveaux en fonction de la fréquence de la radiofréquence.

D'autres interféromètres, qui utilisent la structure interne de l'atome ont été par la suite construits : l'interféromètre de Sokolov et celui de Baudon. Ces interféromètres ne sont que très succinctement abordés dans ce mémoire du fait de leur éloignement par rapport au nôtre. Dans ces interféromètres, la notion de cohérence atomique est beaucoup plus difficile à appréhender que pour les interféromètres agissant sur les degrés externes. Ils constituent, en analogie avec l'optique des interféromètres de polarisation. En effet, pour chaque expérience, on distingue les étapes suivantes :

- la polarisation de la variable interne sur laquelle on a une action pour produire des interférences (rôle du polariseur en optique)
- la construction d'une superposition linéaire d'états atomiques cohérents (rôle des directions des lignes neutres de la lame cristalline en optique)
- l'évolution de ce système pour accumuler une phase différentes entre les états atomiques (rôle des indices différents de la lame biréfringente en optique)
- la recombinaison du système atomique par la création d'une nouvelle superposition d'états atomiques (le déphasage induit par la lame biréfringente en optique conduit à une polarisation différente du faisceau de sortie)
- analyse sélective de l'état atomique (équivalent de l'analyseur en optique) suivie de la détection de la variable interne ayant subie des modifications

C'est en 1972 que fut réalisé, par Sokolov [SOK73] le premier interféromètre atomique, reconnu comme tel par ses contemporains. Cet interféromètre, décrit dans la référence [SOK89] est constitué d'un jet d'hydrogène dans l'état métastable $2s_{1/2}$ soumis à deux zones de champ électrique non adiabatique et inhomogène (zones I et II) séparés par une zone d'évolution libre où le champ électrique est constant, mais non nul. Le rôle de la zone I, où le champ est croissant à partir de zéro est de créer une superposition cohérente d'états Stark. A la sortie de la zone II où règne un champ électrique décroissant jusqu'à zéro, les atomes se trouvent alors dans une superposition cohérentes d'états $2s_{1/2}$ et $2p_{1/2}$, et la population de l'état $2p_{1/2}$ contient un terme d'interférences. La figure d'interférences est détectée en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué en analysant la population de l'état $2p$. Pour cela, on utilise un détecteur sensible à la raie Lyman- α ($2p \rightarrow 1s$). C'est donc une analyse sélective quant à l'état atomique. Le déplacement de Lamb a pu être mesuré par cette technique.

Dans l'interféromètre de type Stern et Gerlach longitudinal réalisé par l'équipe de Baudon à Villetaneuse [MIN91], [ROB91] la variable interne utilisé est le spin. Une thèse complète est consacrée à sa description [NIC94]. Un jet atomique d'hydrogène métastable dans l'état $2s$, polarisé par un champ magnétique (polariseur de Lamb et Retherford) dans l'état $2s_{1/2}$ ($F = 1$, $m_F = 0,1$) traverse un mélangeur (séparateur de Majorana) qui produit une superposition cohérente d'états Zeeman. Il atteint ensuite la zone d'interaction Stern et Gerlach où règne deux zones de gradient de champ magnétique longitudinal opposé. Chaque composante Zeeman accumule alors sa propre phase. Le jet est ensuite mis dans une nouvelle superposition d'états Zeeman (autre séparateur de Majorana) puis traverse un analyseur (autre polariseur de Lamb) : les atomes sont dans un état bien déterminé de spin. La détection des métastables dans l'état $2s$ s'effectue de manière similaire à l'expérience de Sokolov. Un champ électrique est d'abord appliqué pour induire la transition atomique $2s \rightarrow 2p$. Lors de la désexcitation du niveau $2p$ vers le niveau $1s$, les photons Lyman- α sont alors détectés. L'interférogramme est obtenu en enregistrant le flux atomique dans l'état $2p$ en fonction du gradient de champ magnétique responsable de l'effet Stern et Gerlach.

C. Applications de l'interférométrie atomique

Ce paragraphe illustre les possibilités de l'interférométrie atomique en tant qu'appareil de mesure pour la physique. Après avoir introduit le sujet en montrant que du choix du type d'interféromètre dépend le type de mesures réalisables, nous donnons des exemples d'applications déjà réalisées.

C.1. Introduction

Les applications des interféromètres atomiques peuvent être regroupées en trois grands domaines :

- l'étude des effets inertiels
- l'étude des constantes atomiques et moléculaires
- les tests fondamentaux

Nous n'aborderons pas ici ce qui concerne les tests fondamentaux ; cette partie est vaste, son développement nous emmènerait bien plus loin que le cadre de ce mémoire, et de plus, les interféromètres utilisés pour la démonstration de ces effets n'ont pas été décrits en détail auparavant. Aussi ne citons nous que les références concernant la mesure de \hbar / m_{Cs} [WEI93], [WEI94] et les études de phases topologiques (phases de Berry) [MIN92].

Le choix du type d'interféromètre dépend énormément du genre de mesure que l'on souhaite effectuer. Si on étudie des effets gravitationnels ou bien rotationnels, il est indispensable que l'interféromètre ait une surface fermée, surface délimitée par les bras de l'interféromètre. Cette surface doit être la plus grande possible pour rendre l'effet attendu observable, l'effet lui étant proportionnel. Si on cherche à mesurer précisément des constantes de la matière, un interféromètre à deux bras séparés spatialement et isolés mécaniquement l'un de l'autre constitue le meilleur candidat : c'est la solution pour laquelle a opté Pritchard. Le déphasage supplémentaire obtenu lors de l'introduction d'un potentiel indépendant du temps dépend bien-entendu de son amplitude, mais aussi du temps d'interaction. Il va sans dire que l'utilisation d'interféromètres présentant une séparation spatiale transversale de ses bras plus importante rendrait les mesures plus faciles.

C.2. Exemples

Nous présentons quelques exemples choisis d'applications d'interféromètres atomiques : mise en évidence de l'effet Sagnac (C.2.1), mesures de polarisabilités électriques (C.2.2.1), mesures d'indices de réfraction associés à une onde atomique de matière (C.2.2.2).

C.2.1. Effet Sagnac

L'interféromètre de type Mach-Zehnder de Helmckle a permis l'étude de l'effet Sagnac. Pour cela, l'ensemble de l'expérience est monté sur une platine possédant un axe de rotation vertical. L'interféromètre peut ainsi subir une rotation allant jusqu'à un tour, à différentes vitesses angulaires Ω . Le déphasage supplémentaire dû à la rotation de l'interféromètre atomique, signature de l'effet Sagnac et la prise en compte du temps d'interaction des atomes dans l'interféromètre induit un déplacement en fréquence du système de franges de Ramsey d'une quantité : $\Delta\nu_{\text{Sagnac}} = \Omega (D + d) / \lambda$ (Figure 16). Les grandeurs intervenant dans cette expression ont été définies lors de la présentation de l'appareil en B.3.3.1.

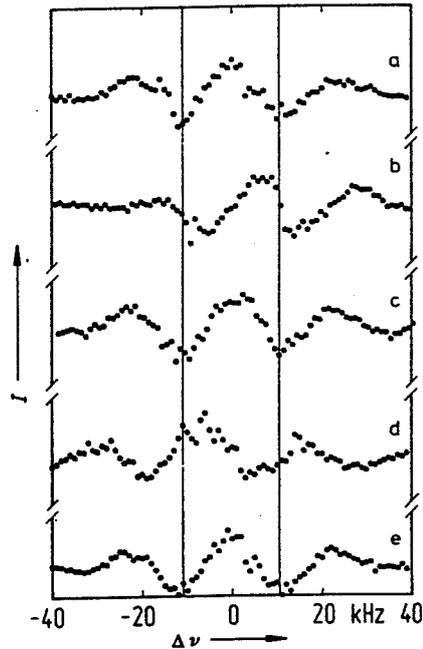


Figure 16 : Franges de Ramsey obtenues pour l'interféromètre au repos (a, c, e) et en rotation autour d'un axe vertical pour différentes vitesses angulaires Ω : $\Omega = -0,09$ s (b) et $\Omega = 0,09$ s (d). (figure extraite de [RIE91])

On constate bien que le doublet de recul se déplace lorsque l'on fait tourner l'interféromètre (Figure 16 (b)) et change de sens lorsque l'on inverse le sens de rotation (Figure 16 (d)). Deux équipes ont réalisé simultanément des expériences [RIE92], [STE92] visant à supprimer l'une des composantes du doublet de recul par une technique optique, rendant la forme des raies plus simple et conduisant ainsi à une meilleure résolution sur Ω .

C.2.2. Mesures de constantes atomiques et moléculaires

Nous présentons certaines mesures réalisées de façon interférométrique, mesures qui ont permis d'obtenir une bonne résolution. Si l'on peut mesurer la polarisabilité électrique d'un atome (C.2.2.1) par une autre méthode, il n'en est pas de même pour l'indice de réfraction associé à une onde atomique de différents milieu gazeux. Cet indice a été mesuré pour la première fois grâce à l'interférométrie atomique (C.2.2.2).

C.2.2.1. Mesures de polarisabilités électriques

Une première expérience démonstrative de déplacement des franges d'interférences par l'introduction d'un champ électrique a été réalisé par l'équipe de Shimizu [SHI92b]. Un fil de cuivre est placé au dessus des fentes d'Young, parallèlement à la direction des fentes. Une tension constante et ajustable entre 0 et 400 V est appliquée à ce fil pour engendrer un

champ électrique constant E . Les atomes dans l'état $1s_3$ ($J = 0$) sont alors déplacés par effet Stark et sont attirés vers le fil, zone où le champ électrique est plus grand. La faible vitesse des atomes a ainsi permis d'obtenir des temps d'interaction suffisamment longs pour que le déphasage introduit par le champ électrique constant appliqué soit visible au niveau de l'interférogramme. L'interférogramme est translaté vers le fil mais a conservé sa forme initiale. L'équipe a montré que le déphasage introduit dépend bien du carré de l'amplitude du champ électrique.

Avec l'interféromètre de Pritchard, une mesure de la polarisabilité électrique α du sodium [EKS95] avec une bonne résolution a pu être réalisée. Pour les applications de son interféromètre, le pas des réseaux est plus petit et vaut 200 nm, ce qui permet une séparation spatiale plus importante (55 μm) entre les bras de l'interféromètre. Cette séparation est alors suffisante pour isoler physiquement et mécaniquement les deux chemins par l'introduction d'une feuille métallique de mylar fine et plate. Un champ électrique uniforme d'amplitude E est alors appliqué à l'un des bras de l'interféromètre, changeant ainsi l'énergie des atomes par un potentiel $V = \alpha E^2/2$, l'autre bras n'étant pas affecté. Pour une zone d'interaction de 10 cm, un champ électrique de 280 $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ produit typiquement un déphasage de 1 radian. Une analyse des données expérimentales étudiant la phase en fonction de l'amplitude du champ a conduit à la détermination de la polarisabilité du sodium : $\alpha = 24,11$ (6)_{statistique} (6)_{systématique} $\cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$. Des mesures réalisées jusqu'à présent, c'est celle qui présente la barre d'erreur la plus faible. De plus, elle est en parfait accord avec les calculs théoriques.

Une expérience de ce type a aussi été réalisée par l'équipe d'Ertmer [RIE93]. Par l'introduction d'un champ électrique constant sur les deux bras de l'interféromètre entre la première et la deuxième zone d'interaction, la différence de polarisabilité de l'atome de ^{24}Mg entre les niveaux $^1\text{S}_0$ et $^3\text{P}_1$ a été déterminée pour la première fois expérimentalement, et est en bon accord avec les estimations théoriques. Dans cet interféromètre, de type Mach-Zehnder, une mesure absolue de la polarisabilité électrique du magnésium dans un niveau d'énergie donnée comme chez Pritchard n'est pas réalisable puisque dans chaque bras de l'interféromètre, l'état de l'atome est différent.

Deux équipes, celle de Helmckle [RIE92] et celle de Ertmer [STE92] ont mesuré la polarisabilité électrique dynamique en analysant le déphasage produit par une onde lumineuse. Une irradiation lumineuse, parallèle aux 4 ondes lumineuses est envoyée soit entre les deux premières zone d'interaction (Ca, $\lambda = 422,8 \text{ nm}$), soit entre les deux dernières zones d'interaction (Mg, $\lambda = 285 \text{ nm}$) dans l'interféromètre. Cette excitation déplace de manière différente les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ puisque les ondes partielles sont dans des états différents pour chaque bras de l'interféromètre. Le déphasage se traduit par un déplacement en fréquence des franges de Ramsey.

C.2.2.2. *Mesure de l'indice de réfraction d'une onde atomique*

De même qu'en optique une onde lumineuse peut être absorbée et déphasée lors de la traversée d'un milieu dispersif d'indice n , une onde atomique peut subir un déphasage dû à l'indice de réfraction d'atomes ou de molécules d'un gaz [VIG95]. L'indice de réfraction est complexe : sa partie réelle décrit la modification de la vitesse de phase et sa partie imaginaire traduit l'atténuation de l'onde atomique par diffusion. Une étude expérimentale concernant l'indice de réfraction de différents gaz pour l'onde de matière de sodium a pu être menée à bien pour la première fois grâce à l'interférométrie atomique [SCH95]. Les deux bras de l'interféromètre étant isolés physiquement par une feuille de mylar d'épaisseur $10\ \mu\text{m}$, on place sur l'un des bras, à environ $2\ \text{mm}$ une colonne de verre de $10\ \text{cm}$ de long permettant l'introduction de différents gaz monoatomiques (He, Ne, Ar, Kr, Xe) ou moléculaires (N_2 , CO_2 , NH_3 et H_2O) et leur pression d'entrée est contrôlée, variant entre 0 et 2 millitorr. Des mesures de déphasage avec tous ces gaz, à des pressions différentes ont été effectuées. L'indice de réfraction complexe n de l'onde de sodium ainsi que le rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion ont donc été mesurés. Les mesures d'indices de réfraction des gaz pour une onde de matière constituent des outils de qualité pour tester les potentiels d'interaction atome/atome ou atome/molécule à longues distances décrivant les collisions atomiques ou moléculaires. Une meilleure précision des mesures pourrait être obtenue avec l'utilisation d'atomes froids, les temps d'interaction entre l'onde de matière et le gaz étant plus longs.

Un interféromètre moléculaire où la source de sodium atomique a été remplacé par un jet de sodium moléculaire Na_2 a été construit [CHA95], utilisant le montage existant de l'interféromètre atomique à réseaux. Le jet est purement moléculaire car un faisceau laser résonant est envoyé transversalement à la direction du jet pour chasser tous les atomes de sodium. La longueur d'onde de de Broglie associée à la molécule Na_2 est deux fois plus faible (masse). Or, comme les franges sont indépendantes de la longueur d'onde incidente, l'interfrange et la sensibilité de l'interféromètre moléculaire sont identiques au cas atomique. La séparation des bras de $38\ \mu\text{m}$ a permis là encore l'introduction d'une feuille de mylar isolant les deux bras. L'interféromètre moléculaire a été utilisé pour mesurer l'indice de réfraction des ondes de de Broglie de Na_2 traversant une cellule remplie de néon placée sur l'un des bras de l'interféromètre, comme pour le cas atomique.

D. Modélisation de l'interféromètre atomique à fentes

Après cet aperçu non exhaustif des techniques interférométriques, nous présentons le modèle qui décrit l'interféromètre à fentes en cours de réalisation au laboratoire Aimé Cotton. Le principe de l'expérience est résumé sur la figure 17. Après avoir établi l'expression analytique des franges d'Young (D.1), nous présentons les résultats de simulations numériques ayant permis de déterminer les conditions de fonctionnement de l'interféromètre atomique (D.2). En D.3, nous mettons en parallèle les spécificités attendues de notre interféromètre avec celles de l'interféromètre de Shimizu.

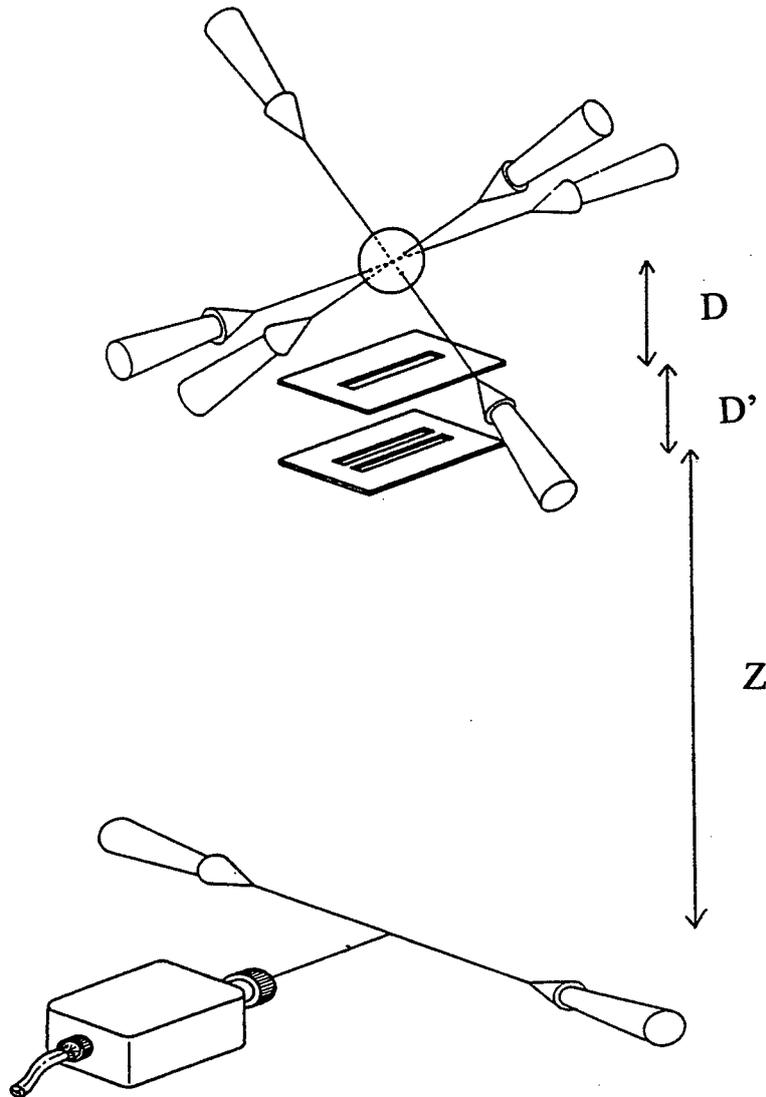


Figure 17 : Schéma de principe de l'interféromètre à fentes. La source atomique est un piège magnéto-optique lâché sur une fente source de largeur s , dont le rôle est d'éclairer de façon cohérente les fentes d'Young, fentes de largeur a séparées de d (centre à centre). L'interférogramme est observé à une distance Z des fentes.

D.1. Calcul de la phase pour un interféromètre à fentes en configuration verticale

Une démarche semi-classique utilisant la notion de « trajectoire atomique » (analogue de la notion de rayon lumineux en optique) a été choisie pour traiter de la propagation d'une particule dans un champ de pesanteur. La connaissance de la phase associée à l'onde atomique conduit aussi bien à l'expression analytique de l'intensité diffractée par une fente qu'à celle décrivant les franges d'interférences d'une expérience de fentes d'Young. Ce formalisme qui est une approche de type WKB est tout à fait adapté à notre problématique. C. Cohen-

Tannoudji [COH92], [COH93] a présenté un formalisme beaucoup plus rigoureux pour décrire ces problèmes : le formalisme de Feynman reposant sur le principe de moindre action.

D.1.1. Expression de la phase d'une onde atomique soumise à la gravité

Dans ce paragraphe, nous établissons l'expression de la phase d'une onde atomique soumise à la gravité. On considère en un point O un atome de vitesse initiale $\vec{v}_0 = v_{0x} \vec{e}_x + v_{0z} \vec{e}_z$, avec $v_0 = \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0z}^2}$ dont l'onde associée est caractérisée par un vecteur d'onde $\vec{k}_0 = m \vec{v}_0 / \hbar$. Cette onde en champ de pesanteur possède en un point A de coordonnées (X, Z) une phase $\phi(X, Z)$ que nous allons déterminer en utilisant la conservation de l'énergie (Figure 18).

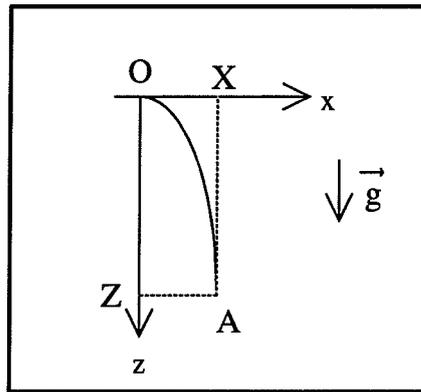


Figure 18 : Géométrie pour laquelle est déterminée la phase de l'onde atomique soumise à la pesanteur.

Le long de la trajectoire OA, la phase de l'onde atomique évolue de la quantité :

$$\phi = \int_0^A \vec{k} \cdot \vec{dl} \quad (I. 14)$$

où $\vec{dl} = \vec{v} \cdot dt$ est l'élément tangent à la trajectoire OA, \vec{v} étant la vitesse de l'atome. La phase s'écrit donc :

$$\phi = \frac{2\pi m}{\hbar} \int_0^{t_A} v^2 dt \quad (I. 15)$$

et t_A est le temps mis par l'onde atomique pour atteindre le point A. La prise en compte de la conservation de l'énergie totale implique une nouvelle écriture de la phase :

$$\phi = \frac{2\pi m}{h} \left[\int_0^{t_A} v_{ox}^2 dt + \int_0^{t_A} (v_{oz}^2 + 2gz) dt \right] \quad (I. 16)$$

et aussi que l'équation de la trajectoire atomique soit donnée par :

$$t_A = \int_0^X \frac{dx}{v_{ox}} = \int_0^Z \frac{dz}{v_{oz} \sqrt{1 + \frac{2gz}{v_{oz}^2}}} \quad (I. 17)$$

Le calcul de la phase atomique conduit alors à l'expression suivante :

$$\phi (X, Z) = 2\pi \frac{m v_{ox}}{h} X + 2\pi \frac{m v_{oz}}{h} \frac{v_{oz}^2}{3g} \left[\left(1 + \frac{2gZ}{v_{oz}^2} \right)^{3/2} - 1 \right] \quad (I. 18)$$

L'élimination des composantes de vitesses v_{ox} et v_{oz} est réalisée en intégrant l'équation de la trajectoire atomique donnée par (I. 17) et en effectuant un développement limité en v_{ox}/v_0 , v_{oz} pouvant être considérée égal à v_0 dans la pratique. L'équation de la trajectoire atomique s'écrit alors :

$$\frac{v_{ox}}{v_0} = \frac{X}{Z} \frac{\sqrt{1 + \frac{2gZ}{v_0^2}} + 1}{2} \quad (I. 19)$$

on aboutit à l'expression finale de la phase de l'onde atomique :

$$\phi (X, Z) = 2\pi \frac{m v_0}{h} \left[\frac{X^2}{2Z} \frac{\sqrt{1+u} + 1}{2} + Z \frac{(1+u)^{3/2} - 1}{3u/2} \right] \quad (I. 20)$$

où $u = \frac{2gZ}{v_0^2}$ est le rapport au carré entre la vitesse acquise par la gravité lors de la chute et la vitesse initiale v_0 .

A la vue de l'expression (I. 20), nous pouvons déjà affirmer que seul le premier terme contribue aux interférences dans la configuration des fentes d'Young décrite en C.1.3 ; le second terme ne dépendant pas de X. Remarquons que la phase fait apparaître la longueur d'onde de Broglie $\lambda_{dB} = h / m v_0$ au niveau des fentes.

Nous introduisons à ce niveau le coefficient sans dimension $K(Z)$ défini comme :

$$K(Z) = \frac{\sqrt{1+u} + 1}{2}$$

(I. 21)

Ce facteur est lié à la forme du potentiel et traduit aussi la géométrie du chemin OA : c'est donc par l'introduction de ce « facteur géométrique » que se fait la prise en compte de l'effet de la gravité sur la trajectoire des atomes. Une écriture simplifiée de la phase consiste alors en :

$$\phi(X, Z) = \frac{2\pi}{\lambda_{dB}} \left[\frac{X^2}{2Z} K(Z) + Z \frac{(1+u)^{3/2} - 1}{3u/2} \right]$$

(I. 22)

D.1.2. Diffraction par une fente d'une onde atomique soumise à la gravité

Nous traitons à présent le cas d'une onde atomique monochromatique, de longueur d'onde associée λ_{dB} , supposée cohérente, diffractée par une fente fine de largeur a (Figure 19). Les problèmes de cohérence de l'onde atomique seront discutés ultérieurement. La longueur d'onde λ_{dB} est déterminée à partir de la vitesse qu'a l'atome au niveau de la fente.

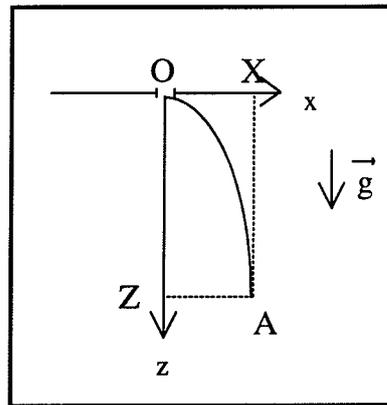


Figure 19 : Configuration pour laquelle est calculée la diffraction par une fente fine de largeur a .

L'onde diffractée par la fente, en un point (X, Z) du plan de détection s'obtient en intégrant l'expression de la phase atomique sur la largeur dx de la fente :

$$s = a_0 \int_{-a/2}^{+a/2} \exp(i\phi(X-x, Z)) dx$$

(I. 23)

Il est alors légitime de négliger le terme d'ordre 2 dans l'expression de la phase, car nous traitons le cas de la diffraction par une fente fine à l'infini : diffraction de Fraunhofer. En posant que tous les termes constants (termes de phase compris) valent s_0 , on obtient pour l'onde :

$$s = s_0 \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda_{dB}} \frac{xX}{Z} K(Z)\right) dx \quad (I. 24)$$

soit

$$s = s_0' \frac{\sin\left(\frac{\pi a X K(Z)}{\lambda_{dB} Z}\right)}{\frac{\pi a X K(Z)}{\lambda_{dB} Z}} \quad (I. 25)$$

où l'on a posé $s_0' = a s_0$.

Nous pouvons donc écrire l'intensité de l'onde atomique diffractée par la fente sous la forme :

$$I = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a X K(Z)}{\lambda_{dB} Z}\right)}{\frac{\pi a X K(Z)}{\lambda_{dB} Z}} \right]^2 \quad (I. 26)$$

On retrouve le résultat bien connu de la diffraction de la lumière par une fente fine (Figure 20), à la différence près que le terme Z (distance fente / écran d'observation) est remplacé par le rapport $Z / K(Z)$, terme qui permet de prendre en compte la courbure des rayons atomiques par la gravité. La largeur du lobe central de la figure de diffraction est ainsi donné par :

$$\Delta X = 2\lambda_{dB} \frac{Z}{a K(Z)} \quad (I. 27)$$

A cause de la gravité, ΔX est plus petit que dans le cas où la propagation est rectiligne.

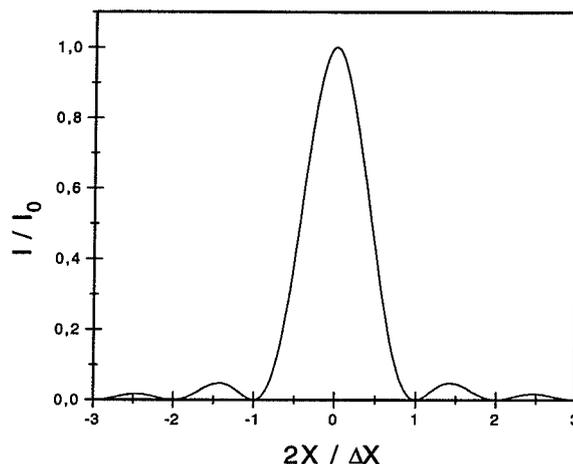


Figure 20 : Tracé de la courbe de diffraction. La largeur du lobe central de diffraction est double de la largeur des lobes secondaires et seule 4 % de l'intensité est comprise dans le premier lobe secondaire.

D.1.3. Interférences produites par des fentes d'Young

Dans ce paragraphe, nous utilisons le formalisme des rayons atomiques pour déterminer l'expression de l'intensité observée pour les franges d'interférences, dans le cas où l'onde atomique est monochromatique (D.1.3.1) mais aussi lorsque la longueur d'onde présente une distribution gaussienne due à la dispersion de vitesse de la source atomique (D.1.3.3).

D.1.3.1. Expression de l'interfrange

Nous considérons à nouveau une onde atomique cohérente. Pour l'expérience d'Young (Figure 21), le déphasage entre les deux chemins issus des deux fentes de largeur a séparées de d est :

$$\Delta\phi = \phi \left(X + \frac{d}{2}, Z \right) - \phi \left(X - \frac{d}{2}, Z \right) \quad (I. 28)$$

soit

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{dB}} \frac{X d}{Z} K(Z) \quad (I. 29)$$

Précisons que la longueur d'onde λ_{dB} est prise au niveau des fentes d'Young.

Si l'angle de diffraction de chaque fente d'Young est suffisamment grand pour que les deux taches de diffraction se recouvrent en Z, l'intensité observée varie comme :

$$I = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right) \left[\frac{\sin \left(\frac{\pi a X}{\lambda_{dB} Z} K(Z) \right)}{\left(\frac{\pi a X}{\lambda_{dB} Z} K(Z) \right)} \right]^2 \quad (I. 30)$$

ce qui donne un interfrange i de la figure d'interférences :

$$i = \frac{h}{m v_0} \frac{Z}{d K(Z)} \quad (I. 31)$$

On retrouve l'expression théorique décrivant les interférences lumineuses d'Young : la longueur d'onde optique étant changée par la longueur d'onde de de Broglie et Z étant remplacé par $Z / K(Z)$. L'interfrange étant proportionnel à λ_{dB} , il serait à première vue judicieux de choisir un élément atomique léger, de vitesse faible.

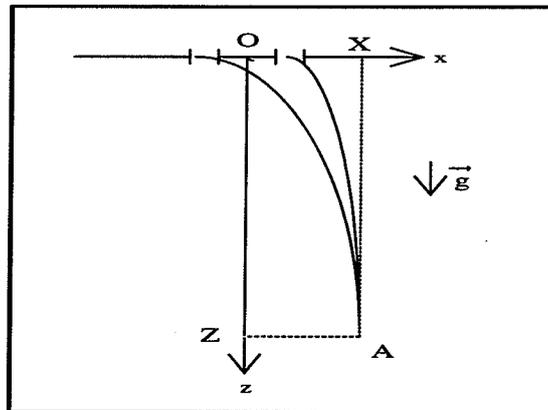


Figure 21 : Configuration géométrique pour laquelle est déterminé le déphasage dû aux fentes d'Young. Les fentes, de largeur a sont espacées d'une distance d .

D.1.3.2. Cohérence de la source atomique

Jusque là, nous avons considéré une source atomique cohérente, sans considérer ce qu'est la cohérence atomique, ni la façon dont elle est réalisée. Dans notre expérience, la source atomique est un piège magnéto-optique d'atomes de ^{85}Rb lâché sur le système de fentes d'Young et la cohérence de la source est assurée, comme en optique, par l'insertion d'une fente source placée sous le piège. La cohérence de l'interféromètre n'est cependant réalisée que si la longueur de cohérence transversale déterminée par l'introduction de la fente

source est supérieure à la distance entre les fentes d'Young. Dans une configuration verticale, où les rayons atomiques sont courbés par la gravité, la longueur de cohérence transversale est ainsi donnée par [COH92] :

$$\xi_t = \frac{h}{m v_0} \frac{D'}{s K(D')} \quad (I. 32)$$

où $K(D') = \frac{\sqrt{1 + \frac{2gD'}{v_0^2}} + 1}{2}$ est le facteur géométrique précédemment introduit et v_0 est la vitesse des atomes au niveau de la fente source, vitesse acquise pendant la chute sur une distance D . Notons que la longueur de cohérence transversale est quelque peu réduite par l'effet de la gravité sur la trajectoire atomique, par rapport à une configuration interférométrique horizontale similaire à l'expérience de Mlyneck, où les atomes sont trop rapides pour être sensibles à la gravité.

D.1.3.3. Influence de la dispersion de vitesses sur le contraste

Jusqu'à présent, nous avons considéré une onde atomique rigoureusement monochromatique. Dans le cadre d'une analogie entre photons et atomes dans l'expérience d'Young en configuration horizontale, nous avons établi que pour des particules matérielles, la dispersion de vitesses δv_0 de la source atomique joue le même rôle sur le contraste des franges que la dispersion en longueur d'ondes d'une source lumineuse. La longueur de cohérence longitudinale l_c de la source atomique associée aux ondes de de Broglie est toujours donnée par la relation $l_c = h/\delta p = \lambda_{dB} v_0/\delta v_0$ et le brouillage des franges dépend donc de la quantité $\delta v_0/v_0$, v_0 étant la vitesse prise au niveau des fentes d'Young. En effet, on peut évaluer le brouillage des franges d'Young si l'on différencie l'expression (I. 31) donnant l'interfrange i par rapport à v_0 :

$$\frac{\delta i}{i} = \frac{1}{\sqrt{1+u}} \frac{\delta v_0}{v_0} \quad (I. 33)$$

avec $u = 2gZ/v_0^2$. On aura donc certainement intérêt à choisir un atome ralenti qui a une distribution de vitesse étroite.

Nous établissons à présent l'expression de l'intensité des franges d'Young en prenant en compte l'influence de la distribution de vitesses initiales. Nous utilisons à présent la notation $\sigma_v = \delta v_0$ pour rester cohérent avec les notations du chapitre II. La distribution de vitesse, supposée gaussienne est donnée par :

$$P(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp - \frac{(v - v_0)^2}{2\sigma_v^2} \quad (I. 34)$$

Pour calculer explicitement la forme du signal, nous n'intégrons que la partie contenant des oscillations rapides (interférences) sur tout le spectre des vitesses, en considérant, ce qui est justifié, que l'effet de la dispersion de vitesses sur l'enveloppe de diffraction, qui varie lentement est négligeable. Ainsi, le signal s'écrit :

$$I = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi(v)}{2} \right) P(v) dv \quad (I. 35)$$

où

$$\Delta\phi(v) = 2\pi \frac{mv}{h} \frac{Xd}{Z} \frac{\sqrt{1 + \frac{2gZ}{v^2}} + 1}{2} \quad (I. 36)$$

Par la décomposition du \cos^2 en exponentielles complexes, I s'écrit alors :

$$I = \frac{I_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 + \frac{\exp(i\Delta\phi(v)) + \exp(-i\Delta\phi(v))}{2} \right) P(v) dv \quad (I. 37)$$

En effectuant un développement limité de $\Delta\phi(v)$ au premier ordre en v_0 :

$$\Delta\phi(v) = \Delta\phi(v_0) + \left(\frac{\partial \Delta\phi(v)}{\partial v} \right)_{v_0} (v - v_0) \quad (I. 38)$$

et en posant $t = v - v_0$, on obtient l'écriture :

$$\Delta\phi(v) = \Delta\phi(v_0) + 2\beta t \quad (I. 39)$$

avec

$$\beta = \frac{\Delta\phi(v_0)}{2v_0 \sqrt{1+u}} \quad (I. 39)$$

La forme du signal d'interférences est alors déterminée par le calcul des intégrales suivantes :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt + \frac{\exp(i\Delta\phi(v_0))}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(2i\beta t) P(t) dt + \frac{\exp(-i\Delta\phi(v_0))}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(2i\beta t) P(t) dt \right] \quad (I.40)$$

La transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne, l'intensité du signal d'interférences vaut ainsi :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos(\Delta\phi(v_0)) \times \exp - (\beta \sigma_v)^2 \right] \quad (I.41)$$

Lorsque $\sigma_v = 0$, cas d'une source monochromatique, on retrouve naturellement une sinusoïde. La gaussienne qui apparaît dans le signal va donc réduire le contraste, et ce, d'autant plus que σ_v est grand.

La prise en compte de l'effet de diffraction sur le signal d'interférences conduit alors à l'expression finale de l'intensité observée :

$$I = 2 I_0 \left[1 + \cos(\Delta\phi(v_0)) \times \exp - (\beta \sigma_v)^2 \right] \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a X}{\lambda_{dB} Z} K(Z)\right)}{\left(\frac{\pi a X}{\lambda_{dB} Z} K(Z)\right)} \right]^2 \quad (I.42)$$

où $K(Z)$ est toujours le facteur géométrique donné par $K(Z) = \frac{\sqrt{1+u}+1}{2}$.

D.2. Simulations numériques pour le choix de l'alcalin et de la géométrie des fentes

Le choix de l'alcalin et de la géométrie des fentes d'Young n'a pas été réalisé au hasard dans la mesure où des spécificités assez strictes de l'interféromètre sont définies pour en faire un appareil de mesure sensible. Il s'agit ainsi de déterminer la configuration conduisant à un bon contraste des franges (proportionnel à σ_v/v_0), avec un interfrange observable (proportionnel à λ_{dB}) sur un détecteur commercial à deux dimensions en un « minimum » de temps (amplitude du signal proportionnel à a). Comme ces paramètres sont liés, une simulation numérique de l'expérience d'Young a été réalisée à partir de l'expression analytique (I.44) afin de déterminer le meilleur candidat atomique pour la réalisation de l'interféromètre à fentes. Les simulations ont été réalisées dans tous les cas pour $d = 4a$, afin d'obtenir toujours le même nombre de franges, c'est à dire 7 si le contraste est suffisamment bon pour les observer toutes. Nous avons considéré un piège (mélasse) dont la dispersion de vitesse σ_v est égale à 5 fois la vitesse de recul ($v_R = \hbar k/m$ définie dans le chapitre II). La source est lâchée sur un système de fentes d'Young situé à 1 cm sous le piège. L'observation

des franges est effectuée à 30 cm (= Z) des fentes. La longueur d'onde de de Broglie au niveau des fentes λ_{dB} est donc déterminée par la connaissance de la vitesse acquise par les atomes de vitesse initiale nulle dans le piège, $v_0 = \sqrt{2gz} = 0,44 \text{ m.s}^{-1}$. Le tableau 1 présente une comparaison de grandeurs associées aux alcalins.

élément	⁷ Li	²³ Na	³⁹ K	⁸⁵ Rb	¹³³ Cs
λ_{dB} (nm)	128,7	39,2	23,1	10,6	6,8
λ piège (nm)	670	589	766	780	852
v_R (cm.s ⁻¹)	8,5	2,9	1,3	0,6	0,3
σ_v/v_0 (%)	96	33	15	7	4

Tableau 1 : Comparaison des caractéristiques principales des alcalins servant de source atomique pour l'interféromètre. Dans ce tableau sont présentées la longueur d'onde atomique au niveau des fentes d'Young associée à chaque atome, la longueur d'onde de la transition de ralentissement utilisée pour la réalisation du piège magnéto-optique et la vitesse de recul de l'atome. La dernière ligne rend compte du contraste attendu de l'interférogramme en fonction de la source atomique

Ce tableau montre explicitement que de la masse de l'atome dépend le contraste de l'interférogramme : on a donc intérêt à choisir un élément lourd. Toutefois, l'interfrange observé étant proportionnel à λ_{dB} , λ_{dB} étant inversement proportionnel à la masse de l'atome, un compromis entre la taille de l'interfrange et la qualité du contraste doit être effectué.

La figure 22 montre l'influence de la masse de l'atome considéré sur le contraste. A la vue de ces résultats, le césium et le rubidium semblent être les éléments les mieux adaptés en terme de contraste. Cependant, si le contraste de l'interférogramme obtenu avec le césium est meilleur, l'interfrange quant à lui est un peu trop faible pour l'observation. Le rubidium a ainsi été choisi pour la réalisation de l'interféromètre. De plus, il présente l'avantage d'avoir deux isotopes : environ 20 % pour le ⁸⁷Rb et 80 % pour le ⁸⁵Rb.

La figure 23 présente l'influence de la taille des fentes sur l'interférogramme. L'interfrange est d'autant plus grand que la taille des fentes est petite mais le signal à détecter étant proportionnel à cette taille, nous avons choisi les fentes les plus grandes permettant l'obtention d'un interfrange raisonnable, c'est à dire les fentes de largeur 2 μm séparées de 8 μm .

La figure 24 présente pour finir l'influence de la dispersion de vitesse de la source sur le contraste. On voit bien que le contraste se détériore au fur et à mesure que la dispersion de vitesse de la source augmente. Ce contraste commence à être mauvais pour $\sigma_v = 9 \text{ cm.s}^{-1}$, c'est à dire pour une température du piège de 100 μK environ.

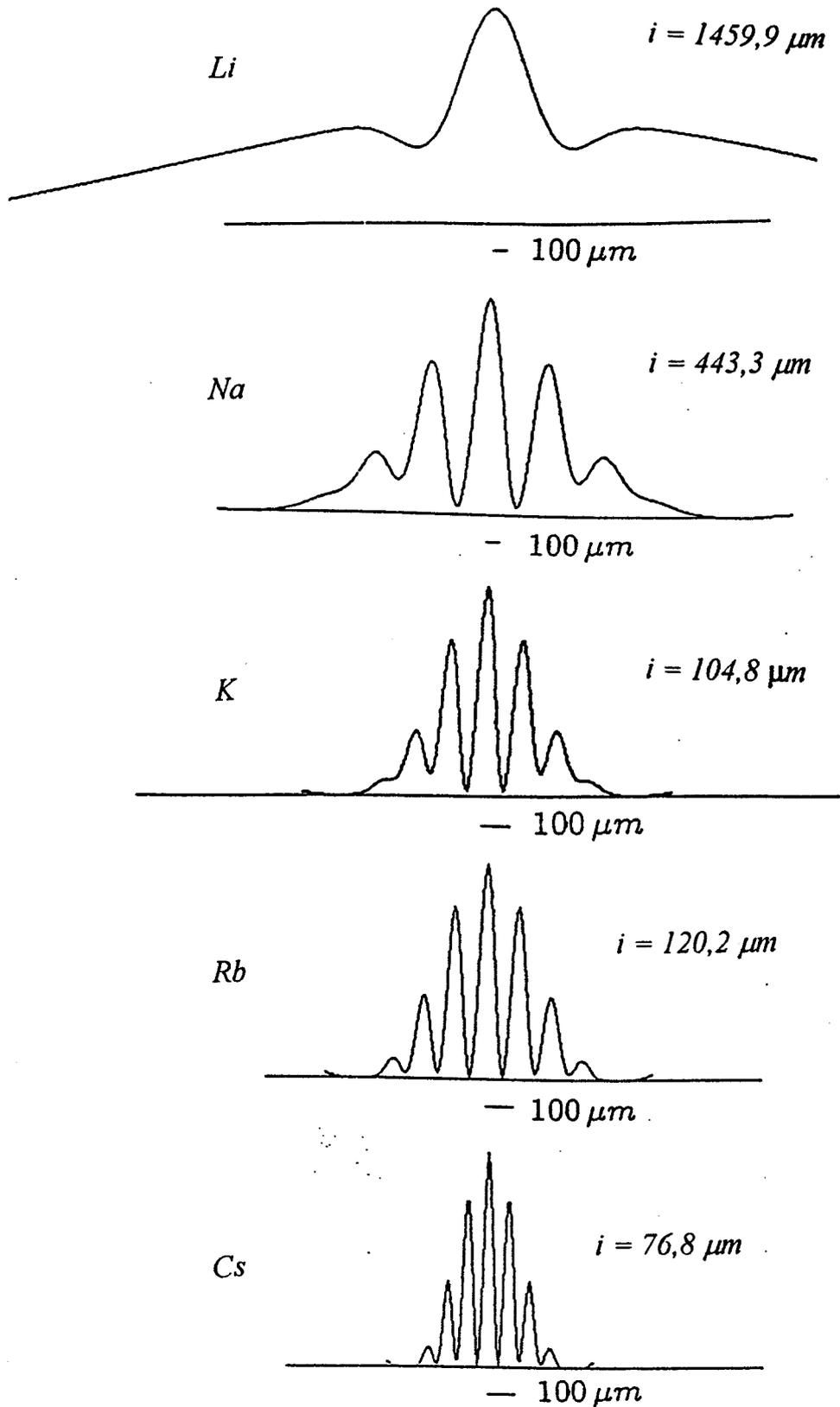


Figure 22 : Simulation numérique réalisée pour différents alcalins de dispersion de vitesse égale à $5 v_R$. La fentes ont une largeur $a = 2 \mu m$ et sont séparées $d = 8 \mu m$. Dans cette simulation, nous avons considéré une mélasse optique de diamètre $0,5 cm$.

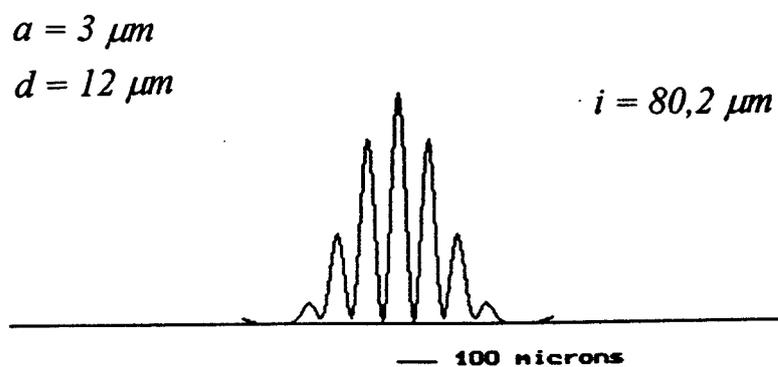
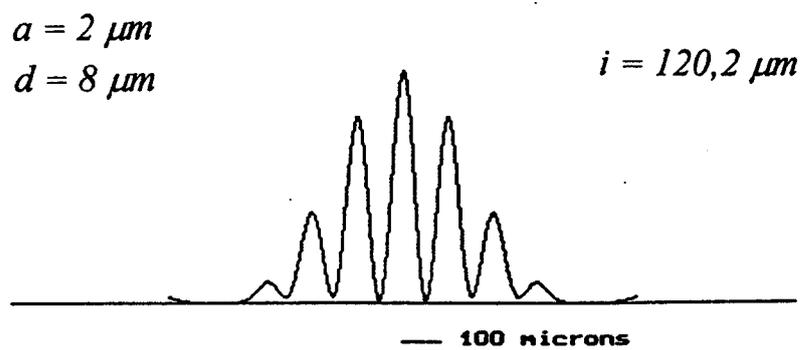
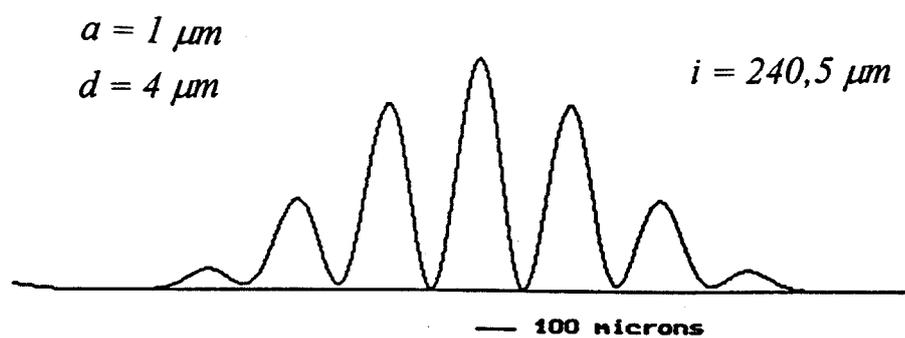


Figure 23 : Simulation numérique réalisée pour le ^{85}Rb pour différentes tailles de fentes, la dispersion de vitesse étant toujours de $5v_R$.

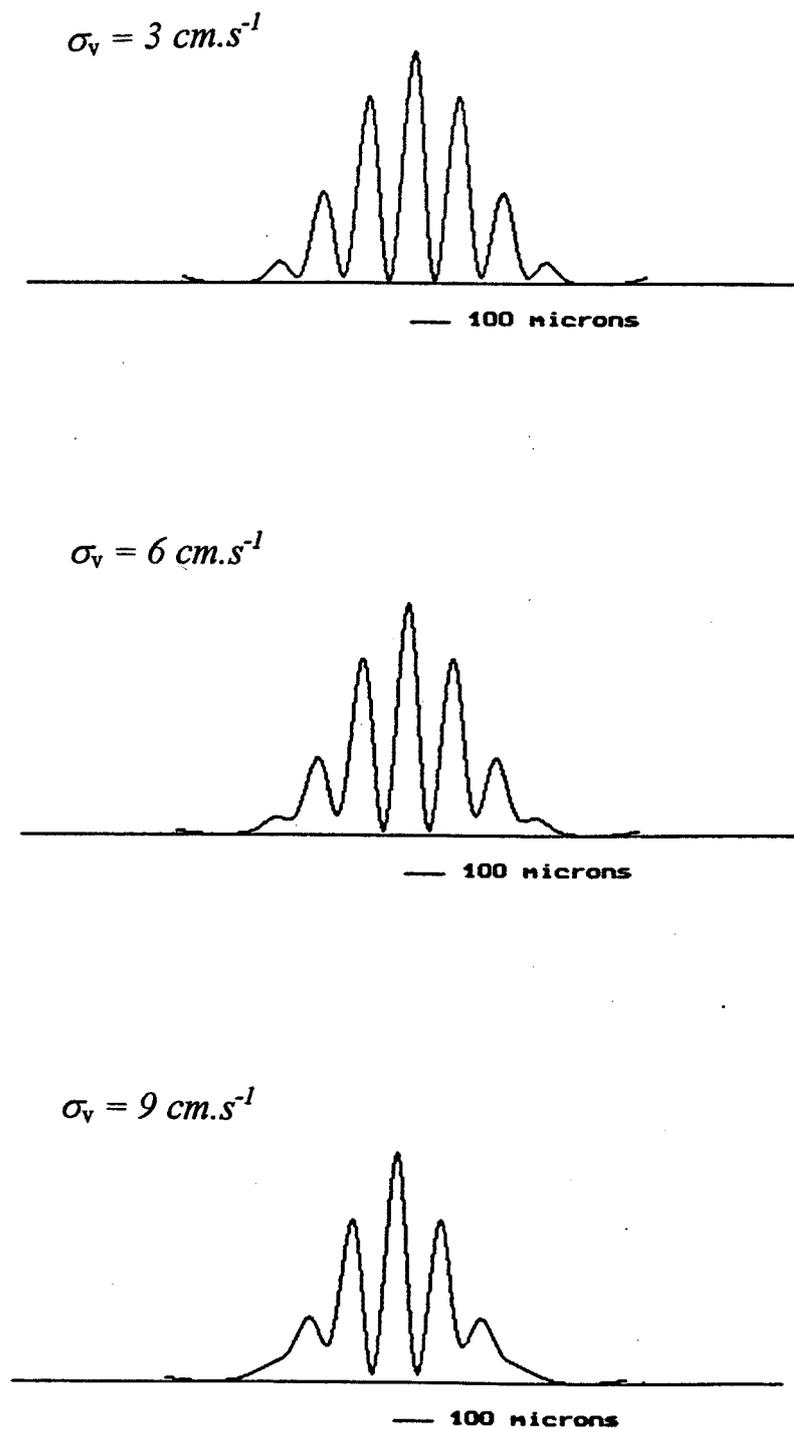


Figure 24 : Simulations numériques réalisées avec le ^{85}Rb , pour des fentes de $2 \mu\text{m}$ séparées de $8 \mu\text{m}$ et pour différentes valeurs de dispersion de vitesse de la source : $\sigma_v = 3 \text{ cm.s}^{-1}$, $\sigma_v = 6 \text{ cm.s}^{-1}$, $\sigma_v = 9 \text{ cm.s}^{-1}$.

D.3. Description de la configuration choisie: analogie avec l'interféromètre de Shimizu

Dans ce paragraphe, nous décrivons les caractéristiques et les spécificités attendues de notre interféromètre, en ne manquant pas de réaliser une analogie assez systématique avec l'expérience de Shimizu. En effet, même si à première vue, la configuration choisie semble proche de celle de Shimizu, de nombreuses différences, assez fondamentales apparaissent. De la simulation numérique précédente résulte le choix des dimensions de l'interféromètre ; des spécificités déjà évoquées de contraste et d'interfrange étant requises pour en faire un appareil de mesure très sensible.

Le principe de l'expérience a été présenté sur la figure 17. La source atomique est constituée d'un piège magnéto-optique de ^{85}Rb de température $T = 30 \mu\text{K}$ (mesure réalisée par la méthode de temps de vol présentée dans le Chapitre II). Or, la température d'un piège est directement reliée à la dispersion de vitesses $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$ des atomes du piège, cette distribution de vitesses étant supposée gaussienne (Chapitre II, annexe A_{II}). La dispersion en vitesses de la source vaut donc $\sigma_v = 5,4 \text{ cm.s}^{-1}$. Lorsque le piège est coupé, les atomes, sous l'effet de la gravité tombent et atteignent la fente source de largeur $5 \mu\text{m}$ ($= s$) située à $0,5 \text{ cm}$ ($= D$) sous le piège puis les fentes d'Young placées à $0,5 \text{ cm}$ ($= D'$) de la fente source. La largeur des fentes d'Young est de $2 \mu\text{m}$ ($= a$) et elles sont séparées de $8 \mu\text{m}$ ($= d$). A 29 cm ($= Z$) des fentes d'Young s'effectue la détection. La fente source assure la cohérence de l'interféromètre. Les atomes piégés, de vitesse initiale nulle atteignent cette fente avec une vitesse égale à $0,31 \text{ m.s}^{-1}$, vitesse qui permet de déterminer la longueur de cohérence transversale. Cette longueur, qui vaut ainsi $\xi_t = 12,5 \mu\text{m}$ dans le plan des fentes d'Young assure un « éclairage » uniforme et cohérent des deux fentes. La longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} associée à l'onde atomique est quant à elle déterminée par la vitesse acquise lors de la chute jusqu'aux fentes d'Young par les atomes de vitesse initiale nulle dans le piège : elle vaut $\lambda_{dB} = 10,6 \text{ nm}$ ($v_0 = 0,44 \text{ m.s}^{-1}$). Ainsi le rapport σ_v / v_0 , égal à 12 % environ garantit un bon contraste de l'interférogramme. Les dimensions des fentes d'Young doivent conduire à l'observation de 7 franges ($= 2d/a - 1$), ce nombre de franges n'étant pas réduit par la longueur de cohérence $l_c = \lambda_{dB} v_0 / \sigma_v = 83 \text{ nm}$ de la source atomique. Les 7 franges d'interfrange $i = 120 \mu\text{m}$ sont contenues dans le lobe principal de diffraction de largeur $\Delta X = 1 \text{ mm}$ environ. La méthode de détection choisie consiste en l'imagerie intégrale sur un capteur CCD refroidi des positions atomiques par fluorescence induite par laser. La présentation de cette méthode fait l'objet du Chapitre III. L'image des franges est tout à fait réalisable car la résolution de la méthode de détection est de $24 \mu\text{m}$ et son acquisition ne devrait pas nécessiter un temps trop long.

Contrairement au piège de ^{20}Ne métastables de Shimizu dont la température de $2,5 \text{ mK}$ implique une dispersion de vitesses de $49,2 \text{ cm.s}^{-1}$, dispersion élevée du fait de la faible masse du néon, notre source peut être considérée comme « quasiment monochromatique ». Cette différence importante de température est due au fait que les techniques de ralentissement et de piégeage utilisées dans le cas des alcalins et des gaz rares excités dans des états métastables sont relativement différentes. Les implications de cette première différence sont cependant doubles. L'effet de la dispersion des vitesses (dispersion tridimensionnelle) lors de la chute

des atomes se traduit à la fois par la dispersion temporelle du nuage et par l'expansion transversale du nuage atomique. Cette expansion joue un rôle important pour la transmission des atomes (rapport entre le nombre d'atomes avant et après la traversée de la microstructure) par les microstructures, donc sur l'amplitude du signal à détecter. Notons que les pertes en transmission sont d'autant plus importantes que les microstructures sont loin du piège. Si pour notre piège, la dispersion temporelle de la source est typiquement de 14 ms à $1/e$ (déterminée par la méthode de temps de vol décrite au Chapitre II), elle est plutôt de 140 ms chez Shimizu. Donc, là où nous pouvons intégrer sur tous les temps d'arrivée des atomes ayant interférés, Shimizu est obligé de n'enregistrer qu'une partie temporelle de l'interférogramme afin de ne pas le brouiller. Malgré cette précaution, son contraste n'est pas très bon. Les deux expériences fonctionnent dans un régime pulsé, à la cadence de répétition fixée par le temps de chargement du piège magnéto-optique dans notre expérience et à une cadence environ 10 fois plus élevée chez Shimizu, donnée par le temps de chute du piège seulement. Une différence importante entre les deux expériences réside en la réalisation de la fente source de cohérence. Si dans notre expérience, la fente source est matérielle, dans l'expérience de Shimizu la cohérence est obtenue en réalisant optiquement une fuite astucieuse d'atomes du piège sur une largeur de 20 μm . Un calcul d'ordre de grandeur de la transmission de l'ensemble (fente source + fentes d'Young) dans notre expérience, basé sur des considérations géométriques conduit à un facteur 10^{-5} environ. Le même calcul effectué pour l'expérience de Shimizu implique plutôt un facteur de transmission autour de 10^{-8} . Cette estimation prend en compte la taille du nuage atomique au niveau des microstructures due à l'effet de la dispersion de vitesses des atomes. Ajoutons à présent l'efficacité de la méthode de détection. Chez Shimizu, la nature métastable des atomes (énergie de 10 eV environ) permet l'utilisation de galettes micro-canaux (MCP) dont l'efficacité quantique est de 100 % : 1 atome implique un coup. Notre détecteur « n'a qu'une efficacité quantique de 65 % », mais le gain photonique important couplé à l'angle solide de détection assure un gain d'un facteur 20 environ : 1 atome implique alors 20 coups. En quelques minutes, nous devrions donc obtenir un interférogramme de bon contraste, alors que Shimizu a accumulé pendant plus de 2 heures, ce qui toutefois n'enlève rien à l'intelligence de son expérience.

Les spécificités requises pour cet interféromètre sont toutes tournées vers la réalisation d'un appareil de mesures sensible et stable. De ce fait, l'appareil est compact et l'obtention d'un interférogramme fort contrasté devrait être rapide. La sensibilité est réalisée par l'utilisation des atomes froids, car qui dit atomes froids dit temps d'interaction long. L'idée est donc d'introduire sur l'un des bras de l'interféromètre un objet déphasant n'ayant aucun effet sur l'autre bras et de mesurer le déphasage provoqué, ce qui se traduit par un déplacement des franges observées. Cette interféromètre devrait être suffisamment sensible pour étudier les interactions atome/surface, en l'occurrence les forces de Casimir-Polder [CAS48], forces qui n'ont été observées que dans une seule expérience [SUK93].

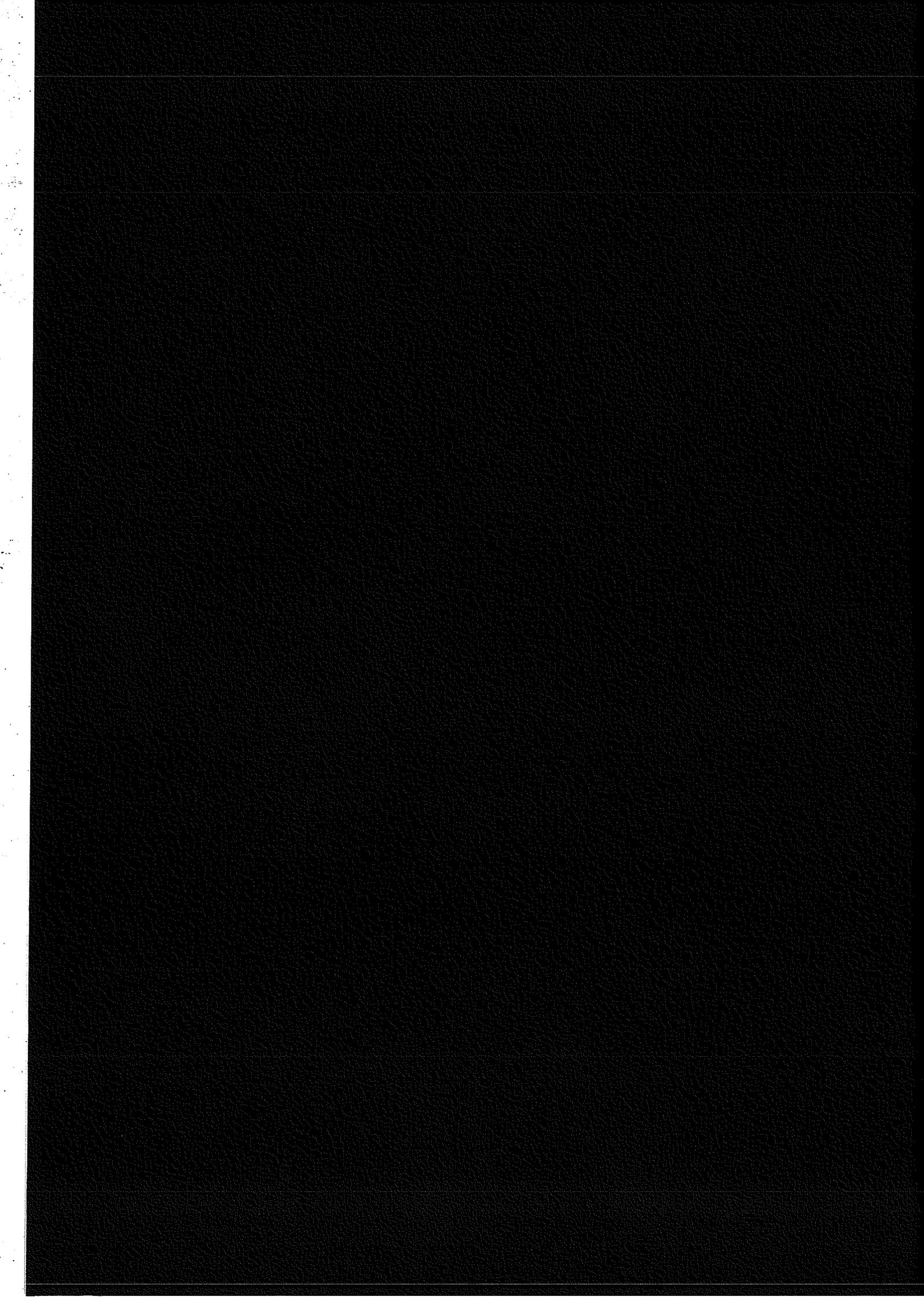
Références du chapitre I

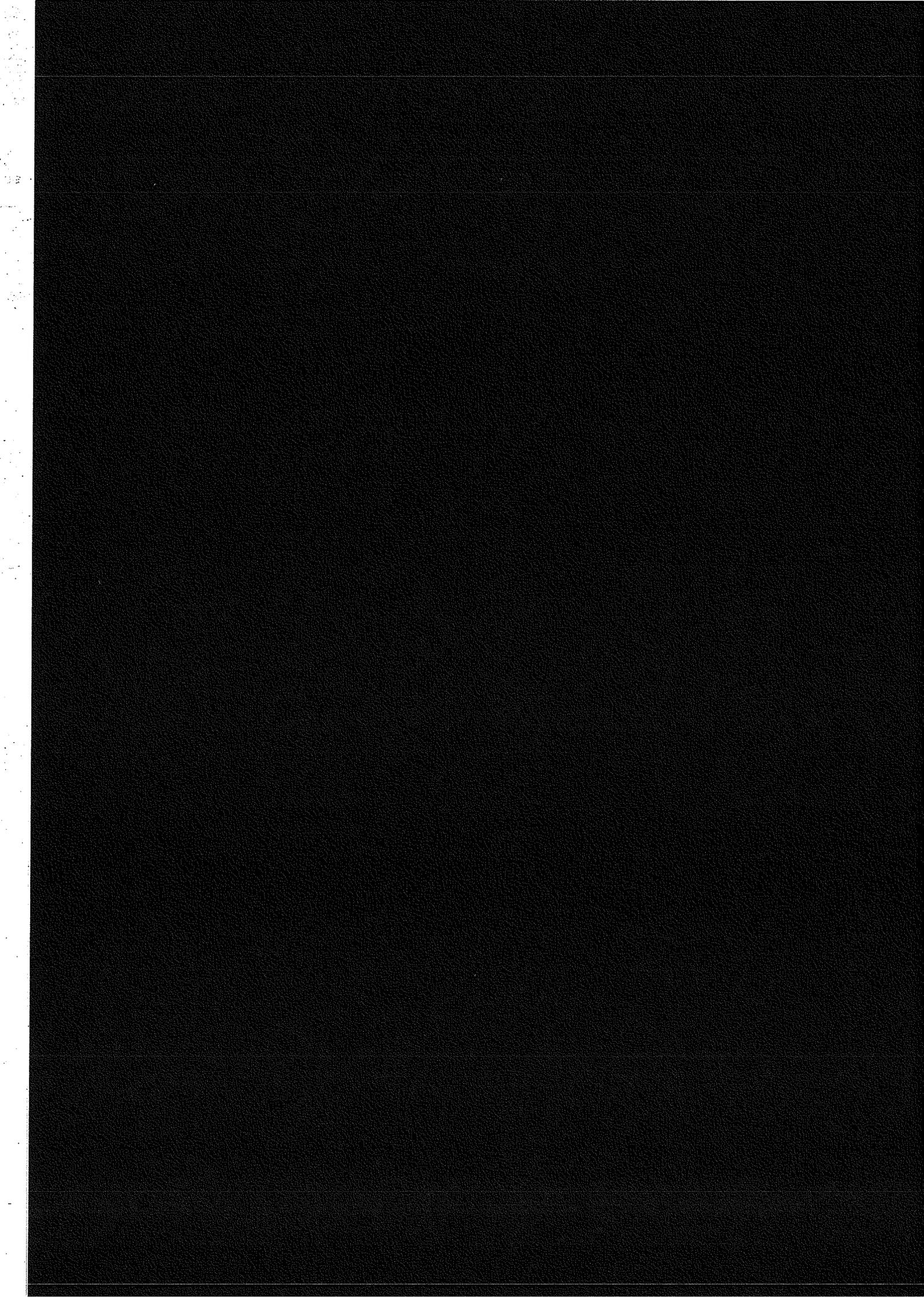
- [BOR89] C. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989)
- [BOR94] C. Bordé, N. Courtier, F. de Burck, A. Goncharov, M. Gorlicki, Phys. Lett. A **188**, 187 (1994)
- [CAR91] O. Carnal and J. Mlyneck, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991)
- [CAS48] H. Casimir and D. Polder, Phys. Rev. Lett. **73**, 360 (1948)
- [CHA75] B. Chang, R. Alferness and E. Leith, Appl. Opt. **14**, 1592 (1975)
- [CHA95] M. Chapman, C. Ekstrom, T. Hammond, R. Rubenstein, J. Schmiedmayer, S. Wehinger and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 (1995)
- [CHE85] V. Chebotayev and B. Dubetsky, A. Kasantsev, V. Yakovlev, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1791 (1985)
- [CLA88] J. Clauser, Physica B **151**, 262 (1988)
- [CLA94] J. Clauser and S. Li, Phys. Rev. A **49**, R2213 (1994)
- [COH92] C. Cohen-Tannoudji, Cours du Collège de France sur l'interférométrie atomique (1992/93)
- [COH93] C. Cohen-Tannoudji, Cours du Collège de France sur l'interférométrie atomique (1993/94)
- [DAV27] C. Davisson and L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927)
- [EKS94] C. Ekstrom, D. Keith and D. Pritchard, Appl. Phys. B **54**, 369 (1994)
- [EKS95] C. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M. Chapman, T. Hammond and D. Pritchard, Phys. Rev. A **51**, 3883 (1995)
- [GAB56] D. Gabor, Rev. Mod. Phys. **28**, 260 (1956)
- [GIL95] D. Giltner, R. McGowan and S. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995)
- [GOU86] P. Gould, G. Ruff and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **56**, 827 (1986)

- [GRU89] M. Gruber, K. Eder, A. Zeilinger, R. Gähler and W. Mampe, Phys. Lett. A **140**, 363 (1989)
- [JÖN74] C. Jönsson, Am. J. Phys. **42**, 4 (1974)
- [KAS91] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991)
- [KEI91] D. Keith, C. Ekstrom, Q. Turchette and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991)
- [MAR88] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **60**, 515 (1988)
- [MAR52] L. Marton, Phys. Rev. **85**, 1057 (1952)
- [MIN91] C. Miniatura, F. Perales, G. Vassilev, J. Reinhardt, J. Robert and J. Baudon, J. Phys. II **1**, 425 (1991)
- [MIN92] C. Miniatura, J. Robert, O. Gorceix, V. Lorent, S. le Boiteux, J. Reinhardt and J. Baudon, Phys. Rev. Lett. **69**, 261 (1992)
- [MÖL54] G. Möllenstedt and H. Düker, Naturwissenschaften **42**, 41 (1954)
- [MOR93] A. Morinaga and T. Tako, N. Ito, Phys. Rev. A **48**, 1364 (1993)
- [MOR95] A. Morinaga and Y. Ohuchi, Phys. Rev. A **51**, R1746 (1995)
- [NIC94] S. G. Nic Chormaic, Thèse de doctorat de l'université Paris XIII (1994)
- [RAM50] N. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1950)
- [RAS95] E. Rasel, M. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schiedmayer and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995)
- [RAU74] H. Rauch, W. Treimer and U. Bonse, Phys. Lett. A **47**, 369 (1974)
- [RIE91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte and J. Helmcke, C. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991)
- [RIE92] F. Riehle, A. Witte, T. Kisters and J. Helmcke, Appl. Phys. B **54**, 333 (1992)

- [RIE93] V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. Müller and W. Ertmer, *Opt. Comm.* **99**, 172 (1993)
- [ROB91] J. Robert, C. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski and J. Baudon, *Europhys. Lett.* **16**, 29 (1991)
- [SCH94] J. Schmiedmayer, C. Ekstrom, M. Chapman, T. Hammond and D. Pritchard, *J. Phys. II* **4**, 2029 (1994)
- [SCH95] J. Schmiedmayer, M. Chapman, C. Ekstrom, T. Hammond, S. Wehinger and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1043 (1995)
- [SEN93] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. Müller and W. Ertmer, *Opt. Comm.* **103**, 73 (1993)
- [SHI91a] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Opt. Lett.* **16**, 339 (1991)
- [SHI91b] K. Shimizu, H. Takuma and F. Shimizu, *Proc. 10th Int. Conf. on Laser Spectroscopy Font-Romeu*, p 272 (1991)
- [SHI92a] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **46**, R17 (1992)
- [SHI92b] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L436 (1992)
- [SOK73] Y. Sokolov, *Soviet Phys. JETP* **36**, 243 (1973)
- [SOK89] Y. Sokolov, *The hydrogen atom* édité par G. Basani, M. Inguscio, T. Hänsch - Ed. Springer Verlag (1989)
- [STA80] J. Staudenmann, S. Werner, R. Colella, A. Overhauser, *Phys. Rev. A* **21**, 1419 (1980)
- [STE92] U. Sterr, K. Sengstock, J. Müller, D. Betterman and W. Ertmer, *Appl. Phys. B* **54**, 341 (1992)
- [SUK93] C. Sukenik, M. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar and E. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 560 (1993)
- [VIG95] J. Vigué, *Phys. Rev. A* **52**, 3973 (1995)
- [WEI93] D. Weiss, B. Young and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2706 (1993)
- [WEI94] D. Weiss, B. Young, S. Chu, *Appl. Phys. B* **59**, 217 (1994)

- [WER80] S. Werner, *Physics Today*, Décembre (1980)
- [ZEI88] A. Zeilinger, R. Gähler, C. Shull, W. Treimer, W. Mampe, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1067 (1988)





CHAPITRE II : LA SOURCE ATOMIQUE

La possibilité d'agir sur des atomes neutres par interaction lumineuse résonante a été expérimentalement démontrée par Frisch [FRI33] en 1933 : il a défléchi un jet d'atomes de sodium sous l'effet du rayonnement d'une lampe à décharge de sodium. L'idée d'utiliser une émission laser à large bande pour compenser l'effet Doppler et refroidir une distribution de vitesses atomiques date de 1975 [HÄN75].

La mise en oeuvre sur des jets atomiques a nécessité la mise au point de techniques expérimentales particulières, qui permettent de compenser l'effet Doppler et d'optimiser la force de pression de radiation tout au long du processus de ralentissement. L'une utilise une variation temporelle de la fréquence du laser ralentisseur : c'est la technique dite de « frequency chirping » [BAL79]. L'autre, consiste à faire varier spatialement, dans la direction de propagation du jet, un champ magnétique créant un effet Zeeman variable [PHI82].

En tant que tel, un jet atomique ralenti ne peut être considéré comme une source atomique localisée. En 1985, Chu *et al* [CHU85] réalisèrent une mélasse optique à 3 dimensions de densité 10^6 at/cm³ avec une température Doppler de 240 μ K à partir d'un jet pulsé et ralenti de sodium. A la configuration de mélasse, Raab *et al* [RAA87] ajoutèrent un champ magnétique inhomogène, suivant l'idée émise en 1986 par J. Dalibard et obtinrent dans ce premier piège magnéto-optique (MOT) de sodium une densité supérieure à 10^{11} at/cm³ et une température Doppler de 600 μ K.

Depuis, de part leurs propriétés de faible température et de forte densité, les MOT sont devenus des sources atomiques privilégiées pour l'étude de divers phénomènes, et ce sous différentes formes. La version du piège chargé par un jet utilisée pour piéger les alcalins est la mieux adaptée dans le cas des gaz rares, tel le néon métastable [SHI89], [SHI91a]. Elle est même la seule technique utilisable dans ce cas ; un piège magnéto-optique ne pouvant être réalisé directement en cellule puisqu'il faut d'abord créer les atomes dans un état métastable. La « version standart » des sources atomiques froides actuelles d'alcalins est soit le piège magnéto-optique en cellule [MON90], [CAB90], soit le piège magnéto-optique transformé en mélasse par coupure du gradient de champ magnétique et décalage en fréquence des lasers. Le

piège magnéto-optique permet d'atteindre des densités élevées supérieures à 10^{11} at/cm³, des températures sub-Doppler de l'ordre de quelques dizaines de microkelvins et des temps de chargement de l'ordre de quelques secondes (pour un vide de quelques 10^{-9} mbar), voire quelques minutes. Dans une mélasse, la température peut descendre à quelques microkelvins, mais la densité est plus faible, d'un facteur 100 à 1000 environ.

Quelques variantes du piège magnéto-optique permettent d'optimiser l'une de ces caractéristiques. On peut ainsi obtenir des densités approchant 10^{12} at/cm³ en réalisant un « dark SPOT » [KET93], [TOW96], c'est à dire un piège où il n'y a pas de lumière de repompeur au centre. Dans cette zone, on réduit la diffusion multiple qui est le facteur principal limitant la densité : on peut gagner ainsi un facteur 10 sur la densité pour le sodium. Une autre extension est le double piège où les atomes d'un premier MOT sont lâchés et remplissent un second piège MOT situé quelques décimètres plus bas, dans une région où le vide est bien meilleur de plus d'un ordre de grandeur [STE95] : l'intérêt étant de réduire et le temps de chargement et le taux de collisions avec le gaz résiduel.

Beaucoup d'expériences utilisant un piège magnéto-optique comme source atomique ont déjà été réalisées et ce dans des domaines d'activités aussi variés que la métrologie sur piège soumis à la gravité [MON91] ou sur fontaine atomique [CLA91], la spectroscopie Raman d'atomes du piège [GRI91], la spectroscopie radio-fréquence [KAS89], les collisions entre atomes froids [WAL92a], l'optique atomique [KAS90], [ROA95] et l'interférométrie atomique [SHI91b], [SZR96].

Deux articles de revue, l'un sur les pièges d'atomes neutres [NEW96], l'autre sur leurs applications [ASP95] donnent un éventail assez large des techniques et de leur cadre d'utilisation.

Dans ce chapitre, nous exposons tout d'abord les mécanismes fondamentaux sur lesquels reposent le ralentissement et le piégeage par laser. Puis, nous décrivons le piège magnéto-optique d'atomes de rubidium que nous avons construit ainsi que les méthodes mises en oeuvre pour le caractériser. Nous détaillons enfin les études systématiques du fonctionnement du piège magnéto-optique. Cette étude nous servira à choisir les paramètres expérimentaux en fonction des spécificités espérées de l'interféromètre à fentes d'Young.

A. Ralentissement et piégeage : notions fondamentales à une dimension

L'objet de cette partie est d'introduire les notions théoriques utiles à la compréhension des mécanismes de refroidissement reposant sur l'interaction entre un atome neutre et un rayonnement laser. Dans ce mémoire, nous nous limitons aux configurations à une dimension et à des systèmes atomiques simples. Dans un premier temps nous traitons le cas d'un atome soumis à une onde plane progressive, ce qui correspond expérimentalement au ralentissement d'un jet atomique. Le second paragraphe introduit la notion de mélasse Doppler, où l'atome est soumis à deux ondes progressives contra-propagatives. Nous nous intéressons ensuite au

piège magnéto-optique : le troisième paragraphe l'appréhende avec une transition modèle $F = 0 \rightarrow F' = 1$ et le quatrième avec la transition de ralentissement du ^{85}Rb $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Le dernier paragraphe est consacré aux mécanismes sub-Doppler intervenant dans les processus de ralentissement ; en particulier celui s'appliquant à une configuration σ^+ / σ^- .

A.1. Ralentissement d'un jet atomique

L'objet de ce paragraphe est de présenter les mécanismes fondamentaux de l'interaction entre la matière et le rayonnement intervenant dans les processus de ralentissement Doppler dans un modèle à une dimension [HÄN75]. Nous introduisons la notion de force de pression de radiation, force dissipative qui gouverne ces processus et exposons les techniques qui rendent cette force maximale.

A.1.1. Vitesse et énergie de recul d'un atome

Considérons un atome à deux niveaux, de masse m et de vitesse $\vec{v} = v \vec{e}_z$. On note $|f\rangle$ son niveau fondamental et $|e\rangle$ son niveau excité, d'énergies respectives $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$. La fréquence de résonance de l'atome est définie par $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_f - \hbar\omega_e$.

A présent cet atome est illuminé par un faisceau laser de fréquence ω_L et de vecteur d'onde \vec{k} colinéaire à \vec{v} . Par interaction laser résonante, l'atome absorbe un photon et se désexcite en émettant un autre. Ecrivons les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie du système atome/laser :

$$\begin{cases} m \vec{v} + \hbar \vec{k} = m \vec{v}' \\ \frac{1}{2} m v^2 + \hbar \omega_f + \hbar \omega_L = \frac{1}{2} m v'^2 + \hbar \omega_e \end{cases}$$

(II. 1)

où \vec{v} et \vec{v}' sont respectivement les vitesses de l'atome avant et après l'absorption d'un photon laser. Ce système peut être réécrit aisément sous la forme :

$$\begin{cases} \vec{v}' - \vec{v} = \frac{\hbar \vec{k}}{m} \\ \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 k^2}{m} = \hbar (\omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v} - \omega_0) \end{cases}$$

(II. 2)

faisant apparaître la vitesse de recul \vec{v}_R et l'énergie de recul E_R données par :

$$\begin{cases} \vec{v}_R = \frac{\hbar \vec{k}}{m} \\ E_R = \frac{1}{2} \frac{(\hbar \vec{k})^2}{m} \end{cases}$$

(II. 3)

qui sont respectivement la vitesse et l'énergie dont pourra être modifié l'atome lors de l'échange d'un seul photon avec la lumière.

Le tableau 1 donne la vitesse et l'énergie de recul des alcalins pour la transition atomique D₂.

	³ Li	²³ Na	³⁹ K	⁸⁵ Rb	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs
v _R (cm/s)	8.50	2.94	1.33	0.60	0.58	0.35
E _R (kHz)	65.0	26.5	9.0	4.0	2.0	3.90

Tableau 1 : Vitesses et énergies de recul des alcalins.

L'effet de la masse atomique sur ces valeurs est notable, puisque énergie et vitesse de recul lui sont inversement proportionnelles.

Notons que l'équation en énergie (II. 2) fait apparaître le terme $\omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$, correspondant à l'effet Doppler au premier ordre : la classe de vitesses concernée par le transfert d'impulsion est donc limitée par cette équation.

Si le niveau excité de l'atome a une durée de vie radiative finie $\tau = 1/\Gamma$, après n cycles d'absorption/émission spontanée, n étant le nombre moyen de photons absorbés par seconde, l'atome acquiert au total une quantité de mouvement $n \hbar \vec{k}$, si le faisceau laser est à résonance. En effet, le caractère aléatoire de l'émission spontanée implique qu'en moyenne, aucun transfert impulsionnel n'est réalisé par ce processus ; seule l'absorption y contribue.

L'onde lumineuse exerce donc sur l'atome une force de pression de radiation qui s'écrit :

$$\vec{F} = n \hbar \vec{k}$$

(II. 4)

Si la force de pression de radiation s'oppose au mouvement de l'atome, on pourra ralentir les atomes, puisqu'à chaque cycle de fluorescence, l'atome perd la vitesse \vec{v}_R .

A.1.2. Force de pression de radiation

En écrivant explicitement l'interaction d'un atome à deux niveaux avec une onde plane, nous allons établir l'expression de la force de pression de radiation exercée sur l'atome [COH90]. L'atome interagit avec l'onde de fréquence ω_L et de vecteur d'onde \vec{k} dont le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \exp [i(\omega_L t - kz)] \vec{e}_x + cc \quad (II. 5)$$

Le hamiltonien du système à 2 niveaux non perturbé H_A s'écrit :

$$H_A = \frac{p^2}{2m} + \hbar \omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar \omega_f |f\rangle\langle f| \quad (II. 6)$$

où p est l'impulsion de l'atome et m sa masse.

L'interaction atome/laser, qui couple le niveau fondamental $|f\rangle$ au niveau excité $|e\rangle$ est décrite, dans l'approximation dipolaire électrique par :

$$V_{AL} = -\vec{D} \cdot \vec{E} \quad (II. 7)$$

où \vec{D} est l'opérateur dipôle électrique de l'atome et \vec{E} l'opérateur champ électrique pris à la position de l'atome. La forme définitive de l'hamiltonien d'interaction, après utilisation de « l'approximation du champ tournant » est :

$$V_{AL} = \frac{\hbar \Omega}{2} \{ |e\rangle\langle f| \times \exp[i(\omega_L t - kz)] + |f\rangle\langle e| \times \exp[-i(\omega_L t - kz)] \} \quad (II. 8)$$

avec $\Omega = -2 E_0 \frac{\vec{d} \cdot \vec{e}_x}{\hbar}$, la fréquence de Rabi, où $\vec{d} = \langle e | \vec{D} | f \rangle = \langle f | \vec{D} | e \rangle$ est supposé réel.

A ce stade, nous utilisons le formalisme de la matrice densité pour rendre compte de l'évolution interne du système au cours du temps ; le système atome/laser étant décrit par un hamiltonien total H tel que :

$$H = H_A + V_{AL} \quad (II. 9)$$

L'équation d'évolution du système est donné par l'équation de Bloch optique :

$$i\hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = [H, \rho] + i\hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{sp}$$

(II. 10)

où ρ est la matrice densité du système considéré. Le terme $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{sp}$ traduit la relaxation due à l'émission spontanée : son taux d'amortissement vaut Γ pour les populations et $\frac{\Gamma}{2}$ pour les cohérences.

Développons son expression. On obtient le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{d\rho_{ee}}{dt} \right) = -i \frac{\Omega}{2} \left\{ \rho_{fe} \exp[i(\omega_L t - kz)] - \rho_{ef} \exp[-i(\omega_L t - kz)] \right\} - \Gamma \rho_{ee} \\ \\ \left(\frac{d\rho_{ff}}{dt} \right) = - \left(\frac{d\rho_{ee}}{dt} \right) \\ \\ \left(\frac{d\rho_{ef}}{dt} \right) = \left(i\omega_0 - \frac{\Gamma}{2} \right) \rho_{ef} + i \frac{\Omega}{2} (\rho_{ee} - \rho_{ff}) \exp[i(\omega_L t - kz)] \end{array} \right.$$

(II. 11)

où $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_f - \hbar\omega_e$

En effectuant le changement de variables suivant : $\sigma_{ef} = \rho_{ef} \exp[-i(\omega_L t - kz)]$, le système précédent se transforme en :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{d\rho_{ee}}{dt} \right) = i \frac{\Omega}{2} (\sigma_{ef} - \sigma_{fe}) - \Gamma \rho_{ee} \\ \\ \left(\frac{d\rho_{ff}}{dt} \right) = - \left(\frac{d\rho_{ee}}{dt} \right) \\ \\ \left(\frac{d\rho_{ef}}{dt} \right) = i(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}) \sigma_{ef} + i \frac{\Omega}{2} (\rho_{ee} - \rho_{ff}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ef} \end{array} \right.$$

(II. 12)

où $\delta = \omega_L - \omega_0$ est le décalage à résonance.

La solution stationnaire du système, puisque $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$ s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \\ \rho_{ff} = 1 - \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \\ \sigma_{ef} = \frac{1}{\Omega} \frac{s}{1+s} \left[(\delta + k v) + i \frac{\Gamma}{2} \right] \end{array} \right.$$

(II. 13)

où le paramètre de saturation s défini tient compte de l'effet Doppler et vaut :

$$s = \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + 4 \frac{(\delta + k v)^2}{\Gamma^2}}$$

(II. 14)

soit

$$s = \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + 4 \frac{(\delta + k v)^2}{\Gamma^2}}$$

(II. 15)

si l'on introduit l'intensité de l'onde laser et l'intensité de saturation I_{sat} de la transition atomique (définition donnée dans l'annexe A_{II}).

La force radiative moyenne exercée sur l'atome est alors donnée par le théorème d'Ehrenfest :

$$\vec{F} = \left\langle -\frac{dV_{AL}}{dt} \right\rangle$$

(II. 16)

Le calcul conduit à l'expression de la force de pression de radiation :

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$$

(II. 17)

c'est à dire

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4 \frac{(\delta + k v)^2}{\Gamma^2}}$$

(II. 18)

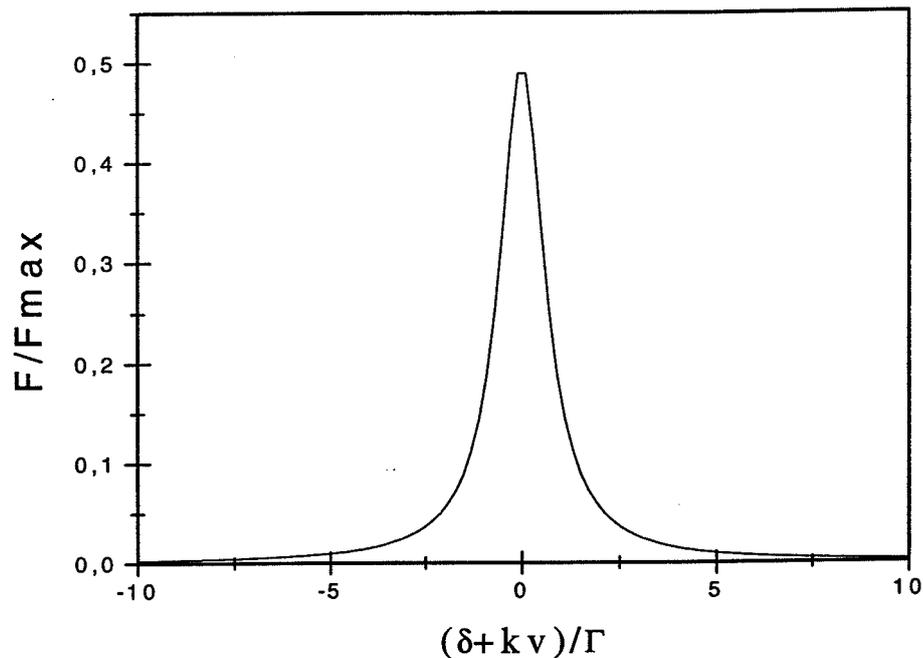


Figure 1 : Force de pression de radiation exercée sur l'atome en fonction de la vitesse pour $I = I_{\text{sat}}$. La force est maximale pour $\delta = -kv$.

Cette force augmente, passe par un maximum (Figure 1) pour $\delta = -kv$ puis décroît. Ainsi, la pression de radiation sera d'autant plus grande que le décalage à résonance compense l'effet Doppler : c'est pourquoi le laser doit être décalé vers le rouge de la transition. Plaçons nous maintenant à saturation, la condition $\delta = -kv$ étant réalisée, la force de pression de radiation s'écrit alors :

$$\vec{F}_{\max} = \frac{\Gamma}{2} \hbar \vec{k}$$

(II. 19)

Soumis à cette force l'atome subit une accélération $\vec{a}_{\max} = \vec{F}_{\max}/m$. Un calcul d'ordre de grandeur sur le ^{85}Rb donne une accélération 10^4 fois celle de la pesanteur : la pression de radiation est donc un processus extrêmement efficace pour le ralentissement (ou l'accélération) des atomes, et ceci à condition de conserver l'accord à résonance.

L'adaptation permanente de la fréquence apparente du laser et de la fréquence atomique peut être réalisée à l'aide soit de la technique dite de « frequency chirping » [BAL79] soit en utilisant le déplacement Zeeman [PHI82]. Cette première technique consiste à balayer à la bonne cadence, la fréquence du laser entre deux bornes de fréquence données, correspondant à deux classes de vitesses données du jet atomique. A la fin du balayage, qui est répété séquentiellement, les atomes de vitesse initiale intermédiaire ont une vitesse centrée autour de la borne inférieure. Cette technique, où l'effet Doppler est compensé temporellement, produit donc des « paquets » d'atomes refroidis [GUE92]. La seconde

technique utilisée pour ralentir un jet d'atomes par laser consiste à faire varier spatialement, dans la direction de propagation du jet, le champ magnétique créé par exemple par un solénoïde ou un aimant. Ainsi, le changement par effet Zeeman de la fréquence atomique compense le changement par effet Doppler de la fréquence du laser au fur et à mesure que les atomes sont ralentis.

A.2. Mélasse Doppler à 1 dimension

Dans ce paragraphe, deux types de mélasse sont étudiés : l'une où l'atome est soumis à deux ondes lumineuses contra-propagatives progressives non polarisées, et l'autre où l'atome est éclairé par deux ondes laser polarisées respectivement σ^+ et σ^- . La notion de température Doppler T_D , température d'équilibre entre les processus de refroidissement et de chauffage lié à l'émission spontanée est définie.

A.2.1. Description d'une mélasse Doppler

Si l'on ajoute au dispositif précédent un autre faisceau laser de caractéristiques spectrales identiques mais se propageant en sens contraire (Figure 2), il est possible de confiner les atomes dans la direction de l'éclairage. On réalise alors une mélasse optique. On considère à nouveau le cas d'un atome à deux niveaux.

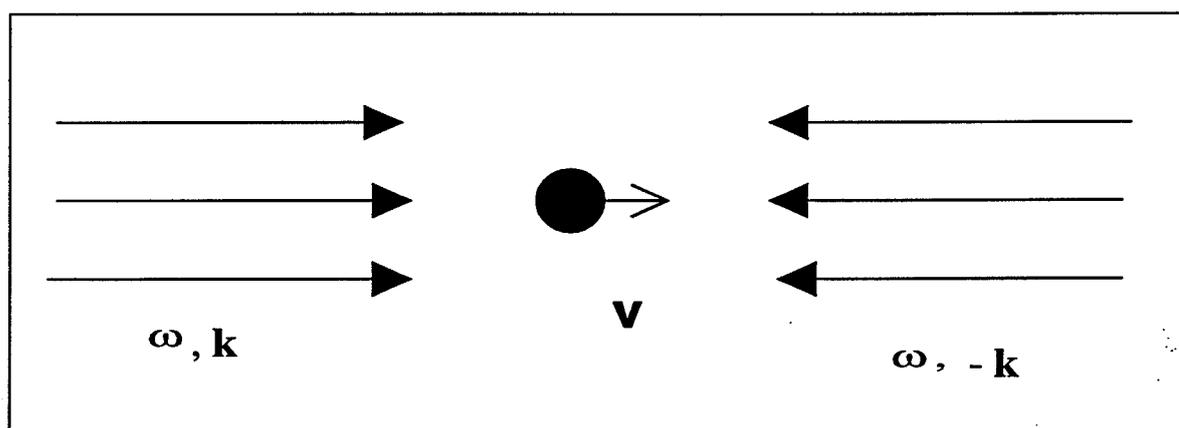


Figure 2 : Principe d'une mélasse optique à une dimension.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la fréquence des lasers est décalée vers le rouge de la transition atomique afin de compenser l'effet Doppler : l'atome est davantage en résonance avec le laser s'opposant à son mouvement.

Dans la limite des faibles intensités ($I \ll I_{\text{sat}}$), il est légitime de considérer indépendamment l'action des deux ondes lumineuses sur l'atome : on peut en effet négliger les effets d'interférences entre les deux ondes laser [DAL86]. La force totale de pression de

radiation exercée sur l'atome est égale à la somme de ces deux forces agissant individuellement et s'écrit :

$$\bar{F} = \hbar \bar{k} \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4 \left(\frac{\delta - kv}{\Gamma} \right)^2} - \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4 \left(\frac{\delta + kv}{\Gamma} \right)^2} \right]$$

(II. 20)

La force résultante (Figure 3) passe par l'origine et ses extrema sont légèrement plus faibles que ceux des deux forces d'origine.

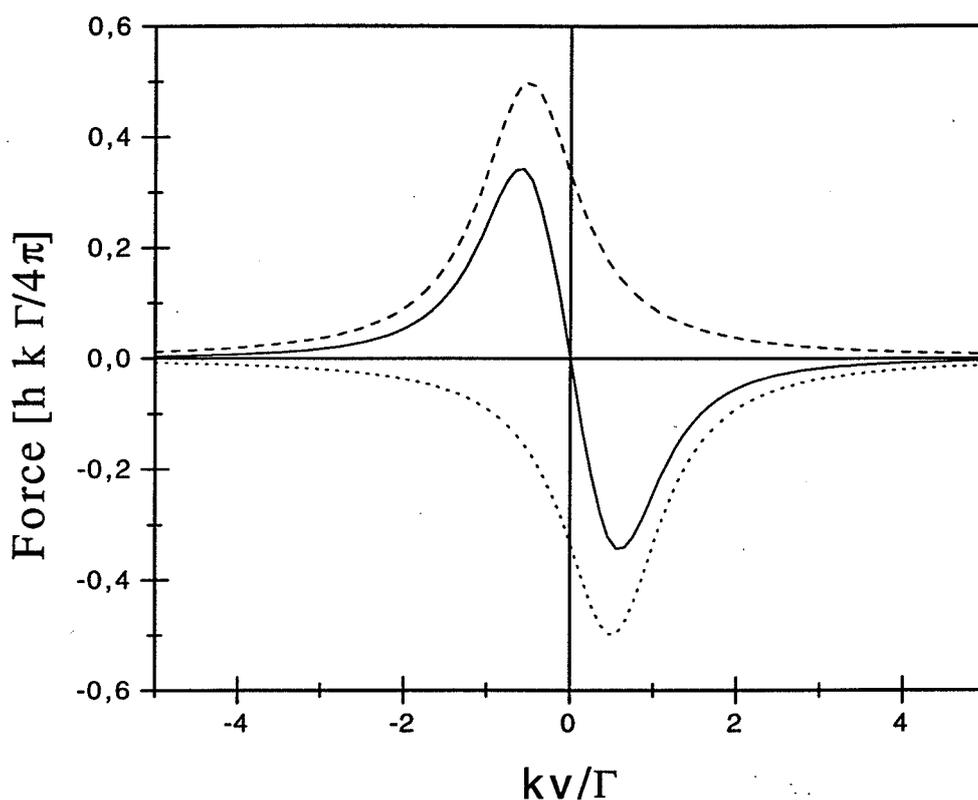


Figure 3 : Force de pression de radiation exercée sur l'atome en fonction de sa vitesse pour $I = I_{sat}$ et un décalage $\delta = -0,5\Gamma$. La courbe en pointillés est la force exercée par l'onde (ω, k) et la courbe en tirés celle exercée par l'onde $(\omega, -k)$. La force résultante est tracée en trait plein.

La vitesse pour laquelle la force atteint son maximum est appelée vitesse de capture : elle est de l'ordre de $v_c \cong \delta/k$. Pour $\delta = -0,5\Gamma$ et $s = 1$, elle vaut $2,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le rubidium dont la largeur naturelle Γ est $\Gamma/2\pi = 5,9 \text{ MHz}$.

Notons qu'un décalage en fréquence positif entraînerait une accélération des atomes.

Dans l'approximation $|k v| \ll \Gamma$ et $|k v| \ll \delta$, c'est à dire pour un atome de faible vitesse, la force de pression de radiation [PHI90] prend la forme :

$$F = -\alpha v \quad (II. 21)$$

où α , pour de faibles intensités, s'écrit :

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{\left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)}{\left[1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right]^2} \quad (II. 22)$$

Si le laser est décalé vers le rouge, α est positif : l'atome subit donc une force de friction qui dissipe son énergie cinétique et amortit sa vitesse. Les atomes sont alors refroidis et la région où ils sont confinés s'appelle « mélasse optique ».

A.2.2. Limite du refroidissement Doppler

La force de friction précédemment introduite conduit à un taux de perte d'énergie cinétique qui s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{refroid}} = Fv = -\alpha v^2 \quad (II. 23)$$

Cependant la force de friction, qui est une force moyenne, fluctue du fait du caractère aléatoire de l'émission spontanée, impliquant ainsi un réchauffement. Un coefficient de diffusion, en impulsion, D_p peut alors être associé à ces fluctuations. Il est défini par :

$$\frac{d(p^2)}{dt} = 2D_p \quad (II. 24)$$

ce qui se développe sous la forme :

$$D_p = \hbar k^2 \Gamma \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (II. 25)$$

Cette expression est donnée pour un atome à deux niveaux, dans un régime de faible vitesse, et de faible intensité. Le taux d'accroissement de l'énergie cinétique est relié au coefficient de diffusion par l'expression :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{réchauf}} = \frac{D_p}{m} \quad (II. 26)$$

A l'équilibre thermodynamique, la compétition entre ces deux processus conduit à l'égalité :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{réchauf}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{refroid}} = 0 \quad (II. 27)$$

Cette équation fait apparaître une vitesse au delà de laquelle l'atome ne peut plus être ralenti $v = \sqrt{D_p/m\alpha}$. La température T , associée à cette vitesse, en considérant une énergie thermique $k_B T/2$ par degré de liberté, dans une configuration de refroidissement à une dimension est donnée par :

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{2\frac{|\delta|}{\Gamma}} \quad (II. 28)$$

Cette température, qui ne dépend que du décalage à résonance δ , présente un minimum pour $\delta = -\Gamma/2$ qui vaut T_D :

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2} \quad (II. 29)$$

T_D est la température minimale que peut atteindre une mélasse Doppler : c'est par définition la température Doppler. Pour le Rb, elle est de 140 μK , ce qui correspond à une vitesse quadratique moyenne de 11.7 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

A.2.3. Configuration σ^+ / σ^- pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$

Nous allons maintenant décrire succinctement une mélasse Doppler à une dimension dans le cas d'une configuration σ^+ / σ^- s'appliquant à une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ (Figure 4), l'intérêt de cette configuration n'étant plus à démontrer [DAL84].

Considérons un atome présentant une transition atomique $J = 0 \rightarrow J' = 1$, éclairé par deux faisceaux laser contrapropagatifs, de même intensité et de même fréquence ω_L ,

fréquence inférieure à la fréquence de résonance ω_0 : on note $\delta = \omega_L - \omega_0$. L'onde électromagnétique se propageant selon \vec{e}_z est polarisée σ^+ , celle se propageant selon $-\vec{e}_z$ est polarisée σ^- .

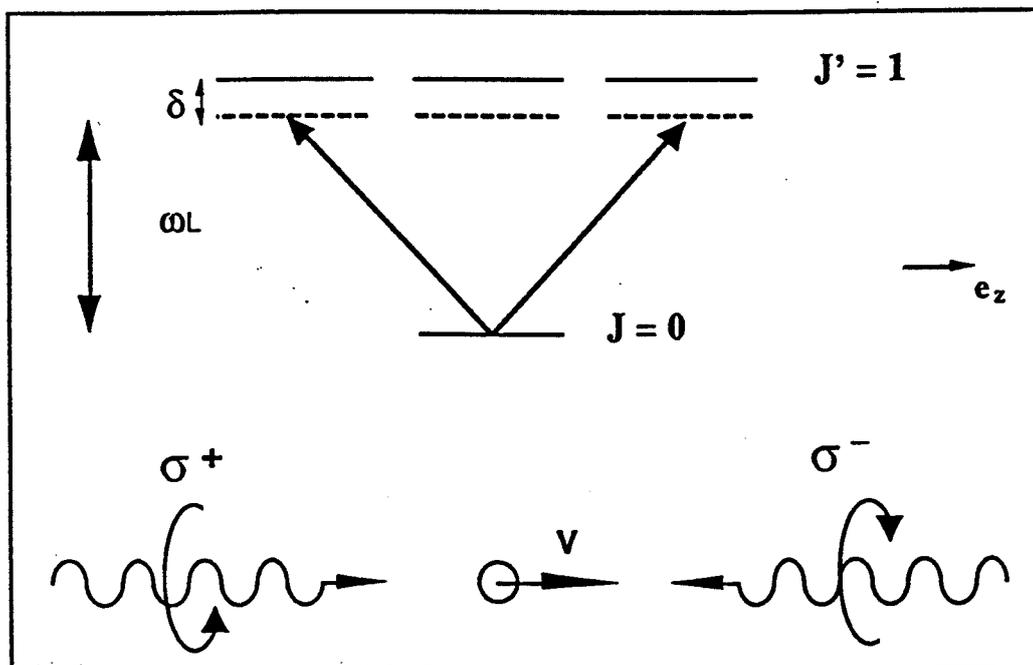


Figure 4 : Configuration d'une mélasse optique pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$. La fréquence laser est décalée vers le rouge d'une quantité δ par rapport à la résonance de la transition atomique.

A cause de l'effet Doppler, un atome se déplaçant selon Oz absorbe préférentiellement les photons de l'onde se propageant en sens inverse. Un traitement semi-classique de l'interaction atome/laser pour un système à trois niveaux permet d'aboutir à l'expression de la force radiative moyenne, en utilisant le théorème d'Ehrenfest [CAS89]. Lett *et al* [LET89] ont montré que le coefficient de friction α d'une mélasse σ^+ / σ^- se réduit au coefficient trouvé en A.1.2 tant que la saturation est faible ($s \ll 1$). La force radiative, dans un régime de faible vitesse s'écrit toujours sous la forme :

$$F = -\alpha v \tag{II. 30}$$

avec

$$\alpha = -4 \hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left[1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right]} \tag{II. 31}$$

et les conclusions de A.1.2 s'imposent de la même façon.

Si l'on considère une transition de la forme $J \rightarrow J' = J+1$ avec $J \geq 1$, c'est à dire un système multi-niveaux, comme l'intensité de saturation dépend des sous-niveaux Zeeman considérés (annexe A_{II}), le coefficient de friction peut devenir plus grand et conduire à un refroidissement plus efficace pour la configuration laser σ^+/σ^- [DJE95]. Notons que cette configuration laser permet de choisir les transitions entre sous-niveaux Zeeman ayant les plus grands coefficients de Clebsch-Gordan.

Nous allons introduire maintenant la notion de piège magnéto-optique Doppler.

A.3. Piège magnéto-optique à 1 dimension pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$

Un moyen efficace pour favoriser le confinement d'atomes est d'ajouter à la configuration de refroidissement σ^+/σ^- un gradient de champ magnétique linéaire dans la zone de mélasse optique. Cette idée, proposée en 1986 par J. Dalibard conduit à la réalisation d'un piège magnéto-optique.

A.3.1. Principe de fonctionnement

Considérons à nouveau un système atomique présentant une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$, éclairé par deux faisceaux laser de même fréquence ω_L , de polarisation σ^+ et σ^- se propageant dans la même direction \vec{e}_z mais en sens opposé. On suppose que les lasers sont désaccordés vers le rouge de la transition atomique d'une quantité notée $\delta = \omega_L - \omega_0 < 0$.

L'atome est alors placé dans une zone où règne un gradient de champ magnétique linéaire que

l'on écrit $\vec{B}_z = \frac{\partial B}{\partial z} z \vec{e}_z$ ($\frac{\partial B}{\partial z} > 0$) et dont la direction est celle des lasers. La notation

$b = \frac{\partial B}{\partial z}$ sera adoptée dans la suite de ce mémoire. Notons qu'en $z = 0$, là où se forme la

mélasse optique, le champ magnétique est nul.

Le champ magnétique conduit à une levée de dégénérescence en énergie du niveau excité $J' = 1$ par effet Zeeman. Les énergies des trois sous-niveaux Zeeman $m_J = -1, 0, 1$ sont déplacées d'une quantité $\Delta E = \mu_B m_J b z$, où μ_B est le magnéton de Bohr. Ainsi le sens de déplacement en énergie de ces sous-niveaux dépend du signe m_J (Figure 5).

Considérons le cas d'un atome au repos situé en $z > 0$. Cet atome va être davantage en résonance avec l'onde σ^- qui induit des transitions $\Delta m_J = -1$ qu'avec l'onde σ^+ ($\Delta m_J = +1$) du fait même du décalage à résonance δ négatif. La pression de radiation exercée par l'onde σ^- est plus grande que celle exercée par l'onde σ^+ . Ce déséquilibre de forces permet à l'atome d'être ramené vers le centre du piège assurant ainsi un confinement dans la direction des faisceaux laser.

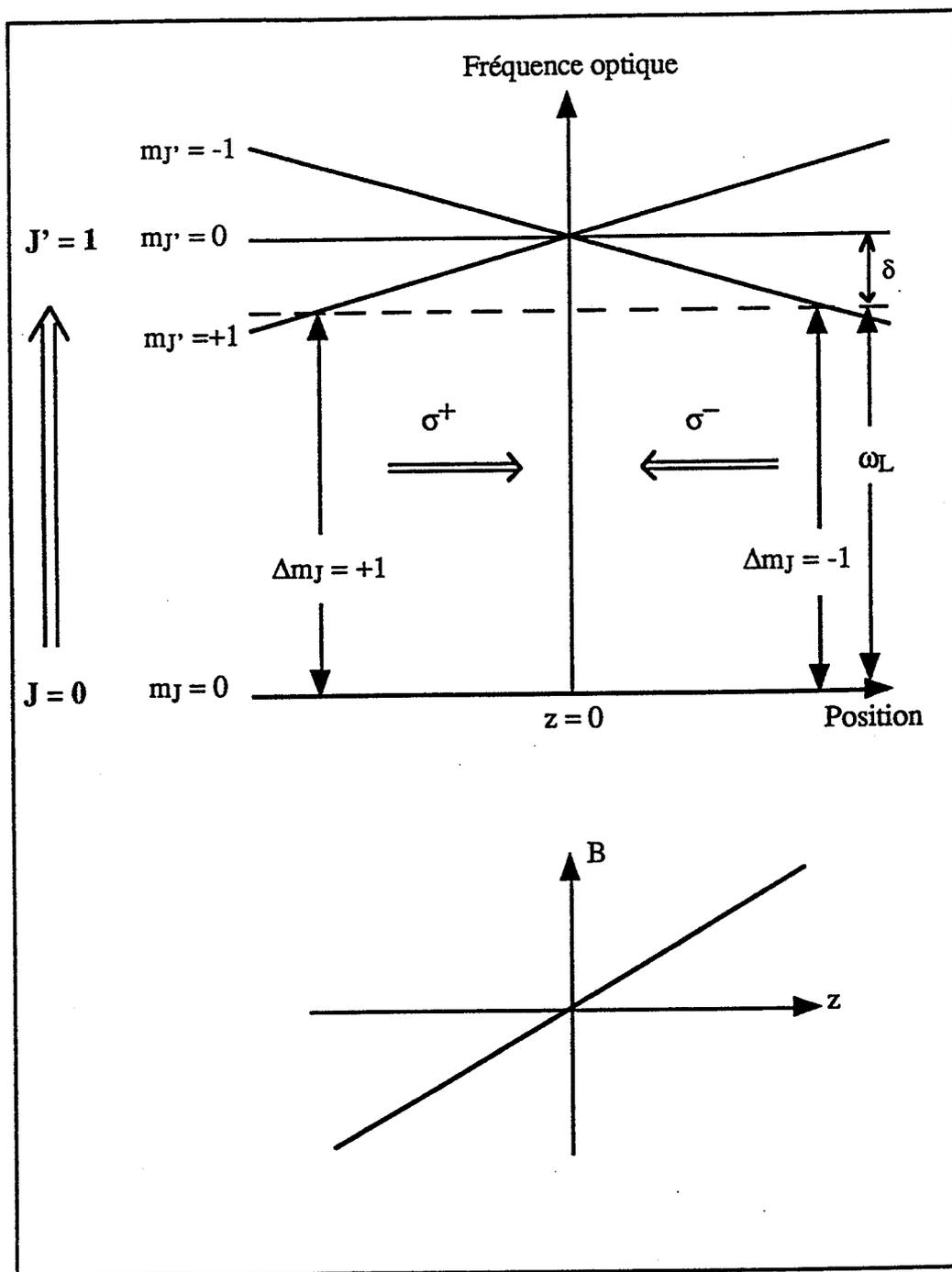


Figure 5 : Principe du piège magnéto-optique à une dimension pour un atome présentant une transition atomique $J = 0 \rightarrow J' = 1$.

Toutefois, si les atomes étaient immobiles, on n'aurait pas besoin de les ralentir ; alors considérons à présent un atome de vitesse $\vec{v} = v\vec{e}_z$, $v > 0$ (resp $v < 0$). De par son mouvement, l'atome, dans son référentiel propre, voit les fréquences optiques décalées par effet Doppler, c'est à dire égale à $\omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$. Pour un atome de vitesse $v > 0$ (resp $v < 0$), la fréquence de l'onde σ^- est vue égale à $\omega_L - k \cdot v$ (resp $\omega_L + k \cdot v$) et celle de l'onde σ^+ égale

à $\omega_L - k v$ (resp $\omega_L + k v$). Donc il va être davantage en résonance avec l'onde σ^- (resp. σ^+) qu'avec l'onde σ^+ (resp. σ^-). Pour un $z > 0$ particulier (resp. $z < 0$), l'interaction atome/onde σ^- (resp. onde σ^+) sera même réellement en résonance conduisant ainsi à une force de rappel des atomes dans le piège.

Effet Doppler et Zeeman se compensent donc [PHI82] et l'atome de vitesse $v > 0$ (resp. $v < 0$) est en résonance avec l'onde σ^- (resp. σ^+) lorsque la condition :

$$\omega_L + k v = \omega_0 - g \frac{\mu_B}{\hbar} b z \quad (II. 32)$$

$$(\text{resp } \omega_L + k v = \omega_0 + g \frac{\mu_B}{\hbar} b z)$$

est satisfaite, ce qui est possible pour peu que z soit positif (resp. négatif). Dans cette écriture, g est le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr.

A.3.2. Force radiative dans le piège

Dans ce paragraphe, nous allons exprimer la force radiative qui s'exerce sur un atome du piège. De l'interaction entre l'atome et le champ magnétique résulte un terme supplémentaire H_{AC} dans le hamiltonien total qui s'écrit :

$$H = H_A + V_{AL} + H_{AC} \quad (II. 33)$$

où H_A est le hamiltonien atomique et V_{AL} l'opérateur atome-laser.

L'effet Zeeman s'écrit $H_{AC} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique de l'atome. Si l'axe du champ est parallèle à l'axe de propagation des faisceaux, le terme H_{AC} s'écrit :

$$H_{AC} = \hbar \omega_z \left[|e_{+1}\rangle \langle e_{+1}| + |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| \right] \quad (II. 34)$$

où ω_z est la pulsation Zeeman, $\omega_z = \kappa z$ avec $\kappa = \mu b / \hbar$; le facteur de Landé étant choisi égal à 1.

L'équation de Bloch optique (II. 10) est modifiée par le terme H_{AC} et s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H_A + V_{AL} + H_{AC}, \rho] + i\hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{sp} \quad (II. 35)$$

En calculant sa solution stationnaire et en appliquant le théorème d'Ehrenfest, on en déduit l'expression de la force moyenne :

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4 \left(\frac{\delta - kv - \kappa z}{\Gamma} \right)^2} - \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + 4 \left(\frac{\delta + kv + \kappa z}{\Gamma} \right)^2} \right]$$

(II. 36)

La force radiative de piègeage (Figure 6) varie linéairement avec la position z pour $-\frac{\delta}{\kappa} \leq z \leq \frac{\delta}{\kappa}$. Cette zone de linéarité est appelée plage de capture en position.

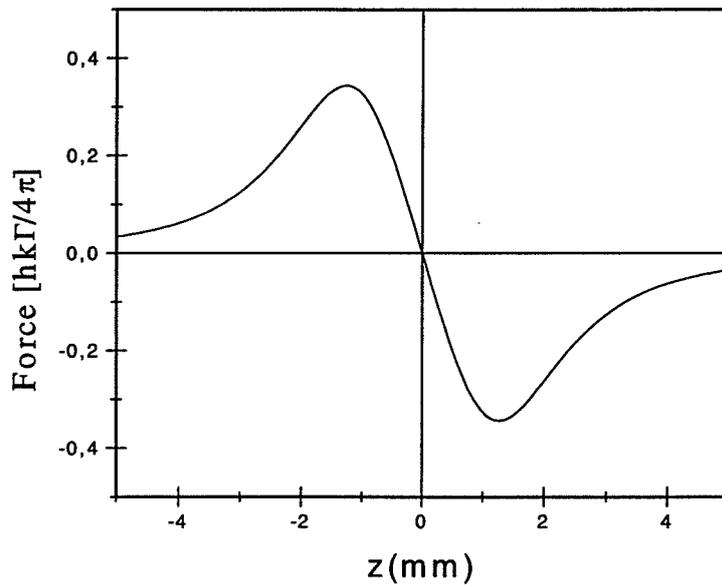


Figure 6 : Force radiative dans un piège magnéto-optique à une dimension en fonction de la position z de l'atome pour une vitesse nulle, un décalage $\delta = -0,5\Gamma$, $I = I_{sat}$ et un gradient de 20 G.cm^{-1} .

Plaçons-nous dans la limite des faibles intensités $I \ll I_{sat}$. Dans un régime de faibles vitesses $kv \ll \delta$ et de petits déplacements autour du centre du piège $z \ll \frac{\delta}{\kappa}$, la force radiative s'écrit :

$$F = -\alpha v - \beta z$$

(II. 37)

avec

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left(1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)^2}$$

$$\beta = -4k \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left(1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}\right)^2} \mu b$$

(II. 38)

Elle est la somme d'une force de friction, force déjà rencontrée en A.2.3 et d'une force de rappel de coefficient β ($\beta > 0$ car $\delta > 0$) qui définit une fréquence propre $\omega_0 = \sqrt{\beta/m}$.

Dans ces conditions, le mouvement d'un atome de faible vitesse autour du centre du piège est régi par l'équation d'un oscillateur harmonique amorti [RAA87], [STE91], [KOH93] :

$$\ddot{z} + \frac{\alpha}{m} \dot{z} + \omega_0^2 z = 0$$

(II. 39)

On distingue 3 régimes de fonctionnement pour cet oscillateur qui sont :

- le régime sur-amorti ($\frac{\alpha^2}{m^2} > 4\omega_0^2$)
- Le régime critique ($\frac{\alpha^2}{m^2} = 4\omega_0^2$)
- le régime sous-amorti ($\frac{\alpha^2}{m^2} < 4\omega_0^2$).

En régime sous-amorti, l'atome subit plusieurs oscillations autour du piège avant d'être confiné. En régime sur-amorti, il rejoint le piège en suivant une loi exponentielle. Ces 2 régimes ont des solutions faisant apparaître un temps d'amortissement $\tau_c = 2m/\alpha$. Dans un piège, le régime intéressant que l'on cherche à atteindre est le régime sur-amorti [STE91], [KOH93].

Nous allons donner quelques ordres de grandeur pour le ^{85}Rb , dans le cas où $I/I_{sat} = 1$, $\delta = -\Gamma/2$, avec un gradient de champ magnétique de 20 G.cm^{-1} . Dans ces conditions,

- $\alpha = 6,81 \cdot 10^{-21} \text{ kg.s}^{-1}$
- $\beta = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ kg.s}^{-2}$
- $\tau_c = 41,7 \mu\text{s}$

conduisant au régime sur-amorti pour lequel $\alpha^2/m^2 (= 2,3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-2}) > 4\omega_0^2 (= 7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-2})$.

La force de pesanteur, quant à elle vaut $1,4 \cdot 10^{-24} \text{ kg.m.s}^{-2}$: elle est donc très petite devant les forces de friction et de rappel tant que les approximations de faibles vitesses et de petits déplacements autour du piège sont réalisées.

Nous allons maintenant étendre l'étude du piège magnéto-optique à 1-d à un atome à plusieurs niveaux possédant un moment magnétique dans l'état fondamental donc sensible à l'effet Zeeman.

A.4. Piège magnéto-optique pour une transition $F \rightarrow F+1$

Dans ce paragraphe, seule une approche qualitative est réalisée, visant à montrer que le principe de fonctionnement du MOT sur une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$ n'est pas affecté pour un système multi-niveaux. Nous nous intéressons maintenant à des transitions entre niveaux hyperfins $F \rightarrow F' = F+1$, avec $F \neq 0$.

A.4.1. Le rubidium

Considérons dès à présent la structure hyperfine de l'atome de rubidium ($Z = 37$), en l'occurrence le ^{85}Rb dont les niveaux d'énergie [TET91] sont représentés sur la figure 7.

Sous sa forme naturelle, il présente deux isotopes : le ^{85}Rb dont l'abondance est d'environ 80 % et le ^{87}Rb d'environ 20 %, justifiant ainsi le choix de travailler sur le ^{85}Rb . La transition fermée entre les niveaux hyperfins $F = 3$ et $F' = 4$ de la raie D_2 du ^{85}Rb constitue la transition de refroidissement : excité vers le niveau $F' = 4$, l'atome ne peut se désexciter que vers le niveau $F = 3$.

Soient, sur la figure 8, les sous-niveaux Zeeman de la transition fermée $F = 3 \rightarrow F' = 4$ et les coefficients de Clebsch-Gordan associés aux diverses transitions entre sous-niveaux m_F .

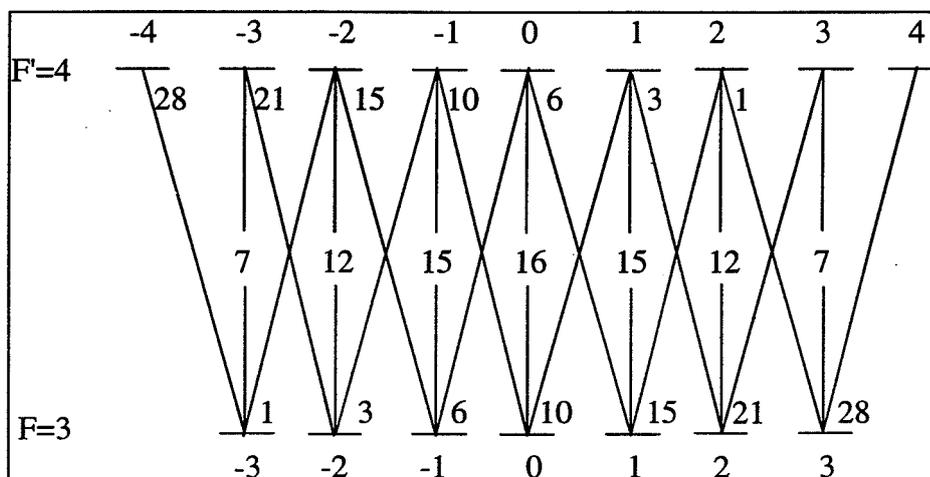


Figure 7 : Schéma des sous-niveaux Zeeman et coefficients de Clebsch-Gordan au carré multiplié par 252 des transitions possibles, pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ du ^{85}Rb .

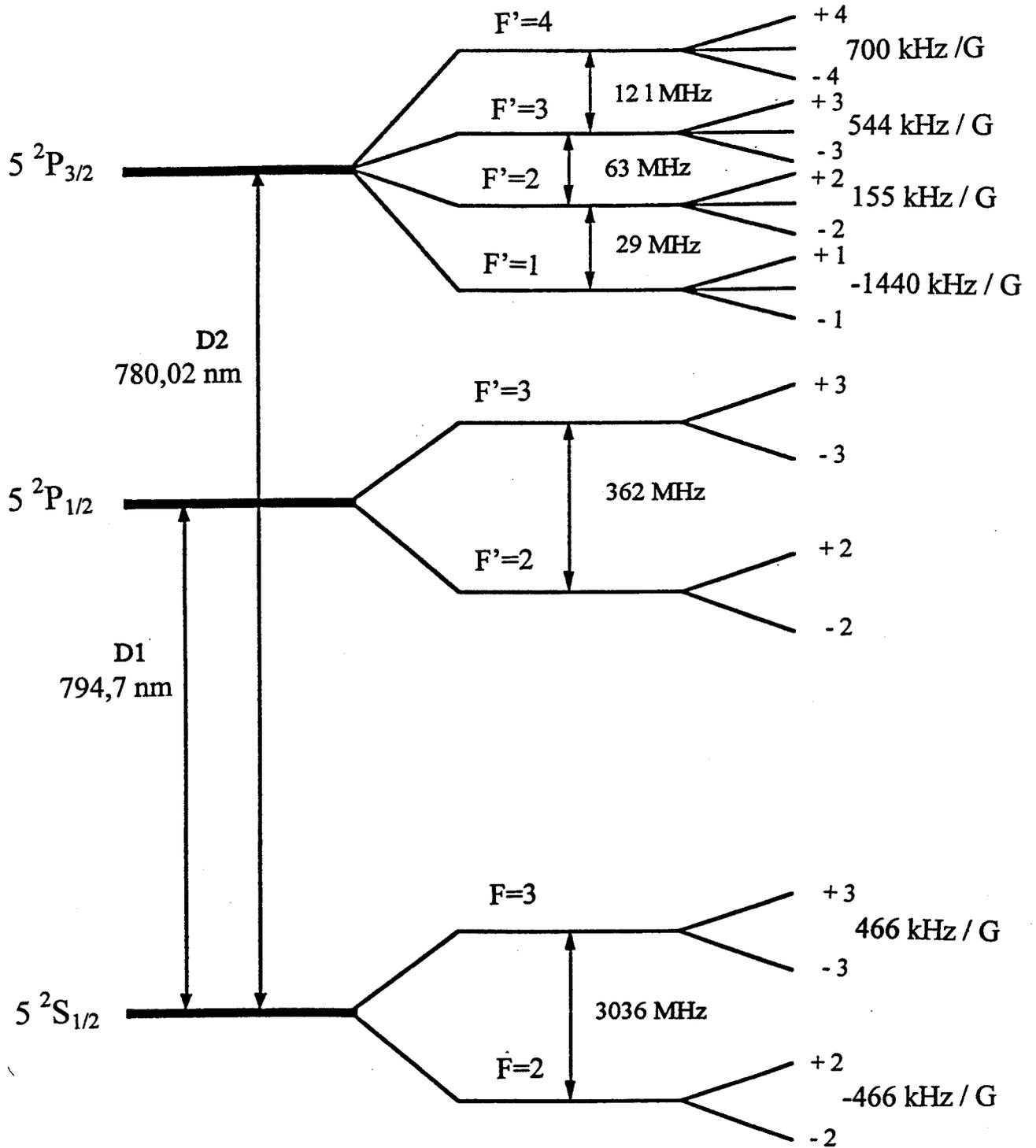


Figure 8 : Schéma des niveaux hyperfins pour les transitions D_1 et D_2 du ^{85}Rb .

A.4.2. Principe de fonctionnement

La transition hyperfine $F = 3 \rightarrow F' = 4$ de l'atome est toujours excitée par deux faisceaux laser polarisés respectivement σ^+ et σ^- , se propageant en sens inverse et décalés en fréquence vers le rouge d'une quantité $\delta = \omega_L - \omega_0 < 0$. L'atome est placé dans une zone où règne un champ magnétique $B_z = bz \vec{e}_z$, ($b > 0$) de gradient constant dans la direction des faisceaux lasers. Par effet Zeeman, la dégénérescence en énergie des sous-niveaux m_F ($-3 \leq m_F \leq 3$) du fondamental et m_F ($-4 \leq m_F \leq 4$) du niveau excité va être levée. L'énergie des sous-niveaux m_F va être déplacée d'une quantité

$$\Delta E = m_F \times g_F \times 1,4 \text{ MHz/Gauss}$$

(II. 40)

où g_F est le facteur de Landé en champ faible. Pour le niveau fondamental $F = 3$, le facteur de Landé vaut $g_{F=3} = 1/3$ et pour le niveau excité, il vaut $g_{F'=4} = 1/2$ conduisant ainsi au diagramme Zeeman présenté sur la figure 9.

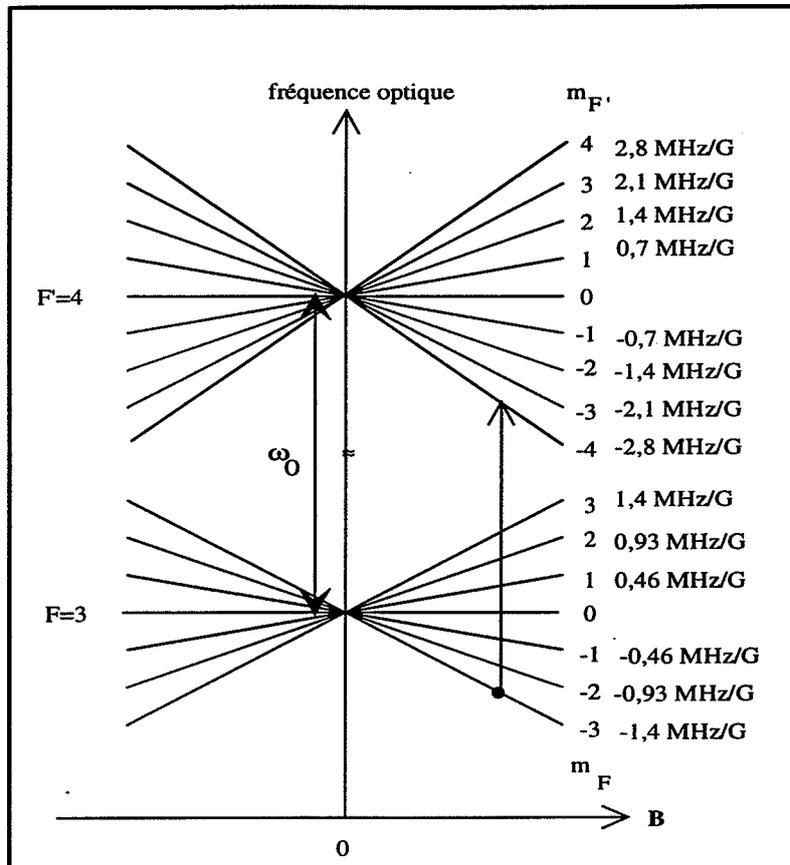


Figure 9 : Diagramme Zeeman en champ faible des sous-niveaux de la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

Dans ce système, nous devons donc encore tenir compte à la fois du déplacement Doppler de la fréquence excitatrice due au mouvement de l'atome et du déplacement Zeeman des niveaux d'énergie dû au champ magnétique.

Ainsi, pour une transition entre un sous-niveau fondamental m_F et un sous-niveau excité $m_F = m_F \pm 1$, le décalage apparent entre les deux sous-niveaux s'écrit [WAL92b] :

$$\delta_{m_F, m_F = m_F \pm 1} = \delta + m_F (kv + g_F \kappa z) - (m_F \pm 1)(kv + g_F \kappa z) \quad (II.41)$$

où $\kappa = \frac{\mu_B}{\hbar} b$.

Supposons que l'atome soit situé en $z > 0$, avec une vitesse $v > 0$, dans le niveau $F = 3$, $m_F = 3$. La transition correspondant à $\Delta m_F = -1$ (σ^-) est plus probable que celle correspondant à la transition $\Delta m_F = 1$ (σ^+) car le décalage apparent vaut :

- $\delta_{34} = \delta - kv - \kappa z$ pour la transition $m_F = 3 \rightarrow m_F = 4$ (σ^+)
- $\delta_{32} = \delta + kv$ pour la transition $m_F = 3 \rightarrow m_F = 2$ (σ^-).

Lorsque l'atome se trouve dans le sous-niveau $F' = 4$, $m_F = 2$, il peut se désexciter avec $\Delta m_F = -1, 0, 1$. Il y a donc pompage optique vers les niveaux $F = 3$, $m_F = 3$, $m_F = 2$ ou $m_F = 1$; où la transition d'excitation $\Delta m_F = -1$ est toujours plus probable (équation ci-dessus) et ainsi de suite. Finalement, l'atome se retrouve pompé dans le sous-niveau $F = 3$, $m_F = -3$. Si l'on se réfère à la figure 8, cet atome a une probabilité 28 fois plus grande d'absorber un photon de l'onde σ^- que de l'onde σ^+ . Ceci correspond bien à une force de friction et de piégeage dirigée dans le sens opposé au mouvement de l'atome.

La généralisation au cas du piège magnéto-optique à 3 dimensions se fait aisément sur le papier. Pour passer à 3 dimensions, il suffit de reproduire la situation à une dimension à chaque axe du repère cartésien selon le schéma de la figure 10.

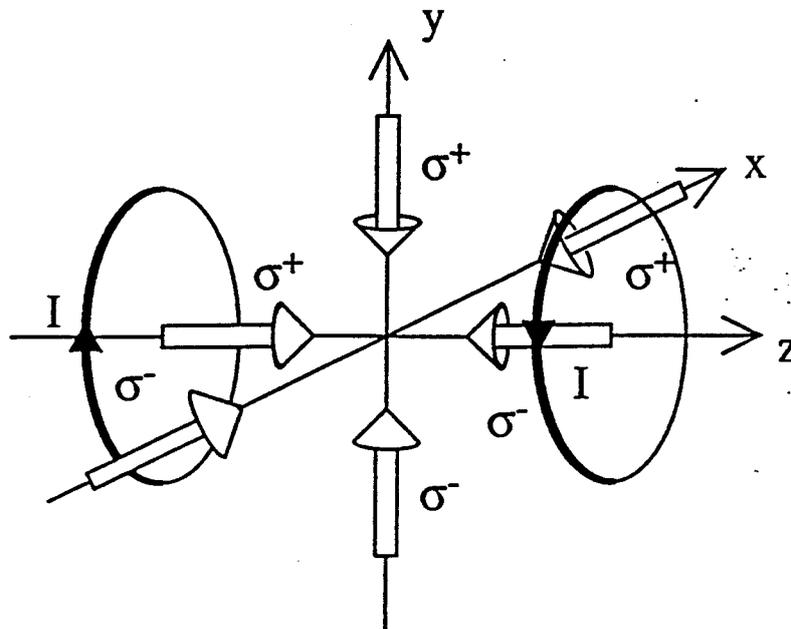


Figure 10 : Schéma de principe du piège magnéto-optique à 3 dimensions. (figure extraite de [GRI92])

A.5. Mécanismes sub-Doppler

Dans un premier temps les mesures de température effectuées sur les mélasses [CHU85] et sur les pièges [RAA87] se sont révélées être en parfait accord avec la théorie du refroidissement Doppler donnant une température supérieure à la température minimale

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{k_B 2}, \text{ où } \Gamma \text{ est la largeur naturelle du niveau excité.}$$

En 1988, plusieurs groupes ont mesuré des températures inférieures à la limite Doppler, et ce aussi bien sur des mélasses optiques [LET88] que sur des pièges magnéto-optiques [STE91]. La théorie du refroidissement Doppler s'est alors avérée insuffisante pour expliquer cela. La structure des sous-niveaux Zeeman couplée à la dépendance spatiale de la polarisation des lasers a dû être prise en compte, conduisant ainsi à la théorie « sub-Doppler » [DAL89], [UNG89] dans un modèle à une dimension. Cette théorie s'applique à deux configurations lasers bien distinctes qui mettent en jeu des mécanismes radicalement différents : l'un, le refroidissement Sisyphe décrit les mélasses en configuration lin/lin perpendiculaire, l'autre se rapporte aux mélasses en configuration σ^+/σ^- .

La théorie du refroidissement Sisyphe est basée sur la modulation spatiale de l'énergie des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman. Ce phénomène est dû à la polarisation résultante des deux ondes lumineuses contra-propagatives de polarisation linéaire orthogonale dont l'ellipticité de la polarisation totale varie dans l'espace et crée des gradients de polarisations. Le traitement complet est réalisé dans les références [DAL89] et [COH90]. Nous allons nous intéresser ici à la théorie « sub-Doppler » s'appliquant à une mélasse σ^+/σ^- à 1 dimension. On considère à nouveau un atome immobile dans le champ laser constitué d'une onde laser σ^+ se propageant selon \vec{e}_z et d'une onde σ^- de même intensité se propageant suivant $-\vec{e}_z$. Toutes deux sont désaccordées vers le rouge de la résonance atomique ($\delta < 0$). Pour mettre en évidence ce phénomène sub-Doppler, nous allons étudier l'interaction atome-laser pour la transition atomique $J = 1 \rightarrow J' = 2$ représentée sur la figure 11.

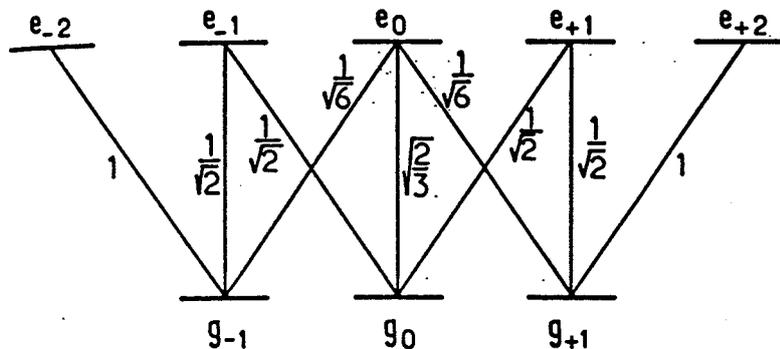


Figure 11 : Coefficients de Clebsch-Gordan associés à la transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$. (figure extraite de [DAL89])

Décrivons le champ électrique total des lasers agissant sur l'atome. A un instant t , en un point z , il s'écrit :

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_+(z) \exp(-i\omega_L t) + cc \quad (II.42)$$

avec

$$\vec{E}_+(z) = E_0 [\exp(ikz) \vec{e}_+ + \exp(-ikz) \vec{e}_-] \quad (II.43)$$

où \vec{e}_+ et \vec{e}_- sont les vecteurs de la base complexe donnés par :

$$\begin{aligned} \vec{e}_+ &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y) \\ \vec{e}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y) \end{aligned} \quad (II.44)$$

L'amplitude du champ électrique de fréquence positive $\vec{E}_+(z)$ se met alors sous la forme :

$$\vec{E}_+(z) = -i\sqrt{2}E_0 [\sin(kz) \vec{e}_x + \cos(kz) \vec{e}_y] \quad (II.45)$$

Le champ électrique est donc polarisé selon la direction $\vec{e}(k) = \sin(kz) \vec{e}_x + \cos(kz) \vec{e}_y$, avec une amplitude indépendante de z . Pour $z=0$, le champ électrique est selon \vec{e}_y . Lorsqu'on se déplace selon \vec{e}_z , le vecteur $\vec{e}(k)$ tourne autour de Oz et son extrémité décrit une hélice de pas $\lambda = 2\pi c/\omega$, ce qui apparaît sur la figure 12.

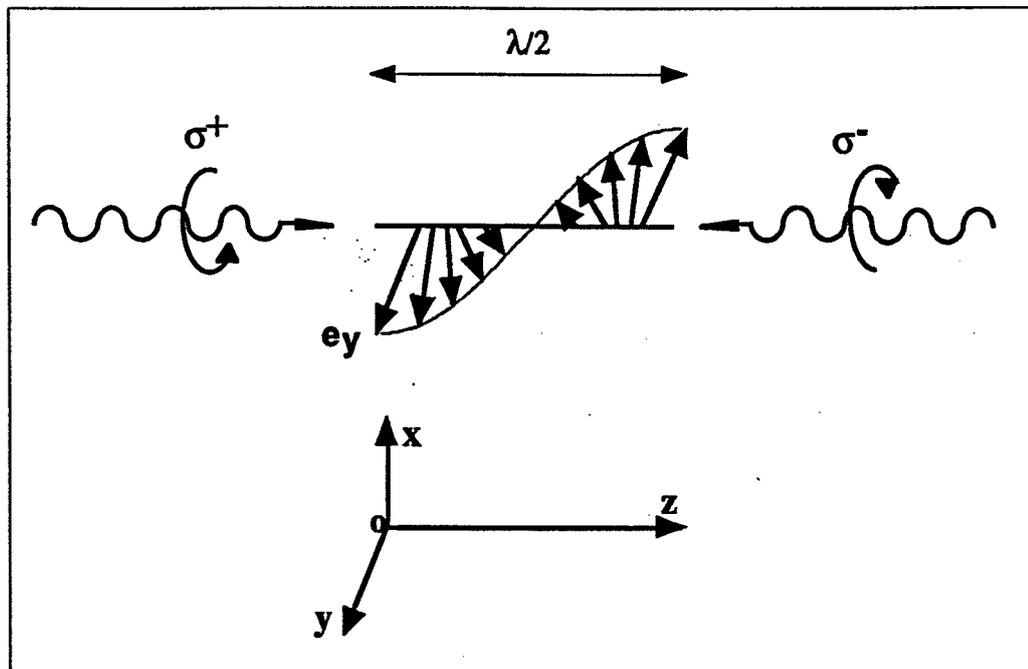


Figure 12 : Configuration du champ électrique dans une mélasse optique de type σ^+/σ^- .

Choisissons l'axe défini par la polarisation $\vec{e}(k)$ comme axe de quantification. Supposons tout d'abord que l'atome en $z=0$ est au repos. Les sous-niveaux Zeeman sont déplacés par la lumière qui, dans la base choisie est de polarisation π . Les valeurs des coefficients de Clebsch-Gordan étant différentes pour les niveaux g_{+1} , g_{-1} et g_0 , il en est de même pour les déplacements lumineux. Ainsi, le niveau $m=0$ est le plus déplacé ; son déplacement lumineux est $\hbar\Delta'_0$ et le déplacement lumineux des sous-niveaux g_{+1} et g_{-1} est moindre, et vaut $3/4\hbar\Delta'_0$. Les populations stationnaires des sous-niveaux Zeeman (Figure 13) pour cet atome au repos sont aussi différentes : elles valent, pour $m=0$, $\Pi_0 = 9/17$ et pour $m = \pm 1$, $\Pi_{\pm 1} = 4/17$.

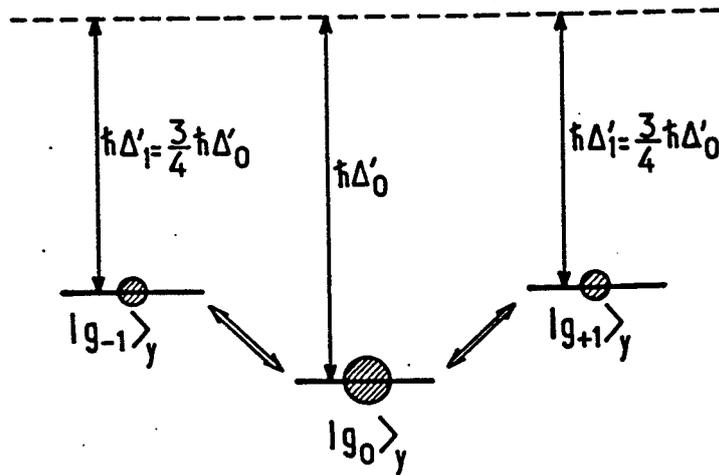


Figure 13 : Déplacements lumineux et populations des différents sous-niveaux de la transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$. (figure extraite de [DAL89])

Si l'atome est en $z \neq 0$, toujours au repos, le raisonnement précédent reste valable et les mêmes valeurs de déplacements lumineux et de population sont trouvées. L'atome se déplace maintenant à la vitesse $v = z/t$ le long de Oz. Dans son référentiel, l'atome voit une polarisation linéaire définie par $\vec{e}(z)$ qui fait un angle $\varphi = -kvt$ avec Oy. Nous allons effectuer un changement de référentiel. On se place alors dans le référentiel tournant dans lequel la polarisation résultante des lasers garde une direction constante. Cette transformation fait apparaître un terme inertiel dans le référentiel tournant (théorème de Larmor), terme égal à $V_{rot} = kvJ_z$ qui traduit la présence de couplages proportionnels à kv entre les états $|g_0\rangle$ et $|g_{\pm 1}\rangle$.

On peut montrer alors, si l'on revient dans la base des états avec Oz comme axe de quantification, que les sous-niveaux Zeeman $m = 1$ et $m = -1$ n'ont plus la même population et que l'on a $\Pi_1 - \Pi_{-1} = \frac{40}{17} \times \frac{kv}{\Delta'_0}$ comme différence de populations entre ces niveaux. Comme $\Delta'_0 < 0$, si l'on suppose $v > 0$ (resp. $v < 0$), on trouve que $\Pi_1 < \Pi_{-1}$: le sous-niveau $m = -1$ est donc plus peuplé que le sous-niveau $m = 1$. Or un atome pompé dans le sous niveau $m = -1$ absorbera préférentiellement des photons σ^- car le carré du coefficient de Clebsch-Gordan est

six fois plus important pour la transition à $\Delta m = -1$ (σ^-) que pour celle à $\Delta m = 1$ (σ^+). La conséquence de l'inégalité $\Pi_{-1} > \Pi_1$ est que l'atome absorbera plus de photons σ^- que de photons σ^+ (suivant \vec{e}_z) : il est donc freiné et l'ordre de grandeur de la force radiative est :

$$F \approx \hbar k^2 \frac{\Gamma'}{\Delta'} v \quad (II.46)$$

où Γ' est la largeur du niveau fondamental et Δ' le déplacement lumineux.

Ces études ont montré l'importance des effets de la polarisation sur l'état interne de l'atome. Ils sont à l'origine d'un déséquilibre supplémentaire entre les populations des sous-niveaux $m = 1$ et $m = -1$ qui rend ainsi le refroidissement beaucoup plus efficace et permet de franchir la limite Doppler T_D .

Les mécanismes de refroidissement sub-Doppler intervenant dans un piège MOT 1-d ne sont pas abordés dans ce mémoire. Ils sont présentés dans les références [WAL92b], [WER92], [DRE94].

B. Réalisation expérimentale

Nous effectuons dans ce paragraphe une description détaillée des éléments utilisés pour la réalisation du piège magnéto-optique en cellule à atomes de Rb, qui constitue la source atomique de notre interféromètre. La première partie de cet exposé est consacrée à l'enceinte à vide ainsi qu'aux champs magnétiques. Il est indispensable de compenser le champ magnétique terrestre et dans le cas du piégeage σ^+/σ^- , un gradient de champ magnétique est nécessaire. La seconde partie présente les lasers que nous avons construits, l'électronique et les montages optiques utilisés pour les asservissements en fréquence.

B.1. Les enceintes

La réalisation d'un premier piège a été effectuée en début de thèse dans une cellule de verre de qualité médiocre et de géométrie inadaptée à son étude. Toutefois, cette étape a permis la mise au point des lasers. Un an après, nous avons réalisé un second piège dans l'enceinte définitive décrite en B.1.2.

B.1.1. L'enceinte de verre

C'est une cellule en verre (non-traitée), de forme cylindrique, munie de piquages : 4 par lesquels entrent les faisceaux lasers, deux pour le pompage et un dernier pour l'arrivée des atomes de Rb, stockés dans un « doigt de verre » dont l'ouverture est contrôlée par une vanne à ultra-vide. Les détails sont présentés sur la figure 14.

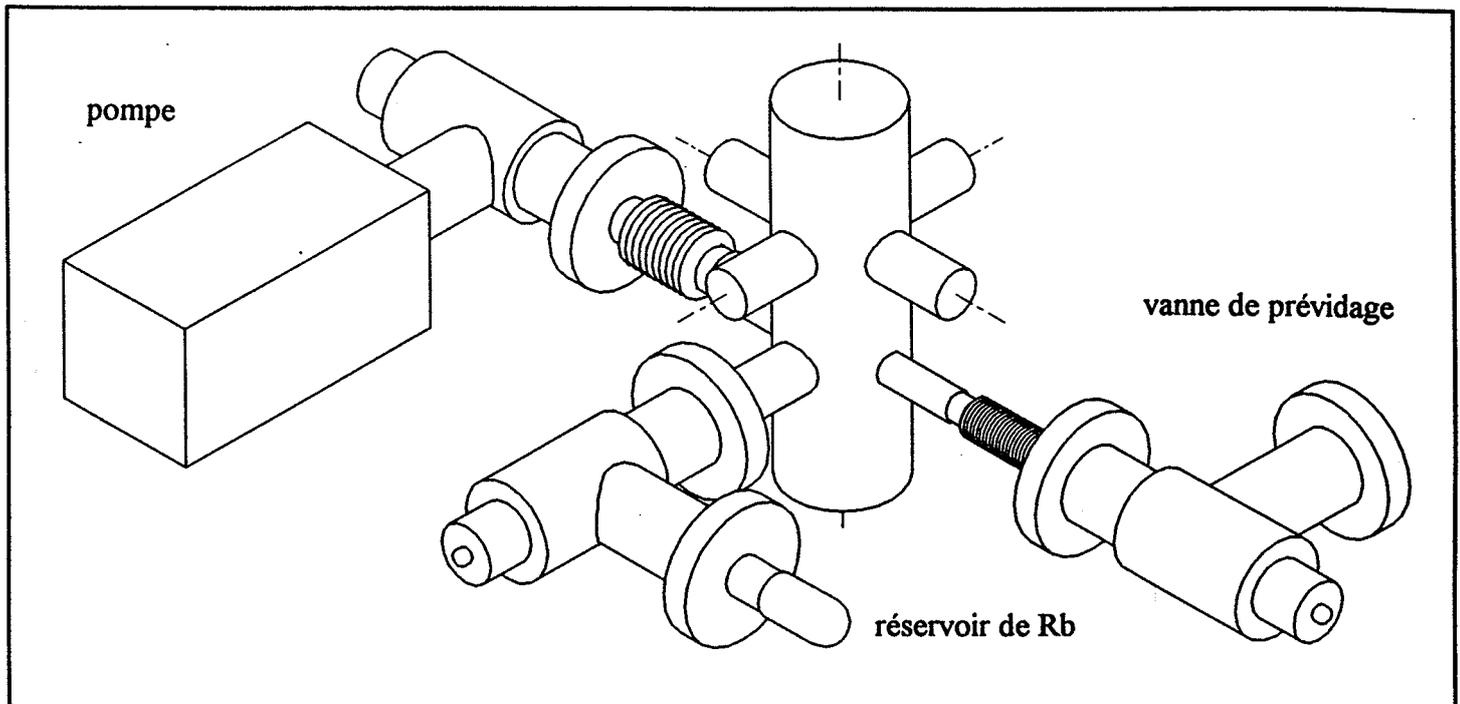


Figure 14 : Enceinte en verre avec son dispositif de pompe utilisée pour la réalisation du premier piège magnéto-optique.

Nous travaillons en ultra-vide ($< 10^{-9}$ mbar) pour limiter les collisions. Le vide est obtenu par un pompage primaire et secondaire. Le pompage en primaire est obtenu soit par un cherche-fuite, soit par un banc de pompage constitué d'une pompe à palette et d'une pompe turbomoléculaire. Il permet d'obtenir un vide de quelques 10^{-6} mbar : la pompe ionique peut alors prendre le relais. Le pompage en primaire, qui est indépendant de l'enceinte est alors déconnecté de cette dernière, éliminant les vibrations mécaniques engendrées. Nous ne mesurons pas précisément le vide obtenu, ayant fait l'économie d'une jauge Bayer-Alpert. Toutefois une telle jauge serait rapidement polluée avec le Rb (alcalin) et nécessiterait des procédures de calibration précise. La valeur du courant qui parcourt le filament de la pompe ionique constitue une mesure du vide tout à fait suffisante.

Avec une enceinte bien nettoyée, le vide atteint quelques 10^{-9} mbar en quelques heures. Il devient inférieur à cette valeur au bout de quelques jours mais au delà de cette limite, le contrôleur de la pompe ne donne plus d'indications quantitatives.

La procédure d'obtention du vide est la même pour l'enceinte définitive.

B.1.2. L'enceinte définitive

C'est une enceinte réalisée en acier inoxydable amagnétique (type 316N) afin de limiter les champs magnétiques résiduels. Cette enceinte est montée sur un support en dural fixé sur une table optique (NEWPORT RS 3000) asservie par pneumatiques. L'enceinte est présentée sur la figure 15.

Elle se compose de deux parties, la partie supérieure qui est un cylindre octogonal et la partie inférieure qui est une colonne cylindrique avec deux piquages, reliée à son extrémité basse à un cube. La forme de la tête est justifiée par le choix de ne pas encombrer l'axe vertical de chute avec des faisceaux laser. Ces deux parties sont séparée par une vanne à ultra-vide qui permet la mise à l'air et le pompage, aussi bien primaire que secondaire de chaque partie de l'enceinte indépendamment.

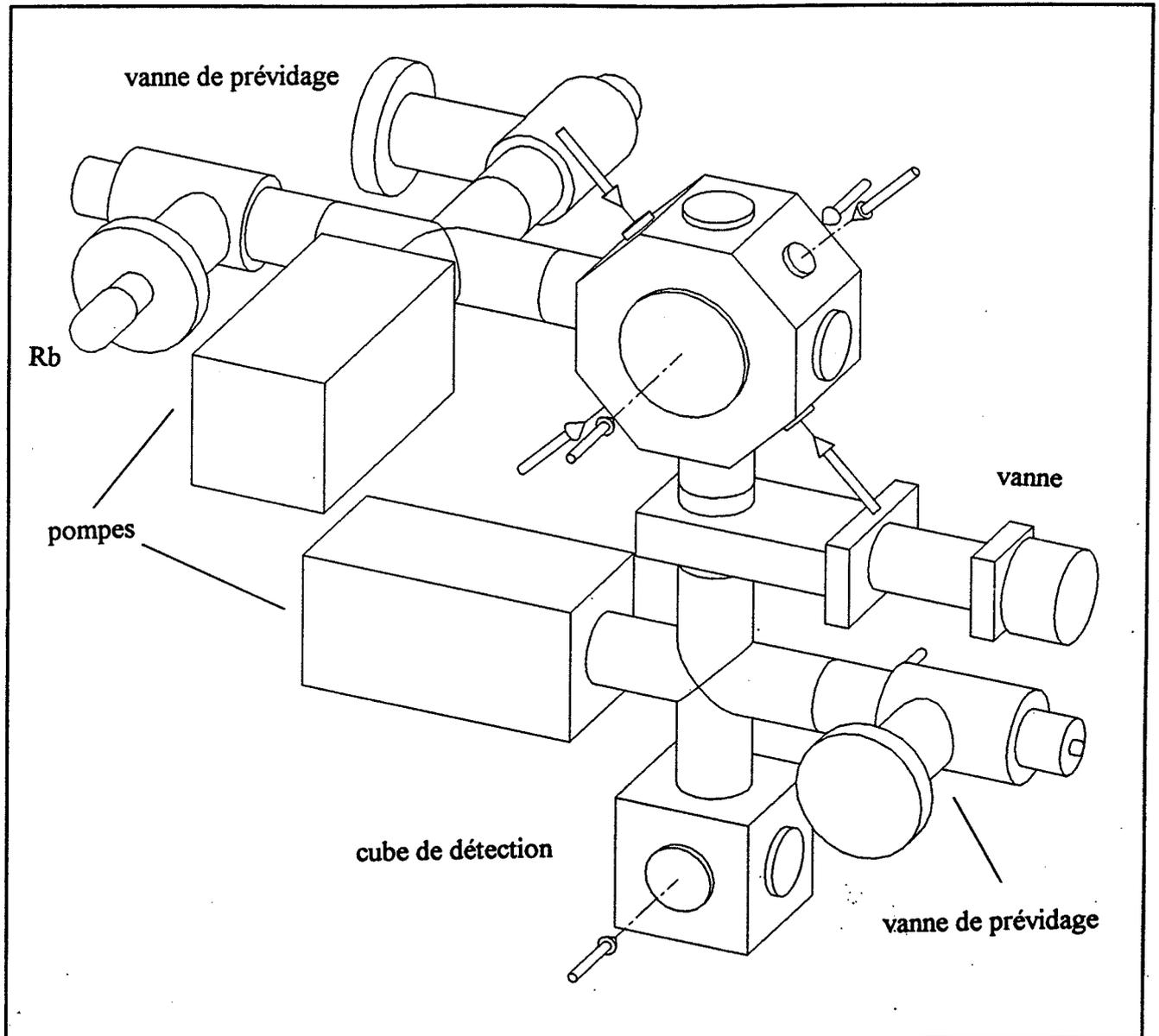


Figure 15 : Vue générale de l'enceinte définitive. Les bobines de compensation et de gradient de champ magnétique ne sont pas représentées sur ce schéma.

Le piège est réalisé dans la partie haute (H), qui comporte huit fenêtres : six par lesquelles passent les faisceaux laser et deux pour l'observation. Ces fenêtres ont subi un

traitement anti-reflet pour une longueur d'onde $\lambda = 780 \text{ nm}$. L'enceinte (H) est reliée par l'intermédiaire d'une croix à une pompe ionique (VARIAN 20 l.s^{-1}) blindée avec du μ -métal recuit, à une vanne à ultra-vide connectée au « doigt » de verre contenant les atomes de Rb, ainsi qu'à une autre vanne à ultra-vide servant à la connexion du banc amovible de pompage primaire décrit en B.1.1. Le flux d'atomes dans l'enceinte à température ambiante est contrôlé par l'ouverture de la vanne.

La partie basse sert à la détection : les atomes tombent dans la colonne et sont détectés (par fluorescence) dans le cube qui comporte quatre fenêtres traitées anti-reflet. Les deux piquages de la colonne servent au pompage : l'un est relié à une pompe ionique (VARIAN 30 l.s^{-1}), l'autre sert à la connexion du banc amovible de pompage primaire.

Remarque : Une seule alimentation couplée à un dérivateur est utilisée pour le fonctionnement des deux pompes ioniques.

B.1.2.1. Le gradient de champ magnétique

Le gradient est réalisé à l'aide de deux bobines en configuration « presque » anti-Helmoltz (Figure 16).

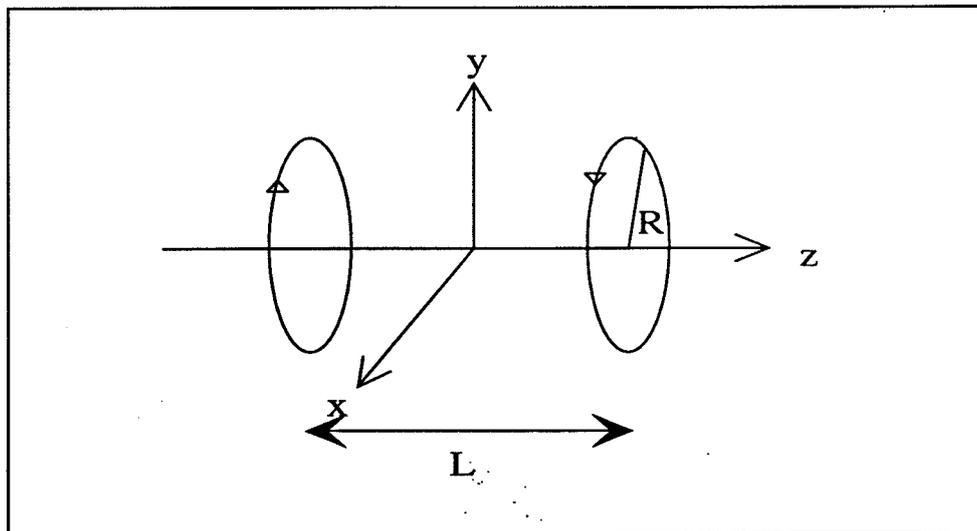


Figure 16 : Bobines en configuration anti-Helmoltz servant à la réalisation du piège.

Ces bobines créent sur l'axe Oz un champ magnétique B_z donné par :

$$B_z = \frac{\mu_0 NI}{2R} \left[\frac{1}{\left[1 + \frac{(L/2 - z)^2}{R^2}\right]^{3/2}} - \frac{1}{\left[1 + \frac{(L/2 + z)^2}{R^2}\right]^{3/2}} \right]$$

(II. 47)

où

- N est le nombre de spires par bobines,
- I le courant circulant dans les bobines,
- R le rayon d'une bobine et L la distance entre les centres des bobines.

Ce champ est nul au centre par raison de symétrie. Au voisinage du centre, selon l'axe Oz, il est donné par $\vec{B}_z = b z \vec{e}_z$, avec $b = \mu_0 NI \frac{3R^2 L}{2 \left(R^2 + \frac{L^2}{4} \right)^{5/2}}$, créant ainsi un gradient de champ

dans la direction Oz.

La symétrie du problème, ainsi que l'équation de Maxwell $\vec{\text{div}} \vec{B} = 0$ permet de déduire la composante radiale du champ : $\vec{B}_r = -\frac{1}{2} b \vec{r}$,

soit

$$\vec{B} = b \left(z \vec{e}_z - \frac{1}{2} \vec{r} \right)$$

(II. 48)

Nos bobines ont les caractéristiques suivantes :

- N = 300 tours
- L = 9,7 cm
- R = 6,2 cm

conduisant à $b = 6,95 \text{ G.cm}^{-1}$.

On obtient donc un gradient de champ magnétique sur l'axe des bobines ajustable jusqu'à 27 G.cm^{-1} , avec une alimentation de courant 4A/50V. Sur les autres axes, le gradient est deux fois plus faible.

Un système de refroidissement à circulation d'eau évacue la chaleur délivrée par effet Joule dans les bobines, qui peut atteindre 96 Watt.

B.1.2.2. Compensation des autres champs magnétiques

La configuration de gradient choisie impose un champ magnétique nul au centre du piège. Tout champ magnétique $B_0 (B_{0x}, B_{0y}, B_{0z})$ constant, ajouté au gradient précédent aura pour effet de déplacer le centre du piège. Ce champ est dû soit à la composante terrestre, soit à

divers éléments magnétisés. On conçoit alors la nécessité de s'affranchir de tout champ magnétique parasite : le champ magnétique terrestre, de l'ordre de 0.4 G et le champ magnétique résiduel créé par l'aimant de la pompe ionique qui est bien plus important. Ce dernier est toutefois déjà neutralisé à plus de 50 % avec la cage en μ -métal recuit qui entoure la pompe. La compensation est réalisée à l'aide de trois paires de bobines d'un diamètre d'environ 15 cm en configuration de Helmholtz dont les 20 spires sont parcourues par des courants ajustables (3 alimentations HP 2A/15V). Cette compensation est réalisée à mieux que 5 % dans une zone de $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ autour du centre du piège.

B.2. Les lasers

Pour réaliser un piège magnéto-optique ou une mélasse, on doit disposer de deux faisceaux lasers continus : l'un constitue le faisceau piégeant et l'autre le repompeur. Le faisceau piégeant doit être fin spectralement ($< \Gamma$, Γ largeur naturelle du niveau excité), asservi en fréquence à quelques Γ vers le rouge de la transition hyperfine $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ ($\lambda = 780.02 \text{ nm}$) du ^{85}Rb qui est une transition fermée et sa puissance doit être de l'ordre d'une dizaine de milliwatts ou plus. Toutefois, bien que le niveau excité $F' = 3$ soit distant du niveau excité $F' = 4$ de 121 MHz ($\sim 20 \Gamma$), sa probabilité d'être excité par le laser de refroidissement n'est pas nulle. Dans ce cas, la désexcitation peut se faire soit vers le niveau $F = 3$ du fondamental $5S_{1/2}$; ce qui ne pose pas de problèmes, soit vers le niveau $F = 2$: ces atomes sont alors perdus pour le piège. C'est pourquoi nous utilisons un second laser appelé usuellement faisceau repompeur. Le faisceau repompeur n'a pas de critère de finesse spectrale : il peut donc être large. Sa fréquence est asservie sur la transition hyperfine $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 3$ et quelques milliwatts suffisent.

Les lasers usuels adaptés à ce domaine de longueur d'onde sont le laser solide à Saphir-Titane pompé par un laser à argon ou par des diodes laser, le laser à colorant continu pompé par exemple par un laser à Nd-Yag et les lasers à diodes. De part leur faible coût et leur grande maniabilité, les diodes laser sont devenues des outils tout à fait adaptés au refroidissement laser [WIE91] et sont maintenant usuellement utilisées.

Le paragraphe B.2.1 rappelle quelques généralités concernant le fonctionnement des diodes lasers. Les paragraphes suivants décrivent les différents lasers que nous avons construits. Le faisceau piégeant est obtenu par injection optique d'une diode de puissance par un laser maître fin, peu puissant, asservi et décalé en fréquence. Le laser maître est décrit en B.2.2, l'injection optique et le laser esclave en B.2.3. Le faisceau repompeur est délivré par une diode laser asservie en fréquence dont le montage est décrit en B.2.4. L'ensemble des faisceaux servant à réaliser le piège est décrit en B.2.5.

B.2.1. Généralités sur les diodes laser

Une diode laser est constituée d'un milieu amplificateur qui est une jonction p-n (figure 17) et d'une cavité résonante délimitée par les faces clivées perpendiculaires à la

jonction, qui font office de miroir. Lorsque la jonction est polarisée, un courant d'électrons s'établit dans le sens n (donneurs) vers p (accepteurs) : la recombinaison électrons/trous dans la zone active engendre l'émission laser.

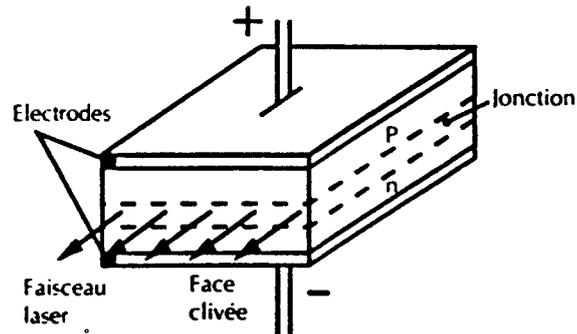


Figure 17 : Jonction p/n dans laquelle est assurée l'inversion de population conduisant à l'émission laser.

Dans de telles jonctions le courant de seuil (courant permettant l'inversion de population entre la bande de valence et la bande de conduction) est très élevé. Le seuil peut être baissé en utilisant une double hétéro-jonction NPP. Les diodes que nous utilisons sont du type GaAlAs. L'émission laser, qui est monomode, longitudinale et transverse se fait autour de $\lambda = 780 \text{ nm}$. Comme le gap dépend du courant de polarisation et de la température de la jonction, il en est de même pour la longueur d'onde d'émission.

Les alimentations de diodes laser fabriquées au laboratoire délivrent typiquement un courant de l'ordre d'une centaine de milliampères, réglée à 10^{-4} (une variation maximale de $\pm 10 \mu\text{A}$ est attendue). La régulation en température est réalisée à l'aide d'un élément Peltier, placé sous le support de la diode. Ce courant Peltier est asservi grâce à une thermistance placée dans un pont de Wheastone : ainsi, la température de la diode est contrôlée à mieux que 1/200ème de degré Celsius. La température est mesurée par une seconde thermistance placée près de la diode.

La faible taille de la zone active (rectangle de $3 \times 5 \mu\text{m}$) impose une large divergence du faisceau lumineux qui sort du semi-conducteur (entre 10° et 30° selon la direction). Le faisceau est alors collimaté par un objectif (MELLES GRIOT) de focale $f = 8 \text{ mm}$ et d'ouverture numérique 0,5. Le faisceau obtenu est de forme elliptique, d'environ 8 mm dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction sur 3 mm dans l'autre direction. Le boîtier de la diode laser, réalisé au laboratoire permet un montage et démontage rapide de la diode. Un schéma d'ensemble est donné sur la figure 18.

La faible réflectivité des faces clivées de la cavité optique et la courte longueur de la cavité optique ($\approx 300 \mu\text{m}$) impliquent des largeurs spectrales assez importantes, de l'ordre de 15 à 50 MHz, ce qui ne convient pas pour toutes les applications, en particulier le refroidissement par laser : il faut donc affiner spectralement l'émission laser pour obtenir une largeur inférieure à la largeur naturelle Γ .

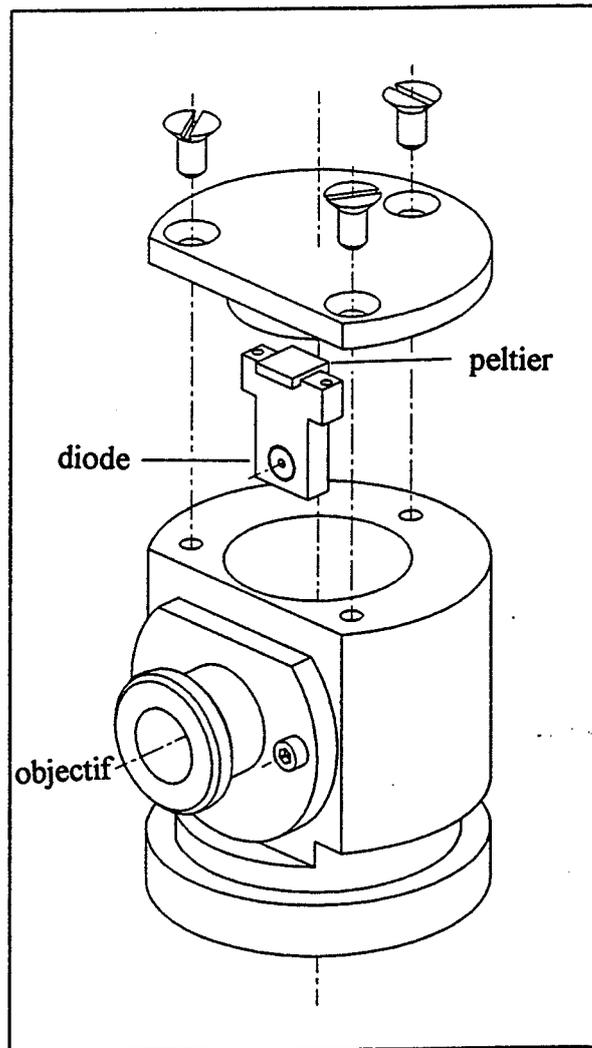


Figure 18 : Boîtier de diode laser réalisé au laboratoire. La diode laser est montée sur une petite pièce en cuivre thermostatée par l'élément peltier placé dessous. L'objectif est placé à l'intérieur de la molette réglable. Sur ce schéma n'apparaissent pas les connexions électriques et les thermistances.

Le contrôle grossier de la longueur d'onde d'émission du laser en fonction du courant et de la température est réalisé à l'aide d'un lambdascope [PEL84] transformé pour le proche infra-rouge. La lampe au néon a été remplacée par une lampe à vapeur de Rb et le viseur usuel a été remplacé par une caméra CCD vidéo (figure 19). Un moniteur permet la visualisation des modes d'émission du laser et la comparaison entre leurs longueurs d'onde et celle de l'émission de la lampe. Le lambdascope qui utilise les ordres élevés du réseau de diffraction est de grande dimension (≈ 3 m) et a une résolution de l'ordre de 0,01 nm.

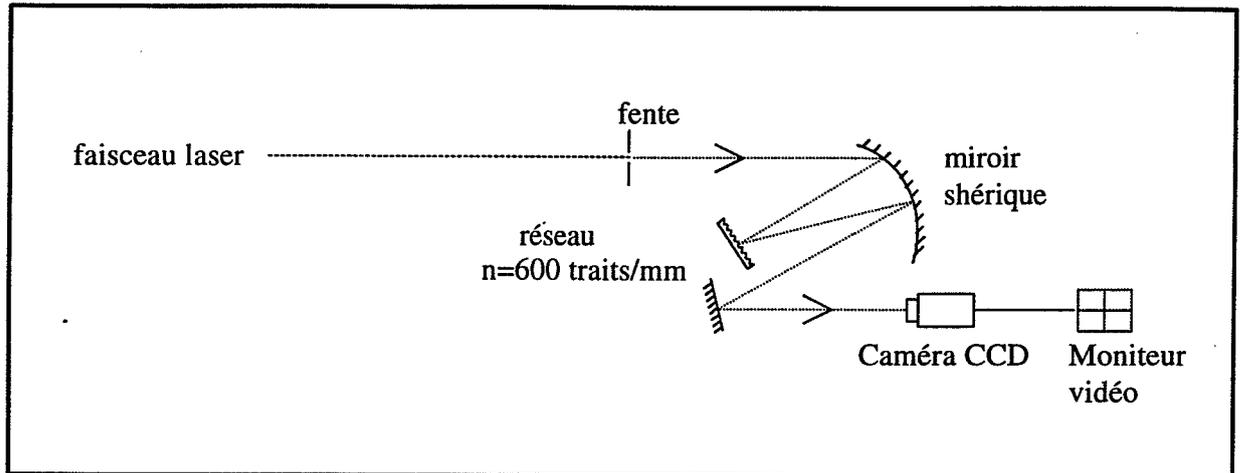


Figure 19 : Vue d'ensemble du lambdascope utilisé pour la recherche de la raie D_2 du Rb. Le rayonnement laser est acheminé à l'entrée du lambdascope par une fibre optique.

Lorsque l'accord de longueur d'onde entre la raie d'émission du laser et la transition D_2 du Rb est réalisé, le rayonnement laser est absorbé par les atomes de Rb et on observe son extinction sur le moniteur. Mais, compte tenu de la température élevée de la lampe, la structure hyperfine des niveaux fondamentaux et excités n'est pas résolue.

Malgré leur grande maniabilité, leur faible encombrement et leur coût, les diodes laser restent capricieuses. Pour faciliter leur reproductibilité, il est préférable de ne pas les éteindre quotidiennement : ce mode de fonctionnement exige la présence d'une sécurité électrique.

B.2.2. Le laser maître

La figure 20 présente le trajet du faisceau maître délivré par la cavité étendue de type Littman décrite en B.2.2.1.

Dans le paragraphe suivant, nous exposons le principe de l'asservissement utilisé pour la fréquence du laser maître. En dernier lieu, nous présentons le dispositif expérimental servant au décalage en fréquence du laser maître.

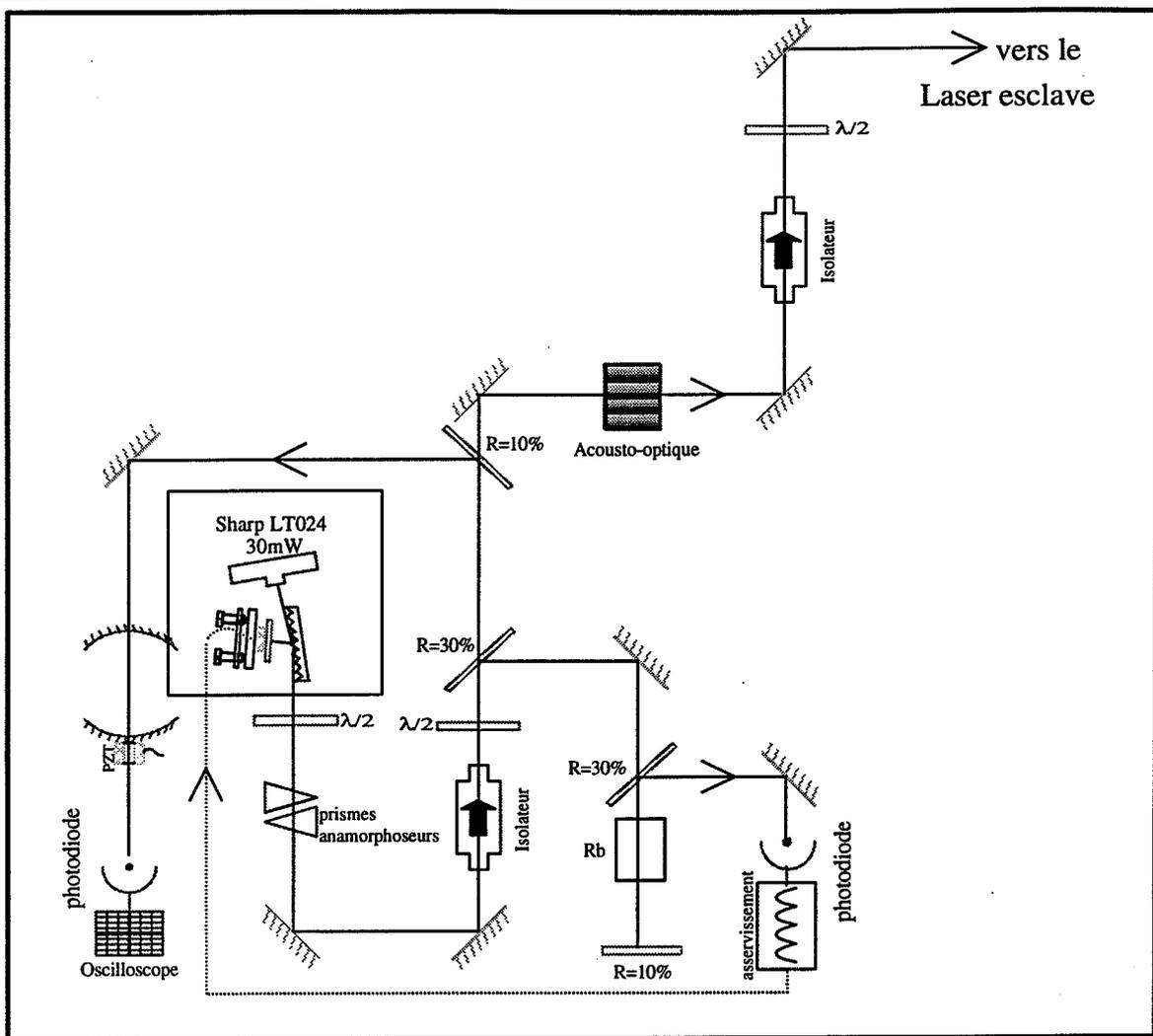


Figure 20 : Vue générale du trajet du faisceau maître délivré par la cavité étendue de type Littman.

B.2.2.1. la cavité étendue de type Littman

Pour que la largeur de raie du laser devienne inférieure à la largeur naturelle Γ ($\Gamma/2\pi = 5.9$ MHz) du niveau excité, nous étendons la cavité de la diode dans un montage de type Littman [LIT78], [HAR91] représentée sur la figure 21. C'est un dispositif d'usage moins délicat que le couplage optique sur une cavité Fabry-Pérot [LAU89], mais qui permet également d'obtenir une largeur de raie proche de 10 kHz. Par rapport à une cavité type Littrow [LAB88], elle présente l'avantage que le faisceau de sortie n'est pas dévié lors de changements de réglage ou de longueur de la cavité.

Nous utilisons une diode laser traitée anti-reflet (SHARP LTO24MDO), montée dans le boîtier précédemment décrit, qui pour un courant de polarisation de 70 mA délivre une puissance de l'ordre de 15 mW. Ce faisceau laser est envoyé sous incidence rasante ($i \approx 85^\circ$)

sur un réseau holographique à 1800 traits par mm. La polarisation est perpendiculaire aux traits du réseau, élément dispersif qui sert de sélecteur en longueur d'onde [HAR70].

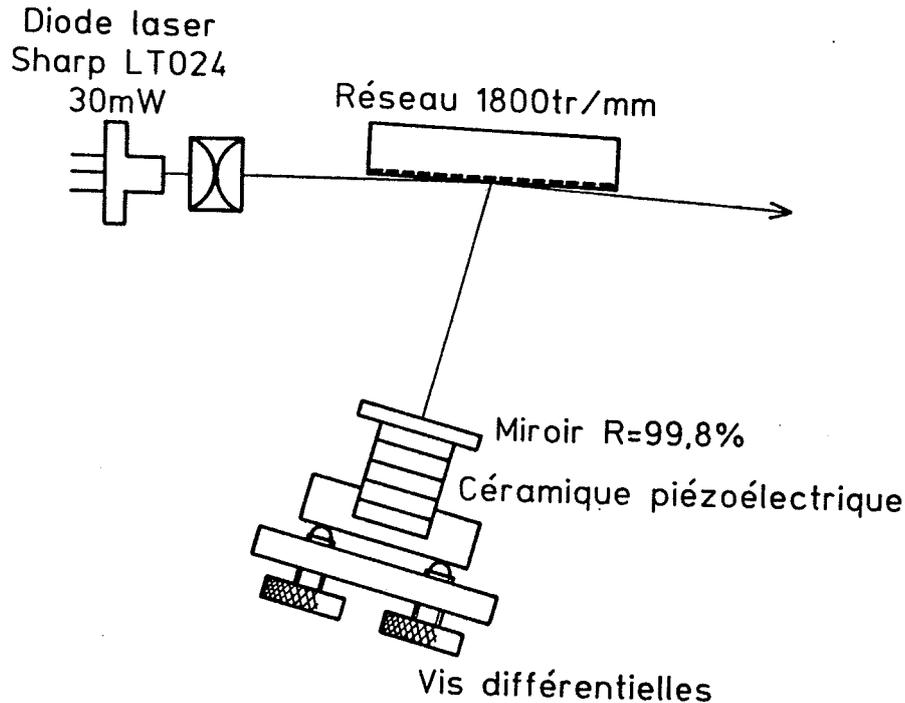


Figure 21 : Cavité optique de type Littman. L'ordre 1 diffracté par le réseau est renvoyé dans la diode grâce au miroir et l'ordre 0 constitue le faisceau de sortie.

L'ordre 1 diffracté dans la direction $\theta_1 = \text{Arcsin}(\lambda/a - \sin i) = 24,9^\circ$, avec une efficacité de l'ordre de 50 % est envoyé perpendiculairement sur un miroir de réflectivité $R = 99,8 \%$, monté sur une céramique PZT permettant de varier la longueur de la cavité. L'ensemble miroir + céramique est installé sur une platine à vis différentielles qui permet l'ajustement du miroir. Une partie de cette lumière, environ 25 %, est renvoyée dans la diode. Les éléments optiques utilisés sont montés sur un socle en INVAR, matériau de faible dilatation thermique. L'ordre 0 constitue le faisceau de sortie : sa puissance est de 6 mW. La nouvelle cavité résonante, délimitée par la face arrière de la diode et le miroir a une longueur de 8 cm.

L'affinement spectral de la cavité est contrôlé par un Fabry-Pérot confocal [CON58] dont l'un des miroirs est monté sur une cale piézo-électrique permettant le balayage de la cavité. Les miroirs, de rayon de courbure $R_c = 10$ cm et de réflectivité $R = 99 \%$ impliquent une finesse réflectrice de 100 $\left(F = \frac{2R}{1 - R^2} \right)$ et un intervalle spectral libre de 750 MHz.

Nous avons balayé la fréquence du laser en cavité, sans sauts de mode sur 3 GHz autour de $\lambda = 780,02$ nm. La largeur spectrale obtenue est inférieure à 100 kHz.

Le faisceau, initialement ovale, traverse une paire de prismes anamorphoseurs qui le rend pratiquement rond, de diamètre 2-3 mm. Une lame $\lambda/2$ placée devant permet d'optimiser

l'efficacité du processus, qui dépend de la polarisation. Ainsi, lors du passage du faisceau dans l'isolateur optique d'ouverture circulaire, les pertes en puissance sont limitées.

L'isolateur optique (ISOWAVE 80) sert à éviter les éventuels retours de lumière dans la diode laser : ces derniers affectant les performances et la durée de vie des diodes. L'isolateur optique (figure 22), constitué de deux cubes polariseurs dont les axes sont orientés à 45° l'un de l'autre, et d'un cristal magnéto-optique (barreau de Terbium Gallium Garnet) est basé sur le principe du rotateur de Faraday : le sens de la rotation de la polarisation, due au champ magnétique créé par l'aimant entourant le cristal ne dépend pas du sens de propagation de la lumière. Les isolateurs que nous utilisons ont un taux d'isolation de la lumière de 43 dB, ce qui n'est pas toujours suffisant pour assurer la stabilité de la diode laser. Dans ce cas, deux isolateurs en série sont utilisés. Une lame $\lambda/2$ à la sortie de l'isolateur optique rectifie la polarisation de sortie, l'isolateur optique ayant fait tourner la polarisation de 45° .

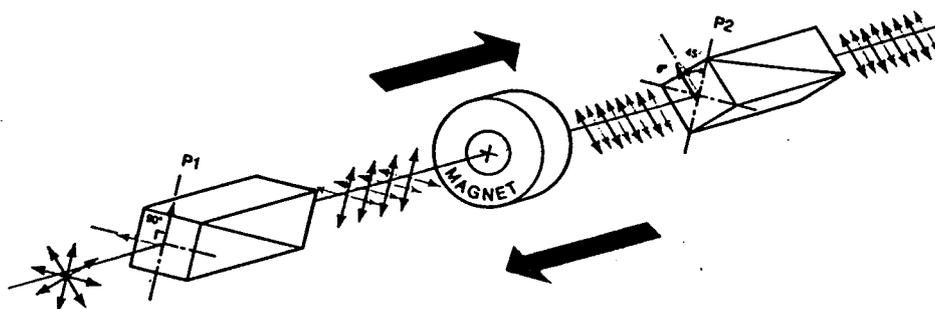


Figure 22 : Schéma du principe de fonctionnement de l'isolateur optique. Le cristal de Faraday, entouré d'un aimant permanent (magnet) se trouve entre les deux polariseurs de direction P_1 et P_2 .

B.2.2.2. Asservissement en fréquence du laser maître

Nous décrivons les moyens optiques aussi bien qu'électroniques utilisés pour asservir la fréquence du laser en cavité étendue de type Littman.

B.2.2.2.1. Principe de l'absorption saturée

Une lame séparatrice prélève 30 % du faisceau (Figure 20) pour l'envoyer dans un montage d'absorption saturée [HÄN71], [LET76], [CAG83].

Cette méthode spectroscopique de haute résolution permet de s'affranchir de l'effet Doppler, pour des atomes de vitesse parallèle à l'axe des faisceaux. L'accès aux niveaux hyperfins excités des atomes de Rb présents dans la cellule de verre est alors possible, si le rayonnement laser est beaucoup plus fin spectralement que la largeur naturelle Γ ($\Gamma/2\pi = 5.9$ MHz) du niveau excité.

Pour cela, on utilise un montage en aller-retour de type pompe/sonde. En réfléchissant le faisceau pompe à l'aide d'une lame semi-réfléchissante à $R = 10\%$, on réalise le faisceau sonde. L'intérêt de ce montage est d'augmenter le rapport signal/bruit. Lorsque la fréquence du laser est en résonance avec la fréquence de la transition atomique, le faisceau pompe sature la transition atomique : les atomes deviennent alors transparents au faisceau sonde. L'apparition d'un dip d'absorption pour chaque fréquence atomique ($F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$) au sein du profil Doppler de largeur à mi-hauteur environ 500 MHz est la signature de l'effet attendu. La largeur des raies d'absorption saturée est donnée par la largeur naturelle. Lorsque plusieurs raies d'absorption sont contenues dans la largeur Doppler, le spectre d'absorption saturée comporte non seulement ces résonances mais aussi des résonances supplémentaires appelées « cross-over ».

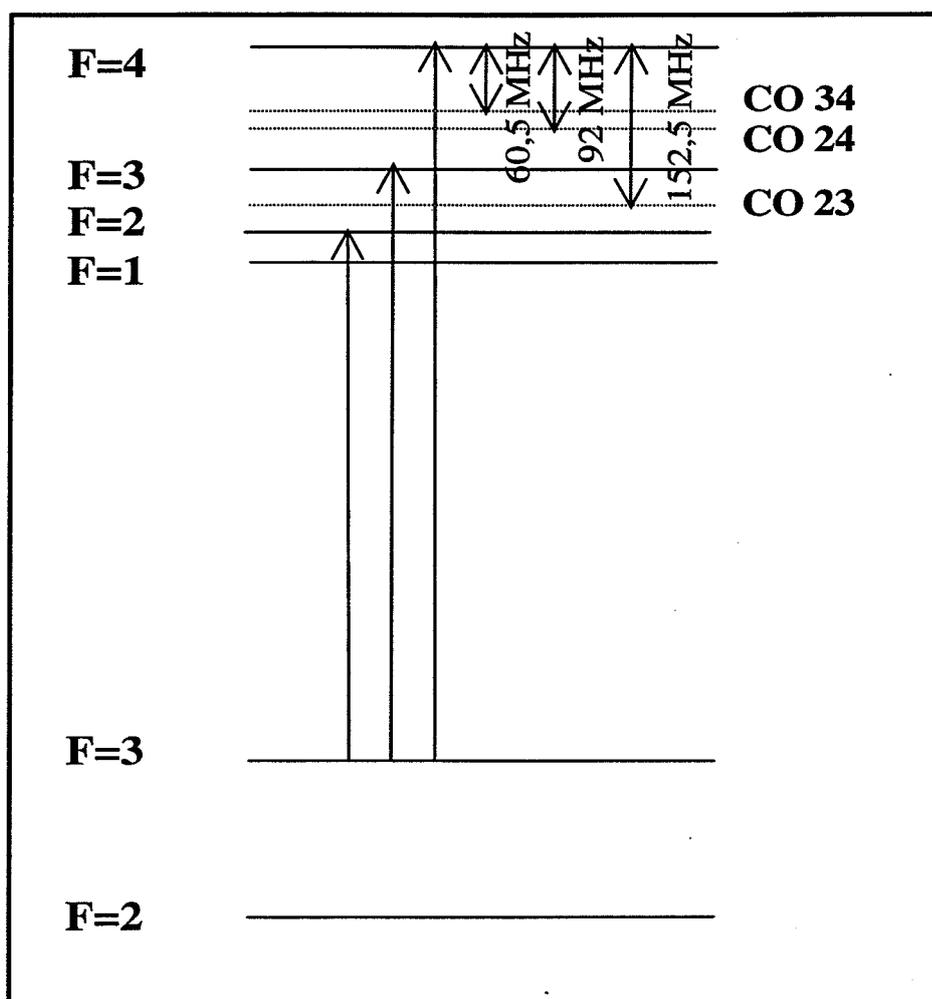


Figure 23 : Schéma des résonances et des cross-over accessibles dans un montage d'absorption saturé pour la raie D_2 du ^{85}Rb .

Considérons deux fréquences de résonance atomique ω_1 et ω_2 . Il est possible de trouver des classes de vitesse où les fréquences des faisceaux pompe et sonde vues par l'atome dans son référentiel, sont égales à ω_1 et ω_2 (ou ω_2 et ω_1), ce qui fait apparaître une

transition de croisement de niveaux à la fréquence $(\omega_1 + \omega_2)/2$ (Figure 23). Le spectre d'absorption saturé de la transition $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 2, 3, 4$ est présenté sur la figure 24. Il présente six résonances, dont deux d'intensité plus importante : la résonance cross-over CO2-4 qui se situe à 92 MHz vers le rouge de la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 4$ et la CO3-4 qui est à 61 MHz.

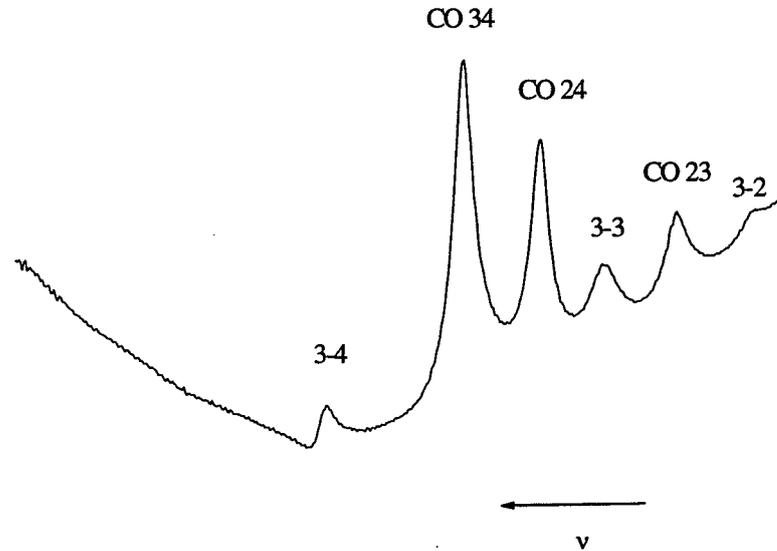


Figure 24 : Spectre d'absorption saturée obtenu par balayage de la longueur de la cavité laser pour la transition hyperfine $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

B.2.2.2.2. Principe de l'asservissement électronique

L'asservissement en fréquence se fait sur le pic d'absorption saturée CO2-4 à la fréquence f_0 . Concrètement, nous asservissons la longueur de la cavité étendue en agissant sur la céramique. Il s'agit donc d'engendrer un signal d'erreur permettant de rattraper les fluctuations du système, et de le renvoyer sur la céramique piézo-électrique maintenant le miroir (Figure 25). Ces fluctuations peuvent être thermiques, mécaniques ou bien dues aux dérives de l'ampli haute-tension du PZT.

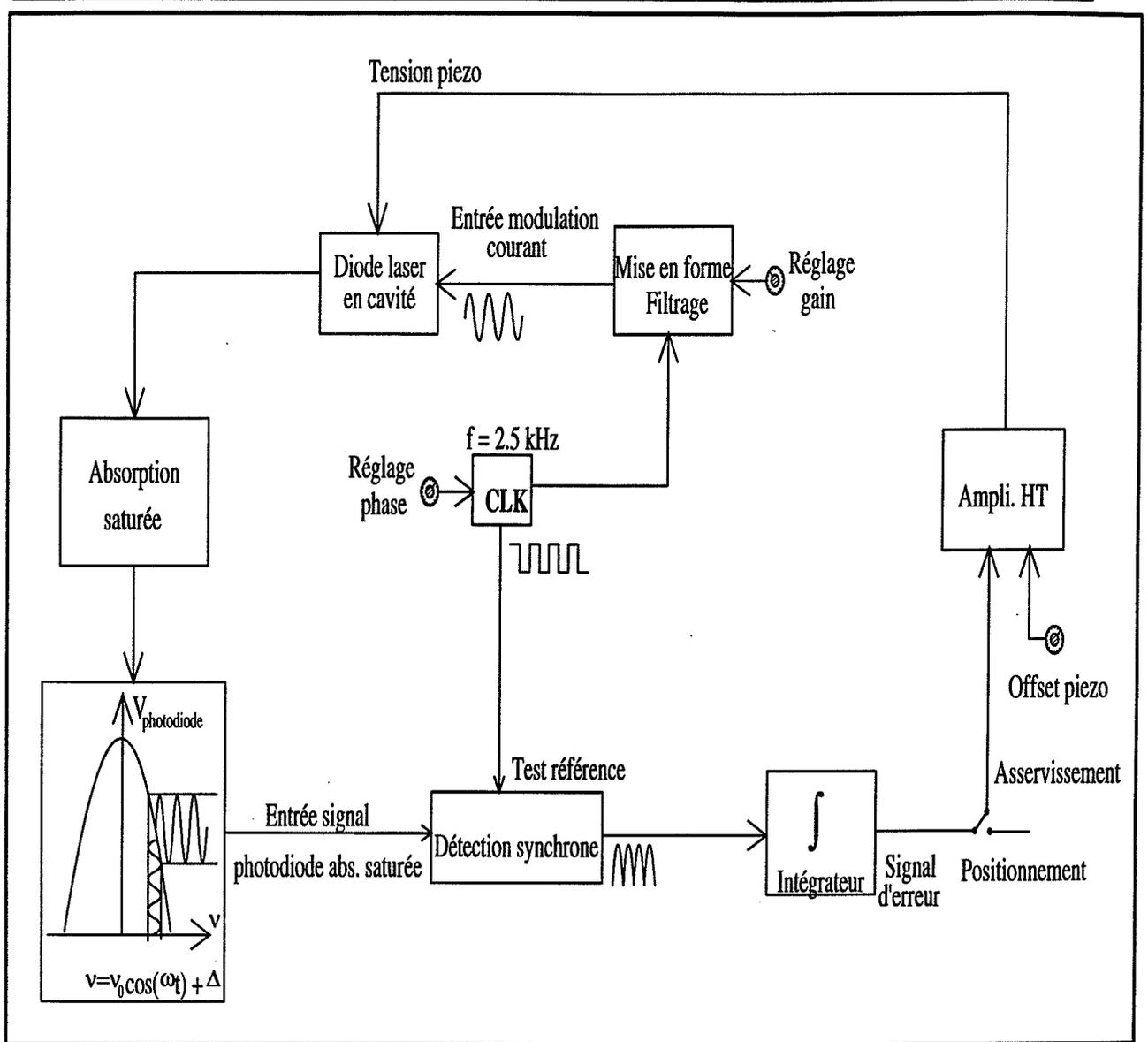


Figure 25 : Asservissement en fréquence du laser en cavité étendue par détection synchrone.

Attardons-nous sur l'obtention de ce signal, réalisée à l'aide d'une détection synchrone. Une modulation sinusoïdale de fréquence 2,5 kHz est envoyée sur le courant d'alimentation de la diode laser : la fréquence du laser est alors modulée autour de f_0 . Typiquement, l'amplitude de cette modulation ne dépasse pas $1/10^{\text{ème}}$ de l'amplitude du pic d'absorption saturée. Ceci garantit ainsi un asservissement à $\Gamma/10$ c'est à dire à moins que le mégahertz. Le signal d'absorption saturée, recueilli par une photodiode est connecté à l'entrée de la détection synchrone, qui, au cours d'opérations logiques avec un signal dit de référence (signal logique à la fréquence de 2,5 kHz) engendre le signal de démodulation : la phase entre le signal de modulation et le signal de référence doit être réglée de façon à obtenir un signal de démodulation symétrique (nécessaire pour l'asservissement). Ce signal démodulé est ensuite intégré et filtré (filtre passe-bas), créant ainsi le signal d'erreur renvoyé sur la céramique. En

l'absence de fortes perturbations sonores et de vibrations importantes, la fréquence de la diode laser peut rester asservie pendant plusieurs heures.

Note : L'asservissement en fréquence est parfois réalisé sur d'autres pics d'absorption saturée, selon le décalage à résonance souhaité.

B.2.2.3. Décalage en fréquence du laser maître

Le faisceau principal traverse alors un cristal acousto-optique (A&A MTS 1200) de large ouverture (4 mm) fonctionnant entre 50 et 75 MHz : l'onde incidente de fréquence ν_0 subit une diffraction de Bragg (Figure 26) par l'onde acoustique créée dans le cristal [YAR67]. Cette onde acoustique, de fréquence $d\nu$ variant entre 50 et 100 MHz est synthétisée par un VCO (Voltage Control Oscillator 103 VARIL - 50/100 MHz), composant électronique commercial qui convertit une tension en fréquence. Un ensemble composé d'un atténuateur variable (MINICIRCUIT PAS1) et d'un ampli de puissance (MINICIRCUIT 1-2 W) permet d'adapter la puissance de sortie et l'impédance du cristal.

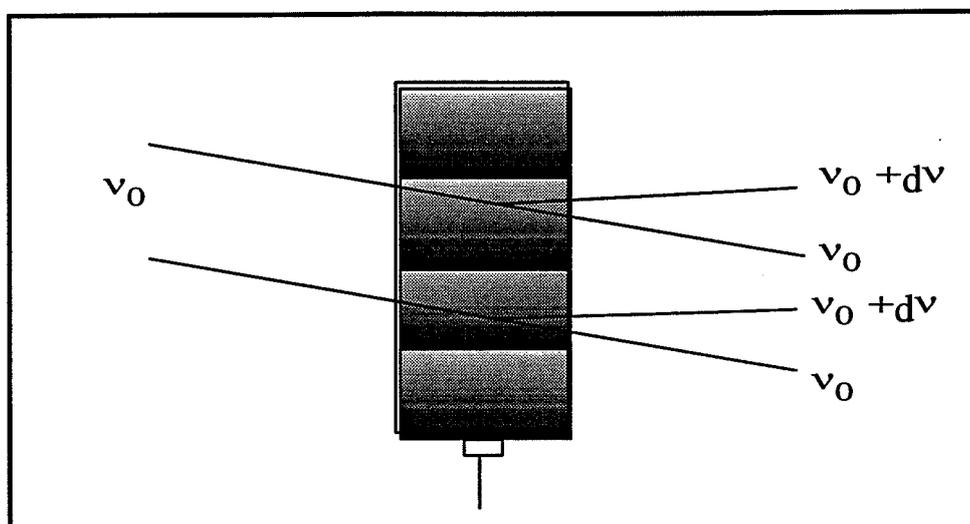


Figure 26 : Schéma de principe du cristal acousto-optique. La lumière incidente est diffractée par l'onde acoustique appliquée sur le cristal : sa fréquence est alors décalée d'une quantité $+d\nu$ ou $-d\nu$, signe qui dépend de l'angle d'incidence dans le cristal.

Nous utilisons l'ordre diffracté à $\nu_0 + d\nu$ ($50 < d\nu < 75$ MHz) dont l'efficacité varie entre 70 et 80 %. Si le laser est asservi sur le « cross-over » CO 2-4 (resp. CO 3-4) à -92 MHz (resp. -60 MHz) vers le rouge de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$, le décalage en fréquence δ peut varier entre $-2,8\Gamma$ (resp. $-1,7\Gamma$) et $-7,1\Gamma$ (resp. pas de décalage), ce qui sera utile pour l'étude du piège magnéto-optique.

B.2.3. Le laser esclave et l'injection optique

Nous avons réalisé un laser de largeur de raie suffisamment fine pour le piégeage par laser, mais de puissance insuffisante. C'est pourquoi nous utilisons la technique d'injection optique [BOU92]. Le principe est relativement simple : on verrouille la fréquence d'une diode laser puissante (HITACHI 7851G), de puissance 50 mW, de largeur estimée à 15 MHz (diode esclave) sur la fréquence de la diode affinée (diode maître) de largeur de raie d'environ 100 kHz et de puissance injectée P_m .

La figure 27 représente le dispositif expérimental de l'injection optique.

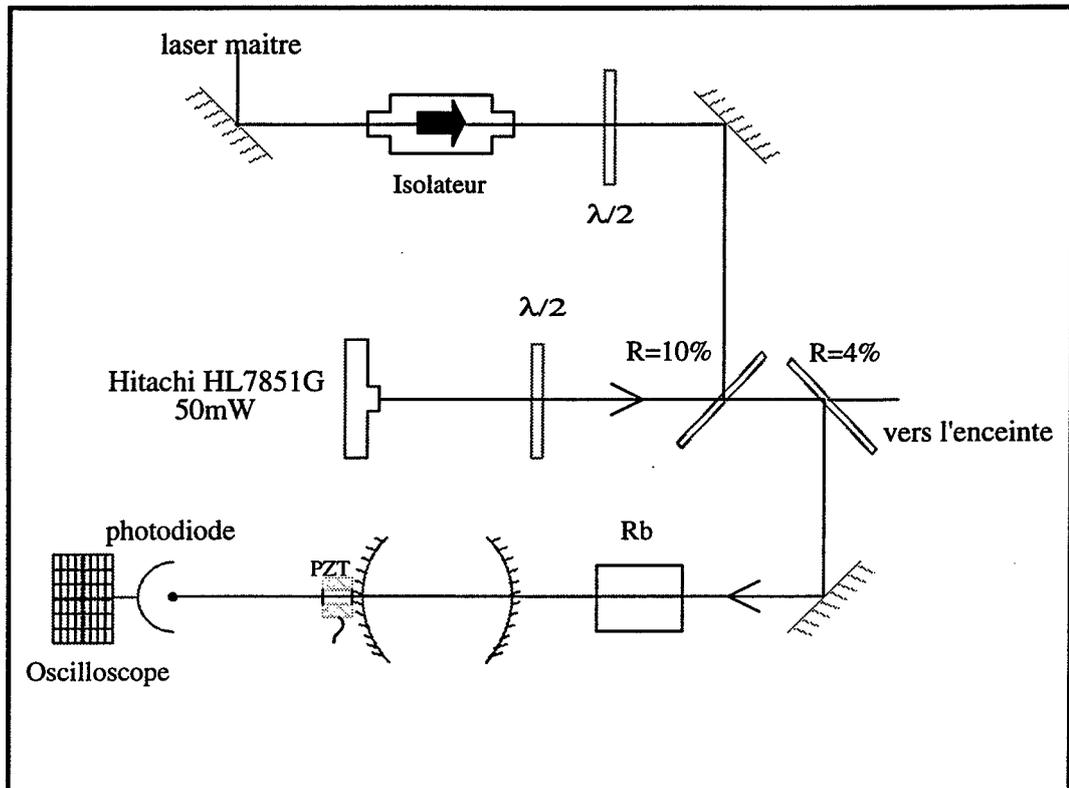


Figure 27 : Montage expérimental utilisé pour l'injection optique. Les polarisations rectilignes des lasers maître et esclave sont colinéaires au niveau de l'injection dans la diode de puissance. La lame à 10 % est montée sur un support à vis différentielles. Le Fabry-Pérot sert à contrôler l'injection optique.

On comprend qualitativement que le couplage entre les deux oscillateurs qui sont les diodes laser n'est possible que si leurs fréquences sont relativement proches, ce qui définit une bande d'accrochage Δf , écart maximum entre les deux fréquences permettant le verrouillage à la fréquence du laser maître. Un calcul théorique complet montre que cette bande d'accrochage est liée au rapport des puissances laser [KAB81] par la relation :

$$\Delta f = \frac{1}{4\pi\tau_p} \sqrt{\frac{P_m}{P_e}}$$

(II. 49)

où τ_p est la durée de vie des photons à l'intérieur de la cavité optique de la diode esclave, P_m la puissance du laser maître et P_e la puissance du laser esclave. Il a été montré [YU92] qu'un facteur 10^4 à 10^5 pour le rapport P_e/P_m permettait l'injection optique, moyennant un réglage optique de bonne qualité : les faisceaux maîtres et esclaves doivent être superposés à mieux que le milliradian.

L'injection optique est contrôlée par un Fabry-Pérot confocal dont les caractéristiques sont les mêmes que celui décrit en B.2.2.1. La variation de la différence de marche dans le Fabry-Pérot est assurée en modulant sinusoïdalement (générateur BF) le courant d'alimentation de la diode laser esclave. Le Fabry-Pérot étant passif, une tension continue (alimentation 0-10V) est appliquée à la céramique tenant l'un des miroirs afin de se trouver dans une zone passante du Fabry-Pérot. La figure 28 est une photographie de l'oscilloscope, sur lequel est visualisé le signal de la photodiode placée derrière le Fabry Pérot.

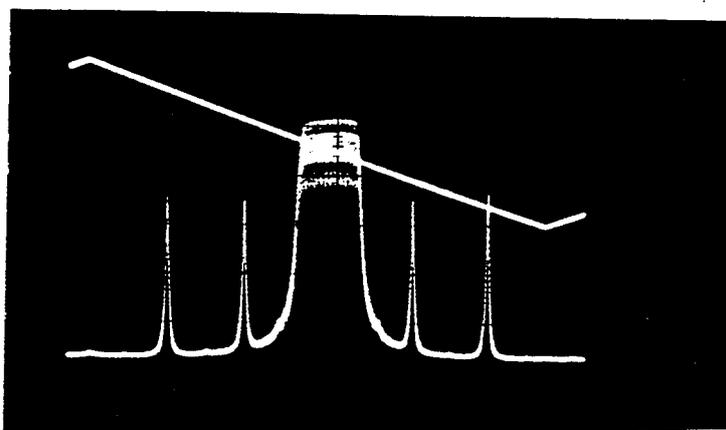


Figure 28 : Contrôle de l'injection optique lorsque le courant de la diode laser esclave est balayé (rampe du haut). La largeur du plateau définit la bande d'accrochage Δf : elle est de 660 MHz. L'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot vaut 750 MHz.

Ce laser injecté constitue donc le laser de refroidissement : sa puissance de sortie est d'environ 30 mW et sa largeur spectrale celle de la diode maître. Nous avons vérifié ce dernier point en envoyant une partie de ce faisceau dans un montage d'absorption saturée, lequel nous a permis de résoudre la structure hyperfine du Rb de la même manière que pour le laser maître.

B.2.4. Le repompeur

Pour repomper les atomes piégés dans le niveau fondamental $F = 2$, nous utilisons une diode laser qui fonctionne en régime libre (HITACHI HL 7851G, $P = 50$ mW, $I_{th} = 50.5$ mA, $i = 80$ mA), de largeur spectrale de l'ordre de 20 MHz, asservie en fréquence par un montage

d'absorption simple au fond de la cuvette Doppler. Ceci a un sens car les transitions $F = 2 \rightarrow F' = 2$ et $F = 2 \rightarrow F' = 3$ se trouvent au fond de cette cuvette. Le dispositif expérimental du repompeur est présenté sur la figure 29.

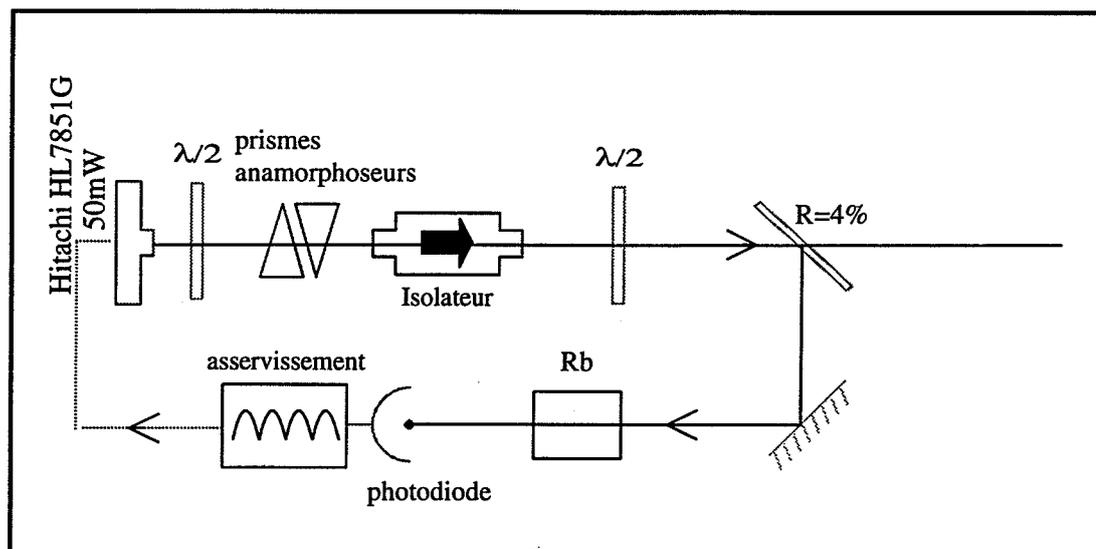


Figure 29 : Dispositif expérimental pour le repompeur. Le faisceau est rendu circulaire par des prismes anamorphoseurs, puis traverse un isolateur optique. Une partie du faisceau est alors prélevée pour le montage d'absorption simple servant à l'asservissement en fréquence.

L'asservissement en fréquence, qui utilise l'électronique précédemment décrite est entièrement réalisé sur le courant d'alimentation de la diode (modulation + signal d'erreur). Nous avons enregistré l'absorption Doppler des atomes de Rb contenus dans la cellule, à température ambiante (Figure 30) en fonction de la fréquence du laser : le courant de la diode étant balayé.

Ce montage en diode libre a l'inconvénient de ne pas faire de repompage sélectif en fréquence et demande donc plus de puissance qu'un montage avec une diode affinée asservie sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, mais a l'avantage d'être plus simple à mettre en oeuvre.

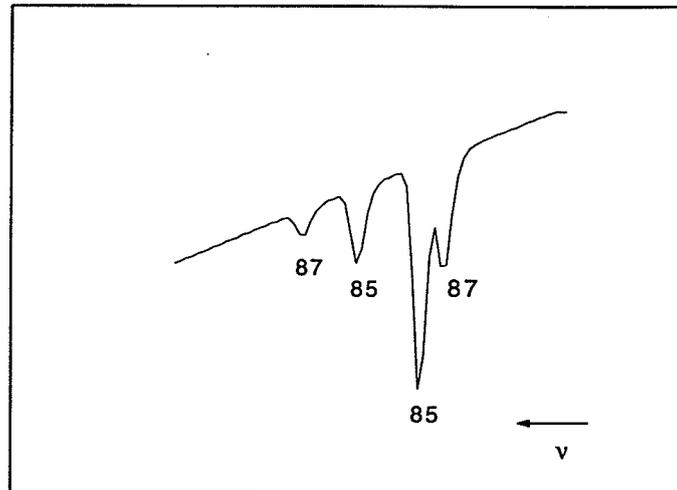


Figure 30 : Absorption Doppler des atomes de Rb contenus dans la cellule de verre lorsque la fréquence du laser est balayée autour de 780 nm. On retrouve bien, pour chaque isotope les deux absorptions correspondant à leurs deux niveaux hyperfins fondamentaux.

B.2.5. Description de l'ensemble faisceau piègeant/repompeur pour la réalisation du piège

Nous décrivons ici l'optique permettant la mise en forme des faisceaux ainsi que leur distribution autour de l'enceinte. Nous allons suivre les trajets des faisceaux schématisés sur la figure 31.

Les faisceaux piègeants et repompeurs traversent tous deux un ensemble lame $\lambda/2$, prismes anamorphoseurs et isolateurs optiques, lame $\lambda/2$, ensemble déjà décrit précédemment qui permet d'obtenir un faisceau de diamètre 2-3 mm, de polarisation rectiligne ajustable, sans retour de lumière dans la diode émettrice (isolation 43 dB). Ces faisceaux sont alors mélangés par un cube séparateur : le faisceau de polarisation p est transmis et le faisceau polarisé s est réfléchi.

Grâce aux lames $\lambda/2$ montées sur la sortie des isolateurs optiques, il est possible de régler individuellement les puissances de ces faisceaux sur les deux directions de sortie du cube : l'un est destiné à la réalisation du piège, l'autre est utilisé comme faisceau de détection pour les temps de vol. Les faisceaux traversent ensuite deux lentilles de focale $f_1 = 100$ mm et $f_2 = 300$ mm (dispositif afocal) qui détendent les faisceaux d'un facteur 3 : le diamètre du faisceau piègeant est alors de 8 mm, sa largeur à $1/e^2$ de 4,7 mm.

A ce niveau, un périscope envoie les faisceaux sur une tablette située à la même hauteur que la partie haute de l'enceinte décrite en B.1.2. Ils sont alors séparés en trois faisceaux de puissance à peu près égale à l'aide de lames semi-réfléchissantes. Pour chaque faisceau, la configuration laser piègeante σ^+/σ^- est réalisée à l'aide de deux lames $\lambda/4$ traitées AR et d'un miroir de renvoi.

Les axes lents et rapides de ces lames ont été préalablement référencés à partir d'une lame étalonnée, en utilisant le fait que deux lames $\lambda/4$ dont les axes lents et rapides sont superposés se comportent comme une lame isotrope. Les lames $\lambda/4$ placées sur l'enceinte sont

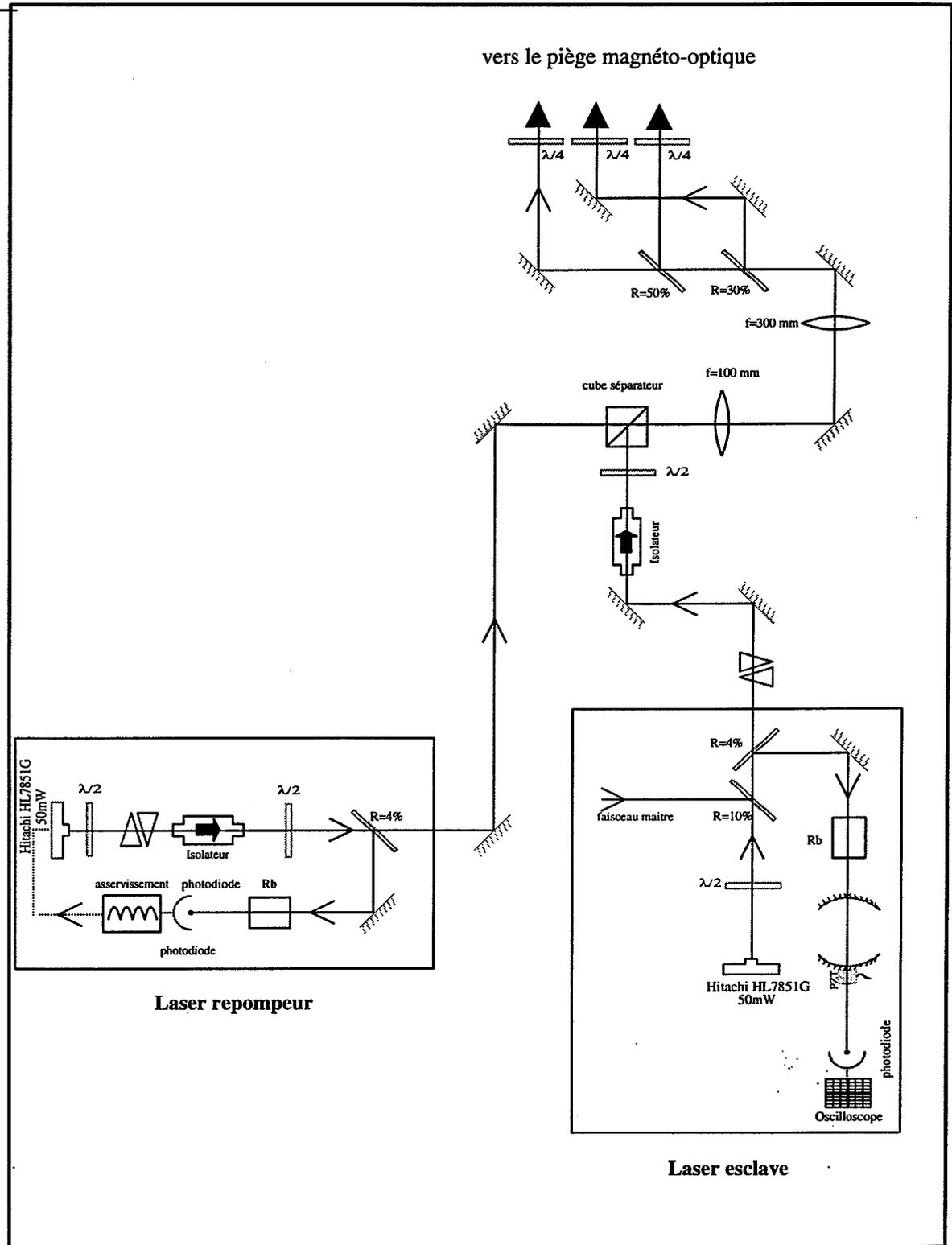


Figure 31 : Montage expérimental permettant la mise en forme des faisceaux piègeant et repompeur et leur mélange en vue de la réalisation du piège. L'ensemble piègeant + repompeur est divisé en 3 faisceaux de puissance comparable à l'aide de lames semi-réfléchissantes. Un jeu de deux lames $\lambda/4$ permet de réaliser la configuration σ^+/σ^- pour chaque axe.

installées pour transformer la polarisation rectiligne incidente en polarisation circulaire.

Considérons l'axe Oz. Nous avons vu, dans l'hypothèse où $b > 0$ que la polarisation du faisceau incident doit être σ^+ et celle du faisceau rétro-réfléchi σ^- : les polarisations ayant un sens par rapport à un axe de quantification choisi, ici la direction de la lumière incidente. Dans ce cas, la polarisation σ^+ correspond à une polarisation circulaire gauche (convention française), ce qui est établi en annexe B_{II}. Pour les axes Ox et Oy, du fait du changement de signe du gradient de champ magnétique, les polarisations incidentes doivent être σ^- , c'est à dire circulaire droite. Les faisceaux de renvois sont réglés à mieux que 0,5 mrad.

Si tous les lasers sont asservis à la bonne fréquence, que leur intersection dans l'enceinte se fait bien au zéro de champ et de gradient de champ magnétiques, s'il y a des atomes dans l'enceinte et que l'hypothèse $b > 0$ est vérifié alors, l'observation d'un piège magnéto-optique est possible. La fluorescence des atomes piégés, signature de l'apparition du MOT (Figure 32) est observée en utilisant soit un viseur infra-rouge, soit une caméra CCD vidéo reliée à un moniteur. Le piège se présente sous la forme d'une boule lumineuse ayant la dimension d'une tête d'épingle.

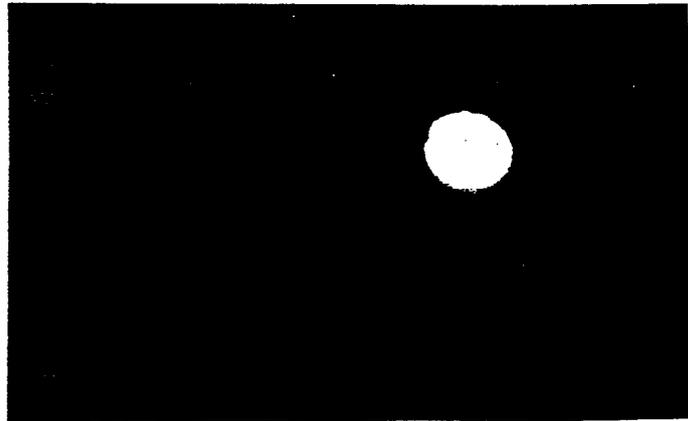


Figure 32 : Photographie du moniteur relié à la caméra CCD observant le piège magnéto-optique.

Note : Pour les axes Ox et Oy, miroirs (miroir d'entrée montés à 45° et miroirs de sortie) et lames $\lambda/4$ sont directement montés sur l'enceinte, pour limiter l'encombrement.

C. Outils pour analyser le piège

Le piège magnéto-optique précédemment décrit constitue la source atomique de l'interféromètre. Les caractéristiques de l'interférogramme obtenu vont dépendre de cette source. En particulier, le contraste dépend de la dispersion en vitesse de la source et la brillance dépend de la densité et de la température du piège. Dans ces conditions, nous avons jugé qu'une étude systématique sur le piège était indispensable.

Nous avons donc mis au point des outils permettant de mesurer le nombre d'atomes contenus dans le piège et sa taille ; ces deux grandeurs conduisant à la densité. Nous avons

aussi utilisé la technique de temps de vol [LET88], qui donne des informations sur la température du piège, c'est à dire la distribution de vitesse des atomes à l'intérieur de l'échantillon.

Nous exposons dans ce paragraphe les méthodes mises en oeuvre pour les mesures et le dépouillement des résultats.

C.1. Nombre d'atomes dans le piège

Les atomes du piège sont en permanence éclairés par les 3 paires de faisceaux lumineux qui les piègent. Sous l'effet de ce rayonnement, les atomes émettent une fluorescence induite à $\lambda = 780.02$ nm dont le flux photonique est proportionnel à leur nombre. La mesure du nombre d'atomes passe donc par la mesure de la fluorescence induite des N_{at} atomes contenus dans le piège. Dans ces conditions, il suffit de collecter cette lumière émise sur un détecteur calibré (Figure 33). Pour cela, nous faisons l'image du piège sur une photodiode (PHOTOPS UDT-555D) de grande surface ($S = 1 \text{ cm}^2$) qui constitue la tête du mesureur de puissance que nous avons construit et étalonné. L'étalonnage a eu lieu au laboratoire de photométrie du CNAM. La photodiode est ainsi utilisable depuis 10 nW jusque 10 mW avec une précision de 1 %. La mesure du flux lumineux détecté est une mesure du flux lumineux émis par les atomes piégés à l'angle solide près ($\Omega/4\pi = 4,4 \cdot 10^{-3}$). Le flux détecté varie entre la dizaine de nW et le μW , fonction des paramètres de réglage du piège.

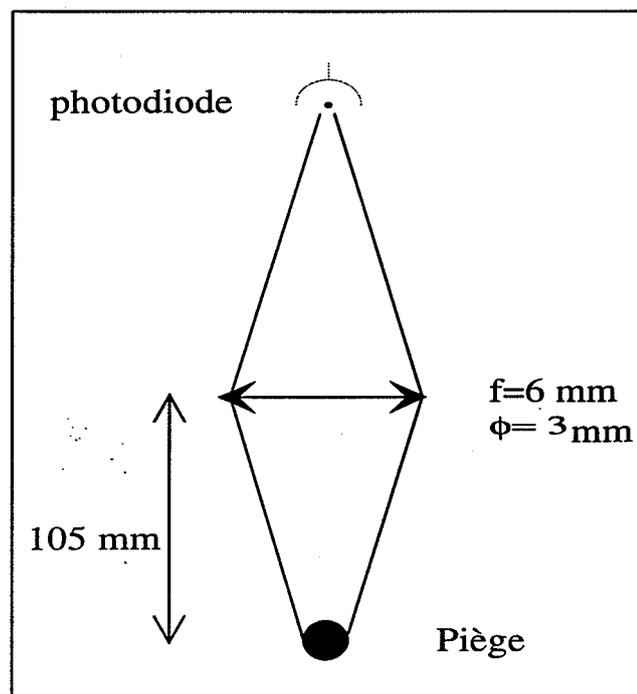


Figure 33 : Détermination du nombre d'atomes dans le piège grâce à l'observation de sa fluorescence. L'image du piège est effectuée sur la photodiode : l'angle solide de la lumière collectée est $\Omega/4\pi = 4,4 \cdot 10^{-3}$.

La déduction du nombre d'atomes repose sur l'utilisation d'un modèle d'atome à deux niveaux. Dans cette hypothèse, le taux de fluorescence s s'écrit :

$$n_{\text{fluo}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (\text{II. 50})$$

où Γ représente le taux d'émission spontané et s le paramètre de saturation.

Dans le cas où l'on considère les six faisceaux du piège, s s'écrit :

$$s = 6 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{1}{1 + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (\text{II. 51})$$

où I est l'intensité d'un faisceau piégeant, I_{sat} l'intensité de saturation et δ le décalage à résonance.

Ainsi la puissance émise par un atome dans l'angle solide Ω de détection vaut :

$$P_{\Omega} = h \frac{c}{\lambda} \frac{\Omega}{4\pi} n_{\text{fluo}} \quad (\text{II. 52})$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement exciteur.

Si N_{at} atomes sont présents dans le piège, la puissance lumineuse détectée sur la photodiode est P_{det} et ce nombre d'atomes vaut $N_{\text{at}} = \frac{P_{\text{det}}}{P_{\Omega}}$, soit :

$$N_{\text{at}} = \frac{P_{\text{det}}}{h \frac{c}{\lambda} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{6I/I_{\text{sat}}}{1 + 6 \frac{I}{I_{\text{sat}}} + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}}} \quad (\text{II. 53})$$

A ce niveau, un problème se pose : quelle valeur prendre pour I ?

L'intensité étant une puissance divisée par une surface, il faut déterminer non seulement la valeur de cette surface mais aussi la puissance à prendre en compte puisque 2 types de faisceaux laser servent à la réalisation du piège : le piégeant et le repompeur. De part l'utilisation même du modèle de l'atome à 2 niveaux pour remonter au nombre d'atomes dans le piège, il est évident que seule la puissance du faisceau piégeant doit intervenir : elle est mesurée avec un mesureur de puissance (OPHIR PD300) dont la précision est de quelques pourcents. Les hypothèses d'utilisation de ce modèle conduisent alors à une erreur supplémentaire, difficile à évaluer. On ne tient pas compte de l'effet du repompeur qui compense les pertes par pompage optique, alors que le nombre d'atomes dans le piège dépend fortement de sa puissance.

Le faisceau laser étant gaussien, il est légitime de considérer sa largeur à $1/e^2$ qui est de 4,7 mm dans notre cas. Toutefois, on pourrait aussi prendre en compte la taille complète du faisceau laser en considérant une « distribution carrée d'intensité ». Cette définition conduit à un changement sur le nombre d'atomes inférieur au pourcent car nous travaillons dans un régime où $s \gg 1$, ce qui est vraiment négligeable par rapport aux autres sources d'erreurs que nous allons décrire à présent. L'incertitude relative sur le nombre d'atomes est donnée par :

$$\frac{dN_{\text{at}}}{N_{\text{at}}} = \frac{dP_{\text{det}}}{P_{\text{det}}} + \frac{d(\Omega/4\pi)}{(\Omega/4\pi)} + \frac{dN_{\text{fluo}}}{N_{\text{fluo}}}$$

(II. 54)

Sur la puissance détectée, on obtient une erreur relative de 5 %, ce qui est davantage du aux fluctuations de la fluorescence du piège qu'au détecteur lui-même. L'erreur relative sur l'angle solide est estimé à 5 %, du fait de la difficulté à connaître précisément la distance entre le piège et la lentille.

La principale source d'erreur vient de la détermination du nombre de photons émis par les atomes du piège. Elle dépend à la fois du décalage à résonance δ ; sa détermination est réalisée à mieux que le pourcent à l'aide d'un compteur de fréquence (TEKTRONIX CMC251) et de l'intensité laser précédemment évoquée. On peut ainsi considérer une erreur relative de l'ordre de 20 % sur N_{fluo} . Le modèle d'atomes à 2 niveaux conduit donc à une erreur de 30 % sur le nombre d'atomes. A ce niveau, on peut se demander si ce modèle ne doit pas être remis en cause du fait :

- de la non prise en compte des grandes différences des coefficients de Clebsch-Gordan de la transition hyperfine de piégeage $F = 3 \rightarrow F' = 4$
- de la non prise en compte des effets du repompeur.

Toutefois, si ce modèle ne donne qu'une connaissance *qualitative* du nombre d'atomes dans le piège, les variations de ce nombre d'atomes en fonction des paramètres expérimentaux sont quant à elles *quantitatives*. Elles ont un sens avec une précision de l'ordre de 30 %.

Note : Le signal de fluorescence du piège, qui dépend du désaccord à résonance δ est plus important pour un faible décalage. Cependant, l'argument de brillance ne présume en rien sur le nombre d'atomes dans le piège.

C.2. Taille du piège

Pour évaluer la taille du piège, nous faisons l'image du piège sur une caméra CCD vidéo (EEV) grâce à un zoom (18-108 mm) monté sur un « TV extender » réalisant un grandissement $\times 2$. L'ensemble nous permet d'obtenir un grandissement mesuré égal à 3. La limite de résolution du dispositif optique est donné par la taille des pixels du capteur CCD qui est de $15 \times 22.5 \mu\text{m}$. Le signal vidéo est ensuite envoyé sur une carte de numérisation

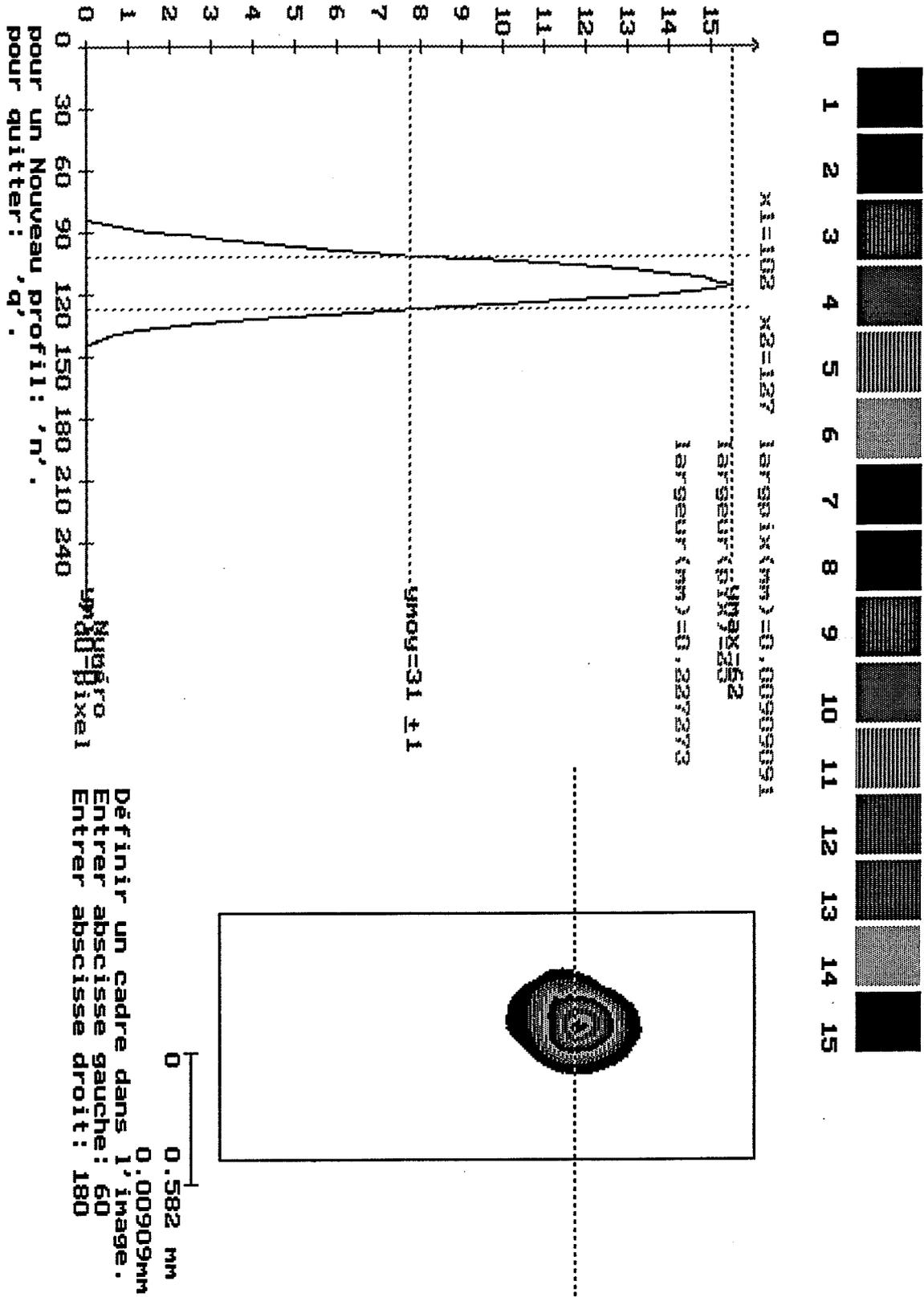


Figure 34 : Copie d'écran de l'ordinateur : à droite se trouve le piège et à gauche, une coupe permettant de déterminer sa largeur à mi-hauteur.

(NAUTIL DGI1+) couplée à un programme écrit en C++. Ce dispositif permet ainsi de numériser les images du piège, de les stocker et de déterminer la largeur à mi-hauteur de toute coupe effectuée sur le piège. A cet égard, un système de calibration in situ a été prévu ; il s'agit d'un pistil circulaire ($\phi = 2 \text{ mm}$) installé dans l'enceinte, dans le plan de visée horizontal du piège. La figure 34 est une copie d'écran de l'ordinateur. Sur la partie droite se trouve l'image numérisée du piège, en fausses couleurs. Les différents niveaux de couleur correspondent à une gamme de puissance détectée différente. La partie de gauche, qui est une coupe de profil du piège, correspond à la distribution en position des atomes dans le piège. La largeur à mi-hauteur de cette distribution ; qui n'est pas rigoureusement gaussienne dans les pieds donne la largeur du piège. Du fait de l'asymétrie du gradient de champ magnétique, le piège ressemble plus à un cigare qu'à une boule. Toutefois, nous n'avons effectué des mesures que dans une direction et avons considéré le piège sphérique pour l'exploitation des données. L'erreur que nous effectuons sur la mesure de la taille du piège est de l'ordre de $20 \text{ }\mu\text{m}$, la taille variant de $100 \text{ }\mu\text{m}$ à $800 \text{ }\mu\text{m}$ typiquement.

C.3. Densité du piège

L'estimation de la densité est déduite du nombre d'atomes N_{at} et de la taille du piège, en supposant que le volume du piège vaut $V = 4\pi r^3 / 3$ où r est le rayon à mi-hauteur de la distribution spatiale des atomes piégés. Bien que simple, ce procédé a le désavantage de fournir de grandes incertitudes sur les mesures, qui peuvent aller jusqu'à 50 % en relatif puisque $\frac{dn}{n} = \frac{dN_{at}}{N_{at}} + 3 \frac{d\phi}{\phi}$.

C.4. Mesure de la température du piège

En supposant que la loi de distribution en vitesses des atomes du piège suit une loi de répartition de Maxwell-Boltzman à une dimension :

$$P(v)dv = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{1/2 mv^2}{k_B T}\right) dv \quad (II. 55)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T / m}$, on peut alors caractériser le piège par la température T associée à la dispersion de vitesses longitudinales. Cette température d'équilibre est reliée à la vitesse quadratique moyenne $u = \sqrt{kT/m}$ (à une dimension) par la relation :

$$\frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} m u^2 \quad (II. 56)$$

où k_B est la constante de Boltzman et m la masse de l'atome.

Le principe de la mesure de température par temps de vol [LET88], [SAL90] est le suivant. A un temps $t = 0$, les atomes sont lâchés du piège et, sous l'effet de la gravité subissent une évolution ballistique. On enregistre à une côte z plus bas le signal de fluorescence au cours du temps des atomes traversant un faisceau sonde résonant. L'équation de la trajectoire d'un atome initialement dans le piège à la côte z_0 et de vitesse v_0 est donnée par :

$$z = \frac{1}{2} g t^2 + v_0 t + z_0 \quad (II. 57)$$

Dans l'échantillon initial, la position est donnée à Δz_0 près (ordre de grandeur de la taille du piège) et la vitesse à Δv_0 près (ordre de grandeur de la largeur de la distribution de vitesses). Le temps d'arrivée t à la côte z est donné à Δt près :

$$\Delta t = \frac{\Delta z_0 + \Delta v_0 t}{v_0 + g t} \quad (II. 58)$$

Dans un piège, on peut considérer que les atomes ont une vitesse initiale en moyenne nulle. Si on observe les atomes à une côte z assez grande alors Δz_0 est négligeable devant $\Delta v_0 t$. Ces hypothèses, que nous vérifierons, conduisent à

$$\Delta t \approx \frac{\Delta v_0}{g} \quad (II. 59)$$

La distribution temporelle du signal de temps de vol reproduit à un facteur g près la distribution de vitesse dans le piège. La température peut ainsi être estimée rapidement car la largeur Δv_0 à $1/e$ est reliée à la dispersion σ_v par la relation $\Delta v_0 = 2\sqrt{2}\sigma_v$ pour la distribution Maxwellienne considérée. En première approximation, la température T du piège vaut ainsi :

$$T = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} g \Delta t_{1/e} \right)^2 \frac{m}{k_B} \quad (II. 60)$$

où $\Delta t_{1/e}$ est la largeur du profil temporel de temps de vol à $1/e$.

Le modèle complet de traitement des signaux de temps de vol, prenant en compte à la fois la distribution en positions et vitesses des atomes du piège, la configuration laser excitatrice et la hauteur de chute est décrit dans l'annexe C_{II}.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 35. Une photodiode rapide et sensible (PHOTOPS UDT-555D) recueille la fluorescence induite des atomes du piège pendant leur temps de traversée du faisceau sonde, placé 1,5 cm sous le piège. Le faisceau sonde, disposé en aller-retour résulte de la superposition d'une partie du laser piégeant et d'une partie du repompeur ; tous deux sont prélevés au niveau du cube séparateur de mélange

des faisceaux (Figure 31). Le laser sonde est donc décalé par rapport à la transition $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ de δ vers le rouge ; ce qui nécessite plus de puissance.

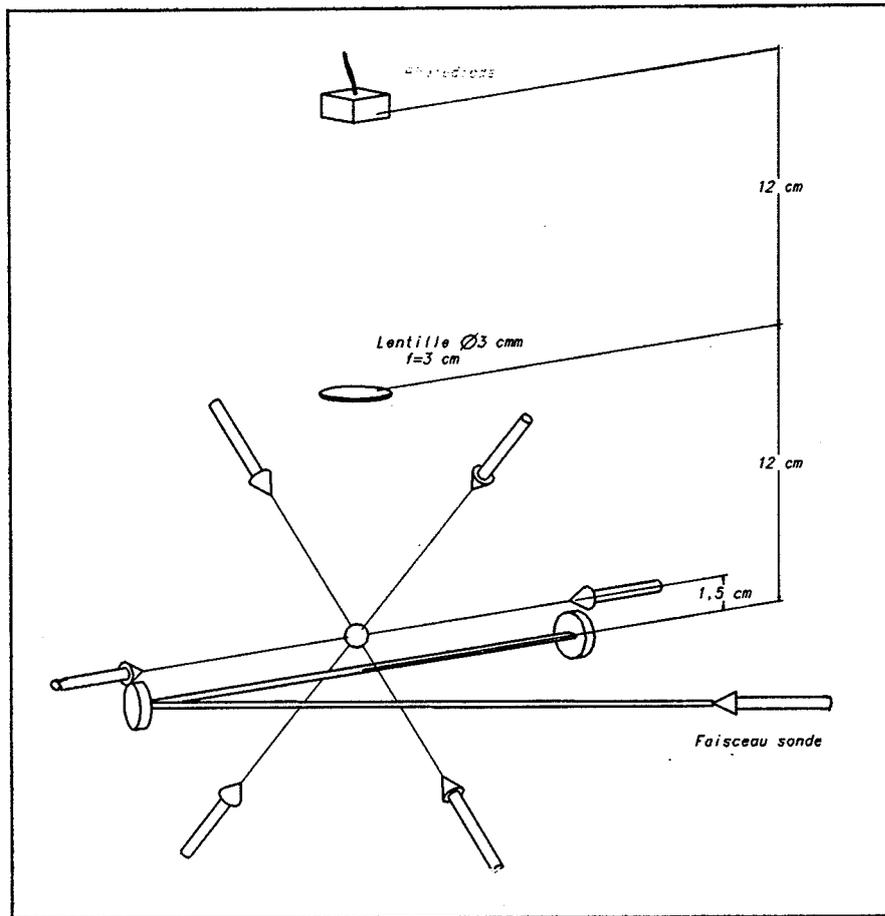


Figure 35 : Principe de la mesure de température par la technique de temps de vol. Les atomes traversent un faisceau sonde et leur fluorescence est enregistrée au cours du temps sur la photodiode située au dessus du piège. L'angle solide de détection est $\Omega/4\pi = 3,9 \cdot 10^{-3}$.

La coupure des faisceaux laser piégeants est réalisée avec un obturateur mécanique ; le temps de coupure est de l'ordre de la milliseconde. En même temps, le gradient de champ magnétique est coupé, en un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde. La commande des coupures (Figure 36) est effectuée par des impulsions TTL générées via une carte A/D (NATIONAL INSTRUMENT AT-MIO-16X) couplée à un logiciel écrit en C++. L'acquisition analogique du signal de temps de vol se fait aussi par l'intermédiaire de cette carte. Un signal est présenté sur la figure 37.

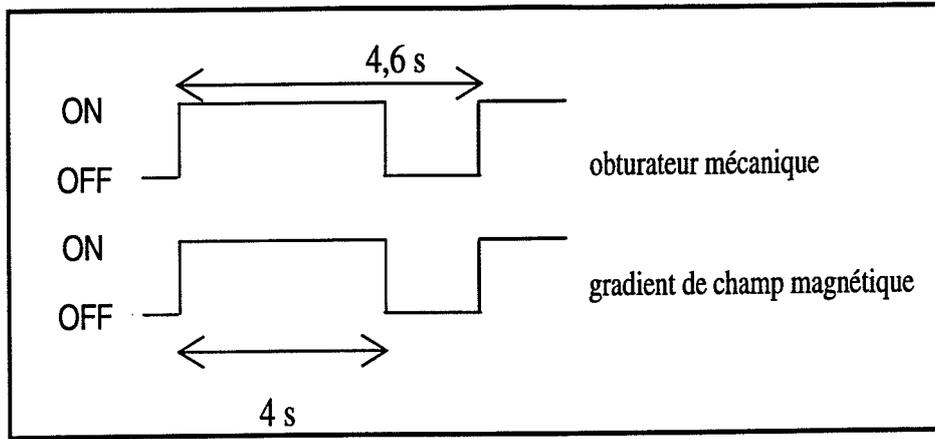


Figure 36 : Séquence temporelle commandant la chute des atomes du piège pour l'acquisition des signaux de temps de vol. Lorsque le signal logique est à 5 V, le piège fonctionne. Si ce signal passe à 0 V, les atomes ne sont plus piégés et tombent sous l'effet de la gravité. L'acquisition analogique est effectuée pendant les 100 ms suivant la coupure.

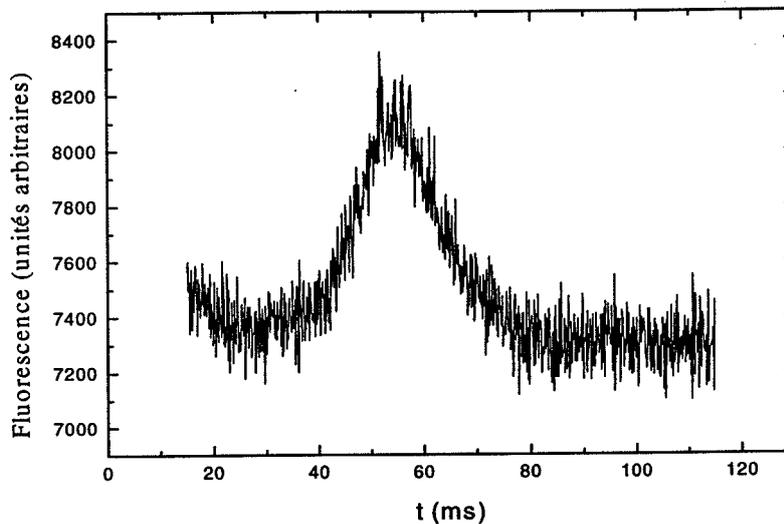


Figure 37 : Profil de temps de vol enregistré pour $\delta = -1,5\Gamma$, $P = 0,82 \text{ mW}$ et un gradient de $13,9 \text{ G.cm}^{-1}$.

Les atomes sont centrés autour du temps $t_{chute} = \sqrt{2h/g} = 55 \text{ ms}$ dans notre cas. La détermination de l'écart type $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$, associé à la distribution des vitesses dans le piège permet alors, à l'aide du modèle exposé dans l'annexe C_{II} de remonter à la température du piège. La précision de nos mesures est d'environ 5%. On trouve une température $T = (49,5 \pm 2,5) \mu\text{K}$ pour ce profil (Figure 37). Retenons pour le ^{85}Rb la relation pratique suivante : $\sigma_v (\text{mm.s}^{-1}) = 9,85 \sqrt{T (\mu\text{K})}$.

D. Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous exposons les résultats expérimentaux concernant la caractérisation du piège magnéto-optique. Nous avons mené une étude systématique des conditions de fonctionnement du piège pour choisir le point de fonctionnement optimal de l'interféromètre atomique. Dans un premier temps, nous abordons la notion de temps de chargement du piège. Ensuite, nous décrivons la dépendance des grandeurs qui caractérisent un piège : son nombre d'atomes N , sa taille Φ , sa densité n , et sa température T en fonction des paramètres extérieurs ajustables que sont le gradient de champ magnétique, le désaccord en fréquence et l'intensité du laser piégeant.

D.1. Temps de chargement du piège

Le nombre d'atomes piégés au cours du temps $N(t)$ à partir de la vapeur diluée de Rb résulte d'un équilibre entre le taux de capture R des atomes dans le piège et le taux de pertes $1/\tau$ de ce même piège, dû aux collisions avec la vapeur résiduelle de Rb [CAB90], [GIB92]. τ est la durée de vie des atomes dans le piège, mais correspond aussi au temps de chargement du piège. L'équilibre précédemment décrit conduit à l'équation :

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{N(t)}{\tau} \quad (II. 61)$$

La solution de cette équation, si l'on considère que $N(t=0) = 0$ est :

$$N(t) = N_{stat} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (II. 62)$$

avec N_{stat} le nombre d'atomes dans le piège en régime stationnaire.

Monroe *et al* [MON90] ont montré que N_{stat} , contrairement à R et τ est indépendant de la pression et vaut :

$$N_{stat} = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{V^{2/3}}{\sigma} v_c^4 \left(\frac{m}{2k_B T_s} \right)^2 \quad (II. 63)$$

où σ est la section efficace de collision d'un atome du piège avec la vapeur de Rb, V le volume du piège, v_c la vitesse de capture des atomes dans le piège, et $\bar{v} = \sqrt{2k_B T_s / m}$ la vitesse la plus probable des atomes de rubidium de la vapeur atomique à la température T_s .

Le remplissage du piège magnéto-optique suit donc une loi exponentielle, avec une constante de temps τ . Cette constante est facilement accessible expérimentalement : il suffit

d'enregistrer la fluorescence des atomes piégés au cours du temps lorsque l'on allume les faisceaux lasers piégeants (Figure 38).

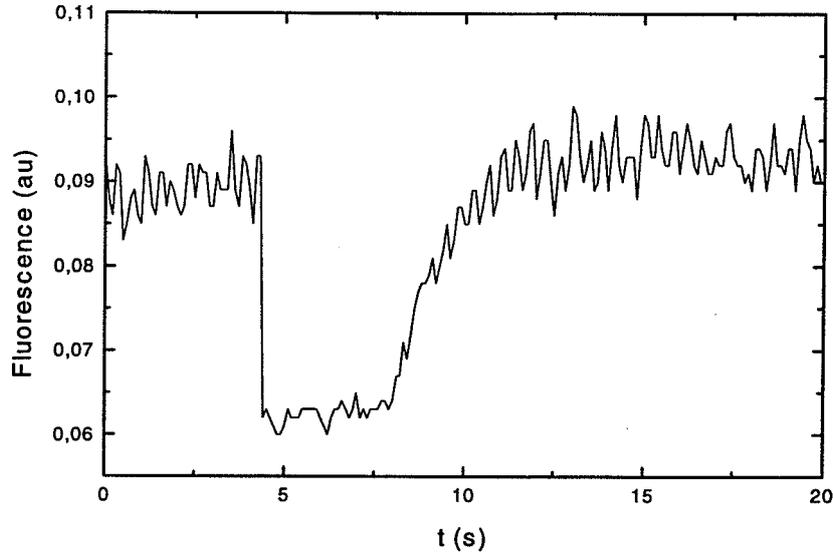


Figure 38 : Chargement du piège magnéto-optique : fluorescence du piège enregistrée avec une photodiode lorsque l'on allume les lasers (à $t = 8$ s). Le temps de chargement τ vaut 1,6 secondes.

Le temps de chargement τ dépend de la pression de vapeur à l'intérieur de l'enceinte : il est d'autant plus long que la pression de vapeur est faible. Monroe *et al* ont obtenu des temps de chargement τ compris entre 0,06 s, pour une pression de vapeur de Cs d'environ 10^{-7} torr et 4 s, pour une pression de vapeur d'environ $1,5 \cdot 10^{-9}$ torr. En traçant ainsi la courbe $\tau = f(p)$, il est possible de déterminer la section efficace de collisions d'un atome du piège avec la vapeur résiduelle de l'enceinte [GRI92].

La mesure de la pression de vapeur de Rb dans l'enceinte est réalisée par absorption laser. La méthode consiste à comparer l'absorption d'un faisceau laser par les atomes de Rb contenus dans une cellule de verre où la pression est connue, l'équilibre thermodynamique étant réalisé et des atomes de l'enceinte dans les mêmes conditions de polarisation et de température. Les grandeurs affectées d'un indice se rapportent à la cellule de verre, les autres à l'enceinte. Si l'on considère le coefficient d'absorption laser α (resp. α_0), nous pouvons écrire que $1 - \alpha = \exp(-n\sigma l)$ (resp. $1 - \alpha_0 = \exp(-n_0\sigma l_0)$) où n (resp. n_0) est la densité d'atomes de Rb dans l'enceinte, σ la section efficace d'absorption et l (resp. l_0) la longueur de la partie sondée.

Sachant que la pression de vapeur p est reliée à n par la relation $p = nk_B T$, on obtient alors :

$$p = p_0 \frac{l_0 \ln(1 - \alpha)}{l \ln(1 - \alpha_0)} \quad (II. 64)$$

relation valable tant que les mesures sont réalisées à la même température.

La pression de vapeur du Rb, à l'équilibre thermodynamique suit une loi de la forme [DIT41], [GAL73] :

$$\log_{10} p = -\frac{4302}{T} - 1,5 \log_{10} T + 11,722 \quad (II. 65)$$

où T est donnée en Kelvin et p en torr ; loi établie pour $310 \text{ K} < T < 625 \text{ K}$. Nous avons extrapolé cette loi à $T = 300 \text{ K}$, température ambiante à laquelle nous travaillons : l'erreur effectuée est difficilement chiffrable. A cette température, la pression de vapeur dans la cellule vaut $p_0 = 4,6 \cdot 10^{-7}$ torr.

La mesure de l'absorption laser donne un coefficient d'absorption $\alpha_0 = 18 \%$ pour la cellule de verre de longueur $l_0 = 2,5 \text{ cm}$ et un coefficient de l'ordre de $0,3 \%$ pour l'enceinte de longueur $l = 6,5 \text{ cm}$. La pression de vapeur de Rb, dans la zone autour du piège est donc de $2,8 \cdot 10^{-9}$ torr, correspondant à une densité d'atomes $n = 9,1 \cdot 10^7 \text{ at/cm}^3$ pour la vapeur résiduelle de Rb. C'est dans ces conditions de pression que nous avons obtenu un temps de chargement $\tau = 1,6 \text{ s}$.

D.2. Nombre d'atomes piégés

Nous avons étudié les variations du nombre d'atomes piégés N en fonction de trois paramètres ajustables, qui sont la puissance du laser piégeant, son désaccord à résonance δ et le gradient de champ magnétique. La difficulté de cette description réside dans le fait que tous ces paramètres expérimentaux sont liés. La taille des faisceaux a été fixée approximativement à 8 mm pour toutes les expériences, ce qui correspond à un diamètre à $1/e^2$ du faisceau gaussien de $4,7 \text{ mm}$ ($S = 0,17 \text{ cm}^2$) : cette taille est limitée par les fenêtres de l'enceinte.

D.2.1. En fonction de la puissance du laser piégeant

L'expression (II. 53) du nombre d'atomes donnée par le modèle d'atome à 2 niveaux laisse supposer que le nombre d'atomes N croît avec la puissance du laser piégeant pour saturer à forte puissance. Or la figure 39 montre que si N croît avec P aux faibles puissances, N décroît pour une puissance trop élevée. Le nombre d'atomes varie de $4 \cdot 10^6$ à $2 \cdot 10^7$ atomes (1 décade) pour une puissance par faisceau (1 aller) comprise entre 0 et 5 mW.

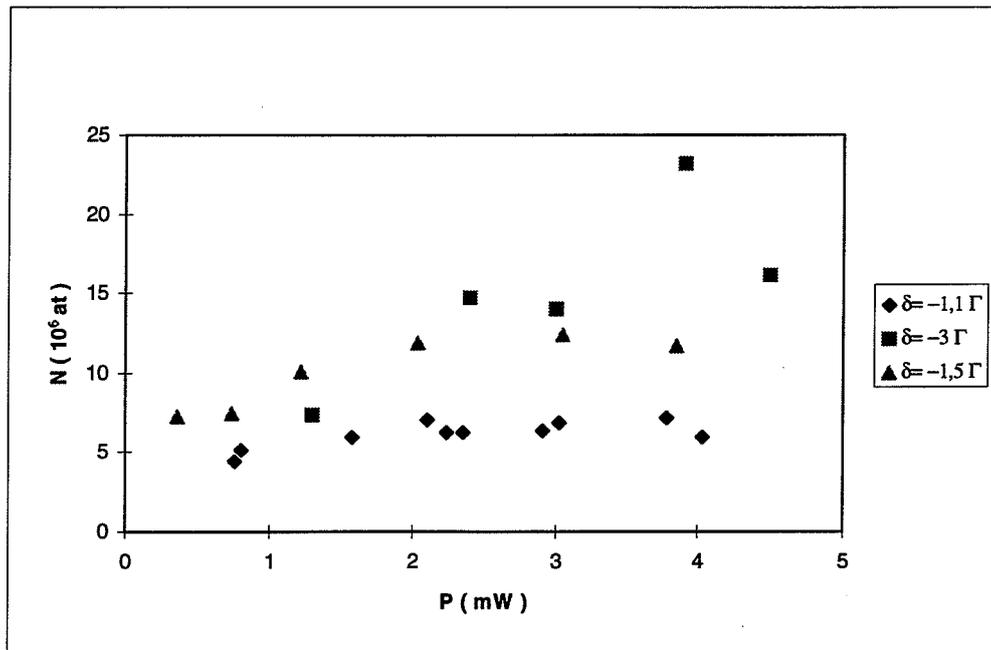


Figure 39 : Variation du nombre d'atomes dans le piège avec la puissance des faisceaux laser piégeant. La valeur de P correspond à la puissance mesurée sur l'un des bras, sur un aller simple. Les courbes ont été tracées pour un gradient de l'ordre de 20 G.cm^{-1} , gradient optimal pour un décalage à résonance de -3Γ , et pour 3 désaccords différents : -1.1Γ ; -1.5Γ ; -3Γ .

Une explication de ce comportement a été donnée par Sesko *et al* [SES89] puis par Wallace *et al* [WAL92a] faisant intervenir des mécanismes de collision entre atomes froids. Ils ont étudié les pertes d'un MOT respectivement de Cs et de Rb en considérant un taux de pertes au cours du temps de la forme $\frac{dn}{dt} = -\alpha n - \beta n^2$ où n est la densité des atomes dans le piège. Ils ont

montré que le coefficient α ne dépend que de la pression de vapeur de la chambre à vide alors que le coefficient β dépend de la puissance totale des lasers piégeants. Ce coefficient présente un minimum puis croît avec la puissance. Lorsque la densité du piège est grande, le phénomène en n^2 devient prépondérant. La prise en compte de cet effet permet donc de comprendre que le nombre d'atomes N (Figure 39) augmente avec la puissance P, présente un optimum en puissance et diminue par la suite. La présence d'une puissance optimale est d'autant plus marquée que le décalage à résonance est important.

Les barres d'erreur n'apparaissent pas volontairement sur ces courbes, mais la précision des mesures de nombre d'atomes piégés a été estimée à 30 % en C.1.

La figure 40 présente les variations du nombre d'atomes piégés en fonction de la puissance laser pour divers gradients de champ magnétique. Nous retrouvons le comportement décrit précédemment concernant la présence d'un nombre d'atomes optimum pour une puissance donnée. On constate de plus sur cette courbe l'existence d'un gradient optimum qui maximise fortement le nombre d'atomes : il peut varier d'une décade (à $P = 2 \text{ mW}$) par le seul changement du gradient de champ magnétique mais nous reviendrons sur ce point en D.2.3.

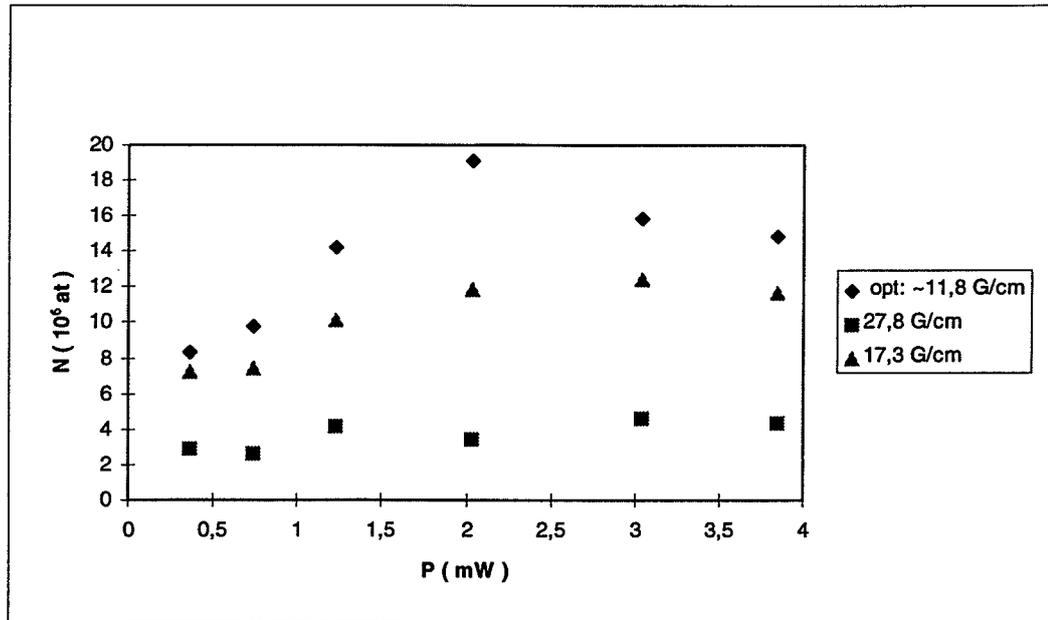


Figure 40 : Variation du nombre d'atomes dans le piège en fonction de la puissance laser sur l'un des bras. Les courbes ont été tracées pour 3 valeurs du gradient de champ magnétique : $b = 17,3 \text{ G.cm}^{-1}$, $b = 27,8 \text{ G.cm}^{-1}$. La troisième valeur, qui correspond au gradient optimal pour N a été ajusté pour chaque mesure : sa valeur est comprise entre $10,4$ (pour $P \approx 4 \text{ mW}$) et $12,5 \text{ G.cm}^{-1}$ (pour $P \approx 0,4 \text{ mW}$). Le décalage à résonance δ est fixé à $-1,5\Gamma$.

Note : La valeur indiquée pour les gradients correspond à la composante horizontale, qui est le double des autres.

D.2.2. Rôle du désaccord à résonance

Regardons à présent l'effet du décalage à résonance δ . Les figures 39 et 41 montrent clairement que le nombre d'atomes croît, à puissance donnée avec le désaccord à résonance $|\delta/\Gamma|$.

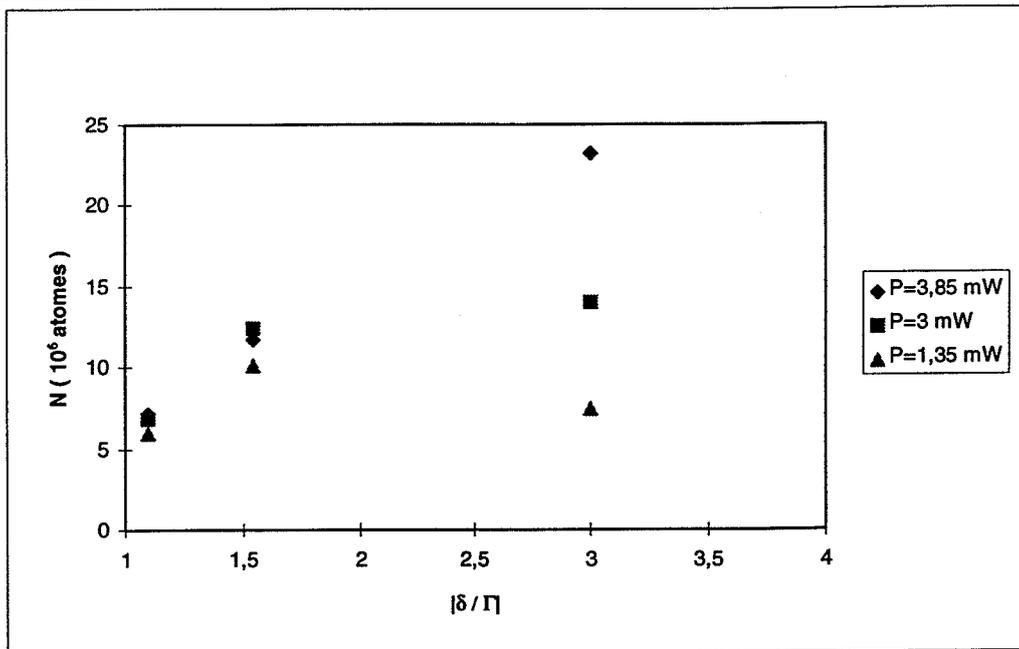


Figure 41 : Variation du nombre d'atomes piégés avec le décalage à résonance δ pour un gradient fixé autour de 20 G.cm^{-1} et ce pour trois puissances laser différentes.

Une explication raisonnable réside en la dépendance en $(1+s)/s$ de l'expression (II . 53) du nombre d'atomes N estimé à partir du modèle à 2 niveaux. Cette dépendance implique bien que le nombre d'atomes augmente en fonction de $|\delta/\Gamma|$. La figure 41 montre de plus qu'à désaccord fixé, le nombre d'atomes croît avec la puissance laser, et ce d'autant plus que la puissance laser est importante. L'existence d'un désaccord optimum qui maximalise le nombre d'atomes est aussi prouvé par cette figure. Lorsque $|\delta/\Gamma|$ devient trop important, la « puissance effective » du laser piégeant devient trop faible et le nombre d'atomes piégés N décroît alors. Notons que le décalage optimum est d'autant plus grand que la puissance laser P l'est, ce qui va dans le sens escompté.

D.2.3. Variations avec le gradient

L'existence d'un gradient optimum peut se comprendre intuitivement en considérant l'expression (II . 37) de la force radiative dans un piège, valable pour des petits déplacements z autour du piège tels que $z \ll \hbar\delta/\mu_B b$. On rappelle que le coefficient de rappel β est proportionnel à b . La force de rappel va donc croître lorsque b augmente, induisant ainsi une augmentation du nombre d'atomes N . Cependant, il va arriver un moment où la force de rappel ne va plus s'appliquer qu'à des atomes situés très très proche du piège et alors, moins d'atomes seront capturés, conduisant à une décroissance de N .

La figure 42 présente les variations du nombre d'atomes N , de la taille Φ du piège et de la densité n en fonction du gradient.

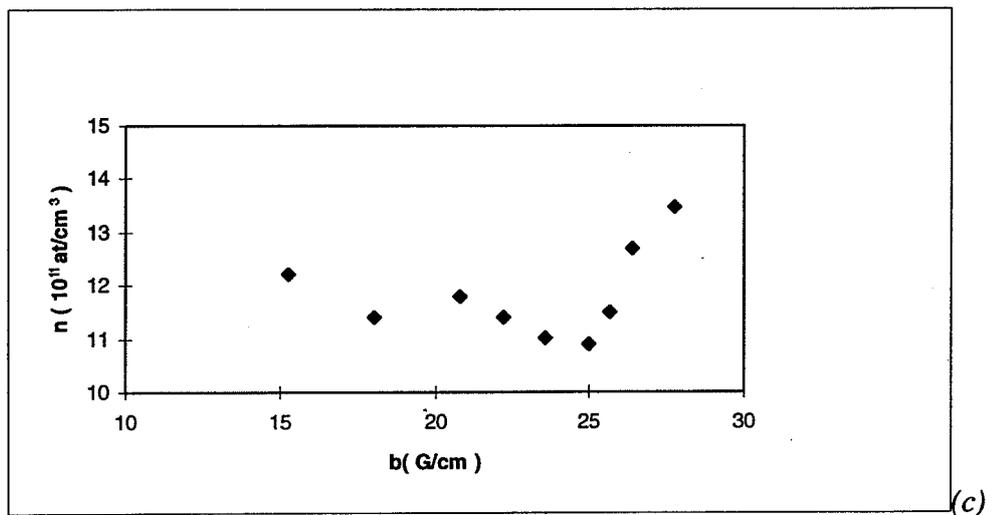
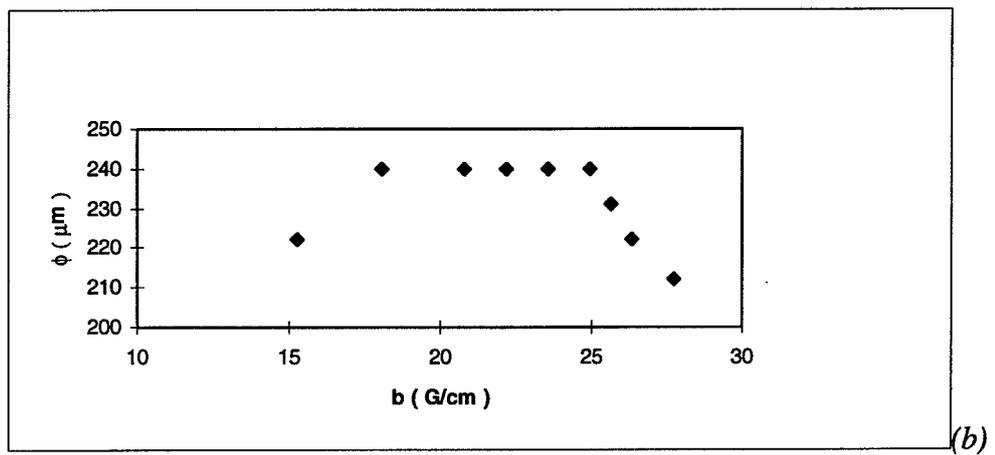
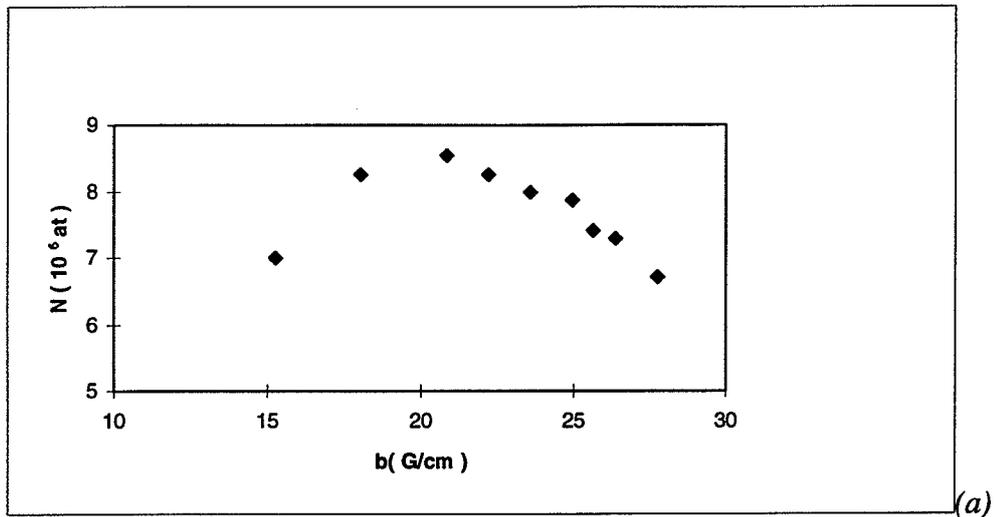


Figure 42 : Variation du nombre d'atomes (a), de la largeur à mi-hauteur du piège (b) et de la densité du piège (c) en fonction du gradient de champ magnétique axial b . La puissance laser P , mesurée sur l'un des bras vaut 3 mW. Le décalage à résonance est fixé à $\delta = -3\Gamma$.

La figure 42-a fait apparaître un gradient optimal de 20 G.cm^{-1} . On voit de plus que le gradient a un effet sur la taille du piège atteignant 10 % (Figure 42-b). Quant à la courbe 42-c qui représente les faibles variations de la densité, on ne peut en dire grand chose, si ce n'est que la densité semble être constante : les incertitudes sur n atteignant 50 %.

Nos mesures montrent de plus que la valeur optimale du gradient a plutôt tendance à croître lorsque le désaccord à résonance $|\delta|$ augmente :

- à $\delta = -1,1 \Gamma$, le gradient optimal vaut $13,9 \text{ G.cm}^{-1}$
- à $\delta = -1,5 \Gamma$, le gradient optimal vaut $11,8 \text{ G.cm}^{-1}$ (Figure 40)
- à $\delta = -3 \Gamma$, le gradient optimal vaut 20 G.cm^{-1} (Figure 42).

Notons que cette valeur dépend quelque peu de la valeur de la puissance laser considérée. L'effet de la force de pression de radiation diminue, pour une puissance fixée lorsque $|\delta|$ augmente et il faut que la force de rappel compense cette différence, donc que le gradient soit un peu plus fort.

Pour des valeurs typiques des paramètres expérimentaux : puissance du laser piégeant de 3 mW par faisceau ($I = 15 \text{ mW/cm}^2$), désaccord de -3Γ et gradient de champ magnétique de 20 G.cm^{-1} (composante horizontale), le nombre d'atomes dans le piège est ainsi d'environ 10^7 .

D.3. Densité d'atomes piégés

La figure 43 présente les variations de la densité d'atomes piégés en fonction de la puissance laser piégeante pour différents désaccords à résonance. Même si à première vue, la densité semble diminuer lorsque la puissance laser augmente, pour un désaccord à résonance donné, il faut garder en tête que ces mesures sont entachées d'une erreur de 50 % : les barres d'erreur sortent donc du graphe. Il est ainsi plus réaliste de considérer la densité comme quasiment constante en fonction de la puissance laser. En effet, lorsque le nombre d'atomes augmente, le volume du piège augmente aussi et, globalement, la densité reste constante. C'est ce que Walker *et al* [WAL90] ont observé sur un piège magnéto-optique de césium, ainsi que Marcassa *et al* [MAR93] sur un piège de sodium. De même, l'effet du désaccord à résonance sur la densité n'est pas flagrant, et il m'est assez difficile d'interpréter ces résultats, si ce n'est que le désaccord ne semble pas avoir un effet important sur la densité.

La figure 44 présente les variations de la densité d'atomes piégés en fonction de la puissance laser piégeante pour différents gradients de champ magnétique. Outre que pour un gradient fixé, la densité semble décroître avec la puissance laser, le résultat intéressant de ce graphe est le suivant. Le gradient optimum d'environ $11,8 \text{ G.cm}^{-1}$ pour le nombre d'atomes piégés (Figure 40) conduit à la densité la plus faible et inversement, le gradient de $27,8 \text{ G.cm}^{-1}$, à l'origine du nombre d'atomes le plus faible conduit à la densité la plus importante.

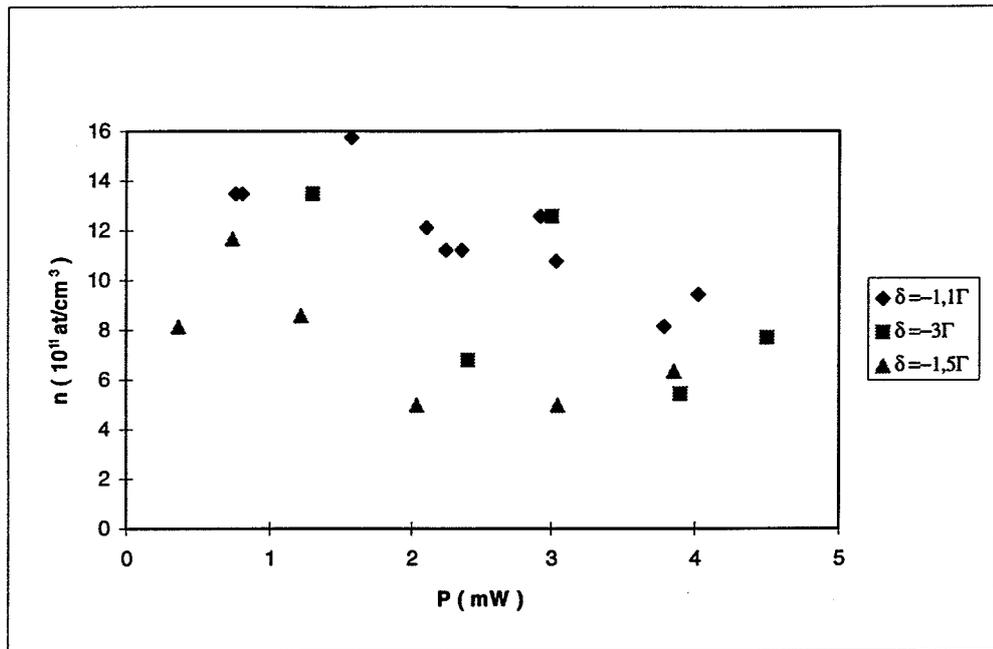


Figure 43 : Variation de la densité d'atomes dans le piège avec la puissance des faisceaux laser piégeant. La valeur de P correspond à la puissance mesurée sur l'un des bras. Les courbes ont été tracées pour un gradient de l'ordre de 20 G.cm^{-1} , gradient optimal pour un décalage à résonance de -3Γ , et pour 3 désaccords différents : -1.1Γ ; -1.5Γ ; -3Γ .

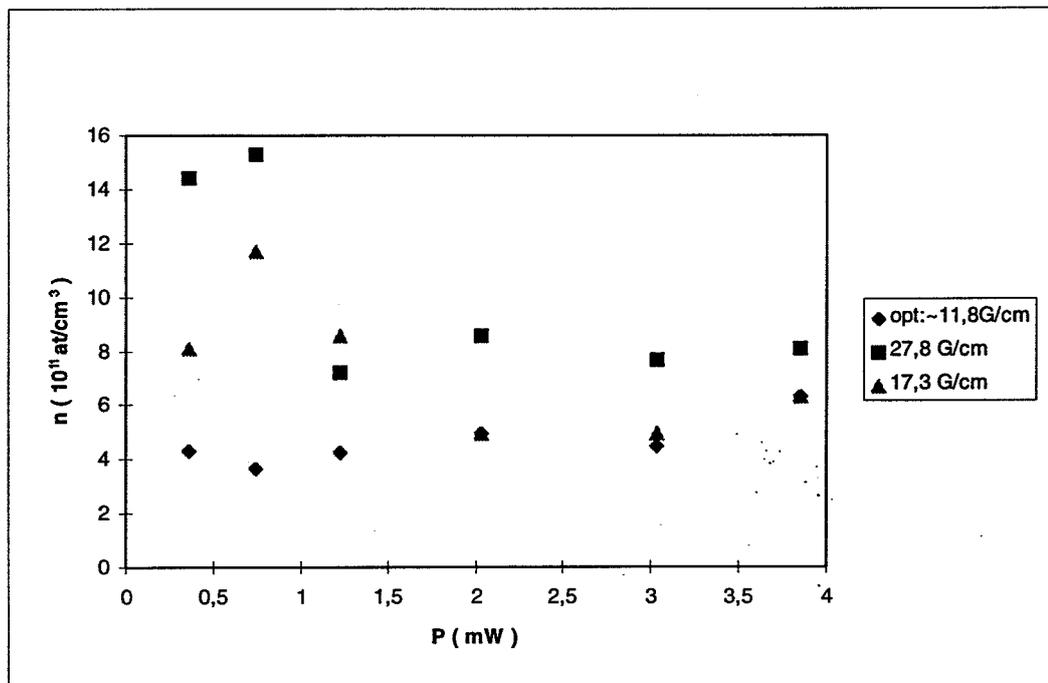


Figure 44 : Variation de la densité d'atomes dans le piège en fonction de la puissance laser sur l'un des bras. Les courbes ont été tracées pour 3 valeurs du gradient de champ magnétique : $b = 17,3 \text{ G.cm}^{-1}$, $b = 27,8 \text{ G.cm}^{-1}$. La troisième valeur, qui correspond au gradient optimal pour N a été ajusté pour chaque mesure : sa valeur est comprise entre $10,4$ (pour $P \approx 4 \text{ mW}$) et $12,5 \text{ G.cm}^{-1}$ (pour $P \approx 0,4 \text{ mW}$). Le décalage à résonance δ est fixé à $-1,5\Gamma$.

Un fort gradient a tendance à comprimer le nuage atomique [PET94], et même si moins d'atomes sont capturés, la densité dans les petits pièges est plus grande ; l'effet de la taille se traduit à la puissance -3 sur la densité. Nous avons trouvé le même résultat pour un décalage à résonance $\delta = -1,1\Gamma$ (Figure 45) ; le gradient optimum était de $13,9 \text{ G.cm}^{-1}$ pour le nombre d'atomes.

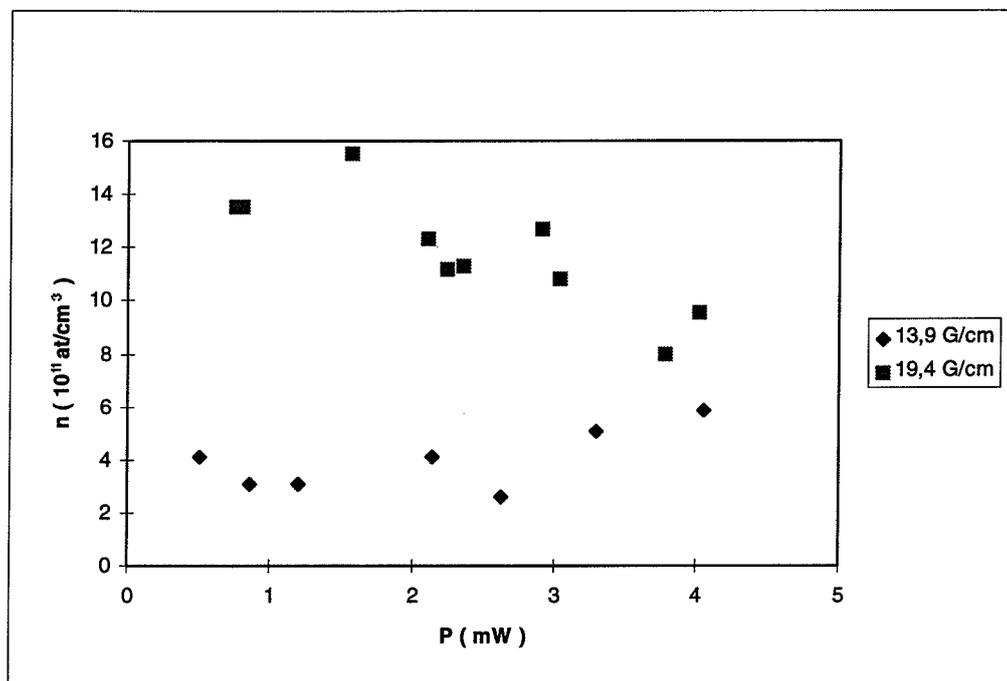


Figure 45 : Variation de la densité d'atomes dans le piège en fonction de la puissance laser sur l'un des bras. Les courbes ont été tracées pour 2 valeurs du gradient de champ magnétique : $b = 13,9 \text{ G.cm}^{-1}$ et $b = 19,4 \text{ G.cm}^{-1}$. Un gradient de $13,9 \text{ G.cm}^{-1}$ optimise « en moyenne » le nombre d'atomes N . Le décalage à résonance δ est fixé à $-1,1\Gamma$.

La densité du piège ne sera pas plus développée dans ce mémoire car ce n'est absolument pas, parmi les paramètres expérimentaux, le plus important pour un interféromètre atomique comme le nôtre.

D.4. Température du piège

Nous avons étudié la température du piège pour différents désaccords à résonance δ (Figure 46) dans la gamme d'intensité délivrée par la diode laser de piégeage permettant de surcroît de mesurer la puissance de fluorescence du piège avec le détecteur décrit en C.1, c'est à dire entre $I_t = 15,5 \text{ mW/cm}^2$ et 160 mW/cm^2 (I_t est la somme des intensités des 6 faisceaux laser). Ces intensités laser sont importantes du fait de la petite taille du faisceau laser piégeant ($S = 0,17 \text{ cm}^2$) et conduisent à des paramètres de saturation supérieurs à 1.

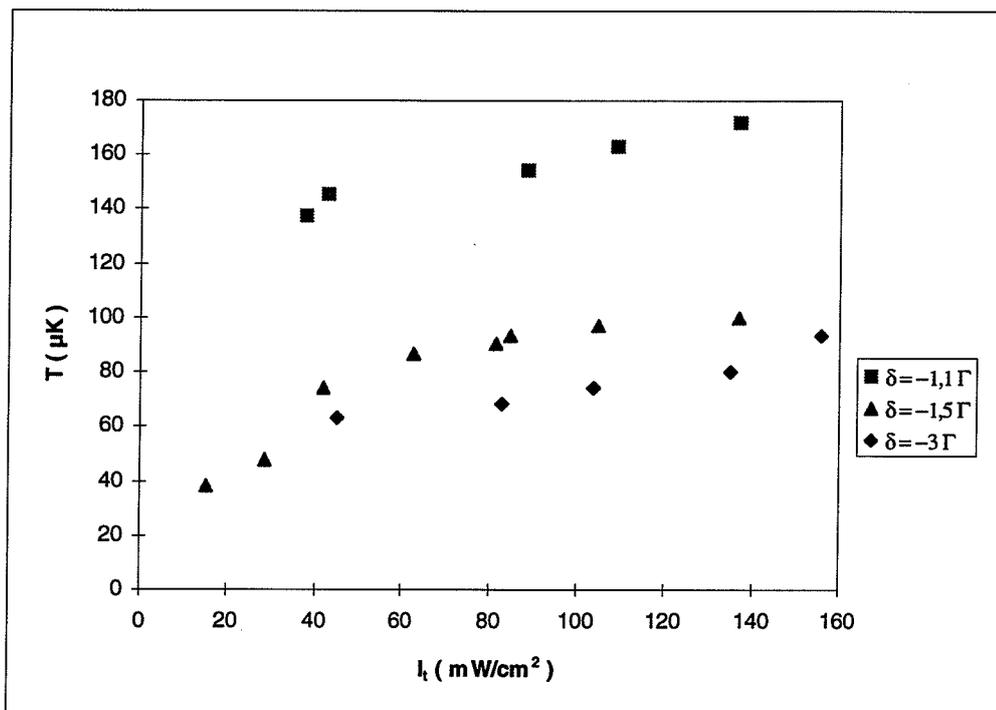


Figure 46 : Variation de la température du piège magnéto-optique en fonction de l'intensité laser piègeante I_t (I_t est la somme des six faisceaux laser). La courbe a été tracée pour le gradient optimal correspondant à chaque décalage δ et pour trois décalage à résonance : $\delta = -3\Gamma$, $\delta = -1,5\Gamma$, $\delta = -1,1\Gamma$.

Comme Salomon *et al* [SAL90] l'ont montré, la température ne dépend que de l'intensité totale I_t et non de la façon dont elle est distribuée sur les 6 faisceaux. Pour un décalage donné, la température augmente avec l'intensité laser. Ce comportement est attendu puisque le taux de fluorescence est proportionnel à cette intensité et que l'on sait que l'émission spontanée est à l'origine des processus de chauffage. Pour une intensité fixée, la température diminue lorsque le décalage à résonance augmente (en valeur absolue). Là encore, l'explication est la même : le taux de fluorescence est inversement proportionnel au désaccord à résonance, donc il diminue lorsque δ augmente et l'on comprend ainsi le résultat trouvé. Nous n'avons pas vérifié si à faible intensité la température est linéaire mais à forte intensité elle semble saturer. Usuellement, les études de température de piège [DRE94] sont réalisées pour $1 \leq I_t \leq 30$ mW/cm², conduisant ainsi à l'observation de températures sub-Doppler. Nous avons trouvé, dans le cas d'un décalage à résonance $\delta = -1.1\Gamma$ des températures au delà de la limite Doppler, ce qui a été observé par Wallace *et al* [WAL94] pour une intensité $I_t = 35$ mW/cm², sur le ⁸⁵Rb. Il semble donc que les processus de refroidissement intervenant dans le piège sont différents pour ce décalage. Une explication raisonnable de cet effet, qui de plus permet de comprendre la grande disparité de températures entre $\delta = -1,1\Gamma$ et $\delta = -1,5\Gamma$ et $\delta = -3\Gamma$ consiste à prendre en compte la largeur spectrale du laser de refroidissement. Une distribution Lorentzienne décrit cette largeur, largeur spectrale faible puisque le laser a été affiné. C'est l'aile bleue de la distribution, qui n'est pas nulle lorsque l'on

considère la distribution à résonance (ou vers le bleu de la résonance) qui est à l'origine des processus de chauffage pour $\delta = -1,1\Gamma$. Nos mesures sont cohérentes avec celles effectuées par Wallace *et al* dans la zone commune en intensité.

E. Améliorations apportées à la source

Dans le but d'augmenter la brillance de l'interféromètre, nous cherchons à obtenir une source plus froide (pour diminuer l'extension transversale du nuage lors de sa chute) qui contient le plus grand nombre possible d'atomes. Généralement, lorsque l'on souhaite disposer d'une source atomique plus froide que le piège magnéto-optique, on crée une mélasse optique à partir du piège en coupant le gradient de champ magnétique et en réduisant en même temps l'intensité laser des faisceaux de ralentissement : un temps de thermalisation de quelques dizaines de millisecondes permet alors d'atteindre la température d'équilibre de la mélasse, de l'ordre de quelques dizaines de microkelvins. Des températures plus froides, de l'ordre de quelques microkelvins sont réalisables si la fréquence du laser piégeant est décalée (vers le rouge) de quelques largeurs naturelles supplémentaires lors du passage en mélasse optique. Différentes configurations de mélasses optiques, dépendant de leurs polarisations existent : les mélasses σ^+/σ^- [DRE94], où la polarisation initiale du piège n'est pas changée et les mélasses dites linéaire/linéaire perpendiculaire ou linéaire/linéaire parallèle où les polarisations circulaires du piège sont transformées en polarisations rectilignes [SAL90]. Le nombre d'atomes contenus dans la mélasse est alors le même que celui du piège et permet, par rapport aux mélasses réalisées directement à partir des atomes de la vapeur la capture d'un plus grand nombre d'atomes. Dans ce paragraphe, nous présentons un mode de fonctionnement quelque peu différent qui permet toutefois de réduire de façon importante la température initiale du piège.

E.1. Diminution de la température de la source

Nous présentons des mesures de températures réalisées en effectuant des temps de vol sur une distance de 30 cm. Le détecteur utilisé est un photomultiplicateur (PHILIPS XP 2017B) dont les spécificités sont décrites au chapitre III en C.2.1. Le faisceau sonde, disposé en aller-retour est décrit au chapitre III en A.2.1 : c'est une diode laser couplée à une cavité étendue de type Littrow, dont la fréquence est asservie par détection synchrone sur la transition $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ du ^{85}Rb . Le piège magnéto-optique est réalisé de la même façon qu'auparavant, avec une puissance laser $P = 2,6$ mW, un décalage à résonance $\delta = -1,5\Gamma$ et un gradient de champ magnétique de 14 G.cm^{-1} . Il contient $2 \cdot 10^8$ atomes et sa température initiale est de $109 \mu\text{K}$. Nous montrons qu'un tel piège peut voir sa température réduite d'un facteur 4 par des moyens expérimentaux très simples à mettre en oeuvre, sans que le nombre d'atomes ne soit réellement affecté.

E.1.1. Effet de la coupure du gradient de champ magnétique

Les expériences réalisées ici consistent à couper le gradient de champ magnétique avant les lasers et à analyser l'influence de ce retard sur la température de l'échantillon final que nous appellerons « mélasse » bien qu'il ne corresponde pas à la terminologie usuelle. La coupure des faisceaux laser piégeants est réalisée avec un obturateur mécanique dont le temps de coupure est de l'ordre de la milliseconde. Le gradient de champ magnétique est coupé en un temps inférieur à la milliseconde. Ces coupures sont commandées par les impulsions TTL présentées sur la figure 47.

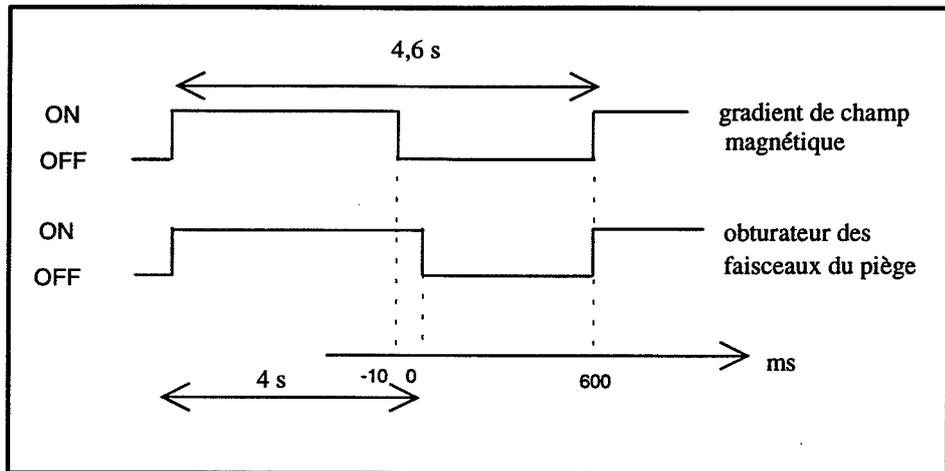


Figure 47 : Séquence temporelle de chute d'atomes pour le temps de vol réalisé sur une distance de 30 cm. Pendant toute la séquence, le faisceau laser sonde fonctionne.

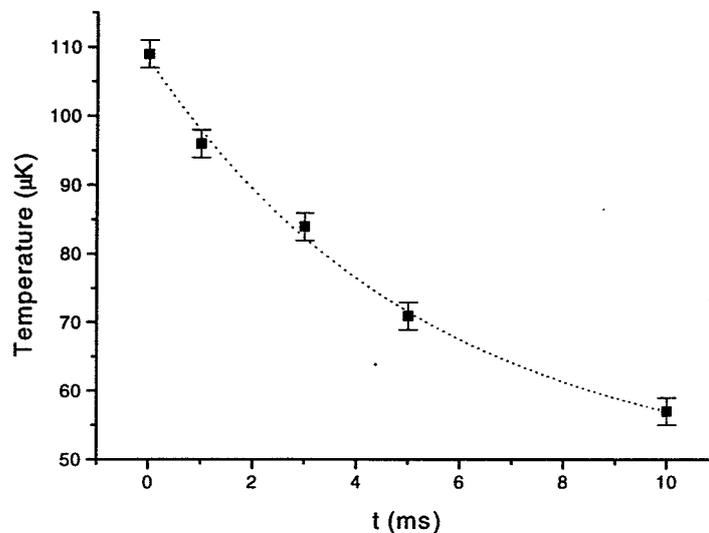


Figure 48 : Température de la source en fonction du retard entre la coupure du gradient de champ magnétique et celle des faisceaux laser piégeant. La température initiale du piège est de 109 μK.

Nous avons réalisé des temps de vol en faisant varier entre 0 et 10 ms la coupure entre le gradient de champ magnétique et les faisceaux laser. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 48. En 10 ms, la température de l'échantillon atteint 57 μ K. Ce procédé est intéressant puisqu'il combine efficacité et simplicité : il suffit de couper le gradient de champ magnétique quelques millisecondes avant pour gagner un facteur 2 sur la température. Nous avons vérifié qualitativement, par l'intégration des signaux de temps de vol que le nombre d'atomes dans la source est quasiment constant en fonction du retard entre la coupure du gradient et celle du faisceau laser.

E.1.2. Effets de la coupure du gradient de champ magnétique et du déverrouillage de l'injection optique

Nous présentons un autre schéma de coupure du piège magnéto-optique. Le gradient de champ magnétique étant coupé quelques millisecondes avant, il s'agit en même temps que l'on coupe les faisceaux laser de ralentissement avec l'obturateur mécanique (temps de réponse mesuré de 1,5 milliseconde) de déverrouiller l'injection optique entre les lasers maître et esclave, configuration à l'origine du laser piégeant. Pour ce faire, nous avons procédé de deux manières différentes. En effet, l'injection peut être déverrouillée en agissant soit sur la fréquence du laser maître (E.1.2.1), soit sur la fréquence du laser esclave (E.1.2.2).

E.1.2.1. Déverrouillage par décalage de la fréquence du laser maître

Nous envoyons une impulsion TTL (Figure 49) sur le VCO alimentant le cristal acousto-optique (réponse de l'ordre de la microseconde) réalisant le décalage en fréquence du faisceau laser maître, impulsion qui implique le non fonctionnement du cristal.

Nous avons réalisé des temps de vol en faisant varier toujours entre 0 et 10 ms la coupure entre le gradient de champ magnétique et la « désinjection optique ». Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 50.

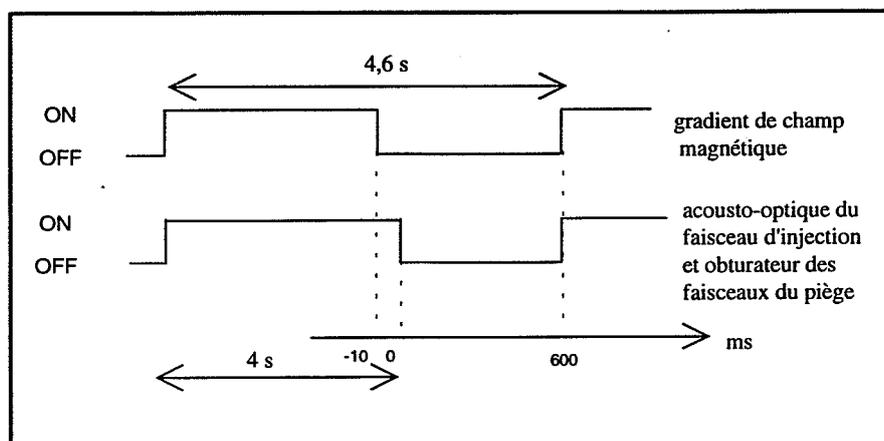


Figure 49 : Séquence temporelle de chute d'atomes pour le temps de vol réalisé sur une distance de 30 cm. Pendant toute la séquence, le faisceau laser sonde fonctionne.

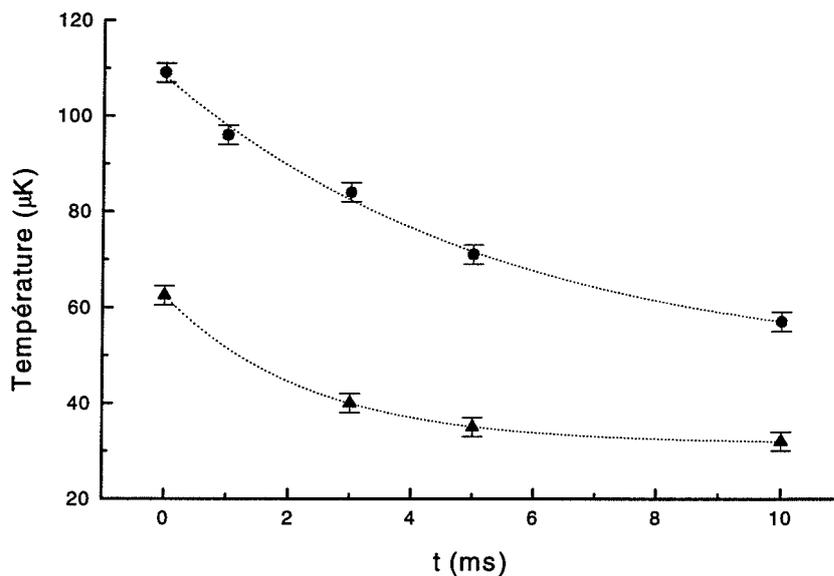


Figure 50 : Température de la source en fonction du retard entre la coupure du gradient de champ magnétique et des faisceaux laser piégeant avec déverrouillage de l'injection optique (▲) et sans déverrouillage de l'injection optique (●), comme pour la figure précédente. La température initiale du piège est toujours de $109 \mu\text{K}$.

Regardons tout d'abord ce qui se passe en $t = 0$ ms. Si la température initiale du piège est toujours de $109 \mu\text{K}$, le seul fait de déverrouiller l'injection optique conduit instantanément à la perte d'un facteur 2 sur la température, qui vaut alors $60 \mu\text{K}$. Si l'on fait varier le retard entre la coupure du gradient de champ magnétique et celle des faisceaux, il est encore possible de gagner un facteur 2 sur la température. Ainsi, en 10 millisecondes, la température de la source atteint $30 \mu\text{K}$, par un début de phase de mélasse optique. Si en apparence, ni l'intensité laser n'est diminuée, ni le décalage à résonance n'est augmenté (en valeur absolue) lors de la coupure du gradient de champ magnétique, un paramètre supplémentaire est à prendre en compte dans la description de ce processus : il s'agit de la bande d'accrochage Δf , écart maximum entre les fréquences des laser maître et esclave rendant possible l'injection optique. En effet, durant la milliseconde que met l'obturateur mécanique pour se fermer, le laser esclave peut être décalé par rapport au décalage initial δ du piège d'une quantité δ' variant entre $-\Delta f$ et $+\Delta f$. Du signe du décalage δ' dépend donc l'effet de thermalisation. Si la fréquence du laser esclave est décalée de $0 < \delta' \leq +\Delta f$, sa fréquence peut alors devenir supérieure à la fréquence de la transition de ralentissement (laser décalé vers le bleu), impliquant ainsi la destruction du piège. Au contraire, si la fréquence du laser esclave est décalée de $-\Delta f \leq \delta' \leq 0$, son désaccord à résonance est alors de plusieurs largeurs naturelles vers le rouge par rapport à la transition de résonance de refroidissement, limitant ainsi l'émission spontanée donc les processus de chauffage. Ce fonctionnement conduit donc à la réalisation d'une source atomique froide de température $30 \mu\text{K}$, contenant 10^8 atomes, de densité forte car en 10 ms, le nuage n'a pas eu le temps de se dilater beaucoup. Toutefois, à cause de la méconnaissance de la fréquence initiale de la diode laser (est-elle bleue ou rouge

par rapport à la transition de résonance), ce fonctionnement n'est pas complètement reproductible.

E.1.2.2. Déverrouillage par décalage de la fréquence du laser esclave

Aussi, pour remédier à la non reproductibilité du schéma de coupure précédent avons-nous opté pour un autre mode opératoire de déverrouillage optique. L'injection optique est à présent déverrouillée par l'envoi d'un courant ajustable sur l'alimentation de la diode laser afin que la fréquence de la diode laser esclave se trouve hors de la bande d'accrochage. De plus, le signe de ce courant est choisi pour décaler la fréquence du laser vers le rouge de la transition atomique de ralentissement. Cette action est réalisée en même temps que la coupure par l'obturateur mécanique. Dans ces conditions, on obtient des résultats tout à fait similaires à ceux présentés précédemment, et ce, de façon réellement reproductible. Ce mode de fonctionnement est donc satisfaisant dans la mesure où l'on désire rapidement une source plus froide et dense, mais ne peut être réellement quantifié, ce qui en fait sa faiblesse.

Durant ces expériences, nous nous sommes rendus compte que la largeur spectrale de la diode laser esclave décrite en B.2.3 (HITACHI 7851G) était suffisamment fine pour réaliser un piège magnéto-optique sans être injectée optiquement. Nous avons utilisé cette propriété pour réaliser un piège magnéto-optique simplifié, que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

E.2. Un autre piège : utilisation d'une diode large spectralement

Nous présentons dans ce paragraphe le montage expérimental utilisé pour la réalisation d'un piège magnéto-optique simplifié (et moins onéreux) puisque toute la partie optique qui correspondait au laser maître en cavité étendue, ainsi que l'injection, n'est plus utile. Ce piège et son passage en mélasse optique ont été analysés à l'aide de la caméra CCD refroidie dont tous les détails sont donnés dans le chapitre III (partie A).

E.2.1. Les lasers du piège

Nous avons réalisé un piège magnéto-optique en utilisant l'ancien laser esclave en fonctionnement libre, c'est à dire sans injection. La largeur spectrale d'environ 20 MHz permet toutefois de résoudre les résonances du spectre d'absorption saturée du rubidium et d'asservir la fréquence du laser sur la résonance de « cross-over » CO2-4 situé à 92 MHz vers le rouge de la transition atomique de piégeage (Figure 51). L'asservissement utilise une détection synchrone (§ B.2.2.2.2), avec une modulation à 30 kHz et un signal d'erreur appliqués sur le courant de la diode laser.

Par rapport au montage précédent (Figure 20), le cristal acousto-optique (A&A MTS 1200) qui décale la fréquence du laser de refroidissement, a été déplacé. Il est maintenant installé après le mélange du faisceau piégeant et du faisceau repompeur. Il décale aussi la

fréquence du repompeur : c'est pourquoi la fréquence synthétisée par le VCO doit être adaptée à ces deux lasers.

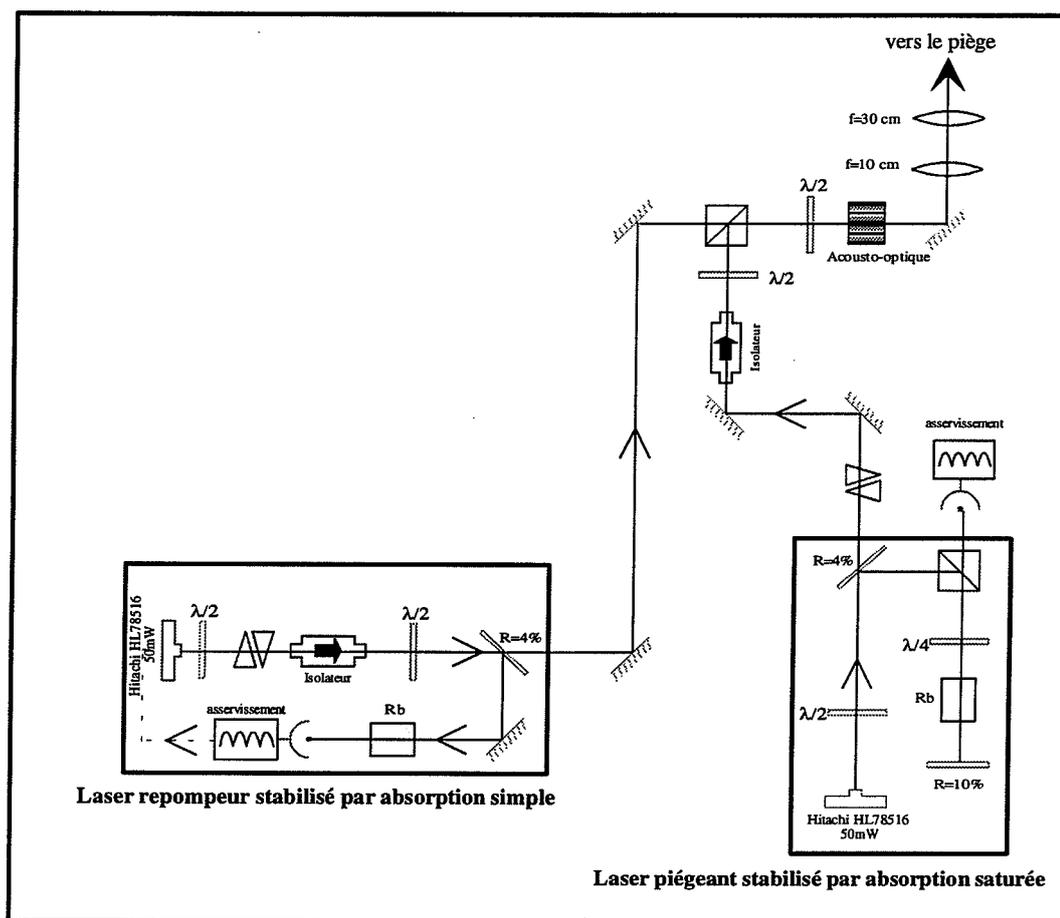


Figure 51 : Montage expérimental utilisé pour la réalisation du piège avec des diodes larges spectralement.

Le laser repompeur, large spectralement (environ 20 MHz), est asservi en fréquence au fond de la cuvette Doppler (§ B.2.4), au voisinage de la transition $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 2$. Puisque qu'il existe une autre transition qui réalise le repompage, la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ située à 63 MHz vers le bleu, nous pouvons utiliser une fréquence de VCO comprise entre 53 et 73 MHz. Nous l'avons choisie égale 70 MHz ce qui conduit à un décalage à résonance du laser piégeant de $\delta = -22 \text{ MHz} = -3,7\Gamma$.

L'avantage de ce montage est, que, lorsqu'une impulsion est envoyée sur le VCO, les deux faisceaux lasers sont coupés simultanément et rapidement (réponse de l'acousto-optique), ce qui évite ainsi l'utilisation d'obturateur mécanique. L'inconvénient est une perte de puissance des faisceaux lasers puisque nous n'obtenons que 12 mW au maximum pour l'ensemble piégeant + repompeur. Les pourcentages respectifs peuvent être ajustés grâce à une lame $\lambda/2$ placée avant le cristal acousto-optique dont l'efficacité dépend de la polarisation incidente. Les autres caractéristiques du montage sont identiques à celles du montage initial (Figure 31).

E.2.2. Observation du passage piège - mélasse optique

L'échantillon froid (piège ou mélasse) est observé en collectant sa lumière de fluorescence sur deux caméras CCD. L'une, fonctionnant à la cadence vidéo est placée selon l'axe vertical (§ C.2). L'autre, qui est la caméra CCD refroidie est installée sur un axe horizontal. Ce dispositif permet alors de vérifier le centrage du nuage atomique dans toutes les directions. L'image est effectuée sur le capteur CCD refroidi à l'aide d'une lentille (MELLES GRIOT) de focale $f = 60$ mm et d'ouverture 2. Le grandissement est égal à 0,85 et l'angle solide de détection à $\Omega/4\pi = 3,4 \cdot 10^{-3}$.

Avec ce montage nous avons analysé le nombre d'atomes ainsi que la diffusion spatiale de la mélasse lorsque le gradient de champ magnétique est coupé. Il s'agit d'une étape de mélasse analogue à celle décrite en E.1, pour laquelle les caractéristiques des faisceaux lasers n'ont pas été changées. Les seules différences sont la largeur spectrale du laser piégeant et son décalage à résonance. La figure 52 présente des clichés de la mélasse, pris à des instants variant entre 50 et 1500 ms pour un gradient de champ de 14 G.cm^{-1} et pour une puissance totale des 6 faisceaux piégeants de 13,44 mW et des 6 faisceaux repompeurs de 4,8 mW. Chaque cliché est obtenu avec un seul piège. La mélasse est encore visible après 1,5 secondes.

Initialement le piège magnéto-optique contient environ $5 \cdot 10^6$ atomes. Avec l'efficacité du détecteur, la géométrie de la détection, la puissance laser et son décalage on peut déduire le nombre d'atomes contenus dans chaque mélasse. Il suffit d'intégrer le signal sur l'aire du détecteur.

La figure 53 présente l'évolution du nombre d'atomes de la mélasse en fonction du temps. La décroissance est exponentielle avec une constante de temps de l'ordre de la seconde.

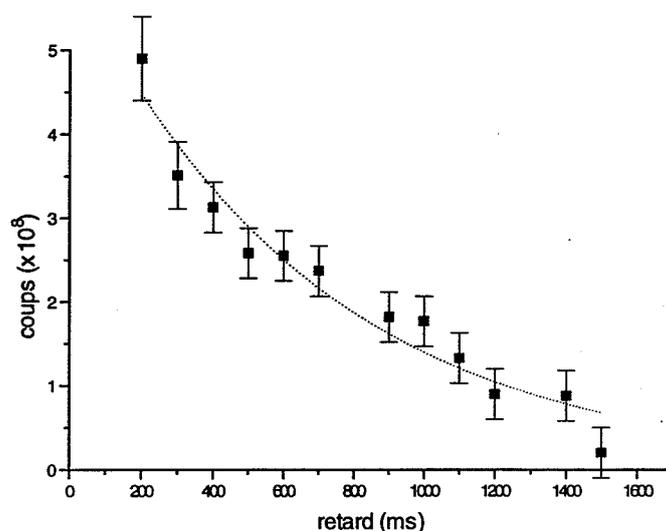


Figure 52 : Nombre total de coups détectés sur le capteur en fonction du retard entre la coupure du gradient et l'exposition. Le nombre d'atomes est égal au nombre de coups divisé par 85.

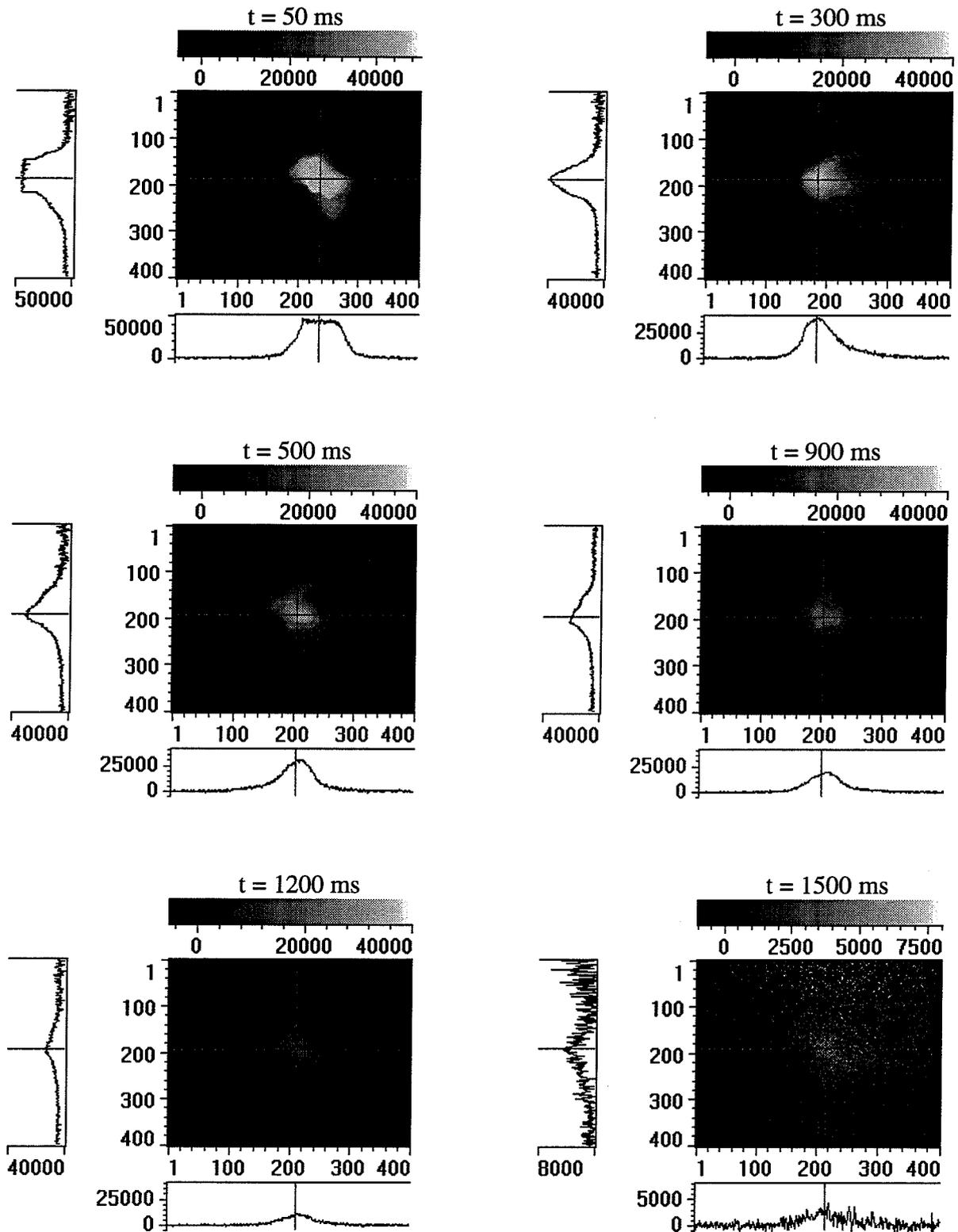


Figure 53 : Clichés de la mélasse optique pour différents instants t : t est le temps qui sépare la coupure du gradient de champ magnétique et le début de l'exposition. Le temps d'exposition est de 50 ms. Le premier cliché est saturé, le dernier a une échelle de luminosité très différente des autres.

Puisque nous avons mesuré le grandissement, nous pouvons analyser l'évolution de la taille de la mélasse en fonction du temps. La figure 54 présente l'expansion spatiale de la mélasse au cours du temps pour différentes puissances du laser piégeant.

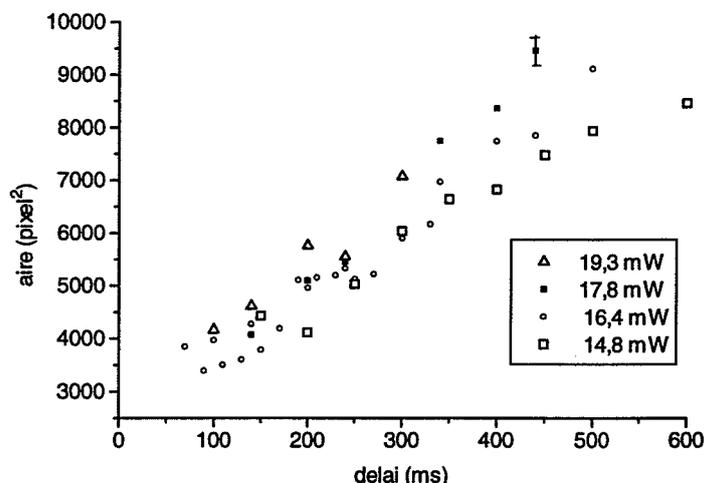


Figure 54 : Aire de la mélasse en fonction du délai qui sépare la coupure du gradient de champ magnétique de celle des faisceaux piégeants. La puissance laser indiquée correspond à la somme des six faisceaux.

Ce type de mesures permet d'avoir accès expérimentalement au coefficient de diffusion spatial D_x de la mélasse optique. Pour un mouvement de type Brownien, il est défini par $\langle x^2 \rangle = 2D_x t$ [PHI90]. Ces courbes conduisent à un coefficient de diffusion moyen $D_x = 0,055 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, le coefficient de diffusion spatial dépendant de la puissance laser. D'après la théorie Doppler à 3 dimensions, nous attendons une variation de D_x avec la puissance proportionnelle à $\frac{(1 + 6I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2)^3}{I/I_0}$, ce qui qualitativement semble vérifiée. Cependant,

comme la puissance ne varie même pas d'un facteur 2, ce qui impliquerait une variation de D_x d'à peine 10 %, nous n'avons pas exploité davantage ces résultats. Une étude complète a été effectuée dans la référence [HOD95].

E.2.3. Analyse de l'échantillon froid

Nous présentons dans ce paragraphe une méthode qui permet de connaître les caractéristiques de la source atomique, à savoir son nombre d'atomes, sa taille, et sa température à partir d'une seule image. Nous appliquons cette méthode à l'étude du passage de piège à mélasse optique.

E.2.3.1. Expérience

L'expérience consiste à réaliser un cliché comportant simultanément la fluorescence de la source et une image de temps de vol. Pour cela, dans le montage précédent, un faisceau sonde supplémentaire, en aller-retour, est ajouté environ 5 mm en dessous du centre du piège. Lorsque les atomes tombent, ils passent au travers de ce faisceau et on image leur position grâce à leur fluorescence. La distribution de position obtenue dépend de la taille initiale de la source et de sa distribution de vitesse.

Avec une porte temporelle de l'exposition suffisamment large, le cliché peut comporter à la fois la source et sa trace dans le faisceau sonde. Un seul cliché, comme celui de la figure 54 donne alors le nombre d'atomes de la source, sa taille, et sa température.

Le faisceau laser sonde est obtenu en récupérant le résidu de l'ordre 0 à la sortie du cristal acousto-optique qui correspond à la superposition des faisceaux piégeant et repompeur. Leur fréquence est ensuite décalée de 70 MHz vers le rouge de la transition atomique à l'aide d'un second cristal acousto-optique (CRYSTAL TECHNOLOGY 3080). Le faisceau disponible a un diamètre de 2 mm et une puissance de quelques milliwatts. Avec autant de puissance l'observation des atomes dans le faisceau n'est pas réalisé car le déséquilibre entre l'aller et le retour est suffisant pour pousser les atomes hors du champ d'observation de la caméra. En pratique 0,5 mW suffisent : 0,35 mW pour le faisceau à $3,7 \Gamma$ et 0,15 mW pour le repompeur. La fluorescence induite est augmentée en ajoutant une lame $\lambda/4$ sur le faisceau retour qui permet une excitation efficace du type σ^+/σ^- (la polarisation de l'aller est plutôt elliptique) et remédie en partie au déséquilibre en intensité du faisceau aller et retour puisque sa fréquence est décalée vers le rouge.

La séquence temporelle utilisée est la suivante. Dans un premier temps, le piège magnéto-optique est chargé pendant 4 secondes. Ensuite on autorise ou non son passage en mélasse optique en coupant le gradient de champ magnétique soit en même temps que les lasers du piège, soit avant. Juste avant la coupure des faisceaux (1 ms environ), l'obturateur de la caméra est ouvert, l'exposition du capteur débute alors pour durer 100 ms. Pendant cette séquence, le faisceau laser sonde est pulsé pendant 30 ms via la commande du cristal acousto-optique, et ce 20 ms après la coupure des faisceaux piégeant.

E.2.3.2. Analyse des signaux

De l'analyse de la partie supérieure des images, qui montre le piège (ou la mélasse) on obtient le nombre d'atomes N_0 en intégrant le nombre de coups sur la zone considérée. Pour le cliché précédent on obtient $6 \cdot 10^6$ coups soit $N_0 = 3 \cdot 10^6$ atomes.

La dispersion en position des atomes du piège σ_0 s'obtient en intégrant le signal sur l'axe vertical, et en mesurant la largeur de la courbe obtenue (figure 55). On en déduit donc la densité qui dans ce cas vaut $3 \cdot 10^{10}$ at/cm³.

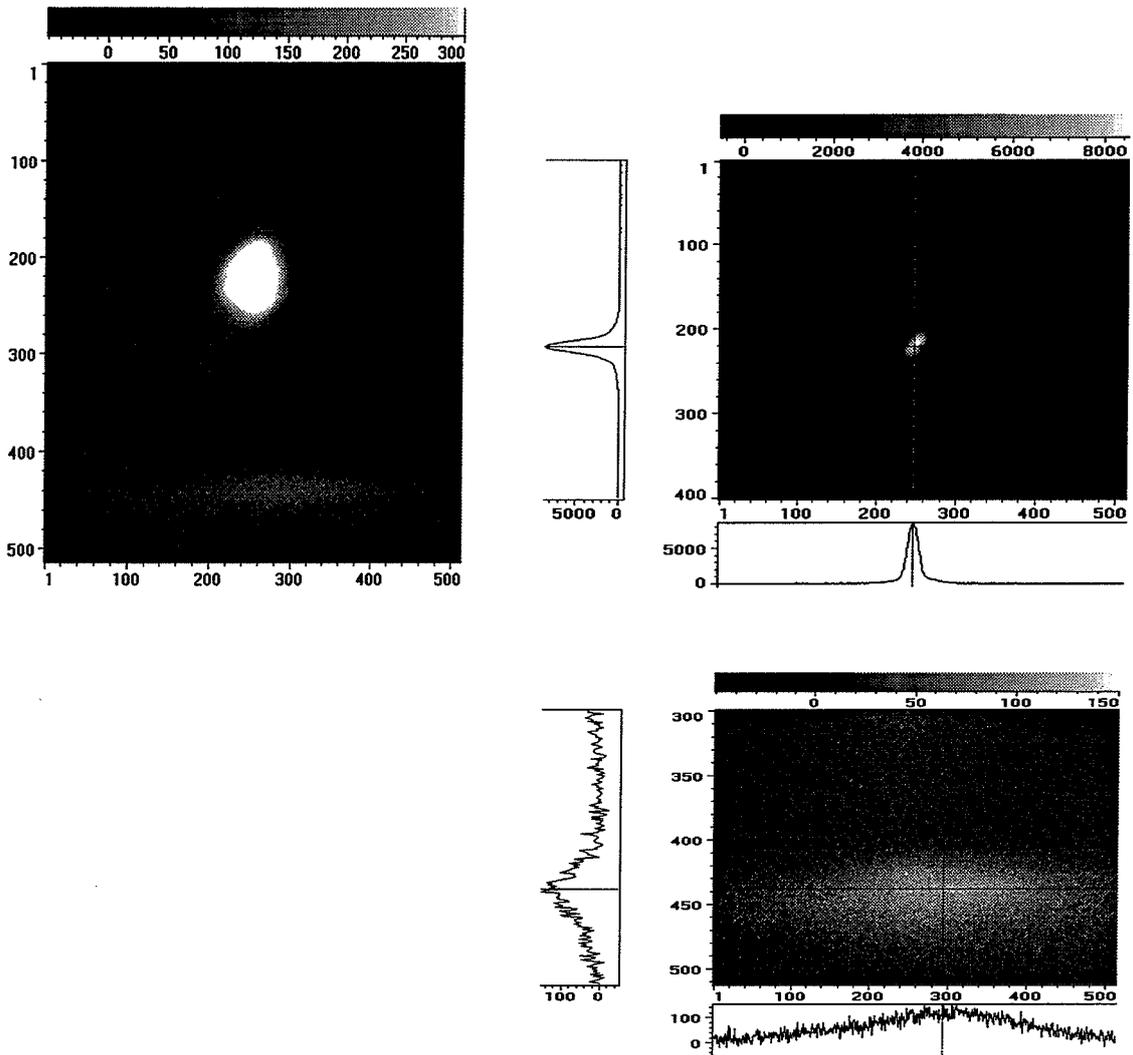


Figure 54 : Cliché montrant un piège magnéto-optique et son passage dans un faisceau placé 6,1 mm plus bas (à gauche) et le détail des 2 zones (à droite). Précisons que les échelles en intensité sont différentes pour chaque image.

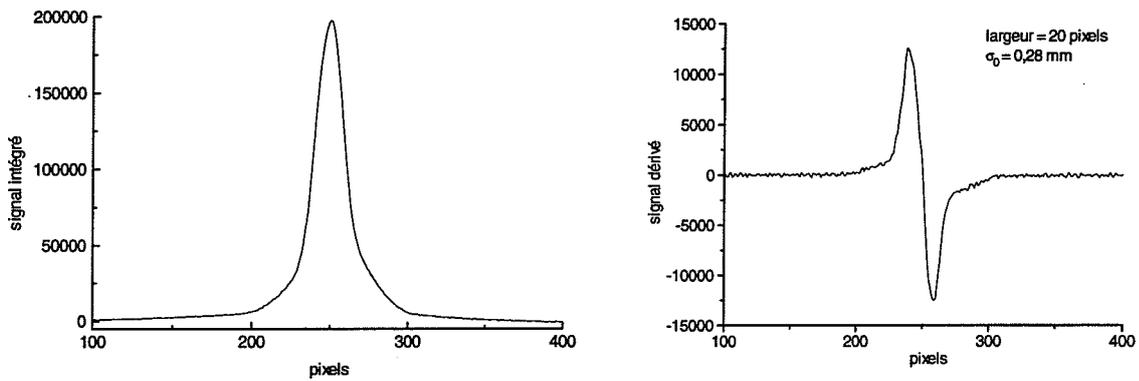


Figure 55 : Signal intégré et sa dérivée donnant la taille du piège de la figure précédente. La largeur entre les deux extréma de la fonction dérivée vaut $2\sigma_0$.

En analysant la partie inférieure de la figure 54, on évalue la taille de l'échantillon dans le faisceau à l'instant t . La figure 56 présente la comparaison avec une distribution gaussienne dont on tire la valeur de la dispersion σ_t qui est reliée à σ_0 (dispersion en position) et σ_v (dispersion de vitesse) par la relation (chapitre III, § C.1.2) :

$$\sigma_t^2 = \sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2 \quad (II.66)$$

On extrait alors σ_v qui est directement liée à la température de la source.

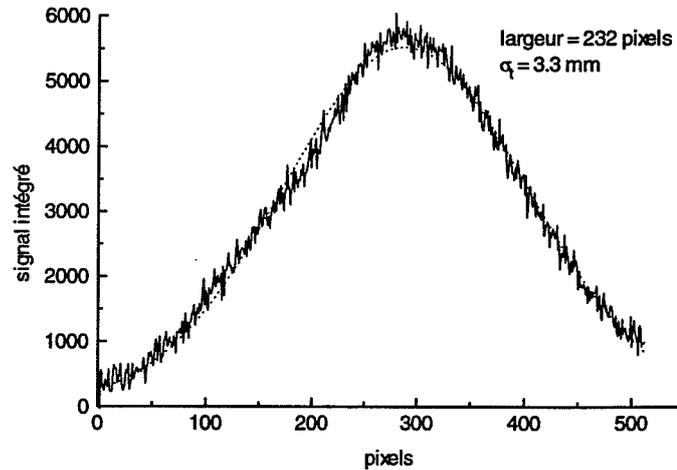


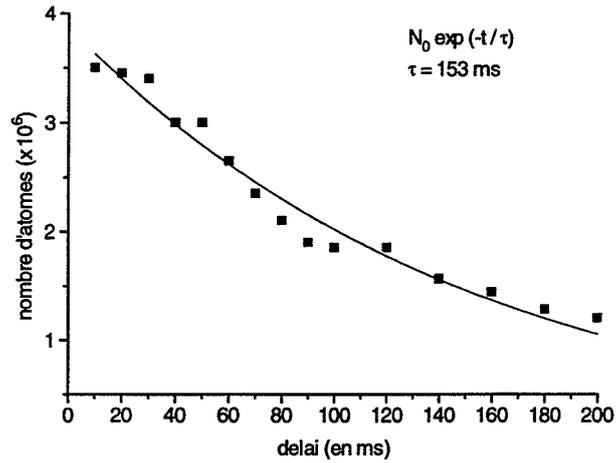
Figure 56 : Signal du cliché précédent intégré sur la zone de détection et comparé à une distribution gaussienne. Nous aboutissons à une température $T=90 \mu\text{K}$.

E.2.3.3. Analyse du passage en mélasse

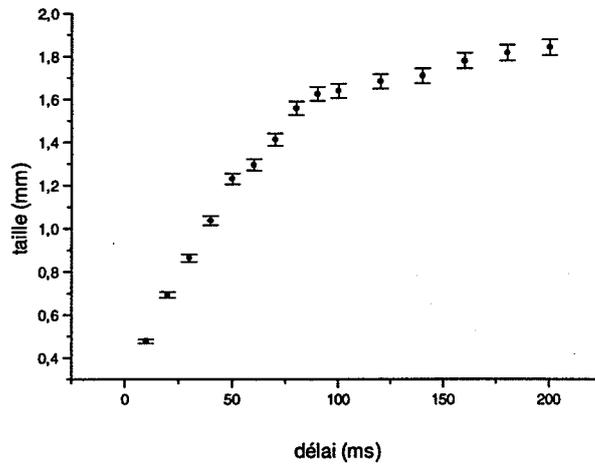
La méthode que nous venons d'exposer a été utilisée pour l'étude du passage en mélasse comme en E.2.2. Les conditions expérimentales étaient les suivantes : un gradient de champ magnétique de 12 G.cm^{-1} , une puissance du faisceau piégeant (un seul bras) $P = 1,85 \text{ mW}$, un désaccord à résonance $\delta = -3.7\Gamma$, et une puissance $P = 1,2 \text{ mW}$ pour le repompeur. La figure 57 présente l'évolution du nombre d'atomes, de la taille du nuage et de sa température en fonction du délai qui sépare la coupure du gradient de champ magnétique de celle des faisceaux piégeants. Ces 3 grandeurs ont ainsi été déterminées simultanément ; les 3 courbes montrent un comportement temporel analogue avec une constante de temps de l'ordre de 100 ms.

La décroissance du nombre d'atomes (courbe (a)) est exponentielle, avec une constante égale à 153 ms, constante déduite de l'ajustement. Inévitablement, la mélasse se vide puisque des causes de fuites variées existent, telles les collisions de toute nature, la faible taille des faisceaux de refroidissement, les déséquilibres en intensité des faisceaux aller et retour.

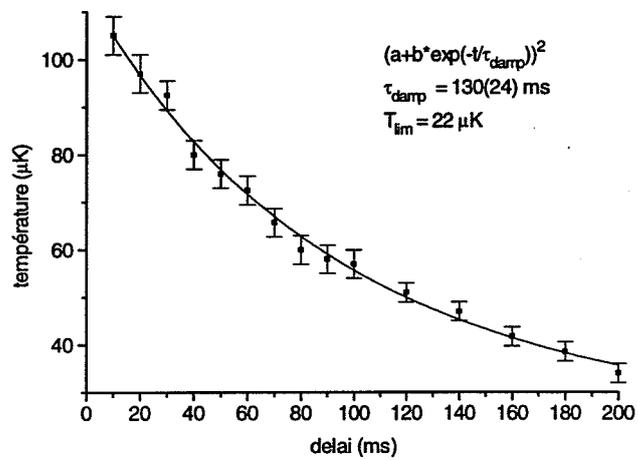
La courbe (c) représente les variations de la température et donne un temps d'amortissement $\tau_{\text{damp}} = (130 \pm 24) \text{ ms}$. Ce temps, qui est directement relié au coefficient de



(a)



(b)



(c)

Figure 57 : Nombre d'atomes (a), taille (b) et température (c) de la mélasse en fonction du délai qui sépare la coupure de gradient de champ et celle des faisceaux piégeants. Les courbes en trait continu correspondent aux ajustements.

friction α (§ A.2.3) de la force radiative exercée par la lumière sur les atomes par la relation $\tau_{damp} = m/\alpha$ (m est la masse de l'atome) est obtenu par l'ajustement de la courbe avec une fonction de la forme $(a + b \exp(-t/\tau_{damp}))^2$, fonction solution de l'équation classique qui régie le mouvement de l'atome soumis uniquement aux faisceaux laser refroidissants : $m dv/dt = -\alpha v$. La température minimale susceptible d'être atteinte est dans ce cas $T_{lim} = 22 \mu\text{K}$. Expérimentalement, la température minimale atteinte est de $35 \mu\text{K}$. Au delà de cette limite, le signal est trop faible pour donner des mesures convenables. Le coefficient de friction, déterminé expérimentalement vaut $\alpha = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. La théorie Doppler à trois dimensions donne un coefficient de friction de la forme [PHI90] :

$$\alpha_{Dopp} = 4 \hbar k^2 \frac{(I/I_{sat})(2\delta/\Gamma)}{(1 + 6 I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2)^2}$$

(II. 67)

où k est le module du vecteur d'onde de l'onde laser. La prise en compte des caractéristiques expérimentales conduit à $\alpha_{Dopp} = 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, soit un facteur 100 d'écart avec la valeur expérimentale, ce qui n'a rien de surprenant connaissant les limites de la théorie Doppler. La température minimale atteinte est de $35 \mu\text{K}$, environ 3 fois moins que celle du MOT initial. Si l'on compare cette étude à celle effectuée en E.1, il apparaît que le processus de refroidissement est 10 fois plus lent.

La taille de la mélasse (courbe (b)) fait apparaître deux comportements bien distincts ; l'un, entre 0 et 100 ms qui correspond à la diffusion spatiale de la mélasse en régime transitoire, lequel apparaît clairement sur la figure 58 qui présente l'évolution de l'aire de la mélasse optique, l'autre, au delà de 100 ms, devrait plutôt correspondre à un régime où la mélasse a atteint sa température d'équilibre. Cependant, la petite taille des faisceaux laser doit tronquer en partie ces mesures car l'aire de la mélasse est ainsi limitée et des fuites apparaissent alors lorsque les atomes atteignent le bord des faisceaux.

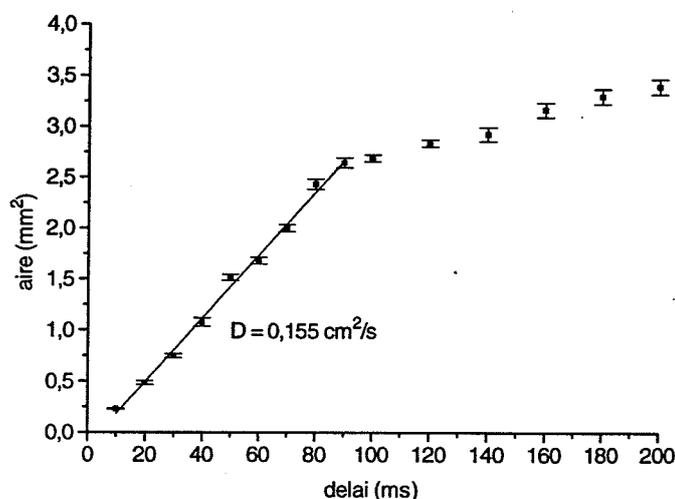


Figure 58 : Aire de la mélasse en fonction du délai qui sépare la coupure du gradient de champ et celle des faisceaux piégeants.

Le coefficient de diffusion spatial D_x est déterminé par la connaissance de la pente de la droite (divisée par 2) : il vaut $D_x = 0,155 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ce coefficient peut être obtenu dans le cadre de la théorie Doppler. Il est relié à α et au coefficient de diffusion en impulsions D_p par la relation : $D_x = D_p / \alpha^2$, où D_p est donné par :

$$D_p = \hbar^2 k^2 \frac{\Gamma}{2} \frac{6I/I_{sat}}{1 + 6I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (II. 68)$$

Dans les conditions de l'expérience, le coefficient de diffusion Doppler est égal à $65 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$: il est donc 400 fois plus grand que la valeur expérimentale. Hodapp *et al* avaient trouvé une différence d'un facteur 1000.

La figure 59 présente la température en fonction du volume de la mélasse optique, courbe déduite des mesures précédentes. L'ajustement quasi-linéaire de ces données donne une loi de « détente », en analogie avec la thermodynamique, détente qui s'accompagne d'un refroidissement.

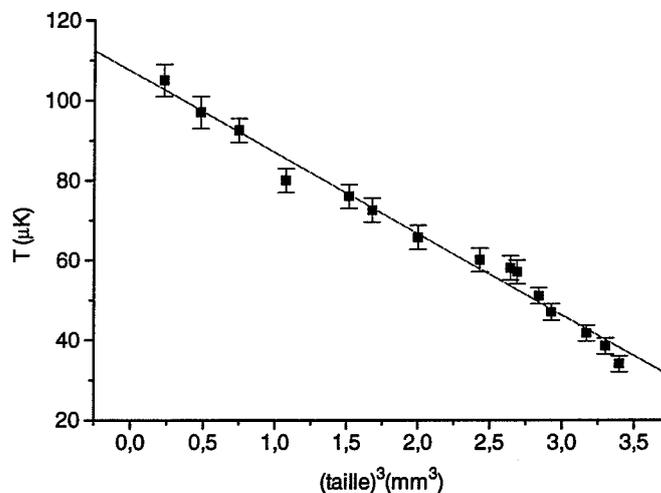


Figure 59 : Température en fonction du volume de la mélasse.

L'utilisation d'une diode large spectralement permet donc une réalisation rapide du piège à atomes, avec un coût modéré ; ce qui peut être très utile pour des expériences préliminaires. La méthode d'analyse des données où sont mesurées simultanément toutes les caractéristiques de la source constitue une approche nouvelle de l'étude des pièges. Si cette étude a été réalisée avec un capteur CCD de course, une caméra CCD fonctionnant à la cadence vidéo, synchronisée avec l'expérience a toutes les chances de fournir des résultats similaires. Cependant, son efficacité quantique étant plus faible, une accumulation des d'images sera indispensable.

Nous avons réalisé un piège magnéto-optique de ^{85}Rb , en configuration σ^+/σ^- par des techniques usuelles de piégeage et avons étudié les caractéristiques de ce piège, qui constitue

la source de l'interféromètre atomique à fentes. Cette étude est indispensable car des spécificités de la source, son nombre d'atomes et sa température essentiellement dépendent celle de l'interférogramme. Nous avons donc mis au point des outils qui ont permis l'étude systématique des conditions de fonctionnement du piège et la détermination d'un optimum. Les spécificités de la source d'atomes finalement obtenue semblent tout à fait adaptées à la réalisation de l'interféromètre atomique.

Annexe A_{II} : Définition de l'intensité de saturation I_{sat} pour un système multi-niveaux

Considérons un système multi-niveaux, tel la structure hyperfine du ^{85}Rb . Nous traitons le cas d'une transition entre le niveau fondamental $5s$ (F, m_F) et le premier niveau excité $5p$ ($F', m_{F'}$).

L'atome est soumis à une onde électromagnétique d'amplitude E et de fréquence ω décalée d'une quantité $\delta = \omega - \omega_0$ de la transition atomique.

La fréquence de Rabi s'exprime en fonction de l'élément de matrice du hamiltonien d'interaction atome/laser entre les deux états $|F m_F\rangle$ et $|F' m_{F'}\rangle$:

$$\Omega = e \frac{\langle F' m_{F'} | \vec{r} \cdot \vec{E} | F m_F \rangle}{\hbar} \quad (\text{A}_{II} . 1)$$

Dans la base complexe où $C^{(1)}$ est l'opérateur tensoriel de rang 1 la décrivant, le produit scalaire $\vec{r} \cdot \vec{E}$ s'exprime :

$$\vec{r} \cdot \vec{E} = r E (C_1^1 + C_{-1}^1 + C_0^1) \quad (\text{A}_{II} . 2)$$

La fréquence de Rabi prend alors la forme :

$$\Omega = e \frac{E}{\hbar} \langle 5p | r | 5s \rangle \sum_q \langle F' m_{F'} | C_q^1 | F m_F \rangle \quad (\text{A}_{II} . 3)$$

où $\langle 5p | r | 5s \rangle$ est la partie radiale de l'intégrale de recouvrement de la transition du Rb et vaut en unités atomiques -5.447083 [M. Aymar]. Le coefficient q traduit la nature de la transition réalisée. Si $q = 1$ (resp. -1), la transition est dite σ^+ (resp. σ^-), impliquant nécessairement $m_{F'} - m_F = +1$ (resp. -1).

Si on applique le théorème de Wigner-Eckart à la partie angulaire alors :

$$\Omega = e \frac{E}{\hbar} \langle 5p | r | 5s \rangle (F \| C^1 \| F') (-1)^{F'-m_{F'}} \sum_q \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix} \quad (\text{A}_{II} . 4)$$

relation faisant apparaître l'élément de matrice réduit $(F' \| C^1 \| F)$ et les coefficients 3-j de la transition $F, m_F \rightarrow F', m_{F'}$.

L'intensité I (W/m^2) de l'onde est relié à la densité d'énergie électromagnétique par la relation $I = \frac{\epsilon_0 c}{2} \bar{E}^2$; elle s'écrit en fonction de la fréquence de Rabi :

$$I = \frac{\epsilon_0 c \hbar \Omega^2}{2 e^2} \frac{1}{\langle 5p|r|5s \rangle^2 (F \| C^1 \| F')^2 \left(\sum_q \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix} \right)^2} \quad (\text{AII} . 5)$$

Le paramètre de saturation s est défini pour un système à 2 niveaux [COH90] par :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + 4 \frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \quad (\text{AII} . 6)$$

où Γ est la largeur naturelle du niveau excité $F', m_{F'}$ et δ le désaccord à résonance. La probabilité d'émission spontanée de $|F', m_{F'}\rangle$ vers $|F, m_F\rangle$ est donnée par [WEI78] :

$$\Gamma = \frac{4}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} \left| \langle F' m_{F'} | \vec{r} | F m_F \rangle \right|^2 \quad (\text{AII} . 7)$$

L'intensité de saturation I_{sat} est l'intensité laser qui réalise la saturation de la transition atomique lorsque le laser est à résonance, conduisant à $s=1$, c'est à dire $\Omega^2/\Gamma^2 = 1/2$. Par convention, pour un système multi-niveaux, c'est l'intensité qui sature la transition $|F, m_F = F\rangle \rightarrow |F' = F+1, m_{F'} = F+1\rangle$ pour les transitions de type fermées. Considérons à présent la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ du ^{85}Rb (le spin du noyau est $I = 5/2$). Le calcul de l'élément de matrice réduit [EDM60] conduit à $(F' = 4 \| C^1 \| F = 3) = \sqrt{3}$. L'intensité de saturation s'écrit alors :

$$I_{sat} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{\lambda^3 9} \frac{1}{\sum_q \begin{pmatrix} 4 & 1 & 3 \\ -4 & 1 & 3 \end{pmatrix}^2} \quad (\text{AII} . 8)$$

Pour l'excitation lumineuse de polarisation σ^+ à partir du niveau $F = 3, m_F = 3$, on a :

$$I_{sat} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma \quad (\text{AII} . 9)$$

Comme pour le rubidium, $\Gamma/2\pi = 5,9\text{ MHz}$ et $\lambda = 780,02\text{ nm}$, on obtient $I_{\text{sat}}=1,62\text{ mW/cm}^2$, valeur de l'intensité de saturation.

On remarquera que la valeur de l'intensité dépend de la polarisation excitatrice et du sous-niveau de départ m_F . Compte tenu des coefficients de Clebsch-Gordan donnés en A.4.1, il est possible de déterminer l'intensité de saturation de chaque transition .

Annexe B_{II} : Polarisation du rayonnement

Nous allons établir, dans une approche semi-classique, et en absorption, qu'une onde lumineuse polarisée circulairement gauche, se propageant selon l'axe de quantification induit des transitions atomiques σ^+ , c'est à dire telles que $m_{F'} - m_F = 1$.

Soit une onde électromagnétique circulaire gauche (en convention française) se propageant selon l'axe Oz, de champ électrique \vec{E} donné par :

$$\vec{E} = E_0 [\cos(\omega t - kz)\vec{e}_x + \sin(\omega t - kz)\vec{e}_y] \quad (B_{II}. 1)$$

L'axe de quantification donné par la direction du champ magnétique est suivant Oz. On considère un atome à deux niveaux $|e\rangle$ et $|f\rangle$ d'énergie $\hbar\omega_{ef} = \hbar(\omega_f - \omega_e)$. L'onde est résonante avec le système atomique : $\omega \approx \omega_{ef}$.

Nous allons utiliser la base complexe :

$$\begin{cases} \vec{e}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x + i\vec{e}_y) \\ \vec{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x - i\vec{e}_y) \\ \vec{e}_0 = \vec{e}_z \end{cases} \quad (B_{II}. 2)$$

qui est une base adaptée à l'utilisation des opérateurs tensoriels. Dans cette base, le champ électrique \vec{E} s'écrit :

$$\vec{E} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} [\exp(i(\omega t - kz))\vec{e}_- - \exp(-i(\omega t - kz))\vec{e}_+] \quad (B_{II}. 3)$$

Dans l'approximation dipolaire électrique, le hamiltonien d'interaction atome champ s'écrit :

$$V_{AL} = -\vec{D} \cdot \vec{E} \quad (B_{II}. 4)$$

où $\vec{D} = -e\vec{r}$ est l'opérateur dipôle électrique. L'utilisation même de cette approximation implique que $k.r \approx 0$: tout se passe comme si l'atome baignait dans un champ électrique homogène du fait des ordres de grandeur concernant la taille de l'atome (10^{-10} m) et les longueurs d'onde optiques (quelques 10^{-7} m).

Dans la base complexe, \bar{r} s'exprime :

$$\bar{r} = r_{-1}^1 \bar{e}_- + r_0^1 \bar{e}_0 + r_1^1 \bar{e}_+ \quad (B_{II} . 5)$$

où $r^{(1)}$ est un opérateur tensoriel de rang 1. Ainsi, l'hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$V_{AL} = \frac{eE_0}{\sqrt{2}} \left[r_1^1 \exp(-i\omega t) - r_{-1}^1 \exp(i\omega t) \right] \left[\underbrace{|f\rangle\langle e|}_{\text{absorption}} + \underbrace{|e\rangle\langle f|}_{\text{emission}} \right] \quad (B_{II} . 6)$$

L'hamiltonien total du système est donné par :

$$H = H_0 + V_{AL} \quad (B_{II} . 7)$$

où H_0 est le hamiltonien propre de l'atome et s'écrit :

$$H_0 = E_e |e\rangle\langle e| + E_f |f\rangle\langle f| \quad (B_{II} . 8)$$

L'évolution du système est régie par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H |\Psi(t)\rangle \quad (B_{II} . 9)$$

Avec une décomposition de la fonction d'onde du système sur la base $\{|e\rangle, |f\rangle\}$, $|\Psi(t)\rangle = a_e(t)|e\rangle + a_f(t)|f\rangle$, on a :

$$\begin{cases} i\dot{a}_e(t) = \frac{E_e}{\hbar} a_e(t) + \frac{eE_0}{\sqrt{2}\hbar} \left[r_1^1 \exp(-i\omega t) - r_{-1}^1 \exp(i\omega t) \right] a_f(t) \\ i\dot{a}_f(t) = \frac{E_f}{\hbar} a_f(t) + \frac{eE_0}{\sqrt{2}\hbar} \left[r_1^1 \exp(-i\omega t) - r_{-1}^1 \exp(i\omega t) \right] a_e(t) \end{cases} \quad (B_{II} . 10)$$

Ce système se résoud en effectuant le changement de variables

$$\begin{cases} a_e(t) = \alpha_e(t) \exp(-i\omega_e t) \\ a_f(t) = \alpha_f(t) \exp(-i(\omega_e + \omega)t) \end{cases}$$

(BII. 11)

puis en appliquant l'approximation du champ tournant, on obtient :

$$\begin{cases} i\dot{\alpha}_e(t) = -\frac{eE_0}{\sqrt{2\hbar}} r_{-1}^1 \exp(i\omega t) \alpha_f(t) \\ i\dot{\alpha}_f(t) = (\omega_{ef} - \omega) \alpha_f(t) + \frac{eE_0}{\sqrt{2\hbar}} r_1^1 \exp(-i\omega t) \alpha_e(t) \end{cases}$$

(BII. 12)

c'est à dire, en effectuant le changement de variables dans l'autre sens

$$\begin{cases} i\dot{a}_e(t) = \omega_e a_e(t) - \frac{eE_0}{\sqrt{2\hbar}} r_{-1}^1 \exp(i\omega t) a_f(t) \\ i\dot{a}_f(t) = \omega_f a_f(t) + \frac{eE_0}{\sqrt{2\hbar}} r_1^1 \exp(-i\omega t) a_e(t) \end{cases}$$

(BII. 13)

ce qui revient à écrire l'hamiltonien d'interaction sous la forme effective :

$$\tilde{V}_{AL} = \frac{eE_0}{\sqrt{2}} \left[r_1^1 \exp(-i\omega t) |f\rangle\langle e| + r_{-1}^1 \exp(i\omega t) |e\rangle\langle f| \right]$$

(BII. 14)

Seul le terme de phase négative $r_{-1}^1 \exp(-i\omega t)$ réalise l'absorption de $|e\rangle$ vers $|f\rangle$ lorsque $\omega \approx \omega_{ef}$, dans l'approximation du champ tournant. A présent, nous allons établir à quelle type de transition atomique celà correspond.

Considérons maintenant un système multi-niveaux. L'absorption depuis un sous-niveau $|F, m_F\rangle = |e\rangle$ vers $|F', m_{F'}\rangle = |f\rangle$ a une probabilité proportionnelle au carré de l'élément de matrice $\langle F' m_{F'} | r_1^1 | F m_F \rangle$ car \tilde{V}_{AL} n'agit sur les fonctions d'onde atomiques que par l'intermédiaire de r_q^1 . D'après le théorème de Wigner-Eckart, on a :

$$\langle F' m_{F'} | r_q^1 | F m_F \rangle = (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix} \left(F' \| r^1 \| F \right)$$

(BII. 15)

La règle de sélection est donnée par la condition de non-nullité du coefficient $3j$, c'est à dire $m_{F'} = m_F + q$.

Ainsi si $q = 1$ (resp. -1), on a affaire à une transition σ^+ (resp. σ^-), ce qui correspond au cas traité ici. Si $q = 0$, on a affaire à une transition π , en précisant que la transition $F, m_F = 0 \rightarrow F' = F, m_{F'} = 0$ est interdite.

Nous avons donc établi qu'une onde circulaire gauche induit en absorption des transitions σ^+ : on dit que cette onde est d'hélicité $+1$.

Remarque : [BRU65]

En convention française, le sens de rotation de la polarisation circulaire est le sens dans lequel il faut faire tourner la vibration incidente pour l'amener sur l'axe lent de la lame $\lambda/4$ par une rotation inférieure à 90° .

Annexe C_{II} : Modèle 1-d de traitement des temps de vol

Nous allons décrire en détail le modèle à une dimension utilisé pour traiter les signaux de temps de vol [WEI89], [LAM96] afin de déterminer la température associée à la source d'atomes dans la direction correspondant à l'axe de chute Oz. Nous établissons l'évolution ballistique des atomes initialement dans le piège.

Considérons le piège à $t = 0$. Il peut être décrit par une distribution gaussienne des positions de l'atome

$$P_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_0} \exp\left(-\frac{z_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (C_{II}. 1)$$

ainsi que par une distribution gaussienne des vitesses de l'atome

$$P_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_v} \exp\left(-\frac{v_0^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (C_{II}. 2)$$

La distribution de vitesses correspond au cas d'une répartition de Maxwell à une dimension, avec un écart type $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$, où m est la masse de l'atome. Nous associons une température d'équilibre T à la vitesse quadratique moyenne, à une dimension $v_{RMS} = \sigma_v$. Il s'agit donc de déterminer, à partir du profil de temps de vol la grandeur σ_v : la température du piège vaut alors :

$$T = \frac{m}{k_B} \sigma_v^2 \quad (C_{II}. 3)$$

Une tranche du piège, d'épaisseur dz_0 contient $dn_0 = P_1 \cdot dz_0$ atomes. Si ces atomes tombent, ils se trouvent alors à l'instant t , à la côte z telle que :

$$z = \frac{1}{2} gt^2 + v_0 t + z_0 \quad (C_{II}. 4)$$

autrement dit, seuls les atomes de vitesse initiale dans le piège $v_0 = \frac{z - z_0}{t} - \frac{1}{2} \frac{gt^2}{t}$ arrivent au temps t , soit une quantité

$$d_2 n = dn_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \frac{dz}{t} \exp - \left[\left(\frac{z - z_0}{t} - \frac{1}{2} \frac{gt^2}{t} \right)^2 / 2\sigma_v^2 \right] \quad (CII. 5)$$

Le nombre total d'atomes collectés en z à t s'obtient alors en sommant sur z_0 :

$$dN(z, t) = \frac{dz}{t} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp - \left(\frac{z_0^2}{2\sigma_0^2} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp - \left[\left(\frac{z - z_0}{t} - \frac{1}{2} \frac{gt^2}{t} \right)^2 / 2\sigma_v^2 \right] dz_0 \quad (CII. 6)$$

Nous allons donc calculer cette intégrale, de la forme :

$$dN(z, t) = \frac{dz}{t} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} K \exp - [f(z_0)] dz_0 \right) \quad (CII. 7)$$

avec

$$\begin{cases} K = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \\ f(z_0) = \frac{z_0^2}{2\sigma_0^2} + \left[(z - z_0) - \frac{1}{2} gt^2 \right]^2 / 2\sigma_v^2 \end{cases} \quad (CII. 8)$$

où l'on a posé $\sigma_1 = \sigma_v t$.

Après intégration, on obtient :

$$dN(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_1(t)} \exp - \left[\frac{(z - \frac{1}{2} gt^2)^2}{2\sigma_1^2(t)} \right] dz \quad (CII. 9)$$

où $\sigma_1(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}$ est la taille du piège après une chute libre de durée t . Pour tenir compte de la position et de l'épaisseur du faisceau sonde, il nous faut intégrer cette expression entre les côtes z_1 et z_2 . Si on suppose que l'épaisseur du faisceau est suffisamment petite pour satisfaire l'approximation $z_2 - z_1 \ll z_1$ (ou z_2), alors la vitesses des atomes peut être considérée comme constante pendant leur temps d'interaction avec le faisceau sonde. De plus, si l'éclairement de la zone d'interaction est uniforme alors le taux de fluorescence des atomes est constant et le signal de temps de vol est proportionnel à $N(t)$ donné par :

$$N(t) = \int_{z_1}^{z_2} dN(z, t) \quad (CII. 10)$$

Le changement de variables $u = \frac{z - \frac{1}{2}gt^2}{\sqrt{2}\sigma_v(t)}$ conduit à :

$$N(t) = \frac{1}{2} [\operatorname{erf}(u_2) - \operatorname{erf}(u_1)]$$

(CII. 11)

avec

$$\begin{cases} u_1 = \frac{z_1 - \frac{1}{2}gt^2}{\sqrt{2}\sigma_v(t)} \\ u_2 = \frac{z_2 - \frac{1}{2}gt^2}{\sqrt{2}\sigma_v(t)} \end{cases}$$

(CII. 12)

Rigoureusement, la procédure d'ajustement des temps de vol devrait être réalisée avec des fonctions d'erreur, mais, il est possible d'effectuer un développement limité de l'expression (CII. 11) autour de $u = u_1$, tant que $z_1 \approx z_2$, c'est à dire $u_1 \approx u_2$. A l'ordre 1, ce qui est suffisant, et en posant $z_1 = gt_1^2/2$, nous obtenons :

$$N(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{(z_2 - z_1)}{\sigma_v(t)} \exp - \left[\frac{\frac{1}{2}g(t^2 - t_1^2)}{\sqrt{2}\sigma_v(t)} \right]^2$$

(CII. 13)

Dans les cas les plus usuels, on a $\sigma_0 \ll \sigma_v t$; typiquement $\sigma_0 < 1$ mm, σ_v est de l'ordre de quelques dizaines de cm/s, $t \approx$ quelques dizaines de millisecondes ce qui implique l'égalité $\sigma_v(t) = \sigma_v t$ et, l'expression finale de la fonction décrivant le profil de temps de vol est alors :

$$N(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{(z_2 - z_1)}{\sigma_v t} \exp - \left[\frac{g(t^2 - t_1^2)}{2\sqrt{2}\sigma_v t} \right]^2$$

(CII. 14)

La largeur de cette fonction dépend uniquement de σ_v . Nous effectuons ainsi un ajustement avec une fonction de la forme :

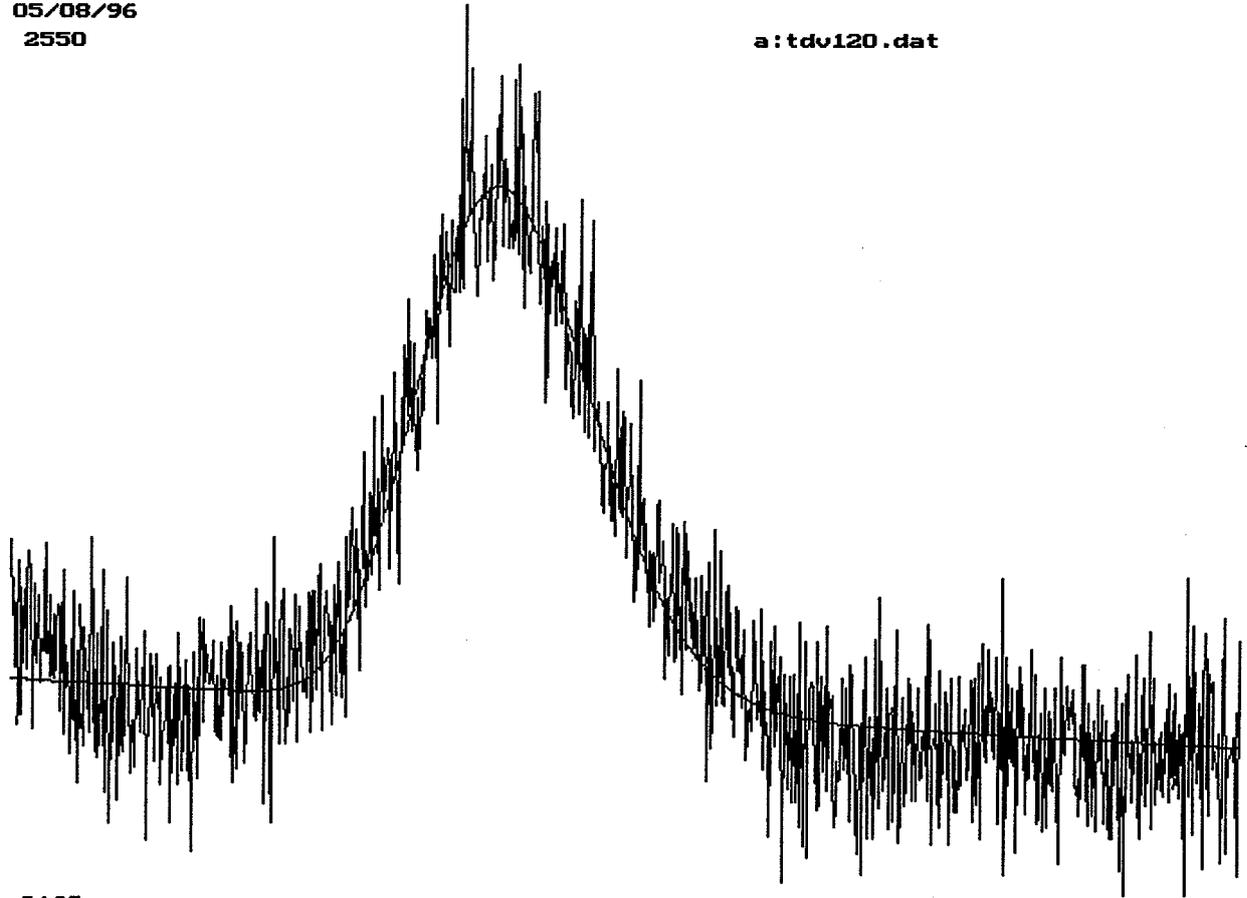
$$g(t) = a + bt + \frac{c}{t\sigma_v} \exp - \left[\frac{g(t^2 - t_1^2)}{2\sqrt{2}\sigma_v t} \right]^2$$

(CII. 15)

où a , b , c , t_1 et σ_v sont les paramètres ajustables. Le terme $a + bt$ sert à ajuster l'offset du signal. En déterminant σ_v , on aboutit alors à la valeur de la température T du piège. Pour le profil de la figure C.1, on trouve $T = (49,5 \pm 2,0) \mu\text{K}$.

05/08/96
2550

a:tdv120.dat



2160

Figure C.1 : Profil de temps de vol enregistré pour $\delta = -1,5\Gamma$ et $P = 0.82 \text{ mW}$ et ajustement (courbe en trait continu) réalisé à l'aide du modèle à une dimension.

Références du chapitre II

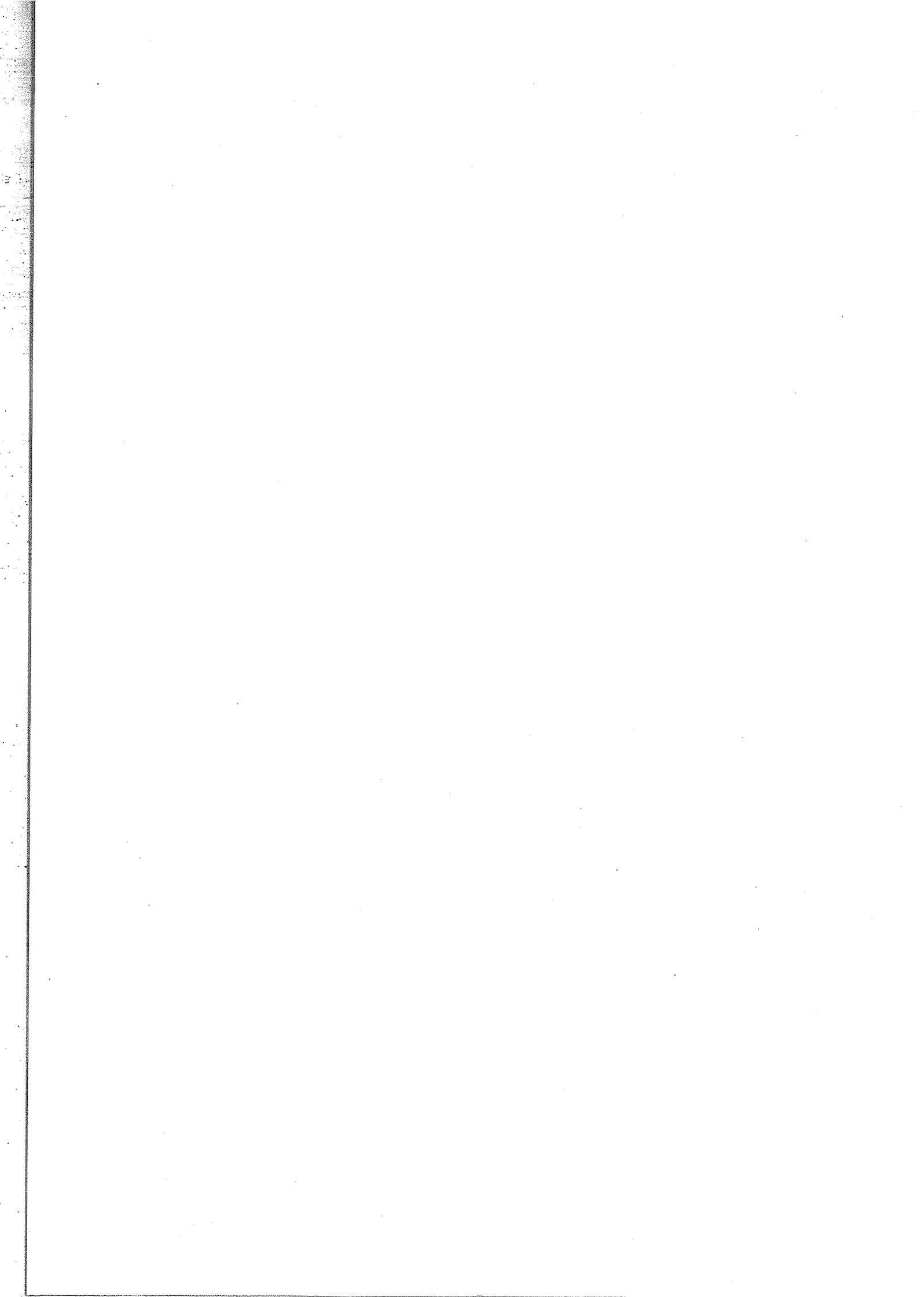
- [ASP95] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Westbrook, *Physica Scripta* **T58**, 69 (1995)
- [BAL79] V. Balykin, V. Letokhov and V. Mushin, *JETP Lett.* **29**, 560 (1979)
- [BOU92] J. P. Bouyer, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1992)
- [BRU65] G. Bruhat, *Optique*-Ed Masson&Cie (1965)
- [CAB90] A. Cable, M. Prentiss and N. Bigelow, *Opt. Lett.* **15**, 507 (1990)
- [CAG83] B. Cagnac, *le courrier du CNRS* **51**, 11 (1983)
- [CAS89] Y. Castin, H. Wallis and J. Dalibard, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2046 (1989)
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 45 (1985)
- [CLA91] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati and W. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991)
- [COH90] C. Cohen-Tannoudji, *Cours des Houches Session LIII* -Ed North-Holland (1990)
- [CON58] P. Connes, *Journal de Physique* **19**, 262 (1958)
- [DAL84] J. Dalibard, S. Reynaud and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **17**, 4577 (1984)
- [DAL86] J. Dalibard, Thèse d'état de l'Ecole Normale Supérieure (Paris) (1986)
- [DAL89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989)
- [DIT41] R. Ditchburn and J. Gilmour, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 310 (1941)
- [DJE95] J. Djemaa, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1995)
- [DRE94] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison and C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994)

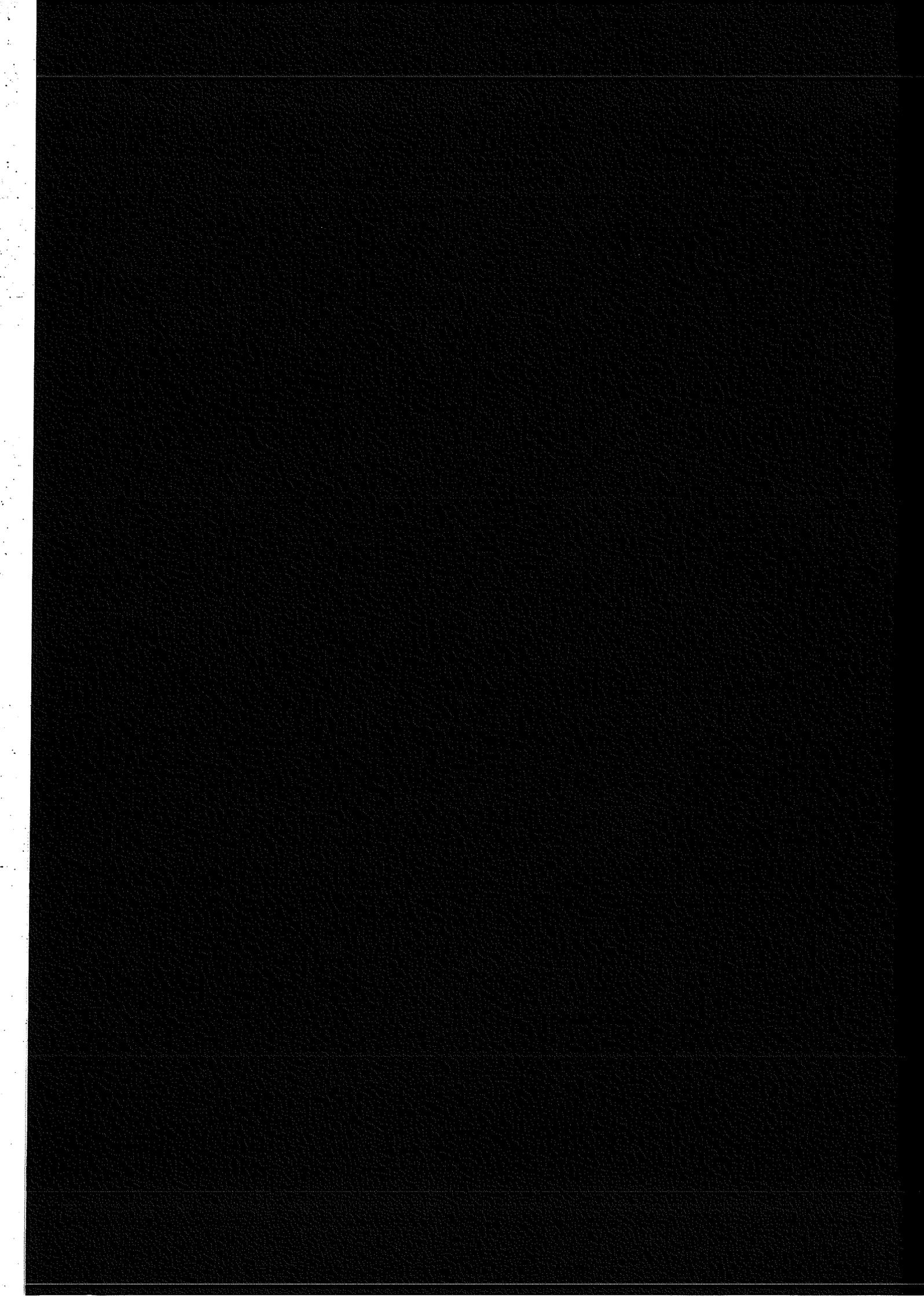
-
- [EDM60] A. R. Edmonds, *Angular Momenta and Qantum Mechanics* - Ed. Princeton University Press (1960)
- [FRI33] R. Frisch, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933)
- [GAL73] A. Gallagher and E. Lewis, *J. Opt. Soc. Am.* **63**, 864 (1973)
- [GIB92] K. Gibble, S. Kasapi and S. Chu, *Opt. Lett.* **17**, 526 (1992)
- [GRI91] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J. Y. Courtois and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149 (1991)
- [GRI92] D. Grison, Thèse de doctorat de l'université Paris VI (1992)
- [GUE92] S. Guellati, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1992)
- [HÄN71] T. Hänsch, V. Shahin and A. Schwalow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971)
- [HÄN75] T. Hänsch and A. Schwalow, *Opt. Com.* **13**, 68 (1975)
- [HAR70] T. Hard, *Appl. Opt.* **9**, 1825 (1970)
- [HAR91] K. Harvey and C. Myatt, *Opt. Lett.* **16**, 910 (1991)
- [HOD95] T. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C. Westbrook, W. Phillips, J. Dalibard, *Appl. Phys. B* **60**, 135 (1995)
- [KAB81] S. Kobayashi and T. Kimura, *IEEE J. Quantum Electronics* **17**, 681 (1981)
- [KAS89] M. Kasevich, E. Riis, R. de Voe and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989)
- [KAS90] M. Kasevich, D. Weiss and S. Chu, *Opt. Lett.* **15**, 607 (1990)
- [KET93] W. Ketterle, K. Davis, M. Joffe, A. Martin and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993)
- [KOH93] P. Kohns, P. Buch, W. Süptitz, C. Csambal and W. Ertmer, *Europhys. Lett.* **22**, 517 (1993)
- [LAB88] M. de Labachellerie, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1988)
- [LAM96] A. Lambrecht, E. Giacobino and S. Reynaud, *Quantum Semiclass. Opt.* **8**, 457 (1996)

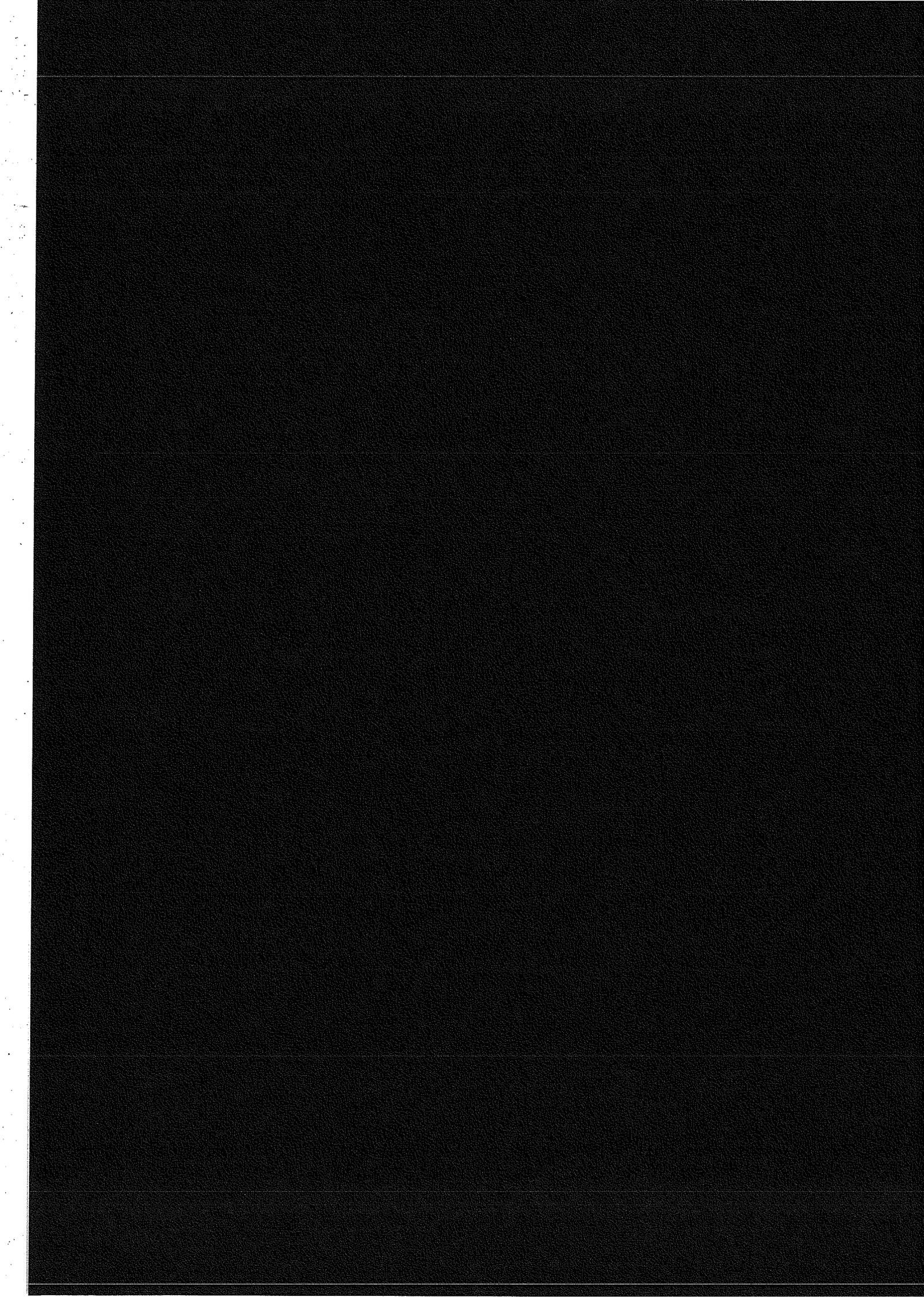
- [LAU89] P. Laurent, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1989)
- [LET76] V. Letokhov, *High resolution laser spectroscopy*, vol. 13, p 95 - Ed Springer Verlag (1976)
- [LET88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [LET89] P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, C. Tanner, R. Watts and C. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989)
- [LIT78] M. Littman and H. Metcalf, *Appl. Opt.* **17**, 2224 (1978)
- [MAR93] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. Band and P. Julienne, *Phys. Rev. A* **47**, R4563 (1993)
- [MON90] C. Monroe, H. Robinson and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990)
- [MON91] C. Monroe, H. Robinson and C. Wieman, *Opt. Lett.* **16**, 50 (1991)
- [NEW96] N. Newsbury and C. Wieman, *Am. J. Phys.* **64**, 18 (1996)
- [PEL84] N. Pelletier-Allard and R. Pelletier, *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 1442 (1984)
- [PET94] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher and E. Cornell, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1332 (1994)
- [PHI82] W. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
- [PHI90] W. Phillips, *Cours des Houches Session LIII* - Ed North Holland (1990)
- [RAA87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [ROA95] T. Roach, H. Abele, M. Boshier, H. Grossman, K. Zetie and E. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 629 (1995)
- [SAL90] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990)
- [SES89] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989)

- [SHI89] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **39**, 2758 (1989)
- [SHI91a] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Opt. Lett.* **16**, 339 (1991)
- [SHI91b] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *Proc. 10th Int. Conf on Laser Spectroscopy, Font-Romeu* p 272 (1991)
- [STE91] A. Steane and C. Foot, *Europhys. Lett.* **14**, 231 (1991)
- [STE95] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995)
- [SZR96] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4 (1996)
- [TET91] M. Têtu, N. Cyr, B. Villeneuve, S. Thériault, M. Breton and P. Tremblay, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **40**, 191 (1991)
- [TOW96] C. Townend, N. Edwards, K. Zetie, C. Cooper, J. Rink and C. Foot, *Phys. Rev. A* **53**, 1702 (1996)
- [UNG89] P. Ungar, D. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989)
- [WAL90] T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990)
- [WAL92a] C. Wallace, T. Dinneen, K. Tan, T. Grove and P. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992)
- [WAL92b] M. Walhout, J. Dalibard, S. Rolston and W. Phillips, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1997 (1992)
- [WAL94] C. Wallace, T. Dinneen, K. Tan, A. Kumarakrishnan, P. Gould and J. Javanainen, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 703 (1994)
- [WEI78] M. Weissbluth, *Atoms and Molecules*, Chapitre 23 - Ed Academic Press (1978)
- [WEI89] D. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. Ungar and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2072 (1989)
- [WER92] J. Werner, H. Wallis and W. Ertmer, *Opt. Comm.* **94**, 525 (1992)

- [WIE91] C. Wieman and L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991)
- [YAR67] A. Yariv, *Quantum Electronics* - Ed. John Wiley and sons (1967)
- [YU92] J. Yu, M. C. Gagné, C. Valentin, R. Yuan and P. Pillet, *Journal de physique* III, 1615 (1992)







CHAPITRE III : LA DETECTION

Ce chapitre est consacré à la description de la méthode de détection choisie pour la visualisation de l'interférogramme. Il s'agit de réaliser l'image de la fluorescence induite par laser d'atomes de rubidium initialement piégés puis lâchés sur un système interférométrique de fentes d'Young (Figure 1). Le détecteur est un détecteur à deux dimensions, un capteur CCD refroidi à l'azote. Plusieurs critères ont guidés notre choix. En premier lieu, la possibilité d'obtenir l'interférogramme dans sa totalité, en évitant ainsi tout déplacement de détecteur unicellulaire est apparue intéressante. Cette méthode de détection intégrale apporte en conséquence un gain de temps dans l'acquisition du signal. En effet, dans une expérience de lâchers d'atomes froids, la cadence de répétition est limitée par le temps de chargement du piège, qui est de quelques secondes : il est donc important de collecter le maximum d'informations par lâcher. Le second critère concerne l'efficacité de la détection, qui repose sur trois aspects distincts de la méthode : l'excitation lumineuse, l'optique de collection et l'efficacité du détecteur. Le taux de fluorescence induit par le laser dépend essentiellement du temps d'interaction des atomes et de la transition d'excitation. Par le choix d'une transition cyclante du ^{85}Rb dont le taux de fluorescence est extrêmement fort, nous pouvons escompter jusqu'à 10^4 photons émis par atome et par lâcher. Ceci constitue la partie amplificatrice de la méthode. L'utilisation d'une optique de collection de grand angle solide permet de conserver en partie le bénéfice de cette amplification. Quant au capteur CCD lui-même, nous avons choisi celui qui conduit à la plus grande efficacité quantique dans la gamme de longueur d'onde considérée. Le troisième critère concerne le bruit. Le signal d'interférences sera obtenu d'autant plus rapidement que le bruit est faible. Il faut donc absolument réduire toutes les sources de bruit du signal, même les bruits intrinsèques au détecteur comme le bruit thermique ou le bruit de lecture. C'est pour limiter ces bruits que le capteur est refroidi à très basse température. Le dernier point réside en la résolution de la méthode qui doit être bonne car l'interfrange attendu de la figure d'interférences est de $120\ \mu\text{m}$. Dans le cas d'un grandissement de l'optique de collection égale à 1, la résolution de la méthode de détection est alors donnée par la taille des pixels du capteur, c'est à dire $24\ \mu\text{m}$ dans chaque direction. Ce

dispositif de détection constitue donc une méthode d'imagerie intégrale d'atomes neutres et semble très prometteuse pour la détection future des interférogrammes.

En 1989, un détecteur à deux dimensions d'atomes neutres, basé sur le principe de l'ionisation a été construit pour réaliser l'image d'un jet atomique de rubidium ralenti longitudinalement et collimaté transversalement par rayonnement laser [SHE89]. Dans un premier temps, les atomes du jet sont ionisés par une grille chaude. Les ions formés sont alors dirigés et accélérés électriquement vers une paire de galette microcanaux qui se comporte comme un multiplicateur d'électrons. Les électrons de sortie sont ensuite accélérés vers un écran de phosphore qui est visualisé à l'aide d'une caméra standard. La faible résolution de ce détecteur, donnée comme étant de $500\ \mu\text{m}$ n'a pas permis son utilisation pour la visualisation précise de positions atomiques.

Pour l'imagerie atomique, les capteurs CCD sont de bons candidats. Pour réaliser l'image d'un piège magnéto-optique où le flux de photons émis est intense, une caméra CCD fonctionnant à la cadence vidéo est classiquement utilisée. Mais, lorsque l'on a affaire à des densités d'atomes faibles, des temps d'interaction courts ou à des taux de fluorescence faibles, des capteurs beaucoup plus sensibles doivent être choisis. Une méthode intégrale utilisant une caméra CCD intensifiée a été développée par l'équipe de Hänsch [ESL93] pour effectuer l'image à deux dimensions, en temps réel d'un jet atomique de rubidium, avec une résolution de $30\ \mu\text{m}$. L'intensificateur d'images est composé d'une photocathode suivie d'une chaîne de multiplicateurs d'électrons et d'un écran de phosphore qui assure l'amplification et la détection de la lumière. Le couplage entre l'intensificateur et le capteur est réalisé soit par fibre optique, soit par lentilles. Le capteur CCD collecte ensuite l'image réalisée sur l'écran de phosphore et une électronique de commande permet sa lecture. La sensibilité de ce détecteur est limitée par la faible efficacité quantique de la photocathode (20 % dans le meilleur des cas, pour le proche infra-rouge). De tels dispositifs ont été par la suite utilisés pour déterminer par exemple la distribution spatiale des températures dans une flamme [BER95] ou pour étudier un piège magnéto-optique avec un seul atome [RUS96].

Les atomes dans des niveaux d'énergie métastable ont une énergie bien plus importante que celle des atomes neutres, typiquement 10 eV, qui leur permet d'être détectés différemment. Ainsi, l'équipe de Shimizu [SHI92] a-t-elle développée une méthode d'imagerie intégrale de métastables résolue dans le temps pour la détection des franges de l'interféromètre de type fentes d'Young réalisé (chapitre I, § B.3.1.2). Lors de la collision de l'atome avec la surface de la galette, l'énergie de l'atome est redistribuée aux produits de collision qui sont un électron et un ion. Dans pratiquement 100 % des cas, l'électron est libéré et un courant est ainsi créé. Il est amplifié dans les galettes de microcanaux et atteint ensuite un écran de phosphore. L'image des impacts sur l'écran de phosphore est ensuite amplifiée par une caméra CCD intensifiée qui permet la visualisation de la positions des atomes avec une résolution spatiale évaluée à $20\ \mu\text{m}$ dans l'une des direction et à $32\ \mu\text{m}$ dans l'autre. Nous signalons l'existence d'un autre détecteur résolu dans le temps développé par l'équipe de Mlyneck, fonctionnant pour des atomes d'hélium dans des niveaux métastables [KUR95].

Ce chapitre est divisé en 4 parties, de la façon suivante. Dans un premier temps, nous décrivons la méthode de détection que nous avons mise au point. La seconde partie expose les

problèmes que nous avons rencontrés et les solutions que nous y avons apportées. Les résultats expérimentaux obtenus avec ce dispositif sont présentés dans la troisième partie. Les perspectives concernant l'expérience sont abordées dans la quatrième partie.

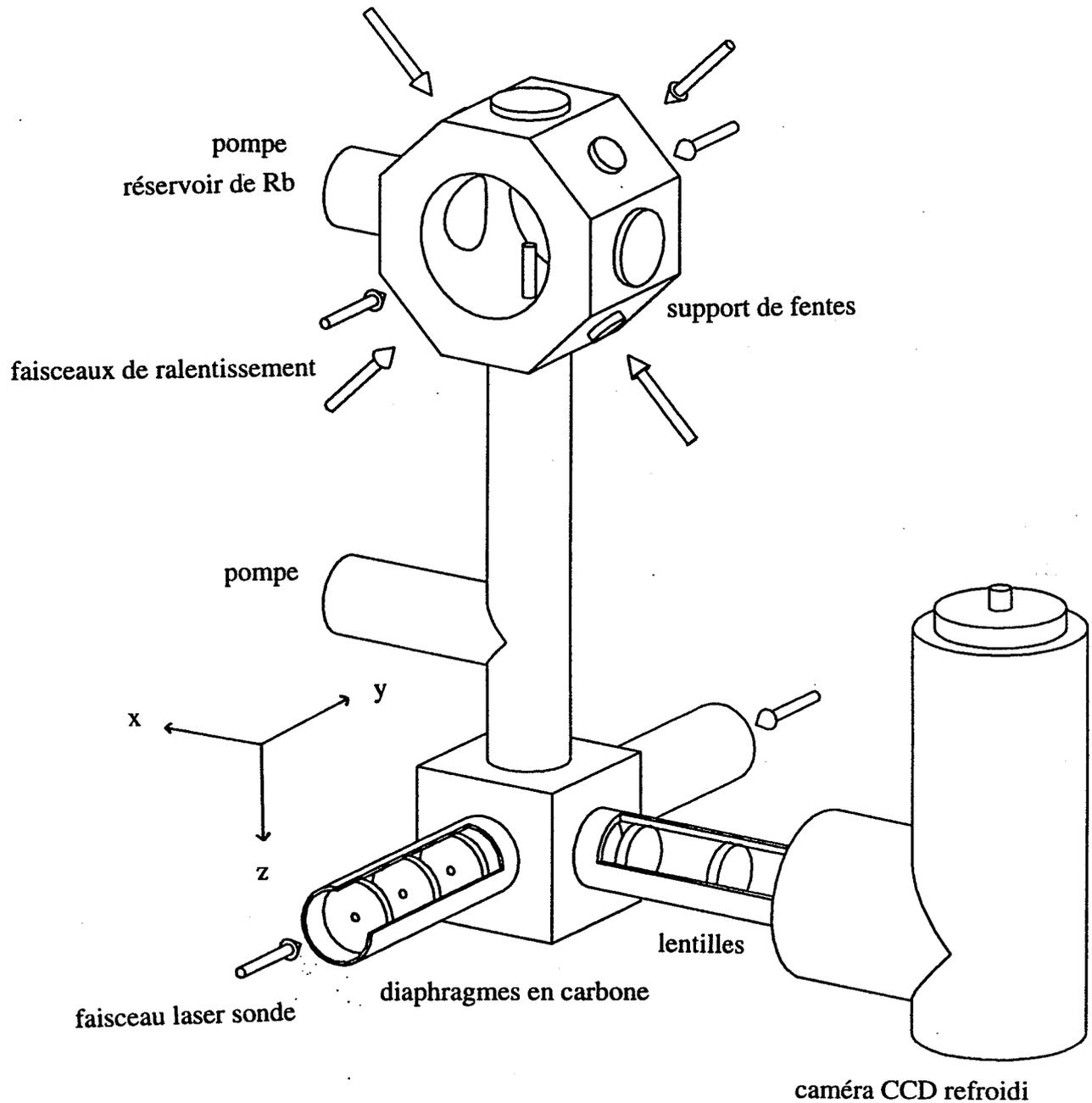


Figure 1 : Vue générale du dispositif de détection des atomes issus du piège magnéto-optique. Après une chute de 30 cm les atomes traversent le faisceau sonde et l'image des photons de fluorescence est réalisée sur le capteur CCD par l'intermédiaire du dispositif de lentilles.

A. Présentation de la méthode de détection

Dans cette partie, nous exposons individuellement les différents éléments concernant le développement de la méthode de détection d'atomes neutres. La caméra CCD, système entièrement commercial est décrite en A.1. Le laser à diode construit pour l'excitation sélective des atomes, ainsi que le montage optique utilisé font l'objet du paragraphe A.2. Le paragraphe A.3. décrit l'optique de collection de photons. La séquence temporelle liant la chute des atomes issus du piège magnéto-optique à l'acquisition des données par la caméra, ainsi que les différents modes de fonctionnement de la détection sont traités en A.4.

A.1. La caméra CCD

La caméra que nous utilisons est un système entièrement commercial (PRINCETON INSTRUMENT) composé de trois éléments principaux : le capteur CCD, le contrôleur de conversion et de gestion du détecteur ainsi que le logiciel de pilotage.

A.1.1. Le capteur CCD refroidi

Depuis quelques années, les applications des capteurs CCD (Charged Coupled Device) se sont développées à grand rythme. Ces capteurs équipent maintenant usuellement les caméscopes et tous les types de caméra de surveillance (cadence vidéo) dont l'utilisation s'étend de la visualisation d'un piège magnéto-optique à l'imagerie médicale, en passant par la surveillance d'une banque. Toutefois, différentes qualités de capteurs, en termes de sensibilité et de résolution existent. Pour l'électronique de commande, les différences de qualités se traduisent au niveau de la rapidité et du bruit. Pour effectuer une expérience d'interférométrie atomique ou bien réaliser un film de vacances, on ne choisira pas le même capteur ; bien que le principe de fonctionnement soit identique [SCI93]. Pour l'application interférométrique choisie, certaines spécifications sont requises : une grande uniformité de la réponse du détecteur pour obtenir le profil en intensité des franges d'interférences, une bonne résolution du détecteur pour effectuer des mesures précises avec l'interféromètre, une grande sensibilité pour détecter le faible flux photonique escompté ainsi qu'un faible bruit électronique pour ne pas le masquer.

Il est donc indispensable d'avoir un capteur sans défaut, trié et testé, présentant sur toute sa surface une uniformité aussi bien sur l'efficacité quantique que sur le « courant d'obscurité » de chaque pixel. Le capteur que nous utilisons (LN/CCD TEKTRONIX 512 × 512 D) présente des variations entre pixels de l'ordre du pourcent, en moyenne. C'est une matrice de 512 pixels sur 512. La taille des pixels étant de 24 μm × 24 μm , la surface du capteur est de 12,3 mm × 12,3 mm.

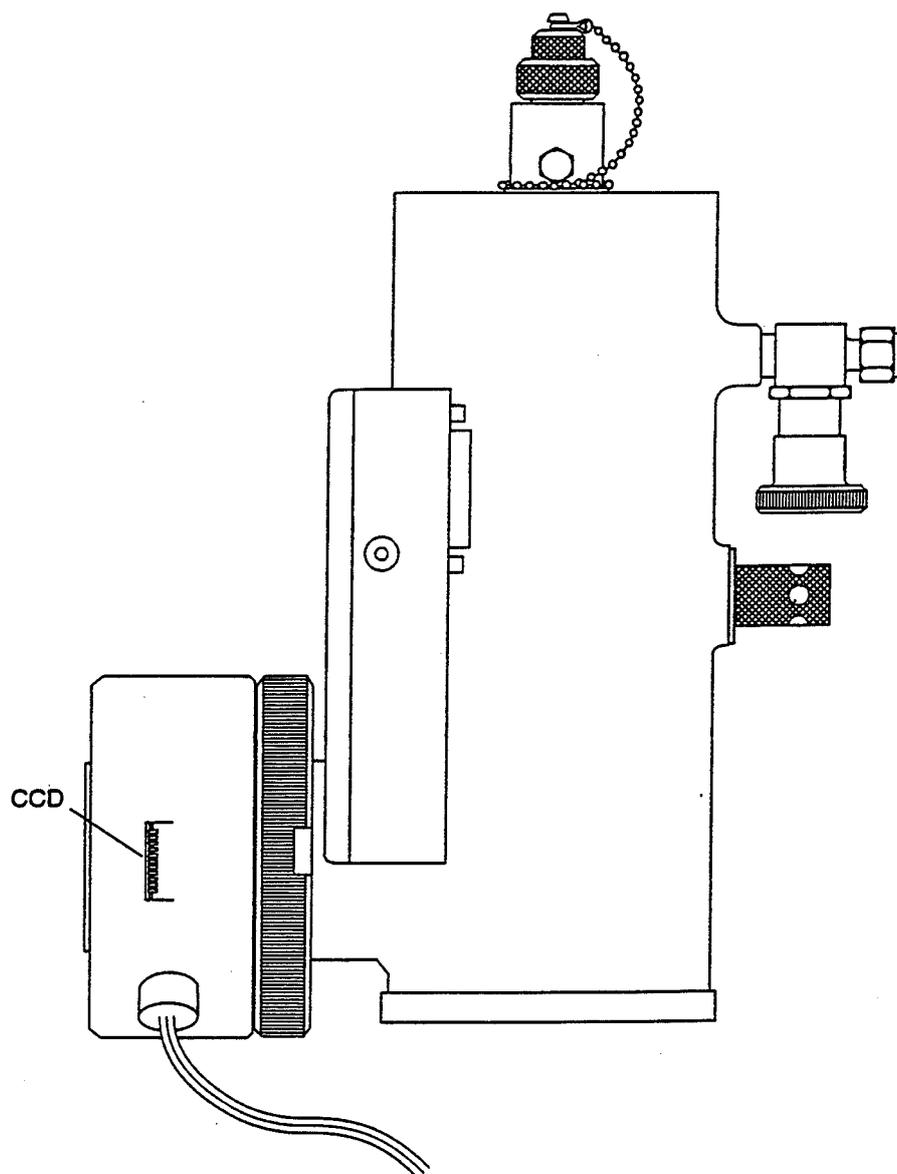


Figure 2 : Schéma de la caméra CCD. Le capteur CCD est sous vide. Le remplissage du dewar avec l'azote liquide servant à refroidir le capteur s'effectue par le haut. Devant le CCD se trouve l'obturateur mécanique le protégeant d'illuminations excessives. (figure extraite des documentations commerciales de Princeton Instrument)

Ce capteur, illuminé par l'arrière a une efficacité quantique de l'ordre de 65 % à 780 nm : typiquement, 3 photons donnent naissance à 2 électrons. Ce type de capteur permet d'éliminer les pertes dues à l'absorption ou à la réflexion par les « polysilicon gates » de la face avant du capteur et donc d'augmenter l'efficacité quantique ; la face arrière ayant subi un traitement anti-reflets pour la longueur d'onde utilisée.

La dynamique du capteur étant de 17 bits, la capacité de stockage de chaque pixel est de 2^{17} électrons.

Une des sources de bruit est le « courant d'obscurité » du CCD : il est produit par des charges engendrées thermiquement. Aucun moyen discriminatoire n'existe pour différencier ces charges du signal à détecter. L'existence de ce « courant d'obscurité » a donc pour conséquence d'augmenter le niveau du fond, impliquant ainsi une réduction de la dynamique du détecteur et augmente aussi le bruit de ce fond qui est proportionnel à la racine carrée du fond. Pour réduire, voire pour éliminer ces effets préjudiciables, le capteur doit être refroidi soit de manière thermoélectrique, avec plusieurs étages d'éléments Peltier, soit en utilisant de l'azote liquide ; solution pour laquelle nous avons opté (Figure 2). Un circuit de chauffage est disponible et permet une température du CCD thermostatée entre -80 et -140 °C. Notre CCD, quant à lui fonctionne à -120 °C, température atteinte en à peu près une heure et le « courant d'obscurité » est alors de 0,3 électron/pixel/heure. L'asservissement en température est réalisé à 0,05 °C près.

Du fait de cette température de fonctionnement extrêmement basse, le capteur CCD est monté sous vide (≈ 10 mTorr) pour éviter toute condensation sur sa surface. Devant le CCD se trouve une fenêtre en quartz, fenêtre ayant subi un traitement anti-reflets pour le proche infra-rouge. On évite ainsi toute source extérieure de contamination qui pourrait affecter le fonctionnement du capteur. Dans ces conditions, avec une contenance du dewar de 0,5 litre, l'autonomie du dispositif est de 10 heures environ. Si cette autonomie diminue au cours du temps, il est nécessaire de repomper le capteur.

Pour protéger le CCD d'illuminations excessives, un obturateur mécanique est installé devant le capteur. Il est commandable soit par le logiciel, soit de façon manuelle. Son diamètre de 25 mm implique un temps d'ouverture de 10 ms environ et un temps de fermeture de 20 ms. Son principal désavantage est d'être très bruyant et d'engendrer des vibrations importantes préjudiciables à la stabilité des diodes laser. Pour cette raison, la caméra est installée sur un élévateur de hauteur réglable, lequel est lui même fixé sur trois éléments pneumatiques (GAMMA GKE B1.M6) qui isolent l'ensemble caméra et dewar de la table et réduisent ainsi les perturbations occasionnées aux systèmes laser proches.

A.1.2. Le contrôleur et le logiciel d'acquisition de données

Le rôle premier du contrôleur d'acquisition et de gestion (ST 138) est d'assurer la lecture et le transfert des charges contenues dans chaque pixel du CCD, une fois que l'exposition du capteur est terminée. En outre, il permet l'entrée de commandes extérieures telle le contrôle de l'obturateur mécanique et la synchronisation avec l'expérience. De plus, il donne des informations, sous forme de sorties digitales concernant l'état de fonctionnement de l'obturateur et du capteur CCD. C'est un convertisseur A/D fonctionnant sur 16 bits. La linéarité de la conversion est donnée par le constructeur comme inférieure au pourcent. Outre la conversion des données, il assure le contrôle de la température du CCD.

Lorsque les charges contenues dans les pixels sont lues et transférées, le préampli situé à la sortie du capteur mesure des petites différences de tension produites par des capacités, ce qui est à l'origine d'un bruit appelé « bruit de lecture ». Ce bruit est fortement diminué lorsque l'on travaille à basse température mais n'est pas totalement éliminé. Il dépend aussi de la

cadence à laquelle on lit le capteur CCD : plus le capteur est lu lentement, plus ce bruit est faible. A une cadence de fonctionnement de 50 kHz, cadence choisie (50, 100, 150 kHz disponibles) le bruit de lecture est de 6 électrons par pixel, et ce pour chaque lecture. Comme nous avons choisi une option de conversion qui exige 4 électrons pour faire un coup (2, 4, 8 disponibles), le bruit de lecture est donc de 1,5 coups par pixel. Pour lire le capteur entier (512×512) il faut 5,2 secondes. Toutefois, il est possible de ne considérer qu'une partie du capteur (logiciel). La conversion ne s'effectuera alors que sur cette partie, diminuant ainsi à la fois la durée de la lecture, sans affecter le « bruit de lecture » et la taille de l'image à stocker. Notons tout de même la présence d'un offset électronique assurant un meilleur fonctionnement des amplificateurs, correspondant à environ 70 coups/pixel.

Dans un régime de fonctionnement en pulsé l'on accumule n images, correspondant par exemple au nombre de lâchers de piège, on peut accumuler les charges sur le capteur et de n'effectuer la lecture du CCD qu'à la fin de la séquence expérimentale (A.4.1.). L'autre mode de fonctionnement, qui consiste à transférer les données après chaque acquisition et à additionner ces n images à la fin de la séquence implique que l'on a n fois le bruit de lecture (A.4.2.).

Le contrôleur est relié à un ordinateur sur lequel est installé le logiciel de commande et de traitements des données de la caméra (WINVIEW fonctionnant sous Windows) par l'intermédiaire d'une carte DMA : la vitesse de transfert des données ne constitue pas un facteur limitant du système car elle permet de transférer 10 Mbytes par seconde. Le temps d'exposition du capteur peut être choisi entre 5 millisecondes et 23 heures. Avec ce logiciel, il est possible d'effectuer des traitements d'images. On peut soustraire ou additionner deux images entre elles, filtrer, faire des coupes horizontales, verticales ou obliques d'images, limiter la taille du capteur et bien-entendu stocker les informations. Le logiciel permet aussi d'effectuer du « binning », c'est à dire du regroupement de pixels. Si l'on crée, par exemple des « super pixels » regroupant 3 pixels sur 3, un gain 9 sur le signal détecté est obtenu. En contrepartie, un facteur 3 pour chaque dimension est perdu sur la résolution. La digitalisation d'images peut soit être entièrement commandée par le logiciel, soit l'être de façon extérieure en utilisant les ports d'entrées logiques TTL du contrôleur. Ce mode de fonctionnement où l'on peut commander l'état du capteur (acquisition ou attente) et celui de l'obturateur mécanique (ouvert ou fermé) constitue un intérêt évident pour notre application : il est utilisé et décrit en A.4.

Retenons donc qu'avec notre détecteur, 6 photons arrivant sur un pixel sont nécessaires pour engendrer un coup. Nous décrivons à présent la configuration laser excitatrice.

A.2. L'excitation laser

La fluorescence des atomes issus du piège magnéto-optique est induite par un faisceau laser délivré par une diode laser en cavité étendue de type Littrow décrite en A.2.1. L'asservissement en fréquence du rayonnement laser ainsi que le montage expérimental excitateur font l'objet du second paragraphe.

A.2.1. La cavité étendue de type Littrow

En premier lieu, nous justifions le choix d'une excitation laser avec un laser fin spectralement, de largeur inférieure à la largeur naturelle du niveau excité Γ ($\Gamma/2\pi = 5,89$ Mhz).

Dans l'enceinte à vide, on distingue deux types d'atomes de ^{85}Rb : ceux issus du piège magnéto-optique et les autres contenus dans la vapeur résiduelle dits atomes de fond. Les premiers ont une distribution de vitesse transversale (par rapport à l'axe de chute) centrée sur $v = 0$ et de largeur $2\sigma_v$, donnée par la température du piège (chapitre II, § C.4). Ceci correspond à une largeur spectrale de 100 kHz. Les atomes de la vapeur ont, quant à eux, une distribution de vitesses de largeur beaucoup plus grande, donnée par la largeur Doppler à température ambiante : 500 MHz. En réduisant la largeur spectrale du laser de détection, on réduit le nombre d'atomes du fond excités, sans pour autant changer l'excitation des atomes issus du piège. Avec un laser d'une largeur spectrale de 1 MHz, environ 0,2 % seulement des atomes de la vapeur atomique seront excités. Un laser fin, couplé à un très bon vide (de l'ordre de 10^{-11} torr) doit ainsi résoudre toute difficulté liée à la lumière de fluorescence d'atomes du fond et permettre de travailler avec un fond lumineux quasiment nul. Outre cet aspect, un laser fin garantit un meilleur asservissement en fréquence ($\Gamma/10$), ce qui minimise les fluctuations de la fluorescence.

Nous réalisons donc l'excitation laser sur la transition atomique $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ du ^{85}Rb en polarisation σ^+ , polarisation qui optimise le taux de fluorescence des atomes puisqu'elle permet de travailler entre sous-niveaux Zeeman m_F et $m_{F'}$ de probabilités de transition les plus grandes (chapitre II, Figure 8). Pour se faire, un champ magnétique constant d'environ 100 mG, réalisé à l'aide de 2 bobines en configuration Helmholtz est créé sur l'axe des faisceaux laser sonde, au niveau de la zone de détection des atomes.

L'affinement spectral est réalisé en couplant la diode laser (HITACHI HL7851G, $P = 50$ mW, $I_{th} = 50$ mA, $I = 120$ mA) monté dans le boîtier décrit en II.B.2.1 à l'élément dispersif [HAR70] qu'est le réseau de diffraction dans une configuration Littrow [LAB88], [LAB91], [RIC95]. La nouvelle cavité résonante (Figure 3) est alors délimitée par la face arrière de la diode et le réseau de diffraction.

L'alimentation de la diode laser est assurée par une alimentation stabilisée en courant et en température similaire à celle décrite en II.B.2.1. La collimation de la diode est réalisée à l'aide d'un objectif (MELLES GRIOT) de focale 8 mm et d'ouverture numérique 0,5. On obtient ainsi un faisceau de section elliptique de longueur 8 mm dans la direction perpendiculaire à la jonction de la diode et de largeur 3 mm dans l'autre direction.

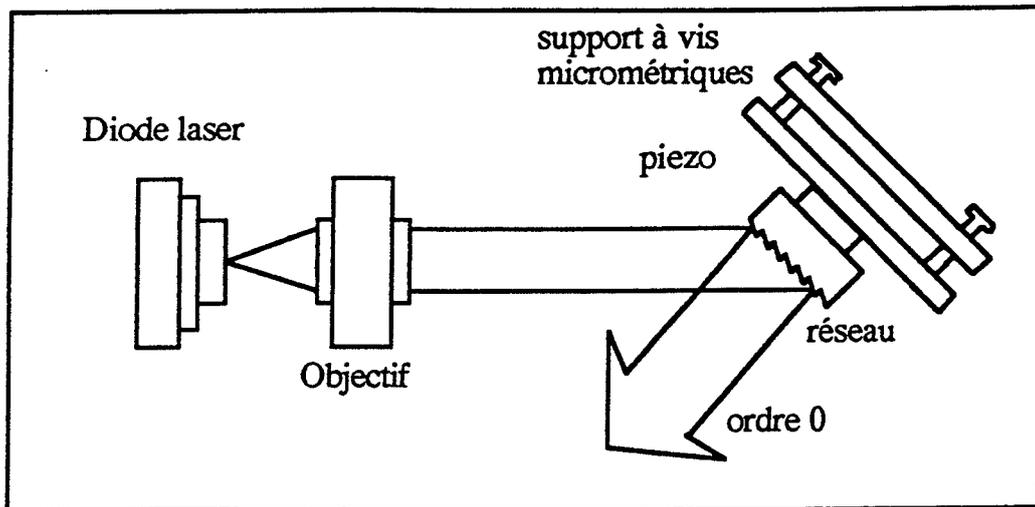


Figure 3 : Schéma de la cavité optique de type Littrow. L'ordre 1 diffracté par le réseau est renvoyé dans la diode laser et l'ordre 0 constitue le faisceau de sortie.

Le choix du réseau n'est pas réalisé au hasard. Pour minimiser les pertes en puissance, on choisit un réseau dont la dispersion est suffisamment grande pour que seuls deux ordres de diffraction subsistent : l'ordre 0 et l'ordre 1. Nous travaillons avec un réseau de 1800 traits/mm. L'ordre 0 diffracté par le réseau constitue le faisceau de sortie. L'ordre 1 diffracté peut être renvoyé dans la diode et ainsi créer la nouvelle cavité laser [MCN85] si la condition $\sin i = \lambda/2a$ est réalisée ; i est l'angle d'incidence du faisceau donné par rapport à la normale au réseau, λ la longueur d'onde du rayonnement laser et a le pas du réseau. Cette condition définit l'angle de la configuration Littrow : il vaut $i = 44,6^\circ$ pour notre montage. Le réseau de diffraction est monté sur une cale piézo-électrique assurant le balayage de la cavité laser lorsqu'une rampe électrique lui est appliquée. La céramique piézo-électrique est elle même installée sur un support commercial (MICRO-CONTROLE) équipé de vis micrométriques et différentielles. L'ensemble diode + réseau est monté sur une platine en INVAR, matériau de faible dilatation thermique.

L'originalité et l'intérêt de notre montage réside dans le choix d'un réseau blazé pour la lumière UV (SCOPAS). Si la polarisation de la diode laser est parallèle aux traits du réseau, alors c'est la grand dimension du faisceau laser qui couvre les traits du réseau, ce qui assure une excellent couverture. Nous limitons ainsi à environ 10 % la puissance rétrodifféchiée par le réseau dans la diode laser, ce qui est tout à fait suffisant pour stabiliser la fréquence du laser en cavité étendue et 85 % de la puissance initiale de la diode laser est alors disponible en sortie de la cavité, soit 40 mW. La longueur de la cavité émettrice est de 4 cm. Si avec ce réseau de d'efficacité faible nous avons énormément gagné sur la puissance de sortie, en contrepartie nous avons un peu perdu sur la largeur spectrale de la raie d'émission : la largeur spectrale du laser est évaluée à environ 1 MHz et sa fréquence peut être balayée sur quelques GHz sans saut de modes.

A.2.2. L'asservissement en fréquence et le montage expérimental

Le montage d'absorption saturée présenté sur la figure 4 est utilisé pour asservir la fréquence du laser sonde sur la résonance de « cross-over » CO 2-4 située à 92 MHz vers le rouge de la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 4$ du ^{85}Rb . Le principe de la méthode est exposé en II.B.2.2.2.1, ainsi que les spectres correspondant.

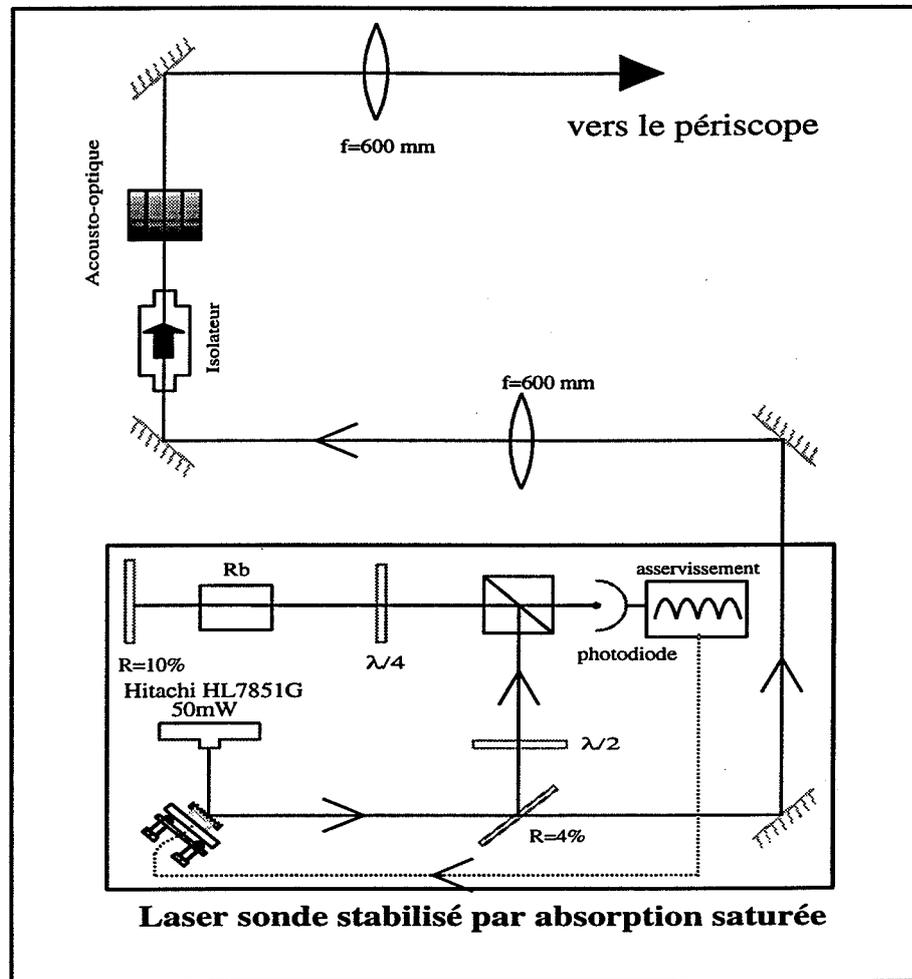


Figure 4 : Dispositif expérimental pour le faisceau laser sonde. Une partie du faisceau est prélevée pour le montage d'absorption saturée servant à l'asservissement en fréquence. Le faisceau excitateur traverse un dispositif afocal au centre duquel le cristal acousto-optique.

Une lame séparatrice prélève 4 % du faisceau de sortie et l'envoie dans le dit montage. L'utilisation d'un cube polariseur et de lames à retards constitue un montage intéressant : la lame $\lambda/2$ permet d'ajuster la puissance du faisceau pompe et la lame $\lambda/4$ évite tout retour de lumière dans la diode laser. Le faisceau sonde est engendré par la réflexion du faisceau pompe à l'aide d'une lame semi-réfléchissante à $R = 10\%$. L'asservissement en fréquence est réalisé à l'aide du boîtier électronique utilisant une détection synchrone décrit en II.B.2.2.2.2. II

engendre, à partir du signal d'absorption saturée, un signal d'erreur renvoyé sur la céramique piézoélectrique maintenant le réseau. En asservissant la longueur de la cavité étendue, on stabilise la fréquence du faisceau sonde. L'asservissement est réalisé typiquement à $\Gamma/10$. En l'absence de perturbations externes importantes, de nature thermique, acoustique ou vibratoires, cette fréquence reste asservie pendant des heures.

A présent, nous allons suivre le trajet du faisceau laser. Le faisceau traverse un dispositif afocal composé de deux lentilles convergentes de même focale $f = 600$ mm. Quelques centimètres en avant du point de focalisation de la lentille se trouve un isolateur optique (ISOWAVE 80) assurant un taux d'isolation de la lumière de retour de 43 dB. Exactement entre les lentilles, le faisceau laser traverse un cristal acousto-optique (CRYSTAL TECHNOLOGY 3080-122) dont la fréquence centrale est de 80 MHz, avec une largeur de bande de 20 MHz. Ce montage assure la minimisation des pertes en puissance car le waist du faisceau laser est inférieur à la taille de l'entrée du cristal. De plus, il permet l'optimisation de la diffraction de Bragg : on se trouve dans un cas où la longueur de Rayleigh est supérieure à la longueur du cristal et l'onde lumineuse peut alors être considérée comme une onde plane dans le cristal. L'onde acoustique créée dans le cristal est induite par un VCO identique à celui décrit en II.B.2.2.3. Nous réglons le dispositif pour que la fréquence du faisceau laser soit décalée de 92 MHz vers le bleu de la transition atomique. Ainsi la fréquence du faisceau sonde est résonante avec la transition $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ du ^{85}Rb . Nous avons dû utiliser des lentilles de grande focale car l'angle de séparation entre l'ordre 0 et l'ordre 1 diffracté par le cristal est de 15,8 mrad. La grande dimension du faisceau étant de 8 mm, les deux ordres sont alors séparés. Toutefois, malgré ce montage, nous n'avons pu obtenir pour l'ordre 1 qu'une largeur de 4 mm. Le faisceau sonde est donc un faisceau dont les caractéristiques en taille sont une épaisseur de 3 mm et une largeur de 4 mm. Nous insérons sur le trajet du faisceau des densités optiques qui atténuent la puissance trop importante du laser. Le faisceau arrive ensuite sur un périscope qui l'élève au niveau de l'enceinte de détection. Il traverse alors l'enceinte et est rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir. Les fenêtres traitées anti-reflets ($R < 2 \cdot 10^{-3}$) et la bonne qualité du miroir (R maximum pour un angle d'incidence $i = 0^\circ$) assurent un déséquilibre des intensités des faisceaux aller et retour inférieur au pourcent. L'avantage du montage en aller-retour, à condition que la puissance laser soit suffisamment faible et sature tout de même la transition atomique est de ne pas déplacer par interaction lumineuse résonante les atomes à détecter de plus de la résolution de $24 \mu\text{m}$ des pixels du détecteur si le grandissement de l'optique de détection est de 1.

A.3. L'optique de détection

L'image de la fluorescence induite des atomes excités par le laser sonde accordé sur la transition de résonance $5S_{1/2} F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 4$ est réalisée sur le capteur CCD à l'aide d'un dispositif de lentilles installé à l'extérieur de l'enceinte à vide. Il est composé de deux doublets traités anti-reflets (MELLES GRIOT) de focale $f = 60$ mm et d'ouverture numérique égale à 2.

Le réglage des lentilles est réalisé grâce à un système de deux tubes en PVC couissant l'un dans l'autre, à l'extrémité desquels les lentilles sont fixées par une bague en Téflon, réduisant le diamètre effectif des lentilles à 28 mm. On cherche à ce que le faisceau excitateur soit au plan focal objet de la première lentille et que le détecteur soit au plan focal image de la seconde lentille. La distance entre les deux lentilles n'est pas importante puisqu'à ce niveau le faisceau est parallèle. Côté détection, le dispositif est maintenu par une pièce mécanique cylindrique s'emboîtant sur la fenêtre de détection et côté détecteur, par une pièce mécanique elle aussi cylindrique fixée sur la caméra. Outre l'aspect de réglage, ce système présente l'avantage de calfeutrer le détecteur face à toute sorte de lumière parasite. Le grandissement obtenu est égal à 1 : le réglage des lentilles a été effectué en réalisant l'image d'un morceau de papier millimétré installé dans l'enceinte, à l'endroit où passe normalement le faisceau laser sonde. Dans ces conditions, l'angle solide de détection vaut $\Omega/4\pi = 1,36.10^{-2}$. La profondeur de champ de l'optique de détection est mesurée expérimentalement et vaut 4 mm ; justifiant ainsi la largeur du faisceau laser sonde.

A présent, nous allons justifier le choix de ce dispositif optique, en estimant pour une configuration à deux lentilles le signal attendu sur le détecteur, en terme de nombre de photons par pixel, à partir de N_{ph} photons émis et répartis dans un parallélépipède dont les dimensions sont les suivantes : une largeur de 4 mm (largeur du faisceau sonde), une hauteur de 3 mm (épaisseur du faisceau sonde) et une longueur notée l (elle correspond à la taille du nuage d'atomes lors de sa traversée du faisceau sonde après une chute de 30 cm ; elle dépend donc de la température initiale du piège magnéto-optique).

Considérons deux lentilles convergentes L_1 et L_2 de focales respectives f_1 et f_2 et de diamètres respectifs ϕ_1 et ϕ_2 disposées dans la configuration de la figure 5.

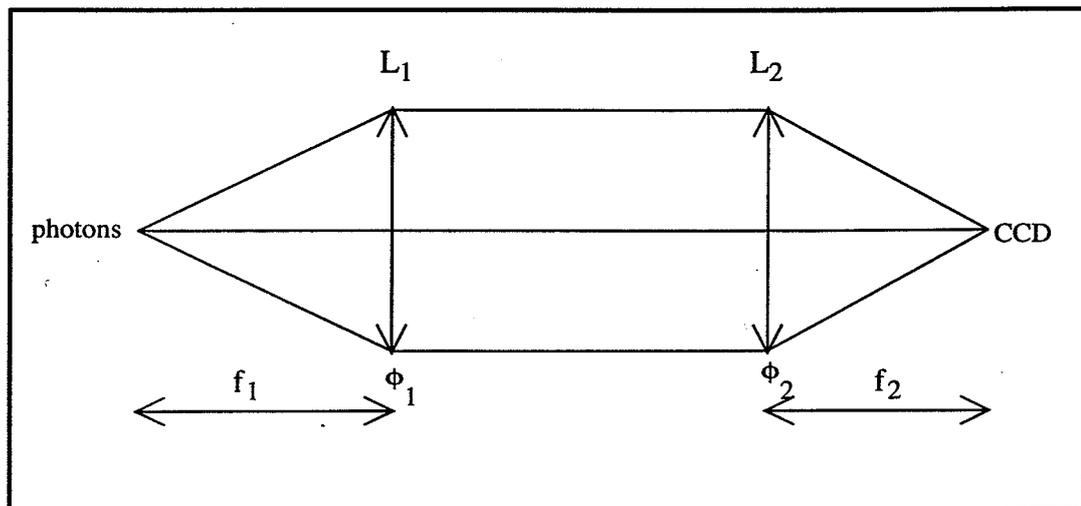


Figure 5 : Montage optique sur lequel repose l'estimation du signal détecté. Le faisceau se trouve dans la plan focal objet de la lentille L_1 et le capteur CCD dans le plan focal image de la lentille L_2 .

Le grandissement du dispositif optique est $G = \frac{f_2}{f_1}$. Ce montage optique permet de collecter

une proportion $p = \frac{\Omega_1}{4\pi} \times p_2$ des photons initiaux, où $\frac{\Omega_1}{4\pi} = \frac{\phi_1^2}{16f_1^2}$ est l'angle solide de détection de la lentille L_1 et $p_2 = \phi_2/\phi_1$ la proportion de photons atteignant la lentille L_2 . Le nombre de photons collectés N_c est donc donné par :

$$N_c = \frac{1}{16} \frac{\phi_1 \phi_2}{f_1^2} N_{ph}$$

(III. 1)

L'image réalisée est une bande rectangulaire de surface $G^2 \times l \times 3$ mm. Le nombre de pixels éclairés correspond au rapport entre cette surface et la surface d'un pixel $S_{pix} = 24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$. Le nombre de photons par pixel n_{ph} est alors donné par l'expression :

$$n_{ph} = \frac{1}{16} \frac{\phi_1 \phi_2}{f_2^2} \frac{S_{pix}}{l \times 3 \text{ mm}} N_{ph}$$

(III. 2)

Il est proportionnel à $\frac{\phi_1 \phi_2}{f_2^2}$, d'où l'intérêt de choisir des lentilles de grande ouverture

numérique. Le résultat intéressant est que le nombre de photons par pixel ne dépend pas de la focale de la première lentille, celle qui se trouve du côté du faisceau sonde. D'autre part, n_{ph} est inversement proportionnel au carré de la focale de la seconde lentille : cette lentille doit ainsi avoir une courte focale. Le couple de lentilles permet donc d'optimiser le nombre de photons par pixel dans une configuration de grandissement égal à 1. Dans la configuration de l'expérience, si l'on prend pour l la largeur du capteur CCD, le nombre de photons par pixel n_{ph} vaut explicitement :

$$n_{ph} = 2,4 \cdot 10^{-7} N_{ph}$$

(III. 3)

Précisons que l'image des atomes peut tout aussi bien être réalisée par le bas de l'enceinte de détection à condition d'utiliser une nappe de lumière. Le dispositif de lentilles peut être installé sous l'enceinte et moyennant l'utilisation d'un miroir monté à 45° , nous effectuons l'image des atomes dans les 2 directions transversales à la chute : nous avons ainsi accès à la répartition spatiale des atomes dans ces 2 directions. Dans cette configuration, l'angle solide de détection est le même.

A.4. Synchronisation de l'expérience

Le régime pulsé de fonctionnement choisi exige la synchronisation entre la commande temporelle de l'expérience et l'acquisition des données. Le moyen le plus simple à mettre en

oeuvre pour cela consiste à utiliser deux ordinateurs ; l'un dédié à la génération des signaux de commande, l'autre à la seule acquisition d'images par le logiciel commercial d'acquisition et de traitements des données (Winview). Une carte A/D (NATIONAL INSTRUMENT AT-MIO-16X) installée dans le premier ordinateur, couplée à un logiciel écrit en C++ engendre les signaux digitaux TTL qui sont ensuite envoyés sur les différents appareils. Avec cet outil, nous choisissons tous les temps de changements d'état (0 ou 5 V) des différentes impulsions, à la milliseconde près, la période de la séquence temporelle et le nombre de fois que l'on souhaite la répéter, ce qui correspond au nombre de lâchers de piège. Arbitrairement, une impulsion à 5 V implique le fonctionnement de l'appareil et une impulsion à 0 V son non-fonctionnement (dans la pratique, cela dépend des appareils). Dans tous les cas, la synchronisation entre les deux ordinateurs est assurée par l'intermédiaire d'une entrée digitale appelée « synchro externe » se trouvant sur le contrôleur d'acquisition. Les figures 6 et 7 présentent individuellement les séquences temporelles des deux types de fonctionnement possibles de notre dispositif.

Dans un premier temps, nous décrivons la partie commune à ces deux modes de fonctionnement. La coupure du piège est réalisée en deux temps. D'abord, le gradient de champ magnétique est coupé par l'intermédiaire d'un boîtier électronique externe utilisant un transistor (temps de réponse inférieure à la milliseconde). Ce boîtier, monté en série avec les bobines en configuration anti-Helmoltz reçoit les impulsions TTL commandant l'état du gradient. Ensuite, le piège est coupé par la même procédure qu'en E.1.2 (chapitre II). La coupure des faisceaux définit le temps $t=0$ pour la chute des atomes. Le retard entre les impulsions envoyées pour la commande du gradient et pour celle des faisceaux laser est bien entendu ajustable. Typiquement nous le faisons varier entre 0 et 10 ms. Ce schéma de coupure induit une phase de mélasse optique et permet donc d'obtenir pour la source atomique une température plus basse. De plus, il assure qu'aucune lumière due à la réalisation de la source atomique n'est présente lors de la détection. Les atomes issus du piège tombent alors sous l'effet de la gravité : ils suivent une évolution balistique durant les 30 cm ($=h$) qui les séparent du faisceau laser sonde. Pour les atomes de vitesse initiale nulle, une durée égale à $t = 247\text{ ms}$ est nécessaire pour l'atteindre. La détection ne fonctionne que lorsque les atomes se trouvent dans le faisceau laser, afin de ne pas accumuler de bruit et minimiser aussi la lumière parasite captée. Il s'agit donc de pulser à la fois le faisceau excitateur et l'acquisition d'images, ce qui est effectué soit au niveau de l'obturateur mécanique situé devant le capteur CCD (D.1), soit en pulsant le capteur lui-même (D.2). Le contrôle temporel du faisceau sonde est assuré via le cristal acousto-optique (temps de réponse de l'ordre de la μs) réalisant l'accord à résonance de la fréquence excitatrice (Figure 4). Rappelons que le temps de passage de l'échantillon froid dans le faisceau de détection varie entre 15 et 30 ms, selon la température du piège (§ D.4, chapitre II). C'est pourquoi la porte temporelle appliquée au cristal acousto-optique doit être supérieure à cette valeur. Typiquement nous la choisissons entre 20 et 40 ms.

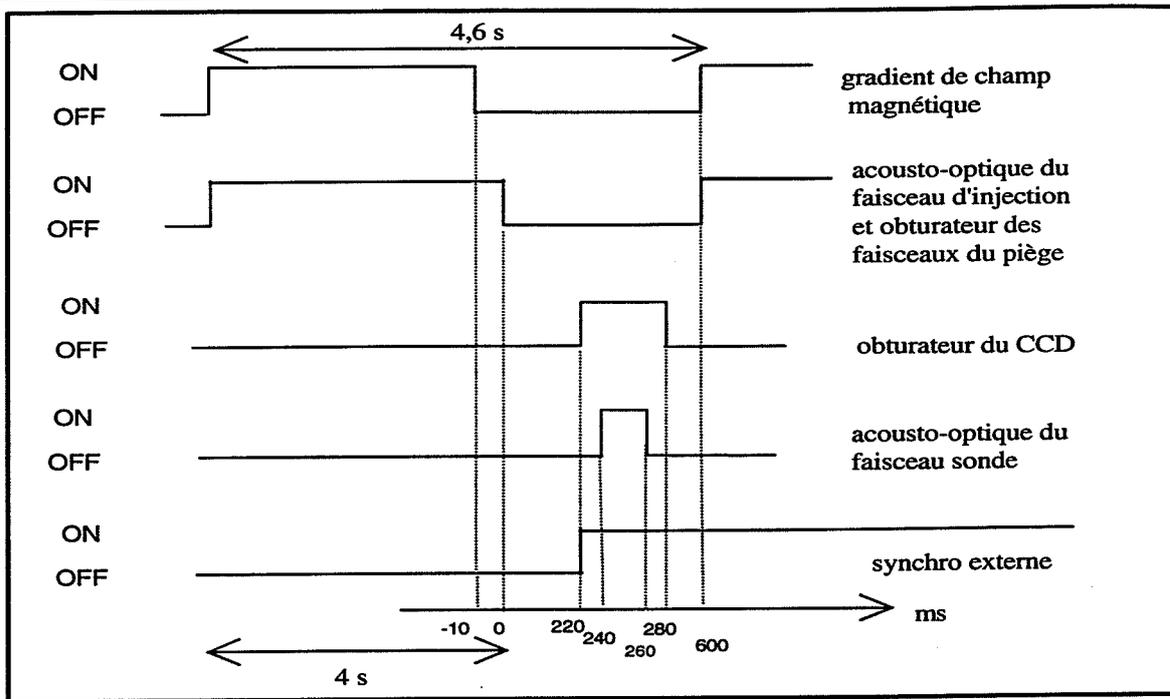


Figure 6 : Séquence temporelle transmise par la carte A/D connectée à l'ordinateur de commande et envoyée sur les ports d'entrée digitaux des appareils à piloter dans le cas où l'obturateur mécanique de la caméra est pulsé. Toutes les impulsions, exceptée la « synchro externe » sont périodique, de période égale à 4,6 secondes.

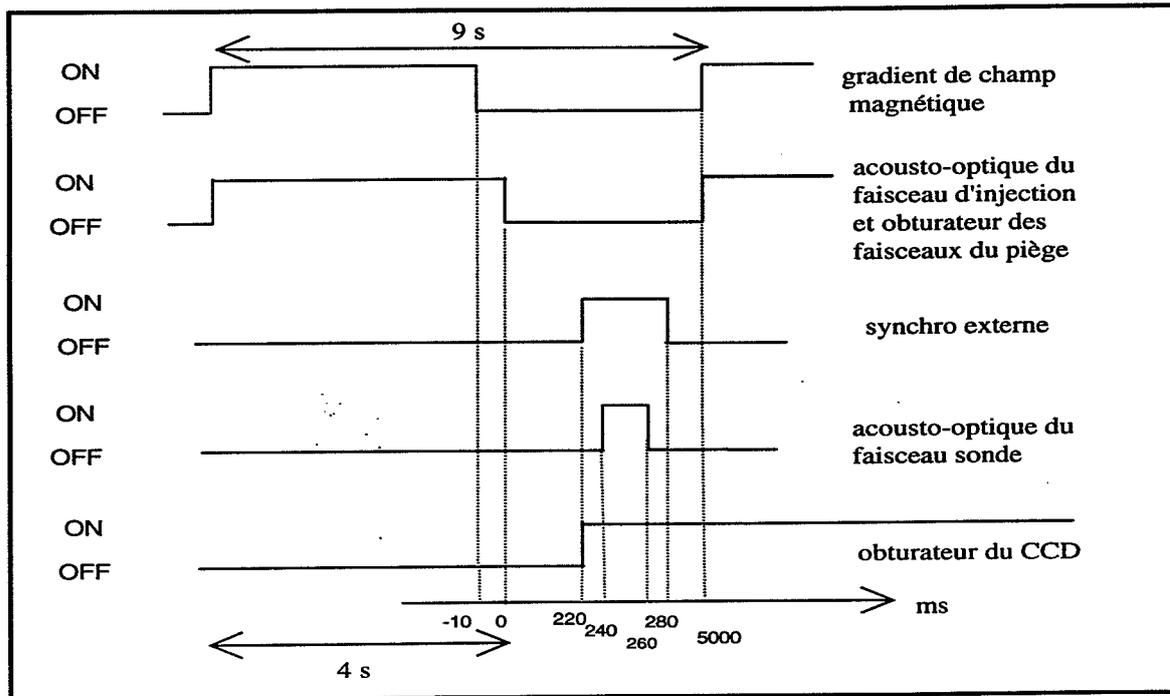


Figure 7 : Séquence temporelle transmise par la carte A/D connectée à l'ordinateur de commande et envoyée sur les ports digitaux d'entrée des appareils à piloter dans le cas où le capteur CCD est pulsé. Toutes les impulsions, exceptée celle envoyée sur l'obturateur du CCD sont périodiques, de période égale à 9 secondes.

A présent, nous décrivons individuellement les deux types de fonctionnement déjà évoqué, concernant l'acquisition d'images en régime pulsé.

A.4.1. Cas où l'obturateur mécanique est pulsé

La synchronisation commande/acquisition est réalisée en envoyant une impulsion TTL sur l'entrée « synchro externe » du contrôleur d'acquisition. Le mode opératoire est le suivant. Au niveau du logiciel de la caméra, nous choisissons le temps d'exposition du capteur, qui est égal à la durée complète de la séquence d'acquisition. Nous indiquons de plus au logiciel que la commande de l'obturateur mécanique est réalisée de façon externe et que le mode de fonctionnement choisi fait intervenir la « synchro externe ». A ce moment, nous lançons une acquisition d'images par le logiciel. Les informations sont alors transmises au contrôleur qui se met en position d'attente. L'information attendue, qui détermine le début réel de la séquence d'acquisition est le changement de front (passage de 0 à 5 V) de l'impulsion TTL envoyée sur l'entrée digitale « synchro externe ». Elle parvient au contrôleur dès que la séquence temporelle (Figure 6) est lancée par l'ordinateur de commande.

L'obturateur mécanique de la caméra est ouvert pendant environ 60 ms lors de chaque lâchers d'atomes issus du piège ; la porte temporelle étant centrée sur 247 ms. Nous travaillons à une fréquence de répétition de l'ordre de 0,2 Hz. Elle ne peut guère être augmenter du fait du temps de chargement du piège τ qui vaut à peu près 2 s. La période de la séquence temporelle est typiquement de 4,6 s où les 4 premières secondes sont utilisées pour remplir le piège et les 0,6 secondes suivantes servent à la chute et à la détection.

L'intérêt non négligeable de cette configuration est que les charges captées s'accumulent sur le détecteur et que la lecture du capteur n'est réalisée qu'à la fin de la séquence d'acquisition. Le « bruit de lecture » du CCD est donc très faible : il est de 1,5 coups par pixel. De plus, comme l'obturateur mécanique est ouvert peu de temps, on accumule peu de lumière parasite. Le principal désavantage réside dans le bruit et les vibrations engendrées par l'obturateur. Il a un effet non négligeable sur les asservissements des diodes laser. Bien que nous ayons réduit les problèmes qu'il occasionne, en blindant la caméra avec une boîte de bois capitonnée avec une couche de plomb collée sur de la mousse et en isolant cette caméra de la table optique par des pneumatiques, les difficultés réapparaissent si l'on veut faire des acquisitions d'images pendant longtemps (> 1/2 heure). Ainsi, pour des acquisitions longues, nous avons du trouver un autre mode de fonctionnement que nous décrivons maintenant.

A.4.2. Cas où le capteur CCD est pulsé

C'est un mode de fonctionnement où l'accumulation numérique est effectuée au niveau du logiciel. L'obturateur mécanique de protection du capteur est ouvert pendant toute la durée de l'expérience et la « synchro externe » du contrôleur est toujours utilisée. Le signal qu'elle reçoit (Figure 7) à présent est pulsé à la fréquence de répétition de la séquence

temporelle. Lorsque l'acquisition est lancée au niveau du logiciel de la caméra, comme en A.4.1, l'ensemble capteur + contrôleur se met en attente. L'acquisition ne commence que lorsque le contrôleur reçoit une impulsion. Le logiciel nous permet de choisir la durée d'exposition du capteur CCD, environ 40 ms et le nombre d'images digitalisées que nous souhaitons additionner, nombre qui correspond bien sûr au nombre de lâchers de pièges indiqué par le générateur d'impulsions de l'ordinateur de commande. En effet, chaque exposition du capteur est suivie de la conversion des charges accumulées sur les pixels du CCD en signal numérique stocké dans l'ordinateur. Le logiciel n'affiche l'image finale qu'à la fin de la séquence temporelle, après avoir accumulés ces signaux numériques. Dans ce régime de fonctionnement, il est indispensable de considérer à la fois la cadence de lecture du capteur et le « bruit de lecture ». Chaque transfert d'images implique au préalable la lecture de cette image, ce qui est réalisée à la fréquence de 50 kHz afin que le « bruit de lecture » reste faible. La période de répétition de la séquence temporelle a ainsi été choisie égale à 9 secondes ; 4 secondes pour le remplissage du piège et 5 secondes pour la détection et le transfert. L'image finale, obtenue après n lâchers de piège magnéto-optique a un « bruit de lecture » de $1,5 \times n$ coups par pixel. Toutefois, le grand nombre de répétitions réalisables en l'absence de perturbations acoustiques et vibratoires dans ce cas induit le moyennage des différentes sources de bruit et permet d'obtenir un bon rapport signal/bruit.

B. Les problèmes rencontrés et les solutions apportées

Les problèmes rencontrés sont nombreux. Dans ce paragraphe, nous les exposons, ainsi que les solutions que nous y avons apportées. Il s'agit essentiellement de problèmes dus à la lumière parasite, décrits en B.1, et aux champs et gradients de champ magnétique (B.2).

B.1. Lumière parasite

Le faible signal à détecter impose de s'affranchir de toute lumière parasite, ou tout au moins de la limiter sévèrement. Les sources de lumières parasites sont essentiellement au nombre de deux : la lumière de diffusion des parois et des fenêtres de l'enceinte et la lumière de fluorescence des atomes de rubidium due au gaz résiduel. Nous commentons ici les améliorations apportées au dispositif de détection, en termes de réduction du fond lumineux, améliorations testées en l'absence de tout obstacle (trou, fente) sur le parcours des atomes issus du piège magnéto-optique.

B.1.1. Lumière de diffusion des parois et des fenêtres

Lorsque nous avons débuté la mise au point de ce dispositif de détection, le capteur était littéralement ébloui malgré sa grande dynamique. Il était ainsi impossible de voir quoi que ce soit en terme de fluorescence induite par laser, même pas la fluorescence des atomes de

la vapeur ; le fond étant bien supérieur au signal attendu. Nous avons donc modifié la configuration de l'enceinte de détection qui initialement se composait uniquement d'un cube en inox (réalisé au laboratoire) muni de fenêtres traitées anti-reflets permettant l'arrivée du faisceau laser et la collection de la lumière. Dans un premier temps, toutes les pièces de l'enceinte à vide dans sa partie inférieure ont subi un traitement au graphite (traitement microseal de la société MICROFRAL) compatible avec l'ultra-vide réduisant d'un facteur important la lumière diffusée par les parois. Parallèlement, la lumière captée due à la diffusion des fenêtres d'entrée du faisceau laser excitateur a été largement réduite en éloignant les fenêtres du centre du cube à l'aide de tubes de longueur 15 cm disposés de part et d'autre du cube : ces tubes ont eux aussi subi le traitement mentionné. De plus, nous avons disposé dans chacun de ces tubes 3 diaphragmes en graphite d'ouverture circulaire de diamètre 4 mm permettant le passage du faisceau laser. Ces diaphragmes ont été au préalable étuvés pendant plusieurs jours. Outre leur rôle dans la réduction de la lumière de diffusion des fenêtres, ces diaphragmes poreux se comportent aussi comme des pièges (getter) d'atomes de Rb. La lumière ambiante ne constitue pas réellement une difficulté car l'enceinte et la caméra ont été isolées et nous effectuons l'expérience dans le noir. Finalement, toutes ces améliorations conduisent à une lumière de diffusion relativement faible, comprise typiquement entre 50 et 150 coups par pixel pour un temps d'acquisition de 1 seconde et surtout relativement homogène sur l'ensemble du capteur CCD. Notons que la lumière de diffusion dépend de la puissance du faisceau laser sonde, ce qui est prévisible. Cette puissance laser est donc réduite à l'aide de densités optiques insérées sur le trajet du faisceau. La saturation de la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est réalisée pour une puissance de l'ordre de 0,2 mW pour la dimension du faisceau considéré.

B.1.2. Lumière de fluorescence des atomes de la vapeur résiduelle de Rb

Dans ce paragraphe, nous commentons les difficultés rencontrées avec la fluorescence de la vapeur résiduelle de Rb ; les améliorations citées en B.1.1 visant à réduire le fond lumineux dû à la lumière de diffusion des parois et des fenêtres ayant été réalisées.

Dans l'enceinte supérieure, nous avons évalué la pression de vapeur de Rb à $p = 2,8 \cdot 10^{-9}$ torr, conduisant à une densité d'atomes de $9,1 \cdot 10^7$ at/cm³. Dans l'enceinte inférieure, la méthode d'absorption laser utilisée pour la mesure précédente n'a donné aucun résultat ; l'absorption étant bien trop faible. En effet, la géométrie de l'enceinte (Figure 15 du chapitre II) crée un vide différentiel entre la partie source et la partie détection qui sont séparées par un tube en inox (longueur de 20 cm environ et diamètre intérieur de 3,5 cm) et surtout par une pompe ionique de fort débit ($30 \text{ l}\cdot\text{s}^{-1}$). Ainsi, les atomes de Rb ont du mal à pénétrer la zone de détection. Pourtant, la densité de Rb présente à ce niveau est tout de même suffisante pour engendrer des difficultés quant à la détection des atomes tombant du piège, ce dont nous discuterons plus précisément en C.1. La figure 8 présente l'image des atomes de la vapeur résiduelle de Rb enregistrée par la caméra CCD fonctionnant dans le régime où l'obturateur de la caméra est pulsé. Nous avons utilisé la séquence temporelle de la figure 6, en ne faisant pas fonctionner le piège. Pour se faire, nous avons coupé l'injection optique

entre les faisceaux laser maître et esclave. L'excitation laser est réalisée à l'aide du laser en cavité étendue décrit en A.2.1, dont la fréquence est résonante avec la transition hyperfine $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Ainsi, nous collectons l'image correspondant à la lumière de fond, ce qui est intéressant si l'on souhaite s'affranchir de ce fond en le soustrayant à l'image du nuage d'atomes en chute libre (C.1). Nous avons répété cette séquence 5 fois, ce qui correspondrait à une exposition en continu du capteur de 200 ms (Figure 8).

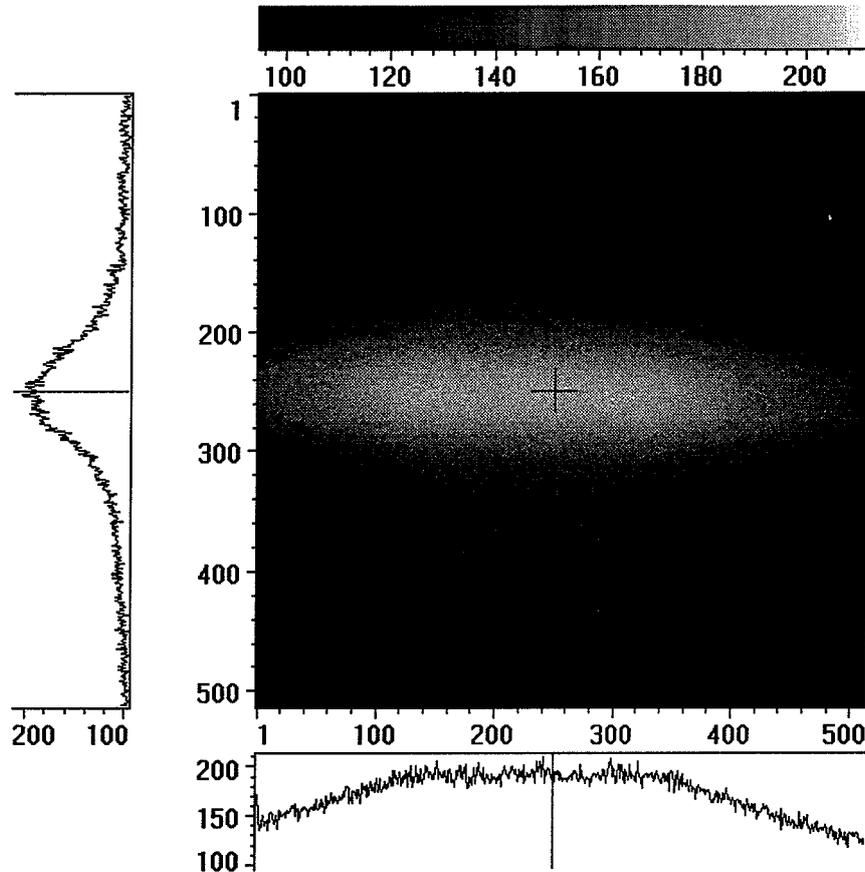


Figure 8 : Fluorescence des atomes de la vapeur de Rb présente dans l'enceinte de détection pour une exposition de 200 ms. Les échelles sur les axes horizontaux et verticaux sont données en pixels. L'échelle du haut est une échelle d'intensité donnée en nombres de coups par pixel. La croix symbolise le pixel intersection des axes sur lesquels le profil d'intensité est réalisé. Ainsi, sur l'axe vertical reconnaît-on le profil en intensité du faisceau laser d'excitation. Notons qu'environ 70 coups par pixel sont à imputer à l'offset électronique du capteur et doivent donc être déduits du signal total.

Dans ces conditions, nous allons estimer la densité d'atomes à l'origine de ce signal de fluorescence à l'aide d'un modèle simple. Le signal de fluorescence, à son maximum vaut environ 90 coups par pixel, signal auquel nous avons soustrait la lumière de diffusion. Le nombre total de coups dû à la fluorescence est déterminé facilement en considérant le profil vertical (axe de chute) de l'image et en l'intégrant : il vaut ainsi $3,5 \cdot 10^6$ coups, réparti sur 150×512 pixels, ce qui correspond donc à 10^8 photons collectés par seconde. Pour un atome

à 2 niveaux, le taux de fluorescence est donné par $\Gamma/4$ ($\Gamma/2\pi = 5,89$ MHz) lorsque la saturation de la transition atomique est réalisée : il vaut environ 10^7 photons/s. La distribution de vitesses des atomes de la vapeur étant donnée par une largeur Doppler de 500 MHz à température ambiante, le faisceau laser d'excitation, du fait de sa largeur spectrale fine ne peut sonder que $1/500^{\text{ème}}$ de ces atomes. Puisque l'angle solide de détection vaut $1,36 \cdot 10^{-2}$, le signal collecté correspond à l'émission de $3,6 \cdot 10^5$ atomes. Nous pouvons considérer que l'image recueillie, avec un grandissement égal à 1 provient de photons répartis dans un parallélépipède dont les dimensions sont de 3 mm (épaisseur du faisceau laser) sur 4 mm (largeur du faisceau) sur 12,3 mm (taille du capteur CCD). La densité de vapeur est donc d'environ $2,5 \cdot 10^6$ at/cm³. Cette densité correspond à une pression de vapeur de Rb de l'ordre de $7,7 \cdot 10^{-11}$ torr. Bien que la pression de vapeur de Rb est très faible, elle reste trop importante lorsque l'on détecte les atomes du piège tombant sans obstacle car les signaux détectés sont comparables. Cependant, ce problème s'est résolu de lui-même lorsque nous avons disposé dans l'enceinte des obstacles sur la chute du piège magnéto-optique. Ces objets ont permis d'obtenir une pression de vapeur encore plus faible, nettement inférieure à 10^{-11} torr, n'engendrant plus aucune fluorescence de cette vapeur, même avec des temps d'exposition supérieurs à la seconde, voire à la minute (Figure 9).

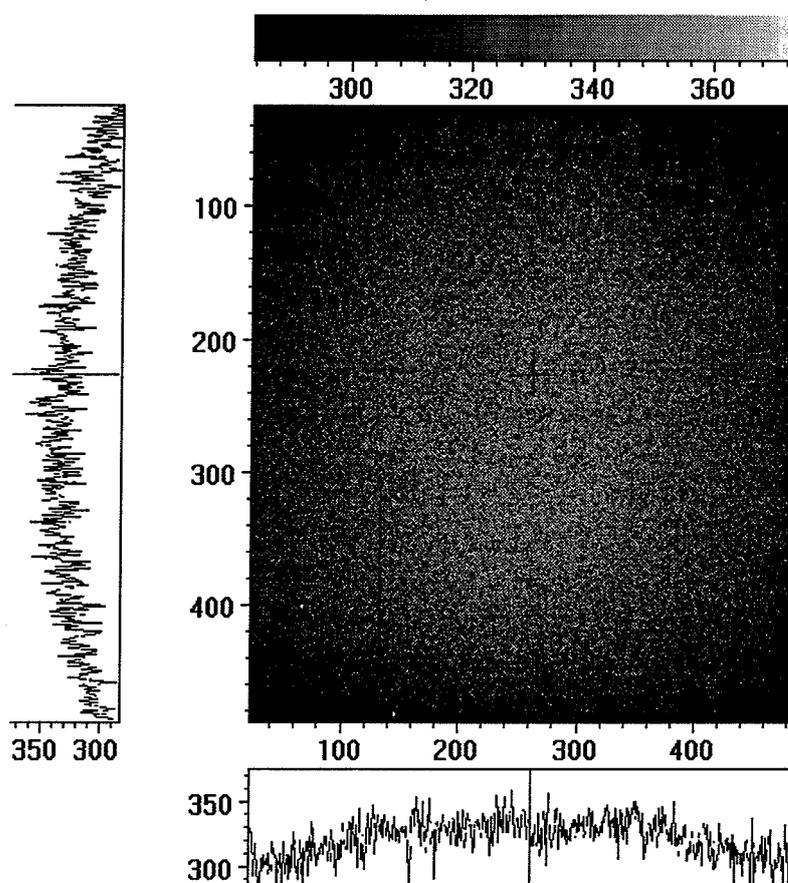


Figure 9 : Le capteur est exposé pendant 2,5 secondes, le laser sonde étant accordé sur la transition de résonance usuelle du Rb. Aucune lumière de fluorescence de la vapeur résiduelle n'est visible. Notons qu'environ 70 coups par pixel sont à imputer à l'offset électronique du capteur et doivent donc être déduit du signal total.

B.2. Champs et gradients de champ magnétiques parasites

Nous développons dans ce paragraphe les difficultés rencontrées par la présence de gradients de champ magnétique d'origines diverses et commentons les blindages opérés. Nous rappelons que les atomes issus du piège ont une distance de 30 cm à parcourir avant de traverser le faisceau de détection. Durant cette chute, il est indispensable que les atomes ne subissent aucune force défléctrice d'origine magnétique.

Lorsqu'un atome de Rb de moment magnétique $\vec{\mu}$ est plongé dans un champ magnétique $\vec{B} (B_x, B_y, B_z)$ inhomogène, d'amplitude B, il subit une force magnétique :

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (III. 4)$$

Dans la direction (Ox), axe perpendiculaire au faisceau laser de détection (Figure 10), si le gradient est transverse à l'axe de chute, l'ordre de grandeur de la déviation qu'il crée est donné par :

$$\delta x = \frac{1}{2} \frac{\mu_B}{m} \frac{dB}{dx} t^2 \quad (III. 5)$$

où t la durée de la chute, μ_B le magnéton de Bohr et m la masse de l'atome.

Si le gradient de champ magnétique dans la direction (Ox) est de 100 mG.cm^{-1} environ, alors les atomes subissent un déplacement de 2 mm dans cette direction. Ce déplacement est suffisant pour que les atomes du piège ne soient plus détectés. L'angle de déviation α des atomes, donné à l'approximation des petits angles par $\tan \alpha = \frac{\mu_B dB/dx}{mg}$ vaut 6,5 mrad pour

un gradient de 100 mG.cm^{-1} . Notons que les atomes sont d'autant plus sensibles aux gradients de champs magnétiques que leur vitesse est petite, c'est à dire sur les premiers centimètres de leur chute. Ce modèle, quoi que réducteur montre la nécessité de travailler avec des gradients très faibles. Nous n'avons utilisé ainsi que des matériaux amagnétiques pour la construction de l'enceinte, les obstacles ainsi que leurs supports. Les pompes ioniques, dont l'aimant est une source de gradient de champ magnétique importante ont été reculées au maximum de l'enceinte. De plus, elles ont été blindées avec une boîte en μ -métal pour la pompe de l'enceinte du piège et avec deux boîtes de μ -métal pour la pompe de l'enceinte de détection. Dans cette configuration, nous avons réalisé la cartographie du gradient de champ magnétique dB/dx dans la colonne de chute des atomes, c'est à dire entre la vanne à ultra-vide et le cube de détection et l'avons trouvé de l'ordre de 20 mG.cm^{-1} . Pour des raisons d'encombrement de la sonde à effet Hall, nous n'avons pu mesurer les gradients entre le piège et la vanne. Si les problèmes dus à la présence des gradients de champs magnétiques persistent, il faudra pomper les atomes ayant quittés le piège dans le sous-niveau fondamental $F = 3$, $m_F = 0$, sous-niveau insensible aux champs et aux gradients de champs magnétiques.

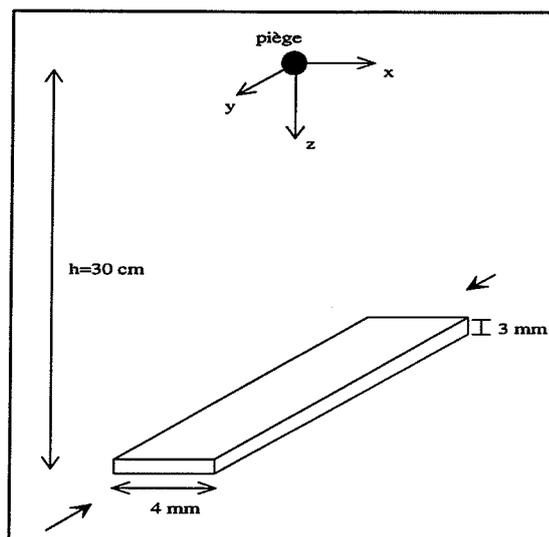


Figure 10 : Repère cartésien utilisé pour décrire la chute du piège magnéto-optique et le faisceau laser sonde dans ce mémoire.

B.3. Coupure et réglage du piège magnéto-optique

La coupure et le réglage du piège lors d'une chute d'atomes sont des étapes primordiales dans l'optimisation du signal final puisque des pertes importantes en terme de nombres d'atomes peuvent avoir lieu si les conditions de lâchers de la source ne sont pas favorables. La qualité du réglage du piège magnéto-optique exige d'être bien plus grande lorsqu'il s'agit de lâcher des atomes sur un obstacle et de les détecter 30 cm plus bas que lorsque l'on étudie le piège, comme dans le chapitre II. Nous commentons dans ce paragraphe les précautions prises pour conserver le bénéfice du nombre d'atomes.

La coupure du gradient de champ magnétique a son importance. Elle doit être réalisée à la fois rapidement, en un temps inférieur à la milliseconde et ne doit présenter ni de courants transitoires ou oscillant, ni de courant négatif. Nous utilisons, pour couper le gradient le dispositif déjà décrit lors des mesures par temps de vol.

Le piège doit être réalisé au zéro de gradient de champ magnétique qui doit correspondre tout à fait avec le zéro de champ magnétique obtenu par les bobines de compensation. Le réglage du piège doit ainsi être suffisamment bon pour permettre son passage en mélasse optique. La première étape concerne le réglage des faisceaux. Nous les centrons tous sur les fenêtres d'entrée et de sortie de l'enceinte. La procédure de réglage et de vérification de sa qualité consiste ensuite à observer le comportement du piège lorsque l'on baisse progressivement le gradient de champ magnétique. Si le piège diffuse isotropiquement et s'il ne se déplace pas en fonction de la valeur du gradient, le réglage est correct. Au contraire, si le piège se déplace, c'est qu'il ne se trouve pas en champ magnétique nul et qu'il faut changer les courants des bobines de compensation. En procédant par approximations successives, on obtient le résultat escompté.

La verticale de l'enceinte doit aussi être totalement déterminée pour correspondre à l'axe de chute des atomes. Nous l'avons réglée à mieux que 10^{-3} .

Le dernier point sur lequel il faut veiller scrupuleusement est le parallélisme entre la direction piège/obstacle et la verticale définie par l'axe de l'enceinte, ce qui permet d'optimiser la transmission de l'obstacle. Si ce n'est pas le cas, des pertes importantes sont prévisibles puisque l'on ne sélectionne pas parmi la distribution gaussienne des positions de l'atome les positions qui correspondent au maximum d'atomes. Pour régler cet alignement, nous avons installé la caméra CCD d'observation du piège au dessus du piège sur un support orientable et très stable et l'avons réglé par rapport à l'axe défini par le trou. Il est alors possible de pointer la position du piège et de voir s'il se trouve bien sur cet axe.

C. Les résultats expérimentaux

Nous commentons à présent les résultats expérimentaux obtenus dans différentes configurations de chutes d'atomes, ainsi que les modèles utilisés pour décrire les signaux détectés. Dans le paragraphe C.1, nous étudions la chute des atomes en l'absence de tout obstacle, configuration utilisée pour la mise au point de la méthode. Dans le paragraphe C.2, nous lâchons le piège sur un trou de 1,2 mm et comparons les résultats obtenus avec la caméra et un photomultiplicateur. Nous évaluons ainsi l'efficacité de la méthode de détection développée. Le paragraphe C.3 montre les résultats obtenus avec un trou de 200 μm .

C.1. La chute du piège est réalisée sans obstacle

Les mesures de temps de vol effectuées dans le chapitre II nous ont fourni des informations sur la température longitudinale de la source mais non sur sa température transversale : il est usuel de les considérer égales. Avec notre dispositif de détection, nous avons accès à l'évolution spatiale transversale du paquet d'onde : la température transversale de la source, associée à la direction correspondant à l'axe du faisceau laser d'excitation doit ainsi pouvoir être mesurée.

C.1.1. Conditions d'observation

Nous avons effectué des lâchers de pièges en vue d'en réaliser l'image 30 cm plus bas. La source, fonctionnant avec un décalage à résonance de $\delta = -1,5\Gamma$ contient environ 10^8 atomes et sa température longitudinale mesurée est de l'ordre de 100 μK . La figure 11 présente l'image obtenue en 5 lâchers, le fond lumineux du aux lumières de diffusion et de fluorescence de la vapeur résiduelle ayant été soustrait. Précisons que l'image de fond correspond à l'image de la figure 10. L'obturateur mécanique de la caméra fonctionne dans un régime où il est pulsé. L'image a été obtenue en utilisant une séquence temporelle analogue à celle schématisée sur la figure 6, aux différences près que gradient de champ magnétique et

faisceaux laser du piège sont coupés en même temps, et que l'acousto-optique du faisceau sonde est ouvert pendant 40 ms (entre 230 et 270 ms après le lâché).

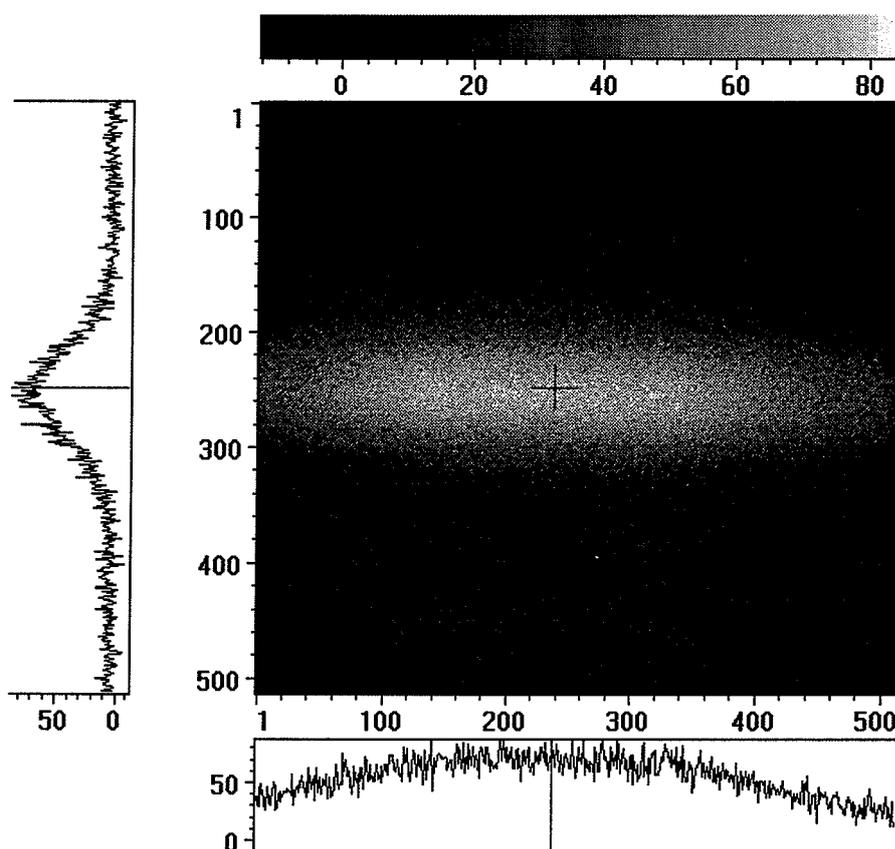


Figure 11 : Image de 5 lâchers de nuage atomique à laquelle a été soustraite le fond lumineux. L'axe vertical correspond au profil gaussien d'intensité du faisceau sonde et l'axe horizontal à la répartition spatiale des atomes ; la distribution des atomes dans cette direction est quasiment constante du fait de l'extension spatiale importante du piège due à la dispersion de vitesses de la source.

Le signal maximum vaut 75 coups par pixel, c'est à dire 15 coups par pixel par lâcher, soit 90 photons reçus par pixel et par lâcher. Cette image va nous permettre d'estimer le nombre d'atomes N qui en est à l'origine. L'intégration complète du capteur effectuée au niveau du logiciel conduit à un total de $2,1 \cdot 10^7$ photons collectés lors des 5 lâchers successifs de pièges. Le temps moyen d'interaction d'un atome avec le faisceau sonde est de 1 milliseconde. Sachant qu'un atome émet au maximum $\Gamma/4 = 10^7$ photons par seconde, si la saturation de la transition atomique est réalisée, lors de son passage dans le faisceau sonde, il émet au mieux 10^4 photons. Cependant, ce gain photonique n'est atteint qu'en l'absence de pertes par pompage optique. Il est donc plus raisonnable, dans le cas d'une excitation laser résonante avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ sans laser repompeur de considérer qu'un atome émet en moyenne 10^3 photons lors de son interaction lumineuse, du fait du temps de dépompage entre les niveaux $F = 3$ et $F = 2$ du niveau fondamental, qui est assurément inférieur à la milliseconde. Comme l'angle solide de collection vaut $\Omega/4\pi = 1,36 \cdot 10^{-2}$, le nombre d'atomes

excités lors d'une chute est de 10^5 atomes. La densité détectée est ainsi évaluée à 10^6 at/cm³ en considérant ces N atomes répartis dans « la boîte parallélépipédique virtuelle d'excitation ».

C.1.2. Modèle de chute d'atomes

A présent, nous décrivons le modèle de chute d'atomes, permettant de connaître la répartition spatiale du nuage au cours du temps. Nous nous intéressons plus exactement à la distribution spatiale transversale des atomes à un instant t donné, en l'occurrence au temps $t = 247$ ms mis pour atteindre le faisceau sonde.

Considérons le piège contenant N_0 atomes à $t = 0$. Il eut être décrit par une distribution gaussienne des positions de l'atome

$$P_0 = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (III. 8)$$

ainsi que par une distribution gaussienne des vitesses de l'atome

$$P_v = \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{0x}^2 + v_{0y}^2 + v_{0z}^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (III. 9)$$

La distribution de vitesses correspond au cas d'une répartition de Maxwell-Boltzman à deux dimensions, avec un écart type $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$, m étant la masse de l'atome. Retenons, par commodité que σ_v ($mm.s^{-1}$) = $9,85\sqrt{T(\mu K)}$ pour le ⁸⁵Rb. La quantité σ_0 définit la taille initiale du piège, qui est nettement inférieure au millimètre. A chaque direction x et y du piège est associée une température d'équilibre T . Nous la choisissons égale à la température longitudinale T déterminée lors des mesures par temps de vol. A l'instant $t = 247$ ms, les atomes sont tombés et traversent le faisceau sonde situé à la côte $z = 30$ cm, à une position donnée par :

$$\begin{cases} x = v_{0x}t + x_0 \\ y = v_{0y}t + y_0 \\ z = gt^2/2 + v_{0z}t + z_0 \end{cases} \quad (III. 10)$$

A la position (x,y,z) , ne peuvent être détectés que les atomes vérifiant les conditions de chute, c'est à dire une quantité :

$$d^3 N = \frac{dx}{t} \frac{dy}{t} \frac{dz}{t} \frac{N_0}{2\pi\sigma_0^2} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \iiint \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0 - gt^2/2)^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right) dx_0 dy_0 dz_0 \quad (III. 11)$$

Le calcul de l'intégrale conduit à l'expression :

$$d^3 N(x, y, z, t) = N_0 \frac{dxdydz}{(2\pi\sigma_t^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2 + (z - gt^2/2)^2}{\sigma_t^2}\right) \quad (III. 12)$$

où $\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}$ est l'écart type de la gaussienne décrivant le profil des atomes après une chute de durée t : la taille du nuage à $1/e$ vaut ainsi $2\sqrt{2}\sigma_t$, et dépend de la température initiale du piège.

En toute rigueur, l'expression (III. 5) doit être intégrée temporellement entre t_1 et t_2 , ce qui n'est absolument pas trivial car σ_t dépend du temps. La quantité $t_2 - t_1$ représente la dispersion temporelle longitudinale des atomes lors de la chute : elle est déterminée expérimentalement par temps de vol et vaut entre 15 et 30 ms pour des pièges de température T comprise entre 30 et 100 μ K. La dispersion temporelle est centrée sur le temps d'arrivée $t_{moy} = 247$ ms des atomes de vitesse initiale nulle. Il est alors possible d'effectuer l'approximation $\sigma_t \approx \sigma_{t_{moy}}$ car l'écart type σ_t ne varie pas plus de 10 % en fonction du temps : $(\sigma_{t_2} - \sigma_{t_1}) / \sigma_{t_{moy}} \approx (t_2 - t_1) / t_{moy}$

L'intégration de l'expression (III. 5) sur l'axe de chute z conduit alors, pour un temps t donné à l'expression :

$$d^2 N(x, y) = N_0 \frac{dxdy}{2\pi\sigma_{t_{moy}}^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{\sigma_{t_{moy}}^2}\right) \quad (III. 13)$$

Nous tenons compte à présent de la géométrie d'excitation et de collection en intégrant l'expression (III. 6), ce qui se traduit par :

$$N = \frac{N_0}{2\pi\sigma_t^2} \int_{-l/2}^{+l/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_t^2}\right) dx \int_{-c/2}^{+c/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_t^2}\right) dy \quad (III. 14)$$

la largeur du faisceau laser sonde étant $l = 4$ mm et la taille du capteur $c = 12,3$ mm. Le nombre d'atomes réellement détectables est donc donné par l'expression :

$$N = \frac{N_0}{4} \operatorname{erf}(u_1) \operatorname{erf}(u_2) \quad (III. 15)$$

où $erf(u)$ est la fonction d'erreur usuelle définie par $erf(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-t^2) dt$ et les quantités u_1 et u_2 sont définies par $u_1 = \frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_t}$ et $u_2 = \frac{c}{2\sqrt{2}\sigma_t}$.

C.1.3. Application du modèle de chute au cas expérimental

Nous considérons à présent un piège magnéto-optique dont les caractéristiques, analogues à celles de la source utilisée pour l'acquisition de la figure 11 sont :

- une largeur $\sigma_0 \approx 200 \mu\text{m}$
- $N_0 = 10^8$ atomes
- $T = 100 \mu\text{K}$

impliquant un écart type $\sigma_t = 2,43 \text{ cm}$ à $t_{\text{moy}} = 247 \text{ ms}$.

La figure 12 présente la distribution transversale du nuage atomique après une chute de 30 centimètres. Le maximum est de $1,2 \cdot 10^6$ atomes. La largeur à 1/e de la distribution vaut 7 cm environ, donc une grande partie des atomes est perdue pour l'excitation laser. Le nombre d'atomes détectables vaut alors $N = 3 \cdot 10^5$ atomes, ce qui correspond à peu près au nombre d'atomes réellement détectés.

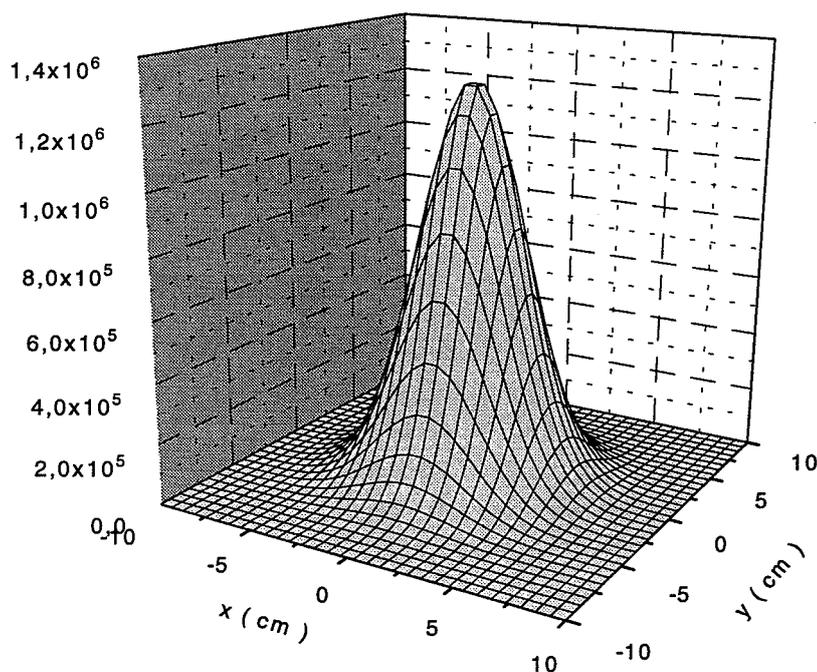


Figure 12 : Visualisation à 2 dimensions du profil transversal du nuage atomique ayant subi une chute de 30 cm. La source initiale contient 10^8 atomes et sa température est de $100 \mu\text{K}$. Selon l'axe de chute, le nombre d'atomes est intégré.

Une telle extension du nuage atomique ne peut donc être visualisée sur le capteur avec un grandissement égal à 1 : un dispositif optique de grandissement égal à 1/10 permettrait d'observer le profil transversal entier, à condition que le diamètre de l'enceinte de chute et de détection soit suffisamment grand pour ne pas tronquer la distribution d'atomes aux extrémités. Notre montage, où un tube de 3,5 cm de diamètre sépare les enceintes de piège et de détection n'a pas permis d'obtenir cette condition : des modifications mécaniques importantes auraient du être réalisées. Cependant, nous avons pu mesurer la température transversale du piège en faisant tomber le piège de 0,5 cm, ce qui est présenté au paragraphe E.2.2 du chapitre II.

C.2. Trou de 1,2 mm

Après avoir mis au point la détection en l'absence d'obstacle sur le trajet des atomes, nous avons inséré dans l'enceinte une fente de largeur 10 μm à 1,5 cm sous le piège, fente à peu près similaire à celle qui assurera la cohérence de la source dans l'interféromètre. Cependant, n'ayant obtenu aucun résultat, nous avons décidé de procéder par difficultés croissantes. Ainsi, nous avons installé à 3 cm sous le piège un trou de cuivre (matériau amagnétique) de diamètre égal à 1,2 mm. Dans ce paragraphe, nous commentons les résultats obtenus à la fois avec un photomultiplicateur et avec notre caméra dans les mêmes conditions d'observation, ce qui montre les performances de la détection. La source atomique utilisée dans les deux cas, réalisée avec un décalage à résonance de $-1,5\Gamma$ contient 10^8 atomes.

C.2.1. Résultats obtenus avec le photomultiplicateur

Nous avons installé temporairement un photomultiplicateur (PHILIPS XP 2017B) à la place de la caméra CCD en conservant le même dispositif pour l'optique de collection qui assure un angle solide $\Omega/4\pi = 1,36 \cdot 10^{-2}$. La séquence temporelle de l'expérience est celle représentée sur la figure 13. L'acquisition analogique des signaux de temps de vol est réalisée sur ordinateur par l'intermédiaire de la carte A/D qui engendre les impulsions envoyées sur les appareils de commande.

Le signal obtenu (Figure 14), même en présence du trou conduit à la température longitudinale de la source atomique et peut ainsi être ajusté avec le modèle de temps de vol de l'annexe C_{II}. La température mesurée vaut $(30 \pm 1) \mu\text{K}$, ce qui correspond à une dispersion de vitesses de $54 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est faible car une phase de mélasse, plus amplement décrite dans le chapitre II au paragraphe E est créée lors de la séquence temporelle.

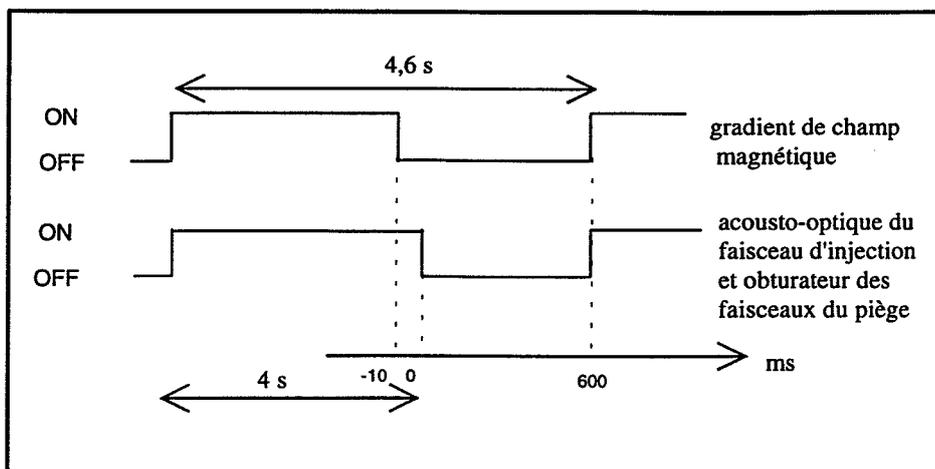


Figure 13 : Séquence temporelle de chute d'atomes pour le temps de vol réalisé sur une distance de 30 cm. Pendant toute la séquence, le faisceau laser sonde fonctionne.

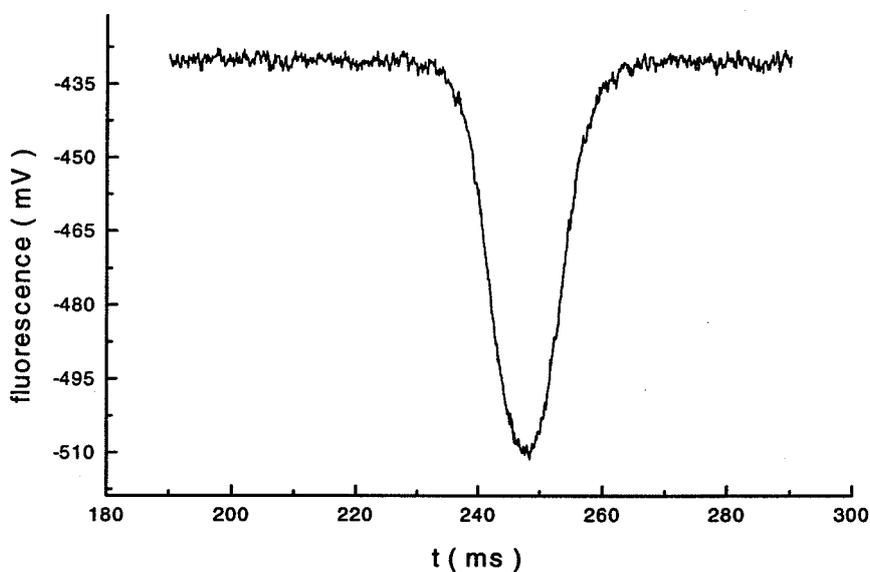


Figure 14 : Signal de temps de vol obtenu avec un trou de 1,2 mm. Ce signal est moyenné lors de chaque acquisition sur l'ordinateur : 10 lâchers de pièges ont été effectués.

L'intégration temporelle de ce temps de vol, et la prise en compte des spécifications du photomultiplicateur, ainsi que des conditions expérimentales (excitation et collection) permet la détermination du nombre d'atomes réellement excités. Si l'on considère le profil de temps de vol gaussien, ce qui n'est pas très éloigné de la réalité (annexe C_{II}), son intégrale vaut $\sqrt{2\pi} \sigma_v / g \times 80 \text{ mV}$, qui est l'amplitude du pic, c'est à dire 1,094 mV.s. Les caractéristiques du photomultiplicateur à 780 nm fournies par le constructeur indiquent une sensibilité de

15 mA/W et un gain de $1,5 \cdot 10^6$ pour une haute tension de 1500 V. Nous établissons ainsi la valeur du facteur de conversion entre la puissance détectée par le photomultiplicateur $P_{\text{dét}}$ donnée en Watt et le signal converti U donné en Volt : pour une résistance de charge de 220 k Ω , on a $U = 4,95 \cdot 10^9 \times P_{\text{dét}}$. Comme l'énergie d'un photon à 780 nm vaut $25,5 \cdot 10^{-20}$ J et que l'angle solide de détection est de $1,36 \cdot 10^{-2}$, nous aboutissons à $7,8 \cdot 10^5$ photons émis. Sachant qu'un atome qui interagit en moyenne 1 ms avec le faisceau sonde ne peut émettre qu'au maximum 10^3 photons, le signal de temps de vol correspond à l'émission de $6 \cdot 10^4$ atomes, ce qui se traduit par une densité détectée de $8 \cdot 10^5$ at/cm³.

C.2.2. Résultats obtenus avec la caméra CCD

Après avoir précisé les conditions expérimentales dans lesquelles l'acquisition d'image d'atomes est effectuée (C.2.2.1), nous appliquons à ces résultats un modèle à 2 dimensions de chute avec obstacle décrivant l'extension spatiale du nuage atomique (C.2.2.2).

C.2.2.1. Conditions expérimentales

Nous avons remis en place la caméra et avons procédé dans les mêmes conditions expérimentales qu'en C.2.1, si ce n'est qu'à présent le faisceau sonde et l'obturateur du CCD sont pulsés selon la séquence temporelle de la figure 6. Nous avons obtenu l'image du nuage atomique collimaté par le trou de 1,2 mm en 10 lâchers, c'est à dire en 50 secondes, ce qui est présenté sur la figure 15. Le rapport signal/bruit est de 10 et la résolution de l'image de 24 μm . Notons qu'à cette image est soustrait le fond lumineux acquis dans les mêmes conditions expérimentales lorsque le piège ne fonctionne pas.

Estimons le nombre d'atomes à l'origine de l'image. L'intégration complète du capteur réalisée par le logiciel indique que $1,1 \cdot 10^7$ photons ont été détectés en 10 lâchers. Le gain photonique peut encore être considéré, à cause des pertes par pompage optique égal à 10^3 photons par atome. En tenant compte de l'angle solide de détection, on aboutit à $8 \cdot 10^4$ atomes excités par chute, donc au résultat trouvé avec le photomultiplicateur. La densité détectée par chute est donc de $1,1 \cdot 10^6$ at/cm³. Toutefois, outre l'aspect mono ou bidimensionnel du détecteur, il faut avoir en tête que le photomultiplicateur seul ne permet pas l'accumulation de signaux (on doit lui adjoindre un compteur de photons) et donc, contrairement à la caméra, ne peut être utilisé pour la détection de bas niveau de lumière.

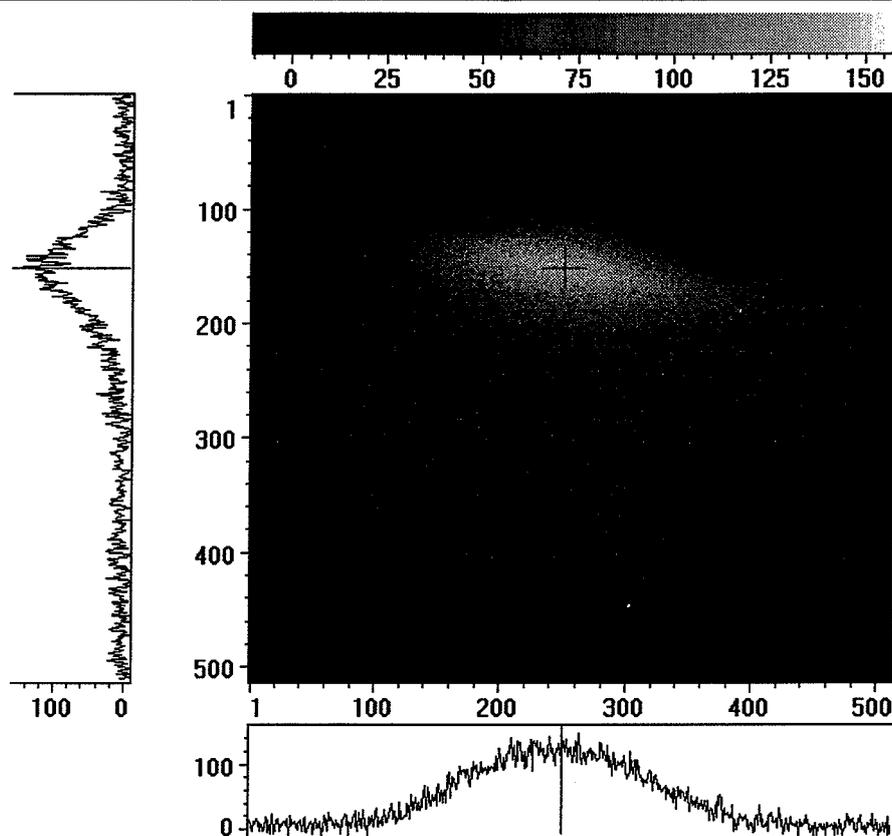


Figure 15 : Image de 10 lâchers de nuage atomique sur un trou de 1,2 mm, à laquelle a été soustraite le fond lumineux. L'axe vertical correspond au profil gaussien d'intensité du faisceau sonde et l'axe horizontal à la répartition spatiale des atomes qui ont été collimatés par l'obstacle ; la distribution des atomes dans cette direction suit une loi gaussienne, loi que nous décrivons dans l'annexe A_{III}.

C.2.2.2. Application du modèle de chute avec obstacle à l'expérience

Le modèle à 2 dimensions de chute avec obstacle décrit dans l'annexe A_{III} a un double rôle puisqu'il permet à la fois d'estimer l'ordre de grandeur du signal détectable, en termes de nombre d'atomes et la répartition spatiale des atomes dans le faisceau sonde par la simple connaissance des paramètres expérimentaux initiaux. La température de 30 μK de la source, correspondant à une dispersion de vitesses $\sigma_v = 54 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ implique que les atomes, après une chute de 3 cm ($\tau = 78 \text{ ms}$) sont répartis sur un disque de diamètre (largeur à 1/e de la distribution gaussienne) 12 mm ; la transmission t' du trou, donnée par l'expression (A_{III} . 9) est ainsi de $2 \cdot 10^{-2}$. La dispersion σ_T en position des atomes (donnée par l'expression (A_{III} . 7)) dans le faisceau sonde qui dépend entre autre de la taille initiale du piège ($\sigma_0 \approx 200 \mu\text{m}$) et du temps de chute ($t = 247 \text{ ms}$) vaut 1,93 mm. Le diamètre à 1/e de la distribution gaussienne vaut alors 5,46 mm et le nombre d'atomes réellement détectable, du fait des dimensions du faisceau laser est ainsi de $1,4 \cdot 10^6$ atomes car le nombre d'atomes dans le piège est de 10^8 . Il manque ainsi un facteur 20 sur l'amplitude du signal détecté par la caméra. L'hypothèse la plus raisonnable consiste à imputer cette perte à la transmission du trou. En effet, si la

verticalité de l'enceinte ne correspond pas tout à fait avec la verticalité définie par la gravité ou s'il existe une direction de fuite des atomes du piège lors de sa coupure, la perte d'un tel facteur est réalisable. L'ajustement des résultats expérimentaux rendant compte de la distribution des atomes dans le faisceau sonde a, en l'occurrence, été réalisée en prenant une transmission du trou inférieure, égale à 10^{-3} . Nous avons intégré l'image obtenue (Figure 15) sur l'épaisseur du faisceau laser sonde au niveau du logiciel de gestion de la caméra pour obtenir un signal à 1-d : les résultats obtenus avec cette transmission sont présentés sur la figure 16.

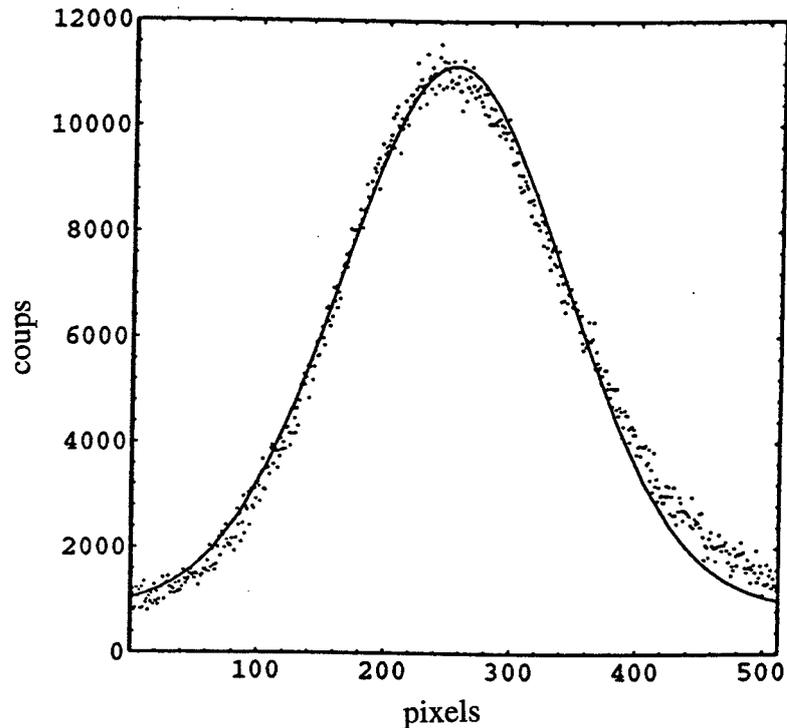


Figure 16 : Comparaison entre signal expérimental intégré sur l'épaisseur du faisceau laser (pointillés) et distribution gaussienne (trait plein) décrivant la chute d'atomes à travers un obstacle pour le trou de diamètre 1,2 mm. Le modèle utilise une transmission du trou égale à 10^{-3} .

Mis à part la transmission du trou qui ne suit pas l'estimation pour des raisons de réglages sur lesquelles nous nous sommes penchés par la suite, le modèle à 2 dimensions décrit parfaitement la chute des atomes à travers un obstacle, et l'on voit bien que le rôle du trou est de collimater la distribution initiale de vitesses de la source.

C.3. Trou de 200 μm

L'étape suivante a consisté à analyser la transmission d'un trou de diamètre inférieur. Nous avons installé à 1,5 cm sous le piège un trou de cuivre (matériau amagnétique) de

diamètre égal à $200 \mu\text{m}$. Dans ce paragraphe, nous commentons les résultats obtenus avec la caméra CCD. La source atomique est toujours réalisée avec un décalage à résonance de $-1,5\Gamma$ et contient 10^8 atomes.

C.3.1. Conditions expérimentales

Nous avons procédé dans des conditions expérimentales à peu près similaires à celles du trou de $1,2 \text{ mm}$ si ce n'est que la séquence temporelle de la figure 7 a été utilisée pour la commande de l'expérience. Nous avons obtenu l'image du nuage atomique collimaté par le trou de $200 \mu\text{m}$ en 50 lâchers, c'est à dire en 7 minutes et demi, ce qui est présenté sur la figure 16. Le rapport signal/bruit est inférieur à 10 et la résolution de l'image toujours de $24 \mu\text{m}$. Notons qu'à cette image est soustrait le fond lumineux acquis dans les mêmes conditions expérimentales lorsque le piège ne fonctionne pas.

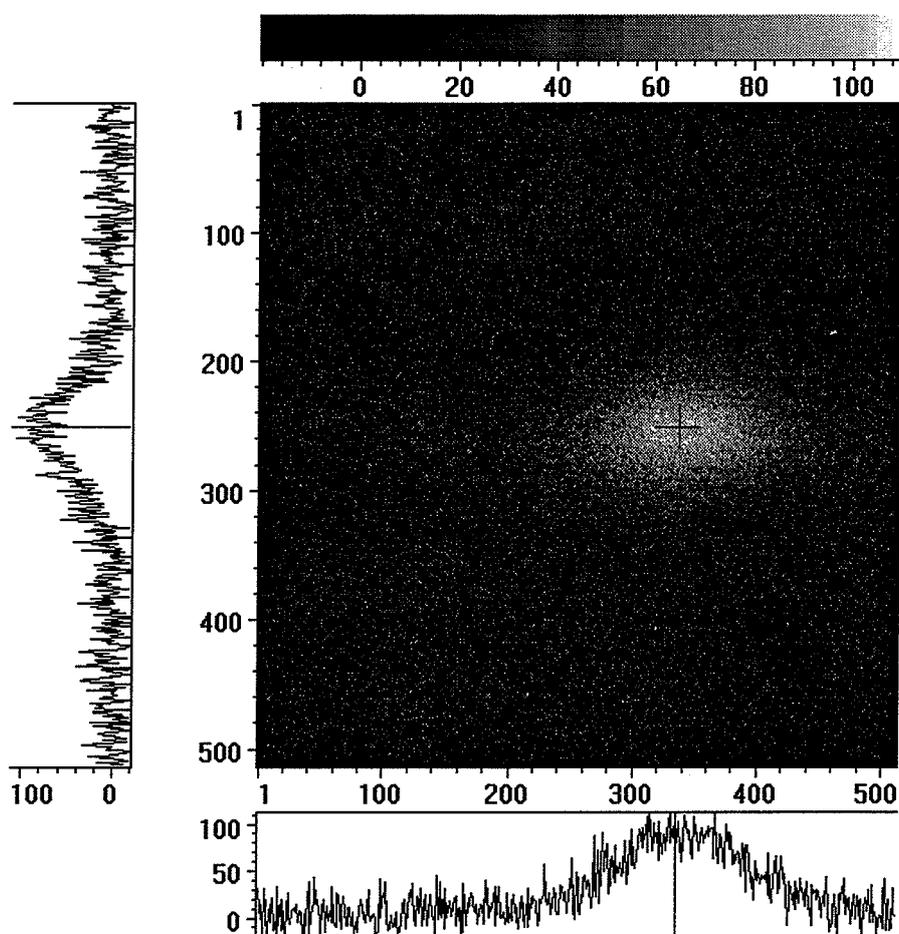


Figure 17 : Image de 50 lâchers de nuage atomique sur un trou de $200 \mu\text{m}$, à laquelle a été soustraite le fond lumineux. L'axe vertical correspond au profil gaussien d'intensité du faisceau sonde et l'axe horizontal à la répartition spatiale des atomes qui ont été collimatés par l'obstacle ; la distribution des atomes dans cette direction suit une loi gaussienne, loi que nous décrivons dans l'annexe AIII

Estimons le nombre d'atomes à l'origine de l'image. L'intégration complète du capteur réalisée par le logiciel indique que $6 \cdot 10^6$ photons ont été détectés en 50 lâchers. Le gain photonique peut encore être considéré, à cause des pertes par pompage optique égal à 10^3 photons par atome. En tenant compte de l'angle solide de détection, on aboutit à $4,4 \cdot 10^5$ atomes détectés en 50 lâchers, soit $9 \cdot 10^3$ atomes excités par chute. La densité détectée par chute est donc de $5 \cdot 10^5$ at/cm³ : elle est égale, comme on peut s'y attendre à celle détectée pour le trou de 1,2 mm.

C.3.2. Analyse du signal à l'aide du modèle à 2 dimensions de chute

Nous utilisons à nouveau le modèle à 2 dimensions de chute avec obstacle décrit dans l'annexe A_{III} pour analyser le signal obtenu avec le trou de 200 μm.

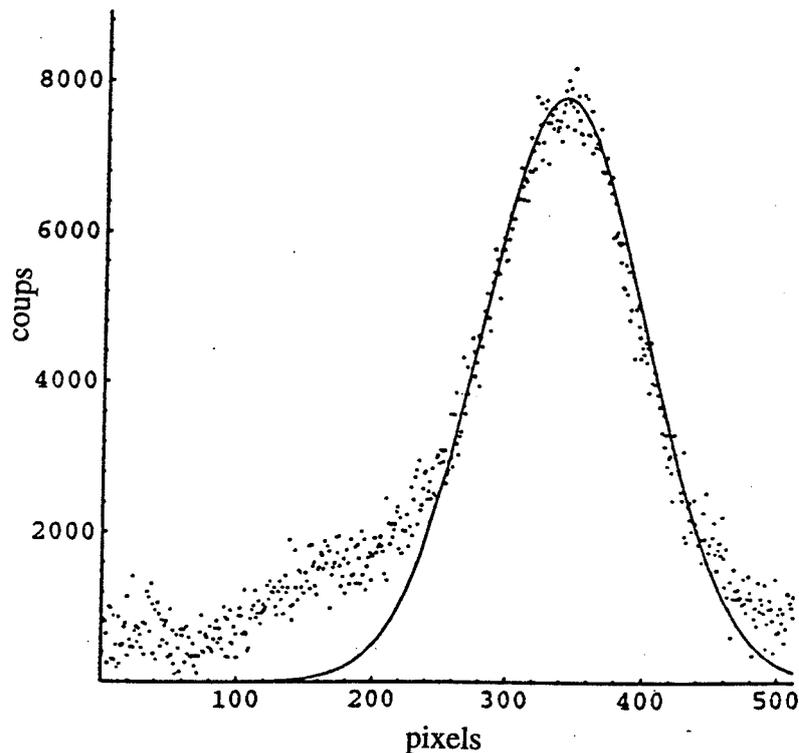


Figure 18 : Comparaison entre signal expérimental intégré sur l'épaisseur du faisceau laser (pointillés) et distribution gaussienne (trait plein) décrivant la chute d'atomes à travers un obstacle pour le trou de diamètre 200 μm. Le modèle utilise une transmission du trou égale à $9 \cdot 10^{-5}$.

La température de 30 μK de la source ($\sigma_v = 54$ mm.s⁻¹) implique que les atomes, après une chute de 1,5 cm ($\tau = 55$ ms) sont répartis sur un disque de diamètre (largeur à 1/e de la distribution gaussienne) 8,4 mm ; la transmission t' du trou est ainsi de $1,1 \cdot 10^{-3}$. La dispersion σ_T en position des atomes (donnée par l'expression (A_{III}. 7)) dans le faisceau sonde qui

dépend entre autre de la taille initiale du piège ($\sigma_0 \approx 200 \mu\text{m}$) vaut 0,82 mm. Le diamètre à $1/e$ de la distribution gaussienne vaut alors 2,32 mm et le nombre d'atomes réellement détectable, du fait des dimensions du faisceau laser est ainsi de $1,1 \cdot 10^5$ atomes. Il y a donc un facteur 12 de différence entre l'estimation et la réalité, ce qui est plus satisfaisant que pour le trou de 1,2 mm. Nous avons intégré l'image obtenue (Figure 17) sur l'épaisseur du faisceau laser sonde au niveau du logiciel de gestion de la caméra pour obtenir un signal à 1-d et l'avons comparé au modèle (Figure 18) pour lequel nous avons pris une transmission du trou égale à $9 \cdot 10^{-5}$.

Ces résultats sont encourageants puisque nous avons réalisé dans les deux cas l'image de quelques 10^5 atomes en quelques minutes, alors que des pertes d'un facteur compris entre 10 et 20 ont été observées. Ces pertes conduisent donc à reprendre les réglages de verticalité, de centrage de piège. Nous avons aussi étudié le passage piège/mélasse et vérifié l'absence de pertes d'atomes lors de la coupure de la source en utilisant temporairement la caméra CCD refroidie comme caméra d'observation du comportement de la source. Ce sont ces résultats que nous avons présenté en E.2 du chapitre II.

D. Perspectives

Lorsque les estimations et les résultats expérimentaux concorderont tout à fait, l'étape suivante consistera à insérer la fente source dans l'appareil. La configuration des fentes, fente source de largeur $s = 5 \mu\text{m}$ et fentes d'Young de largeur $a = 2 \mu\text{m}$ séparées de $d = 8 \mu\text{m}$ a été déterminée par la modélisation de l'expérience d'Young décrite au chapitre I en D. Le choix de fentes fines et non pas de trous, alors que la symétrie cylindrique de l'appareil s'y serait mieux prêté est justifié par la grande dimension des fentes (2 mm) qui permet d'optimiser le signal final puisque le signal dans cette direction est intégré sur toute la largeur du faisceau sonde.

D.1. Procédé de fabrication des fentes

L'utilisation d'un interféromètre atomique comme appareil de mesures fiables implique que les fentes d'Young soient rigoureusement parallèles sur toute la longueur (2 mm), situées dans un même plan (la membrane ne doit pas ressembler à de la tôle ondulée) et de faible épaisseur ($\leq 1 \mu\text{m}$) pour ne pas produire l'effet d'un tunnel sur les atomes. De plus, les fentes doivent bien entendu être réalisées dans un matériau amagnétique pour éviter toute déviation de la trajectoire des atomes par un champ magnétique. Les fentes sont réalisées dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire de Microstructures et de Microélectronique (L2M) du CNRS. Le carbure de silicium (CSi) semble être un bon candidat pour cela, car outre son caractère amagnétique, sa dureté élevée permet d'élaborer des membranes de faible épaisseur très résistante et de grande surface. La fabrication commence par le dépôt d'une fine couche de CSi ($e \approx 0,5 \mu\text{m}$) recouvert d'une fine couche d'or ($e \approx 0,5 \mu\text{m}$) sur une plaquette de silicium ($e \approx 350 \mu\text{m}$) qui sert de substrat. Ensuite, une

attaque chimique sélective (la vitesse dépend de l'orientation du silicium) de la face arrière est réalisée pour obtenir une fenêtre dans la plaquette de silicium. L'étape suivante consiste à déposer une fine couche de résine organique (PMMA : polyméthyl méthacrylate) sur la membrane de carbure de silicium + or par un procédé de centrifugation. Un faisceau d'électrons (50 kV), piloté par un ordinateur dessine alors le motif désiré dans la résine. Les électrons abîment la structure moléculaire de la résine et la partie endommagée peut être enlevée à l'aide de solvants appropriés. Les ouvertures réalisées dans la résine servent alors de moule pour l'attaque physico-chimique (avec un gaz fluoré) de la membrane de carbure de silicium + or par une technique de gravure réactive ionique (dite RIE). Ce procédé fonctionne car l'attaque est beaucoup plus rapide pour le carbure de silicium + or que pour la résine. Une fois le motif gravé dans la membrane de carbure de silicium + or, la résine organique est enlevée soit chimiquement soit par attaque physico-chimique (RIE) avec de l'oxygène.

D.2. Estimation du signal pour une fente de 5 μm

A partir du modèle décrit en B_{III}, nous estimons l'amplitude du signal atomique avec la fente source de l'interféromètre de largeur 5 μm et de longueur 2 mm située à 0,5 cm sous la source. Nous considérons pour cela une source contenant 10^8 atomes, de température 30 μK ($\sigma_v = 54 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$) et de dispersion en position $\sigma_0 = 200 \mu\text{m}$, spécificités que nous savons obtenir.

La répartition des atomes après une chute de 0,5 cm (temps de chute $\tau = 32 \text{ ms}$) implique que la transmission de la fente est égale à $t' = 7 \cdot 10^{-4}$. La dispersion en position des atomes dans le faisceau sonde ($t = 247 \text{ ms}$) vaut alors $\sigma_{TY} = 1,33 \text{ mm}$ dans la direction du faisceau et $\sigma_{TX} = 6,75 \text{ mm}$ dans la direction perpendiculaire au faisceau. Le nombre d'atomes réellement détectable, du fait des dimensions limités du faisceau laser est ainsi de $2,3 \cdot 10^4$ atomes. Si le gain photonique est de 10^3 par atome, le signal (maximum de 100 coups/pixel) sera détecté en 25 lâchers, c'est à dire en 2 minutes, avec un rapport signal/bruit de 10, durée valable si l'on utilise la séquence temporelle où c'est l'obturateur de la caméra CCD qui est pulsé.

L'amplitude du signal d'interférences peut aussi être estimée en déterminant la dispersion en position des atomes au niveau des fentes d'Young situées à 0,5 cm de la fente source ($\sigma_{TY} = 144 \mu\text{m}$ et $\sigma_{TX} = 1,48 \text{ cm}$). La transmission t'' des double fentes est alors déterminée en effectuant le rapport entre la surface des fentes et la surface du nuage ayant traversé la fente source : elle vaut $9,5 \cdot 10^{-2}$. La transmission totale est ainsi de $T = 6,7 \cdot 10^{-6}$ et conduit à 220 atomes détectables par lâchers. Il faudra donc accumuler pendant 600 lâchers, c'est à dire 45 minutes si la cadence de répétition de la séquence est de 0,25 Hz pour obtenir un signal d'interférences maximum de 100 coups/pixel, pour un atome émettant 10^3 photons. Il est donc indispensable, pour que cet interféromètre soit un véritable appareil de mesures

d'obtenir le taux de fluorescence maximal par rapport au temps d'interaction des atomes dans le faisceau laser sonde en évitant les pertes par pompage optique. Un laser fin spectralement, accordé sur la transition de repompage $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 3$ doit être superposé au faisceau laser sonde afin d'obtenir 10^4 photons émis par atome, ce qui doit alors permettre l'obtention de l'interférogramme en 5 minutes. Si ce temps est encore insuffisant, il faudra travailler avec une source encore plus froide. En effet, une température inférieure à $10 \mu\text{K}$ permettrait de gagner encore un facteur 5 sur le temps d'acquisition et conduirait à un contraste encore meilleur de l'interférogramme. Cette expérience devrait donc aboutir à de bons résultats.

Annexe A_{III} : Description du modèle à 2 dimensions de chute d'atomes avec obstacle circulaire

Nous décrivons le modèle à 2 dimensions de chute d'atomes avec obstacle permettant d'analyser les données expérimentales concernant la transmission d'un obstacle circulaire et la répartition spatiale transversale à un temps t donné, en l'occurrence au temps $t = 247$ ms mis pour atteindre le faisceau laser sonde. Précisons que dans le cadre de ce modèle, nous ne tenons pas explicitement compte de la dispersion en vitesses de la source sur l'axe de chute aussi bien au niveau de l'obstacle que au niveau du faisceau laser sonde où elle est intégrée temporellement.

Considérons le piège contenant N_0 atomes, de taille σ_0 à $t = 0$. Il peut être décrit par une distribution transversale gaussienne des positions de l'atome

$$P_0 = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (A_{III} . 1)$$

ainsi que par une distribution gaussienne des vitesses de l'atome correspondant à d'une répartition de Maxwell-Boltzman à deux dimensions :

$$P_v = \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{0x}^2 + v_{0y}^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (A_{III} . 2)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$ définit la dispersion de vitesse, m étant la masse de l'atome. A chaque direction x et y du piège est associée une température d'équilibre T égale à la température longitudinale T déterminée lors des mesures par temps de vol.

A l'instant τ , les atomes sont tombés d'une distance h_τ et arrivent au niveau de l'obstacle de diamètre $\phi = 2a$. La condition de transmission du trou est donc donnée par :

$$0 \leq \sqrt{x_\tau^2 + y_\tau^2} \leq a \quad (A_{III} . 3)$$

A la position (x, y) , ne peuvent être détectés que les atomes ayant traversé le trou lors de leur chute, c'est à dire une quantité :

$$\frac{d^2 N}{dx dy} = \frac{N_0}{2\pi\sigma_0^2} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2 t^2} \iint_{0 \leq \sqrt{x_\tau^2 + y_\tau^2} \leq a} \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right) dx_0 \cdot dy_0 \quad (A_{III} . 4)$$

Du fait de la dispersion de vitesses sur l'axe de chute (Oz), nous pouvons considérer que les atomes ne voient pas la même taille de trou à l'instant τ : à cet instant, les atomes les plus rapides sont déjà sous le trou et les plus lents ne l'ont pas encore atteint. Une bonne approximation, prenant en compte l'axe de chute consiste à prendre pour le trou une transmission gaussienne avec une largeur à $1/e^{-1/2}$ égale à $2a$.

Avec cette hypothèse, la probabilité qu'un atome atteigne la position (x, y) s'écrit :

$$\frac{d^2N}{dxdy} = \frac{N_0}{2\pi\sigma_0^2} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2 t^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x_\tau^2 + y_\tau^2}{2a^2}\right) \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right) dx_0 \cdot dy_0 \quad (A_{III} \cdot 5)$$

Le calcul de l'intégrale conduit à l'expression :

$$\frac{d^2N}{dxdy} = N_0 \frac{2\pi\sigma^2}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{\sigma_T^2}\right) \quad (A_{III} \cdot 6)$$

où le facteur σ et l'écart type de la distribution gaussienne σ_T sont donnés par :

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{\sigma_v^2 t^2} + \frac{(1-\tau/t)^2}{a^2}$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2 + (1-\tau/t)^2 \sigma_0^2 \sigma_v^2 t^2 / a^2}{1 + (\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2) / a^2} \quad (A_{III} \cdot 7)$$

Dans le cadre de ce modèle, la transmission du trou est déterminée par l'intégration sur tout l'espace de la relation (A_{III}. 6) : elle vaut alors :

$$t' = \frac{\sigma^2 \sigma_T^2}{\sigma_0^2 \sigma_v^2 t^2} \quad (A_{III} \cdot 8)$$

soit

$$t' = \frac{a^2}{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2 + a^2} \quad (A_{III} \cdot 9)$$

ce qui plus concrètement représente approximativement le rapport entre la surface du trou et la surface du piège détendu après une chute de hauteur h_τ .

Lès atomes qui ont traversé le trou, c'est à dire une quantité $t'N_0$ sont répartis selon une gaussienne ; à 30 cm la taille du nuage à $1/e$ vaut ainsi $2\sqrt{2}\sigma_T$.

Si la largeur du faisceau laser d'excitation est inférieure à la largeur de la distribution d'atomes, nous tenons compte en intégrant l'expression (A_{III} . 6) sur cette largeur, en considérant que le profil en intensité du faisceau est carré, ce qui se traduit par :

$$\frac{dN}{dy} = N_0 \frac{2\pi\sigma^2}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_T^2}\right) \int_{-l/2}^{+l/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_T^2}\right) dx$$

(A_{III} . 10)

où $l = 4 \text{ mm}$ est la largeur du faisceau laser sonde.

Le profil du nuage, dans la direction du faisceau laser est alors donné par la relation :

$$\frac{dN}{dy} = N_0 \frac{2\pi\sigma^2}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t^2} \sqrt{2\pi}\sigma_T \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_T}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_T^2}\right)$$

(A_{III} . 11)

Le nombre d'atomes réellement détectables est ainsi obtenu par intégration complète sur y et vaut :

$$N = N_0 \frac{2\pi\sigma^2 2\pi\sigma_T^2}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t^2} \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_T}\right) = N_0 t' \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_T}\right)$$

(A_{III} . 12)

où $\operatorname{erf}(u)$ est la fonction d'erreur usuelle définie par $\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-t^2) dt$.

Annexe B_{III} : Description du modèle à 2 dimensions de chute d'atomes avec obstacle rectangulaire

Nous décrivons très succinctement le modèle à 2 dimensions de chute d'atomes avec obstacle permettant d'analyser les données expérimentales concernant la transmission d'une fente de largeur $s = 2Y$ et de longueur $S = 2X$ car il est quasiment identique à celui décrit en A_{III}. Nous nous intéressons en particulier à la répartition spatiale transversale des atomes à un temps t donné, en l'occurrence au temps $t = 55$ ms mis pour atteindre les fentes d'Young ou au $t = 247$ ms mis pour atteindre le faisceau laser sonde.

Considérons le piège contenant N_0 atomes, de taille σ_0 à $t = 0$. Il peut être décrit par une distribution gaussienne des positions de l'atome

$$P_0 = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (B_{III} . 1)$$

ainsi que par une distribution gaussienne des vitesses de l'atome correspondant à d'une répartition de Maxwell-Boltzman à deux dimensions :

$$P_v = \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \exp\left(-\frac{v_{0x}^2 + v_{0y}^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (B_{III} . 2)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$ définit la dispersion de vitesse, m étant la masse de l'atome.

A l'instant τ , les atomes sont tombés d'une distance h_τ et arrivent au niveau de la fente source. La condition de transmission de la fente est donc donnée par :

$$-X \leq x_\tau \leq X$$

$$-Y \leq y_\tau \leq Y$$

(B_{III} . 3)

A la position (x, y) , ne peuvent être détectés que les atomes ayant traversé la fente lors de leur chute, c'est à dire une quantité :

$$\frac{d^2 N}{dx dy} = \frac{N_0}{2\pi\sigma_0^2} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2 t^2} \iint_{\substack{-X \leq x_\tau \leq X \\ -Y \leq y_\tau \leq Y}} \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right) dx_0 \cdot dy_0$$

(B_{III} . 4)

Du fait de la dispersion de vitesses sur l'axe de chute (Oz), nous pouvons considérer que les atomes ne voient pas la même taille de trou à l'instant τ : à cet instant, les atomes les plus rapides sont déjà sous le trou et les plus lents ne l'ont pas encore atteint. Une bonne approximation, prenant en compte l'axe de chute consiste à prendre pour chaque direction de la fente une transmission gaussienne. La largeur à $1/e^{-1/2}$ est égale à $2Y$ pour le petit axe de la fente et à $2X$ pour le grand axe de la fente.

Avec cette hypothèse, la probabilité qu'un atome atteigne la position (x, y) s'écrit :

$$\frac{d^2 N}{dx dy} = \frac{N_0}{2\pi\sigma_0^2} \frac{1}{2\pi\sigma_v^2 t^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x_\tau^2}{2X^2}\right) \exp\left(-\frac{y_\tau^2}{2Y^2}\right) \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2}\right) dx_0 \cdot dy_0 \quad (B_{III} . 5)$$

Le calcul de l'intégrale conduit à l'expression :

$$\frac{d^2 N}{dx dy} = N_0 \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_{TX}^2}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_{TY}^2}\right) \quad (B_{III} . 6)$$

où les facteurs σ_x et σ_y et les écarts types des distribution gaussienne σ_{TY} (dans la direction des y) et σ_{TX} (dans la direction des x) sont donnés par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_x^2} &= \frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{\sigma_v^2 t^2} + \frac{(1-\tau/t)^2}{X^2} \\ \frac{1}{\sigma_y^2} &= \frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{1}{\sigma_v^2 t^2} + \frac{(1-\tau/t)^2}{Y^2} \\ \sigma_{TX}^2 &= \frac{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2 + (1-\tau/t)^2 \sigma_0^2 \sigma_v^2 t^2 / X^2}{1 + (\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2) / X^2} \\ \sigma_{TY}^2 &= \frac{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2 + (1-\tau/t)^2 \sigma_0^2 \sigma_v^2 t^2 / Y^2}{1 + (\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2) / Y^2} \end{aligned}$$

(B_{III} . 7)

Dans le cadre de ce modèle, la transmission de la fente fine est déterminée par l'intégration sur tout l'espace de la relation (B_{III} . 6) : elle vaut alors :

$$t' = \frac{\sigma_x \sigma_y \sigma_{TX} \sigma_{TY}}{\sigma_0^2 \sigma_v^2 t^2} \quad (B_{III} . 8)$$

soit

$$t' = \frac{XY}{\sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2 + X^2} \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 \tau^2 + Y^2}} \quad (B_{III} . 9)$$

ce qui plus concrètement représente approximativement le rapport entre la surface de la fente et la surface du piège détendu après une chute de hauteur h_τ .

Le profil du nuage, dans la direction du faisceau laser est alors donné par la relation :

$$\frac{dN}{dy} = N_0 \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{2\pi\sigma_0^2 2\pi\sigma_v^2 t'^2} \sqrt{2\pi}\sigma_{TX} \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_{TX}}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_{TY}^2}\right) \quad (B_{III} . 10)$$

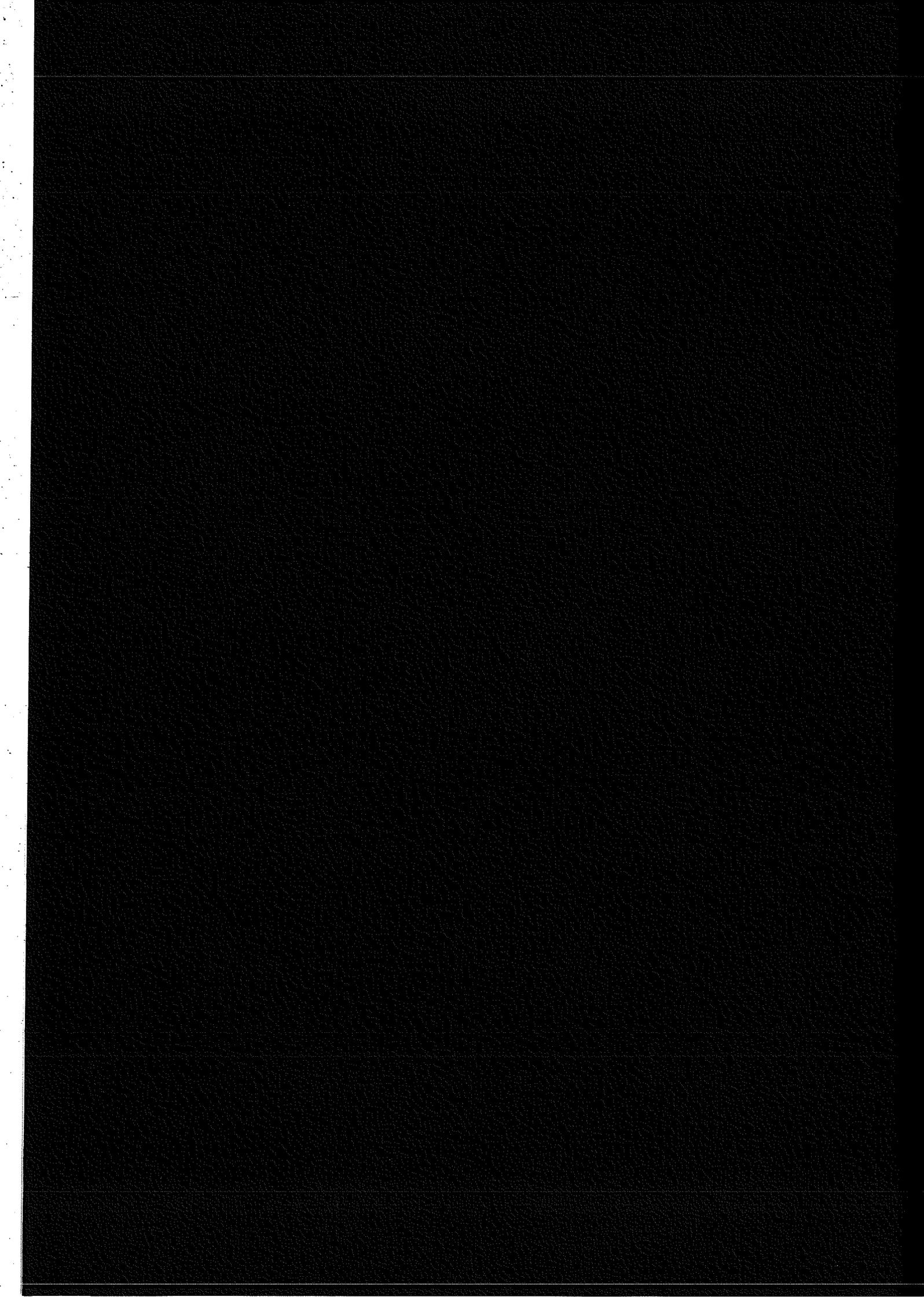
où la largeur $l = 4$ mm du faisceau laser sonde a été prise en compte.

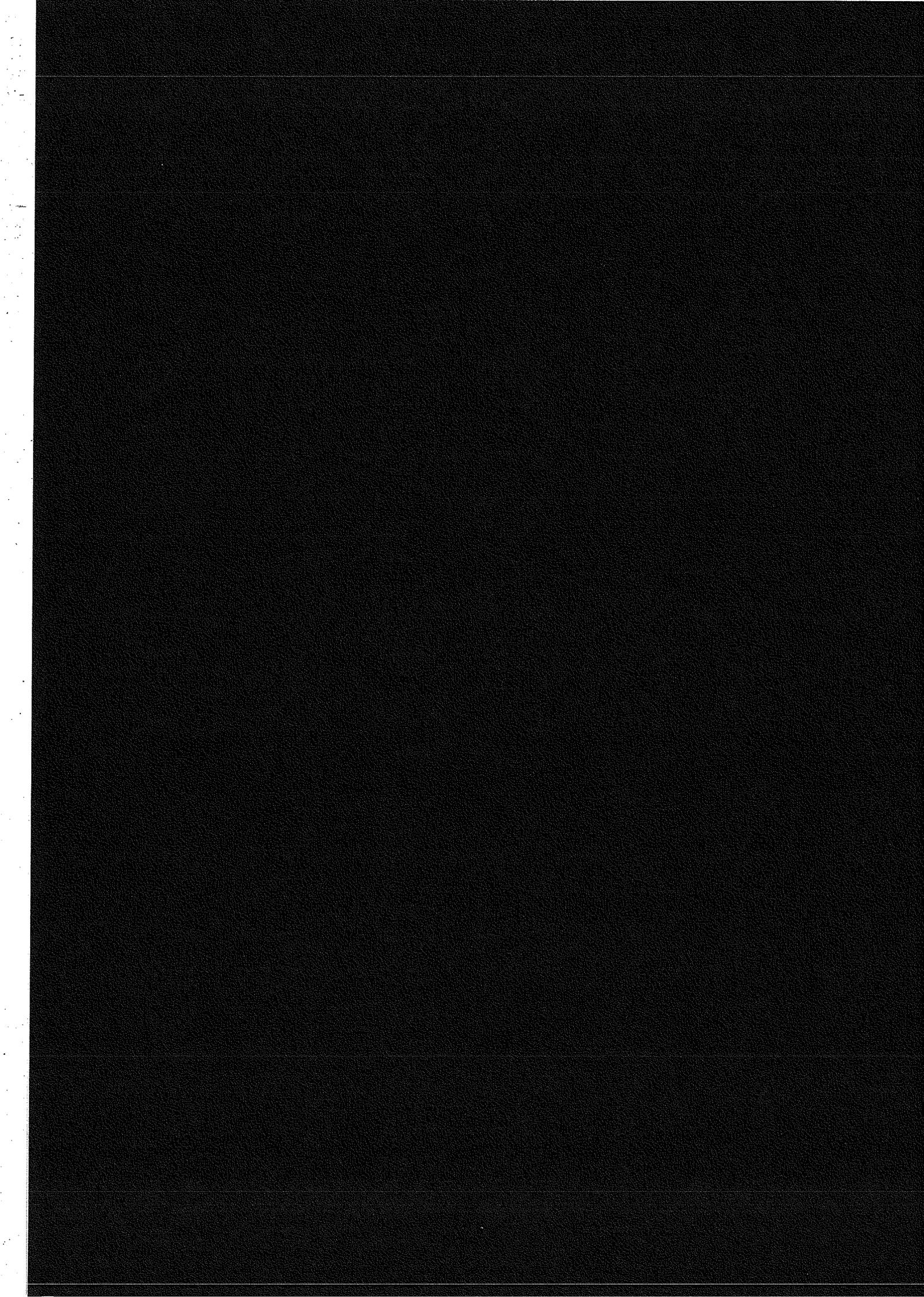
Le nombre d'atomes réellement détectables est ainsi obtenu par intégration complète sur y et vaut :

$$N = N_0 t' \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{2}\sigma_{TY}}\right) \quad (B_{III} . 11)$$

Références du chapitre III

- [BER95] H. Berten and K. Kleinermanns, *Appl. Phys. B* **61**, 604 (1995)
- [ESL93] T. Esslinger, A. Hemmerich and T. W. Hänsch, *Opt. Comm.* **93**, 49 (1993)
- [HAR70] T. Hard, *Appl. Opt.* **9**, 1825 (1970)
- [KUR95] C. Kurtsiefer, T. Pfau, C. Ekstrom, J. Mlyneck, *Appl. Phys. B* **60**, 229 (1995)
- [LAB88] M. de Labachellerie, Thèse de doctorat de l'université Paris XI (1988)
- [LAB91] M. de Labachellerie, C. Latrasse, K. Diomandé, P. Kemssu and P. Cérez, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **40**, 185 (1991)
- [MCN85] P. McNicholl and H. Metcalf, *Appl. Opt.* **24**, 2757 (1985)
- [RIC95] L. Ricci, M. Weidmüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vutelic, W. König and T. W. Hänsch, *Opt. Comm.* **117**, 541 (1995)
- [RIE91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte and J. Helmcke, C. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991)
- [RUS96] F. Ruschewitz, D. Bettreman, J. L. Peng and W. Ertmer, *Europhys. Lett.* **34**, 651 (1996)
- [SCI93] *Science et vie* **908**, 124 (1993)
- [SHE89] B. Sheehy, S. Q. Shang, R. Watts, S. Hatamian and H. Metcalf, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2165 (1989)





CONCLUSION GENERALE

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la mise au point expérimentale d'un interféromètre atomique de type Young utilisant comme source des atomes froids de rubidium. Avant d'être construite, cette expérience a été modélisée à l'aide d'une simulation numérique qui a déterminé à la fois la géométrie des objets diffractants et le choix de l'atome. Cet interféromètre a été conçu dans l'optique d'en faire un appareil de mesures de grande sensibilité. Pour cela, les interférogrammes doivent être obtenus rapidement, avec un bon rapport signal sur bruit et un fort contraste. Ce mémoire décrit donc les différentes étapes permettant la réalisation de cet appareil.

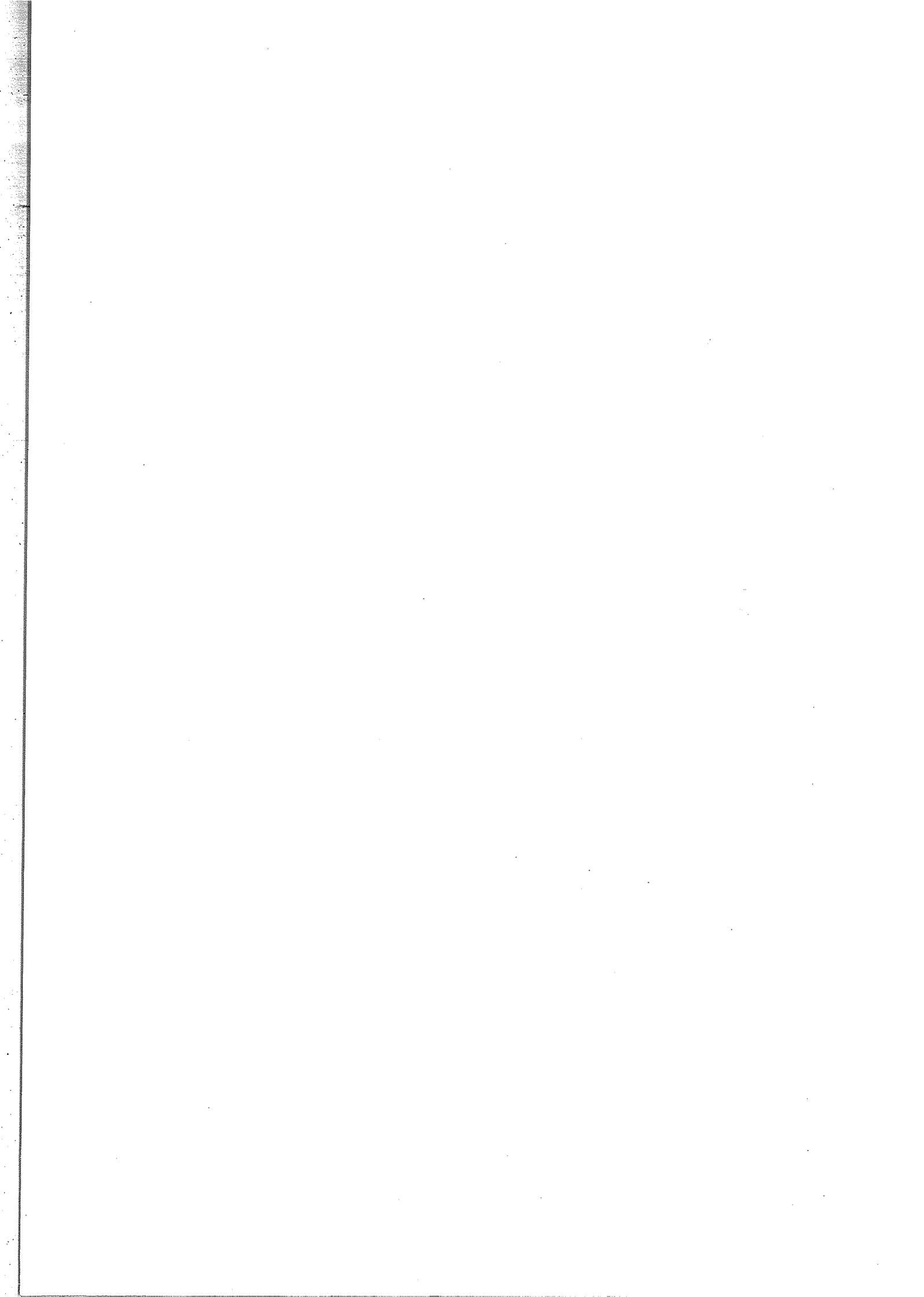
Dans un premier temps, nous avons construit la source : ce sont des atomes confinés dans un piège magnéto-optique en configuration σ^+/σ^- réalisé par des techniques standards de refroidissement par laser, en l'occurrence de diodes laser. Sa simplicité de mise en oeuvre et ses caractéristiques en font un instrument privilégié pour maintes applications. Afin d'en obtenir une bonne connaissance, une étude systématique de ses conditions de fonctionnement a été menée. Après avoir mis en place des outils classiques qui permettent de déterminer le nombre d'atomes, la taille et la température de la source, nous avons étudié les variations de ces paramètres en fonction de la puissance du laser piégeant, du désaccord à résonance et du gradient de champ magnétique. Cherchant à obtenir simultanément un grand nombre d'atomes et une faible température de la source atomique, nous avons trouvé un mode de fonctionnement qui conduit à un nuage contenant 10^8 atomes, de température égale à $30 \mu\text{K}$: c'est dans ces conditions que les expériences préliminaires de lâchers d'atomes ont été réalisées. Dans le cadre interférométrique, ces deux paramètres conditionnent la qualité de l'interférogramme car ils en déterminent sa brillance et son contraste. Nous avons aussi analysé la source en réalisant à la fois l'image du piège et de son passage dans un faisceau d'excitation sur le capteur CCD refroidi. L'intérêt de cette méthode est que toutes les caractéristiques de la source sont accessibles simultanément, et qu'elle peut être dupliquée facilement, en utilisant par exemple une caméra CCD fonctionnant à la cadence vidéo. Un

piège magnéto-optique utilisant comme laser de ralentissement une diode laser large spectralement (environ 20 MHz) a été étudié par ce procédé, ainsi que son passage en mélasse optique. C'est une configuration piégeante simple, plus rapide à mettre en oeuvre, et moins onéreuse qui, pour bien des applications peut s'avérer suffisante puisque la température de l'échantillon froid ainsi obtenu est comparable à celle du piège réalisé avec un laser fin spectralement. Un tel piège conviendrait tout à fait pour des études de collisions froides ou des expériences de photo-association par exemple, voire même comme source initiale pour la réalisation d'un condensat.

La méthode de détection est basée sur l'imagerie de la fluorescence induite des atomes traversant le faisceau laser sonde. Ce type de détection impose de travailler avec un fond lumineux quasiment nul et donc de s'affranchir de toute lumière parasite, ce qui est rendu difficile par la très grande sensibilité du capteur CCD refroidi. Dans ce but, la détection doit être pulsée afin de ne fonctionner qu'au moment du passage des atomes et synchronisée avec la séquence temporelle de chute des atomes qui fonctionne à la fréquence de 0,25 Hz, fréquence limitée par le temps de chargement du piège magnéto-optique. Cette méthode de détection où l'on couple le grand gain photonique de la fluorescence induite à la grande efficacité quantique du détecteur est réellement adapté à la détection de bas niveaux lumineux et peut dès lors être utilisé pour toutes les applications qui nécessitent la visualisation de positions atomiques et ce, avec une excellente résolution spatiale. Nous l'avons choisie pour détecter la figure d'interférences due aux fentes d'Young mais elle conviendrait également pour d'autres types d'interféromètres agissant sur les degrés de liberté externes de l'atome et bien entendu pour toute expérience où l'on cherche à visualiser les positions d'une assemblée d'atomes de faible densité, comme dans un condensat par exemple.

Même si l'interféromètre ne fonctionne pas encore, les résultats concernant la chute d'atomes à travers des obstacles de taille diverse sont tout à fait prometteurs pour l'obtention d'un interférogramme en peu de temps. Si l'on obtient le taux de fluorescence maximum permis par le temps d'interaction entre les atomes et le faisceau sonde, une cinquantaine d'acquisitions d'images suffirait à l'obtention d'un interférogramme de bon rapport signal sur bruit, avec les conditions initiales typiques de notre source. Cependant, la température de la source peut encore être diminuée par la réalisation d'une phase de mélasse optique et si la brillance de l'interféromètre n'est toujours pas suffisante, il est envisageable de collimater à l'aide de faisceaux laser polarisés σ^+/σ^- placé entre le piège et les fentes la distribution d'atomes dans la direction perpendiculaire à la petite dimension des fentes.

Si l'interféromètre répond aux spécificités exigées lors de sa conception, nous aurons là un appareil de grande sensibilité susceptible de permettre l'étude de phénomènes où les interactions avec l'atome sont très faibles, comme l'interaction atome/surface. L'introduction d'une surface sur l'un des bras de l'interféromètre doit créer un déphasage supplémentaire, lequel se manifesterait par un décalage en positions des franges d'interférences.



Nom : SERRE
Prénom : Isabelle
Titre : Interférométrie de type Young : réalisation et caractérisation de la source d'atomes froids de rubidium et de la méthode d'imagerie intégrale.

Résumé : Cette thèse présente un travail expérimental concernant la réalisation et la mise au point de la source et de la détection dans un montage d'interférométrie atomique. L'expérience consiste à faire tomber des atomes froids de rubidium, initialement piégés, sur un système de fentes d'Young de taille micrométrique et à visualiser la figure d'interférences en détectant la position des atomes trente centimètres plus bas.

Les différentes étapes indispensables à la réalisation de la source atomique, un piège magnéto-optique en configuration σ^+/σ^- sont décrites, et en particulier ce qui concerne la mise au point des lasers à diode. L'étude des caractéristiques du piège (nombre d'atomes, taille, température) ainsi que les méthodes utilisées pour sa description sont exposées en détail. D'autres modes de fonctionnement, qui permettent d'obtenir de meilleures propriétés de la source sont abordés. Nous présentons également une analyse de la source, basée sur l'imagerie atomique, où toutes ses caractéristiques sont connues simultanément. Dans les conditions de fonctionnement actuelles adaptées à l'interférométrie, le nuage contient environ 10^8 atomes et sa température est de l'ordre de $30 \mu\text{K}$.

Pour la détection de position des atomes, une méthode de fluorescence induite par laser couplée à une caméra CCD refroidie à l'azote a été choisie. Cette méthode d'imagerie intégrale, qui couple le fort gain photonique (10^4 photons par atome) à la très grande sensibilité du capteur a été développé, puis testée « à blanc » en analysant la répartition spatiale et temporelle des atomes du piège ayant traversé des obstacles situés sous le piège. Nous avons obtenu des images d'atomes lâchés sur un trou de 1,2 mm, puis sur un trou de $200 \mu\text{m}$ en peu de lâchers, et ce, avec une bonne résolution spatiale.

L'ensemble des résultats obtenus, concernant en particulier la brillance de la source, la sensibilité et la résolution de la détection confirme la possibilité d'obtenir un interférogramme en peu de temps.

Mots clés

- interférométrie atomique
- piège magnéto-optique
- ralentissement et refroidissement par laser
- rubidium
- diode laser et techniques d'asservissement en fréquence
- caméra CCD refroidie et imagerie intégrale
- ultra-vide
- microstructures

