

Orsay

n° d'ordre

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

par

Jouda DJEMAA

Sujet

**ENTONNOIR À ATOMES :
ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE DE LA COMPRESSION
TRANSVERSE PAR PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE D'UN JET
ATOMIQUE DE CÉSIIUM RALENTI ET REFROIDI PAR LASER**

Soutenu le 3 mai 1995 devant la commission d'examen

Mme. Zohra BEN LAKHDAR

Mr. Michel DESAINTFUSCIEN

Président

Mr. Pierre PILLET

Mr. Christophe SALOMON

Rapporteur

Mr. Jacques ROBERT

Rapporteur

*tu suis boïcham
Je t'aime bien...
reste del que tu es
Je t'assure, tu es saper.*

*A mes parents,
A mon frère Kaïs,
A ma soeur Imène.*

Remerciements

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été mené au Laboratoire Aimé Cotton. Je remercie son directeur, Madame Catherine Brechignac, de m'y avoir accueillie.

J'ai eu la chance de travailler sous la direction de Monsieur Pierre Pillet qui m'a fait profiter, de sa grande compétence tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Je suis heureuse de pouvoir lui exprimer ma profonde gratitude.

Je remercie vivement Messieurs M. Desainfuscien, J. Robert et C. Salomon de l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse en acceptant de participer au jury.

Je remercie également mon professeur, Madame Z. Ben Lakhdar, de m'avoir honorée de sa présence dans le jury, ainsi que tous mes professeurs à la Faculté de Tunis pour m'avoir encouragée à poursuivre le chemin vers le savoir.

Je dois remercier Jean Marc Sintès et Bernard Démaret de m'avoir obligée de les remercier et surtout d'avoir bien fait mes petits dessins.

Je tiens à remercier Monique Durand de m'avoir accueillie dans son bureau toujours avec le sourire, et je n'oublierai pas Jean-Phillipe Roux en lui disant encore une fois "aye-aye-aye-aye-aye".

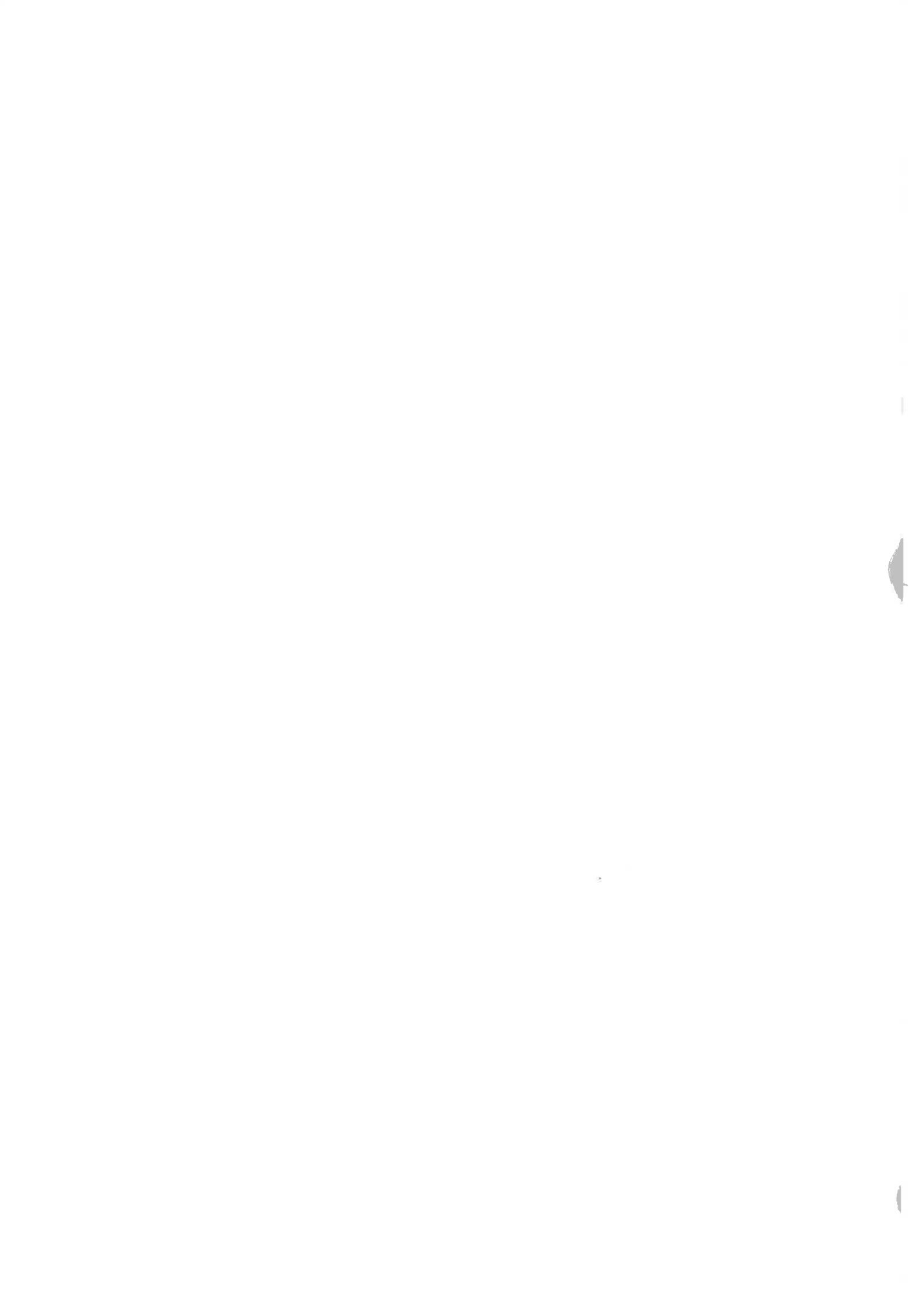
Tous les membres du laboratoire Aimé cotton m'ont accueillie dans un climat amical et n'ont pas hésité à me prodiguer leurs aides précieuses. Je leur en suis reconnaissante.

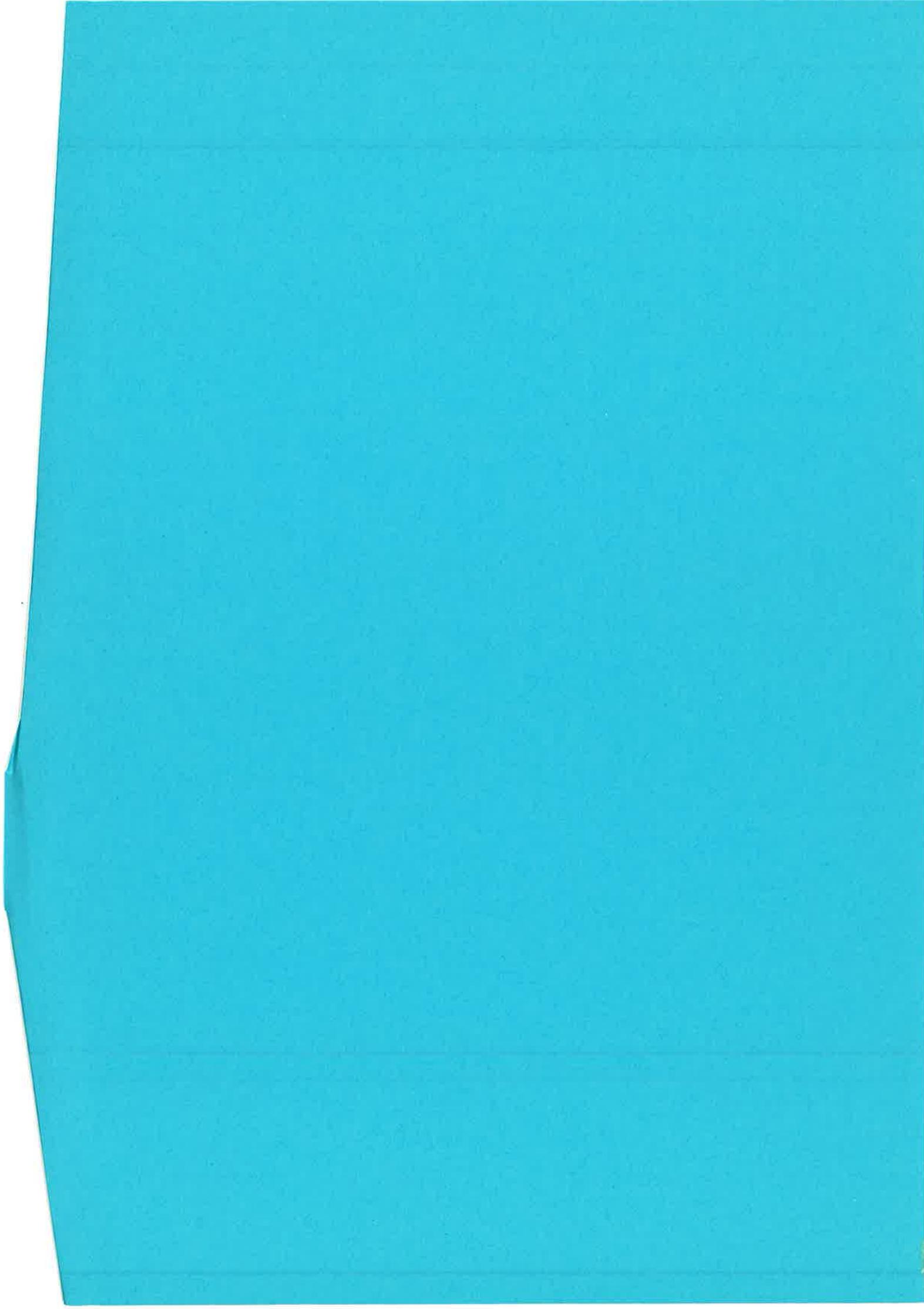
Je n'oublierai pas de remercier Jin Yu et Patrick Nosbaum avec qui j'ai pu apprécier la recherche et le savoir faire.

Je remercie tous les juniors des atomes "gelés" en leur disant "bravou, vous appris la patience en me coutoyant". Je n'oublierai pas non plus mes copains de bouffe qui m'ont toujours apporté de l'appétit même dans mes moments les plus durs. Merci à tous.

Je voudrais profiter de cette page pour dire "mille merci" à mes voisins de "Fleming" pour leur aide quotidienne et leur gentillesse et surtout à ma "petite" soeur Amel.

Je clôture cette liste qui peut être encore plus longue en remerciant tous mes ami(e)s qu'ils soient en France ou en Tunisie pour être toujours à mes côtés. Merci à tous.







INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le but de ce mémoire a été d'étudier la mise en oeuvre d'un piège magnéto-optique à deux dimensions sur un atome de césium. Pour ce faire, on agit sur les dimensions transverses d'un jet atomique de césium de manière à réaliser un phénomène de compression des atomes afin de diminuer le diamètre du jet et à en augmenter la densité. L'optimisation de cette compression est été réalisée en utilisant deux méthodes expérimentales basées sur l'orientation du moment magnétique de l'atome à l'entrée du piège selon le champ magnétique local. L'étude de ces deux méthodes et de leurs efficacités font l'objet de cette thèse. Le travail de cette thèse est donc basé sur l'utilisation des techniques de manipulation d'atomes par laser

Ces techniques permettent de modifier le mouvement du centre de masse des atomes à l'aide des faisceaux laser en ouvrant de multiples perspectives dans la spectroscopie à très haute résolution, l'optique quantique, l'interférométrie atomique, la métrologie, la physique des collisions atomiques... Elles se sont beaucoup développées depuis 1985. Les premières expériences réalisées dans ce domaine concernaient le ralentissement de jets atomiques [BAL.85, ERT.85, PRO.85, PHI.85]. Le dispositif expérimental consiste à éclairer un jet atomique à contre courant par un faisceau laser résonant. Un des problèmes posé lors de ces expériences est dû à l'effet Doppler et au maintien à résonance du laser avec les atomes. Ceci a été résolu soit en balayant la fréquence de la transition par un gradient longitudinal de champ magnétique soit en balayant la fréquence du laser au fur et à mesure que l'atome est ralenti. Le grand nombre de cycles "absorption-émission spontanée" appelés cycles de fluorescence exerce sur l'atome une force dissipative dite force de pression de radiation résonante. Cette force diminue la vitesse des atomes du jet et permet de réaliser un jet très monocinétique [YU.91, SAL.88].

L'idée de refroidir les atomes a été proposée par Hansch et Shawlow [HAN.75] et Wineland et Dehmelt [WIN.75] en 1975. Elle a été réalisée pour la première fois sur les pièges à ions en 1978 [WIN.78]. Le principe de cette idée est d'éclairer un atome (ou un ion) par deux ondes lasers qui se propagent en sens inverse. Pour des lasers à faibles intensités, chaque onde électromagnétique exerce sur l'atome une force de pression de radiation indépendamment de l'autre onde. Quand l'atome est au repos, la somme de ces deux forces est nulle. Quand l'atome se déplace avec une composante de vitesse v selon la direction de propagation des lasers, il voit un décalage Doppler ($\pm kv$) de signe différent pour chacune des deux ondes. Si l'on décale la fréquence des deux lasers vers le rouge par rapport à la fréquence de résonance atomique (on se limite ici au cas simple d'un atome à deux niveaux) , l'atome aura une probabilité plus grande d'absorber des photons du laser qui se propage en sens opposé à son mouvement. Ce déséquilibre entre les deux forces de pression de radiation crée une force de friction proportionnelle à la vitesse v ($F = -\alpha v$) qui tend à freiner l'atome. Cette force est efficace quand le décalage Doppler ne dépasse pas quelques largeurs naturelles du niveau excité, pour des atomes dont la vitesse est inférieure à une certaine vitesse v_{cap} dite vitesse de capture. Cet ensemble d'atomes refroidi constitue ce qu'on appelle une "mélasse optique". Ce phénomène de ralentissement devrait conduire à une vitesse de plus en plus faible jusqu'à atteindre une valeur nulle. En fait, ce processus a une limite dû au caractère aléatoire de l'émission spontanée lorsque la vitesse devient faible. Ce caractère aléatoire produit un phénomène de chauffage qui rentre en compétition avec le phénomène de refroidissement. Il est décrit par un facteur de diffusion D . Ce facteur est lié à la température par la relation suivante:

$$k_B T = \frac{D}{\alpha}$$

où α est le coefficient de frottement et k_B est la constante de Boltzmann, T étant la température [LET.89]. On ne peut donc pas dépasser une température limite appelée "température Doppler", qui pour un atome à deux niveaux est donnée par [WIN.79] :

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2}$$

Cette température peut être de l'ordre de la centaine de microKelvins (125 μ K pour le césium).

Les premières réalisations de mélasses optiques ont été faites dans le cas d'une mélasse à trois dimensions formée par l'intersection de trois paires de lasers selon trois directions. Chaque paire de lasers est formée de deux faisceaux se propageant en sens inverse [CHU.85, CHU.86]. Les mesures précises de températures réalisées à la suite de ces expériences ont permis de mesurer des températures beaucoup plus basses que la température Doppler appelée "température sub-Doppler" [LETT.88, DAL.89, CHU.89]. L'interprétation de ces mesures de températures sub-Doppler a suivi de très près les expériences [COH.89, UNG.89]. Elle repose sur l'existence de nouveaux mécanismes dans les mélasses optiques. Ces derniers tiennent compte de la structure interne de l'atome, des effets de pompage optique entre les différents sous-niveaux Zeeman dans l'état fondamental, de leurs déplacements lumineux, des gradients de polarisation de la lumière. Nous n'allons pas exposer ici le détail de ces mécanismes supplémentaires que nous analyserons brièvement dans le chapitre I de cette thèse. Remarquons simplement que le refroidissement sub-Doppler repose principalement sur le fait que les atomes étudiés dans les expériences présentent plusieurs sous-niveaux Zeeman fondamentaux. Ceci implique la présence d'une nouvelle constante de temps qui est le temps de pompage optique entre les différents sous-niveaux qui peut être très long devant le temps de vie du niveau excité à faible intensité. Il s'ensuit un suivi non adiabatique de l'évolution des variables internes de l'atome caractérisée par ce temps de pompage avec celle des variables externes de celui-ci. Ceci crée une force de friction beaucoup plus importante que celle calculée pour un atome à deux niveaux [WEI.89, SHE.90, VAL.92].

Les expériences de mélasses optiques ont incité les réflexions pour réaliser non seulement "un piège en vitesse" mais aussi un "piège en position". Une première expérience montrant le fonctionnement d'un piège dit "magnéto-optique" à trois dimensions, a été réalisé en 1987 [RAA.87] sur le sodium et en 1989 [SES.89] sur le césium, en combinant astucieusement la force de pression de radiation des lasers avec une force de rappel créée par un champ magnétique inhomogène. Si les expériences des mélasses avaient nécessitées la préparation d'un jet ralenti pour charger une mélasse, les pièges magnéto-optiques à trois dimensions ont été réalisés sur les alcalins en cellule [MON.90, GRI.92] où les atomes sont accumulés dans une zone de champ magnétique nul. Les mécanismes sub-Doppler peuvent aussi être présents dans les pièges magnéto-optiques et des températures très basses et des tailles très petites ont aussi été mises en évidence [STE.91, GRI.92].

En étudiant les pièges magnéto-optiques, on cherche à obtenir des nuages atomiques très denses tout en gardant de faibles températures. Ces pièges vont constituer des outils très intéressants pour de nombreuses expériences avec des atomes froids. On peut citer en particulier, les collisions entre atomes froids [GAL.89, JUL.90, JUL.91].

La réalisation du piège magnéto-optique à trois dimensions alimenté par un jet atomique ralenti a incité l'étude de la compression d'un jet atomique à deux dimensions. La motivation d'une telle étude est d'obtenir un jet atomique d'atomes ralentis et refroidis, dense. Ceci a été réalisé dans le cas du sodium [NEL.90, RII.90] montrant la faisabilité du piège à deux dimensions appelé aussi entonnoir d'atomes ("atomic funnel"). Nous pouvons tout de suite noter une différence fondamentale entre le piège à 2 dimensions et celui à 3 dimensions. Dans le cas à 3 dimensions, on doit remplir le piège d'atomes jusqu'à ce que les pertes soient égales à l'apport en atomes. On est en général très loin d'atteindre ce régime dans un piège à deux dimensions. En effet, le principe du piège 2D est de compresser un jet atomique en un temps court, limité par le temps de vol de l'atome dans la zone d'interaction atome-laser-champ magnétique qui constitue le piège. Le processus de compression est donc un processus transitoire. Notre travail de thèse démarre à ce point du développement de ces techniques de manipulation d'atomes par laser. Pour bien des points, la compression d'un jet ralenti et refroidi de césium va se rapprocher de celle d'un jet de sodium. Cependant, comme nous le verrons, des différences dues à la transition utilisé vont conduire à un comportement assez différent des atomes dans le piège dans les deux expériences.

Nous allons maintenant présenter l'organisation générale de ce mémoire. Il comporte trois chapitres :

Le premier chapitre décrit le principe du piège magnéto-optique en commençant par la description des mélasses optiques. Nous distinguons deux types de mécanismes : les mécanismes Doppler et les mécanismes sub-Doppler. La première partie de ce chapitre concerne la présentation du principe de base du piège Doppler, en utilisant une transition la plus simple possible. Celle-ci a pour moment angulaire du niveau fondamental $J = 0$ et pour moment angulaire du niveau excité $J' = 1$. Ceci nous permet d'expliquer simplement le principe de fonctionnement d'un piège Doppler. Nous généralisons ensuite ce modèle à une transition plus complexe $J \rightarrow J + 1$ ($J > 0$), et nous introduisons les mécanismes sub-Doppler dans les mélasses optiques et les pièges magnéto-optiques. Dans la dernière

partie de ce chapitre est effectuée une description essentiellement qualitative du piège à deux dimensions.

Le chapitre II expose en détail le travail expérimental réalisé au cours de cette thèse. Il comporte trois parties : La première partie décrit le principe de l'expérience, le montage expérimental et les résultats préliminaires de l'expérience. Ces premiers résultats n'ont pas donné la densité atomique attendue dans le jet comprimé. Ceci nous a poussé à améliorer la procédure expérimentale pour augmenter l'efficacité du piège, en densité et en taux de compression, en fonction des différents paramètres expérimentaux du piège. L'exposition des différentes méthodes utilisées fait l'objet de la deuxième partie du chapitre II. La troisième et dernière partie concerne l'interprétation physique de ces résultats. Ces méthodes nous ont permis d'obtenir une densité allant jusqu'à $3 \cdot 10^9$ atomes/cm³ pour des dimensions transverses du jet ralenti et refroidi de l'ordre de 200 μ m.

Le chapitre III est consacré à l'interprétation des différents résultats expérimentaux par une simulation numérique décrivant les mécanismes Doppler dans le piège . Cette simulation utilise une méthode Monte-Carlo. Elle permet de décrire les trajectoires du mouvement des atomes à l'intérieur d'un piège à une dimension puis à deux dimensions. Dans une première partie, nous présentons les simulations de trajectoires du mouvement d'un atome présentant une transition $J = 0$ vers $J' = 1$ dans un piège magnéto-optique. Nous faisons une étude systématique en fonction des différents paramètres tel que le gradient de champ magnétique , le paramètre de saturation, la vitesse longitudinale des atomes dans le jet...Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous décrivons une généralisation du cas précédent pour une transition J vers $J+1$ (avec $J \neq 0$). Nous insistons sur la dépendance de ces trajectoires avec l'état interne de l'atome à l'entrée du piège. Dans une dernière partie, nous généralisons l'étude précédente au cas à deux dimensions. Nous comparons finalement ces résultats numériques avec nos résultats expérimentaux.

Références de l'introduction

- [BAL.85] V. I. Balykin, V. S. Lethokov, V. G. Minogin, Y. V. Rozhdestvensky, A. I. Sidorov, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol 2, n° 11, Nov 1985
- [COH.89] J. Dalibard, C. Cohen Tanoudji, *J.O.S.A. B6*, 2023 (1989)
- [CHU.85] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55** n°1, 48 (1985)
- [CHU.86] S. Chu, L. Hollberg, A. Ashkin, A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* **57** n°3, 314 (1986)
- [CHU.89] S. Chu, Y. Shevy, D. Weiss, P. Ungar, *in Atomic Physics 11* (1989)
- [DAL.89] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen. Tanoudji, *in Atomic Physics 11* (1989)
- [ERT.85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* Vol **54**, (1985) 996
- [GAL.89] A. Gallagher, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63** 957 (1989)
- [GRI.92] D. Grison, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1992)
- [HAN.75] T. Hansch, A. Schawlow, *Opt. Comm.* **13** 68 (1975)
- [JUL.90] P. S. Julienne, R. Heather, J. Vigué, *in Atomic Physics 12* (1990)
- [JUL.91] P. S. Julienne, J. Vigué, *Phys. Rev. A* **44** 4464 (1991)

- [LET.88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [LET.89] P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, C. Tanner, R. Watts, C. Westbrook, J.O.S.A. B **6**, n°11, 2084 (1989)
- [MON.90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman Phys. Rev. Lett. **65** 1571 (1990)
- [NEL.90] J. Nellesen, J. Werner, W. Ertmer, Opt. Comm. Vol78, n°3,4, (1990) 300
- [PHI.85] W. D. Phillips, J. V. Prodan, H. J. Metcalf, J.O.S.A. B **2** n°11 1751 (1985)
- [PRO.85] J. Prodan, A. Migdall, W. Phillips, I. So, H. Metcalf, J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, (1985) 992
- [RAA.87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **56**, 2631, (1987)
- [RII.90] E. Riis, D. Weiss, K. Moler, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **64** 1658 (1990)
- [ROB.91] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le. Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski, J. Baudon, Europhysics Letters **16** 29 (1991)
- [SAL.88] C. Salomon, J. Dalibard, C. R. Acad. Sci. Paris, Vol 306 II, (1988) 1319
- [SES.89] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63** n°9, 961 (1989)
- [SHE.90] B. Sheehy, S. Q. Shang, P. Van der Stran, S. Hatamian, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett **64**, 1118, (1990)
- [STE.92] A. Steane, C. Foot, Europhysics. Lett. **14** 231 (1991)
- [UNG.89] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, S. Chu, J.O.S.A. B6, 2058 (1989)

- [VAL.92] C. Valentin, M. C. Gagné, J. Yu, P. Pillet, *Europhysics. Lett.* **17**, 133 (1992)
- [VIG.86] J. Vigué, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 612 (1987)
- [WEI.89] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar, S. Chu, *J.O.S.A.* **B6**, 2072 (1989)
- [WIN.75] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. am. Phys. Soc.* **20**, 637, (1975)
- [WIN.78] D. Wineland, R. Drullinger, F. Walls, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978)
- [WIN.79] D. Wineland, W. Itano, *Phys. Rev. A* **20**, n°4, 1521 (1979)
- [YU.91] J. YU, S. Guellati, M-C. Gagné, A. Clairon, J.-L. Picqué *Opt. Comm.* **82** n°12, 301 (1991)

Chapitre I

PRINCIPE DU PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE

I - INTRODUCTION.

Un atome placé dans une mélasse optique subit une force de frottement qui freine son mouvement. Si cette force était seule présente, les vitesses atomiques deviendraient vite nulles au bout de quelques centaines de microsecondes. Mais à cette force s'est additionnée un chauffage dû au caractère aléatoire des phénomènes d'émission spontanée décrit par la diffusion. Les premières mélasses à trois dimensions ont été réalisées par CHU [CHU.85] avec une densité de 10^6 atomes/cm³ pour un atome de sodium. Dans les expériences qui ont suivies, les mesures de température ont données des résultats de l'ordre de quelques micro-kelvin [LET.88], [DAL.89]^a, [CHU.89] plus faibles que celles prédites par les mécanismes Doppler. La densité dans ces mélasses peut atteindre 10^9 atomes/cm³. Les résultats ont pu être interprétés par l'introduction du mécanisme sub-Doppler [VAL.92]. Ce mécanisme a été compris en tenant compte des effets qu'induisent les gradients de polarisation de la lumière lors du déplacement de l'atome [SAL.90]. Ces températures sub-Doppler ont été aussi atteintes en combinant une onde stationnaire polarisée circulairement avec un champ magnétique transversal [WEI.89, SHEE.90,

SHA.90]. Ce mécanisme sub-Doppler est décrit en détail dans une deuxième partie de ce chapitre.

Pour certaines applications, telles que la spectroscopie atomique de haute résolution, l'optique atomique et l'interferométrie atomique, il peut être utile d'avoir des nuages atomiques plus denses et plus compacts pour améliorer le rapport signal sur bruit. Il faut pour cela donc, en plus de la force de friction créée par les mélasse optiques, une force de rappel. L'association d'une force de pression de radiation et d'une force de rappel créée par un champ magnétique inhomogène permet de réaliser ceci. C'est ce qu'on appelle le piège magnéto-optique. La description de ce piège et de son principe de base fera l'objet de ce chapitre.

Dans une première partie de ce chapitre, nous introduisons la notion de pression de radiation et celle d'une mélasse optique. Nous n'allons nous intéresser dans toute la thèse qu'à la configuration laser de polarisations σ^+ - σ^- correspondantes à deux lasers se propageant en sens inverse. Nous commençons en premier lieu par expliquer le mécanisme Doppler dans une mélasse optique, et donner l'expression de la force dissipative qui s'exerce sur l'atome dans ce type de mélasse. Ensuite, nous expliquons le principe de fonctionnement du piège magnéto-optique Doppler à une dimension. La transition utilisée dans ce but est une transition de moment cinétique $J = 0$ pour l'état fondamental, vers le moment cinétique $J' = 1$ pour l'état excité. Cette transition nous permet de donner un modèle le plus simple possible. Nous terminons cette première partie par une étude de la force radiative stationnaire de piégeage (force de rappel+ force de friction) agissant sur l'atome.

La deuxième partie comporte la généralisation des notions déjà présentées, au cas d'une transition plus complexe $J \rightarrow J+1$ qui a la particularité de présenter plusieurs sous-niveaux Zeeman fondamentaux et plusieurs sous-niveaux Zeeman excités. Après avoir expliqué le mécanisme Doppler dans ce cas précis, nous introduisons les mécanismes sub-Doppler. Nous donnons par la suite l'expression de la force sub-Doppler stationnaire agissant sur un atome présentant différentes transitions ($J = 1 \rightarrow J' = 2$ et $J = 2 \rightarrow J' = 3$) et l'interprétons en insistant sur les notions de vitesse de capture et de plage de capture.

Dans une troisième et dernière partie, nous présentons le cas du piège magnéto-

optique à deux dimensions qui correspondra à notre expérience. Nous donnons l'expression de la force agissant sur un atome dans ce piège pour une transition simple $J = 0 \rightarrow J' = 1$, et nous montrons que cette force est aussi la somme d'une force de frottement et d'une force de rappel.

II - PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE À UNE DIMENSION POUR UNE TRANSITION $J = 0$ VERS $J' = 1$.

Avant d'introduire la notion de piège magnéto-optique à une dimension, nous allons tout d'abord présenter celle d'une mélasse optique dans la configuration laser σ^+ - σ^- .

II.1 - Mélasse Doppler.

Le principe de base d'une mélasse optique est basé sur celui du ralentissement. Ce dernier est réalisée à l'aide d'une seul laser. Supposons que nous avons un atome libre soumis donc à un laser se propageant dans la même direction que celui-ci mais en sens inverse. Il subit une force que l'on appelle force de pression de radiation. C'est une force dissipative. La détermination de cette force et son interprétation fera l'objet du paragraphe suivant.

II.1.1 - Force de pression de radiation.

Considérons un atome à deux niveaux de masse m animé d'une vitesse v . On note f le niveau fondamental et e le niveau excité, d'énergies respectives $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$. La fréquence de transition entre les deux niveaux est :

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_e - \hbar\omega_f \quad (I-1)$$

Les niveaux f et e sont couplés entre eux par un dipôle électrique et peuvent interagir avec une onde électromagnétique.

Supposons que l'atome considéré soit plongé dans le champ d'onde électromagnétique de fréquence ω_L et de vecteur d'onde \mathbf{k} se propageant en sens inverse de celui de la vitesse \mathbf{v} de l'atome. Pour compenser le décalage en fréquence par effet Doppler, la fréquence ω_L du laser doit être inférieure à la fréquence de transition atomique. On note δ la différence entre ces deux fréquences :

$$\delta = \omega_L - \omega_0 \quad (I-2)$$

Lors de son interaction avec le laser, l'atome s'excite en absorbant un photon et se désexcite en émettant un autre. En absorbant un photon, l'atome acquiert une quantité de mouvement $\hbar \mathbf{k}$ et une énergie $\hbar \omega$. Les équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie totale du système atome-laser donne :

$$m\mathbf{v} + \hbar \mathbf{k} = m\mathbf{v}' \quad (I-3)$$

$$\frac{1}{2} m v^2 + \hbar\omega_L + \hbar\omega_f = \frac{1}{2} m v'^2 + \hbar\omega \quad (I-4)$$

\mathbf{v} et \mathbf{v}' sont les vitesses de l'atome respectivement avant et après l'absorption.

Ce bilan nous permet de déterminer la variation de vitesse de l'atome lors de ce processus. Cette variation est appelée vitesse de recul :

$$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} \quad (I-5)$$

Le tableau suivant nous permet de comparer la vitesse de recul pour différents atomes utilisés dans des expériences de ralentissement :

	H	He*	Na	Rb	Cs
$v_{\text{rec}} \text{ (cm/s)}$	320	9.2	2.9	0.60	0.35

Tableau (I-1) : Ordre de grandeur de la vitesse de recul pour différents éléments atomiques.

On remarque d'après ce tableau qu'il ya une grande différence entre la vitesse de recul de l'hydrogène par exemple et celle du césium. Ceci est dû à la grande différence entre les masses atomiques de ces deux éléments.

Lors du processus d'émission spontanée, l'atome émet un photon dans une direction complètement aléatoire. Après n cycles d'absorption-émission spontanée, la quantité de mouvement acquise par l'atome est $n \hbar k$, puisque la moyenne de celle transférée à l'atome par émission spontanée est nulle à cause du caractère aléatoire de ce processus.

La force de pression de radiation exercée par l'onde sur l'atome s'écrit :

$$F = n \hbar k \quad (I-6)$$

si n représente le nombre moyen de photons absorbés par unité de temps.

En écrivant les équations d'évolution du système atome-laser, on peut démontrer que l'expression de la force moyenne est :

$$\langle F \rangle = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} + \left(2 \frac{(\delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} \quad (I-7)$$

où Ω est la fréquence de Rabi qui caractérise l'intensité du couplage entre l'onde incidente et le dipôle atomique, et Γ la largeur naturelle du niveau excité de l'atome. Cette force augmente, passe par un maximum quand $\delta = kv$, puis décroît. Elle est dissipative, quand $\delta < kv$.

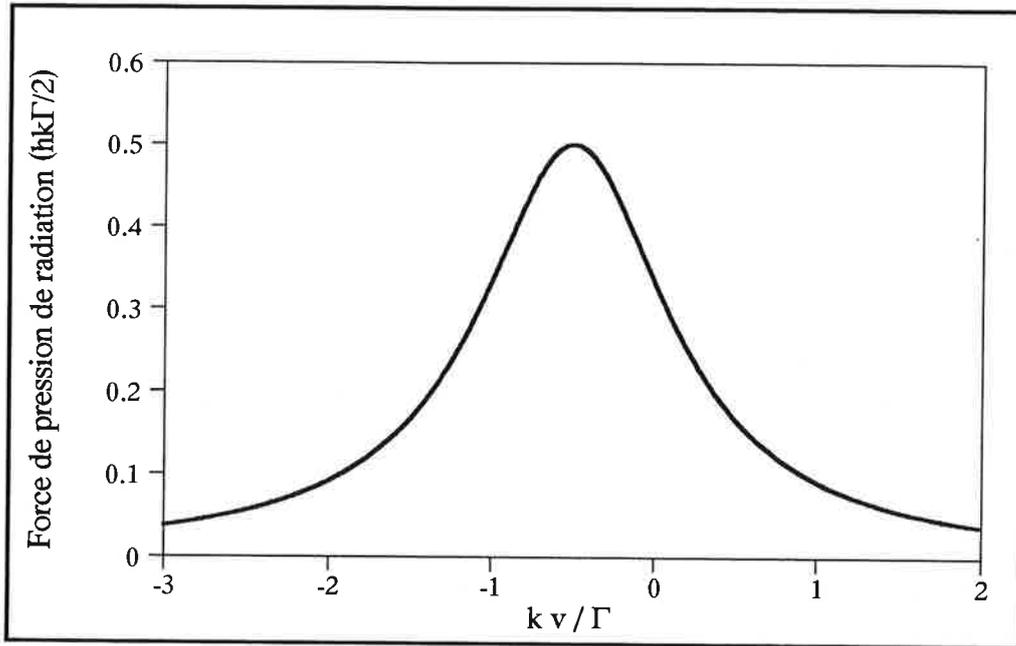


Figure (I-1): Force de pression de radiation en fonction de la vitesse pour $\Omega = \Gamma/\sqrt{2}$ et $\delta = -0.5\Gamma$. Elle passe par le maximum quand $\delta = kv$.

La figure (I-1) montre que quand la vitesse est supérieure à δ/Γ , la force devient dissipative, et l'atome est freiné.

En champ fort (Ω grand), cette force passe par un maximum égale à $\hbar k \frac{\Gamma}{2}$ quand $\delta - kv$ est nulle. Nous remarquons que quand $v > 0$, la force est dissipative. Les forces qui s'exercent sur les atomes conduisent à des accélérations ou des décélérations considérables pouvant atteindre près de 6000 fois l'accélération du champ de pesanteur terrestre dans le cas du césium.

II.1.2 - Description d'une mélasse Doppler.

La dépendance de la force de pression de radiation (I-7) en fonction de la vitesse, montre que si l'on rajoute un autre faisceau laser de même intensité que le premier laser, qui se déplace dans la même direction mais en sens inverse, on peut confiner les atomes transversalement dans l'espace des vitesses. Ceci constituera une mélasse optique. On considère toujours le cas d'un atome à deux niveaux.

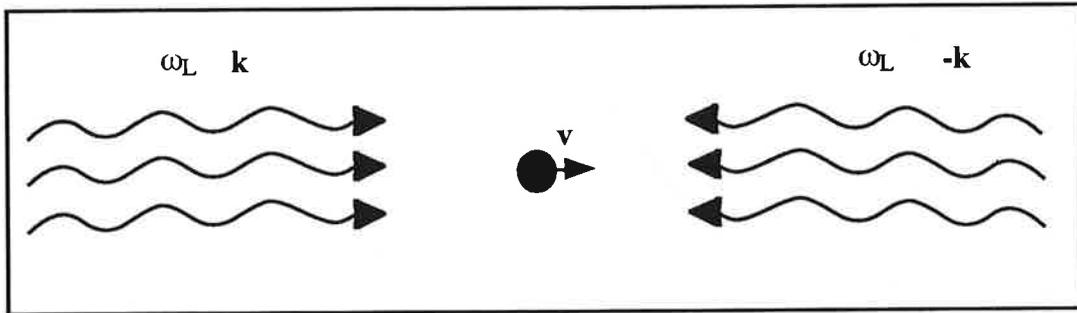


Figure (I-2) : Principe d'une mélasse optique à une dimension.

A faible intensité laser, on peut considérer que chaque faisceau exerce indépendamment sur l'atome une force de pression de radiation (les effets d'interférences entre les deux lasers peuvent être négligés quand on est dans un régime de faibles intensités) [Dal.86]. Comme nous l'avons déjà dit, si la fréquence des lasers est désaccordée vers le rouge, à cause de l'effet Doppler, l'atome sera d'avantage en résonance avec le laser qui se propage dans le sens contraire de son mouvement qu'avec le laser qui se propage dans le même sens. La force totale F agissant sur l'atome est la somme de ces deux forces qui sont respectivement F_+ pour le laser 1 et F_- pour le laser 2, et elle s'écrit :

$$F = F_+ + F_- \quad (I-8)$$

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} + \left(2 \frac{(\delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} + \left(2 \frac{(\delta + kv)}{\Gamma}\right)^2} \quad (I-9)$$

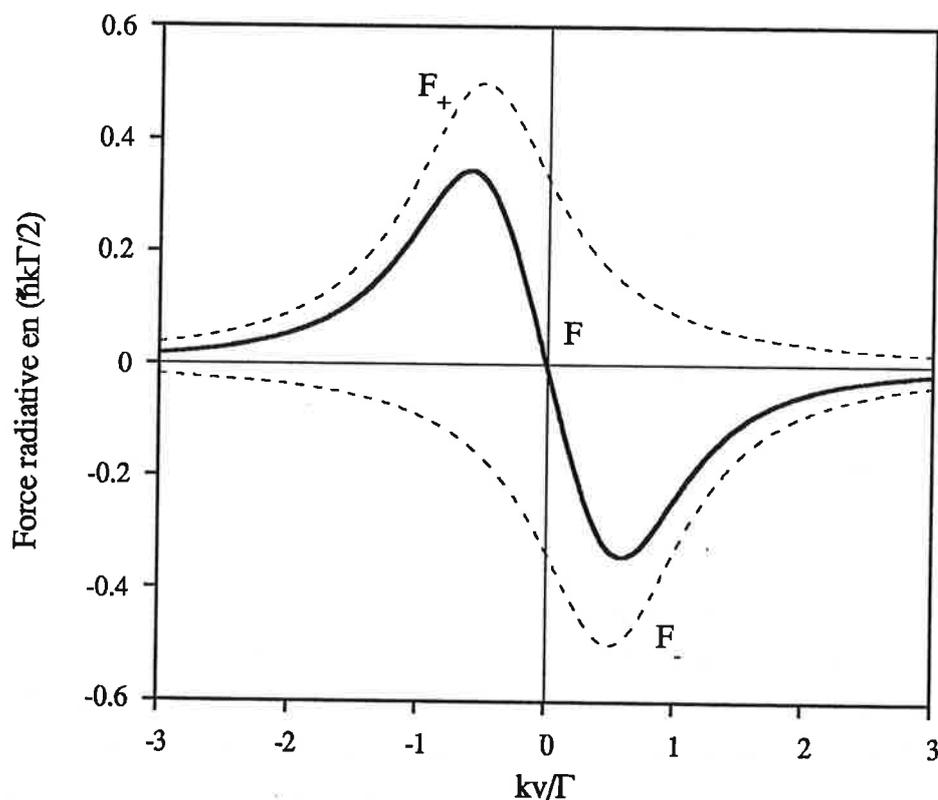


Figure (I-3) : La courbe en trait plein : Superposition des deux forces de pression de radiation (courbes en pointillées), exercées par les deux lasers se propageant en sens inverse à $\Omega = 0.707 \Gamma$ et $\delta = -0.5 \Gamma$.

La force résultante passe par l'origine et a un maximum légèrement plus faible que celui des deux forces d'origine [LET.89]. A faibles vitesses, c'est à dire quand $kv \ll \Gamma$ et $kv \ll |\delta|$, cette force devient de la forme :

$$F = -\alpha v \quad (I-10)$$

où α s'écrit à faibles intensités :

$$\alpha = -\hbar k^2 \Omega^2 \frac{\delta \Gamma}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right)^2} \quad (I-11)$$

α est positif quand le laser est désaccordé vers le rouge ($\delta < 0$). Cette force est une force de friction qui permet d'amortir la vitesse des atomes et de former un échantillon d'atomes "froids" appelé mélasse Doppler.

II.1.3 - Limite du refroidissement Doppler.

La force stationnaire de friction calculée précédemment induit un taux de pertes d'énergie cinétique :

$$\left(\frac{dE_{\text{refroid}}}{dt}\right) = F v = -\alpha v^2 \quad (\text{I-12})$$

A cause de la nature aléatoire de l'émission spontanée de l'atome, il faut tenir compte des fluctuations de la force stationnaire qui peuvent impliquer un réchauffement et donc une augmentation de l'énergie cinétique. Ces fluctuations sont décrites par un coefficient de diffusion en impulsion proportionnelle au carré de la marche au hasard dans l'espace des impulsions, et au taux de processus aléatoires :

$$D_p = \hbar^2 k^2 \Gamma \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{I-13})$$

Cette expression du coefficient de diffusion est donnée pour un atome à deux niveaux. Le taux d'accroissement de l'énergie cinétique d'échauffement est donné en fonction du facteur de diffusion par [LET.89] :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{échauf}} = \frac{D_p}{m} \quad (\text{I-14})$$

A l'équilibre, les taux d'échauffement et de refroidissement sont égaux, ce qui donne :

$$\left(\frac{dE_{\text{refroid}}}{dt}\right) + \left(\frac{dE_{\text{échauf}}}{dt}\right) = 0 \quad (\text{I-15})$$

Dû à cette compétition entre les deux phénomènes d'échauffement et de refroidissement, l'atome ne peut être ralenti au dessous d'une certaine vitesse qu'on appelle vitesse Doppler. L'expression de la vitesse de l'atome est donnée par :

$$v_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{D_p}{m\alpha}} \quad (\text{I-16})$$

Si on considère $\frac{k_B T}{2}$ comme énergie thermique par degré de liberté, on obtient l'expression de la température à une dimension :

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{\left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)} \quad (\text{I-17})$$

La température ne dépend pas de l'intensité des lasers mais dépend du décalage, et la température minimale (limite Doppler) que peut atteindre une mélasse Doppler est donnée par :

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (\text{I-18})$$

pour un décalage δ égal à -0.5Γ .

Elle est de $125 \mu\text{K}$ pour le Césium, ce qui correspond à une vitesse de 88 mm / s . Ce résultat justifie bien l'approximation utilisée $kv \ll \Gamma$ que nous avons utilisé dans le calcul de la force moyenne stationnaire proportionnelle à v .

Elément	$V_{\text{Doppler}} \text{ (m/s)}$
H	4.46
He*	0.39
Na	0.29
Cs	0.086

Tableau (I-2) : Ordre de grandeur de la vitesse moyenne de refroidissement Doppler pour différents atomes.

Ce tableau montre que plus l'atome est lourd, plus sa vitesse moyenne obtenue par refroidissement Doppler (vitesse limite de refroidissement) est faible.

Nous allons maintenant décrire la mélasse Doppler dans le cas particulier d'une configuration qui nous intéresse pour la description du piège, qui est celle d'une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$.

II.1.4 - Configuration $\sigma^+ - \sigma^-$.

Un moyen efficace de refroidir des atomes par pression de radiation en passant par des cycles absorption-émission spontanée pour une transition $J = 0$ vers $J' = 1$ est d'utiliser deux ondes planes polarisées respectivement σ^+ et σ^- se propageant en sens inverse [Dal.84].

Considérons donc un atome présentant une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$, soumis à champ laser constitué d'une onde électromagnétique polarisée σ^+ se propageant suivant $+e_z$, et d'une onde électromagnétique polarisée σ^- de même intensité se propageant suivant $-e_z$. Chacune de ces ondes a la même fréquence ω_L inférieure à la fréquence ω_0 de transition atomique. On note : $\delta = \omega_L - \omega_0$ (voir figure I-4). Dans ce paragraphe, nous allons décrire ce système en utilisant le formalisme de matrice densité et donnons l'expression de la force radiative agissant sur cet atome. Nous faisons par la suite une comparaison entre la force radiative agissant sur un atome à deux niveaux et celle agissant sur un atome à trois niveaux.

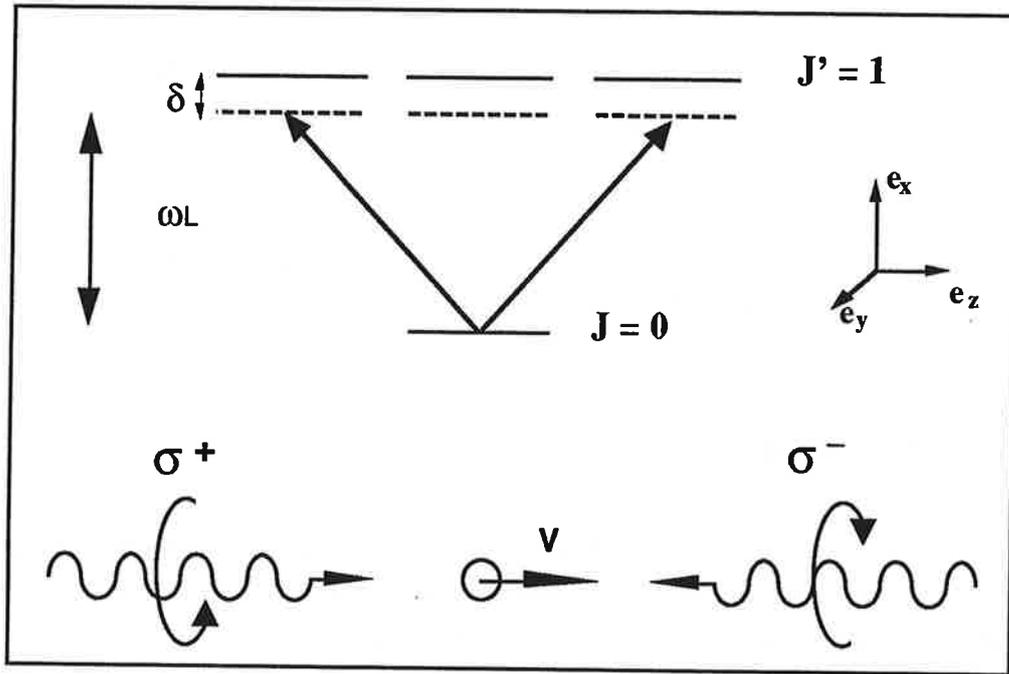


Figure (I-4) : Configuration d'une mélasse optique pour une transition $J = 0$ vers $J' = 1$. La fréquence laser est décalée vers le rouge par rapport à la résonance sur la transition.

II.1.4.a - Description du champ laser .

Le champ électrique total agissant sur l'atome à l'instant t , et en un point z est donné par:

$$\mathbf{E} (z,t) = \mathbf{E}^+(z) \exp (-i\omega_L t) + c.c \quad (I-19)$$

avec
$$\mathbf{E}^+ (z) = E_0 (\mathbf{e}^+ \exp (+ikz) + \mathbf{e}^- \exp (-ikz)) \quad (I-20)$$

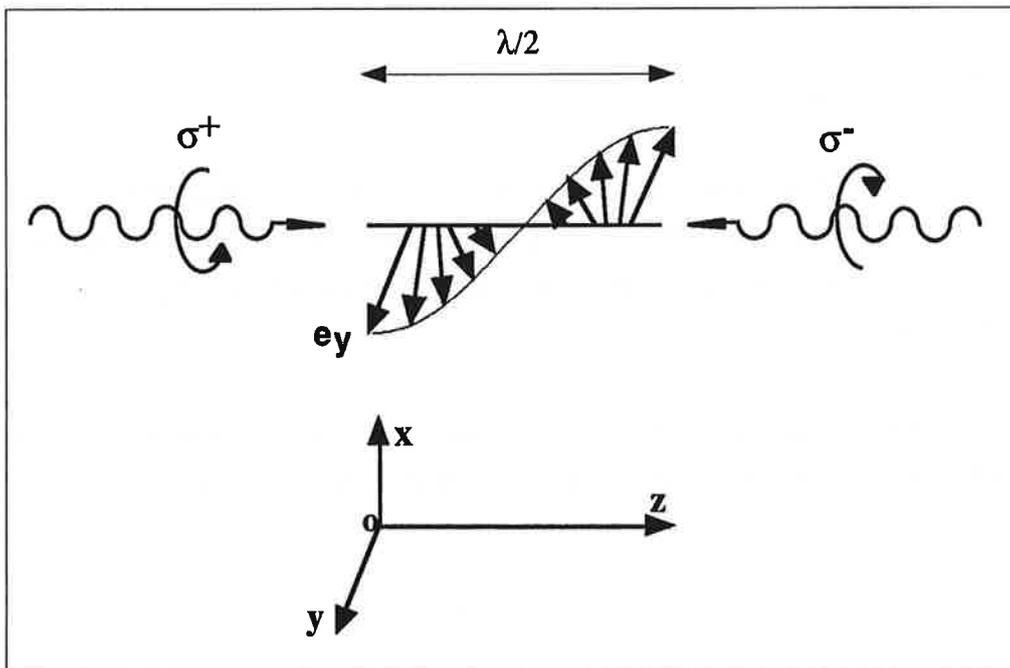
où \mathbf{e}^+ et \mathbf{e}^- sont les vecteurs unitaires circulaires du repère cartésien (O, x, y, z) donnés par :

$$\mathbf{e}^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x + i \mathbf{e}_y) \quad \text{et} \quad \mathbf{e}^- = +\frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x - i \mathbf{e}_y) \quad (I-21)$$

L'amplitude du champ de fréquence positive, s'exprime en fonction de e_x et e_y , sous la forme suivante :

$$E^+(z, t) = -i\sqrt{2} E_0 (\sin kz e_x + \cos kz e_y) \quad (I-22)$$

Le champ électrique est donc polarisé selon $\vec{e}(z) = \sin kz e_x + \cos kz e_y$, avec une amplitude indépendante de z . Pour $z = 0$, ce champ électrique est selon e_y . Il se déplace selon e_z en tournant avec un angle $-kz$, son extrémité forme une hélice avec un pas égale à λ , (λ étant la longueur d'onde du rayonnement) [DAL.89]^b.



Chapitre (I-5) : Configuration du champ électrique dans une mélasse optique.

II.1.4.b - Description de l'hamiltonien atomique.

On considère un atome présentant une transition $J = 0$ vers $J' = 1$. On note $|g\rangle$ le niveau Zeeman fondamental, et $|e_m\rangle$ avec $m = +1, 0, -1$, les sous-niveaux Zeeman excités. L'hamiltonien atomique décrit les degrés de liberté externes et internes de

l'atome. C'est la somme de l'hamiltonien énergie cinétique de translation du centre de masse, et de l'hamiltonien interne de l'atome qui correspond à la transition $J = 0$ vers $J' = 1$:

$$H_A = \frac{P^2}{2m} + \hbar \omega_0 \sum_{m = -1, 0, 1} |e_m\rangle \langle e_m| \quad (I-23)$$

P est l'impulsion de l'atome et $\frac{P^2}{2m}$ son énergie cinétique. L'autre terme correspond à l'énergie interne de l'atome. L'énergie du niveau fondamental est choisie comme origine des énergies, et donc ω_0 est la fréquence de transition entre le niveau fondamental et le niveau excité. (La sommation est prise sur tous les sous-niveaux Zeeman excités $|e_m\rangle$ avec $m = +1, m = 0, m = -1$).

Approximations:

On sera amené à traiter les degrés de liberté externes classiquement et les degrés de liberté internes quantiquement [COH.82]. Ce traitement semi-classique nous simplifie le calcul de la force radiative par le théorème d'Ehrenfest. Ceci nous oblige à utiliser deux approximations :

- la première approximation est de supposer que les dimensions des paquets d'ondes atomiques sont très petites devant la longueur d'onde lumineuse.

$$\Delta R \ll \lambda$$

où ΔR est l'extension spatiale du paquet d'onde atomique. En effet, la longueur d'onde de Broglie de l'atome $\lambda_{DB} = \frac{h}{mv}$ (m étant la masse de l'atome et v sa vitesse) est très petite par rapport à la longueur d'onde lumineuse, ce qui justifie cette supposition. A partir de cette dernière, on peut remplacer l'opérateur position R par sa valeur moyenne $\langle R \rangle$ qui correspond au centre du paquet d'onde atomique.

Cette approximation implique une condition sur la dispersion de la quantité de mouvement de l'atome puisque :

$$\Delta P \approx \frac{\hbar}{\Delta R}$$

- la deuxième approximation est basée sur le fait qu'il existe deux échelles de temps : un temps t_{int} de l'ordre de Γ^{-1} (Γ la largeur du niveau excité) qui représente l'échelle de temps sur lequel évoluent les degrés de liberté internes de l'atome, et un temps extérieur t_{ext} de l'ordre de $\frac{\hbar}{E_{\text{rec}}}$ avec E_{rec} est l'énergie de recul de l'atome lors de l'absorption d'un photon qui représente l'échelle de temps sur lequel évoluent les degrés de liberté externes tels que la vitesse et la position. Dans la plupart des cas des transitions étudiées, on a :

$$T_{\text{int}} \ll T_{\text{ext}} \quad (\text{I-24})$$

ce qui implique que l'énergie de recul à un seul photon $\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ est très petite devant $\hbar \Gamma$ [DAL.84]. Bien sûr, cette considération est bien valable quand on est, à des vitesses faibles c'est à dire quand $k v t_{\text{int}} \ll 1$.

Cette deuxième approximation nous permet de négliger la variation de la vitesse pendant que le dipôle atomique atteint le régime stationnaire.

II.1.4.c - Description de l'hamiltonien d'interaction atome-laser.

L'hamiltonien d'interaction entre le dipôle atomique et le champ électromagnétique s'écrit :

$$V_{\text{AL}} = -\vec{D} \cdot \vec{E} \quad (\text{I-25})$$

où \vec{D} est l'opérateur dipôle électrique atomique et \vec{E} l'opérateur champ électromagnétique. L'opérateur dipôle s'écrit :

$$\vec{D} = \vec{D}^+ + \vec{D}^- \quad (\text{I-26})$$

\vec{D}^+ étant la composante montante qui fait passer l'atome de l'état fondamental à l'état excité et \vec{D}^- la composante descendante qui fait passer l'atome de l'état excité à l'état fondamental.

En faisant référence à (I-12), V_{AL} s'écrit :

$$V_{AL} = -\vec{D}^+ \vec{E}^+ \exp(-i\omega_L t) - \vec{D}^- \vec{E}^- \exp(+i\omega_L t) - \vec{D}^+ \vec{E}^- \exp(+i\omega_L t) - \vec{D}^- \vec{E}^+ \exp(-i\omega_L t) \quad (I-27)$$

Les processus élémentaires associés à la première ligne sont ceux qui interviennent dans les diagrammes habituels de la diffusion de la lumière par les atomes : l'absorption fait passer l'atome de l'état fondamental à l'état excité, et l'atome se désexcite en émettant un photon. Ce sont des termes résonnants. Ils sont plus importants que ceux de la deuxième ligne qui sont des termes non résonnants. L'approximation correspondante est appelée "approximation du champ tournant".

La forme définitive de l'hamiltonien d'interaction est :

$$V_{AL} = -\vec{D}^+ \vec{E}^+ \exp(-i\omega_L t) - \vec{D}^- \vec{E}^- \exp(+i\omega_L t) \quad (I-28)$$

avec
$$\vec{D}^+ = d(|e_{+1}\rangle \langle g| e^+ + |e_{-1}\rangle \langle g| e^- + |e_0\rangle \langle g| e_z)$$

$$\vec{D}^- = (\vec{D}^+)^+ \quad (I-29)$$

Ce qui donne :

$$V_{AL} = \frac{\hbar \Omega}{2} \left\{ (|e_{+1}\rangle \langle g| e^{+ikz} + |e_{-1}\rangle \langle g| e^{-ikz}) e^{-i\omega_L t} + c.c \right\} \quad (I-30)$$

avec $\Omega = -\frac{2dE_0}{\hbar}$ la fréquence de Rabi. Elle caractérise l'intensité de couplage entre

l'onde incidente et l'atome. Ce couplage s'exerce entre le niveau fondamental et les deux sous-niveaux excités e_+ et e_- . Le système considéré est donc un système à trois niveaux.

II.1.4.d - Formalisme de la matrice densité.

L'hamiltonien total qui décrit le système atome-laser est donné par la somme de H_A l'hamiltonien propre de l'atome et de V_{AL} l'hamiltonien d'interaction champ laser-atome.

$$H = H_A + V_{AL} \quad (I-31)$$

Dans le formalisme de la matrice densité, l'équation d'évolution du système s'écrit:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] + i\hbar \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]_{sp} \quad (I-32)$$

où ρ est la matrice densité du système considéré. Le premier terme de cette équation représente l'évolution hamiltonienne, le deuxième terme représente la relaxation due à l'émission spontanée. Ce formalisme de matrice densité est intéressant dans notre cas puisqu'il nous permet de calculer les populations des différents sous-niveaux fondamentaux et excités et leurs cohérences. La détermination de ces termes est essentielle pour le calcul de la force stationnaire de dissipation qui s'exerce sur l'atome [DAL.89].

Approximations :

- Comme on a dit auparavant, on utilise un traitement semi-classique, les degrés de liberté externes sont traités classiquement et les degrés de liberté internes sont traités quantiquement.

\vec{R} est remplacé par $R = R_0 + vt$ avec R_0 est la position initiale du centre du paquet d'onde atomique et v sa vitesse.

Le traitement semi-classique nous permet de découpler l'évolution des paramètres internes et des paramètres externes de l'atome. Ceci transforme l'hamiltonien H en un hamiltonien H' où n'apparaît plus le terme d'énergie cinétique :

$$H' = \hbar \omega_0 \sum_{m=-1,0,1} |e_m\rangle \langle e_m| + V_{AL}$$

On est alors amené à remplacer dans l'équation (I-32) le terme de dérivée partiel par un terme de dérivée totale (ce qui correspond à l'approximation de l'enveloppe lentement variable) :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{P} \cdot \vec{\nabla}}{m}$$

où m est la masse de l'atome.

- Les termes de relaxation par émission spontanée ne sont pas modifiés par la présence du laser, ce qui explique le fait qu'on ajoute le terme d'émission spontanée phénoménologiquement [COH.90].

Pour éliminer toute dépendance temporelle due au champ électromagnétique, on pose

$$\sigma_{e+,g} = \rho_{e+,g} \exp i (\omega_L t - kz) = \langle e+1 | \rho | g \rangle \exp i (\omega_L t - kz) \quad (I-33)$$

$$\sigma_{e-,g} = \rho_{e-,g} \exp i (\omega_L t + kz) = \langle e-1 | \rho | g \rangle \exp i (\omega_L t + kz) \quad (I-34)$$

$$\sigma_{e+,e-} = \rho_{e+,e-} \exp (-2 i kz) = \langle e+1 | \rho | e-1 \rangle \exp (-2 i kz) \quad (I-35)$$

Afin d'alléger la notation, on posera :

$$\Pi_{e+} = \rho_{e+,e+} = \langle e+1 | \rho | e+1 \rangle \quad (I-36)$$

$$\Pi_{e-} = \rho_{e-,e-} = \langle e-1 | \rho | e-1 \rangle \quad (I-37)$$

$$\Pi_g = \rho_{g,g} = \langle g | \rho | g \rangle \quad (I-38)$$

L'équation de schrodinger en formalisme de matrice densité donne :

Équations d'évolution des cohérences :

$$\dot{\sigma}_{e+,g} = \frac{i\Omega}{2} (\Pi_{e+} - \Pi_g + \sigma_{e+,e-}) + i (\delta - kv + \frac{i\Gamma}{2}) \sigma_{e+,g} \quad (I-39)$$

$$\dot{\sigma}_{e-,g} = \frac{i\Omega}{2} (\Pi_{e-} - \Pi_g + \sigma_{e-,e+}) + i (\delta + kv + \frac{i\Gamma}{2}) \sigma_{e-,g} \quad (I-40)$$

$$\dot{\sigma}_{e+,e-} = \frac{i\Omega}{2} (\sigma_{e+,g} - \sigma_{g,e-}) - (\Gamma + 2ikv) \sigma_{e+,e-} \quad (I-41)$$

Équations d'évolution des populations :

$$\dot{\Pi}_g = -\frac{i\Omega}{2} [(\sigma_{e+,g} - \sigma_{g,e+}) - (\sigma_{e-,g} - \sigma_{g,e-})] + \Gamma (\Pi_{e+} + \Pi_{e-}) \quad (I-42)$$

$$\dot{\Pi}_{e+} = -\frac{i\Omega}{2} [\sigma_{g,e+} - \sigma_{e+,g}] - \Gamma \Pi_{e+} \quad (I-43)$$

$$\dot{\Pi}_{e-} = -\frac{i\Omega}{2} [\sigma_{g,e-} - \sigma_{e-,g}] - \Gamma \Pi_{e-} \quad (I-44)$$

avec $\delta = \omega_L - \omega_0$ le désaccord entre la fréquence de l'onde incidente et la fréquence atomique de transition.

- à faible intensité, c-à-d quand $\Omega \ll \Gamma$, nous pouvons de plus négliger les populations des niveaux excités et les cohérences entre ces niveaux.

A l'état stationnaire, les expressions des cohérences s'écrivent :

$$\sigma_{e-,g} = \frac{\frac{\Omega}{2} \Pi_g}{\delta + kv + \frac{i\Gamma}{2}} \quad (I-45)$$

$$\sigma_{e+,g} = \frac{\frac{\Omega}{2} \Pi_g}{\delta - kv + \frac{i\Gamma}{2}} \quad (I-46)$$

Les expressions des cohérences nous permettent de déduire celles des populations des sous-niveaux excités en fonction du niveau fondamental:

$$\Pi_{e+} = \frac{s_+}{2} \Pi_g \quad (I-47)$$

$$\Pi_{e-} = \frac{s_-}{2} \Pi_g \quad (I-48)$$

avec

$$s_+ = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta - kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

et

$$s_- = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta + kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (I-49)$$

s_+ et s_- sont respectivement les coefficients de saturation qui caractérisent les ondes σ^+ et σ^- .

En utilisant la relation de normalisation $\sum_{m=e\pm, g} \Pi_m = 1$ et en considérant que Π_{e+} et Π_{e-} sont négligeables devant Π_g , on obtient $\Pi_g = 1$.

Ceci implique que :

$$\begin{cases} \Pi_{e+} = \frac{s_+}{2} \\ \Pi_{e-} = \frac{s_-}{2} \end{cases} \quad (I-50)$$

Nous allons maintenant aborder le calcul de la force radiative Doppler agissant sur l'atome dans une mélasse Doppler $\sigma^+ - \sigma^-$.

II.1.4.e - Force radiative dans la configuration laser $\sigma^+ - \sigma^-$:

A cause de l'effet Doppler, un atome se déplaçant selon Oz absorbe préférentiellement des photons de l'onde se dirigeant dans le sens inverse de son déplacement. Ceci crée une force de pression de radiation opposée à la vitesse atomique v_z qui ralentit le mouvement des atomes selon Oz. Pour calculer cette force, on utilise le théorème d'Ehrenfest :

$$\frac{d\langle \vec{\mathbf{R}} \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \langle [\vec{\mathbf{R}}(t), \mathbf{H}(t)] \rangle = \frac{\langle \vec{\mathbf{P}} \rangle}{m} \quad (\text{I-51})$$

$$\frac{d\langle \vec{\mathbf{P}} \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \langle [\vec{\mathbf{P}}(t), \mathbf{H}(t)] \rangle = - \langle \vec{\nabla}_{\vec{\mathbf{R}}} \mathbf{H}(t) \rangle \quad (\text{I-52})$$

La force radiative moyenne s'écrit:

$$\mathbf{F} = - \langle \nabla_{\mathbf{R}} V_{AL} \rangle \quad (\text{I-55})$$

Remarquons que la valeur moyenne de la force est déterminée essentiellement par la dynamique des variables internes de l'atome.

Un calcul simple montre que la force est proportionnelle à la différence entre les populations des sous-niveaux Zeeman excités :

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} (\Pi_{e+} - \Pi_{e-}) \quad (\text{I-56})$$

Dans le régime à faibles vitesses, et en remplaçant les populations des sous-niveaux excités par leurs valeurs, on obtient :

$$\mathbf{F} = \hbar k \Gamma \frac{8 \delta k v \frac{\Omega^2}{2}}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{I-57})$$

La force dépend du décalage et de l'intensité des lasers mais aussi varie linéairement avec la vitesse avec un coefficient α_D qui s'écrit :

$$\alpha_D = \hbar k \Gamma \frac{8 \delta k \frac{\Omega^2}{2}}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{I-58})$$

- En comparant la valeur de ce coefficient de frottement par rapport à celui d'un

système à deux niveaux, on remarque que le premier est 4 fois plus grand que le deuxième. Notons que plus le nombre de sous-niveaux augmente, plus le refroidissement devient efficace.

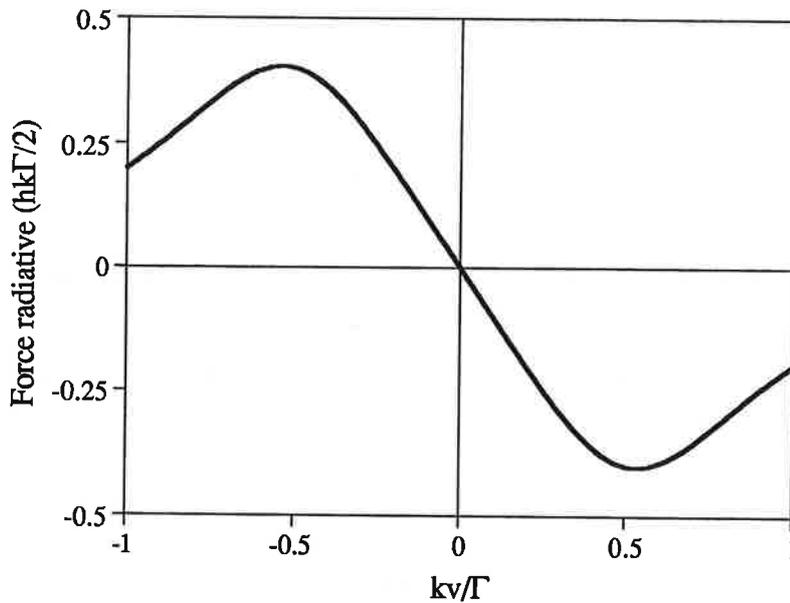


Figure (I-5) : Force Doppler en fonction de la vitesse dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ pour une transition $J = 0$ vers $J' = 1$ pour $\delta = -\Gamma/2$ et $\Omega = 0.707 \Gamma$.

- Le signe de la force dans le régime de faibles vitesses dépend du signe du décalage. Si $\delta > 0$, la force est dans le sens du mouvement de l'atome, c'est une force d'accélération qui réchauffent l'échantillon d'atomes. Si $\delta < 0$, la force est opposée au mouvement de l'atome, c'est une force de frottement qui a tendance à freiner l'atome et à amortir sa vitesse. Sous l'effet de cette force, les atomes sont alors refroidis. La région où les atomes sont confinés est appelée "mélasse optique". La vitesse où la force atteint son maximum est appelée *vitesse de capture*. A $\delta = -\Gamma/2$ et à $s = 1$, la vitesse de capture est de l'ordre de quelques $\Gamma / 2k$. Pour se fixer les idées, nous allons donner l'ordre de grandeur de cette vitesse pour différents éléments.

Elément	V de capture (m / s)
H	6.6
He*	0.86
Na	3.27
Cs	2.25

Tableau (I-3) : Ordre de grandeur de la vitesse de capture pour différents atomes.

Nous allons maintenant introduire dans le paragraphe qui suit la notion de piège magnéto-optique Doppler.

II.2 - Piège magnéto-optique Doppler.

L'utilisation d'un gradient de champ magnétique linéaire dans une zone de mélasse optique permet de réaliser un piège magnéto-optique. Cette idée a été proposée pour la première fois par Jean Dalibard .

Dans la première partie de ce paragraphe, nous commençons par expliquer le principe du piège magnéto-optique pour un système atomique simple présentant une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$. Ce principe repose sur l'idée simple d'appliquer à une mélasse optique en configuration laser $\sigma^+ - \sigma^-$, un gradient de champ magnétique variant linéairement avec la position z de même direction que celle des lasers. On suppose que le champ est nul en $z = 0$. Comme nous allons le montrer, il se superpose à la force de frottement, une force de rappel qui tend à piéger les atomes refroidis dans la zone autour du champ magnétique nul. Dans une deuxième partie, nous établissons les équations de Bloch optiques décrivant l'évolution de la matrice densité pour les degrés de liberté internes et externes de l'atome. Ceci va nous permettre de présenter le calcul semi-classique de force radiative moyenne en régime stationnaire agissant sur un atome piégé. Ce calcul de force va montrer que les atomes piégés décrivent des trajectoires d'oscillateur amorti. Dans une dernière partie, nous introduisons l'équation de Fokker Planck qui va nous permettre de déterminer la température et le taux de compression des atomes dans le piège, c'est à dire la taille de l'échantillon atomique.

II.2.1 - Principe du piège magnéto-optique Doppler.

Considérons toujours un atome dans un champ électromagnétique de deux lasers de polarisation respectivement σ^+ et σ^- se propageant dans la même direction \mathbf{e}_z mais en sens inverse. supposons que ces lasers sont désaccordés en dessous de la fréquence de transition atomique d'une quantité δ . On ajoute à ce dispositif un champ magnétique de gradient constant $\vec{\mathbf{B}} = \frac{\partial B}{\partial z} z \vec{\mathbf{e}}_z$ dans la même direction que les lasers [MET.89].

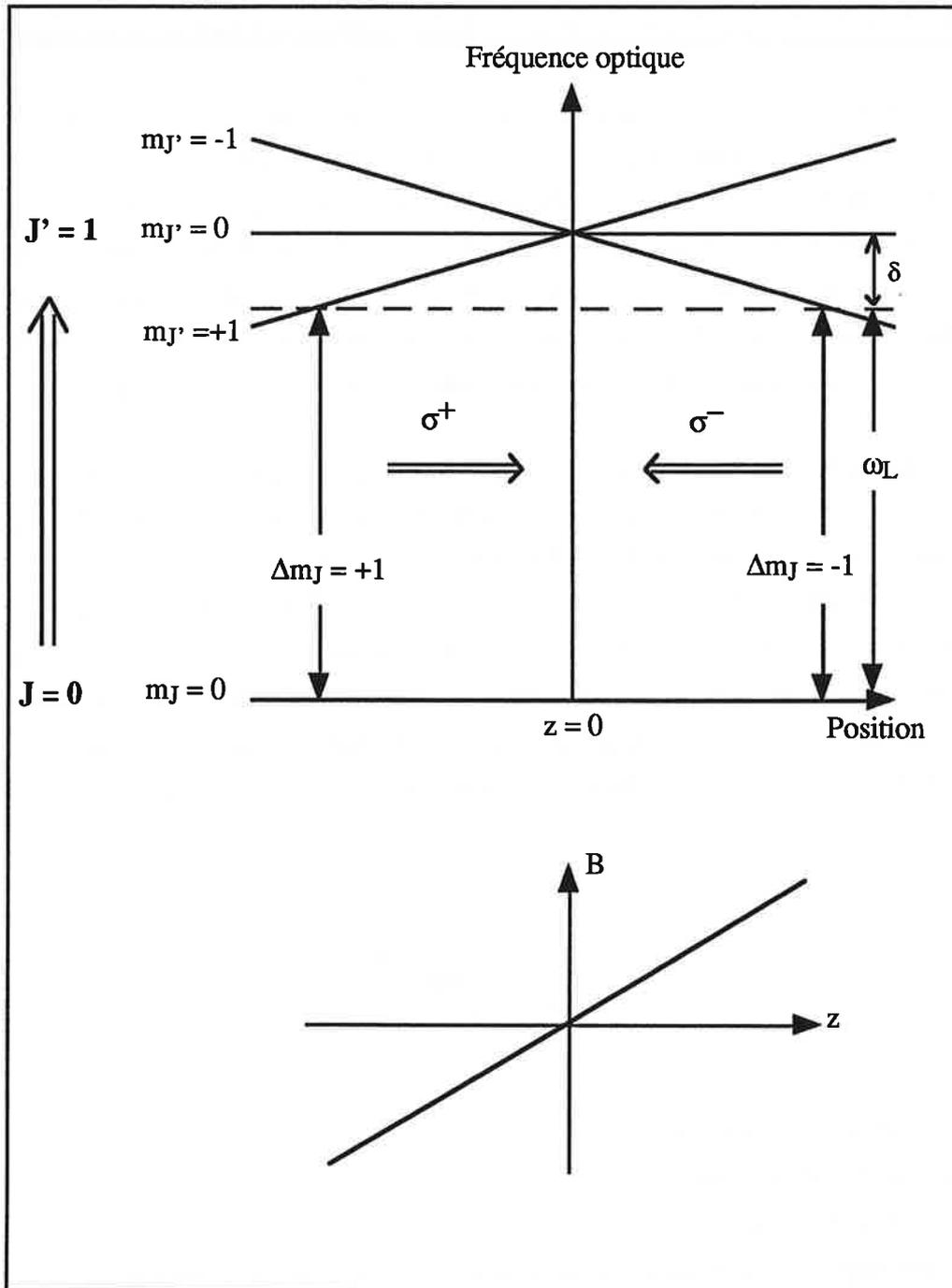


Figure (I-6) : Principe du piège magnéto-optique à une dimension pour un atome au repos de moment angulaire $J = 0$ dans le niveau fondamental et $J' = 1$ dans le niveau excité.

Considérons le cas de l'atome au repos. A cause de l'effet du champ magnétique sur le niveau excité, les énergies des sous-niveaux excités $m'_{J} = \pm 1$ sont déplacées d'une

quantité égale à $\Delta E = \mu_B m'_J B$. Le sens du déplacement de ces sous-niveaux dépend du signe de m_J . En $z > 0$, le déplacement est vers le bas quand $m_J < 0$ et vers le haut quand $m_J > 0$. Grâce au choix de la polarisation des lasers et du désaccord, un atome positionné à $z > 0$ sera plus en résonance avec l'onde se dirigeant vers les $z < 0$. En effet, la polarisation σ^- de l'onde, induit une transition de $m_J = 0$ vers $m'_J = -1$, transition qui est plus en résonance avec l'atome par effet Zeeman. Au contraire, la polarisation σ^+ induit une transition de $m_J = 0$ vers $m'_J = +1$ qui est très hors résonance. En conséquence, la pression de radiation exercée par l'onde σ^- est plus grande que celle exercée par σ^+ . A cause de ce déséquilibre de force, l'atome est donc poussé vers le centre du piège.

Quand l'atome est en mouvement, les fréquences optiques vues par l'atome vont se décaler par effet Doppler. Celle correspondante à σ^- va être égale à $\omega_L + kv$ et celle correspondante à σ^+ sera égale à $\omega_L - kv$. Donc à $v > 0$ (respectivement $v < 0$), l'atome va être encore plus en résonance avec le laser σ^- (resp. σ^+) qu'avec le laser σ^+ (resp. σ^-). La force ressentie par l'atome résulte d'un déséquilibre entre les forces exercées des deux côtés, ce qui est induit principalement par l'effet Zeeman dépendant de z en plus de l'effet Doppler. A cause de ces deux effets (Zeeman et Doppler) qui se compensent entre eux [PHI.82], l'atome est en résonance avec σ^+ ou σ^- quand la condition suivante est satisfaite:

$$\delta = \pm \left(kv + \frac{\mu_B g}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z \right) \quad (I-59)$$

avec k : module du vecteur d'onde atomique,

μ_B : magnéton de Bohr,

g : facteur de landé,

δ : décalage entre la fréquence de transition atomique et la fréquence laser.

Quand v est nulle, l'équation (I-59) donnera la condition de résonance quand l'atome est repos.

III.2.2 - Expression de la force radiative dans le piège.

Nous allons maintenant exprimer analytiquement l'expression de la force radiative qui s'exerce sur l'atome dans un piège.

Le hamiltonien total régissant le système s'écrit :

$$H = H_A + V_{AL} + H_{AC} \quad (I-60)$$

Les opérateurs H_A et V_{AL} ont été définis précédemment. H_A étant l'opérateur atomique et V_{AL} l'opérateur interaction atome-laser. Nous ne décrivons par la suite que le troisième terme H_{AC} qui représente l'opérateur interaction atome-champ magnétique.

III.2.2.a - Hamiltonien d'interaction atome-champ magnétique:

L'hamiltonien d'interaction atome-champ magnétique s'écrit :

$$H_{AC} = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (I-61)$$

où $\vec{\mu} = - g_F \mu_B \vec{J}$ est le moment magnétique.

Le champ magnétique est parallèle à l'axe de quantification qu'on a choisi ici qui est l'axe de propagation des lasers. Ainsi H_{AC} n'a que des éléments diagonaux qui correspondent aux déplacements Zeeman. Pour la transition atomique $J = 0$ vers $J' = 1$, cet hamiltonien s'écrit :

$$H_{AC} = \hbar \omega_B z (|e_{+1}\rangle \langle e_{+1}| - |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}|) \quad (I-62)$$

où $\omega_B z = - \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z$ est la pulsation Zeeman.

III.2.2.b - Formalisme de la matrice densité.

On suppose que le champ magnétique et le champ laser sont assez faibles pour pouvoir utiliser un traitement de champ faible. L'équation de Schrödinger dans le

formalisme de la matrice densité s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathbf{H}_A + \mathbf{V}_{AL} + \mathbf{H}_{AC}, \rho] + i\hbar \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]_{sp} \quad (I-63)$$

On élimine toute dépendance temporelle en faisant le changement de variables des équations (I-26), (I-27) et (I-28).

Les équations d'évolution des cohérences et des populations seront données par :

Cohérences :

$$\dot{\sigma}_{e+,g} = \frac{i\Omega}{2} (\Pi_{e+} - \Pi_g + \sigma_{e+,e-}) + i (\delta - kv - \omega_B z + \frac{i\Gamma}{2}) \sigma_{e+,g} \quad (I-64)$$

$$\dot{\sigma}_{e-,g} = \frac{i\Omega}{2} (\Pi_{e-} - \Pi_g + \sigma_{e-,e+}) + i (\delta + kv + \omega_B z + \frac{i\Gamma}{2}) \sigma_{e-,g} \quad (I-65)$$

$$\dot{\sigma}_{e+,e-} = \frac{i\Omega}{2} (\sigma_{e+,g} - \sigma_{g,e-}) - (\Gamma + 2i(kv + \omega_B z)) \sigma_{e+,e-} \quad (I-66)$$

Populations :

$$\dot{\Pi}_g = -\frac{i\Omega}{2} [(\sigma_{e+,g} - \sigma_{g,e+}) - (\sigma_{e-,g} - \sigma_{g,e-})] + \Gamma (\Pi_{e+} + \Pi_{e-}) \quad (I-67)$$

$$\dot{\Pi}_{e+} = -\frac{i\Omega}{2} [\sigma_{g,e+} - \sigma_{e+,g}] - \Gamma \Pi_{e+} \quad (I-68)$$

$$\dot{\Pi}_{e-} = -\frac{i\Omega}{2} [\sigma_{g,e-} - \sigma_{e-,g}] - \Gamma \Pi_{e-} \quad (I-69)$$

- A faibles coefficient de saturation, on peut négliger les populations des sous-niveaux Zeeman excités et les cohérences entre ces sous-niveaux devant la population du sous-niveau Zeeman fondamental.

III.2.2.c - Expression de la force.

La force radiative est donné par la différence entre les populations des sous-niveaux Zeeman excités et s'écrit:

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} (\Pi_{e+} - \Pi_{e-}) \quad (I-70)$$

Le calcul des populations des sous-niveaux excités à l'état stationnaire nous permet d'exprimer la force en fonction des coefficients de saturation et on obtient :

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{4} (s_+ - s_-) \quad (I-71)$$

où $s_+ = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta - kv - \omega_B z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$ et $s_- = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta + kv + \omega_B z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$

sont les coefficients de saturation correspondants.

La figure suivante montre la variation de la force en fonction de la position à une vitesse nulle. Nous considérons un facteur de Landé égal à 1.

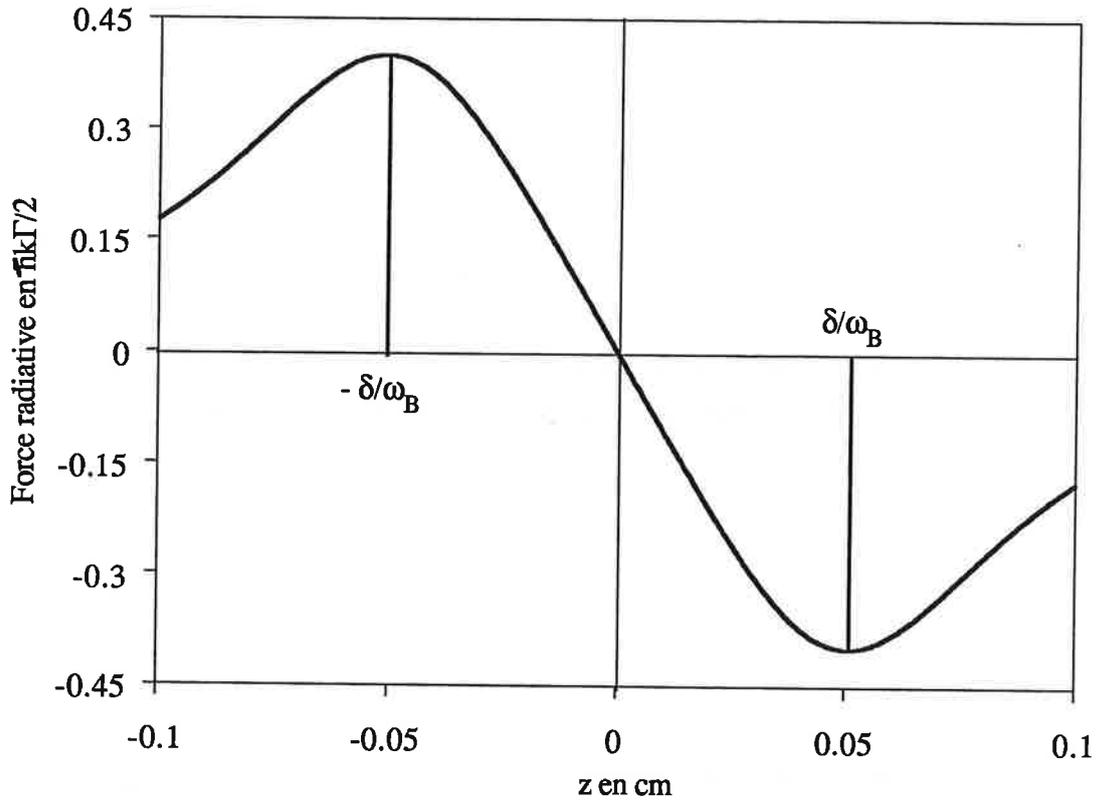


Figure (I-9a) : Variation de la force radiative en fonction de z à $v = 0$ pour $\delta = -\Gamma/2$, $\Omega = 0.707 \Gamma$ et un gradient de 40 G/cm.

Pour des faibles vitesses et à des distances très proches du centre du piège (z faible) et autour de $\delta = -\Gamma/2$, la force radiative sera la somme d'une force de rappel et d'une force de frottement [NEL.90] :

$$F = -\alpha v - \kappa z \quad (I-72)$$

avec

$$\alpha = -\frac{2\hbar k^2 \delta \Gamma \Omega^2}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right)^2} \quad (I-73)$$

et
$$\kappa = - \frac{2k\delta\Gamma\frac{\Omega^2}{2}\mu_B\frac{dB}{dz}}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right)^2} \quad (I-74)$$

α est le coefficient de frottement et κ est le coefficient de rappel.

La force radiative de piègeage varie linéairement avec la position quand $\delta/\omega_B < z < -\delta/\omega_B$. Cette zone de linéarité est appelée plage de capture en position.

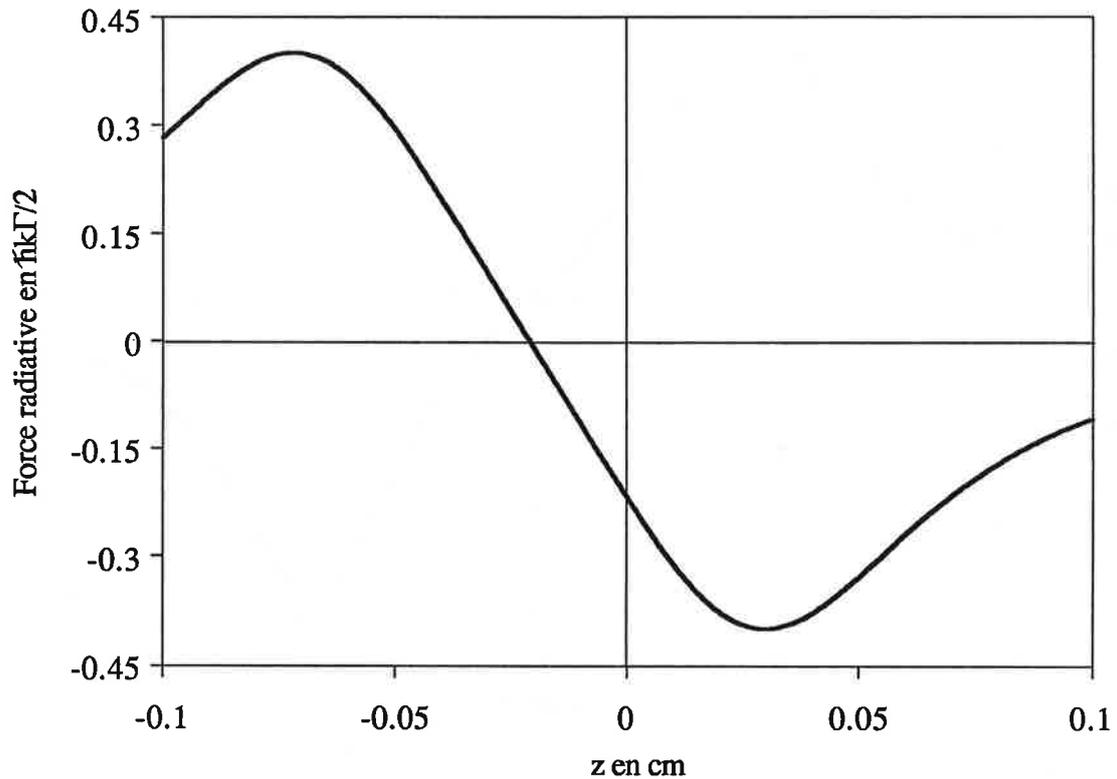


Figure (I-9b) : Variation de la force radiative en fonction de z à $v = 1\text{m/s}$ pour $\delta = -\Gamma/2$, $\Omega = 0.707 \Gamma$ et un gradient de 40 G/cm .

A $v \neq 0$, la force n'est plus centrée sur l'origine de l'axe des z , mais s'annule à une position déterminé par :

$$z = - \frac{kv}{\omega_B}$$

La variation de cette force radiative en fonction de la position ainsi qu'en fonction de la vitesse n'est pas toujours linéaire entre ses deux maximums. En effet, quand on augmente le décalage entre la fréquence laser et la fréquence atomique, la plage de capture devient plus large mais moins linéaire. Ceci s'explique comme suivant : la force totale est la somme des deux forces créées par les deux lasers. Quand on augmente le décalage, les maximums de ces deux forces vont se déplacer, et la superposition de ces derniers donnera la forme obtenu sur la figure (I-9c).

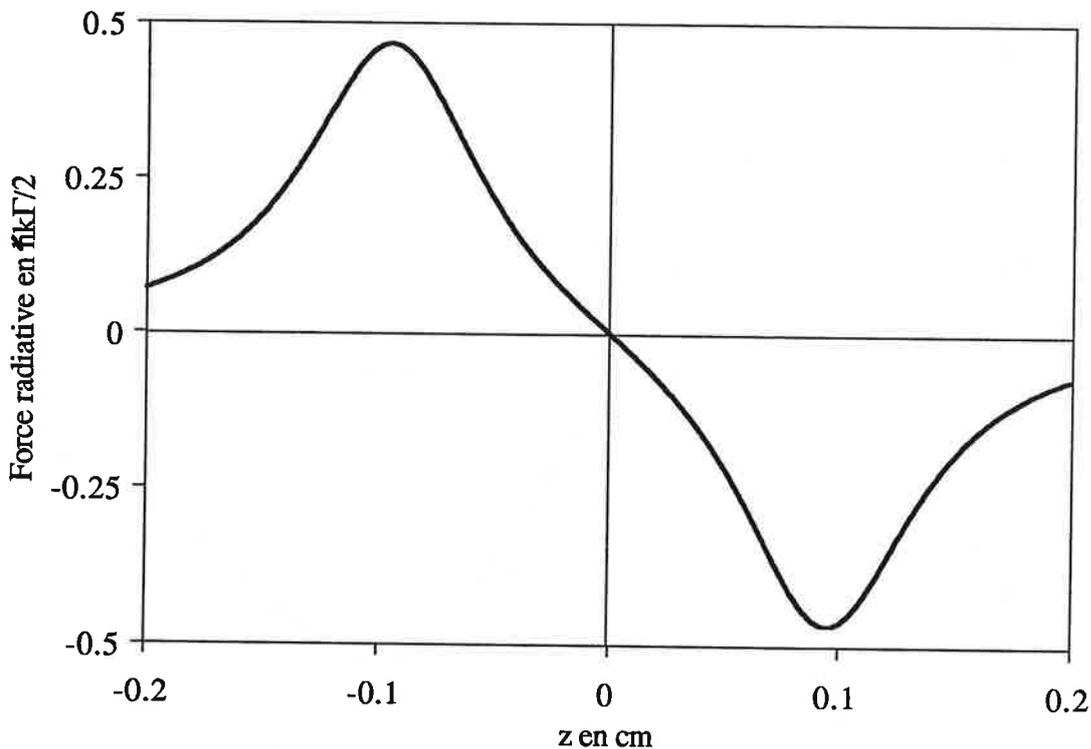


Figure (I-9c) : Variation de la force radiative en fonction de z à une vitesse nulle pour $\delta = -\Gamma$, $\Omega = 0.707 \Gamma$ et un gradient de 40 G/cm.

Les coefficients de friction et de rappel dépendent de l'intensité et du décalage. Plus l'intensité est grande et le décalage est faible, plus ces deux coefficients sont grands. Ils atteignent leurs valeurs maximales quand $\delta = -0.5 \Gamma$, puis plus on s'éloigne de la résonance plus la pente de la force de rappel devient plus faible, et le piège fonctionnera

d'une manière moins efficace.

L'expression de la force implique que l'atome s'approche du centre du piège comme un oscillateur harmonique amorti. Dans ces conditions, le mouvement de l'atome est régi simplement par l'équation suivante :

$$\ddot{z} + \beta \dot{z} + \omega^2 z = 0 \quad (\text{I-75})$$

avec $\omega^2 = \frac{\kappa}{m}$ et $\beta = \frac{\alpha}{m}$, m étant la masse de l'atome considéré.

Une telle équation admet comme solution générale :

$$z(t) = e^{-\frac{\beta}{2}t} \left(A e^{\frac{\gamma}{2}t} + B e^{-\frac{\gamma}{2}t} \right) \quad (\text{I-76})$$

où $\gamma = \sqrt{\beta^2 - 4\omega^2}$ et où A et B seront définis par les conditions aux limites.

Nous distinguons trois régimes selon que γ est réel, nul ou imaginaire. Nous allons étudier ces régimes cas par cas.

On considère qu'à $t = 0$, l'atome est à la position z_0 et a la vitesse v_0 .

1° - régime sur-amorti, γ est réel :

$\beta^2 > 4\omega^2$ la solution garde la même forme que la solution générale :

$$z(t) = e^{-\frac{\beta}{2}t} \left(A e^{\frac{\gamma}{2}t} + B e^{-\frac{\gamma}{2}t} \right)$$

A et B sont donnés en fonction de la vitesse initiale et de la position initiale par :

$$\begin{cases} A = \frac{z_0}{2} - \frac{v_0}{\gamma} - \frac{\beta z_0}{2\gamma} \\ B = \frac{z_0}{2} + \frac{v_0}{\gamma} + \frac{\beta z_0}{2\gamma} \end{cases}$$

L'atome rejoint le centre du piège en suivant une loi en exponentielle. C'est le régime qu'on cherche toujours à obtenir dans les expériences. Pour chaque position z , l'atome se verrouille sur une vitesse donnée pour laquelle les deux forces issues des deux lasers s'équilibrent et leur somme s'annule [STE.92]^a. Cette vitesse est donnée par :

$$v_{\text{Verrouillage}} = - \frac{\kappa z}{\alpha} \quad (\text{I-77})$$

2° - régime critique, γ est nul :

$\beta^2 = 4 \omega^2$, la solution devient :

$$z(t) = (A + B t) e^{-\frac{\beta}{2} t} \quad (\text{I-78})$$

Dans ce régime, A et B s'écrivent :

$$\begin{cases} A = z_0 \\ B = v_0 + \frac{\beta}{2} z_0 \end{cases}$$

3° - régime sous-amorti, γ est imaginaire :

$\beta^2 < 4 \omega^2$

$$z(t) = e^{-\frac{\beta}{2} t} \left(A \cos\left(\frac{-\gamma}{2} t\right) + B \sin\left(\frac{-\gamma}{2} t\right) \right) \quad (\text{I-79})$$

Les coefficients A et B sont donnés par :

$$\begin{cases} A = z_0 \\ B = -\frac{2}{\gamma} \left(v_0 + \frac{\beta}{2} z_0 \right) \end{cases}$$

L'atome fait plusieurs rebonds en oscillations amorties avant d'aller se confiner au centre du piège.

Pour se fixer les idées, nous allons comparer β et 2ω selon leur variation en fonction du décalage .

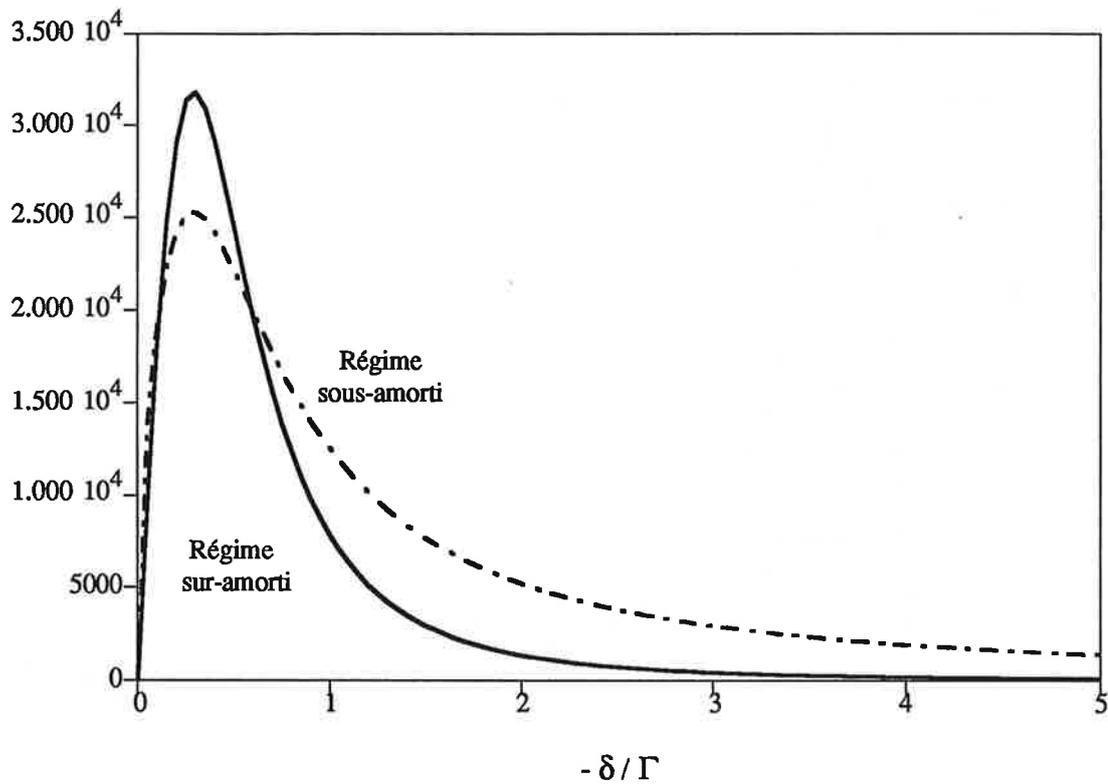


Figure (I-7) : Comparaison entre le coefficient β en s^{-1} (trait plein) et le coefficient 2ω en s^{-1} (trait en tiret) pour $\Omega = 0.707 \Gamma$ et un gradient de champ magnétique de 40 G/cm.

Ces courbes montrent bien les trois régimes décrits précédemment . On remarque qu' à partir d'un décalage de l'ordre -0.75Γ , on passe du régime sur-amorti au régime sous-amorti.

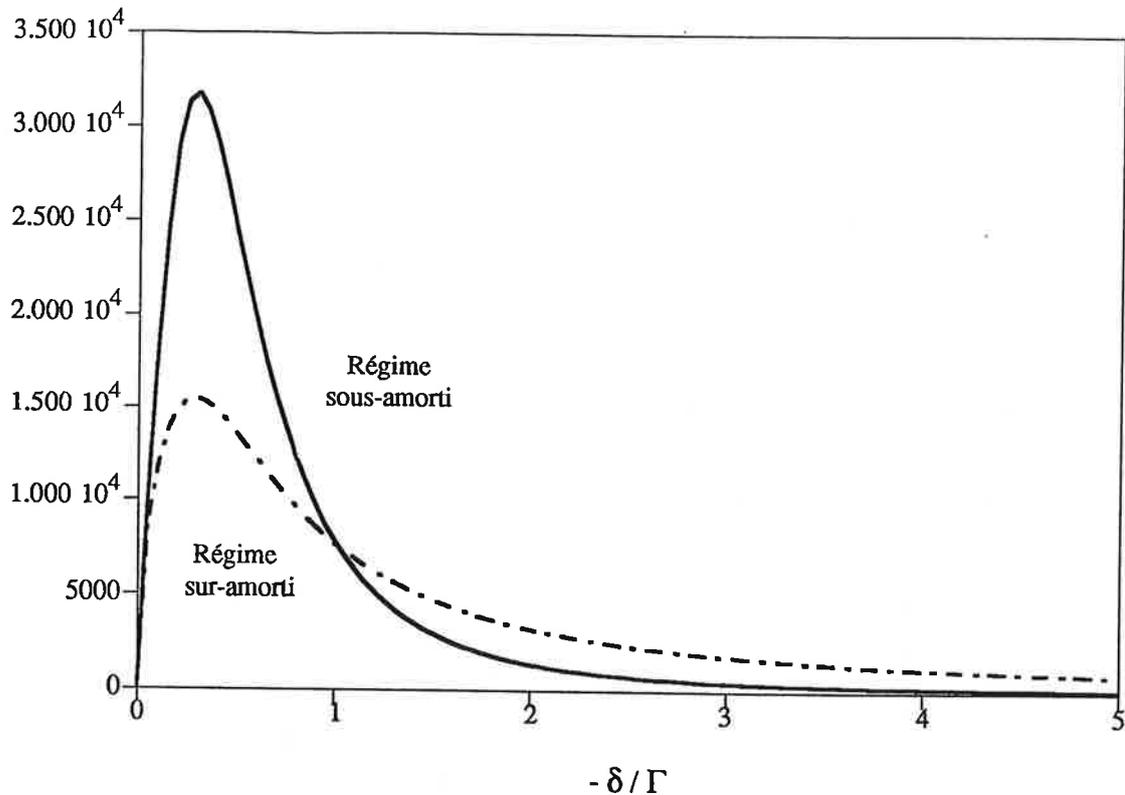


Figure (I-8) : Comparaison entre le coefficient β en s^{-1} (trait plein) et le coefficient 2ω en s^{-1} (trait en tiret) pour $\Omega = 0.707 \Gamma$ et un gradient de champ magnétique de 15 G/cm. Dans ce cas à partir d'un décalage de l'ordre $-\Gamma$ on passe du régime sur-amorti au régime sous-amorti.

La comparaison entre la figure (I-7) et (I-8) montre que plus le gradient de champ magnétique augmente, plus l'effet dû à la force de frottement est plus grand que l'effet dû à la force de rappel et plus vite on passe du régime sur-amorti vers le régime sous-amorti, lorsqu'on augmente le décalage.

En régime sous-amorti, les deux forces de rappel et de frottement ont pour effets de ramener l'atome au centre du piège en un temps caractéristiques τ_c . En effet si l'on considère qu' on est dans un régime critique c'est à dire que $\beta^2 = 4 \omega^2$, seul le terme exponentiel de l'équation de mouvement (I-78) est significatif et on en déduit le temps caractéristique d'amortissement :

$$\tau_c = \frac{2}{\beta} = \frac{2m}{\alpha} = \sqrt{\frac{m}{\kappa}} \quad (\text{I-80})$$

Ce temps d'amortissement est donné d'une manière simple en remplaçant β par $\frac{4\omega^2}{\beta}$ toujours en considérant le facteur de Landé égal à 1 :

$$\tau_c = \frac{\hbar k}{2 \mu_B \frac{dB}{dz}} \quad (\text{I-81})$$

Ce temps ne dépend que de la valeur du gradient du champ magnétique. Son ordre de grandeur est compris entre plusieurs centaines de microsecondes et quelques millisecondes. A titre d'exemples, nous donnons quelques valeurs numériques de ce temps caractéristique d'amortissement :

Gradient de B (G/cm)	τ_{amor} (ms)
15	0.278
40	0.104

Dans le cas des régimes sous-amorti et sur-amorti, le terme en exponentielle de l'équation correspondante donne l'enveloppe du mouvement de l'atome, le temps d'amortissement ne correspondra plus à l'expression donnée par (I-81), mais correspondra à celle donnée par (I-80).

Nous allons maintenant étudier les conditions finales du piège, tel que la température et le diamètre du jet comprimé, en utilisant l'équation de Fokker-Planck.

III.2.3 - Équation de Fokker-Planck :

Cette équation nous permet de déterminer des grandeurs très importants dans la description de l'état final d'un piège tels que la température et la compression du jet

d'atomes refroidis. Cette équation étant assez compliquée, deux approximations vont nous permettre de simplifier sa résolution :

- considérer que la force est linéaire en vitesse et en position,
- utiliser l'expression du coefficient de diffusion à $z = 0$ et $v = 0$ [AGA.93] pour un mouvement brownien.

Cette équation est donnée par [MOL.94] :

$$\frac{\delta w(p,t)}{\delta t} = -\frac{\delta}{\delta p}(F(p,t).w(p,t)) + \frac{\delta^2}{\delta p^2}(D(p).w(p,t)) \quad (I-82)$$

avec $w(p,t)$ est la distribution en temps et en vitesse, F la force radiative et D le coefficient de diffusion.

En faisant une approximation classique de la trajectoire de l'atome $z = vt$, et à l'état stationnaire, l'expression (I-82) devient :

$$v \frac{\delta w(p,z)}{\delta z} = \frac{\delta}{\delta p}((\alpha v + \kappa z).w(p,z)) + \frac{\delta^2}{\delta p^2}(D(p).w(p,z)) \quad (I-83)$$

Les valeurs de la force et du paramètre de diffusion sont déjà données précédemment respectivement par les formules (I-72) et (I-13) .

Cette équation admet une solution stationnaire qui s'écrit :

$$w(p,z) = A \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2z_c^2}\right) \quad (I-84)$$

avec $k_B T = \frac{D}{\alpha}$, $z_c^2 = \frac{D}{\alpha \kappa}$

z_c est l'écart type de la compression transversale des atomes.

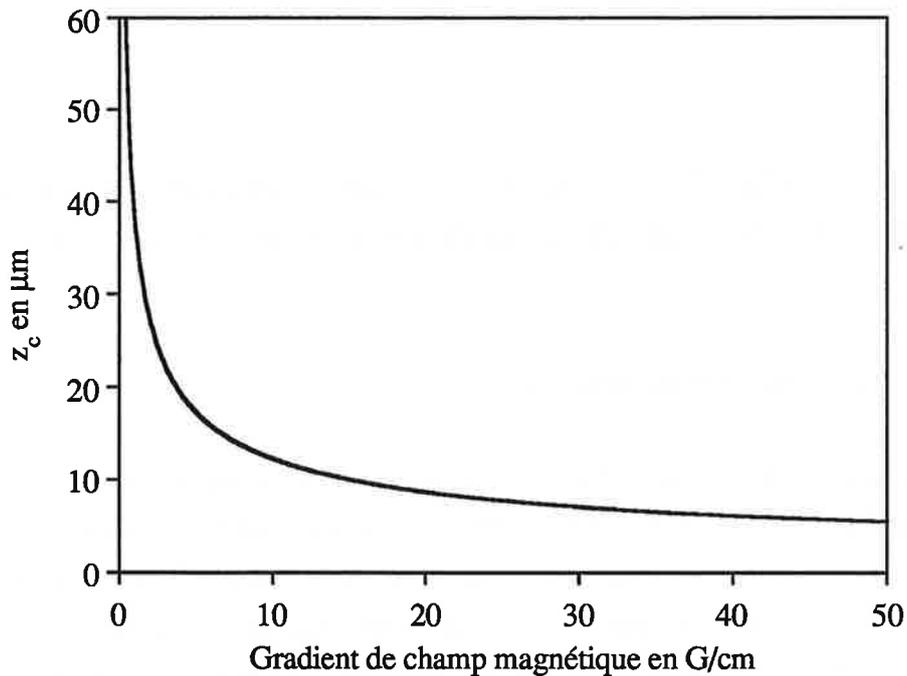


Figure (I-10) : Variation de la compression transversale des atomes dans un piège à une dimension en fonction du gradient de champ magnétique pour $\delta = -\Gamma$ et $\Omega = 0.707\Gamma$

Elle est inversement proportionnelle à la racine carré du gradient de champ magnétique comme le montre la figure (I-10). Cette dépendance s'interprète de la manière suivante : la variation de la force à $v = 0$ en fonction de z pour plusieurs valeurs du gradient de champ magnétique montre qu'il y a un compromis entre obtenir une large plage de capture et obtenir une force de rappel très grande près du centre. En effet plus le gradient de champ magnétique est grand, plus le coefficient de rappel augmente, plus z_c diminue. Le fait d'avoir une force d'oscillateur harmonique amorti intense, correspondante à un gradient de champ magnétique constant selon z , semble limiter le facteur de compression [NEL.90].

Dans tout ce qui précède, nous avons décrit le principe du piège magnéto-optique Doppler avec un système correspondant à la transition la plus simple possible (système à trois niveaux). Mais tous les systèmes atomiques utilisés dans les expériences déjà réalisées correspondent à des transitions plus complexes qui comportent plusieurs sous-niveaux fondamentaux et excités. La présence de ces sous-niveaux rend l'explication et

l'interprétation des résultats plus compliquées, faisant appel à des calculs numériques. Dans ce qui suit, nous présentons les effets qui sont dus à la présence des systèmes multi-niveaux plus complexes.

III - GÉNÉRALISATION DU PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE 1D À UNE TRANSITION J VERS $J' = J + 1$.

III.1 - Introduction.

Nous allons maintenant généraliser les résultats précédents au cas de la transition $J \rightarrow J+1$ (où J et $J+1$ sont respectivement les moments cinétiques associés respectivement au niveau fondamental et au niveau excité de la transition). Nous nous limitons encore au cas d'une seule dimension spatiale. Ces transitions sont des systèmes multi-niveaux composés de plusieurs sous-niveaux Zeeman fondamentaux et de plusieurs sous-niveaux Zeeman excités. Il a été démontré que ces sous-niveaux ont une très grande importance et sont à l'origine de mécanismes nouveaux pour le refroidissement et la compression dans les mélasses et dans les pièges. Ce sont les mécanismes sub-Doppler. Ces mécanismes sont plus efficaces que les mécanismes Doppler lorsqu'on veut atteindre des températures très basses pour un échantillon atomique et aussi lorsqu'on veut obtenir une compression très forte.

Ce paragraphe comporte deux parties principales : La première partie présente les mécanismes Doppler pour une mélasse et pour un piège. Un premier paragraphe dans cette partie est consacré à la présentation de la mélasse Doppler, dans laquelle nous généralisons le résultat obtenu dans le cas de la transition $J = 0$ vers $J' = 1$ et nous donnons l'expression de la force dissipative Doppler de friction. Dans un deuxième paragraphe de cette partie, nous exposons le principe du piège Doppler pour $J > 0$ et nous donnons les expressions de paramètres importants, à savoir la force de piègeage, la plage de capture...

La deuxième partie présente les mécanismes sub-Doppler dans une mélasse puis dans un piège. Nous utilisons pour cela le théorème de Larmor et le formalisme de la matrice densité. La présence de plusieurs sous-niveaux fait apparaître de nouvelles constante de temps dans l'évolution interne de l'atome. Ce sont les temps de pompage

optique qui peuvent être très longs par rapport à la durée de vie radiative du niveau excité à faibles intensités, et qui vont être à l'origine d'un suivi non adiabatique de l'évolution des degrés de liberté internes par rapport à celle des degrés de liberté externes. Ce phénomène d'Hystéresis est à l'origine des mécanismes de refroidissement sub-Doppler. Nous donnons dans cette partie l'expression de la force dissipative qui s'exerce sur l'atome et qui dépasse largement la force ressentie par l'atome dans un mécanisme Doppler.

III.2 - Mécanisme Doppler.

L'interprétation physique de ce qui se passe dans un piège lorsque l'on utilise une transition J vers $J+1$ ($J > 0$) est assez compliquée, c'est pour cette raison qu'on va commencer tout d'abord par introduire et expliquer le rôle que joue la présence de plusieurs sous-niveaux dans une mélasse Doppler. Nous commençons en premier lieu par exposer la généralisation de la matrice densité.

III.2.1 - Généralisation du formalisme de la matrice densité.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons exposé le formalisme de la matrice densité pour la transition $J = 0$ vers $J' = 1$. En gardant les mêmes notations et les mêmes approximations, nous étudions le formalisme utilisé à des transitions plus complexes. Dans toutes nos expériences, on considère la transition entre les niveaux hyperfins $F = 4$ vers $F' = 5$ de la raie D2 du césium, nous allons choisir nos notations en considérant une transition F vers $F' = F+1$, plutôt que J vers $J+1$. Nous choisissons comme axe de propagation des lasers l'axe Oz qui sera aussi l'axe de quantification.

III.2.1.a - Hamiltonien atomique généralisé.

Considérons donc le cas d'une transition hyperfine F vers $F' = F+1$. L'hamiltonien de l'atome isolé est la somme de l'hamiltonien énergie cinétique associé aux degrés de liberté externes de l'atome et l'hamiltonien associé aux degrés de liberté internes de l'atome et s'écrit :

$$H_A = \frac{p^2}{2m} + \sum_{m'_F} \hbar \omega_{FF'} |F', m'_F\rangle \langle F', m'_F| \quad (I-85)$$

où $\omega_{FF'}$ est la fréquence propre atomique de la transition considéré et m'_F sont les sous-niveaux correspondants au niveau excité F' . On prend comme origine des énergies, l'énergie du niveau fondamental $|F\rangle$ en absence de champ magnétique.

III.2.1.b - Hamiltonien d'interaction atome-champ magnétique généralisé.

En présence du champ magnétique, l'hamiltonien d'interaction entre l'atome et le champ magnétique s'écrit en considérant la même transition hyperfine F vers $F + 1$:

$$H_{AC} = -g_F \mu_B \vec{B} \cdot \vec{F} - g_{F'} \mu_B \vec{B} \cdot \vec{F}' \quad (I-86)$$

avec g_F et $g_{F'}$ sont les facteurs de Landé correspondants respectivement au niveau F et au niveau F' et μ_B est le magnéton de Bohr. Dans notre cas, nous considérons toujours un gradient de champ magnétique et pas un champ magnétique statique.

III.2.1.c - Hamiltonien d'interaction généralisé.

L'hamiltonien d'interaction qui décrit le couplage entre l'atome et le champ électromagnétique s'exprime simplement en fonction de l'opérateur dipôle électrique D et de l'opérateur champ électrique $E(z)$:

$$V_{AL} = -D \cdot E \quad (I-87)$$

D'après le théorème de Wignert-Eckart dans l'espace des moments cinétiques, l'opérateur D s'écrit sous la forme :

$$D = D^+ + D^- \quad (I-88)$$

$$\text{avec } \mathbf{D}^+ = \sum_{q=0, \pm 1} \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} (-1)^{F-m_F} |F', m'_F\rangle \langle F, m_F| \mathbf{d} \mathbf{e}_q \quad (\text{I-89})$$

$$\mathbf{D}^- = \sum_{q=0, \pm 1} \sum_{m_F, m'_F} C_{m_F}^{m'_F} (-1)^{F-m_F} |F, m_F\rangle \langle F', m'_F| \mathbf{d} \mathbf{e}_q \quad (\text{I-90})$$

Le nombre d représente l'élément de matrice réduit qui peut être rendu réel par un choix de phase adéquat. \mathbf{D}^+ est la partie ascendante et \mathbf{D}^- est la partie descendante. La base standard $(\mathbf{e}_q)_{q=0, \pm 1}$ s'écrit :

$$\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z \text{ et } \mathbf{e}_{\pm 1} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x \pm i \mathbf{e}_y) \quad (\text{I-91})$$

où $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_{+1}$ et \mathbf{e}_{-1} sont respectivement les vecteurs unitaires des polarisations π, σ^+ et σ^- . Les $C_{m_F}^{m'_F}$ sont les coefficients 3j proportionnels aux coefficients des Clebsch-Gordan et donnés par :

$$C_{m_F}^{m'_F} = \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m_F & q & m'_F \end{pmatrix} \quad (\text{I-92})$$

Nous allons écrire maintenant l'expression du champ électromagnétique $\mathbf{E}(z)$. Ce champ est obtenu par la superposition des deux ondes $\sigma^+ - \sigma^-$ selon Oz, de même intensité, de vecteurs d'onde opposés $k\mathbf{e}_z$ et $-k\mathbf{e}_z$.

L'amplitude totale s'écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}^+(z, t) \exp(-i\omega_L t) + \text{c.c} \quad (\text{I-93})$$

$$\text{avec } \mathbf{E}^+(z) = E_0 \exp(+ikz) \mathbf{e}_{+1} + E_0 \exp(-ikz) \mathbf{e}_{-1} \quad (\text{I-94})$$

$\mathbf{E}^+(z)$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{E}^+(z) = \sum_q E_q \mathbf{e}_q \quad (\text{I-95})$$

Dans l'approximation du champ tournant , L'hamiltonien d'interaction est :

$$V_{AL} = - \mathbf{D}^+ \mathbf{E}^+ \exp (- i \omega_L t) - \mathbf{D}^- \mathbf{E}^- \exp (i \omega_L t) \quad (I-96)$$

En utilisant les expressions de l'opérateur dipolaire et du champ électromagnétique, l'hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$V_{AL} = - d \sum_{q=0,\pm 1} \sum_{m_F, m'_F} c_{m'_F}^{m_F} [E_q e^{-i \omega_L t} |F', m'_q\rangle \langle F, m_q| + c.c.] \quad (I-97)$$

Pour décrire l'évolution du système, on utilise le formalisme de la matrice densité. Les expressions des équations d'évolution généralisées seront données dans l'annexe A en négligeant les cohérences entre les sous-niveaux Zeeman. Cette approximation est tout à fait légitime dans les mécanismes Doppler qui reposent principalement sur des cycles dissipatifs d'absorption et d'émission spontanée.

Nous allons dans le paragraphe suivant commencer par expliquer le principe de la mélasse Doppler.

III.2.2 - Mélasse Doppler pour les systèmes de grand F.

Pour se fixer les idées, nous n'allons pas ici donner le calcul des forces mais discuter le mécanisme simple auquel est soumis l'atome dans une mélasse Doppler.

Considérons donc, le système atomique le plus simple possible qui est le cas d'une transition de $F = 1$ vers $F' = 2$. On note g_m les sous-niveaux de l'état fondamental $F = 1$, et e_m les sous-niveaux de l'état excité $F' = 2$.

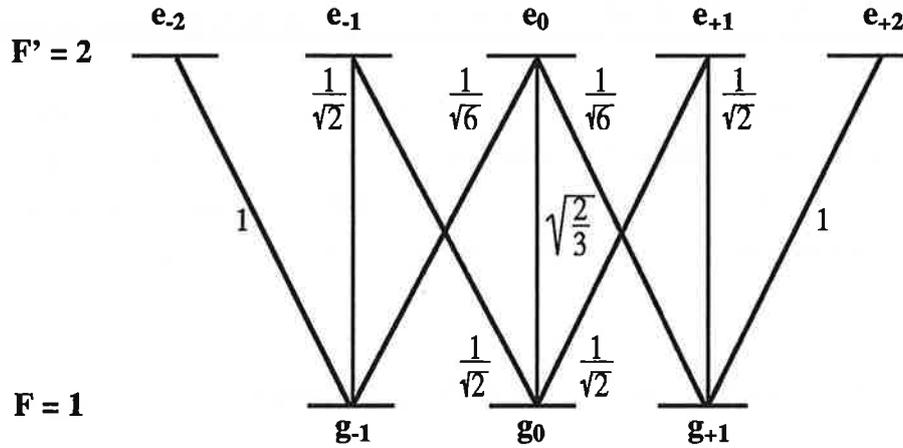


Figure (I-11) : Coefficients de Clebsch-Gordan des diverses composantes de la transition $F = 1$ vers $F' = 2$.

Cette transition est excitée par deux faisceaux lasers polarisés respectivement σ^+ et σ^- , se propageant en sens inverse et décalés en fréquence vers le rouge d'une quantité $\delta = \omega_L - \omega_0 < 0$. La figure (I-11) montre des probabilités d'absorption différentes pour les polarisations de champ σ^+ ou σ^- et dépendantes du sous-niveau fondamental considéré. Si le champ électromagnétique est polarisé σ^+ (resp. σ^-), par pompage optique, tous les atomes seront portés dans le niveau fondamental g_{+1} (resp. g_{-1}), et le système correspondra à un système à trois niveaux pour la transition cyclante g_{+1}, e_{+2}, e_0 (resp. g_{-1}, e_{-2}, e_0). Dans notre mélasse optique, si l'atome est davantage en résonance avec σ^+ , ce qui est le cas si sa vitesse est opposée à la direction de propagation de ce laser σ^+ , il aura tendance à être pompé vers g_{+1} . Étant dans ce niveau, il aura six fois plus de chance d'absorber des photons σ^- , si on ne tient pas compte de l'effet Doppler qui va encore accentuer cet équilibre. On pourra donc considérer que dans sa phase stationnaire, l'atome de vitesse v non nulle et positionné en z est en interaction avec σ^+ (resp. σ^-) et est équivalent à un système à deux niveaux correspondant à la transition $g_{+1} \rightarrow e_{+2}$ (resp. $g_{-1} \rightarrow e_{-2}$).

Dans ce cas, l'atome effectue un très grand nombre de cycles de fluorescence : absorption-émission spontanée sur l'une des deux transitions. A chaque absorption, il perd une quantité de mouvement équivalente à sa vitesse de recul. Les forces de pression de radiation provenant des deux lasers agissant sur cet atome sont donc différentes. Comme la force totale est la somme de ces deux forces à faible intensité laser, elle présentera les caractéristiques d'une force dissipative de mélasse qui s'oppose au

mouvement de l'atome. Nous allons donner dans le paragraphe qui suit l'expression de cette force radiative.

Dans tout ce raisonnement, on rappelle que l'on néglige les cohérences des sous-niveaux Zeeman qui joueront un rôle essentiel à faibles vitesses. Le raisonnement simpliste fait ci-dessus est valable pour toute transition $F \rightarrow F + 1$. Nous le démontrerons d'une manière plus exacte, lorsque nous calculerons la force qui s'exerce sur l'atome.

III.2.2.a - Force radiative stationnaire Doppler.

Comme on est à intensité faible, la force totale agissant sur l'atome dans une mélasse Doppler est la somme des deux forces de pression de radiation dues aux deux lasers indépendamment. D'après le théorème d'Ehrenfest, cette force s'écrit :

$$F = - \langle \nabla_R V_{AL} \rangle \quad (I-98)$$

En faisant le calcul d'une manière générale, l'expression de la force pour une transition F vers $F' = F + 1$ est donné par (en négligeant toute cohérence entre sous-niveaux Zeeman) :

$$F_D = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \sum_{i=-F}^F \left\{ (s_+ C_{m_i}^{m_i+1} - s_- C_{m_i}^{m_i-1}) \pi_i \right\} \quad (I-99)$$

$$\text{avec } s_{\pm} = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta \pm kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (I-100)$$

où s_{\pm} représentent les paramètres de saturation des deux ondes σ^+ et σ^- de la transition qui a un coefficient de Clebch-Gordon égale à 1. Cette force fait intervenir simplement les populations des sous-niveaux fondamentaux Π_i . Ceci explique bien le fait qu'elle résulte du déséquilibre entre les populations des sous-niveaux fondamentaux. Pour le cas de la transition $F = 1$ vers $F' = 2$, la force est donnée par :

$$F_{D12} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left\{ \left(s_+ - \frac{s_-}{6} \right) \pi_1 + \left(\frac{s_+}{2} - \frac{s_-}{2} \right) \pi_0 + \left(\frac{s_+}{6} - s_- \right) \pi_{-1} \right\} \quad (I-101)$$

Les populations des différents sous-niveaux fondamentaux sont calculés à partir des solutions à l'état stationnaire des équations d'évolutions de la matrice densité. La figure (I-12) montre que la force possède des extrémums quand $kv = \delta$ et $kv = -\delta$. Entre ces deux extrémums, cette force varie linéairement en fonction de la vitesse avec une pente négative, et s'identifie à une force de friction.

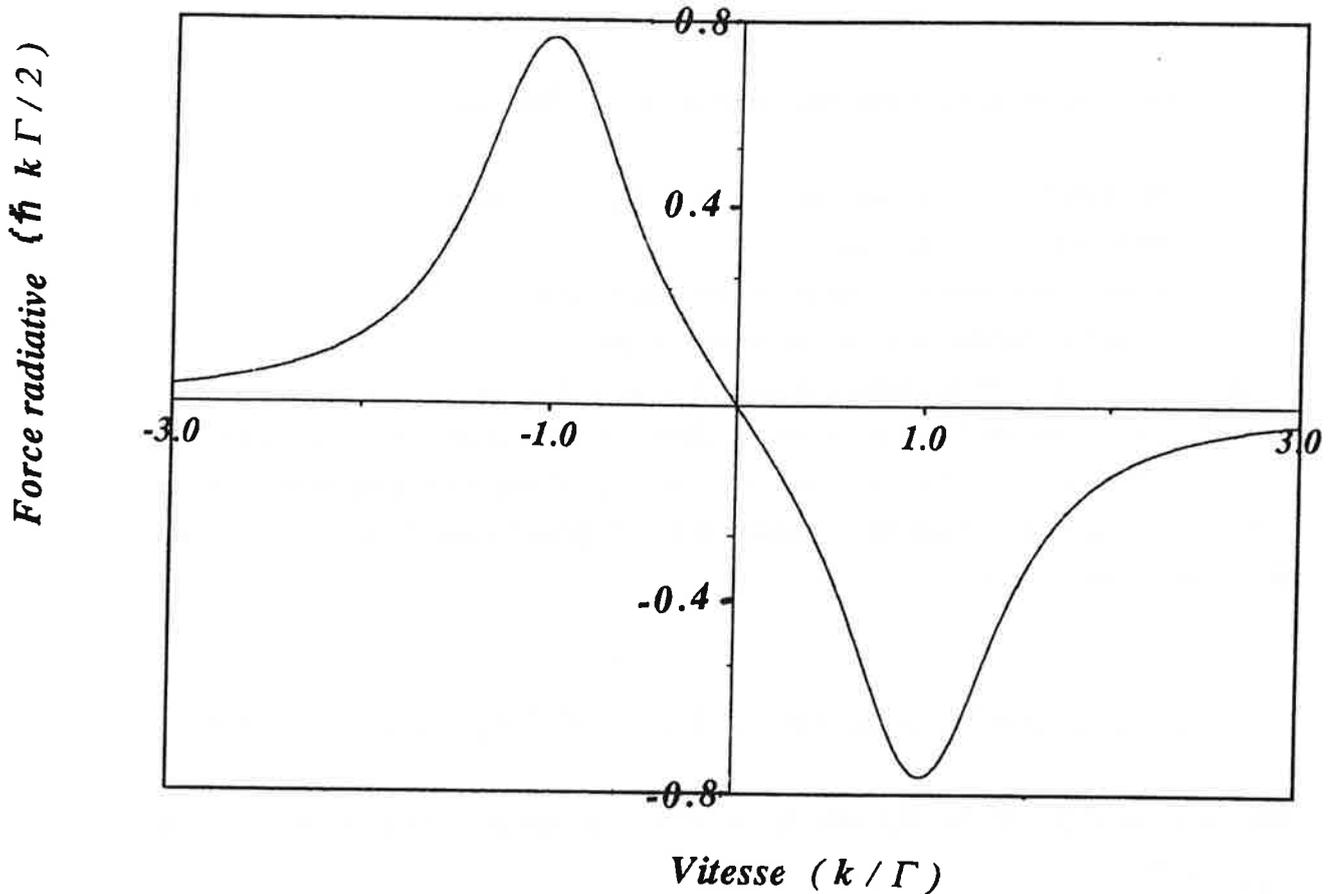


Figure (I-12) : Force Doppler en fonction de la vitesse pour la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ pour $s_0 = 3$ et $\delta = -2 \Gamma$.

III.2.3 - Piège Doppler dans le cas d'une transition J vers $J+1$.

Considérons maintenant le système atome-laser présenté précédemment mais soumis en plus à un champ magnétique qui a la même direction que les lasers et un gradient constant : $B = \frac{\partial B}{\partial z} z$. Comme expliqué auparavant l'atome subit une force de frottement et une force de rappel. Dans cette partie, nous allons expliquer le fonctionnement du piège Doppler pour un système multi-niveaux.

Pour ce faire, on va commencer tout d'abord par étudier le déplacement des sous-niveaux, donner l'expression de la force Doppler de piègeage agissant sur l'atome et finalement présenter le modèle simple qui nous permet de passer d'un système multi-niveaux à un système à trois niveaux.

III.2.3.a. Déplacement des sous-niveaux Zeeman :

Nous avons deux effets qui contribuent au déplacement des sous-niveaux Zeeman excités et fondamentaux[WAL.92]:

- déplacement Doppler dû au mouvement de l'atome.
- déplacement Zeeman dû au champ magnétique.

Notons m_F les sous-niveaux fondamentaux de l'état F, m'_F les sous-niveaux excités de l'état F', g_F le facteur de Landé du niveau fondamental F et g'_F est celui du niveau excité F'. Pour une transition d'un sous-niveau fondamental m_F à un sous-niveau excité $m'_F = m_F \pm 1$, et en tenant compte des deux effets cités précédemment, le décalage entre les deux sous-niveaux s'écrit:

$$\delta_{m_F, m'_F = m_F \pm 1} = \delta + m_F (kv + g_F \omega_B z) - (m_F \pm 1) (kv + g'_F \omega_B z) \quad (I-102)$$

où δ est le décalage entre la fréquence du laser et la fréquence de la transition atomique, et

$$\omega_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z}.$$

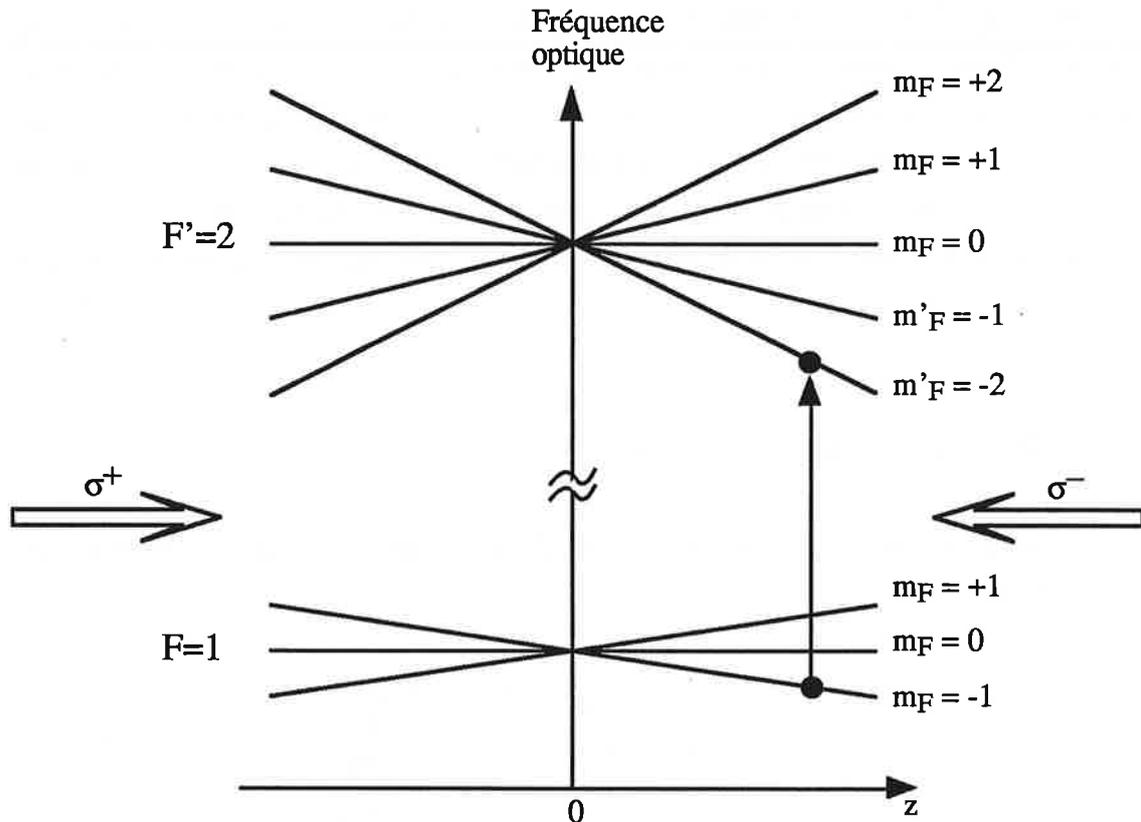


Figure (I-13) : Décalage Zeeman des sous-niveaux de la transition $F = 1$ vers $F' = 2$ pour un atome au repos. A $z > 0$, l'atome est plus en résonance avec le laser σ^- qu'avec le laser σ^+ ce qui entraîne des cycles de fluorescences absorption-émission spontanée entre le sous-niveau $m'_F = -1$ et le sous-niveau $m_F = -2$. Ce système à plusieurs niveaux devient équivalent à un système à deux niveaux. A vitesse non nulle, ces sous-niveaux vont se déplacer, et l'atome devient encore plus en résonance avec σ^- et encore moins en résonance avec σ^+ . L'effet Doppler accentue le phénomène de piégeage.

La figure (I-13) illustre la contribution du déplacement Zeeman au décalage entre les différents couplages optiques dans la transition $F = 1$ vers $F' = 2$ d'un atome au repos. D'après les règles de sélection, un atome à $z > 0$ (resp. à $z < 0$) sur le sous-niveau $m_F = -1$ (resp. $m_F = +1$) ne peut être excité que vers le sous-niveau $m'_F = -2$ (resp. $m'_F = +2$) en absorbant un photon σ^- (resp. σ^+), ou vers le sous-niveau $m'_F = 0$ en absorbant un photon σ^+ (resp. σ^-). A δ négatif, la transition $m_F = -1$ (resp. $m_F = +1$) vers $m'_F = -2$ (resp. $m'_F = +2$) est plus résonante que la transition $m_F = -1$ (resp. $m_F = +1$) vers $m'_F = 0$. Le système donc sera équivalent à un système à deux niveaux de niveau fondamental $m_F = -1$ et de niveau excité $m'_F = -2$ (resp. $m_F = +1$ vers $m'_F = +2$).

). Le décalage Zeeman compense le décalage dû à la différence entre les coefficients de Clebsch-Gordan, jusqu'à ce que l'atome absorbe le même nombre de photons des deux ondes. Ce qui veut dire jusqu'à la position transversale ou la force radiative s'annule. Comme la vitesse dépend de la position transversale, l'atome va être amené au centre du piège là où sa vitesse et sa position vont s'annuler. Pour bien comprendre le mécanisme du piège Doppler, nous allons donner dans le paragraphe suivant l'expression de cette force.

III.2.3.b - Force Doppler.

Les paramètres de saturation correspondants aux transitions de m_F vers $m'_F = m_F \pm 1$ s'écrivent :

$$s_{m_F, m'_F = m_F \pm 1} = \frac{(C_{m_F}^{m'_F = m_F \pm 1})^2 \frac{\Omega^2}{2}}{\left(\delta_{m_F, m'_F = m_F \pm 1}^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)} \quad (\text{I-103})$$

où Ω est la fréquence de Rabi.

D'une manière générale, pour une transition $F \rightarrow F' = F+1$, la force Doppler s'écrit :

$$F_D = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \sum_{i=-J}^J \{ (s_{m_F=i, m'_F=i+1} - s_{m_F=i, m'_F=i-1}) \pi_i \} \quad (\text{I-104})$$

où π_i sont les populations des sous-niveaux fondamentaux. Cette force a une interprétation simple. Elle décrit la différence entre le taux d'absorption des photons σ^+ et le taux d'absorption des photons σ^- . La figure (I-14) présente la variation de la force en fonction de la vitesse et de la position.

Si on note :

$$F_{m_F=i} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \{ (s_{m_F=i, m'_F=i+1} - s_{m_F=i, m'_F=i-1}) \pi_i \} \quad (\text{I-105})$$

F_D va être la somme sur tous les sous-niveaux fondamentaux de la force F_{mi} . En considérant qu'un système multi-niveaux est la somme de plusieurs systèmes à trois niveaux, F_{mi} sera la force stationnaire s'exerçant sur chacun de ces systèmes. Ce qui veut dire qu'à chaque sous-niveaux m_j correspond une force F_{mi} . Cette force est d'autant plus grande que la différence entre les coefficients de Clebsch-Gordan correspondants aux deux transitions, m_j vers $m'_j = m_j + 1$ et m_j vers $m'_j = m_j - 1$ est d'autant plus grande.

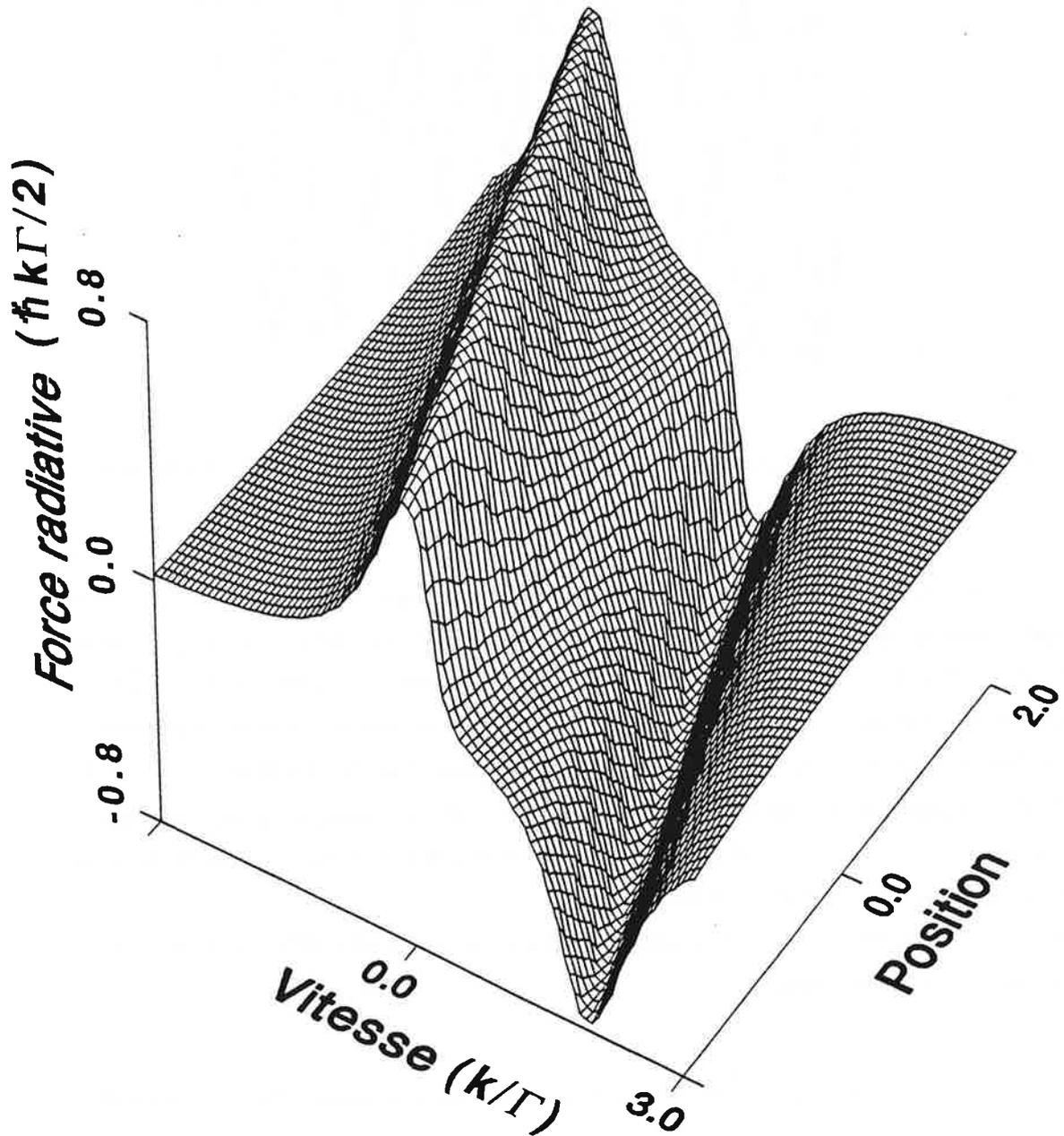


Figure (I-14) : Force Doppler en fonction de la vitesse et de la position pour la transition $F = 2$ et $F' = 3$. Autour de z égale à 0, et à vitesses faibles, cette force devient linéaire.

Prenant par exemple, le cas de la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ du césium : les coefficients de correspondants sont donnés dans la figure suivante :

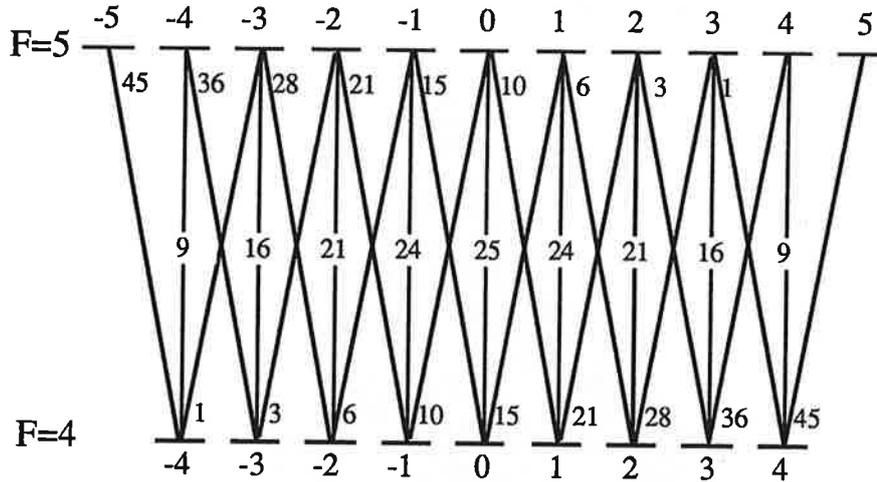


Figure (I-15) : Schéma des niveaux de césium et coefficients de Clebsch-Gordan des différentes transitions.

Prenons le cas où l'atome à $z > 0$ et à $v > 0$ est sur le sous-niveau $m_F = -4$ (respectivement $m_F = 4$ à $z < 0$ et à $v < 0$), sa probabilité d'absorber un photon provenant de l'onde σ^- (σ^+) est 45 fois plus grande que sa probabilité d'absorber un photon provenant de l'onde σ^+ (σ^-). En plus dû à l'effet Zeeman, l'atome est plus en résonance avec l'onde σ^- qu'avec l'onde σ^+ comme on avait montré pour la transition $F = 1$ vers $F' = 2$. Donc quand l'atome est sur l'un de ces sous-niveaux, il y reste longtemps et subit la force dissipative $F_{m_F} = \pm 4$. Ce qui implique que le système à plusieurs sous-niveaux se réduit simplement à un système à trois niveaux.

Nous allons maintenant donner l'expression de $F_{m_F} = -4$ qui sera utile par la suite pour déterminer la plage de capture :

$$F_{m_F = \pm 4} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left((s_{m_F = \pm 4, m'_F = \pm 5} - s_{m_F = \pm 4, m'_F = \pm 3}) \pi_{\pm 4} \right) \quad (I-106)$$

En utilisant la relation de normalisation $\sum_{i=-F}^F \Pi_i = 1$ et en supposant que toutes les autres populations des autres sous-niveaux sont négligeables devant Π_4 (Π_{-4}) On obtient :

$$F_{m_F = \pm 4} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left\{ \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\left(\left(\delta \pm 4 \left(kv + 0.35 \frac{\partial B}{\partial z} z \right) \pm 5 \left(kv + 0.56 \frac{\partial B}{\partial z} z \right) \right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)} \right. \\ \left. - \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\left(\left(\delta \pm 4 \left(kv + 0.35 \frac{\partial B}{\partial z} z \right) \pm 3 \left(kv + 0.56 \frac{\partial B}{\partial z} z \right) \right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)} \right\} \quad (I-107)$$

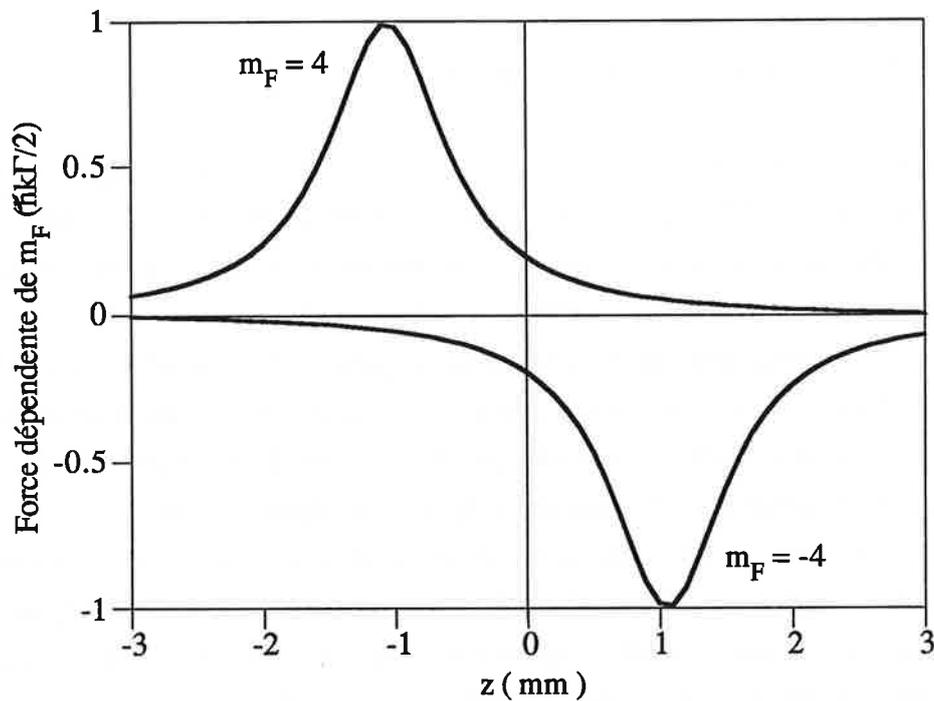


Figure (I-16) : Variation des deux forces $F_{m_F = \pm 4}$ en fonction de la position transversale pour $\delta = -\Gamma$, $\Omega = 0.707 \Gamma$ et à un gradient de champ magnétique de 40 G/cm.

III.2.3.c - Plage de capture.

Dans notre expérience, le paramètre le plus important dans le piège est la plage de capture. La figure (I-16) montre que l'atome pour être piégé et sentir l'effet de la force de friction devrait atteindre une position transversale $z_{capture}$ à partie de laquelle l'atome

sera ramené au centre. La zone limitée par z_{capture} et le centre du piège déterminera la plage de capture.

La position pour laquelle la dérivée de la force s'annule, donne l'expression de z_{capture} .

$$z_{\text{capture}} = \pm \frac{\delta - kv}{1.4 \frac{\partial B}{\partial z}} \quad (\text{I-108})$$

z_{capture} est inversement proportionnelle au gradient de champ magnétique. Plus le gradient augmente, plus le jet atomique devient plus comprimé.

III.3. Mécanismes sub-Doppler.

Les mesures de températures plus faibles que la température Doppler dans des mélasses optiques [LET.88], [SHE.89], [DAL.89]^a, [CHU.89] ont conduit à de nouvelles explications de refroidissement : les mécanismes sub-Doppler [DAL.89]^b, [UNG.89]. Elles sont basées sur la prise en compte de la structure en sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et de la dépendance spatiale de la polarisation du champ électrique. A faibles vitesses, un atome soumis à des champs laser dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, subit non seulement la force Doppler de pression de radiation mais aussi une force nouvelle qui apparaît si on prend en compte les cohérences entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. C'est aussi une force de friction avec un coefficient de frottement plus grand que celui de la force Doppler mais avec une plage de capture plus petite. Sa présence conduit à une température encore plus faible que la température Doppler. Cette température est nommée "température sub-Doppler".

Le chapitre I se divise en deux paragraphes :

Dans un premier paragraphe, nous introduisons la notion de mélasse sub-Doppler en utilisant le théorème de Larmor. Nous discutons de l'origine physique de cet effet sub-Doppler à l'aide des phénomènes de déplacement lumineux des sous-niveaux et du pompage optique entre les sous-niveaux Zeeman sur les deux transitions $F = 1$ vers $F' = 2$ et $F = 2$ vers $F' = 3$. Enfin, nous donnons les expressions de la force sub-Doppler pour ces deux transitions et les comparons à celle de la force Doppler.

Dans un deuxième paragraphe, nous introduisons les mécanismes sub-Doppler dans un piège magnéto-optique, puis nous donnons l'expression de la force totale agissant sur un

atome dans un piège sub-Doppler.

III.3.1. Mélasses sub-Doppler.

III.3.1.a. Description d'une mélasse sub-Doppler par le théorème de Larmor.

Considérons un atome au repos en un point z . Sous l'effet des deux faisceaux lasers σ^+ - σ^- décalés vers le rouge se propageant selon Oz , l'atome voit un champ électrique de polarisation linéaire fixe selon Oy . C'est l'effet Stark dynamique. Il agit sur la dynamique interne de l'atome en déplaçant les sous-niveaux fondamentaux selon son axe de polarisation. Les populations à l'état stationnaire des sous-niveaux fondamentaux sont réparties d'une manière symétrique par rapport à la population du sous-niveau Zeeman fondamental central puisque l'effet Stark ne lève pas la dégénérescence des sous-niveaux m_F et $-m_F$. Ce qui implique qu'il n'y a aucune force qui s'exerce sur l'atome. La dégénérescence des sous-niveaux fondamentaux n'est pas levée par l'action de ce champ selon l'axe de quantification z (l'axe de propagation des lasers).

Considérons maintenant que l'atome est en mouvement avec une vitesse v selon Oz :

$$z = v t$$

Dans le repère lié à l'atome, qui se déplace à la vitesse v , l'atome voit une polarisation linéaire qui tourne autour de Oz dans le plan xOy faisant un angle avec Oy : $\varphi = -kz = -kvt$. Il est adéquat alors d'introduire dans le repère lié à l'atome un repère tournant autour de l'axe Oz à la même pulsation $-kv$ tel que dans ce repère la polarisation laser garde une direction fixe indépendante de la position.

La transformation unitaire qui réalise un tel changement n'est autre qu'une rotation d'angle $-kz$:

$$T(t) = e^{\frac{-i kz F_z}{\hbar}} = e^{\frac{-i kv t F_z}{\hbar}} \quad (I-109)$$

où F_z est la composante du moment cinétique total F de l'atome le long de Oz .

Dans le nouveau référentiel, l'état interne de l'atome est décrit par un nouvel opérateur densité $\tilde{\sigma}(t)$ relié à l'opérateur densité précédent par :

$$\tilde{\sigma}(t) = e^{-\frac{i k v t F_z}{\hbar}} \sigma(t) e^{\frac{i k v t F_z}{\hbar}} \quad (\text{I-110})$$

Suite à cette transformation, on obtient un nouvel hamiltonien qui va régir l'évolution du système :

$$\tilde{H} = T(t) H T^+(t) + i\hbar \left(\frac{dT(t)}{dt} \right) T^+(t) \quad (\text{I-111})$$

Le premier terme de cette expression, correspond simplement à l'hamiltonien d'un atome interagissant avec un champ laser de polarisation linéaire fixe parallèle à Oy (direction du champ choisi pour $z = 0$). Le deuxième terme est un terme inertiel dû à la rotation. Il est égal à :

$$V_{\text{rot}} = k v F_z \quad (\text{I-112})$$

Il a la même forme que l'hamiltonien d'interaction de l'atome avec un champ magnétique fictif, parallèle à Oz , et autour duquel la précession de Larmor du moment cinétique total s'effectuerait à la pulsation kv . Un tel résultat n'est autre que la traduction du théorème de Larmor. Ce champ magnétique fictif est donné par :

$$B_{\text{fictif}} = -\frac{k v}{g_F \mu_B} \quad (\text{I-113})$$

où g_F est le facteur de Landé du niveau fondamental et μ_B le magnéton de Bohr de l'électron.

Si on compare le nouveau hamiltonien dans le repère en rotation avec l'hamiltonien de l'atome au repos à $z = 0$, on remarque que les nouveaux mécanismes de refroidissement qui sont dus au mouvement de l'atome dans la polarisation tournante du laser sont exprimés par le terme inertiel.

En effet, quand l'atome se déplace, la polarisation du champ laser change tellement rapidement que le moment cinétique total n'arrive plus à suivre la rotation de la polarisation. Ce qui veut dire que les degrés de liberté internes de l'atome n'arrivent pas à suivre ses degrés de liberté externes. Ce terme inertiel induit un couplage non-adiabatique proportionnel à $k v$ entre les sous-niveaux fondamentaux.

Nous allons expliquer ce couplage en se basant sur la figure (I-17). Le champ magnétique fictif B_{fictif} déplace les sous-niveaux fondamentaux m_F selon Oz en énergie de $m_F \hbar k v$ en levant leur dégénérescence. Sous l'action du champ électrique $E(t)$, les sous-niveaux fondamentaux sont couplés entre eux par des cycles d'absorption-émission stimulée. Ceci se traduit dans les équations de Bloch optique par les termes de cohérences entre les sous-niveaux fondamentaux.

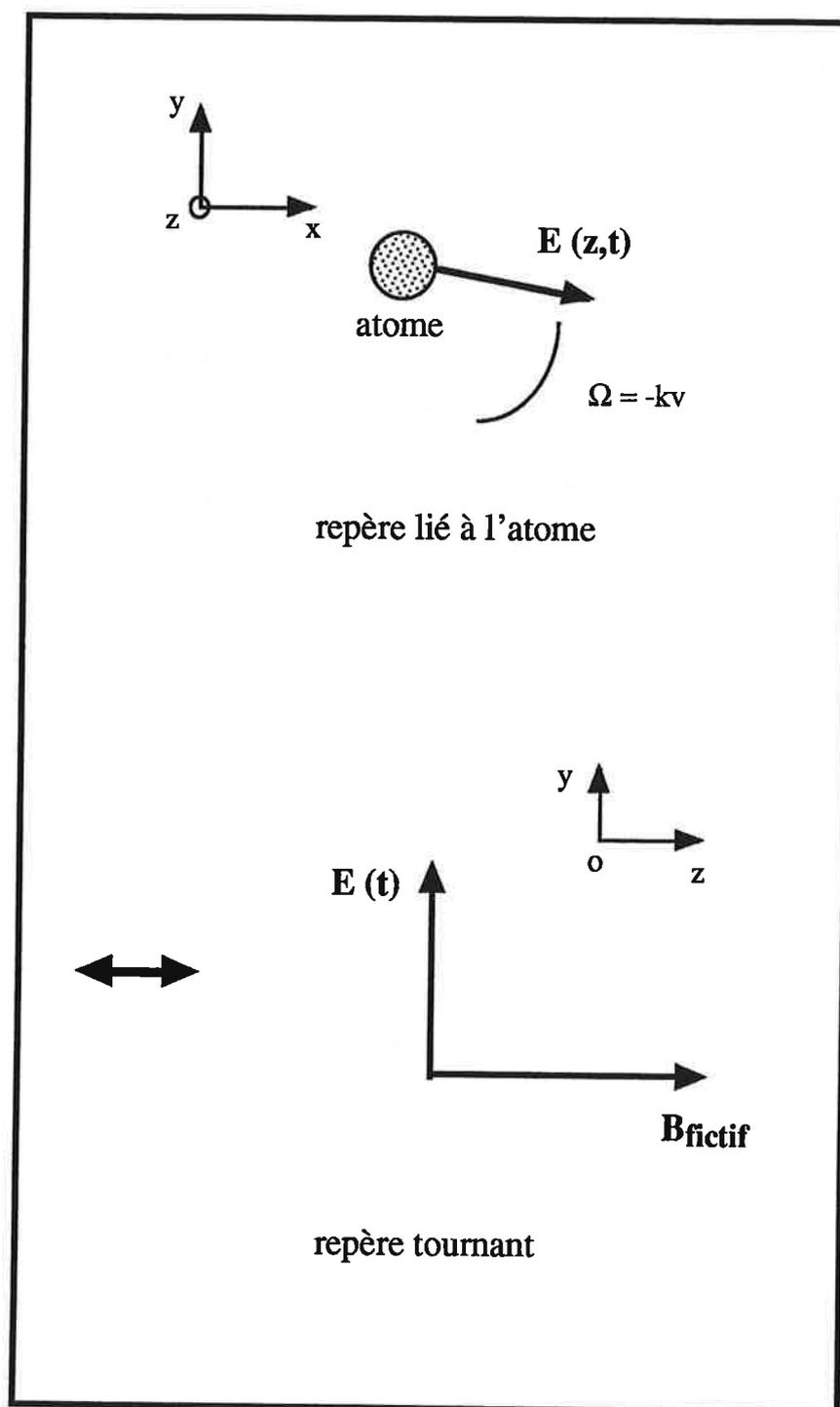


Figure (I-17) : Passage du repère lié à l'atome au repère tournant - Interprétation par le théorème de Larmor.

On définit deux échelles de temps qui caractérisent les mélasses sub-Doppler. Le

premier est le temps de vie des niveaux excités. Il caractérise l'évolution de ces niveaux dans le champ laser. Le deuxième est le temps de pompage optique τ_p . Il représente le temps moyen que prend un atome pour passer d'un sous-niveau fondamental m_F à un autre sous-niveau fondamental m'_F par l'intermédiaire d'un cycle de fluorescence. A faible intensité, le temps de pompage est supérieur au temps de vie des niveaux excités et les niveaux atomiques internes ne suivent pas adiabatiquement les variations du champ laser quand l'atome se déplace. Ces effets non-adiabatiques créent une différence entre les populations des sous-niveaux Zeeman fondamentaux. Ce déséquilibre entre les populations explique la nouvelle et importante force de frottement que subissent les atomes. On nomme cette force : "Force sub-Doppler". Il est intéressant maintenant de donner quelques exemples de transition pour les mélasses sub-Doppler.

III.3.1.b - Système $F = 1$ vers $F' = 2$.

On commence tout d'abord par présenter la mélasse sub-Doppler sur une transition simple $F = 1$ vers $F' = 2$ [DAL.89]^b (voir figure (I-11)). Nous donnerons l'expression de l'hamiltonien total. Ensuite, nous calculerons la force radiative sub-Doppler. Ce calcul est fait dans les limites de faible coefficient de saturation ($\Omega \ll \Gamma$), ce qui signifie que les populations des sous-niveaux Zeeman excités sont faibles relativement à celles des sous-niveaux Zeeman fondamentaux.

La première partie de ce calcul consiste à résoudre les équations d'évolution des populations des sous-niveaux excités et des cohérences optiques en fonction des populations des sous-niveaux fondamentaux. La deuxième partie consiste à résoudre ces équations numériquement afin d'étudier la variation de la force en fonction de la vitesse.

L'hamiltonien total du système atome-champ électromagnétique s'écrit :

$$H = H_A + V_{AL},$$

où H_A l'hamiltonien atomique et V_{AL} l'hamiltonien d'interaction.

$$V_{AL} = \frac{\hbar \Omega}{2} \left(|e_2\rangle \langle g_1| + \frac{1}{\sqrt{2}} |e_1\rangle \langle g_0| + \frac{1}{\sqrt{6}} |e_0\rangle \langle g_{-1}| \right) e^{-i(\omega_L t - kz)} \\ + \frac{\hbar \Omega}{2} \left(|e_{-2}\rangle \langle g_{-1}| + \frac{1}{\sqrt{2}} |e_{-1}\rangle \langle g_0| + \frac{1}{\sqrt{6}} |e_0\rangle \langle g_1| \right) e^{-i(\omega_L t + kz)} + c.c \quad (I-114)$$

L'hamiltonien atomique s'écrit :

$$H_A = \hbar \omega_0 (|e_{-2}\rangle \langle e_{-2}| + |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| + |e_0\rangle \langle e_0| \\ + |e_1\rangle \langle e_1| + |e_2\rangle \langle e_2|) \quad (I-115)$$

La force semi-classique radiative est obtenue en moyennant le gradient de l'hamiltonien de l'interaction, elle s'écrit :

$$F = \frac{i\hbar k \Omega}{2} \left[\tilde{\sigma}(e_2, g_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_1, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) \right] + c.c \\ - \frac{i\hbar k \Omega}{2} \left[\tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) + \frac{1}{\sqrt{6}} \tilde{\sigma}(e_0, g_1) \right] + c.c \quad (I-116)$$

En remplaçant les cohérences par leurs expressions données dans l'annexe B en fonction des populations des sous-niveaux fondamentaux et de leurs cohérences, la force sub-Doppler devient :

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left[\left(s_+ - \frac{s_-}{2} \right) \pi_1 + \left(\frac{s_+}{2} - \frac{s_-}{2} \right) \pi_0 + \left(\frac{s_+}{6} - s_- \right) \pi_{-1} \right. \\ \left. + C_r \left(\frac{s_+ - s_-}{6} \right) - \frac{1}{3} C_i \left(s_+ \frac{\delta - kv}{\Gamma} + s_- \frac{\delta + kv}{\Gamma} \right) \right] \quad (I-117)$$

Chaque terme dans cette expression a un sens bien précis. Le premier terme donne l'expression de la force de pression quand l'atome est sur l'état g_{+1} et que pendant un intervalle dt il absorbe en moyenne $\Gamma s^+ dt / 2$ photons de σ^+ et $\Gamma s^- dt / 2$ photons de σ^- . Le deuxième et le troisième terme décrivent de la même manière la force de pression de radiation quand l'atome est respectivement sur g_0 et g_{-1} . La somme de ces trois premiers termes est la force Doppler précédemment donnée dans l'expression (I-104). Les deux

derniers termes tiennent compte des cohérences entre les sous-niveaux Zeeman g_{+1} et g_{-1} induites par les deux faisceaux lasers σ^+ et σ^- . Ils décrivent la force induite par la redistribution de photons quand l'atome passe de g_1 à g_{-1} par absorption-émission stimulée. Cette force est une force dipolaire qui se superpose à la force dissipative de pression de radiation.

Analysons maintenant la variation de la force en fonction de la vitesse (voir figure I-19). Dans le domaine de très faibles vitesses $kv \ll \tau_p$, on remarque que cette force est linéaire et a un coefficient de frottement plus grand que celui de la force Doppler. Ceci est dû à l'effet des cohérences entre les sous-niveaux fondamentaux. Ces cohérences sont causées par le couplage Raman stimulé qui induit une accumulation de populations sensible à la vitesse, dans les sous-niveaux qui absorbent du faisceau laser opposé au mouvement de l'atome. Hors de ce domaine la force sub-Doppler rejoint la force Doppler.

La force sub-Doppler est donnée à très faibles vitesses par :

$$F = -\alpha v \quad (\text{I-118})$$

où

$$\alpha = \frac{120}{17} \frac{-\delta \Gamma}{5\Gamma^2 + 4\delta^2} \hbar k^2 \quad (\text{I-119})$$

Contrairement au refroidissement Doppler, le coefficient de friction α dans ce cas, ne dépend pas de l'intensité. Ceci veut dire que, dans le régime de faible intensité, le frottement dû au gradient de polarisation est plus important que celui dû à l'effet doppler. L'inconvénient est que la plage de capture sub-Doppler est beaucoup plus faible que celle correspondant aux mécanismes Doppler.

Dans les expériences concernant la réalisation d'un piège 2D [NEL.90, RII.90], on refroidit les atomes alcalins de sodium sur la transition $3S_{1/2} F=2 \rightarrow 3P_{3/2} F'=3$. Dans notre cas, nous avons travaillé sur la transition $6s^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6s^2P_{3/2} F'=5$ de la raie D_2 de l'atome de césium. Nous allons donc calculer la force sub-Doppler pour la transition $F=2$ vers $F'=3$. Dans le paragraphe suivant, nous présentons brièvement l'hamiltonien total, les calculs des populations des sous-niveaux excités et des cohérences optiques seront présentés dans l'annexe C, ensuite nous discutons la variation de la force

en fonction de la vitesse et nous terminons par une comparaison entre les deux transitions étudiées.

III.3.1.c - Système $F = 2 / F' = 3$.

Les sous-niveaux de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ sont représentés par la figure suivante:

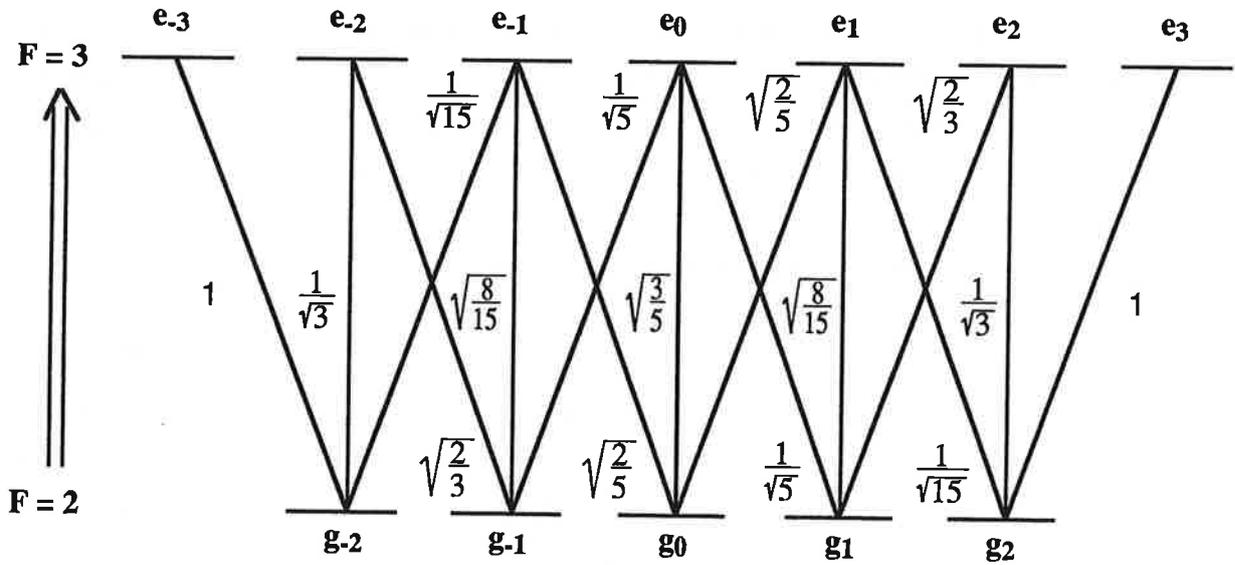


Figure (I-18) : Coefficients de Clebsch-Gordan des diverses composantes de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

L'hamiltonien total du système atome-champ électromagnétique s'écrit :

$$H = H_A + V_{AL} ,$$

où H_A l'hamiltonien atomique et V_{AL} l'hamiltonien d'interaction.

$$\begin{aligned}
 V_{AL} = & \frac{\hbar \Omega}{2} \left\{ \left(|e_3\rangle \langle g_2| + \sqrt{\frac{2}{3}} |e_2\rangle \langle g_1| + \sqrt{\frac{2}{5}} |e_1\rangle \langle g_0| \right. \right. \\
 & + \left. \frac{1}{\sqrt{5}} |e_0\rangle \langle g_{-1}| + \frac{1}{\sqrt{15}} |e_{-1}\rangle \langle g_{-2}| \right) e^{-i(\omega_L t - kz)} \\
 & + \left(|e_{-3}\rangle \langle g_{-2}| + \sqrt{\frac{2}{3}} |e_{-2}\rangle \langle g_{-1}| + \sqrt{\frac{2}{5}} |e_{-1}\rangle \langle g_0| \right. \\
 & \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{5}} |e_0\rangle \langle g_1| + \frac{1}{\sqrt{15}} |e_1\rangle \langle g_2| \right) e^{-i(\omega_L t + kz)} + c.c \right\}
 \end{aligned} \tag{I-120}$$

L'hamiltonien atomique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 H_A = \hbar \omega_0 (& |e_{-2}\rangle \langle e_{-2}| + |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}| + |e_0\rangle \langle e_0| \\
 & + |e_1\rangle \langle e_1| + |e_2\rangle \langle e_2|)
 \end{aligned} \tag{I-121}$$

En utilisant le théorème d'Ehrenfest, l'expression de la force sub-Doppler s'écrit :

$$\begin{aligned}
 F = & \frac{i\hbar k \Omega}{2} \left[\tilde{\sigma}(e_3, g_2) + \sqrt{\frac{2}{3}} \tilde{\sigma}(e_2, g_1) + \sqrt{\frac{2}{5}} \tilde{\sigma}(e_1, g_0) \right. \\
 & \left. + \sqrt{\frac{1}{5}} \tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) + \sqrt{\frac{1}{15}} \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_{-2}) \right] + c.c \\
 & - \frac{i\hbar k \Omega}{2} \left[\tilde{\sigma}(e_{-3}, g_{-2}) + \sqrt{\frac{2}{3}} \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) + \sqrt{\frac{2}{5}} \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) \right. \\
 & \left. + \sqrt{\frac{1}{5}} \tilde{\sigma}(e_0, g_1) + \sqrt{\frac{1}{15}} \tilde{\sigma}(e_1, g_2) \right] + c.c
 \end{aligned} \tag{I-122}$$

Pour calculer cette force sub-Doppler (voir figure I-19), on résout numériquement les équations de Bloch optiques en régime stationnaire et à faible coefficient de saturation. La force sub-Doppler est due au déséquilibre entre les populations des différents sous-niveaux Zeeman fondamentaux créé par la non-adiabaticité du mouvement dans le gradient de polarisation.

En faisant une comparaison entre les variations de deux forces sub-Doppler pour les deux transitions $F = 1 \rightarrow F' = 2$ et $F = 2 \rightarrow F' = 3$ en fonction de la vitesse, on remarque que :

- En régime sub-Doppler, quand le nombre de sous-niveaux augmentent c-à-d quand F (ou J) augmente, le coefficient de frottement augmente et le refroidissement sub-Doppler devient plus efficace. Cet effet s'explique comme suivant : Un calcul détaillé de la force sub-Doppler dans le régime de faibles vitesses montre qu'elle est inversement proportionnelle à la différence entre les déplacements lumineux des sous-niveaux fondamentaux. Ces déplacements sont dus à l'existence du gradient de polarisation. Ils deviennent de plus en plus faible quand F augmente. Il y a aussi le fait que cette force est aussi proportionnelle à la différence entre les populations des sous-niveaux fondamentaux qui est due aux coefficients de Clebsch-Gordan des différents transitions. Nous n'avons pas continué à analyser les mécanismes sub-Doppler pour les transitions de plus en plus complexe $F = 3 \rightarrow F' = 4$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$ puisqu'ils ont été entre temps choisies dans la référence suivante [STE.92]^b. Ces analyses ont montré que la force sub-Doppler stationnaire à faibles intensités varie comme $F(2F + 1)$ pour une transition $F \rightarrow F+1$ et que la force dans le cas d'une transition $4 \rightarrow 5$ est à peu près 10 fois plus grande que celle dans le cas d'une transition $1 \rightarrow 2$.

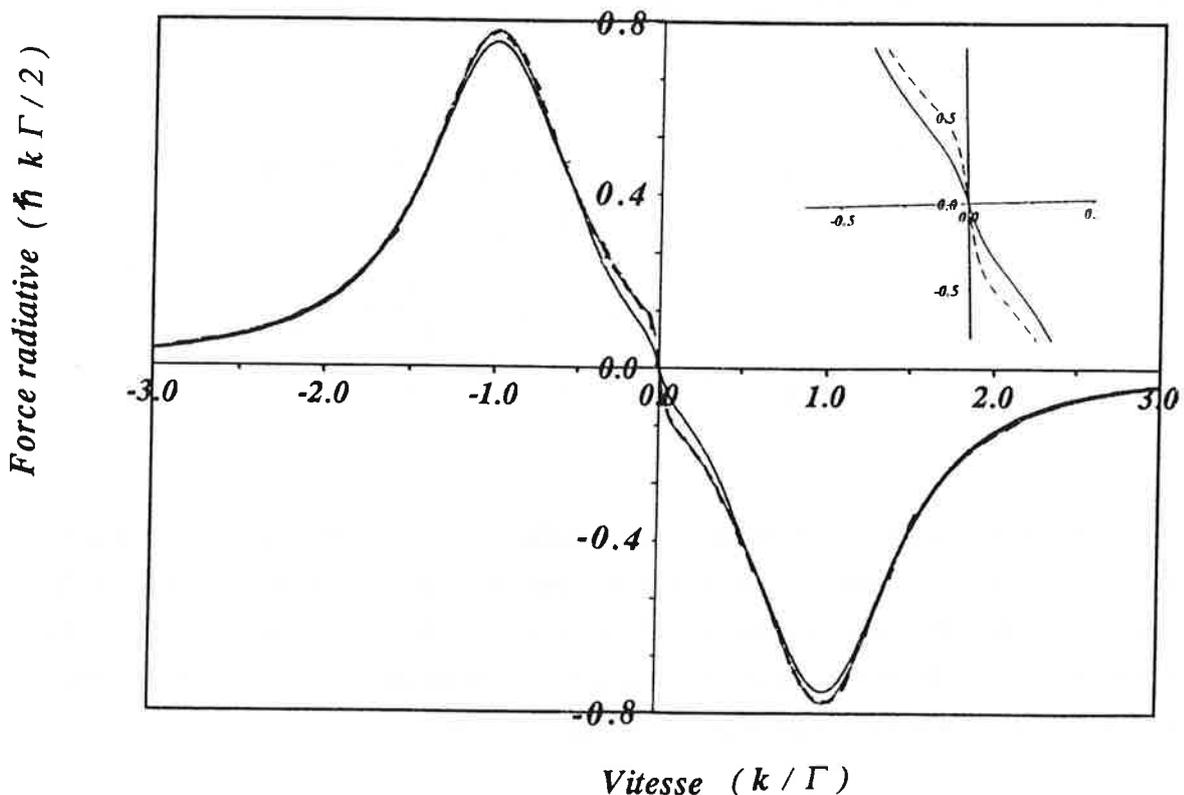


Figure (I-19) : Force sub-Doppler en fonction de la vitesse pour la transition $F = 1$ vers $F' = 2$ (trait plein déjà donnée sur la figure I-12) et pour la transition $F = 2$ vers $F' = 3$ (trait pointillé) pour $s = 3$ et $\delta = -2\Gamma$.

Après avoir expliqué les différents phénomènes physiques dans une mélasse sub-Doppler, on va introduire dans le paragraphe qui suit la notion de piège sub-Doppler.

III.3.2 - Piège magnéto-optique sub-Doppler.

On considère à nouveau un atome soumis aux deux lasers σ^+ - σ^- se propageant en sens inverse, dans la même direction et décalés vers le rouge. Cet atome est aussi soumis à un gradient de champ magnétique dans la même direction Oz que les lasers.

Comme pour la force de mélasse, à la "force de rappel Doppler" se superpose une "force sub-Doppler" plus efficace autour de $z = 0$ mais de portée moindre. L'existence de cette force a exactement la même origine que la force sub-Doppler dans une mélasse. Dans ce paragraphe, nous allons donner une interprétation des mécanismes sub-Doppler dans un piège. En utilisant le théorème de Larmor, nous comprendrons simplement le rôle d'un champ magnétique dans une mélasse. Nous donnons la variation de la force sub-Doppler en régime stationnaire en fonction de la vitesse et de la position.

III.3.2.a - Champ magnétique dans une mélasse sub-Doppler.

Théorème de Larmor.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que la configuration laser σ^+ - σ^- , dans le référentiel tournant se traduit par l'ajout d'un terme inertiel dans l'hamiltonien d'interaction. Ce terme est équivalent à un champ magnétique fictif. En ajoutant un gradient de champ magnétique orienté suivant la direction des lasers, l'effet obtenu sera le même que celui du champ fictif. L'hamiltonien de perturbation total dans la référentiel tournant s'écrit alors:

$$V = kv J_z - \mu_z B \quad (I-118)$$

où J_z est le moment cinétique total de l'atome.

D'une manière générale, si on considère que le niveau fondamental est appelé $|F\rangle$ et que le niveau excité est appelé $|F'\rangle$, on a :

$$J_z = \sum_m |Fm\rangle \langle Fm| m \hbar + \sum_{m'} |F'm'\rangle \langle F'm'| m' \hbar \quad (I-119)$$

$$\mu_z = - \sum_m |Fm\rangle \langle Fm| g_F \mu_B m - \sum_{m'} |F'm'\rangle \langle F'm'| g_{F'} \mu_B m' \quad (I-120)$$

qui est valable pour n'importe quel schéma de transition. g_F et $g_{F'}$ étant les facteurs de Landé correspondants aux deux niveaux $|F\rangle$ et $|F'\rangle$, les m représentent les sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental et les m' les sous-niveaux Zeeman du niveau excité.

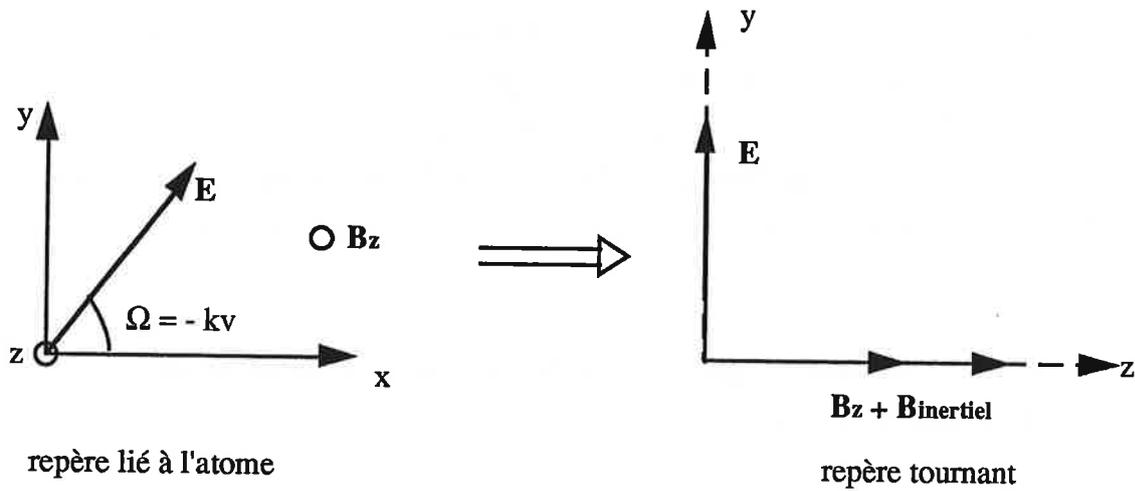


Figure (I-20) : Changement du repère lié à l'atome vers le repère tournant. Le champ axial s'ajoute au champ inertiel déjà présent.

Dans le régime de faibles intensités, où on peut négliger les populations des sous-niveaux excités devant les populations des sous-niveaux fondamentaux, les expressions de J_z et de μ_z deviennent :

$$\mu_z = - \sum_m |Fm\rangle \langle Fm| g_F \mu_B m = - g_F \mu_B F_z \quad (I-121)$$

En se référant à l'expression (I-118), l'effet du champ magnétique va être de déplacer le zéro de la vitesse. Au lieu d'obtenir un refroidissement autour de $v = 0$, on obtient un refroidissement autour d'une vitesse v_g donné par :

$$v_g = - \frac{g_{F1} \mu_B B}{\hbar k} \quad (I-122)$$

La vitesse v_g est appelé vitesse de verrouillage.

L'étude d'une mélasse optique de configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, dans un champ magnétique axial (ayant la même direction que celle de la propagation des lasers) a été étudié expérimentalement dans la thèse de Constance Valentin [VAL.94]. Les résultats de cette expérience montrent qu'il y a déplacement des pics sur les profils transverses du jet en fonction du champ magnétique dans une mélasse sub-Doppler $\sigma^+ - \sigma^-$ (Figure I-21).

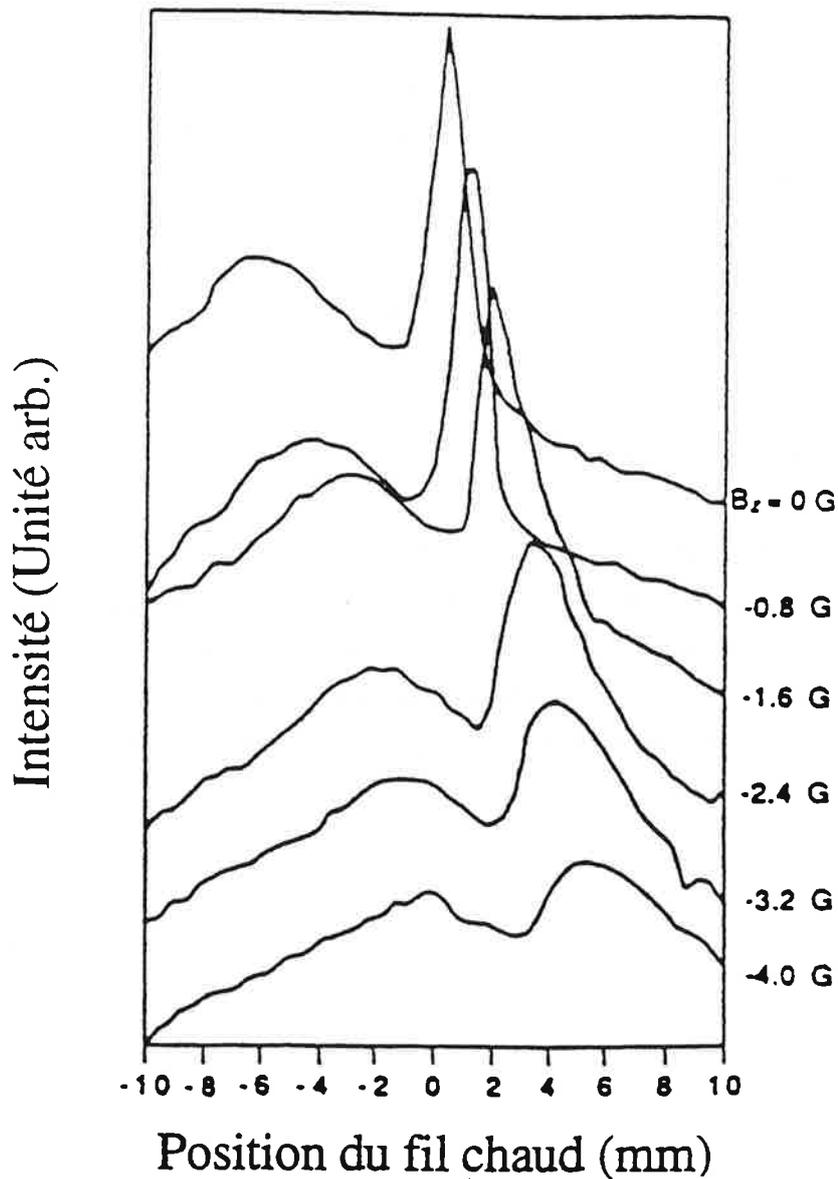


Figure (I-21) : Evolution des profils transverse du jet en fonction du champ magnétique axial dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma$ pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ de la raie D2 du césium.

Dans le cas où l'atome est soumis à un gradient de champ magnétique, on s'attend à ce que localement les forces de mélasse soit centrées autour d'un v_g dépendant de B et donc de la position. De la même façon, pour une vitesse donnée, on s'attend à ce que la force de rappel soit centrée autour d'une position $z_g \neq 0$ donnée par :

$$z_g = - \frac{\hbar kv}{g_F \mu_B \frac{dB}{dz}}$$

Nous allons faire une étude plus détaillée du principe du piège magnéto-optique sub-Doppler en étudiant la variation de la force agissant sur l'atome en fonction de la vitesse et de la position.

III.3.2.b - Force sub-Doppler.

L'utilisation de la théorie des mélasses sub-Doppler de configuration σ^+ - σ^- [DAL.89] et du théorème de Larmor nous permet d'accéder à l'analyse du refroidissement sub-Doppler dans un piège [WAL.92]. Nous allons dans ce paragraphe donner l'expression de la force et étudier sa variation principalement en fonction du champ magnétique.

L'hamiltonien total du système atome+champ laser +champ magnétique s'écrit :

$$H = H_0 + kv J_z - \mu_z B \quad (I-123)$$

où le premier terme représente l'hamiltonien atomique, le deuxième représente l'interaction de l'atome avec les lasers et le dernier celle de l'atome avec le champ magnétique .

En résolvant les équations de Bloch-optique pour l'état stationnaire, on obtient l'expression de la force sub-Doppler.

Cette force sub-Doppler est composée de deux régimes: régime Doppler et régime sub-Doppler.

- régime Doppler : $kv \gg (\tau_p)^{-1}$. τ_p est le temps caractéristique de pompage entre les deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux par un cycle de fluorescence. Dans ce cas, la précession en fréquence des cohérences entre les sous-niveaux fondamentaux est grande par rapport à τ_p et les cohérences ne peuvent pas avoir lieu.

- régime sub-Doppler : $kv \ll (\tau_p)^{-1}$ et $\omega_z \ll (\tau_p)^{-1}$ avec $\omega_z = -g_F \mu_B B$, la force devient linéaire en fonction de la vitesse et de la position. Pour calculer cette force, il faut tenir compte de toutes les cohérences entre les sous-niveaux fondamentaux, et on retrouve l'expression qu'on avait donné à la force auparavant :

$$F = -\alpha_{\text{sub}} v - \kappa_{\text{sub}} z \quad (\text{I-124})$$

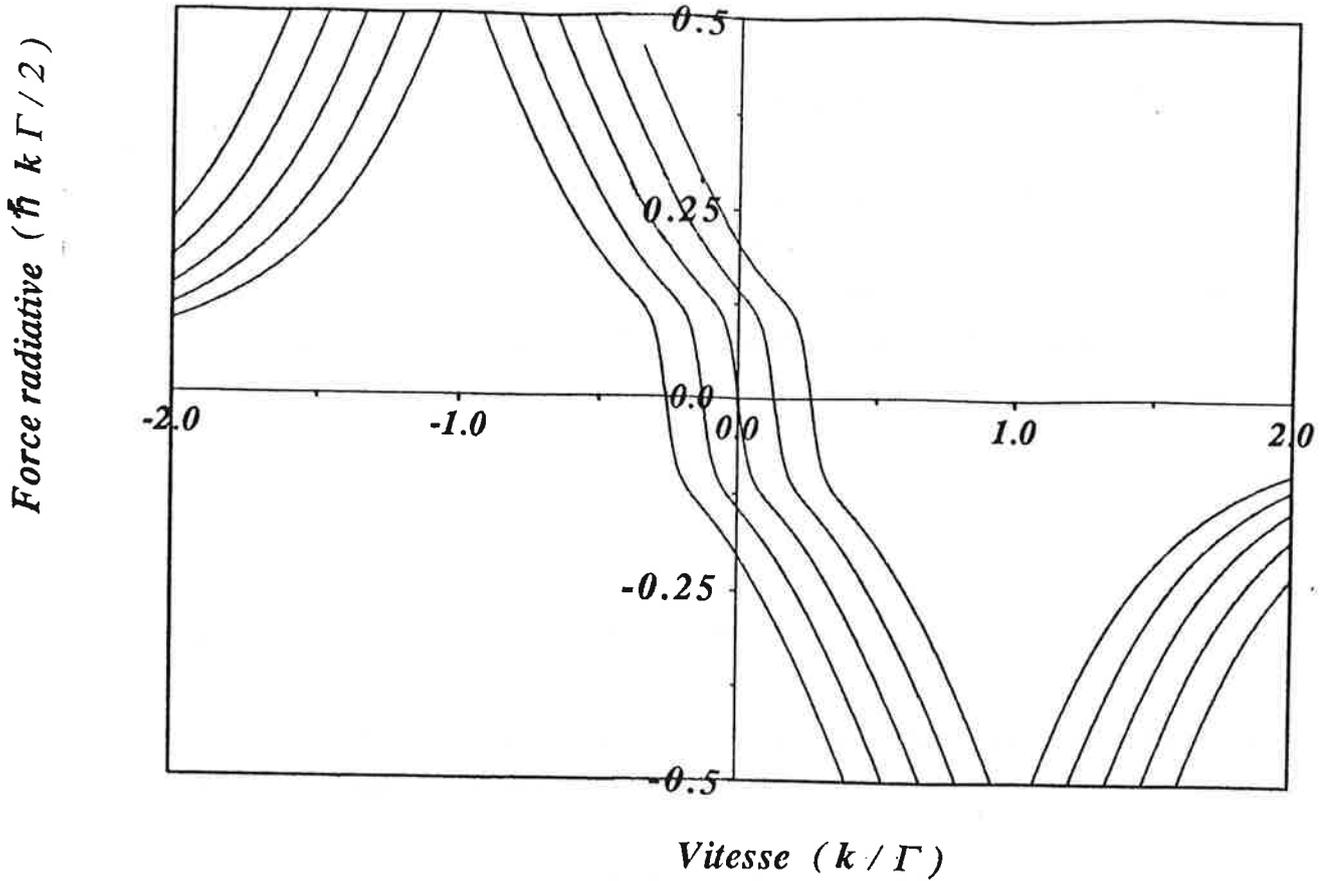


Figure (I-22) : Force sub-Doppler en fonction de v pour la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ pour différents valeurs de champ magnétique statique ($-4G, -2G, 0G, 2G, 4G$) dans le cas où les deux facteurs de Landé du niveau fondamental et du niveau excité sont égaux $g_F = g_{F'}$.

Le coefficient de frottement sub-Doppler pour les différents F est donné par [STE.92]^b:

$$\alpha_{\text{sub}} = c_F \frac{\hbar k^2}{2} \frac{|\delta| \Gamma}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{I-125})$$

où c_F dépend du niveau hyperfin fondamental F impliqué dans la transition. Pour donner un ordre de grandeur, pour le (^{87}Rb) dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, $c_F = 11$ et pour le (^{85}Rb) dans le cas de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$, $c_F = 22.1$ [WALL.94]. Le coefficient de rappel se déduit du coefficient de frottement par la relation suivante :

$$\kappa_{\text{sub}} = \frac{g_F \mu_B}{\hbar k} \frac{dB_z}{dz} \alpha_{\text{sub}} \quad (\text{I-126})$$

Cette relation vient du fait que quand l'atome est verrouillé sur la vitesse v_g (expression I-122), la force de rappel est égale à la force de friction.

En combinant l'expression (I-125) et (I-126), l'expression de la force de rappel devient:

$$\kappa_{\text{sub}} = c_F \frac{g_F \mu_B k}{2} \frac{dB_z}{dz} \frac{|\delta| \Gamma}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{I-127})$$

Une comparaison des coefficients de friction et de rappel sub-Doppler avec ceux Doppler montre que :

- les coefficients sub-Doppler varient en fonction $(\delta)^{-1}$ alors que ceux Doppler varient en fonction de $(\delta)^{-3}$.

- les premiers ne dépendent pas de l'intensité des lasers alors que les seconds en dépendent linéairement.

- si on ne tient pas compte de la différence entre les facteurs de Landé, la relation liant le coefficient de friction avec celui de rappel reste la même pour les mécanismes sub-Doppler et les mécanismes Doppler.

Maintenant nous allons étudier la variation de la force stationnaire en fonction de la vitesse et de la position, quand les facteurs de Landé sont différents.

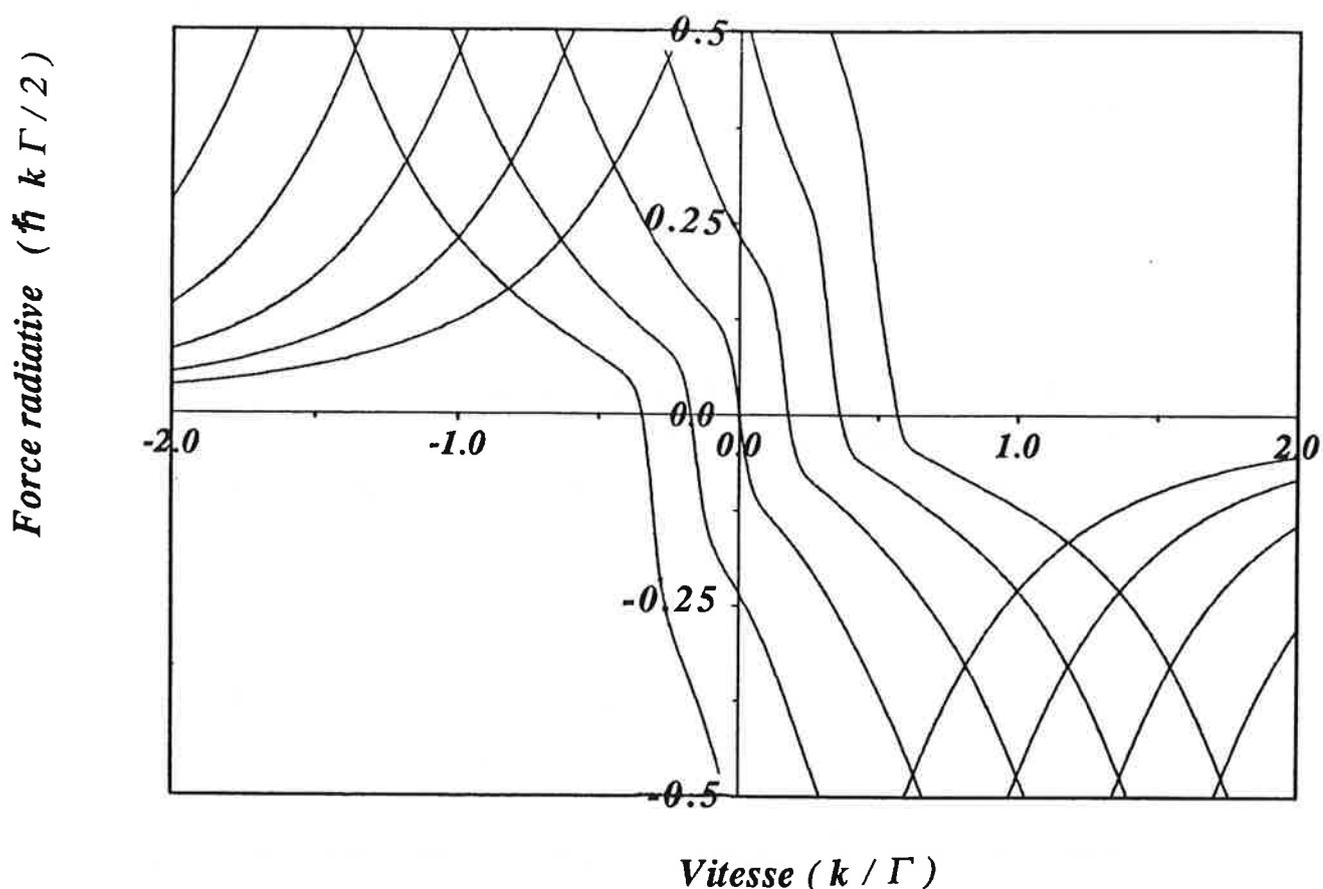


Figure (I-23) : Force sub-Doppler en fonction de la vitesse pour différents valeurs de champ magnétique statique ($-4G, -2G, 0G, 2G, 4G$) pour la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ dans le cas où les deux facteurs de Landé sont différents.

La variation de la force en fonction de la vitesse et de la position met en évidence de la même manière que précédemment la présence de deux mécanismes : un mécanisme Doppler et un mécanisme sub-Doppler. Les zéros des forces Doppler et des forces sub-Doppler ne se déplacent pas de la même façon sur l'axe des z à v fixée ou sur l'axe des vitesses à z fixée [WER.92]. A z fixée par exemple, le zéro de la force Doppler correspond à la vitesse v_e donné par :

$$v_e = - \frac{gF' \mu_B}{\hbar k} B \quad (I-128)$$

ce qui correspond au décalage en fréquence supplémentaire causé par les déplacements différents des sous-niveaux fondamentaux et excités.

Le zéro de la force sub-Doppler correspond à la vitesse v_g de résonance Raman, qui est donnée par l'expression suivante :

$$v_g = - \frac{gF_1 \mu_B}{\hbar k} B \quad (I-129)$$

Ces deux vitesses sont différentes et cette différence induit la présence de deux régimes différents (figure I-23) :

- A faibles champs magnétiques, la force totale présente un seul zéro. Elle reste symétrique par rapport à l'origine.

- A un champ magnétique assez fort, l'effet de refroidissement sub-Doppler disparaît complètement et il ne reste que l'effet Doppler qui domine.

On peut faire le même raisonnement à v fixée, et arriver à des conclusions très similaires pour le comportement de la force stationnaire totale en fonction de z .

En conclusion, dans un piège magnéto-optique, les mécanismes sub-Doppler jouent un rôle important dans la zone du piège au voisinage du champ magnétique nul et la compression devient plus efficace à cause du refroidissement sub-Doppler.

IV. PIEGE MAGNETO-OPTIQUE A DEUX DIMENSIONS.

IV.1. Introduction.

Le piège magnéto-optique a été présenté à une dimension dans les deux régimes Doppler et sub-Doppler. Le passage d'une dimension à deux dimensions introduit dans le piège de nouvelles propriétés assez intéressantes. Mais la compréhension de la dynamique atomique n'est pas du tout évidente pour deux raisons essentielles :

Premièrement alors que l'intensité de lumière total est constante dans l'espace à une dimension dans le cas d'une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, à deux dimensions la superposition de deux paires de faisceaux orthogonaux mène à une modulation spatiale de l'intensité. Deuxièmement, la direction du champ magnétique n'est plus la direction des lasers, et la compétition de la précession de Larmor et du pompage optique montre une structure spatiale compliquée par rapport à ce qui a été discuté à une dimension.

Pour se fixer les idées, nous allons dans cette partie du chapitre introduire le principe du piège magnéto-optique à deux dimensions analytiquement. Nous allons rapprocher cette étude au maximum du cas de notre expérience. Dans un premier paragraphe, nous donnons la description et l'expression du champ magnétique quadrupolaire puis l'expression du champ électromagnétique total auquel est soumis l'atome dans un piège à deux dimensions. Dans une deuxième partie, nous donnons l'expression de la force s'exerçant sur un atome présentant une transition simple $J = 0 \rightarrow J' = 1$.

IV.2 - Description d'un champ magnétique quadrupolaire.

Pour se fixer les idées et se rapprocher le maximum des conditions expérimentales qu'on va décrire dans le chapitre II, considérons le champ magnétique créée par quatre barres infinies parallèle à Oz, et disposés telles que montré sur la figure suivante :

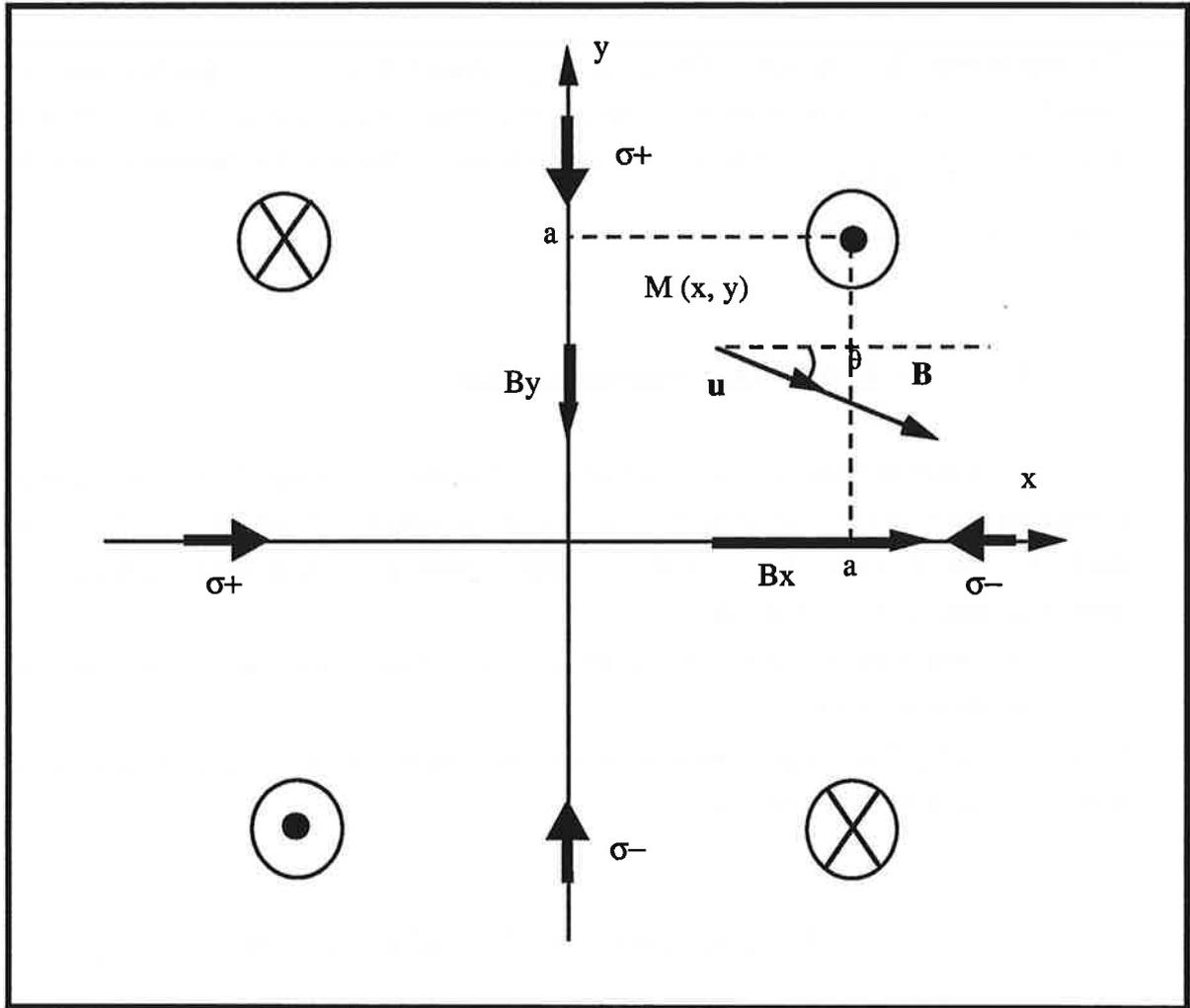


Figure (II-25) : Disposition des quatre barres infinies créant le champ magnétique.

Dans le plan XOY, les barres sont situées aux quatre points $(+a, +a)$, $(+a, -a)$, $(-a, +a)$, $(-a, -a)$. Ils circulent dans ces quatre barres un courant d'intensité I se propageant suivant la direction $+Oz$ pour les barres $(+a, +a)$, $(-a, -a)$ et la direction $-Oz$ pour les barres $(+a, -a)$, $(-a, +a)$. Un calcul simple montre que le champ magnétique en un point donné et parallèle au plan XOY au voisinage de l'origine est donné par l'expression :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{\pi a^2} \begin{pmatrix} x \\ -y \end{pmatrix} \quad (\text{I-130})$$

On trouve pour l'axe des Ox et Oy, un champ variant linéairement respectivement par rapport à x et à y. D'une manière générale, le champ magnétique est orienté selon la direction $\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} x \\ -y \end{pmatrix}$ comme montré sur la figure précédente. Le module de B varie comme $\sqrt{x^2 + y^2} = r$.

IV.3 - Champ électromagnétique.

Considérons l'atome au voisinage du point O soumis à quatre faisceaux lasers se propageant deux à deux en sens inverse dans les directions Ox et Oy. Ces faisceaux lasers sont polarisés circulairement de sens opposé pour les lasers se propageant en sens inverse comme montré sur la figure.

Ces polarisations sont choisies telles que à une dimension on ait bien sur l'axe Ox ou Oy une force de rappel.

Le champ électromagnétique total résultant s'écrit pour un choix de phase relative nulle entre les deux ondes stationnaires:

$$\mathbf{E}(x, y, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{E}(x, y) e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^*(x, y) e^{+i\omega t}) \quad (\text{I-131})$$

$$\mathbf{E}(x, y) = E_0 (e^{ikx} \boldsymbol{\epsilon}_{+1}^x + e^{-ikx} \boldsymbol{\epsilon}_{-1}^x + e^{iky} \boldsymbol{\epsilon}_{+1}^y + e^{-iky} \boldsymbol{\epsilon}_{-1}^y) \quad (\text{I-132})$$

avec

$$\boldsymbol{\epsilon}_{\pm 1}^x = \pm \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) (\mathbf{e}_y \pm i \mathbf{e}_z)$$

et

$$\boldsymbol{\epsilon}_{\pm 1}^y = \pm \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) (\mathbf{e}_z \pm i \mathbf{e}_x)$$

$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ sont les vecteurs unitaires des axes dans un repère cartésien.

En un point (x, y) du plan (Ox, Oy), nous allons écrire le champ électromagnétique dans la base de vecteurs unitaires ($\mathbf{e}_\pi(x,y), \mathbf{e}_{\sigma^+}(x,y), \mathbf{e}_{\sigma^-}(x,y)$) correspondant au choix de l'axe de quantification selon la direction du champ magnétique local.

En coordonnées polaires (r, θ) où

$$\begin{cases} r = \sqrt{x^2 + y^2} \\ \tan \theta = \frac{y}{x} \end{cases}$$

Les vecteurs de polarisation dans la base où l'axe de quantification est la droite qui porte le champ magnétique s'écrivent :

$$\begin{cases} \mathbf{e}_\pi(x, y) = \mathbf{u} \\ \mathbf{e}_{\sigma^+}(x, y) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{v} + i \mathbf{e}_y) \\ \mathbf{e}_{\sigma^-}(x, y) = +\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{v} - i \mathbf{e}_y) \end{cases} \quad (\text{I-133})$$

où

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \cos \theta \mathbf{e}_x + \sin \theta \mathbf{e}_y \\ \mathbf{v} = -\sin \theta \mathbf{e}_x + \cos \theta \mathbf{e}_y \end{cases} \quad (\text{I-134})$$

avec $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{e}_z)$ est le trièdre direct et \mathbf{u} le vecteur directeur de l'axe de quantification.

La projection des vecteurs de polarisation sur la base de vecteurs unitaires $(\mathbf{e}_\pi(x, y), \mathbf{e}_{\sigma^+}(x, y), \mathbf{e}_{\sigma^-}(x, y))$ donnent :

selon Ox ,

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{+1}^x = \frac{1}{2}(-\sqrt{2} \sin \theta \mathbf{e}_\pi + (1 + \cos \theta) \mathbf{e}_{\sigma^+} + (1 - \cos \theta) \mathbf{e}_{\sigma^-}) \\ \mathbf{e}_{-1}^x = \frac{1}{2}(\sqrt{2} \sin \theta \mathbf{e}_\pi + (1 - \cos \theta) \mathbf{e}_{\sigma^+} + (1 + \cos \theta) \mathbf{e}_{\sigma^-}) \end{cases} \quad (\text{I-135})$$

selon Oy :

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{+1}^y = \frac{-i}{2}(\sqrt{2} \cos \theta \mathbf{e}_\pi + (1 + \sin \theta) \mathbf{e}_{\sigma^+} + (1 - \sin \theta) \mathbf{e}_{\sigma^-}) \\ \mathbf{e}_{-1}^y = \frac{i}{2}(-\sqrt{2} \cos \theta \mathbf{e}_\pi + (1 - \sin \theta) \mathbf{e}_{\sigma^+} + (1 + \sin \theta) \mathbf{e}_{\sigma^-}) \end{cases} \quad (\text{I-136})$$

IV.4 - Hamiltonien d'interaction atome-laser.

L'hamiltonien d'interaction entre le dipôle atomique et le champ électromagnétique en utilisant l'approximation du champ tournant s'écrit :

$$V_{AL} = -\vec{\mathbf{D}}^+ \vec{\mathbf{E}}^+ \exp(-i\omega_L t) - \vec{\mathbf{D}}^- \vec{\mathbf{E}}^- \exp(+i\omega_L t) \quad (\text{I-137})$$

avec
$$\vec{D}^+ = d (|e_{+1}\rangle \langle g| e_{\sigma^+} + |e_{-1}\rangle \langle g| e_{\sigma^-} + |e_0\rangle \langle g| e_{\pi})$$

$$\vec{D}^- = (\vec{D}^+)^+ \quad (I-138)$$

où g est le niveau fondamental et $e_{m=\pm 1, 0}$ sont les sous-niveaux excités.

$$V_{AL} = \frac{\hbar\Omega}{2} (|e_{+1}\rangle \langle g| e_{\sigma^+} (e^{ikx} \epsilon_{+1}^x + e^{-ikx} \epsilon_{-1}^x + e^{iky} \epsilon_{+1}^y + e^{-iky} \epsilon_{-1}^y)$$

$$+ |e_{-1}\rangle \langle g| e_{\sigma^-} (e^{ikx} \epsilon_{+1}^x + e^{-ikx} \epsilon_{-1}^x + e^{iky} \epsilon_{+1}^y + e^{-iky} \epsilon_{-1}^y) \quad (I-139)$$

$$+ |e_0\rangle \langle g| e_{\pi} (e^{ikx} \epsilon_{+1}^x + e^{-ikx} \epsilon_{-1}^x + e^{iky} \epsilon_{+1}^y + e^{-iky} \epsilon_{-1}^y)) \exp(-i\omega_L t) + c.c$$

IV.5 - Force radiative.

Nous allons utiliser le formalisme de la matrice densité. L'hamiltonien total régissant le système s'écrit:

$$H = H_A + V_{AL} + H_{AC} \quad (I-140)$$

L'hamiltonien atomique s'écrit en utilisant le traitement semi-classique:

$$H_A = \hbar \omega_0 \sum_{m=-1, 0, 1} |e_m\rangle \langle e_m| \quad (I-141)$$

ω_0 est la fréquence atomique.

L'hamiltonien d'interaction atome-champ magnétique est donné par :

$$H_{AC} = \hbar \Omega_B (x, y) (|e_{+1}\rangle \langle e_{+1}| - |e_{-1}\rangle \langle e_{-1}|) \quad (I-142)$$

avec
$$\Omega_B (x, y) = - \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \left(\frac{\partial B}{\partial x} x - \frac{\partial B}{\partial y} y \right)$$

L'équation de Schrodinger dans le formalisme de matrice densité s'écrit:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathbf{H}_A + \mathbf{V}_{AL} + \mathbf{H}_{AC}, \rho] + i\hbar \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]_{sp} \quad (I-143)$$

A l'état stationnaire, à faibles intensités, on néglige les cohérences entre les sous-niveaux excités. On pose :

$$\sigma_{e\pm, g} = \rho_{e\pm, g} \exp(i\omega_L t)$$

Le théorème de Floquet nous permet de calculer les cohérences entre les sous-niveaux fondamentaux et les sous-niveaux excités, et ils sont données par les expressions suivantes :

$$\sigma_{e+, g} = -\frac{i\Omega}{4} \left(\frac{(1 + \cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - \Omega_B + k v_x)} + \frac{(1 - \cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - \Omega_B - k v_x)} \right. \\ \left. - \frac{i(1 + \sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - \Omega_B + k v_y)} + \frac{i(1 - \sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - \Omega_B - k v_y)} \right) \quad (I-144)$$

$$\sigma_{e-, g} = -\frac{i\Omega}{4} \left(\frac{(1 - \cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + \Omega_B + k v_x)} + \frac{(1 + \cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + \Omega_B - k v_x)} \right. \\ \left. - \frac{i(1 - \sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + \Omega_B + k v_y)} + \frac{i(1 + \sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + \Omega_B - k v_y)} \right) \quad (I-145)$$

$$\sigma_{e0, g} = -\frac{i\Omega}{2\sqrt{2}} \left(\frac{(-\sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + k v_x)} + \frac{(\sin \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - k v_x)} \right. \\ \left. - \frac{i(\cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta + k v_y)} - \frac{i(\cos \theta)}{\frac{\Gamma}{2} - i(\delta - k v_y)} \right) \quad (I-146)$$

D'après le théorème d'Ehrenfest, la force radiative moyenne s'écrit :

$$\mathbf{F} = -\langle \nabla_R \mathbf{V}_{AL} \rangle \quad (I-147)$$

Dans un calcul simple en négligeant les termes en $e^{\pm 2ikx}$ et $e^{\pm 2iky}$, on obtient l'expression de la force selon l'axe Ox et l'axe Oy :

$$F_x \approx \frac{\delta kv_x + \cos \theta \delta \Omega_B}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{I-148})$$

$$F_y \approx \frac{\delta kv_y + \sin \theta \delta \Omega_B}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{I-149})$$

La force totale est bien une somme d'une force de rappel et d'une force de friction.

V - CONCLUSION.

Nous avons rappelé dans ce chapitre les aspects connus du piège. Il nous permet d'avoir une intuition sur le comportement des atomes dans un piège magnéto-optique à deux dimensions puisque la descriptions complète des processus qui y sont est compliquée. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter l'expérience que nous avons réalisé ainsi que les résultats que nous avons obtenus.

Annexe A

Equations d'évolution généralisés dans le formalisme de la matrice densité

Le formalisme de la matrice densité nous permet de décrire l'évolution des degrés de liberté interne (populations des sous-niveaux et cohérences), ainsi que les degrés de liberté externes à l'aide du théorème d'Ehrnfest qui permet de calculer la force moyenne exercée sur les atomes. L'équation d'évolution s'écrit :

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

où H est l'hamiltonien total et ρ est la matrice densité du système considéré. On utilise un traitement semi-classique. On considère une transition F vers F' avec $F > 0$, ce qui veut dire qu'on a plusieurs sous-niveaux fondamentaux et plusieurs sous-niveaux excités. Pour faciliter la compréhension et l'écriture des équations d'évolution temporelle de Bloch-optique, nous remplaçons F par g qui représente le niveau fondamental et F' par e qui représente le niveau excité. Les équations d'évolution temporelles s'écrivent dans la base des états propres de H_A : $\{|g, m_g\rangle, |e, m_e\rangle\}$.

Les éléments de matrice dans cette base sont notés :

$$\sigma(m_g, m'_e) = \langle g, m_g | \rho | e, m'_e \rangle$$

On élimine la dépendance temporelle en posant:

$$\tilde{\sigma}(m_g, m'_e) = \sigma(m_g, m'_e) e^{-i\omega_L t}$$

Dans le cas d'une mélasse Doppler, les cohérences entre les sous-niveaux Zeeman fondamentaux et excités sont négligées et les équations d'évolution généralisées des populations s'écrivent :

$$\dot{\tilde{\sigma}}(m_e, m'_g) = i \sum_q \left(\frac{dE_q}{\hbar} (c_{m-q}^q \tilde{\sigma}(m-q, m'_g) - c_m^q \tilde{\sigma}(m, m'+q_e)) \right) + (-\frac{1}{2}\Gamma + i\delta) \tilde{\sigma}(m_e, m'_g),$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}(m_g, m'_e) = \dot{\tilde{\sigma}}(m'_e, m_g)^*,$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}(m_g, m'_g) = -i \sum_q \left(\frac{dE_q}{\hbar} c_m^q \tilde{\sigma}(m, m'+q_e) - \frac{dE_q^*}{\hbar} c_m^q \tilde{\sigma}(m+q_e, m'_g) \right) + \Gamma \sum_q c_m^q c_m^q \tilde{\sigma}(m+q_e, m'+q_e),$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}(m_e, m'_e) = i \sum_q \left(\frac{dE_q}{\hbar} c_{m-q}^q \tilde{\sigma}(m-q, m'_e) - \frac{dE_q^*}{\hbar} c_{m'-q}^q \tilde{\sigma}(m_e, m'_g) \right) - \Gamma \tilde{\sigma}(m_e, m'_e),$$

On définit la fréquence de Rabi par :

$$\Omega = -\frac{2d|E|}{\hbar}$$

Ces équations de Bloch optiques ont l'avantage d'avoir une interprétation physique simple. Les termes où il y a Γ représentent la relaxation dû à l'émission spontanée, ceux où il y a les composantes de champ E_q , représentent soit le phénomène d'absorption du sous-niveau fondamental vers le sous-niveau excité approprié, soit le phénomène d'émission stimulée du sous-niveau excité vers l'un des trois sous-niveaux fondamentaux correspondants.

Annexe B

Calcul des populations et des cohérences pour la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$

Pour calculer les expressions des cohérences entre les sous-niveaux et leurs populations, on utilise le formalisme de la matrice densité. Ce calcul n'est en réalité qu'une application pour un cas particulier du calcul généralisé donnée dans l'annexe A. Donc on garde les mêmes approximations.

Pour simplifier l'écriture des équations, on pose :

$$\tilde{\sigma}(e_m', g_m) = \langle F', m_F' | \tilde{\sigma} | F, m_F \rangle$$

$$\pi_m = \langle F, m_F | \tilde{\sigma} | F, m_F \rangle$$

$$\pi_m' = \langle F', m_F' | \tilde{\sigma} | F', m_F' \rangle$$

$$C_r = \text{Re} [\langle g_1 | \rho | g_{-1} \rangle \exp(-2ikvt)]$$

$$C_i = \text{Im} [\langle g_1 | \rho | g_{-1} \rangle \exp(-2ikvt)]$$

où $\tilde{\sigma}(e_m', g_m)$ désigne les cohérences entre les sous-niveaux excités et les sous-niveaux fondamentaux dans le référentiel tournant, π_m et π_m' désignent respectivement les populations des sous-niveaux fondamentaux et des sous-niveaux excités, C_r la partie réelle de la cohérence entre g_1 et g_{-1} et C_i sa partie imaginaire dans le repère tournant lié à la polarisation.

En écrivant les équations d'évolution du système, les expressions des cohérences à l'état

stationnaire sont données en fonction des populations des sous-niveaux fondamentaux et des cohérences entre ses sous-niveaux par :

$$\left. \begin{aligned}
 \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_{-1}) &= \frac{\frac{\Omega}{2}}{\delta + kv + i \frac{\Gamma}{2}} \pi_{-1} \\
 \tilde{\sigma}(e_0, g_{-1}) &= \frac{\frac{\Omega}{2\sqrt{6}}}{\delta - kv + i \frac{\Gamma}{2}} (\pi_{-1} + C_r + i C_i) \\
 \tilde{\sigma}(e_{-1}, g_0) &= \frac{\frac{\Omega}{2\sqrt{2}}}{\delta + kv + i \frac{\Gamma}{2}} \pi_0 \\
 \tilde{\sigma}(e_1, g_0) &= \frac{\frac{\Omega}{2\sqrt{2}}}{\delta - kv + i \frac{\Gamma}{2}} \pi_0 \\
 \tilde{\sigma}(e_0, g_1) &= \frac{\frac{\Omega}{2\sqrt{6}}}{\delta + kv + i \frac{\Gamma}{2}} (\pi_{+1} + C_r - i C_i) \\
 \tilde{\sigma}(e_2, g_1) &= \frac{\frac{\Omega}{2}}{\delta - kv + i \frac{\Gamma}{2}} \pi_1 \\
 \tilde{\sigma}(e_{-2}, g_1) &= \frac{\frac{\Omega}{2}}{\delta + 3kv + i \frac{\Gamma}{2}} (C_r - i C_i) \\
 \tilde{\sigma}(e_2, g_{-1}) &= \frac{\frac{\Omega}{2}}{\delta - 3kv + i \frac{\Gamma}{2}} (C_r + i C_i)
 \end{aligned} \right\}$$

En résolvant les équations d'évolution des éléments de matrice densité dans l'état stationnaire [coh 89], on obtient pour les Populations des sous-niveaux excités :

$$\pi_{-2}' = \frac{s_{\pm}}{2} \pi_{-1}$$

$$\pi_2' = \frac{s_-}{2} \pi_1$$

$$\pi_{-1}' = \frac{s_+}{4} \pi_0$$

$$\pi_1' = \frac{s_-}{4} \pi_0$$

$$\begin{aligned} \pi_0' = & \frac{s_-}{12} \pi_{-1}' + \frac{s_+}{12} \pi_1' + \frac{s_+ + s_-}{12} C_r \\ & + \frac{s_+(\delta + kv) - s_-(\delta - kv)}{6\Gamma} C_i \end{aligned}$$

où $s_{\pm} = \frac{\Omega^2}{(\delta \pm kv)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$ représentent les paramètres de saturation de chacun des deux ondes.

Références du chapitre I

- [AGA.93] G. S. Agarwal, K. Molmer, Phys. Rev. A. **47** n°6 (1993) 5158
- [CAS.92] Y. Castin, Thèse de doctorat de l'université Paris VI (1992)
- [CHU.85] S. Chu, L. Holberg, J. E. Bjorholm, A. Cable, A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 48
- [CHU.89] S. Chu, Y. Shevy, D. Weiss, P. Ungar in *Atomic Physics 11* (1989)
- [COH.82] C.Cohen-Tanoudji, Cours 82-83 au collège de France
- [COH.90] C.Cohen-Tanoudji, Cours 90-91 au collège de France
- [DAL.84] J. Dalibard, S. Reynaud, C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. B : At. Mol. Phys. **17** (1984) 4577
- [DAL.86] Jean Dalibard, Thèse d'état
- [DAL.89]^a J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, in *Atomic Physics 11*
- [DAL.89]^b J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6** n°6 (1989) 2023
- [GUE.92] S. Guellati, Thèse soutenue à Paris XI, (1992)
- [LET.88] P. Lett, R. Watts, C. Weestbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61** (1988), 169
- [LET.89] P. Lett, W.D. Phillips, S.I. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C. Weestbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6** n°11 (1989) 2084

- [MET.89] H. Metcalf, *J. Opt. Soc. B* **6** n°11 (1989) 2206
- [MOL.94] K. Molmer, *J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys.* **27** (1994) 1889
- [NEL.90] J. Nellessen, J. Wermer, W. Ertmer, *Opt. Comm.* **78** n°3,4 (1990) 300
- [PHI.82] W. D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48** n°9, 596 (1982)
- [RII.90] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **64** n°14, (1990) 1658
- [SAL.90] C. Salomon, J. Dalibard, J. Phillips, W.D. Clairon, S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12** (1990) 683
- [SHA.91] S. Q. Shang, B. Sheehy, P. Van der Straten, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1991) 317
- [SHEE.90] B. Sheehy, S. Q. Shang, P. Van der Straten, S. Hatamain, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 858
- [SHE.89] Y. Shevy, D. S. Weiss, P. J. Ungar, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **62**, n°10, (1989) 1118
- [STE.92]^a A. Steane, M. Chowdhury, C. J. Foot, *Opt. Soc. Am. B.* **9**, n°12, (1992) 2142
- [STE.92]^b A. Steane, G. Hillenbrand, c. J Foot, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** (1992) 4721-4743
- [UNG.89] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, (1989) 2058
- [VAL.92] C. Valentin, M-C. Gagné, J. Yu, P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**. (1992) 133-138
- [VAL.94] Constance Valentin , Thèse soutenue à Paris XI (1994)

- [WAL.92] M. Walhout, J. Dalibard, S.L. Rolston, W.D. Phillips, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, n°11, (1992) 1997
- [WALL.94] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, J. Javanainen, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, n°5, (1994) 703
- [WEI.89] D. Weiss, E. Riis, Y. Sheevy, P. J. Ungar, S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, (1989) 2072
- [WER.92] J. Werner, H. Wallis, W. Ertmer, *Opt. Comm.* **94** (1992) 525-529

Chapitre II

COMPRESSION TRANSVERSE D'UN JET ATOMIQUE DE CÉSIUM RALENTI ET REFROIDI : EFFET D'ENTONNOIR

I - INTRODUCTION.

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté le principe d'un piège magnéto-optique à une dimension qu'on généralise aisément au cas à deux dimensions. Appliqué aux dimensions transverses d'un jet atomique, un piège magnéto-optique 2D peut permettre de focaliser ce jet sur de très petites dimensions et d'en augmenter ainsi fortement la densité ouvrant la porte à de nouvelles applications de jet ralentis et focalisés.

L'augmentation de la densité permet d'augmenter le rapport signal sur bruit et par conséquent d'augmenter les possibilités d'expériences de spectroscopie à haute résolution. On peut en particulier penser aux problèmes de collision.

La compression transverse de jet atomique à l'aide d'un piège à deux dimensions a été proposée pour la première fois par NELLESSEN [NEL.89]. Elle a été mise en oeuvre quasi-simultanément sur un jet atomique ralenti et refroidi par les groupes de CHU à Stanford [RII.90] et de ERTMER à Bonn [NEL.90] qui présentent une étude assez complète. Les résultats que nous allons présenter dans le cas du césium ont été publiés

dans la référence [Yu.94].

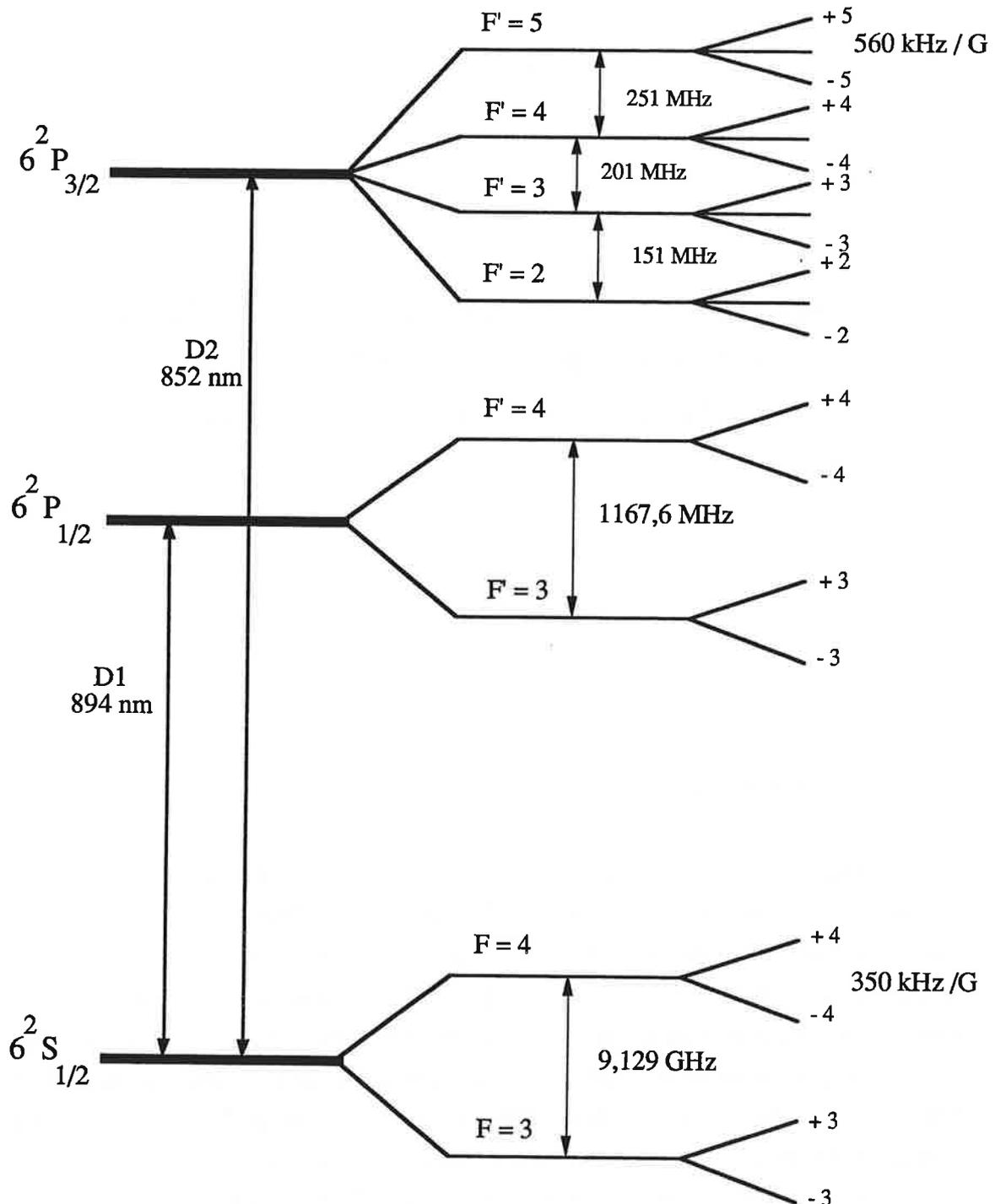


Figure (II-1) : Schéma des niveaux de césium déplacés par effet Zeeman . Les fréquences notées à droite donnent les déplacements Zeeman correspondants à la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ utilisée dans notre expérience.

La faisabilité d'un piège à deux dimensions a été démontrée comme nous l'avons déjà mentionné dans le cas de l'atome de sodium. Avec l'atome de césium, nous avons travaillé sur la transition correspondante à la raie D2 du césium (figure II-1). Cette transition comprend un nombre très grand de sous-niveaux Zeeman qui vont introduire un certain nombre de difficultés supplémentaires relativement au cas du sodium, que nous avons dû surmonter.

Nous allons décrire dans ce chapitre la mise en oeuvre d'un tel système pour le cas d'un jet de césium préalablement ralenti et refroidi.

Les expériences à deux dimensions peuvent offrir un système plus simple à étudier que les expériences à trois dimensions, en particulier, si l'on veut tester des modèles théoriques de refroidissement dans les pièges. Ces deux types d'expériences sont cependant conceptuellement assez différents. Dans l'expérience à deux dimensions, il s'agit d'un processus transitoire où le temps de transit des atomes dans le piège joue un rôle clé pour la limite que l'on peut atteindre dans l'efficacité du processus de compression. Ce point rend ce genre d'expériences différentes de celles à trois dimensions où le paramètre important est le temps de charge du piège. Ce dernier est déterminé par le temps que mettent les atomes dans le piège pour atteindre l'état d'équilibre où les processus de fuites égalent ceux de refroidissement et de compression. Dans les expériences à deux dimensions, il s'agit donc de faire en sorte que le maximum d'atomes soit concerné par le processus de compression de manière à obtenir une densité d'atomes maximum à la sortie du piège.

Dans le paragraphe II de ce chapitre, nous allons exposer le principe de l'expérience. Nous présentons dans le paragraphe III, les différents éléments du montage expérimental : source atomique, sources optiques et dispositif de détection. Le paragraphe IV de ce chapitre est consacré à la caractérisation du jet atomique ralenti et refroidi. Le paragraphe V présente la procédure expérimentale et les résultats expérimentaux préliminaires de la compression. Les premières conclusions tirées de ces résultats nous ont conduit à ajouter des améliorations au montage expérimental. Nous les décrivons au paragraphe VI. Ces modifications permettent d'augmenter l'efficacité du piège. Les conclusions exposées au paragraphe VII interprètent l'ensemble de nos résultats et introduisent le chapitre III où sera développée une méthode de type Monte Carlo pour décrire les trajectoires des atomes.

II - PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE.

Le principe des expériences de compression transversale d'un jet atomique est le suivant: un jet atomique est illuminé transversalement selon deux directions perpendiculaires par quatre lasers polarisés circulairement suivant un sens convenablement choisi (Figure II-2) : Dans cette région d'intersection du jet avec les lasers, on applique un gradient de champ magnétique transverse du type quadripôle. Dans cette zone, les atomes sont soumis à une force de rappel et une force de friction qui tend à les ramener vers le centre où $B = 0$, on obtient ainsi un effet de focalisation du jet atomique.

L'efficacité maximum du processus de compression demande un temps caractéristique de quelques centaines de micro-secondes à une centaine de micro-secondes (voir chapitre I). La vitesse moyenne du jet effusif qui est d'environ 300 m/s ne permet pas aux atomes de rester un temps suffisant dans le piège, et par conséquent d'être "capturés" par celui-ci. Si rien n'empêche conceptuellement de focaliser un jet effusif ordinaire, il faudrait une zone d'interaction très grande de plusieurs dizaines de centimètres pour obtenir une compression efficace. L'utilisation d'un jet ralenti et refroidi, outre l'intérêt qu'il y a à obtenir un tel jet, permet d'augmenter le temps de transit des atomes dans le piège de telle manière à obtenir une complète efficacité du processus de compression.

La détection du phénomène de focalisation est obtenu à l'aide d'une caméra CCD pilotée par un micro-ordinateur qui permet d'observer et d'acquérir le signal de fluorescence induite par laser des atomes.

Le schéma du principe est donné par la figure (II-2) : le jet atomique de césium est éclairé à contre courant par deux faisceaux lasers L1 et L2. Le faisceau L1 sert à ralentir le jet atomique en utilisant la transition fermée $6 S_{1/2} F = 4$ vers $6 P_{3/2} F' = 5$ de l'atome de césium. Pour compenser le désaccord Doppler, la fréquence du laser L1 est balayée sur une plage correspondante à la largeur de la distribution de vitesse longitudinale du jet atomique non ralenti, typiquement de l'ordre de 400 MHz. Le laser L2 sert de laser repompeur. Il compense les fuites par pompage optique du niveau hyperfin du fondamental $6 S_{1/2} F = 4$ vers l'autre niveau du fondamental $6 S_{1/2} F = 3$ induites par le laser de ralentissement. Ainsi en excitant la transition $F = 3$ vers $F' = 4$, on

permet à tous les atomes d'être concernés par le processus du refroidissement. La fréquence du laser L2 est balayée d'une manière synchrone avec celle du laser L1.

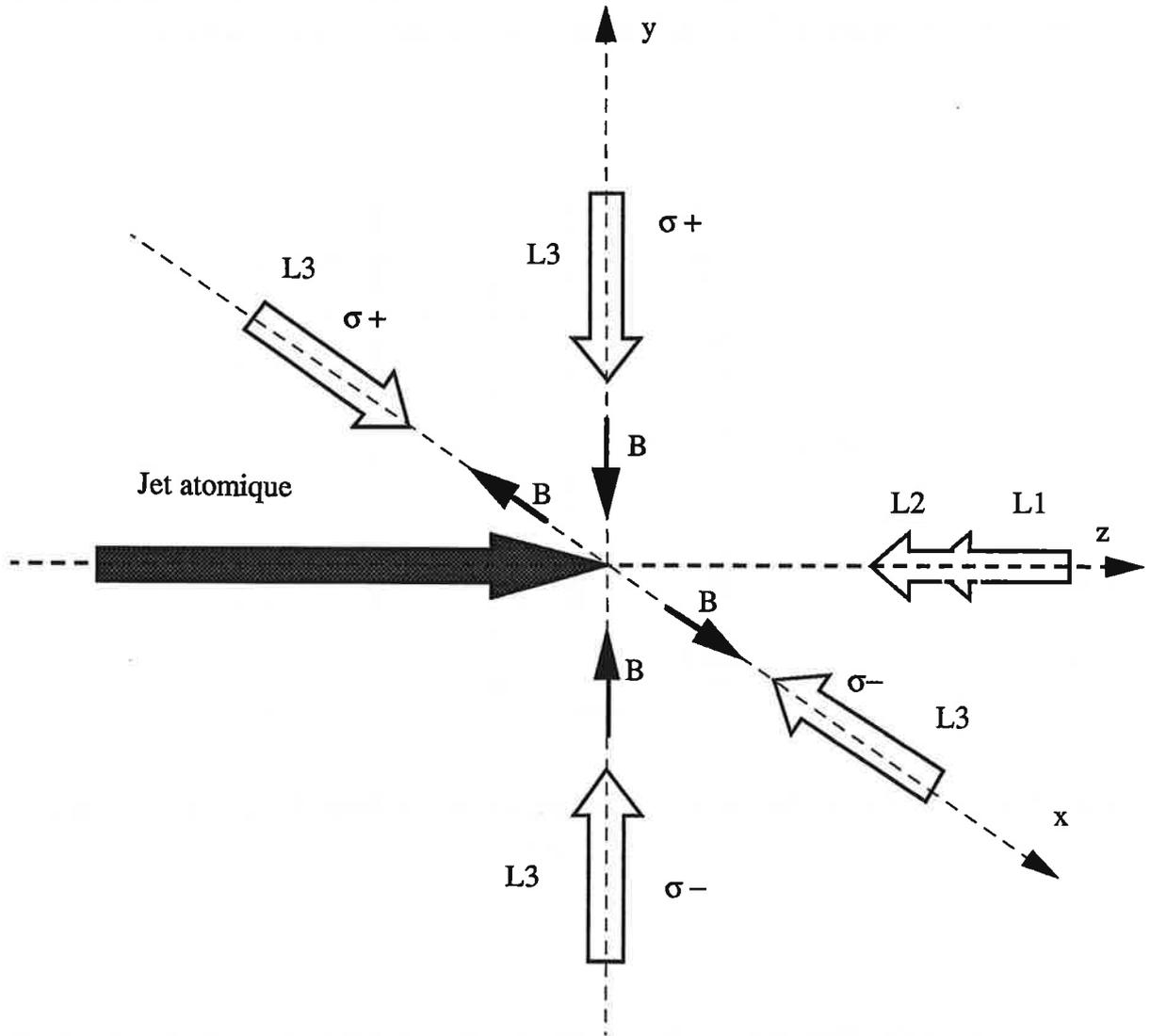


Figure (II-2) : Principe du mécanisme de compression d'un jet atomique à deux dimensions. Les lasers L1 et L2 éclairent le jet atomique à contre courant pour le ralentissement et le repompage. Les lasers L3 permettent la compression du jet. Les polarisations de ces lasers sont déterminées par le sens du champ magnétique de telle manière qu'ils soient toujours en résonance avec l'atome.

Suite à cette étape de ralentissement, les atomes ralentis entrent dans la zone de piègeage, où ils sont éclairés transversalement par quatre faisceaux lasers polarisés

circulairement désignés par L3 sur la figure (II-2). Selon que le champ magnétique soit positif ou négatif, la polarisation du laser se déplaçant dans le sens contraire du mouvement de l'atome est σ^- ou σ^+ . Ces lasers L3 sont accordés sur la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ avec un décalage en fréquence vers le rouge par rapport à la fréquence de transition de l'atome de l'ordre de Γ ou 2Γ , Γ étant la largeur du niveau excité.

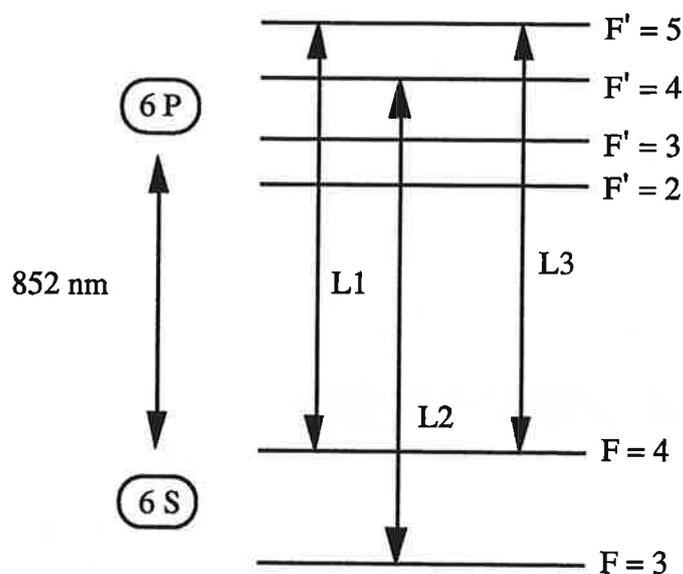


Figure (II-3) : Schéma des différentes fréquences sur lesquelles sont accordés nos lasers.

Nous complètons cette description en montrant par la figure II-4 la séquence temporelle de notre expérience.

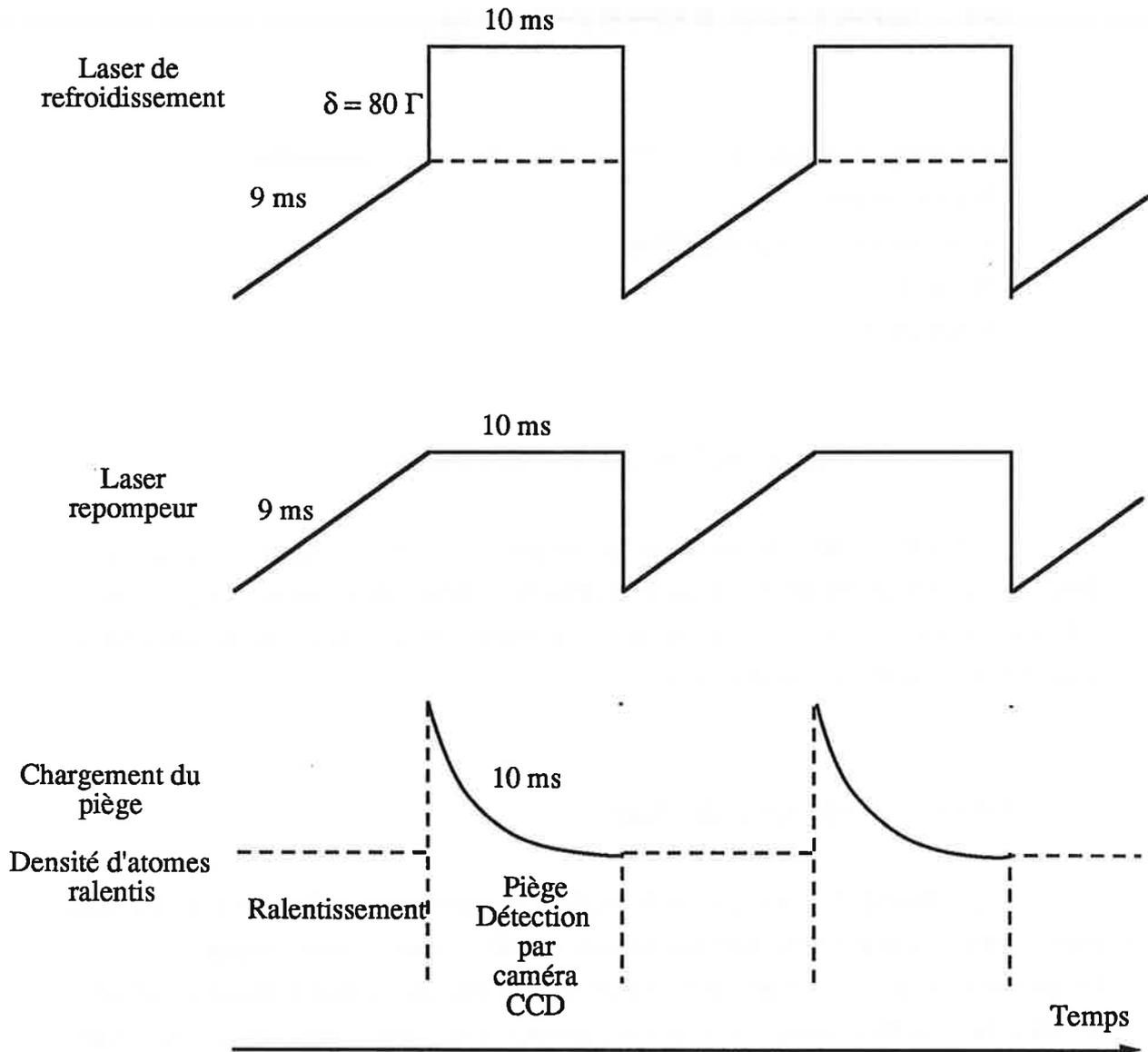


Figure (II-4) : Séquence temporelle de notre expérience. Les rampes des lasers L1 de refroidissement et L2 de repompage sont synchronisées et durent 9 ms. A la fin de ces rampes le laser L1 est éloigné de la résonance de l'ordre de 80Γ alors que le laser L2 y reste. A ce moment, commence la période du piège qui dure 10 ms. Pendant cette période, on détecte le signal de fluorescence par la caméra CCD.

Dans la partie suivante, nous allons décrire en détail les principaux éléments expérimentaux et leurs fonctionnements : La source d'atomes, le piège, les sources d'excitation, les méthodes de détection.

III - MONTAGE EXPÉRIMENTAL.

Le montage expérimental se compose de quatre parties essentielles :

- le jet atomique.
- le gradient de champ magnétique.
- les lasers.
- la détection.

III.1 - Caractérisation du jet atomique.

Dans une première partie de ce paragraphe, nous allons donner une description détaillée du four de césium utilisé. Dans la deuxième partie, nous décrivons le jet, et nous calculons sa divergence naturelle. La troisième partie est consacrée à la distribution de vitesse dans le jet de césium non ralenti.

III.1.1 - Description du four.

Le jet atomique réalisé pour cette expérience est utilisé pour la première fois, dans notre expérience. Il se forme dans une enceinte à vide comportant trois parties :
La première où règne un vide de 10^{-7} Torr obtenu par une pompe à diffusion d'huile, contient le four de césium. Ce four est constitué d'une petite enceinte en inox dans laquelle on met 1 gr de césium. Les atomes s'échappent du four à travers un dispositif multi-canaux composé de 31 canaux de longueur 2.6 mm et de diamètre 0.2 mm. Ces minitubes sont disposés sur une surface rectangulaire de largeur 3.3 mm et de hauteur 1.2 mm (figure II-5).

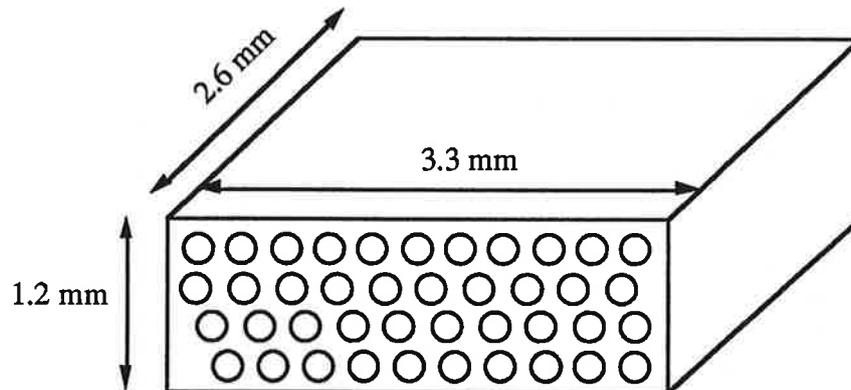


Figure (II-5) : Disposition des multi-canaux par lesquels sortent les atomes.

Le jet peut être stoppé par un écran mobile que l'on commande de l'extérieur. Deux systèmes de chauffage permettent de contrôler indépendamment la température du four lui-même et celle des multi-canaux par lesquels s'échappent les atomes. Ces multi-canaux sont portés à une température légèrement plus élevée que celle du four pour éviter tout risque de les boucher. A 8 cm du four, un diaphragme de graphite de diamètre 3 mm sert à collimater grossièrement le jet, et sépare la première enceinte à vide de la deuxième. Cette deuxième enceinte a une longueur modulable de l'ordre du mètre et a un diamètre de 10 cm. Il y règne un vide de 10^{-7} Torr également obtenu grâce à une deuxième pompe à diffusion d'huile. Elle constitue la zone de refroidissement par laser des atomes. Un ensemble de plusieurs plaques de cuivre refroidi à l'azote liquide évite toute formation de vapeur dans ces deux zones. La troisième partie de l'enceinte à vide où règne un vide de l'ordre de 10^{-8} Torr contient le piège 2D. Le vide est obtenu grâce à une pompe turbo-moléculaire. Chacune de ces enceintes est séparée de la précédente par une électro-vanne.

III.1.2 - Divergence du jet.

La divergence naturelle du jet atomique du césium qu'on a utilisé, a été évaluée expérimentalement en plaçant une ampoule électrique allumée derrière le trou de sortie du four et en mesurant la divergence des rayons lumineux. Celle-ci est montrée sur la figure suivante :

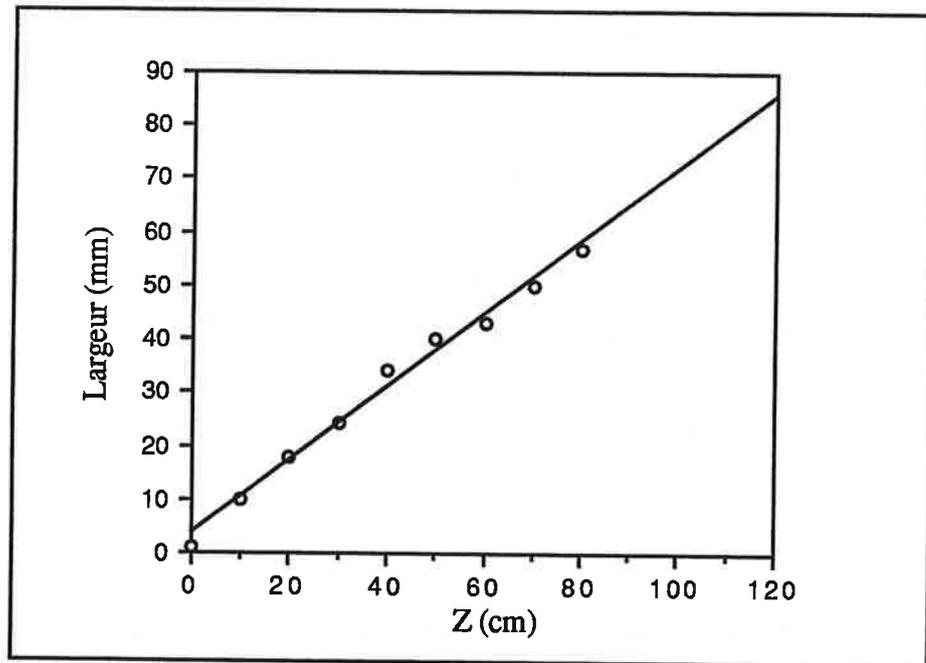


Figure (II-6) : Mesure de la divergence des rayons lumineux en fonction de la distance longitudinale.

La distance qui sépare le four de la zone de piégeage est de 120 cm. Vu que la lumière de la lampe faiblit au fur et à mesure qu'on s'éloigne du four, on n'a pas pu mesurer la divergence à cette distance. En ajustant une courbe paramétrique aux données expérimentales, on a déterminé l'angle de divergence naturelle du jet. Il est de 71 mrd. Ce qui veut dire qu'à 120 cm du four, l'étalement transverse du jet est de 85 mm. Ce résultat correspond à peu près à l'angle de divergence d'un micro-canal calculé par la méthode donnée dans RAMSEY [RAM.69], et qui a pour valeur 77 mrd. En présence du diaphragme et en faisant le même type de calcul, on obtient une divergence de 38 mrd qui fait à peu près la moitié de ce qu'on avait sans diaphragme.

Dans notre expérience, la température du four a été portée jusqu'à 200°C. A l'aide d'un fil chaud de tungstène de diamètre 100 μm , situé à une distance de 170 cm du four et balayable suivant les deux dimensions transverses du jet, nous avons calibré la densité atomique à l'entrée du piège qui est de l'ordre de 10^7 atomes/cm³.

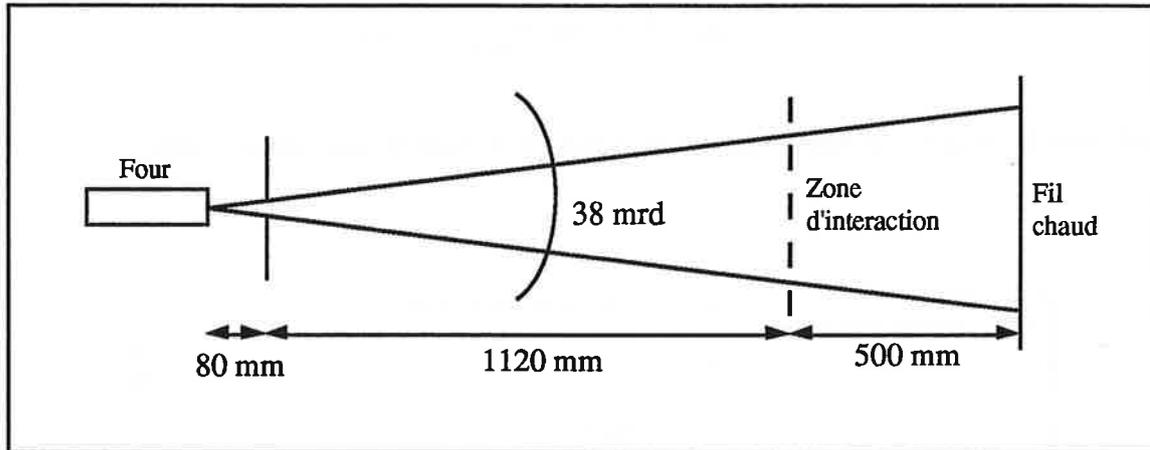


Figure II-7 : Divergence du jet thermique.

III.1.3 - Distribution en vitesse du jet.

Nous allons maintenant caractériser la distribution en vitesse de ce jet thermique. La figure II-8 montre le profil du jet thermique du césium à $T = 200^{\circ}\text{C}$. En mesurant la vitesse la plus probable des atomes dans le jet, on obtient :

$$v_{\text{mesurée}} = 305 \text{ m/s}$$

La vitesse la plus probable calculée théoriquement [RAM.69] est donnée par :

$$v_{\text{théorique}} = 295 \text{ m/s}$$

Ces deux valeurs sont très proches et donnent une idée de la validité de l'approximation d'un fonctionnement en jet effusif.

La comparaison du libre parcours moyen de l'atome de césium avec la dimension de la fente de sortie du four nous permet de déduire le régime de fonctionnement du four et par conséquent, nous permet de déterminer la distribution de vitesse des atomes à la sortie du four.

Pour une température T donnée, le libre parcours moyen est donné par [GUE.92] :

$$\lambda_c = 7.32 \cdot 10^{-20} \frac{T}{P \sigma_c} \text{ (cm)} \quad (\text{II-1})$$

où P est la pression de vapeur dans le four et σ_c la section efficace de collision.

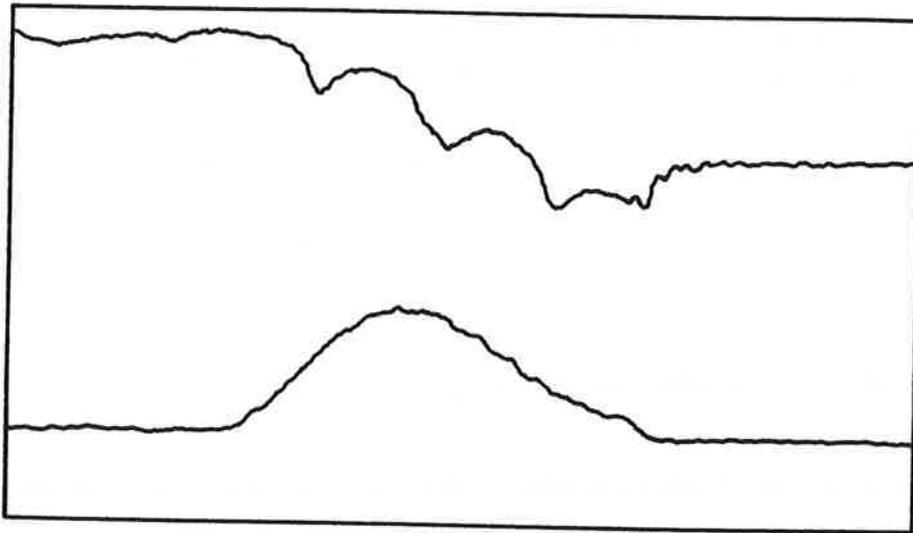


Figure (II-8) : Profil Doppler du jet atomique du césium non ralenti pour $T = 200^\circ\text{C}$. Le profil de raies en haut de la figure nous permet de repérer la vitesse en n'importe quel point du profil du jet.

A la température $T = 200^\circ\text{C}$, λ_c est égale à 0.54 mm. Puisque cette valeur est plus grande que le diamètre d'un mini-canal du four (0.2 mm), nous pouvons conclure qu'on est dans un régime de fonctionnement en jet effusif, et par conséquent la distribution en vitesse des atomes est maxwellienne à l'équilibre thermodynamique.

III.2 - Les champs magnétiques.

L'effet d'un champ magnétique est de déplacer les sous-niveaux Zeeman des atomes de césium. Toute perturbation de ces sous-niveaux par un champ magnétique parasite peut-être supposée annuler ou détruire l'effet de compression et de refroidissement que nous voulons créer dans le piège. Pour éviter ce genre d'inconvénients, nous devons compenser tout champ magnétique parasite, en particulier le champ terrestre. Nous allons dans ce paragraphe présenter la description des dispositifs permettant d'appliquer le gradient de champ magnétique du piège et de compenser le champ magnétique terrestre. Nous décrivons aussi la possibilité d'appliquer un faible champ magnétique directeur dans la zone de refroidissement, dispositif qui sera utilisé par la suite pour améliorer l'efficacité du piège (voir paragraphe V de ce chapitre).

III.2.1 - Le gradient champ magnétique du piège.

Le dispositif créant le gradient de champ magnétique pour le piégeage transverse des atomes a été conçu, et fabriqué au laboratoire Aimé Cotton. Il est constitué de huit barres métalliques disposées comme le montre la figure (II-9), et dans lesquelles circulent un courant électrique. On crée de cette manière un champ magnétique quadripolaire dans le plan xOy : $B_x(x,y) = b_x$ et $B_y(x,y) = b_y$. Ces barres ont une section de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ et une longueur de 60 mm. Ils sont inclinés par rapport à l'axe Oz d'un angle de 17° . L'ensemble de ce dispositif est réalisé d'une seule pièce en cuivre (figure II-10). A l'entrée du piège , les barres sont fixées autour d'un cercle de 60 mm de diamètre et elles convergent sur un cercle de diamètre 20 mm à la sortie. De ce fait, le gradient de champ magnétique croit le long de l'axe z . Les boucles de courant reliant les barres entre elles, créent un faible champ magnétique parasite essentiellement orienté suivant la direction Oz de l'ordre de 1 Gauss en moyenne dans la zone d'interaction où il y a présence des lasers. Cette configuration des barres a l'avantage de faciliter la détection du jet comprimé par analyse de la fluorescence des atomes à l'aide d'une caméra CCD suivant un axe de 45° par rapport aux deux directions Ox et Oy de propagation des lasers de compression.

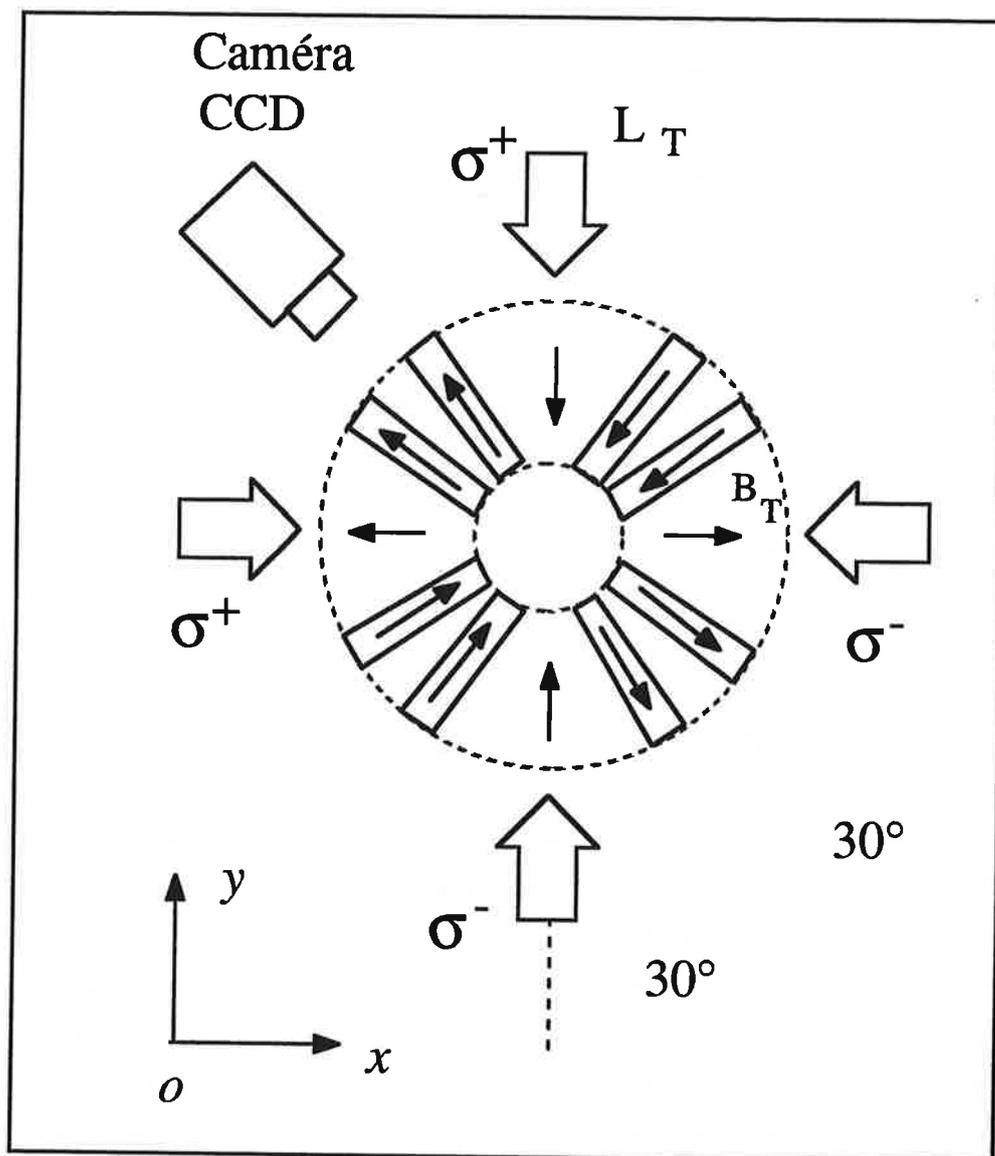


Figure (II-9) : Dispositif créant le gradient de champ magnétique en présence des lasers. Les petites flèches qui sont entre les barres montrent le sens du champ magnétique, et les petites flèches sur les barres montrent le sens du courant électrique.

A la sortie du dispositif créant le piège, nous avons placé une plaque de mu-métal percée d'un trou de diamètre de 12 mm qui permet de diminuer de manière efficace le champ magnétique après cette sortie.

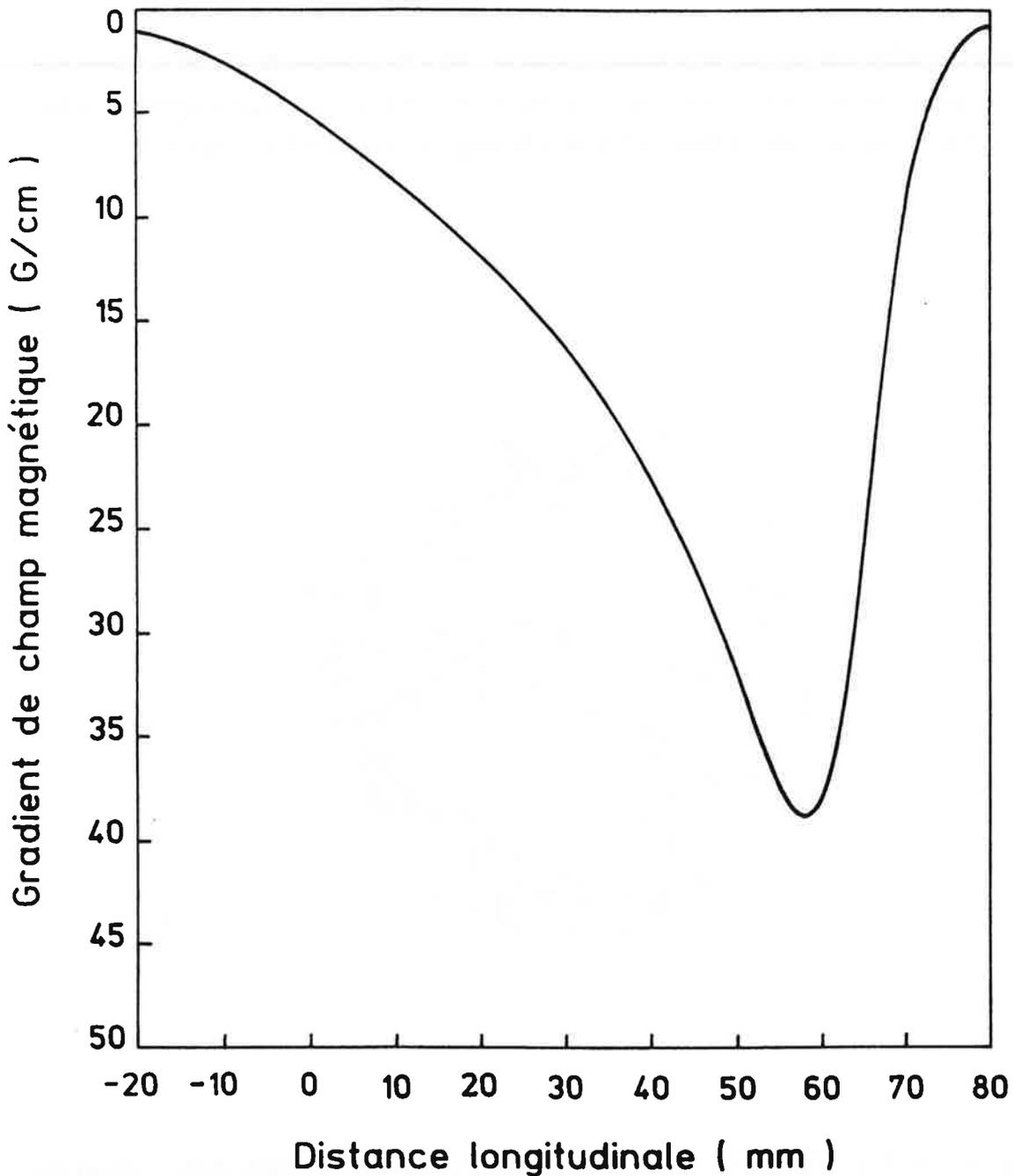


Figure (II-11) : Calcul numérique de la variation du gradient de champ magnétique à l'intérieur du piège pour un courant de 50 A. Il varie de 15 G/cm jusqu'à 40 G/cm dans la région d'intersection avec les lasers.

Pour le même courant $I = 50$ A, on a un champ magnétique longitudinal parasite variant d'environ 3 Gauss au début de la zone d'intersection avec les lasers (largeur 40 cm) à 0.3 Gauss à la sortie du piège. Ce champ parasite a été aussi calculé numériquement (figure II-12).

sortie du piège ont été calculés numériquement : Pour un courant de $I = 50 \text{ A}$ (intensité de courant typique utilisée dans nos expériences), le gradient de champ magnétique selon l'axe Ox ou Oy varie de 15 G/cm à 40 G/cm le long de l'axe Oz (figure II-11).

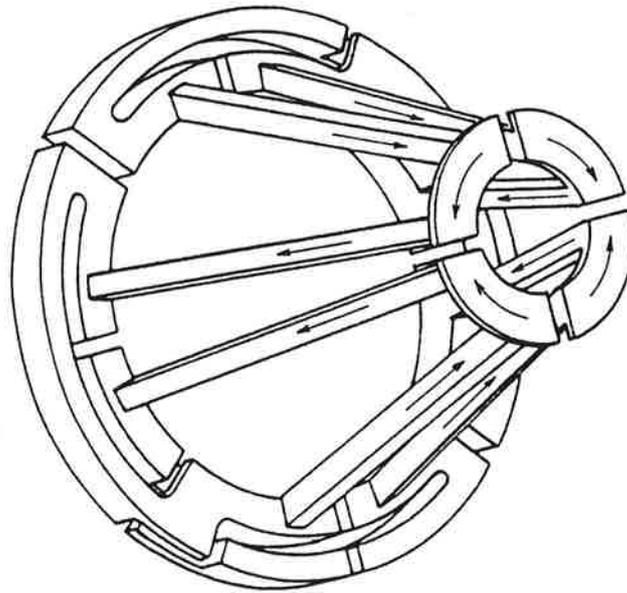


Figure (II-10) : Dispositif créant le gradient de champ magnétique dans le piège en perspective.

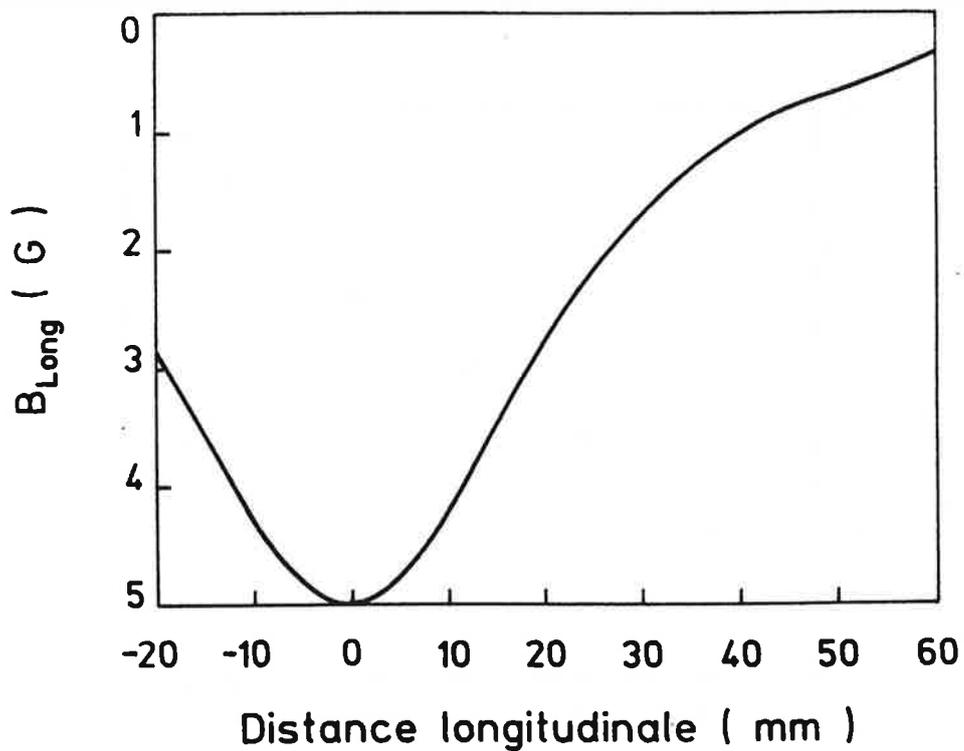


Figure (II-12) : Calcul numérique de la variation du champ magnétique parasite longitudinal tout le long du piège pour un courant circulant dans les barres de 50 A.

En comparant cette valeur à la valeur du gradient dans les mêmes zones, nous pouvons supposer que son effet est faible mais reste non négligeable comme perturbation. On a vérifié à l'aide d'une sonde à effet Hall que les valeurs calculées étaient cohérentes avec des mesures expérimentales (figure II-13, figure II-14)

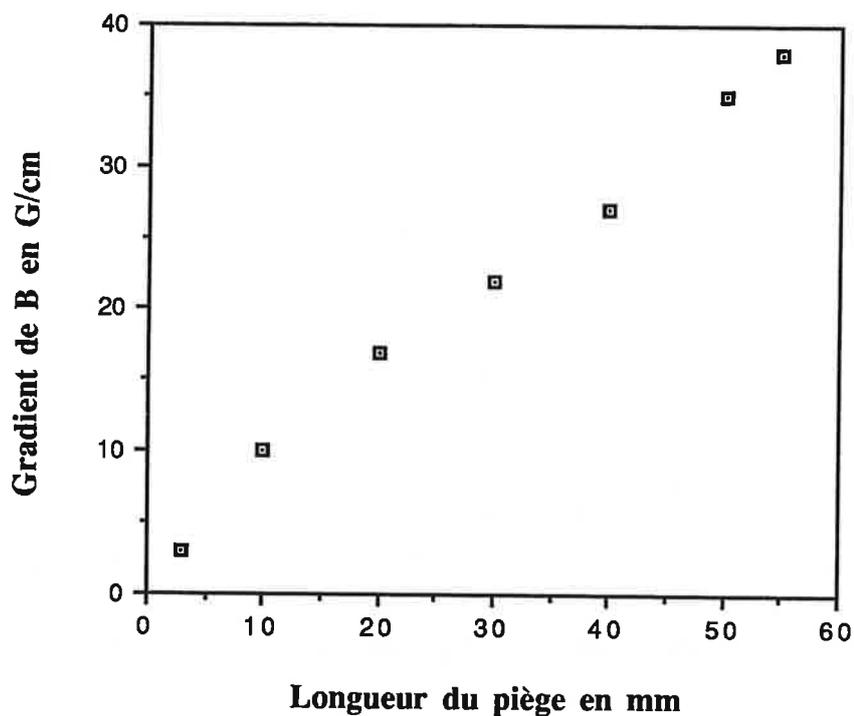


Figure (II-13) : Variation du gradient de champ magnétique en fonction de la longueur du piège à $I = 50$ A mesurée par une sonde à effet Hall.

Nous avons pu travailler avec un courant électrique allant jusqu'à 100 A, sans qu'il soit nécessaire de refroidir le dispositif.

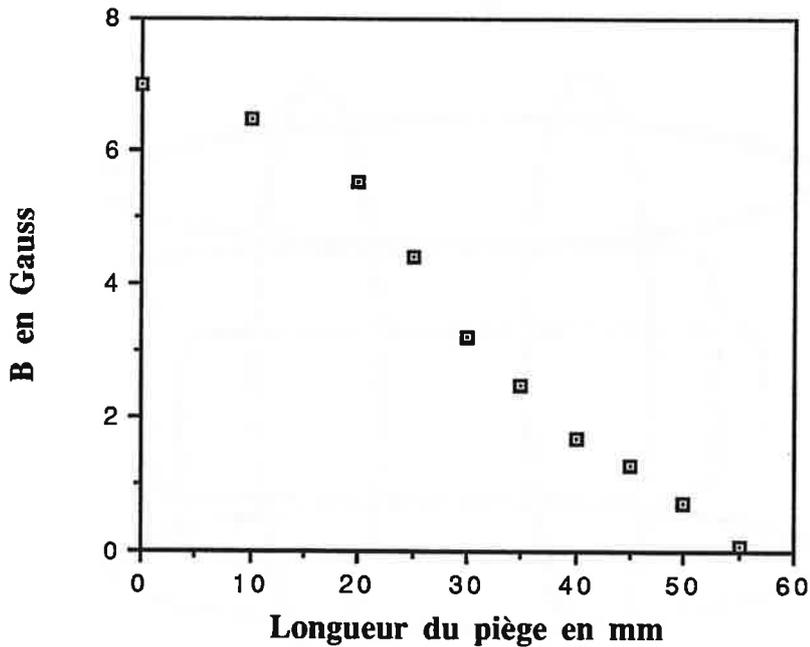


Figure (II-14) : Cette figure montre la variation du champ magnétique créé par les portions de spires connectant les tiges à l'entrée du piège en fonction de la longueur du piège. En effet la zone d'interaction du piège avec les lasers commence à $z = 20$ mm où la valeur du champ magnétique est de l'ordre de 4 gauss, jusqu'à $z = 60$ mm où le champ magnétique longitudinal devient presque nul .

III.2.2. - Compensation du champ magnétique terrestre.

Pour compenser le champ magnétique terrestre, on utilise 3 paires de bobines le plus proche possible de la position de Helmholtz dans la mesure de la place disponible dans le montage expérimental. Ces bobines sont rectangulaires selon O_x et circulaires selon O_y et O_z (figure II-15). Pour l'axe O_x , nous avons enroulé une paire de 30 spires rectangulaires de dimensions 30 cm x 60 cm avec un courant de compensation de - 77.5 mA. Pour l'axe O_y , il y a une paire de 30 spires circulaires de rayon 30 cm avec un courant de 500 mA, et finalement pour l'axe O_z nous avons enroulé une paire de 10 spires de rayon 20 cm avec un courant de - 512 mA.

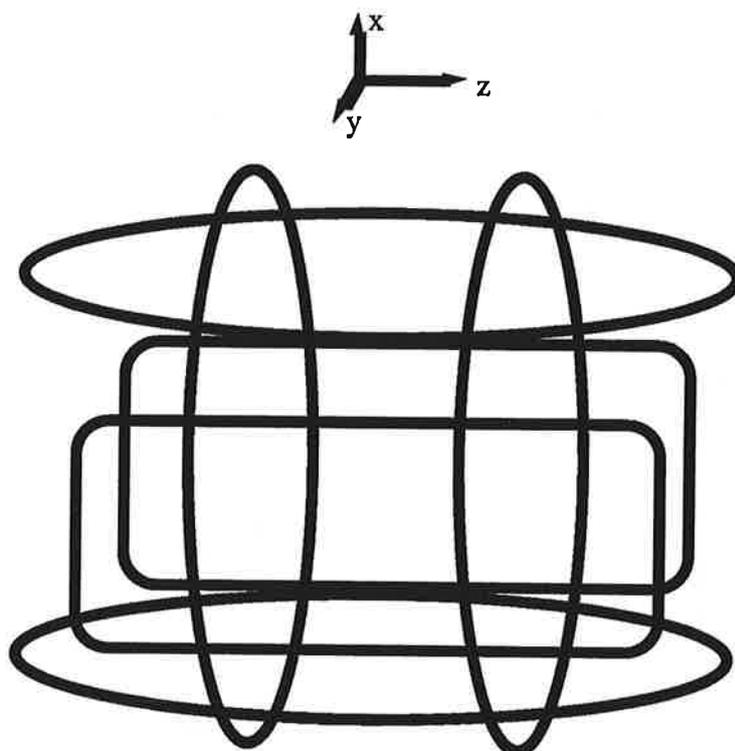


Figure (II-15) : Disposition des spires de compensation du champ terrestre autour du piège.

Remarque :

Si le champ magnétique terrestre n'est pas compensé dans la zone de piège, nous avons tout de suite un effet de focalisation mais présentant une très forte déviation vers le bas.

III.2.3. - Champ magnétique directeur.

Il nous est également possible d'appliquer dans la zone de ralentissement et de refroidissement un champ magnétique directeur. Pour cela, nous avons tout d'abord entouré cette zone d'un écran de mu-métal servant à compenser une grande partie du champ magnétique terrestre. Nous avons ensuite enroulé un solénoïde autour de cette même enceinte permettant d'appliquer un champ magnétique de l'ordre d'une centaine de milligauss dans la direction de propagation du jet atomique. On obtiendra dans la zone de ralentissement un champ magnétique essentiellement longitudinal dont l'utilité sera

expliquée dans le paragraphe V.

III.3 - Sources optiques.

Les sources optiques que nous utilisons dans nos expériences sont des faisceaux lasers obtenus à partir des diodes lasers. Nous allons dans ce paragraphe décrire leurs principales caractéristiques et les dispositifs que nous avons utilisés pour obtenir une bonne stabilisation en fréquence.

III.3.1 - Les diodes lasers.

La transition du césium sur laquelle nous travaillons est la raie D2 du césium (figure II-1) de longueur d'onde 852.1 nm. Cette longueur d'onde est très commode, car elle peut être fournie par des diodes que l'on peut balayer en fréquence par une rampe de courant, ce qui est tout à fait adapté pour le ralentissement des atomes. L'intensité de saturation des atomes de césium est faible comparée à la puissance disponible dans des faisceaux de diodes lasers (l'intensité saturante du césium est de l'ordre de 1.1 mW/cm^2). Par comparaison à d'autres sources optiques, les diodes lasers sont aussi moins encombrantes et moins coûteuses, ce qui est un élément important pour ce genre d'expériences qui nécessitent plusieurs lasers à des longueurs d'onde différentes selon les transitions utilisées [CAM.85].

Les diodes utilisées dans notre expérience sont des diodes commerciales Hitachi, des diodes STC et des diodes SDL. La diode Hitachi est une diode monomode de faible puissance ($\approx 10 \text{ mW}$), et les deux diodes STC et SDL sont des diodes monomodes de plus forte puissance ($\approx 50 \text{ mW}$). La longueur d'onde de ces diodes dépend de la température et du courant d'injection qui sont ajustés par des systèmes d'asservissement électroniques et par un élément Peltier. L'accordabilité en fréquence reste cependant limitée par les sauts de modes des diodes lasers. Leur largeur spectrale en fonctionnement libre est d'environ 20 MHz, ce qui est en général insuffisant dans les expériences que l'on réalise. Pour réduire cette largeur spectrale, on utilise différentes techniques d'affinement spectral et de stabilisation en fréquence.

Nous avons utilisé plusieurs méthodes pour affiner spectralement et stabiliser en

fréquence nos diodes. Dans tous les cas, il s'agit d'un couplage avec une cavité externe de manière à réinjecter dans la diode une partie de son intensité émise par l'intermédiaire d'un réflecteur optique extérieur telqu'un Fabry-Perot confocal ou un réseau. Ceci nous permet de passer d'une largeur spectrale typiquement de 20 MHz, à une largeur d'une centaine de kiloHertz en allongeant le "temps de vie des photons" dans la cavité étendue.

Dans notre expérience, nous avons utilisé ces deux méthodes de couplage, dont nous allons brièvement exposer les caractéristiques des faisceaux obtenus.

III.3.2 - Description des montages optiques.

Pour notre expérience, nous avons besoin de quatre faisceaux lasers différents, tous correspondant à la raie D2 du Cs. Le premier laser est le laser de ralentissement et de refroidissement accordé sur la transition hyperfine $F = 4$ vers $F' = 5$, le deuxième est le laser repompeur accordé sur la transition hyperfine $F = 3$ vers $F' = 4$, le troisième est celui que l'on utilise pour illuminer notre piège accordé également autour de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Nous avons également utilisé un quatrième laser qui nous permet d'analyser certaines caractéristiques du jet par fluorescence. Nous allons dans ce paragraphe décrire les montages correspondants.

III.3.2.a - Laser de refroidissement.

Le laser utilisé pour le refroidissement est une diode Hitachi HLP 1400 stabilisé par un Fabry-Pérot confocal de finesse $F = 20$ et de longueur $L = 10$ cm. Ce dispositif a été décrit dans la thèse de Saïda Guellati [GUE.92]. Une étude expérimentale et théorique complète de ce genre de dispositif est exposée dans la thèse de Phillippe Laurent [LAU.89].

Le principe de stabilisation est celui montré sur la figure (II-16). Le Fabry-Pérot possède quatre faisceaux réfléchis de sortie : l'un de ses faisceaux transmis est réinjecté dans la diode. Le couplage entre la cavité de la diode et la cavité Fabry-Pérot force la diode à osciller sur un seul mode et conduit à un affinement spectral important [LAB.92].

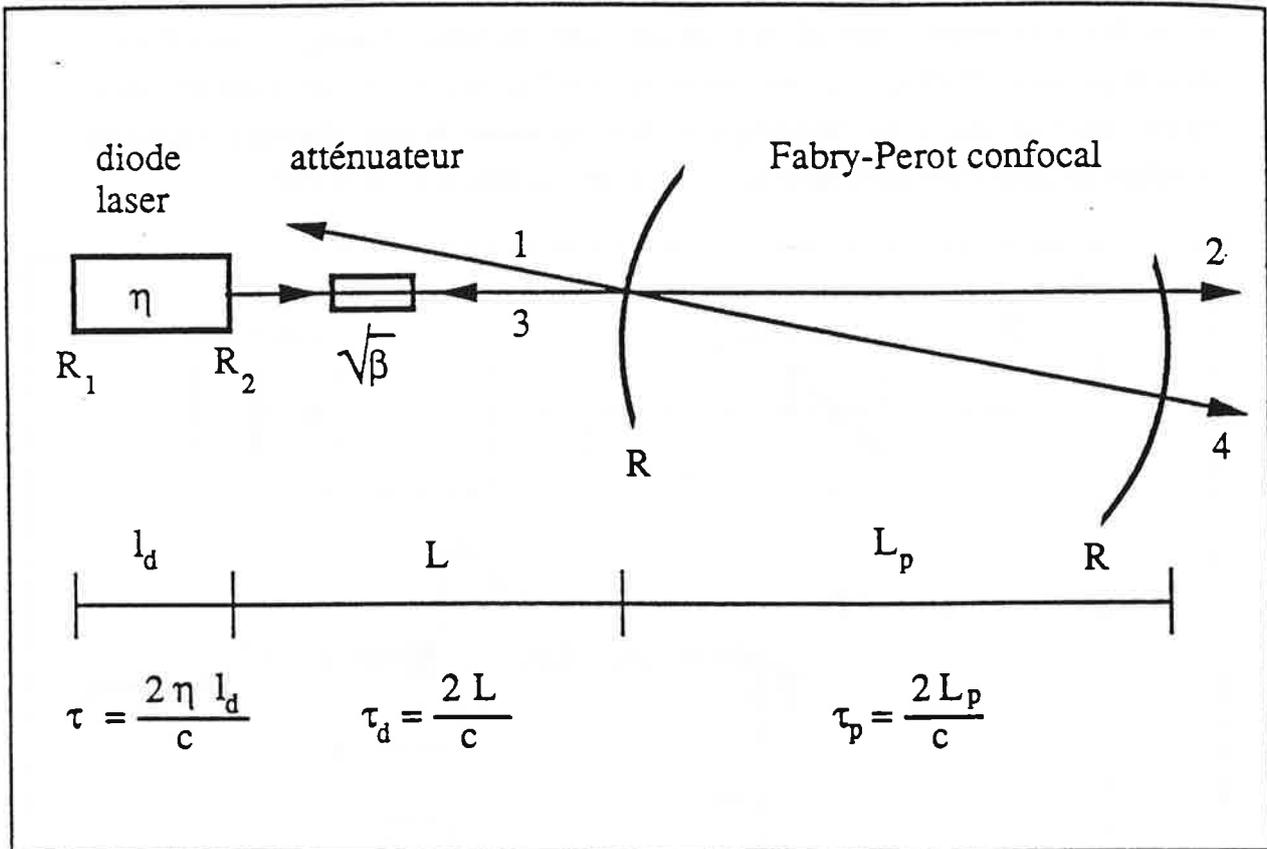


Figure II-16 : Principe de la stabilisation en fréquence d'une diode avec un Fabry-Pérot confocal. Le F.P est incliné pour éviter que le faisceau transmis soit superposé sur le faisceau réfléchi et par conséquent ce dernier ne sera pas injecté dans la diode. τ_p est le temps d'aller-retour dans le F.P, τ_d celui de l'aller-retour entre la diode et le F.P. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des facettes de la diode.

Quatre paramètres définissent sa fréquence : la température T , le courant I , la distance de la diode laser à la cavité Fabry-Pérot qui est ajustable grâce à un miroir monté sur une céramique piézo-électrique et la longueur du Fabry-Pérot. Pour balayer la fréquence en maintenant une condition de couplage optimum, on module à l'aide de trois rampes de mêmes durées et d'amplitudes ajustables, le courant I , la distance laser-cavité F.P et la longueur du F-P.

La technique de stabilisation du balayage en fréquence est la suivante : il s'agit de prélever une partie du faisceau de ralentissement et de l'envoyer vers une cellule de Cs. A

l'aide d'une photodiode, on détecte le signal d'absorption saturé du Cs. Ce signal est envoyé dans un dérivateur, puis vers une porte électronique P qui permet de sélectionner la raie de Cs sur laquelle nous allons travailler. Enfin, ce signal est intégré et injecté sur la céramique piézo-électrique qui est placée derrière l'un des miroirs de la cavité Fabry-Pérot, ainsi toute fluctuation est corrigée par le déplacement de cette céramique. L'effet du couplage diode-F.P est observable sur le signal de transmission par le F-P.

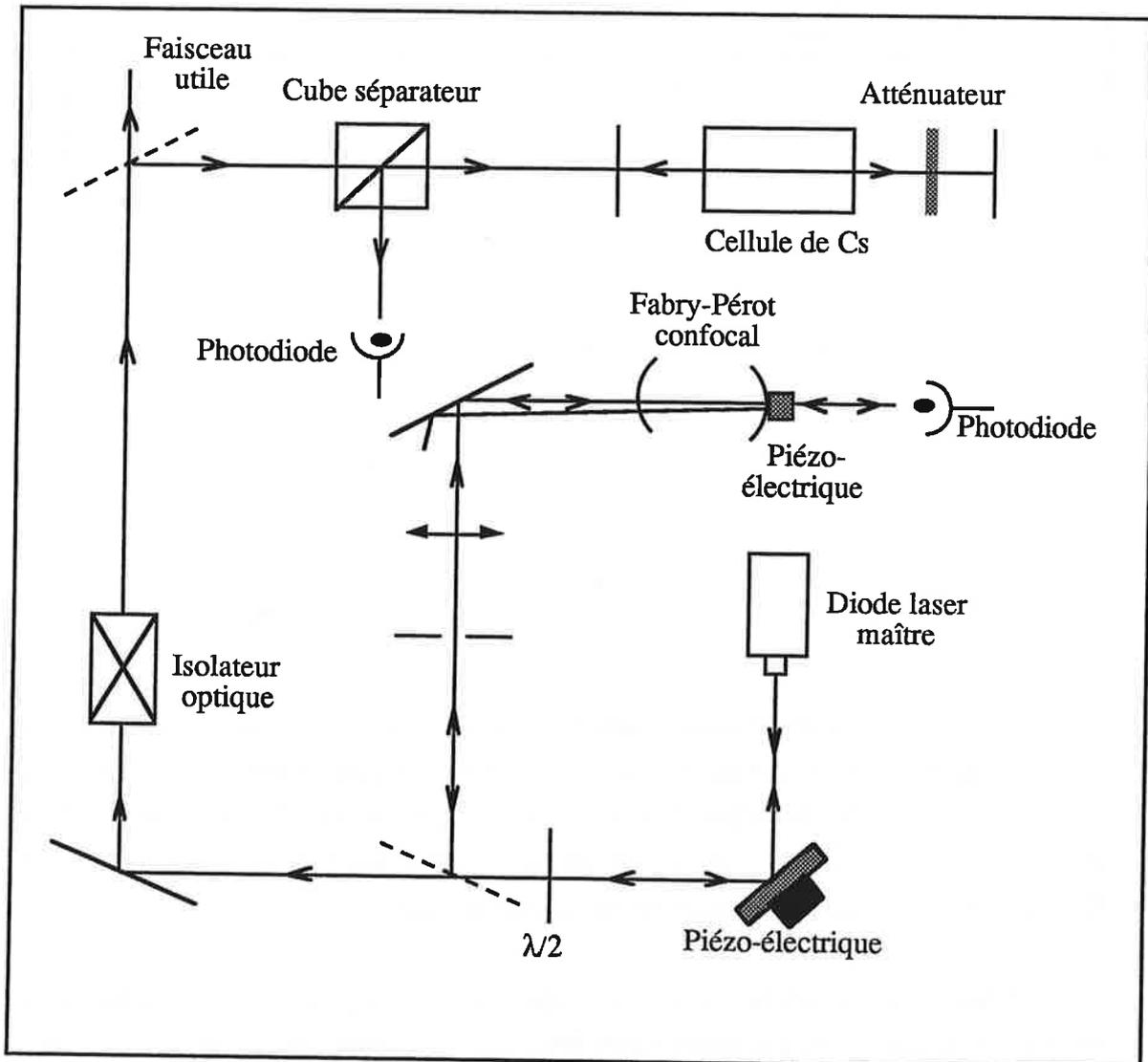


Figure (II-17) : Schéma expérimental du couplage diode-Fabry Pérot. Les deux céramiques piézo-électriques permettent de faire varier respectivement la longueur du F.P et la distance diode- FP par l'intermédiaire de deux rampes de balayage en fréquence.

Le faisceau stabilisé par le F.P issu de la diode décrite précédemment qu'on appelle "diode maître" est injecté dans une diode appelée "diode esclave". Cette injection a pour but d'augmenter la puissance du faisceau utilisé pour le ralentissement en gardant la pureté spectrale du laser stabilisé (laser maître). Le laser esclave sera verrouillé sur la même plage de fréquence que le laser maître [YU.92].

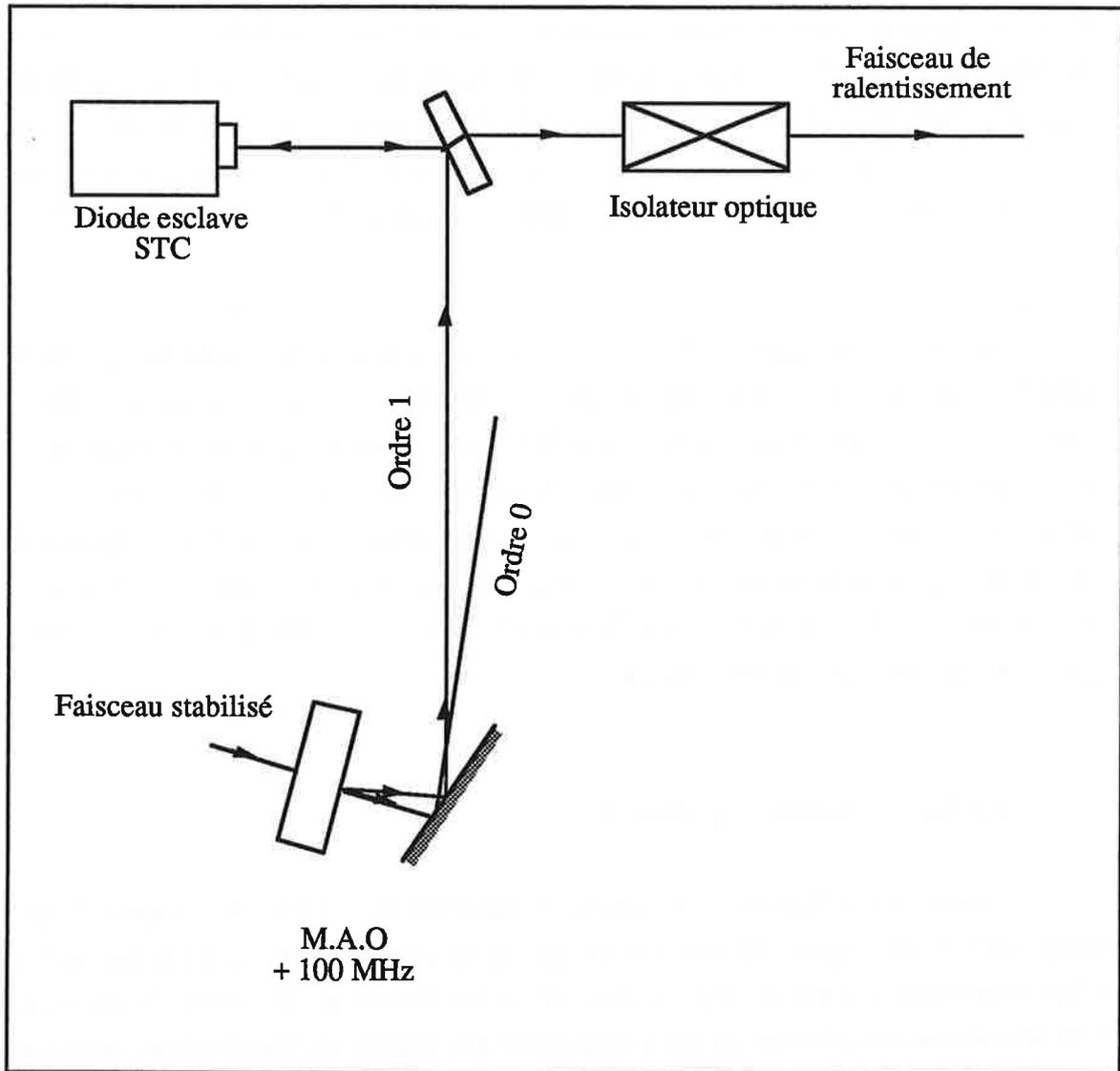


Figure (II-18) : Shéma du montage optique de l'injection d'une diode maître dans une diode esclave.

Le schéma du montage optique est le suivant (figure II-18) : le faisceau stabilisé

Il passe par un isolateur optique pour éviter tout retour dans la diode maître. La largeur spectrale de ce faisceau est de l'ordre de 100 kHz et sa puissance est de l'ordre de 0.5 mW. Il passe ensuite à travers un modulateur acousto-optique [BOU.92]. Le modulateur acousto-optique joue dans ce cas le rôle d'un isolateur optique supplémentaire, puisqu'il isole tout retour de faisceau optique dans la diode maître et permet de contrôler la puissance du laser maître émise vers le laser esclave en variant la puissance de la R.F. Il est alimenté par un générateur radio-fréquence de puissance maximale 100 mW et de fréquence 100 MHz. En passant à travers le modulateur acousto-optique, le faisceau issu du laser maître se divise en un faisceau d'ordre 0 et un faisceau d'ordre 1. La fréquence du faisceau d'ordre 0 est égale à la fréquence f_m du laser maître, alors que celle du faisceau d'ordre 1 est égale à $f_r = f_m + 100$ MHz. Le faisceau d'ordre 1 est ensuite injecté dans la diode esclave qui est une diode STC de puissance 50 mW et de largeur spectrale 20 MHz. L'injection optique verrouille la fréquence du laser esclave sur la fréquence f_r .

Injecté, le laser esclave donne une puissance utile pour le refroidissement de 9 mW. Ce laser est accordé sur la transition $F = 4$ vers $F' = 5$. Il permet le ralentissement longitudinal du jet de césium avant la compression transverse. A la fin de la rampe de balayage, on déclenche la caméra avec laquelle on va observer le processus de compression. Pendant la période d'observation du piège, le laser de refroidissement est décalé par rapport à la fréquence de résonance de la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ d'environ $\delta_{LC} \approx 80 \Gamma \approx 400$ MHz où Γ est la largeur du niveau excité pour éviter toutes perturbations sur la compression du jet.

III.3.2.b - Laser repompeur.

Pour le refroidissement, on utilise la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ qui est une transition fermée. Cependant, plusieurs processus de pertes peuvent être envisagés. La plus importante est causée par le laser de refroidissement. En effet, le laser de refroidissement initialement en résonance ayant des atomes de grande vitesse avec un décalage de la transition atomique vers le rouge, est progressivement balayé vers le bleu. Ce laser va également être en résonance avec la transition $F = 4$ vers $F' = 4$ ou 3 (figure II-1) pour les atomes à plus faibles vitesses qui seront pompés vers le niveau fondamental $F = 3$ et ne seront plus concernés par le processus de refroidissement. De même, bien qu'étant très hors résonance, les longs temps d'interaction des atomes avec le

laser peuvent introduire des transitions vers les niveaux excités $F' = 4$ ou $F' = 3$ par l'intermédiaire des transitions $F = 4$ vers $F' = 4$ et $F = 4$ vers $F' = 3$. Ainsi les atomes peuvent alors être portés vers le niveau $F = 3$ par pompage optique. Ces pertes nous obligent à utiliser un laser repompeur pour pomper tous les atomes du niveau $F = 3$ vers le niveau fondamental $F = 4$.

Ce laser est superposé via un cube mélangeur au laser de refroidissement. Il est fourni par une diode STC de puissance 50 mW et de largeur spectrale en fonctionnement libre de 20 MHz. Cette diode est couplée avec un réseau et stabilisée par absorption saturée (figure II-17). La rampe de balayage est identique en durée à celle du laser de refroidissement. La puissance du faisceau utile est de quelques mW seulement. Le repompeur et le laser de refroidissement passent à travers un télescope cylindrique qui leur donne une section circulaire de diamètre 6 mm.

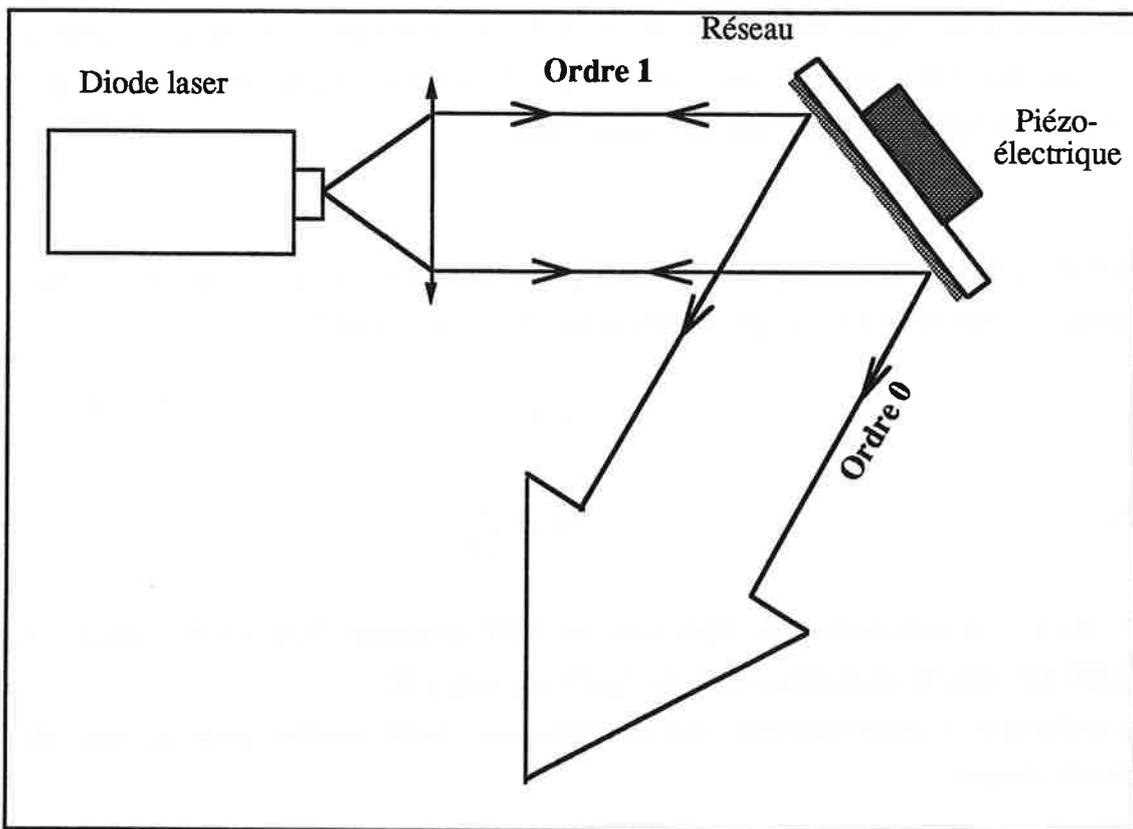


Figure (II-19) : Schéma optique du couplage diode-réseau. Seul l'ordre 1 est injecté dans la diode puisque l'ordre 0 a une puissance très grande et peut détruire la diode si on l'injecte dans celle-ci.

Nous allons décrire brièvement le couplage diode-réseau. Dans notre expérience, nous avons utilisé un montage Littrow c'est à-dire qu'on réinjecte dans la diode le faisceau d'ordre 1 diffracté par le réseau, de manière à ce que le faisceau incident et le faisceau d'ordre 1 soient superposés. Le réseau sert dans ce cas de miroir pour la cavité réseau-diode. Le faisceau d'ordre zéro est le faisceau utile. La longueur de la cavité est réglée par l'intermédiaire d'une céramique piézo-électrique sur laquelle est monté le réseau [LAB.93].

L'angle de diffraction de l'ordre n d'un réseau est donné par:

$$n \lambda = a (\sin i + \sin i') \quad (\text{II-2})$$

Cette relation donne les positions du maximum d'intensité. n est l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde, a est le pas du réseau c'est à dire l'inverse du nombre de traits par mm, i et i' sont respectivement l'angle d'incidence et l'angle du rayon diffracté d'ordre n par rapport à la perpendiculaire au réseau.

Dans un montage Littrow, pour avoir une parfaite autocollimation, il faut que l'angle d'incidence soit égale à son angle de diffraction de l'ordre 1 c'est à dire :

$$i = i'$$

d'ou :

$$\sin i = \frac{\lambda}{2 a}$$

Les réseaux utilisés dans notre expérience ont 1200 traits/mm. Pour $\lambda = 852 \text{ nm}$ et $a = 1/1200 \text{ mm}$, l'angle d'incidence doit être égal à peu près à 30° .

La technique d'asservissement est la même que celle utilisée pour le laser de refroidissement.

III.3.2.c - Laser de piégeage.

Ce laser est issu d'une diode maître stabilisée de faible puissance qui injecte une diode esclave de forte puissance (figure II-20). La diode maître est une diode STC monomode de largeur spectrale 20 MHz asservie et stabilisée par un couplage avec un réseau de 1200 traits/mm et asservie sur une raie d'absorption saturée du césium. Sa plage de balayage continu est d'environ 800 MHz, sa puissance après le couplage avec le réseau est d'environ 1.5 mW et sa largeur spectrale est d'à peu près 100 kHz. Le faisceau stabilisé réglé sur la transition $F = 4 / F' = 4$ passe par un acousto-optique de fréquence 200 MHz balayable sur une plage de ± 50 MHz qui permet de régler sa fréquence sur un décalage vers le rouge convenable. Cette diode injecte une diode esclave qui est une diode SDL monomode d'une puissance de 150 mW . La diode maître est réglée sur la longueur d'onde de la raie de césium soit 852 nm à l'aide d'une absorption saturée dans une cellule de césium. La puissance de sortie après injection est de 100 mW.

Le contrôle de la fréquence du laser esclave et donc du bon fonctionnement de l'injection se fait à l'aide du passage d'une partie du faisceau du laser esclave à travers une cellule de Cs et de l'observation de la fluorescence par une photodiode.

Le faisceau utile de polarisation linéaire passe par un isolateur optique pour éviter tout retour optique dans la diode esclave (figure II-21). Il passe ensuite par une lame demi-onde puis par un cube séparateur qui permet de diviser le faisceau en deux. Sur chacun des deux bras, le faisceau passe par un télescope qui donne au laser une section de $6 \times 45 \text{ mm}^2$ puis par une lame quart d'onde qui rend sa polarisation circulaire droite. Le faisceau passe ensuite par les deux hublots de l'enceinte puis par une deuxième lame quart d'onde qui rend sa polarisation linéaire. Il sera ensuite réfléchi par un miroir et repasse par la même lame quart d'onde pour donner une polarisation circulaire gauche. Ainsi nous réalisons les polarisations convenables pour notre piège. La puissance moyenne du faisceau utile sur chaque bras est de 3.5 mW/cm^2 .

Remarque:

Le passage des faisceaux par les hublots et les lames quart d'ondes traités anti-reflets et sa réflexion par le miroir induisent une perte estimée à 5 % de la puissance du laser. Cette perte reste négligeable dans le fonctionnement du piège.

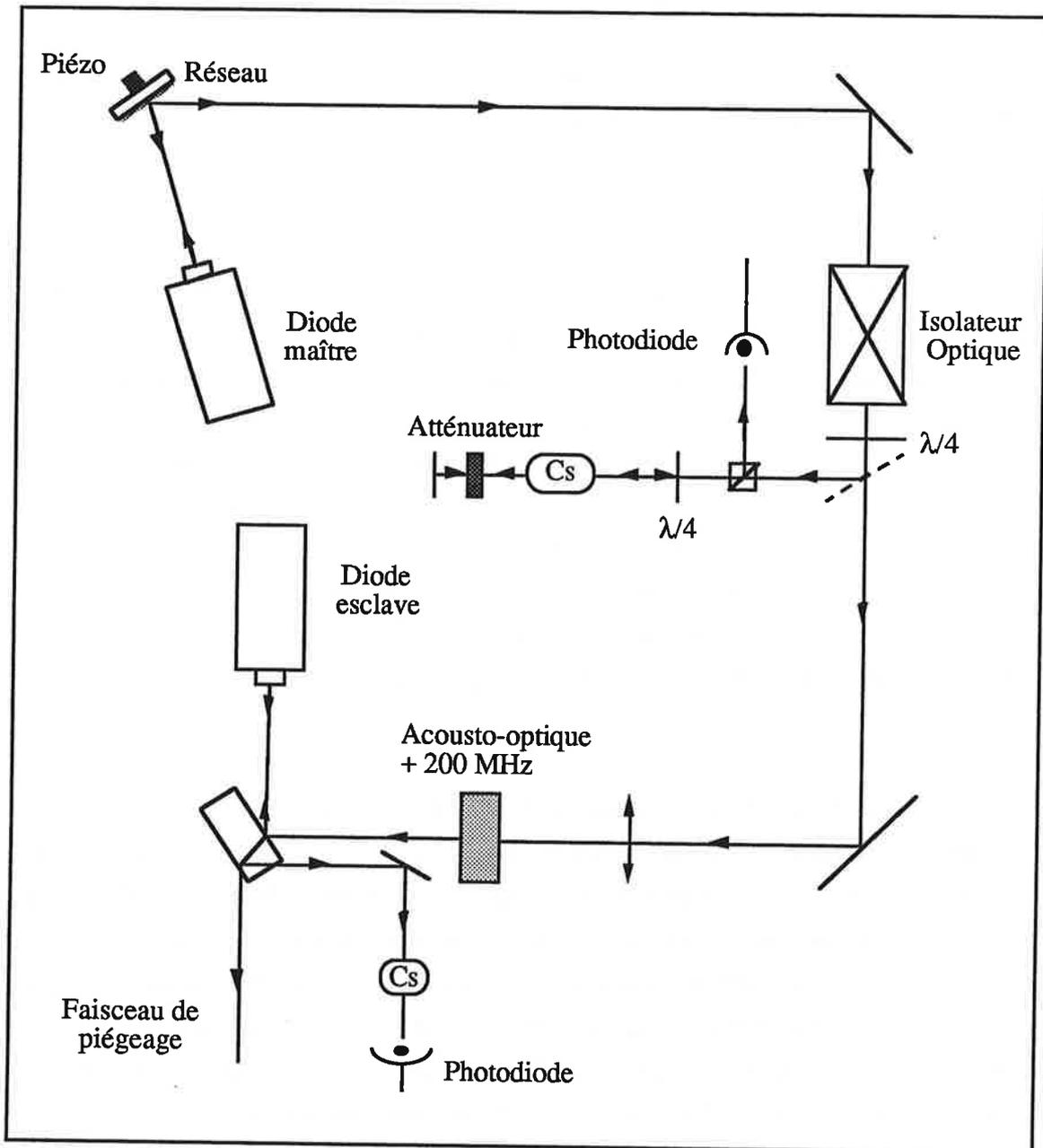


Figure (II-20) : Schéma du montage optique du laser de piégeage.

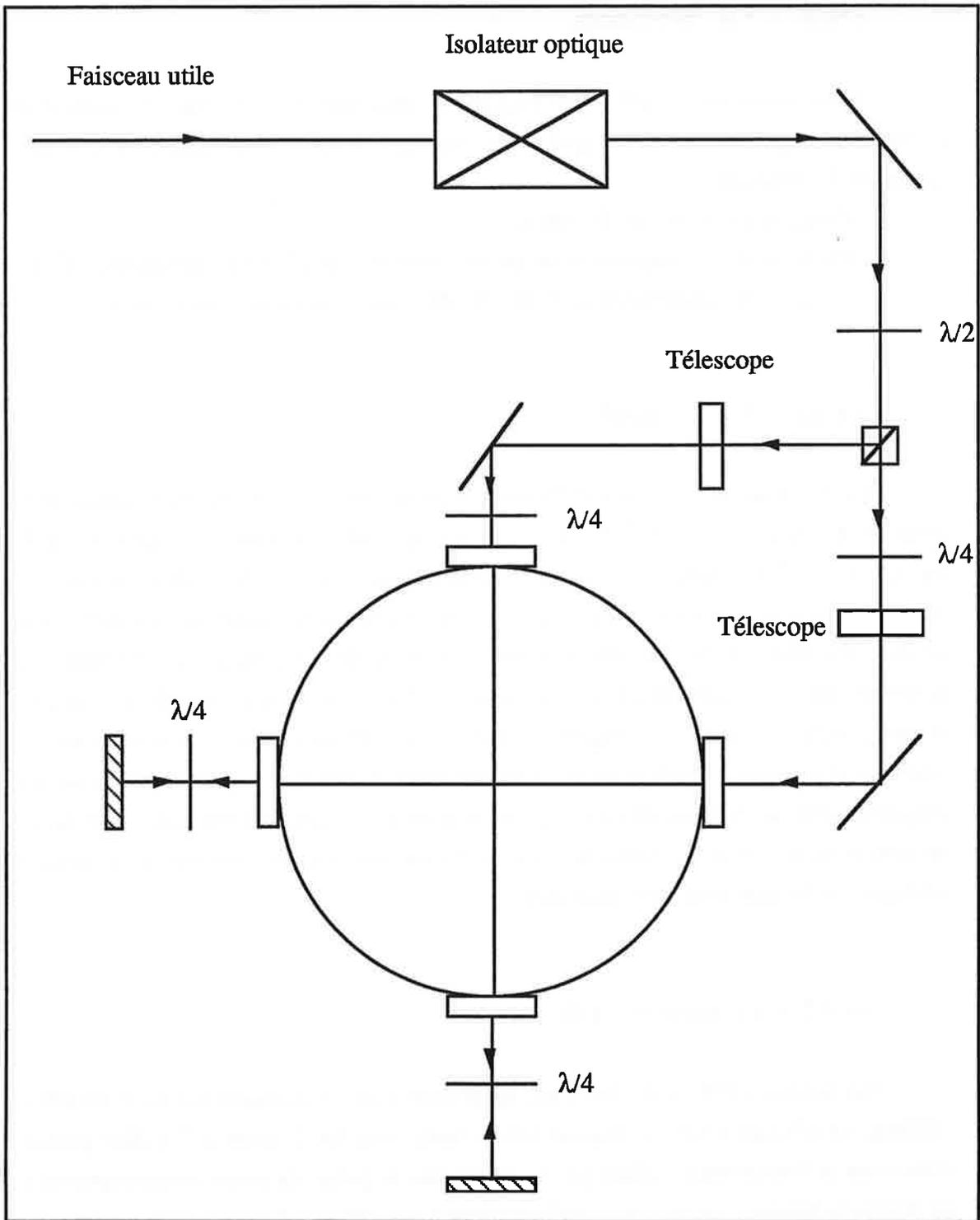


Figure (II-21) : Réglage des polarisations du piège.

III.4 - La détection.

Nous avons utilisé différents moyens de détection pour analyser les différents paramètres expérimentaux et acquérir nos résultats. Nous allons décrire ici nos trois systèmes de détection :

- l'analyse du jet par un fil chaud,
- l'analyse de la compression du jet par fluorescence à l'aide d'une caméra CCD,
- l'analyse du ralentissement et du refroidissement du jet par fluorescence.

III.4.1 - Le fil chaud.

Le fil chaud nous permet d'observer le profil transverse du jet en fonction de la position de celui-ci [VIA.82]. C'est un fil de tungstène de 0.1 mm de diamètre et de hauteur utile 10 mm placé à 170 cm du four de césium. On peut le déplacer suivant les directions transversales du jet dans les deux directions perpendiculaires O_x et O_y . Un courant électrique d'environ 300 mA circule dans le fil. Les atomes en vol libre qui heurtent celui-ci, s'ionisent en formant des ions Cs^+ . Ces ions sont collectés par une plaque portée à un potentiel négatif de manière à accélérer les ions vers celle-ci. Le courant est mesuré à l'aide d'un picoampèremètre. L'intensité du courant obtenu est proportionnelle au flux des atomes. Ceci nous permet d'obtenir le profil transverse du jet au niveau de la plaque en balayant le fil, et d'avoir une bonne estimation de la densité atomique du jet dans cette zone d'analyse.

III.4.2 - La caméra CCD.

La caméra CCD (IMC 500) qui fonctionne dans un domaine spectrale de 400 à 1100nm est disposé à 45° par rapport à l'axe horizontal O_x (figure II-7). Elle permet d'observer la fluorescence induite par les lasers dans le piège. Cette caméra est couplée à un micro-ordinateur, ce qui permet d'enregistrer ces signaux de fluorescence et de les analyser par la suite.

III.4.2 - Le laser de détection.

Ce laser nous permet de mesurer la vitesse longitudinale finale du jet comprimé en comparant par rapport à un signal d'absorption saturé de la raie du césium. Il est issu d'une diode laser STC couplée à un réseau. La puissance utilisée pour éclairer le jet est très faible : 0.5 mW. Il excite la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ dans la région qui se trouve juste après la zone de piègeage. On le balaye en fréquence de manière à entrer en résonance lorsque l'effet Doppler est exactement compensé. Une partie du faisceau a été prélevée pour exciter une cellule de césium et enregistrer la raie d'absorption saturée qui nous sert de référence pour mesurer la vitesse. Ce faisceau laser fait un angle d'environ 48° par rapport à la direction de propagation du faisceau atomique (figure II-22).

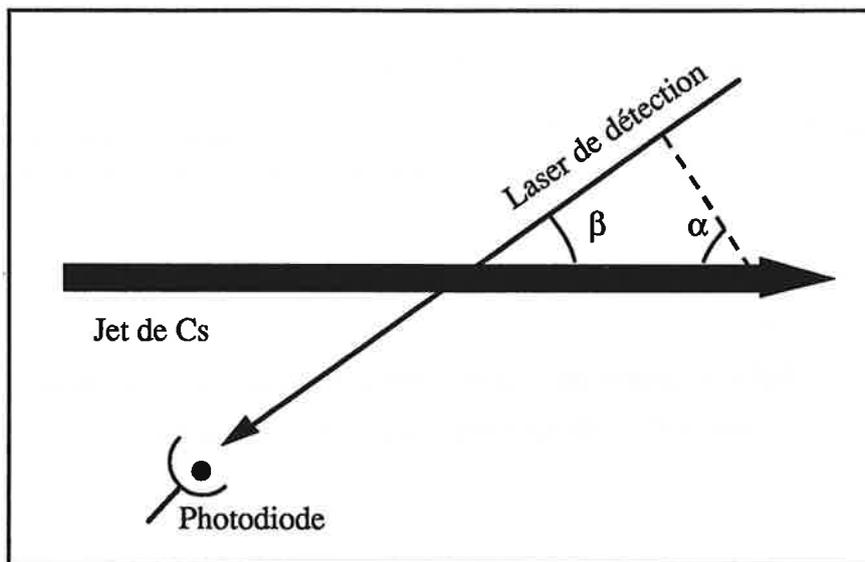


Figure (II-22) : Disposition du laser de détection par rapport au jet atomique

Pour obtenir la vitesse finale du jet comprimé, nous faisons une projection de celle mesurée :

$$v_{\text{réel}} = \frac{v_{\text{mes}}}{\cos \beta}$$

La vitesse mesurée v_{mes} est trouvée en calibrant l'axe de vitesse par un effet Doppler : $k v_{\text{mes}} = \Delta \omega$ avec $\Delta \omega$ la différence de fréquence mesurée sur l'oscilloscope par rapport

à une référence qui est la vitesse de la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ où la vitesse est nulle (figure II-23)

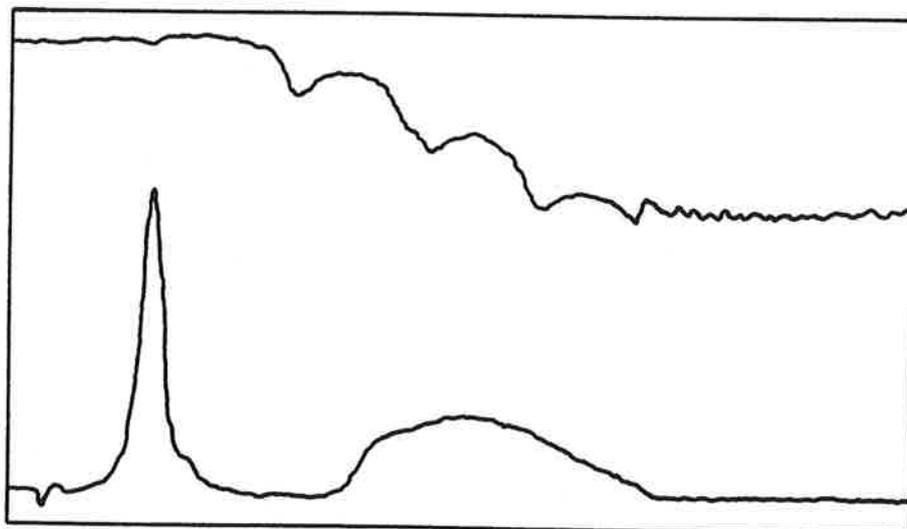


Figure (II-23) : Refroidissement du jet à une vitesse égale à 0 m/s . La raie d'absorption saturée du césium permet la calibration en vitesse.

III.5. - Procédure expérimentale.

Nous commençons tout d'abord par synchroniser les rampes des lasers de ralentissement et de repompage. Ces rampes comme nous l'avons précisé correspondent à une amplitude de 400 MHz pour une durée de 9 ms. A la fin de ces rampes, le laser de refroidissement est décalé vers le bleu avec un décalage d'environ 80Γ (à peu près 400 MHz). Le laser repompeur est maintenu en résonance sur la transition $F = 3$ vers $F' = 4$ pour éviter toute fuite des atomes du niveau $F = 4$. On garde les lasers de ralentissement et de repompage dans cet état final pendant au moins 10 ms, temps où se produit la compression (figure II-3). Les lasers de piègeage sont décalés vers le rouge par rapport à la résonance de $-\Gamma$ ou de -2Γ . Ils éclairent en permanence le jet. Leurs polarisations sont disposées tel que c'est représenté sur le schéma de la figure II-7. La première expérience

réalisée a pour but d'étudier la variation du processus de compression en fonction de la vitesse longitudinale finale du jet ralenti.

IV - CARACTERISATION DU JET RALENTI ET REFROIDI.

Pour pouvoir bien étudier un jet de césium comprimé, il faut tout d'abord dégager les caractéristiques du jet thermique et puis du jet ralenti. L'étude du jet thermique fera l'objet de la première partie de ce paragraphe. La densité de ce jet a été mesuré à l'aide du fil chaud et par absorption laser. Dans une deuxième partie, nous présentons les caractéristiques du jet ralenti et de la densité de ce jet en fonction de la vitesse des atomes ralentis.

IV.1 - Densité du jet thermique.

Nous avons calibré ou estimé la densité du jet thermique par plusieurs méthodes :

- avec le fil chaud,
- avec un laser sonde d'absorption,
- avec un modèle théorique [RAM.69].

Disposer de plusieurs méthodes présente l'avantage si elles se recourent correctement d'affirmer une fiabilité à nos résultats. On verra que ces différentes méthodes donnent des mesures qui concordent approximativement.

IV.1.1. - Calibration avec un fil chaud.

On déplace le fil chaud dans lequel circule un courant de 300 mA, transversalement sur une plage d'à peu près 25 cm et on mesure à l'aide d'un picoampèremètre le courant induit par le dépôt des ions de césium sur la plaque collectrice. Le profil du jet est en forme de cloche. Il est limité par différents diaphragmes qui sont situés sur le parcours du jet dont un diaphragme de diamètre 1 cm à la sortie du piège. Il passe par un maximum d'intensité obtenu par mesure avec le fil chaud approximativement dans une zone correspondante au centre du piège. L'intensité de ce

courant sur la plaque collectrice est de $0.59 \cdot 10^{-9}$ A. Pour une température du four de 200°C et une température de la "grille" de 230°C , ce courant correspond à un nombre d'ions égal à :

$$N_{\text{ion}} = \frac{I}{e} = \frac{0.59 \cdot 10^{-9}}{1.6 \cdot 10^{-19}} = 3.69 \cdot 10^9 \text{ ions / s}$$

En supposant que l'efficacité du fil est égale à 1, le nombre d'atomes par seconde est égal au nombre d'ions. D'où le flux du jet thermique d'atomes est de :

$$\text{flux} = \frac{N_{\text{at}}}{\text{Surface du fil}} = \frac{3.69 \cdot 10^9}{0.01 \times 1} = 3.69 \cdot 10^{11} \text{ at / s / cm}^2$$

La densité moyenne sera donnée en divisant le flux par la vitesse moyenne du jet qui est typiquement de 295 m/s :

$$\bar{n} = \frac{\text{flux}}{v} = 1.25 \cdot 10^7 \text{ at / cm}^3$$

C'est la densité moyenne du jet à 170 cm du four. Bien sûr, en balayant le fil chaud nous obtenons tout le profil transversal du jet (figure II-24). La comparaison de ce résultat avec le résultat théorique sera faite ultérieurement.

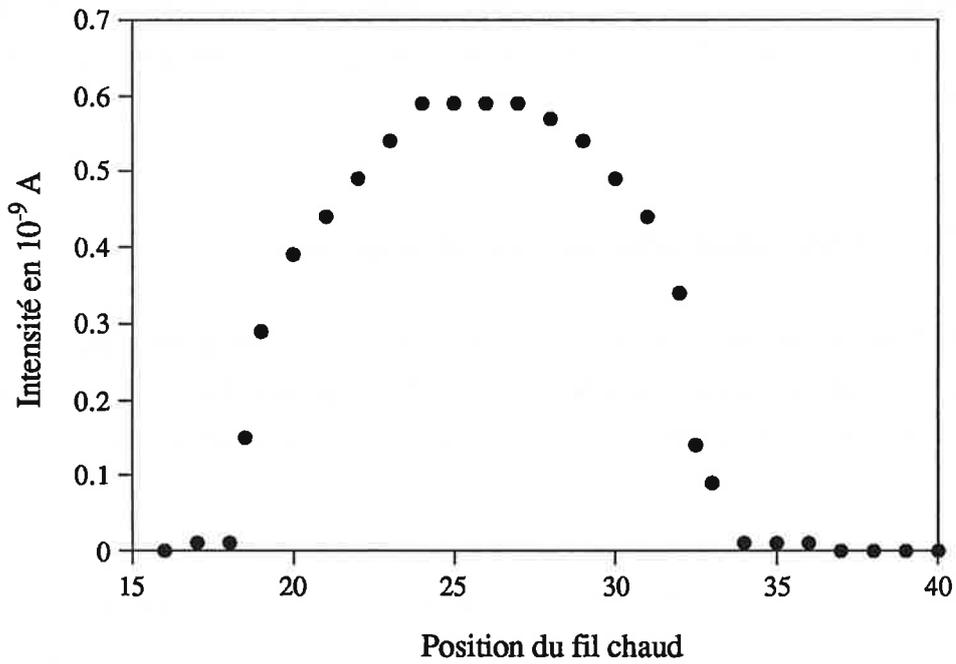


Figure (II-24) : Mesure expérimentale du profil du jet transversal à l'aide d'un fil chaud.

Nous avons fait aussi une étude de la variation de la densité atomique du jet de césium en fonction de la température du four (figure II-25):

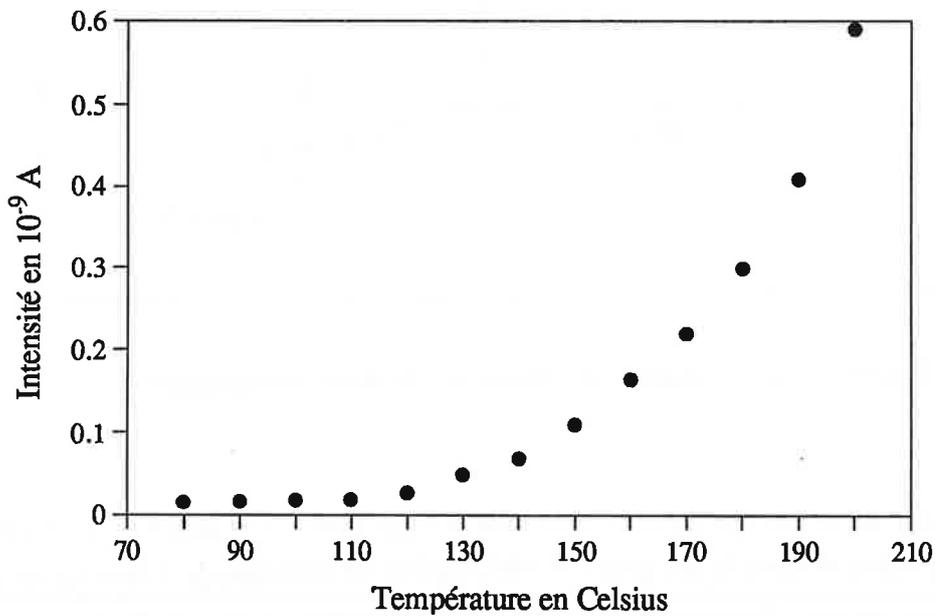


Figure (II-25) : Variation de la densité en fonction de la température du four.

Cette courbe montre que plus on augmente la température, plus la densité atomique du jet augmente. Dans notre expérience, nous n'avons pas pu dépasser une température du four de 240°C à cause de problèmes techniques que nous avons rencontré dans ce dernier.

IV.1.2. - Calibration avec un laser d'absorption.

Cette deuxième méthode consiste à mesurer l'absorption d'un faisceau laser par le jet : on l'appelle laser sonde dans la suite du texte (figure II-26). Ce laser a été décrit précédemment. Sa largeur spectrale est inférieure à la largeur naturelle du césium (5.22 MHz).

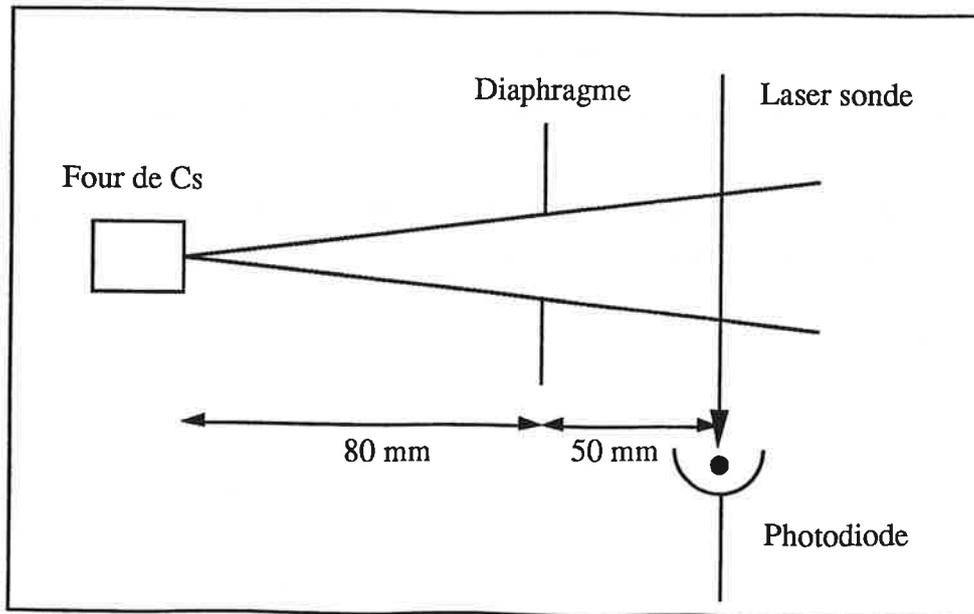


Figure (II-26) : Mesure de la densité du jet par absorption laser.

Le laser sonde va exciter dans notre cas la transition $F = 4$ vers $F' = 5$. Il a une puissance de $100 \mu\text{W}$ donc à peu près $1.4 \text{ mW} / \text{cm}^2$ et un diamètre de 3 mm. Ce laser, de polarisation linéaire, interagit avec les atomes se trouvant à 130 mm de la sortie du four et permet de détecter son absorption par le signal d'une photodiode relié sur l'écran d'un oscilloscope. Quand le jet est coupé, la photodiode détecte les photons issus du laser

sonde : pas d'absorption et un signal continu constant. Quand le jet est présent, les atomes sont excités et absorbent un certain nombre de photons. La puissance absorbée est proportionnelle à la densité atomique. En prenant comme hypothèse que l'atome de césium présente 9 systèmes à deux niveaux, la probabilité par unité de temps pour que cet atome absorbe un photon quand la fréquence du laser est égale à la fréquence atomique, est la somme de toutes les probabilités pour qu'il y ait absorption dans un système à deux niveaux :

$$p_0 = \Gamma \sum_{i=-4}^{i=4} n'_i$$

où n'_i représentent les populations des différents sous-niveaux excités. Pour un système à deux niveaux, ces populations excités s'écrivent en fonction des populations des sous-niveaux fondamentaux de la manière suivante :

$$n'_i = \frac{1}{2} \frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}} (c_i)^2}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} (c_i)^2} n_i$$

où n_i représentent les populations des sous-niveaux fondamentaux et c_i^j les coefficients de Clebsh-Gordan correspondants aux transitions linéaires entre le sous-niveau fondamental i et le sous-niveau excité i .

Pour calculer les populations des sous-niveaux excités, nous écrivons les équations d'évolution temporelles d'un système à deux niveaux à résonance :

$$\begin{cases} \dot{\alpha}_{ii} = -\frac{\Gamma}{2} \alpha_{ii} - i \Omega (n'_i - n_i) c_i^j \\ \dot{n}'_i = -\Gamma n'_i - i \Omega (\alpha_{ii} - \alpha_{ii}^*) c_i^j \\ \dot{n}_i = \Gamma c_i^j n'_i + \Gamma c_i^{j+1} n'_{i+1} + \Gamma c_i^{j-1} n'_{i-1} + i \Omega (\alpha_{ii} - \alpha_{ii}^*) c_i^j \end{cases}$$

où α_{ii} représente la cohérence entre le sous-niveau fondamental i et le sous-niveau excité i et Ω la fréquence de Rabi [VAL.94].

En combinant ces équations en régime stationnaire avec l'équation de conservation des populations $\sum_{i=-4}^{i=+4} n_i + n'_i = 1$, nous pouvons aisément calculer les populations des sous-niveaux excités et les populations des sous-niveaux fondamentaux.

Pour le Cs: $I_{\text{sat}} = 1.1 \text{ mW / cm}^2$
 $\Gamma = 2 \pi 5.22 10^6 \text{ s}^{-1}$,
 $I = 1.4 \text{ mW / cm}^2$

La probabilité par unité de temps sera donc donnée par :

$$p_0 = 2.71 10^6 \text{ s}^{-1}$$

La puissance absorbée est donné par :

$$P_{\text{abs}} = \frac{9}{16} p_0 h \nu n V$$

où n est la densité d'atomes, p_0 étant la probabilité d'absorption par unité de temps, $h \nu$ est l'énergie absorbée par photon et $\frac{9}{16}$ est le facteur de correction qui tient compte des atomes dans le niveau hyperfin $F = 3$. Le volume V est déterminé approximativement par la section du laser qui est égale à 0.07 cm^2 et la largeur du jet à 130 mm qui est de 0.5 cm .

$V = 0.035 \text{ cm}^3$, on obtient :

$$n = \frac{16}{9} \frac{P_{\text{abs}}}{p_0 V h \nu}$$

La puissance absorbée est mesurée en calculant le pourcentage de photons absorbés qu'on voit sur l'oscilloscope qui est de 20% pour une température du four $T = 200^\circ\text{C}$. Donc la puissance absorbée est de $20 \mu\text{W}$.

A une température du four de 200°C : la densité atomique du jet à 130 mm est donc de $1.69 10^9 \text{ at/cm}^3$.

Remarque :

Ce calcul n'est qu'une estimation de la densité, en effet il y a d'autres facteurs dont on a pas tenu compte comme par exemple le fait qu'on avait considéré que le nombre de photons absorbés par les atomes reste le même sur toute la distance sur laquelle interagit le laser avec le jet transversalement. En effet, le champ du laser décroît au fur et à mesure que le laser se propage dans le jet. La valeur de la densité calculé est donc sous-estimée. D'autre part, le volume d'interaction laser et jet n'est pas tout à fait un cylindre puisque résultant de l'intersection d'un cône (jet) et d'un cylindre (laser). Il doit être sensiblement plus faible que le volume que l'on a considéré précédemment. Ce facteur implique aussi une sous-estimation de la valeur de la densité. Ces corrections sont cependant faibles et la valeur ci-dessus doit-être un bon ordre de grandeur.

Nous reviendrons un peu plus loin sur la comparaison de ce résultat avec celui du paragraphe précédent.

IV.1.3. - Calcul de densité.

Les deux méthodes décrites précédemment sont deux méthodes de mesures expérimentales. L'utilisation du modèle théorique permet aussi de donner une estimation de la densité.

Cette méthode repose sur la théorie cinétique élémentaire [RAM.69]. Le nombre d'atomes dans un jet atomique à une distance l_0 et par unité de volume, en supposant que le jet a une distribution de vitesse maxwellienne et que le gaz d'atomes dans le four est un gaz parfait, est donné par l'expression suivante :

$$n = 1.118 \cdot 10^{22} \frac{1}{\kappa} \frac{p A_s}{l_0^2 \bar{v} \sqrt{MT}} \text{ atomes cm}^{-3}$$

où p est la pression de vapeur saturante dans le four en mm Hg [BRU.62], A_s est la surface de la source en cm^2 , M est la masse atomique du césium, T est la température en Kelvin, \bar{v} est la vitesse moyenne du jet et $\frac{1}{\kappa}$ est le facteur de correction qui tient compte de la forme géométrique et l'ouverture de la source donc du four. Cette expression montre que la variation de la densité atomique le long du jet est inversement proportionnelle au

carré de la distance qui sépare le four et le détecteur.

La pression P est égale à la pression de vapeur saturante du césium à une température T, et elle s'écrit [GUE.92]:

$$\text{Log}_{10}(P) = -\frac{0.05223}{T} a + b \text{ (mm Hg)}$$

où a = 73400 et b = 6.94 (cette formule est valable pour des températures entre 200° et 350°).

La vitesse moyenne \bar{v} s'écrit :

$$\bar{v} = 1.33 \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

où k est la constante de Boltzmann et m la masse de l'atome.

Le facteur de correction est donné par [RAM.69] en considérant les sorties multi-canaux :

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{8}{3} \frac{r}{l}$$

avec r le rayon d'un mini-tube et l sa longueur.

Ainsi pour les données expérimentales suivantes :

$$A_s = 3.96 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$$

$$T = 473 \text{ K}$$

$$p = 6.85 \cdot 10^{-2} \text{ mm Hg}$$

$$M = 133$$

$$r = 0.1 \text{ mm}$$

$$l = 2.6 \text{ mm}$$

$$\bar{v} = 32300 \text{ cm / s}$$

On obtient pour :	$l_0 = 13 \text{ cm}$	$n = 2.27 \cdot 10^9 \text{ atomes / cm}^3$
	$l_0 = 120 \text{ cm}$	$n = 2.64 \cdot 10^7 \text{ atomes / cm}^3$
	$l_0 = 170 \text{ cm}$	$n = 1.31 \cdot 10^7 \text{ atomes / cm}^3$

En comparant ces résultats à ce qu'on a trouvé avec les autres méthodes, on remarque

qu'il y a une concordance entre les mesures expérimentales avec le fil chaud et le laser d'absorption, et le calcul théorique

Ces méthodes nous donnent une bonne estimation de l'ordre de grandeur de la densité d'atomes dans le jet effusif. Nous avons aussi travaillé à une température égale à 240°C pour obtenir une densité plus grande. A une distance égale à 120 cm, cette densité est égale à $n = 5.06 \cdot 10^7$ atomes / cm³

Nous allons maintenant passer à la deuxième partie expérimentale qui est l'étude d'un jet ralenti et refroidi par laser.

IV.2 - Variation de la densité atomique dans un jet ralenti en fonction de la vitesse finale.

Le ralentissement des jets atomiques est une technique nouvelle qui devrait connaître beaucoup d'applications en physique, d'une part en offrant un jet très monocinétique et d'autre part en permettant de ralentir les atomes. Plusieurs études expérimentales et théoriques concernant le ralentissement et refroidissement des atomes dans un jet ont été faites avec essentiellement deux méthodes efficaces : soit en utilisant un gradient de champ magnétique [BAG.89, PHI.82, PHI.85], soit (c'est la méthode que l'on a utilisée) en balayant la fréquence du laser de ralentissement [ERT.85, SAL.88]. Les aspects théoriques des processus de ralentissement ont été assez largement étudiés [WIN.79, STE.86]. Nous allons ici exposer les résultats expérimentaux concernant la première partie de l'expérience qui est le ralentissement du jet.

Le principe de ralentissement d'un jet à balayage de fréquence laser est le suivant : le laser de refroidissement qui éclaire le jet dans le sens inverse de sa direction, est très largement décalé vers le rouge par rapport à la fréquence de résonance, (transition $F = 4$ vers $F' = 5$ de la raie D2 du césium) de manière à exciter une classe de vitesse élevée des atomes. Les atomes qui sont dans cette classe de vitesse vont être ralentis vers la classe de vitesse qui lui est voisine et de valeur absolue inférieure. Pour maintenir ces atomes en résonance avec le laser, on change la fréquence de ce dernier (vers le bleu) de manière à rester en résonance avec les atomes qui se trouvaient initialement dans cette classe de vitesse. Tous ces atomes vont être ralentis vers une classe de vitesse encore inférieure. En balayant la fréquence du laser, on va finalement ralentir tous les atomes du jet vers une

classe de vitesse qui est déterminée par la fin de la rampe de balayage de la fréquence laser. Les atomes qui contribuent au signal total sont ceux qui ont une vitesse comprise entre la vitesse la plus élevée correspondante au début de la rampe de balayage, et la vitesse finale choisie pour être la vitesse du jet monocinétique. On exerce ainsi, sur les atomes une force de pression de radiation qui sera égale, si les lasers atteignent la résonance à :

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

où s est le coefficient de saturation.

Cette force correspond à une accélération d'environ $6000 \times g$ (g étant l'accélération de pesanteur). On forme ainsi des bouffées d'atomes ralentis.

Pour connaître la vitesse du jet ralenti, nous enregistrons en même temps que le signal de fluorescence, le signal d'absorption saturée du césium qui nous permet d'avoir à chaque instant la fréquence du laser. La vitesse finale est déterminée en faisant la correspondance vitesse-fréquence. Si le pic de ralentissement correspond à la fréquence de la transition $F = 4$ vers $F' = 5$, la vitesse des atomes qui sont excités par ce laser est nulle puisque dans ce cas là, l'effet Doppler est nul. En fait, le faisceau laser de ralentissement passe à travers un acousto-optique qui décale sa fréquence de 100 MHz. Le signal d'absorption saturée étant pris en utilisant le laser avant passage dans l'acousto-optique, il faut faire une correction de fréquence. La vitesse finale s'écrit donc en fonction de la fréquence mesurée sur l'oscilloscope comme suivant:

$$v_f = \lambda_0 (\Delta f - 100 \text{ MHz}) \text{ m/s}$$

où Δf est la différence entre la fréquence zéro (signal correspondant à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$) et la fréquence qui correspond au pic de ralentissement.

La fréquence mesurée sur l'oscilloscope est calibrée en sachant qu'entre la fréquence de la transition $F = 4$ vers $F' = 5$ et le premier croisement de niveaux $F = 4 / F' = 5$ et $F = 4 / F' = 4$ il y a une différence de 125 MHz (la moitié de l'écart hyperfin entre les niveaux $F' = 4$ et $F' = 5$ de $6P_{3/2}$). La surface du pic du signal du jet ralenti vu sur

oscilloscope est proportionnelle à la densité atomique. Avec une bonne approximation, comme la largeur du pic est pratiquement inchangée suivant la vitesse longitudinale du jet monocinétique, on peut simplement considérer que la densité est proportionnelle à la hauteur du pic.

La variation de la densité atomique d'atomes ralentis en fonction de la vitesse finale est donné par la courbe suivante (figure II-27) :

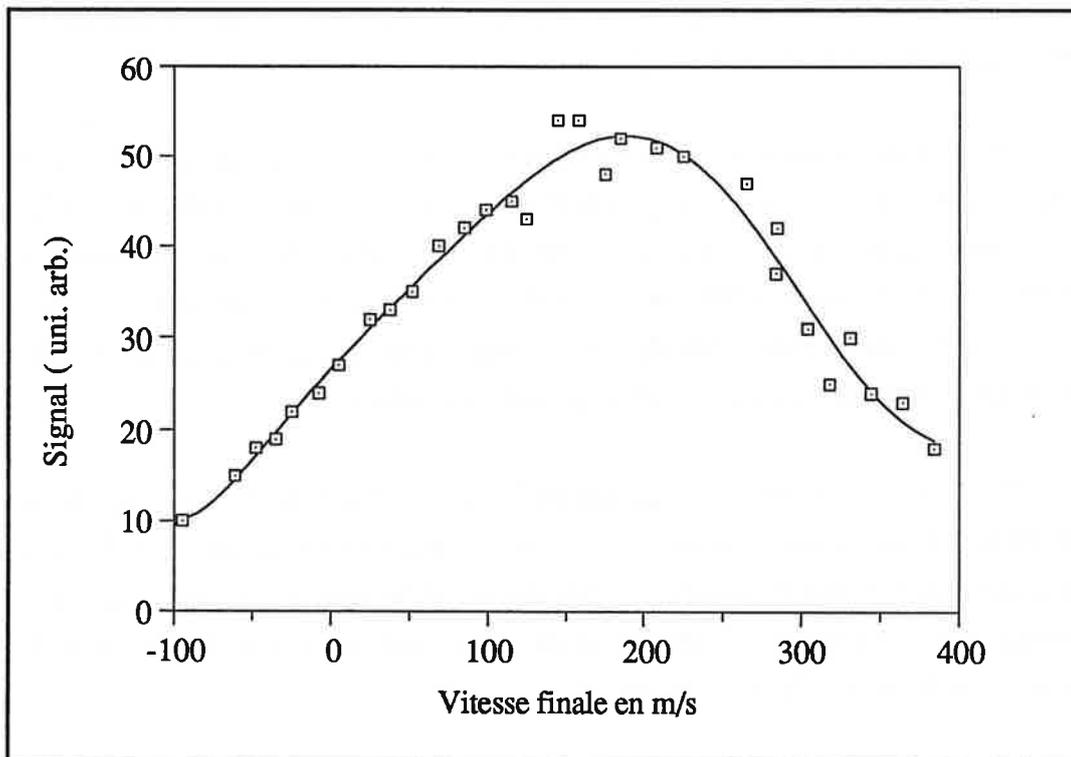


Figure (II-27) : Variation de la densité atomique du jet de césium ralenti en fonction de la vitesse finale

D'après cette figure, la densité d'atomes ralentis augmente linéairement avec la vitesse finale, passe par un maximum aux alentours de 160 m/s puis décroît rapidement. Nous n'avons pas poussé beaucoup plus loin cette étude, mais nous notons simplement que la position de la vitesse où le profil est maximum, dépend de plusieurs paramètres tel que la durée et l'amplitude de la rampe, la longueur d'interaction jet-laser, la distribution

initiale du jet ...[GUE.92].

La décroissance rapide de la densité d'atomes est due à la diffusion transverse de plus en plus importante puisque relativement la vitesse transverse du jet augmente par rapport à sa vitesse longitudinale.

Dans notre expérience, la durée de la rampe du laser de ralentissement a été choisie égale à 9 ms. Dans le même temps que l'on applique la rampe de ralentissement, on applique également un laser repompeur balayé sur la même plage de fréquence c'est à dire 400 MHz. Le rôle de ce laser repompeur a été décrit en détail précédemment. Il permet de maintenir les atomes sur le niveau $F = 4$ et oblige tous les atomes à être concernés par le mécanisme de compression.

Pour analyser les résultats des mécanismes de ralentissement, on utilise le laser décrit précédemment (dans le paragraphe III.4) qui éclaire le jet à une distance de l'ordre de 120 cm du four en faisant un angle de 48° . Ce laser permet d'exciter les atomes sur le niveau $F = 4$ en balayant la fréquence de celui-ci autour de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ sur la plage Doppler en un temps de 1 ms. On peut ainsi obtenir le profil de vitesse des atomes sans ralentissement et le profil du jet ralenti et refroidi.

Une autre manière aussi d'analyser le jet est d'utiliser la rampe du laser de ralentissement. On balaye en sens inverse la même plage de fréquence que celle balayée lors du processus de ralentissement pendant une durée beaucoup plus courte, de 1 ms. Ce balayage permet lui aussi d'exciter les atomes sur le niveau fondamental $F = 4$ et de les détecter en regardant la fluorescence du jet.

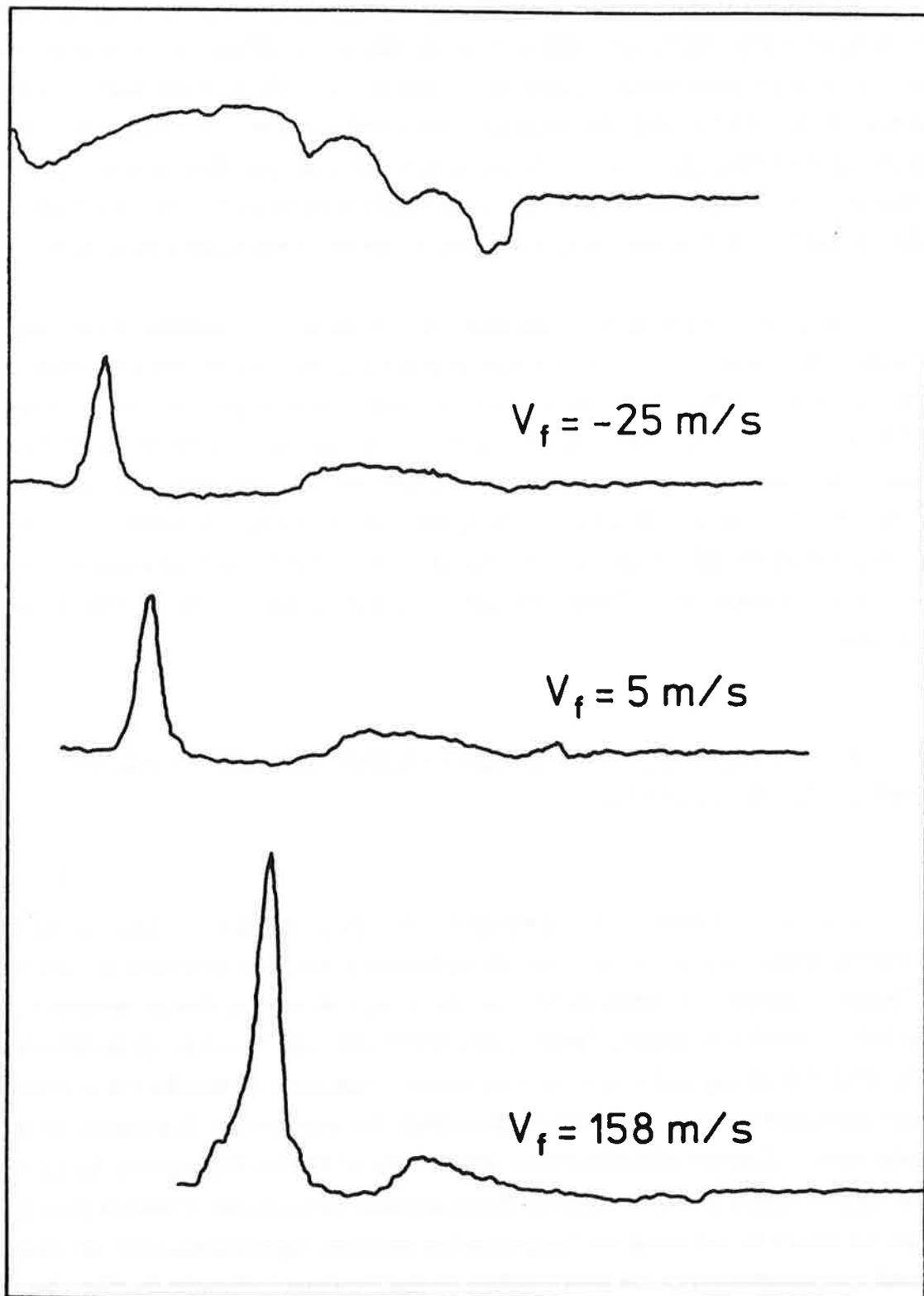


Figure (II-28) : Signaux de fluorescence obtenus pour différentes vitesses longitudinales comparée au signal d'absorption saturée.

La figure (II -28) montre les différents signaux de fluorescence obtenus pour différentes vitesses finales du jet ralenti. Nous remarquons la présence de deux pics : un pic très étroit qui correspond à la distribution des atomes, ralentis à une vitesse finale donnée, et un pic beaucoup plus large qui correspond à peu près à la distribution de vitesse du jet thermique, c'est à dire les atomes qui n'ont pas été concernés par le ralentissement. Il s'agit surtout d'atomes rapides qui ont été produit dans le jet avant le début de la rampe de ralentissement, et qui n'ont jamais été en résonance avec le laser.

Pour estimer la densité atomique dans le jet ralenti, nous avons utilisé les résultats de la thèse de Saïda Guellati. Ces résultats donnent une densité d'atomes lents égale à environ 12% de la densité d'atomes dans le jet thermique, pour un jet ralenti à une vitesse de 100 m/s, 10% pour une vitesse de 50 m/s et 9% pour une vitesse finale de 10 m/s. Les mesures de fluorescence que nous avons fait sur notre jet sont à peu près en accord avec ces résultats. Ils n'ont pas été faits cependant, dans des conditions équivalentes et du jet thermique et du jet ralenti. Ce sont donc les résultats de Saïda que nous avons utilisé, c'est à dire typiquement un facteur 10 entre la densité d'atomes lents et celle du jet thermique.

V - COMPRESSION TRANSVERSE DU JET RALENTI : EFFET D'ENTONNOIR.

A ce point de la rédaction de cette thèse, nous allons exposer ce qui en constitue les aspects originaux et nouveaux : la compression transverse d'un jet ralenti de césium ou "l'effet entonnoir". La compression magnéto-optique transverse d'un jet atomique a pour but d'obtenir une densité d'atomes très importante dans une zone spatialement petite. Dans l'étude expérimentale que nous avons menée, nous avons observé cet effet de compression dont nous avons analysé deux propriétés importantes : la première est le rapport entre le diamètre initial du jet et le diamètre du jet focalisé et comprimé. Le carré de ce rapport donne le taux maximum d'augmentation de la densité d'atomes dans le piège. La deuxième propriété est l'augmentation mesurée expérimentalement de cette densité. La comparaison de ces deux résultats permet d'estimer l'efficacité du piège dans notre expérience.

Tout d'abord, nous allons rappeler brièvement les conditions de l'expérience.

Comme nous avons expliqué précédemment, la réalisation du piège utilise trois lasers : laser repompeur, le laser de refroidissement et le laser de piégeage, et un gradient de champ magnétique. Le laser de refroidissement est balayé sur une rampe de 400 MHz qui dure 9 ms. A la fin de cette rampe, ce laser est décalé vers le bleu de 80Γ de manière à ne pas interagir dans le processus de compression. Le laser repompeur est balayé sur une même rampe synchronisée avec celle du ralentissement, mais il reste en résonance à la fin du balayage, de manière à servir aussi de laser repompeur dans le processus de compression. Le laser de piégeage est décalé par rapport à la fréquence de résonance d'une quantité Γ ou 2Γ vers le rouge. Le gradient de champ magnétique varie de 15 G/cm à l'entrée du piège jusqu'à 40 G/cm à la sortie du piège pour un courant de 50 A. Le champ magnétique terrestre a été compensé. Toutes ces conditions expérimentales ont été largement commentées.

V.1 - Résultats préliminaires.

Dans ces conditions d'expérience, nous avons mis en évidence l'effet de compression. La figure (II-29) montre un signal caractéristique de la compression typique du jet ralenti. Nous l'avons enregistré à partir de la fluorescence induite par le laser par l'intermédiaire de la caméra CCD comme décrit dans la procédure expérimentale.

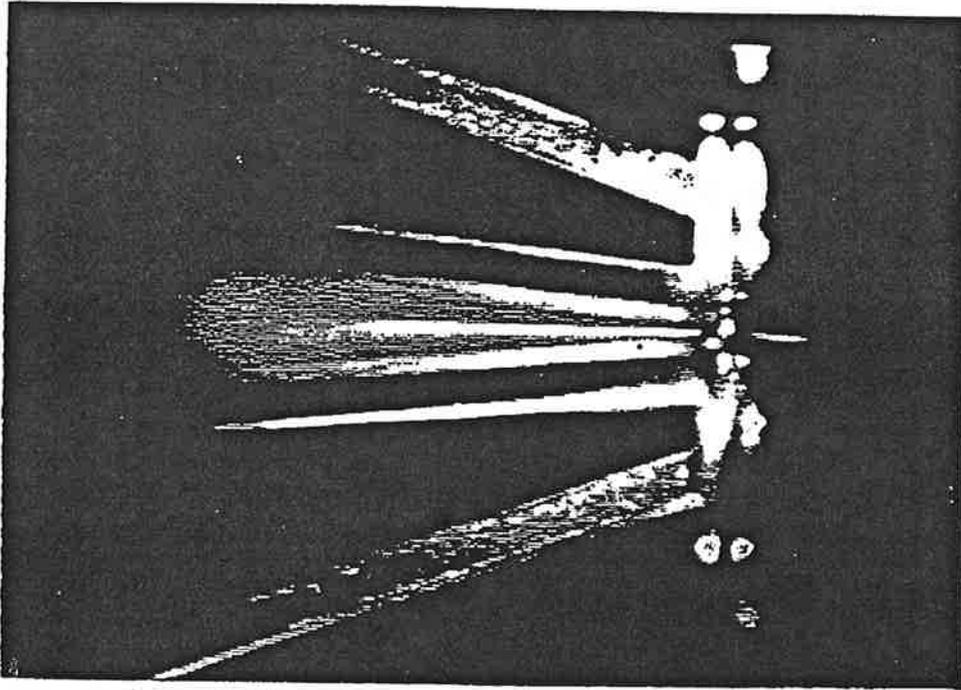


Figure (II-29) : Compression d'un jet atomique ralenti pour une vitesse longitudinale de 35 m/s. L'entrée du piège est à gauche et la sortie est à droite. Au centre de l'image, nous observons le jet atomique qui commence à émettre sa fluorescence au moment où il interagit avec les lasers de piégeage. Le diamètre de la fluorescence du jet diminue d'une manière remarquable jusqu'à la sortie du piège, où l'on voit un faisceau très fin correspondant aux atomes comprimés, faisceau qui garde un diamètre presque constant avec faible divergence et une fluorescence constante. La compression de ce faisceau est due à l'effet de mélasse puisqu'il n'y a plus de gradient de champ magnétique à la sortie du piège. Autour du jet atomique, on voit la diffraction de la lumière par les barres métalliques qui créent le gradient de champ magnétique et qui permet d'estimer les dimensions. Ces barres sont en noir et délimitées par la lumière diffractée sur les bords.

La vitesse longitudinale V_L du jet de césium sur la photo montrée sur la figure (II-29) est de 35 m/s. Cet enregistrement a été intégré sur une durée de 10 ms, période qui commence à l'instant où les rampes de balayage en fréquence du laser de ralentissement et du repompeur se terminent. Toutes les enregistrements sont stockés sur ordinateur et ensuite analysés.

On a défini une distance de compression, (la distance que parcourent les atomes avant focalisation) la distance qui correspond à une réduction du diamètre du jet avec un rapport égal à 0,05. Sur la photo présentée, la distance de compression d_p au bout de laquelle on atteint une telle réduction est de 25 mm. Après cette distance, le jet comprimé se transforme en un faisceau fin d'atomes qui garde un diamètre constant. La largeur à mi-hauteur de ce faisceau fin est de l'ordre de 200 μm pour les gradients de champ magnétique que l'on a considéré. Pour des plus grands gradients, il a été possible d'atteindre une compression jusqu'à un diamètre de 100 μm .

V.1.1 - Densité du jet comprimé en fonction de la vitesse finale :

Pour déterminer la densité des atomes dans le jet comprimé, nous avons comparé la fluorescence de ce dernier par rapport à la fluorescence du jet ralenti. En effet, la procédure utilisée est la suivante . On fait quatre enregistrements différents en présence de tous les lasers, (laser de ralentissement, le repompeur, les lasers de piégeage) et du gradient de champ magnétique. Le premier enregistrement consiste à prendre la fluorescence montrant le signal comme sur la figure (II-27). Le deuxième enregistrement consiste à prendre le même signal de fluorescence mais en cachant les lasers de compression dans la zone de piégeage. Ceux-ci n'éclairent plus que le faisceau d'atomes qui sort du piège c'est à dire le jet ralenti non compressé. En effet, on compare donc les deux fluorescences dans les mêmes conditions c'est à dire avec le même décalage, et les mêmes intensités des lasers. Les deux mesures sont prises juste à la sortie du piège pour ne pas avoir d'effet de champ magnétique.

On refait les mêmes enregistrements mais en coupant cette fois-ci le jet atomique à l'aide de l'écran mobile se trouvant devant le four. Ces deux nouveaux enregistrements nous permettent d'avoir le fond lumineux du signal de diffraction qui correspond au niveau zéro de fluorescence.

On peut de cette façon estimer l'accroissement de la densité en comparant les maximums des intensités de la fluorescence. Le carré du rapport de ces maximums donne l'augmentation de la densité pour le cas du jet comprimé et du jet ralenti. Ces mesures sont cependant difficiles à effectuer en raison de la dynamique limitée de la caméra et d'un fond de lumière très important.

Les premières mesures qu'on a effectuées, montraient un signal qui augmente en fluorescence jusqu'à un facteur 5 à 10 environ, ce qui nous conduisait à une augmentation de la densité d'un facteur 100 dans les meilleures des cas, pour un diamètre du jet initial égal à 5 mm et un diamètre du jet comprimé égal à 200 μm . La densité du jet atomique comprimé est donc typiquement de l'ordre de 10^9 atomes/ cm^3 . Cette mesure de densité a été prise à la sortie du piège. A l'intérieur de celui-ci, on observe une focalisation plus importante et en général un signal d'intensité 2 fois plus intense.

Nous reviendrons sur la discussion de la densité dans le piège, mais nous pouvons tout de suite conclure qu'une partie des atomes ralentis ne participent pas au processus de compression. En effet, le facteur d'augmentation de densité attendu devrait être égal au carré du rapport entre le diamètre initial et le diamètre comprimé.

$$\frac{n_d}{n_i} = \left(\frac{d_i}{d_c} \right)^2$$

Dans le cas de notre figure (II-29) où le diamètre du jet initial passe de $d_i = 5$ mm à un diamètre de compression $d_c = 200$ μm , le rapport de densité théorique est approximativement de 600. Ce facteur est plus élevé par rapport à la valeur trouvée expérimentalement, il manque donc un facteur de l'ordre de 6 à la densité mesurée expérimentalement.

Remarque:

L'intégrale de la courbe donnée par les profils de fluorescence est proportionnelle au nombre d'atomes. Pour le jet ralenti non comprimé ou comprimé, cette intégrale doit se conserver. Chaque point de ces courbes donne une densité atomique suivant une

dimension transverse mais sommé selon l'autre dimension. Ceci nous a conduit à supposer que l'augmentation de la densité par unité de volume du jet ralenti était proportionnelle au carré du rapport des fluorescences entre jet non comprimé et comprimé.

Nous avons enregistré différents profils de fluorescence du jet comprimé pour différentes vitesses finales à 5 mm de la sortie du piège, et nous avons mesuré la hauteur maximum de ces profils et leurs largeurs à mi-hauteur qui est la même pour tous soit 200 μm (figure II-29). Ces résultats sont présentés sur la figure (II-30).

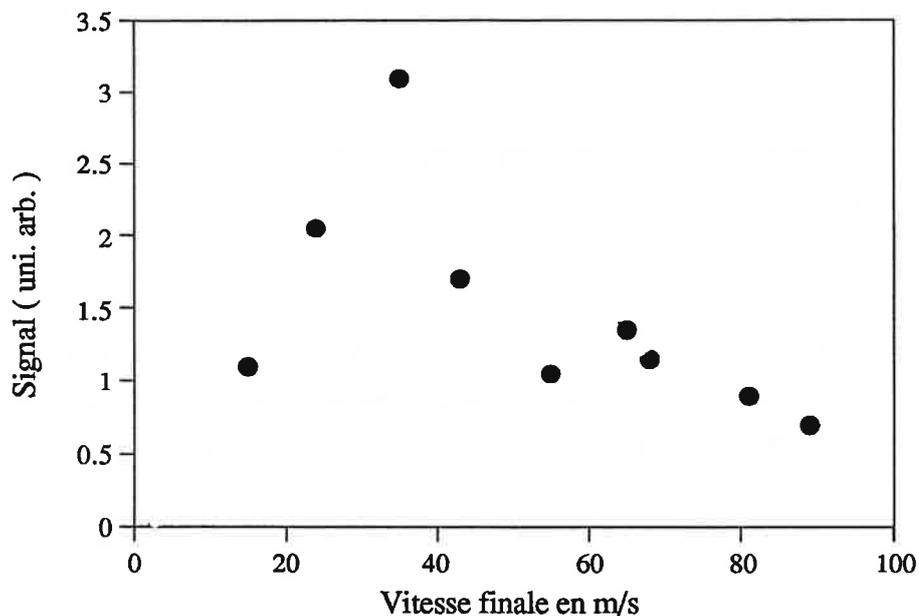


Figure (II-30) : Variation de la densité du jet comprimé en fonction de la vitesse finale.

La densité maximale est obtenue pour v_z égale à 35 m/s. En comparant à ce qu'on a obtenu pour un jet ralenti, on voit une modification importante de la distribution de la densité atomique en fonction de la vitesse longitudinale. Pour les faibles vitesses, la compression a le temps de se produire complètement alors que pour les grandes vitesses, le piège devient moins efficace puisque l'atome ne passe pas assez de temps dans celui-ci. Ceci dénote le caractère transitoire du fonctionnement de ce piège.

V.1.2 - Compression en fonction de la vitesse longitudinale du jet :

La figure II-31 montre la variation de la distance de compression d_p observée en fonction de la vitesse finale mesurée dans les conditions d'expérience citées précédemment.

La distance d_p a été mesurée à partir de l'entrée du piège jusqu'au moment où le diamètre du jet atomique est réduit de 0.05. On considère que l'atome se dirige vers le centre du piège en suivant une loi exponentielle en fonction du temps $\exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right)$, ce qui est le cas d'un régime sur-amorti et ne change rien au raisonnement pour les autres régimes.

Un facteur de compression 0.05 correspondra dans ce cas à un rapport e^{-3} et sera donc atteint au bout d'un temps :

$$\tau = 3 \tau_c$$

τ_c est le temps caractéristique de compression le plus court dans lequel un atome à trois niveaux peut atteindre l'état stationnaire dans un régime sur-amorti pour nos conditions d'expériences, c'est à dire $\frac{dB}{dx} = 40 \text{ G/cm}$, et est donné par la relation :

$$\tau_c = \frac{2m}{\alpha} \approx 85 \mu\text{s}$$

où α est le coefficient de frottement donné par l'expression (I-73) dans le chapitre I. Le temps caractéristique de compression le plus long pour atteindre un état stationnaire [DRE.94] est donné par :

$$\tau_c = \frac{\hbar k}{g_F \mu_B \frac{dB}{dz}} \approx 750 \mu\text{s}$$

La figure (II-31) montre une variation linéaire de la distance de compression avec la vitesse longitudinale des atomes. Ce qui correspond bien à quoi on s'attend à savoir que le temps de compression est approximativement le même pour tous les atomes et que

les atomes les plus rapides sont comprimés dans une distance plus grande.

La pente de cette droite donne le temps de compression :

$$\tau_c = \frac{d_p}{v_z} \approx 720 \mu\text{s}$$

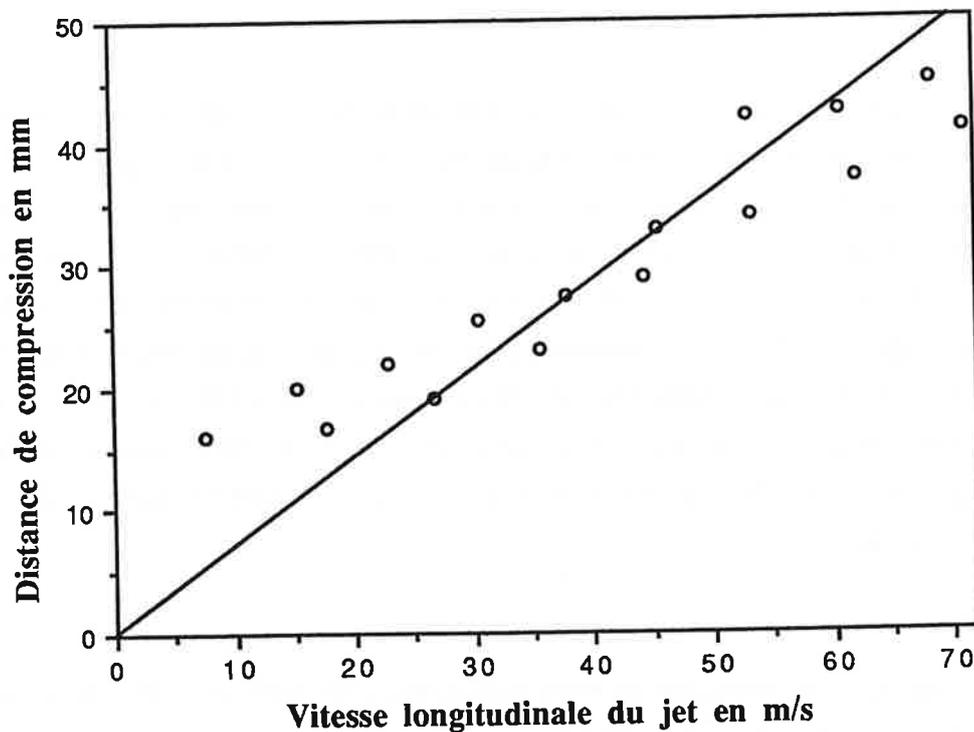


Figure (II-31) : Variation de la distance de compression en fonction de la vitesse longitudinale du jet.

On remarque que le temps de compression mesuré expérimentalement est de l'ordre de $720 \mu\text{s}$, supérieur à la valeur estimée plus haut qui est de l'ordre de $300 \mu\text{s}$. Ce temps long limite l'efficacité du piège au cas d'un jet relativement lent ($< 70 \text{ m/s}$) avec un rendement maximum autour de 35 m/s . Au delà d'une vitesse longitudinale supérieure à 70 m/s , les atomes restent dans le piège moins de $700 \mu\text{s}$, temps nécessaire à la compression.

Cette première série d'expériences a montré un bon fonctionnement de l'entonnoir, sans avoir atteint l'efficacité maximum que l'on pouvait attendre. Il semble premièrement que la densité d'atomes mesurée dans le piège indique que tous les atomes ne sont concernés pas par la compression. Deuxièmement, le temps τ pour atteindre la compression du jet est supérieur à ce qu'un modèle du régime stationnaire, tel que celui développé au chapitre I, prédit.

V.1.3 - Analyses des résultats :

Ces premiers résultats obtenus pour le piège magnéto-optique ou entonnoir en révèle le caractère transitoire de son fonctionnement. Lors de son passage dans le piège, l'atome subit un effet de compression qui est limité par son temps de passage. Au chapitre précédent, nous avons fait l'hypothèse que l'atome, comme c'est le cas pour une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ évolue dans le piège dans un régime stationnaire et subit une force de rappel maximum. Ceci implique dans notre cas correspondant à une transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ que dans chaque point du piège, l'atome est dans le sous-niveau Zeeman (par rapport à un choix de l'axe de quantification selon le champ magnétique local) d'énergie minimum. En d'autres termes, que l'atome est bien orienté par rapport au champ magnétique.

Dans le cas d'une transition entre sous-niveaux possédant des moments cinétiques importants, quand l'atome est dans un sous-niveau Zeeman donné, le temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire peut être très long. Dans les conditions de notre expérience, il peut être d'une centaine de micro-secondes ce qui comparable au temps de compression. Ces remarques nous ont conduit à considérer que la force de compression qui s'exerce sur l'atome est une force qui dépend de l'état où se trouve l'atome, en d'autres termes, qui dépend du sous-niveau où se trouve l'atome.

La description complète des processus nécessite le couplage des états internes et externes de l'atome. Nous donnons dans ce paragraphe une explication simple basée sur l'analyse de la force statique qui s'exerce sur l'atome dans un état donné, en un point donné du piège.

Pour mieux comprendre le processus de compression dans le piège pour un atome de césium, il faut tenir compte des sous-niveaux Zeeman dans les niveaux fondamentaux et excités. Deux facteurs dans ce cas là, doivent être pris en compte. Le premier est la différence entre les coefficients de Clebsch-Gordan des différentes transitions entre les sous-niveaux, ce qui implique une différence entre les probabilités d'absorptions des photons σ^+ et des photons σ^- . Le deuxième facteur est la différence entre les fréquences de Larmor Ω_L et Ω'_L associées aux deux niveaux respectivement fondamental $F = 4$ et excité $F' = 5$ (différence entre les facteurs de Landé). Ces différences amènent au sein du piège une différence entre les décalages par rapport à la résonance pour les différentes transitions entre sous-niveaux hyperfins.

Ces décalages sont donnés par l'expression suivante :

$$\delta_{m_F, m'_F = m_F \pm 1} = \delta + m_F (k v + g_F \omega_B z) - (m_F \pm 1) (k v + g'_F \omega_B z)$$

où δ est le décalage entre la fréquence du laser et la fréquence de la transition atomique, et

$$\omega_B = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z}$$

Les fréquences de Larmor correspondantes aux deux niveaux fondamental et excité respectivement s'écrivent :

$$\Omega_B = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F = 2\pi \times 350 \text{ kHz / Gauss}$$

$$\Omega'_B = \frac{\mu_B}{\hbar} g'_F = 2\pi \times 560 \text{ kHz / Gauss}$$

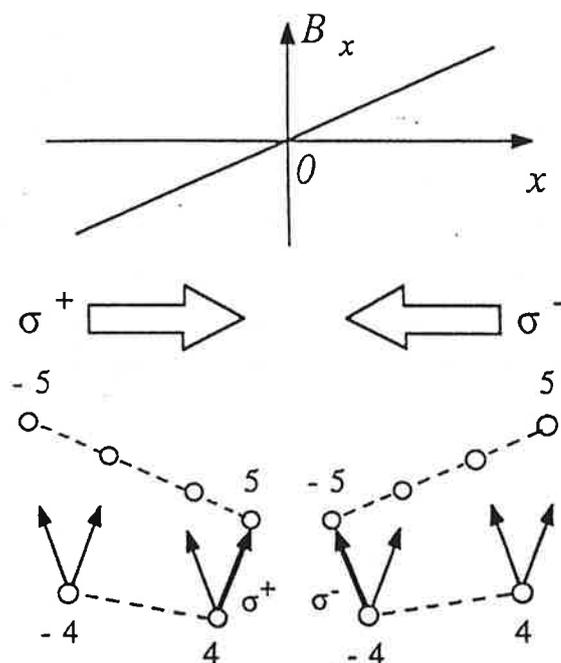


Figure (II-32) : Déplacements des sous-niveaux Zeeman en fonction du champ magnétique local.

La figure (II-32) présente les déplacements des différents sous-niveaux dans le piège sous l'effet du gradient de champ magnétique. A $x > 0$, le laser σ^- est plus en résonance avec la transition $m_F = -4$ vers $m'_F = -5$ qu'avec la transition $m_F = +4$ vers $m'_F = +5$. A $x < 0$, le laser σ^+ est plus en résonance avec la transition $m_F = +4$ vers $m'_F = +5$ qu'avec la transition $m_F = -4$ vers $m'_F = -5$. Si la population atomique est préparée sur le sous-niveau qui correspond à l'état interne stationnaire de l'atome $m_F = -4$ à $x > 0$ (respectivement $m_F = 4$ à $x < 0$), ce dernier va être tout de suite en résonance avec le laser correspondant et va avoir le temps d'être confiné au centre du piège avant d'en sortir. Classiquement, ceci correspond à l'alignement du moment magnétique de l'atome avec le champ magnétique local de manière à obtenir une énergie Zeeman la plus faible possible.

Ce système à plusieurs niveaux se ramène à plusieurs systèmes à trois niveaux, chaque m_F fondamental a un système à trois niveaux correspondants. La force stationnaire pour une position x donnée et pour une vitesse donnée s'écrit pour un atome dans un sous-niveau donné:

$$F_{m_F = i}(m_F, x, v) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left((s_{m_F = i, m'_F = i+1} - s_{m_F = i, m'_F = i-1}) \right)$$

où $s_{m_F, m'_F = m_F \pm 1}$ les paramètres de saturation correspondants aux transitions de m_F vers $m'_F = m_F \pm 1$. Ils s'écrivent :

$$s_{m_F, m'_F = m_F \pm 1} = \frac{(C_{m_F}^{m'_F = m_F \pm 1})^2 \frac{\Omega^2}{2}}{\left(\delta_{m_F, m'_F = m_F \pm 1}^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)}$$

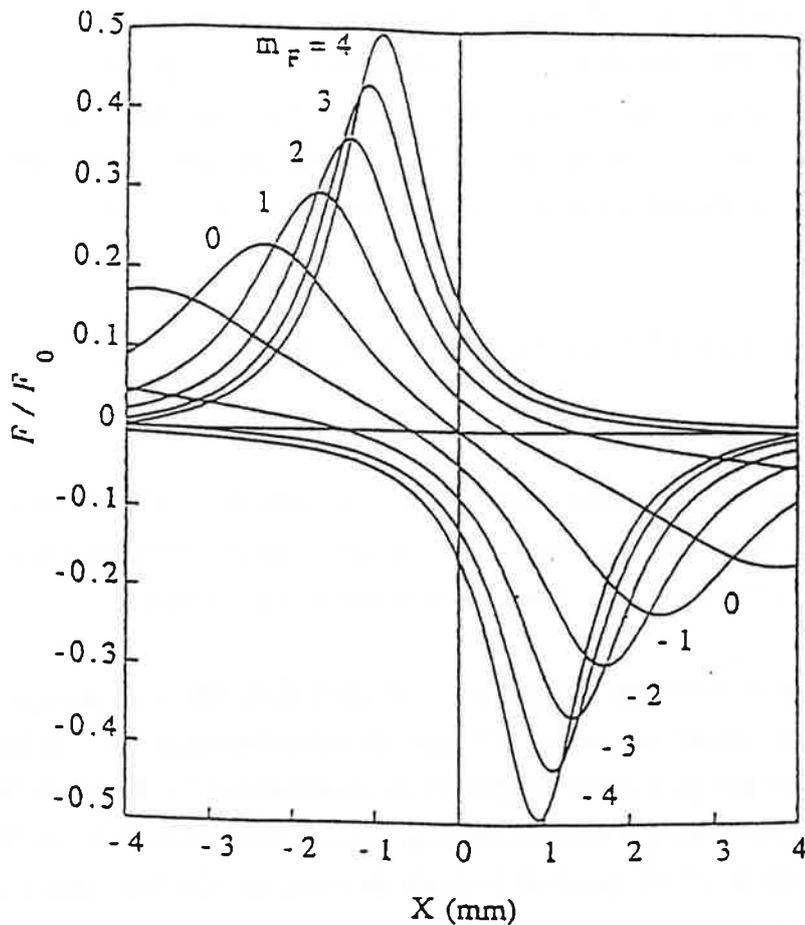


Figure (II-30) : Variation de la force stationnaire dépendante de m_F en fonction de x pour une vitesse nulle .

La figure (II-33) donne la variation de la force stationnaire en fonction de x pour une vitesse transversale nulle dans le cas des différents sous-niveaux m_F . Excepté pour $m_F = 0$, les autres forces présentent une forte asymétrie dans leurs comportements par rapport à l'origine. Prenons par exemple, un atome à $x = 1$ mm , s'il est sur le sous-niveau $m_F = -4$, il subit une grande force attractive qui le ramène vers le centre du piège. Si au contraire, il est sur le sous-niveau $m_F = +4$, il subit faible une force expulsive et sa trajectoire tend plutôt à s'éloigner du centre.

En conclusion, les atomes entrant dans le piège ne voient pas forcément une force de rappel et ne sont donc pas soumis aux processus de compression. Pour l'être, il faut qu'ils soient pompés efficacement dans l'état stationnaire du piège. Un tel processus peut prendre un temps aussi long qu'il ne permet pas aux atomes lors de leur passage dans le piège, d'atteindre leurs états stationnaires. Ces remarques semblent expliquer le fait que la densité soit plus faible et que le temps mis pour rejoindre l'état stationnaire soit plus long. Pour vérifier ces résultats, nous avons mis en place un certains nombres d'expériences qui tendent à montrer la dépendance de la force des états internes de l'atome.

V - PRE-ORIENTATION DES ATOMES.

L'hypothèse de cette force dépendante de l'état m_F a été vérifié expérimentalement en préparant la population atomique dans un état orienté, au moins partiellement, selon la direction du champ magnétique local. Nous avons utilisé deux méthodes :

- La première méthode est basée sur l'utilisation d'un pompage optique entre sous-niveaux Zeeman. On utilise pour cela le laser de refroidissement qui à la fin de la rampe de balayage est non plus décalé largement de la résonance ($\approx 80 \Gamma$) de façon à supprimer tout effet perturbateur mais faiblement décalé de la résonance vers le bleu d'une quantité d'environ $+3.5 \Gamma$ pendant la durée de piégeage. Ce laser doit aider au pompage optique pour atteindre l'état stationnaire.

- La deuxième méthode est basée sur la préparation de la population atomique dans le sous-niveau Zeeman où l'atome voit la force de rappel maximum, c'est à dire correspondant à une orientation dans la direction du champ magnétique. Une telle

orientation n'est pas facile à obtenir dans la mesure où la direction du champ magnétique varie localement dans le piège. Pour ce faire, on oriente les atomes à l'extérieur du piège suivant une direction de B donnée. Par suivi adiabatique des lignes de champ, l'atome en entrant dans le piège, va être orienté dans la direction du champ local.

Nous allons expliquer plus en détail ces deux méthodes.

V.1 - Orientation de la population atomique par pompage optique.

Cette première méthode est basée une augmentation de l'efficacité du pompage optique permettant aux atomes d'atteindre plus rapidement l'état stationnaire. La fréquence du laser de refroidissement est maintenant décalé de $+3.5 \Gamma$ de la résonance. La figure (II-34) les sous-niveaux déplacés pour un champ magnétique donné. Pour que l'atome soit soumis à une force maximum, il faut qu'il soit dans l'état $m_F = -4$. S'il est dans l'état $m_F = +4$, la différence des fréquences de Larmor fait qu'il sera très loin de la résonance par rapport à la fréquence des lasers de piégeage. De plus, le rapport 45 entre les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour les transitions σ^+ et σ^- fait que l'atome sera difficilement pompé vers le niveau m_F le plus bas. Un laser supplémentaire (laser de refroidissement) qui serait grossièrement en résonance pour les transitions $m_F = 4$ vers $m_F' = 5$ aiderait au pompage optique de ce niveau, et raccourcirait le temps dans lequel localement la population atomique se trouve dans le sous-niveau Zeeman qui lui permet de subir la compression maximum.

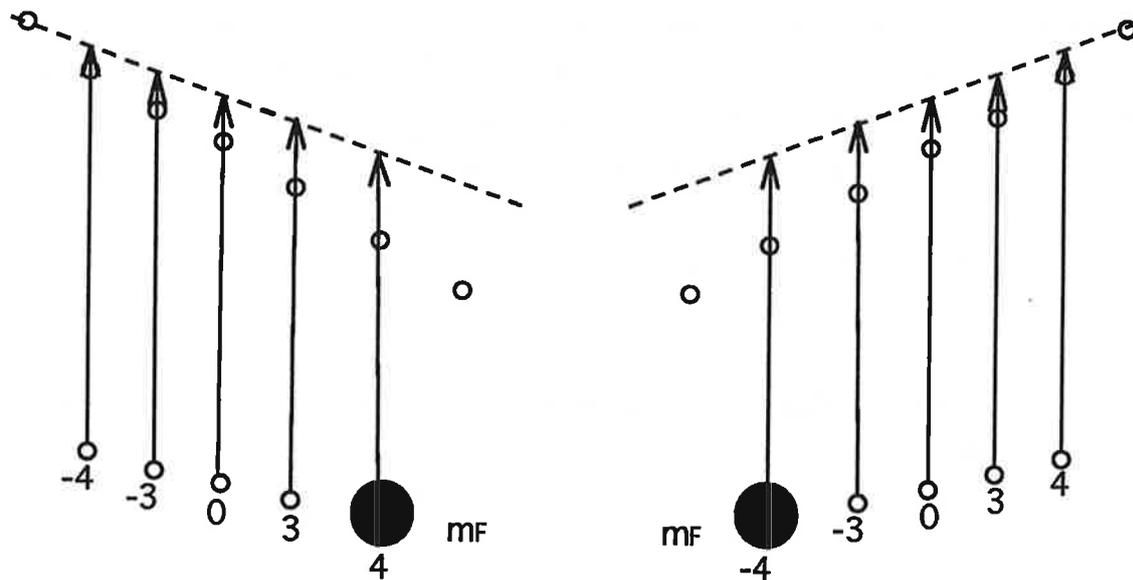
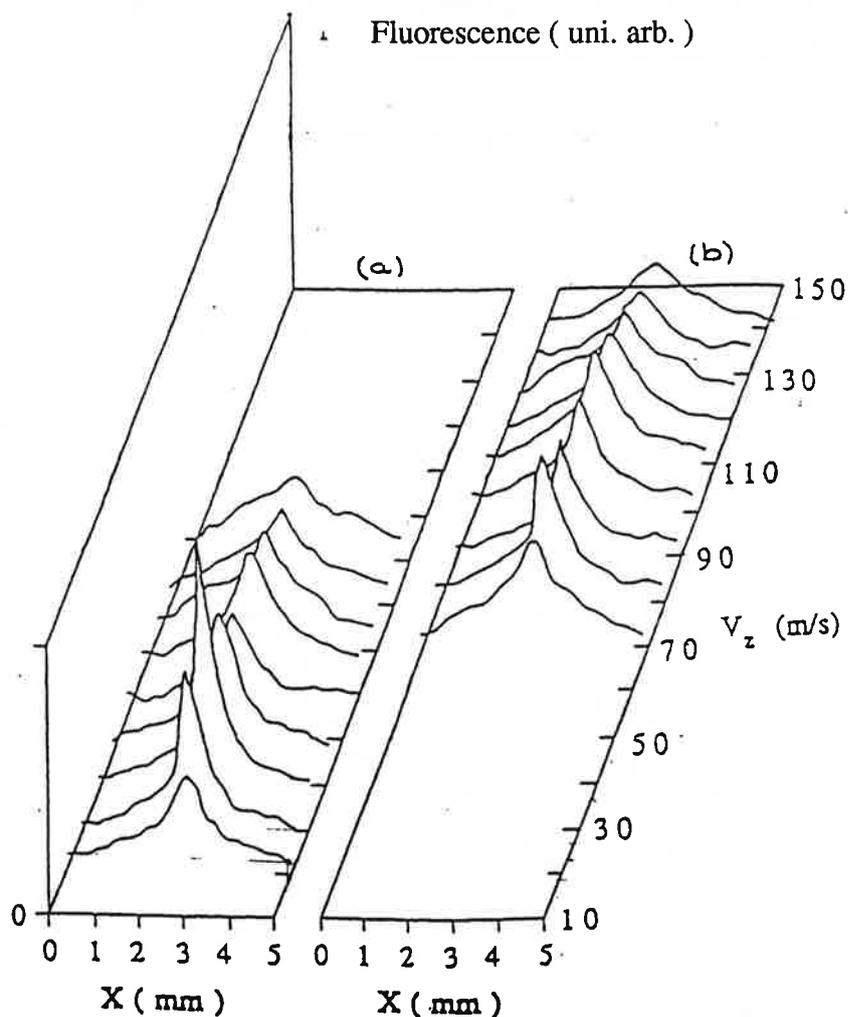


Figure (II-34) : Préparation de la population atomique des sous-niveaux Zeeman fondamentaux par pompage optique.

Le rôle d'un tel laser a été double. Il a d'abord tendu à diminuer l'efficacité de la compression pour les jets ralenti de faibles vitesses longitudinales. Ceci s'explique par le fait que la diffusion transverse perturbe le processus de compression. Mais d'autre part, il a permis de comprimer des jets ralenti de vitesses supérieures à 70 m/s allant jusqu'à 170 m/s.



(Figure II-35) : Fluorescence du jet atomique comprimé sans pompage optique (a) et avec pompage optique (b).

La figure (II-35) montre les profils de fluorescence du jet atomique comprimé en fonction de la vitesse longitudinale sans pompage optique et avec pompage. Ces courbes sont enregistrées à 5 mm de la sortie du piège. On remarque qu'avec le pompage optique, on obtient une efficacité maximum de la compression autour de 100 m/s. Si on porte maintenant, les variations de la distance de compression en fonction de la vitesse longitudinale pour les cas sans pompage et avec pompage (figure II-36), on voit que dans le deuxième cas (avec pompage), la distance de compression varie linéairement avec la vitesse longitudinale de même que dans le premier cas (sans pompage), mais

avec une pente cette fois-ci de $260 \mu\text{s}$, soit environ trois fois plus petite que celle de la première courbe. Ce temps de compression est à peu près du même ordre de grandeur que le temps estimé dans un état stationnaire.

$$\tau = 3 \tau_c = 300 \mu\text{s}$$

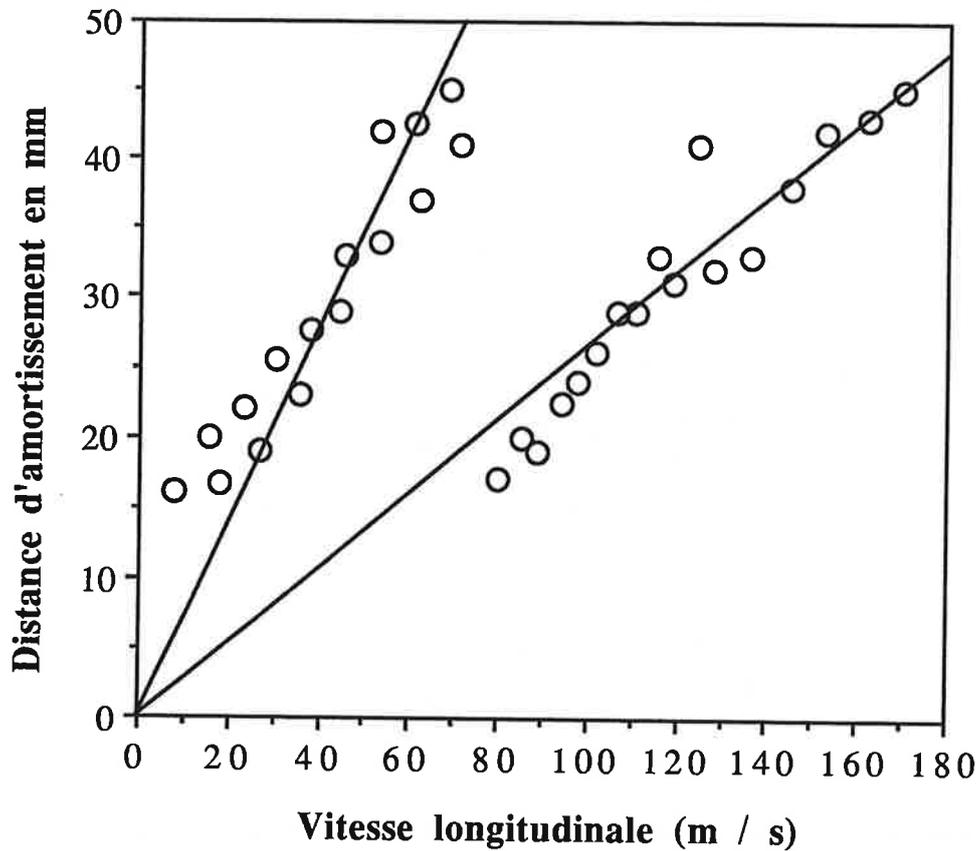


Figure (II-36) : Variation de la distance de compression en fonction de la vitesse finale pour le cas sans pompage (vitesses faibles) et avec pompage (grandes vitesses).

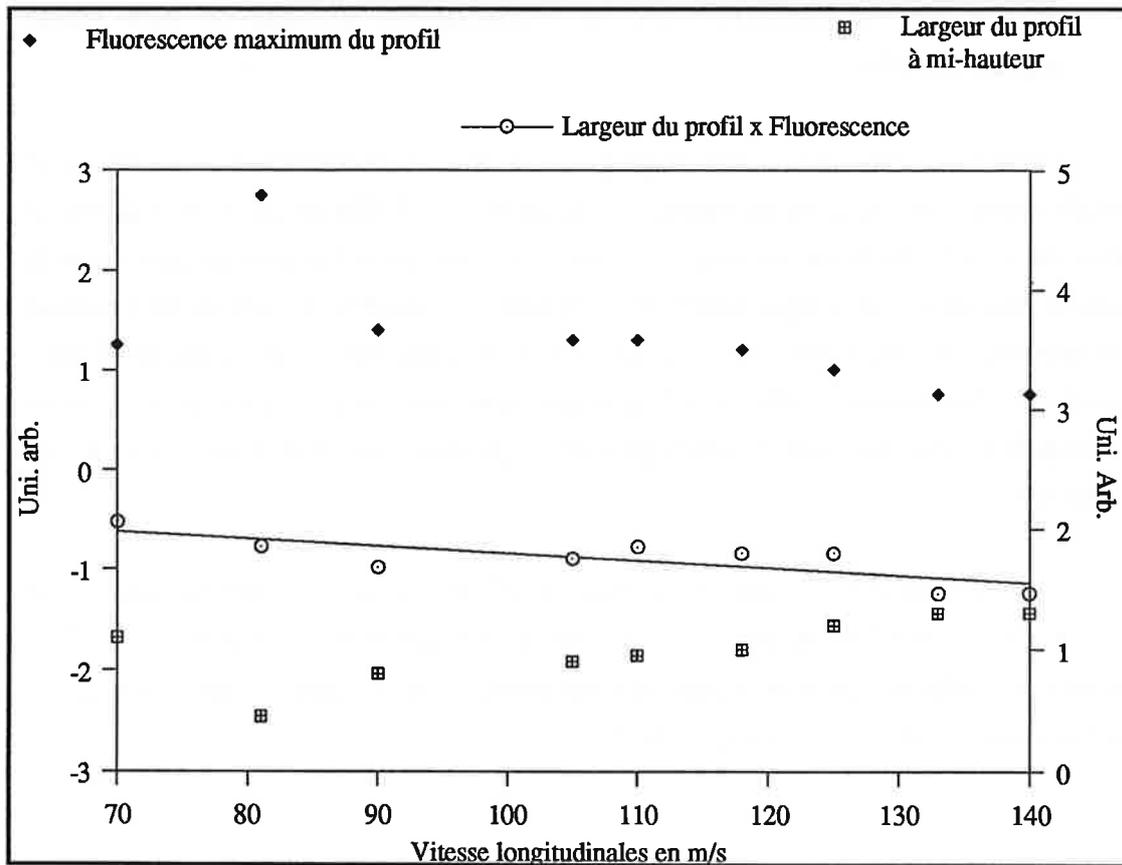


Figure (II-37) : Comparaison de la variation de la largeur à mi-hauteur du profil de jet comprimé avec la variation de la fluorescence maximum du jet en fonction de la vitesse finale.

La figure (II-37) montre que le produit de la largeur du profil de fluorescence du jet comprimé par la hauteur du profil c'est à dire l'intensité maximum de la fluorescence donne approximativement une courbe constante. Ceci veut dire que la densité d'atomes ralentis et comprimés restent approximativement constante pour les différentes vitesses longitudinales. Cette densité est approximativement la même que pour les jets comprimés à faibles vitesses sans pompage optique.

En conclusion, cette méthode est efficace pour raccourcir le temps de compression, et s'applique à la compression des jets pas trop ralentis. Elle n'amène pas d'améliorations sensibles à la densité atomique.

V.2 - Pré-orientation de la population atomique par suivi adiabatique.

Cette expérience a pour but de préparer les atomes de manière à ce qu'ils soient orientés suivant la direction du champ magnétique c'est à dire localement, l'atome se trouve dans l'état de basse énergie $m_F = -4$ (l'axe de quantification est pris selon la direction du champ magnétique local). Pour ce faire, on a modifié la zone du jet atomique correspondant au ralentissement du jet. Cette modification a été déjà expliquée auparavant. Elle consiste à créer un champ magnétique directeur parallèle à la direction du jet. La polarisation des sous-niveaux permet de préparer les atomes dans le bon état stationnaire.

Si le laser de refroidissement est polarisé σ^+ , le système sera préparé dans l'état $m_F = +4$. Si la polarisation est σ^- , le système sera préparé dans l'état $m_F = -4$. Les atomes ainsi préparés, pénètrent dans la zone de piège où le champ magnétique est de direction extrêmement variable (figure II-38).

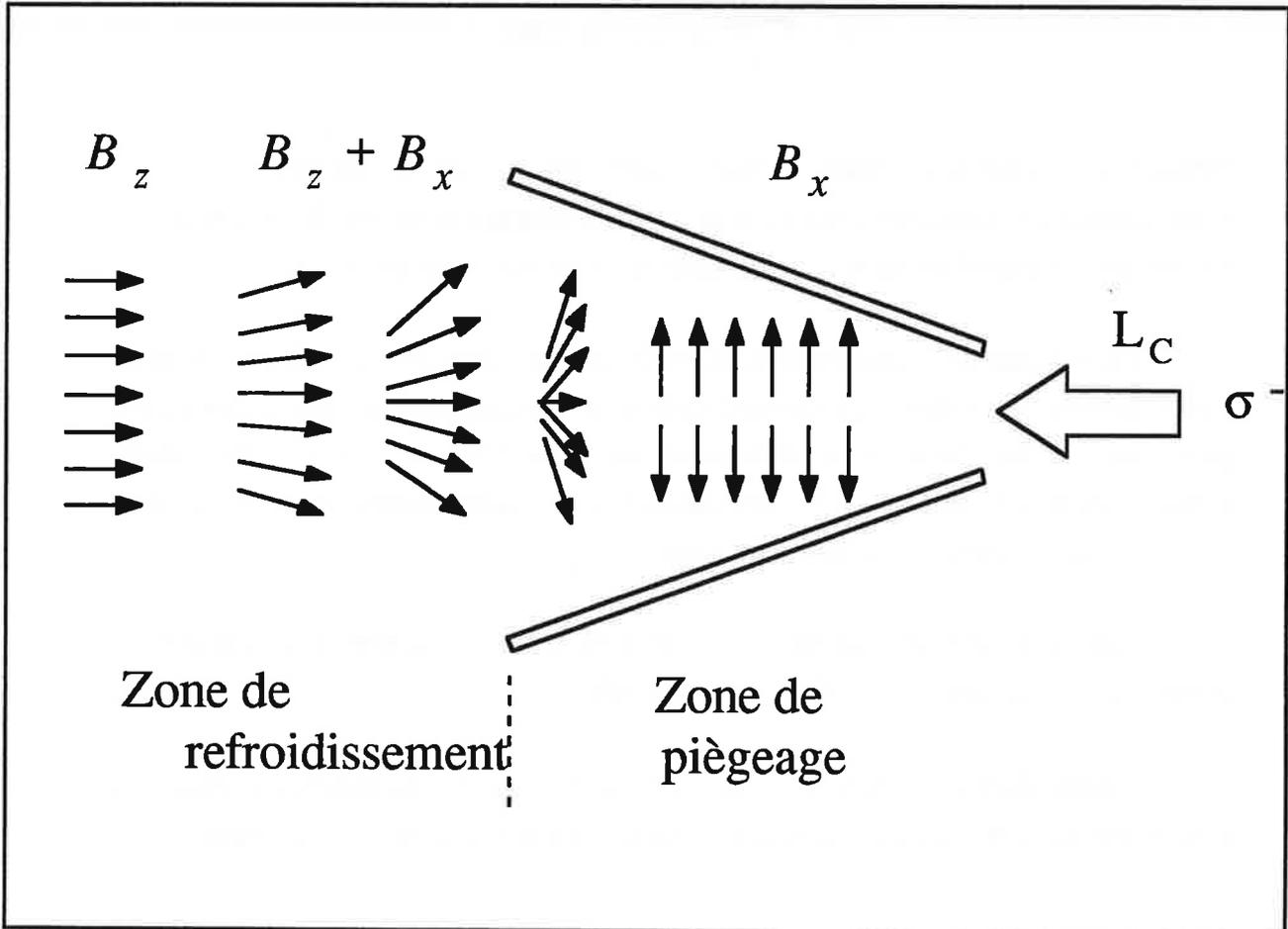


Figure (II-38) : Suivi adiabatique en suivant la direction du champ magnétique.

En pénétrant dans le piège, l'atome va voir une variation continue de la direction du champ magnétique initialement longitudinale. L'orientation de l'atome créé pendant le processus de refroidissement se maintiendra dans le piège, s'il y a un suivi adiabatique des lignes de champ.

La condition pour réaliser un tel transfert est la suivante:

$$f_L \gg \frac{1}{\tau}$$

où f_L est la fréquence de précession de Larmor et τ le temps de transition de la zone où le champ magnétique longitudinal est dominant vers la zone où le champ magnétique transversal devient dominant.

$$f_L = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_z = 1.4 B_z \text{ MHz}$$

Prenons $v_f = 35 \text{ m/s}$ et la distance de transition de 1 cm environ : $\tau = 285 \text{ } \mu\text{s}$.

Donc la condition nécessaire pour avoir un transfert adiabatique est que $B_z \gg 2 \text{ mG}$.

Le courant circulant dans les spires pour créer ce champ directeur est de 7 A.

En mesurant la fluorescence transversale pour une vitesse de 35 m/s à 5 mm de la sortie du piège, on a obtenu un accroissement de la fluorescence d'un facteur 2 entre une polarisation σ^- du laser de refroidissement et une polarisation σ^+ (ou n'importe quelle polarisation laser) (figure II-39). Ceci correspond à un accroissement d'un facteur 4 de la densité dans le piège. On a ainsi montré que :

- quand le laser est polarisé σ^- , les atomes préparés localement dans leur états stationnaires, sont tout de suite efficacement piégés.

- quand il est polarisé σ^+ (ou une polarisation linéaire), les atomes ne voient pas à priori une force de rappel maximum, et l'efficacité de la compression est moindre.

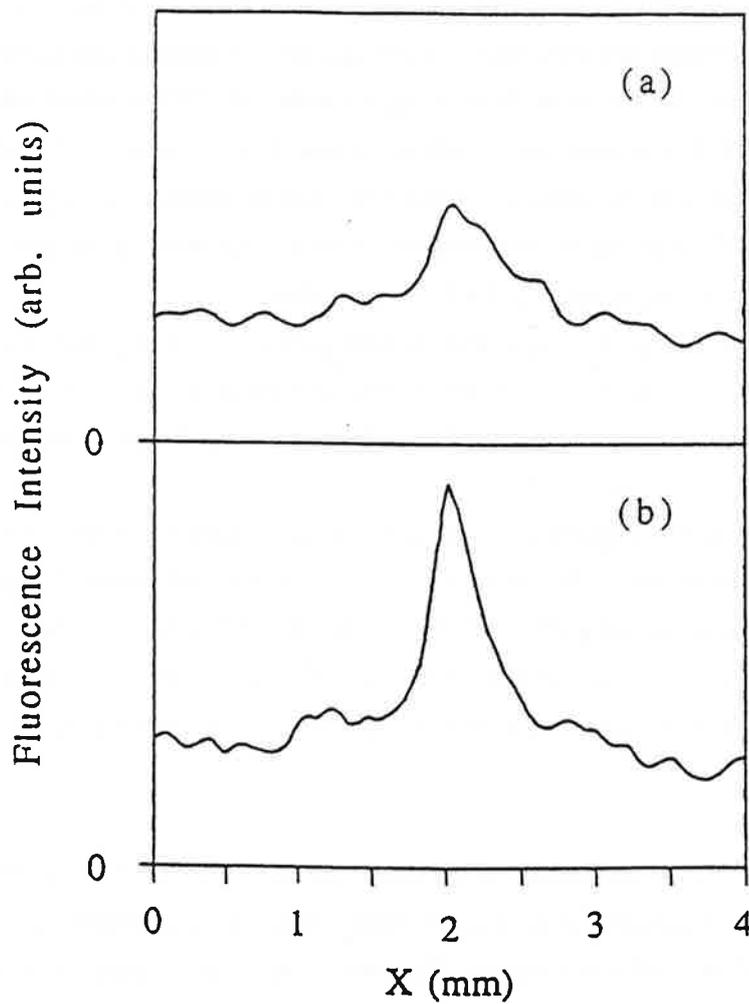


Figure (II-39) : Profil du jet atomique après compression pour différentes polarisations du laser de refroidissement . (a) : σ^+ (b) σ^-

Le facteur de compression mesuré avec la polarisation σ^- est de l'ordre de 300. Comparé à ce qu'on a trouvé dans nos expériences préliminaires, le facteur de compression a augmenté d'un facteur 3.

VI - CONCLUSION.

L'expérience de l'effet d'entonnoir pour l'atome de Cs a été mise en évidence. Elle montre que sans prendre des précautions particulières, on obtient une compression de 5 mm jusqu'à 200 μm et un gain de densité approchant 100. Cette compression dans ce cas fonctionne efficacement pour un jet ralenti autour d'une vitesse de 35 m/s. A ce point de notre étude, nous avons avancé l'hypothèse que le temps de compression est long comparé à des modèles élémentaires statiques et la densité obtenue semble montrer qu'une partie des atomes ne participent pas à la compression.

Nous avons émis l'hypothèse que lors de leur passage dans le piège, les atomes ne sont pas comprimés. L'atome dans le piège voit une force qui dépend de son état interne et qui ne correspond pas forcément à une force de rappel mais à une force qui pousse les atomes à l'extérieur du piège.

Nous avons vérifié ces hypothèses avec deux expériences qui ont pour but de pré-orienter les atomes dans le piège de manière à augmenter son efficacité. La première utilise un pompage optique réalisé par le laser de refroidissement. Cette expérience nous a permis de piéger des atomes ralentis à une vitesse de 170 m/s. La deuxième a donné une légère augmentation de la densité d'un facteur 300 se rapprochant du facteur espéré (600).

En comparant l'effet d'entonnoir du Cs au cas du Na, on montre que le fait que F soit grand (cas de Cs), change notablement le comportement dans le piège. Les modèles que nous avons utilisé, sont très sommaires. Ils portent sur la considération des forces statiques dans le piège alors que le comportement des atomes est dynamique puisqu'ils voient des champs magnétiques qui varient en fonction de la vitesse et de la position.

Pour essayer de comprendre le comportement des atomes dans le piège et d'affirmer plus fortement le description faite dans ce chapitre, nous avons développé un modèle traitant les trajectoires des atomes du type Monte-Carlo. Ceci fera l'objet du troisième chapitre.

Références du chapitre II

- [BAG.89] V. S. Bagnato, G. P. Layfatis, A. Martin, K. Helmerson, J. Landry, D. E. Pritchard J. Opt. Soc. Am. B, Vol 6, n°11, (1989) 2171
- [BLA.86] R. Blatt, W. Ertmer, P. Zoller, J. L. Hall, Phys. Rev. A, Vol 34, n°4, (1986) 3022
- [BOU.92] J. P. Bouyer, Thèse soutenue à Paris XI (1992), "Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur"
- [BRU.62] G. Bruhat , Cours de Physique générale, "Thermodynamique" , Masson et Cie, Editeurs (1962)
- [CAM.85] J. C. Camparo, Contemp. Physics, (1985), Vol 26, n° 5, 443-477
- [DRE.94] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, Appl. Phys. B 59, 283-298 (1994)
- [ERT.85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, Phys. Rev. Lett. Vol 54, (1985) 996
- [GUE.92] S. Guellati, Thèse soutenue à Paris XI (1992), "Atomes refroidis par laser: spectroscopie à haute résolution en jet et en fontaine atomiques sur la transition de l'horloge à césium".
- [LAB.92] M. de Labachellerie, C. Latrassé, P. Kemssu, P. Cerez, J. Phys. III. France2 (1992) 1557-1589
- [LAB.93] M. de Labachellerie, G. Passedat , Applied Optics (1993) Vol 32, n°3, 269

- [LAU.89] P. Laurent, Thèse soutenue à Paris XI (1989), " Stabilisation en fréquence de diodes laser par couplage optique résonant sur une cavité Fabry-Pérot confocale".
- [NEL.89] J. Nellessen, J. H. Muller, K. Sengstock, W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B. Vol6, n°11 (1989) 2149
- [NEL.90] J. Nellessen, J. Werner, W. Ertmer, Opt. Comm. Vol 78, n°3,4, (1990) 300
- [PHI.82] W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. Vol 48, n°9 (1982) 597
- [PHI.85] W. D. Phillips, J. V Prodan, H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 2, n°11, (1985) 1751
- [RAM.69] N. F. Ramsey, *Molecular beams*, Oxford University Press, (1969) Page 17
- [RII.90] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, S. Chu, Phys. Rev. Lett., Vol 64, n°14, (1990) 1658
- [SAL.88] C. Salomon, J. Dalibard, C. R. Acad. Sci. Paris, Vol 306 II, (1988) 1319
- [STE.86] S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. Vol 58, n°3, (1986) 699
- [VIA.82] F. Violla, Thèse soutenue à Paris XI, (1982)
- [WIN.79] D. J. Wineland, W. M. Itano, Phys. Rev. A, Vol 20, n°4 (1979) 1521
- [YU.92] J. Yu, M. C. Gagné, C. Valentin, R. L. Yuan, P. Pillet, J. Phys. III Vol2, (1992) 1615-1622
- [YU.94] J. Yu, J. Djemaa, P. Nosbaum, P. Pillet, Opt. Comm. 112 (1994) 136-140

the 1990s, the number of people in the UK who are employed in the public sector has increased from 10.5 million to 12.5 million. The public sector has become a major employer in the UK, and this has implications for the way in which the public sector is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

The public sector is a complex organisation, and it is difficult to understand how it works. This paper will explore the ways in which the public sector is managed and the ways in which it is funded. It will also discuss the implications of the increasing size of the public sector for the way in which it is managed and the way in which it is funded.

Chapitre III

APPROCHE MONTE CARLO DES TRAJECTOIRES ATOMIQUES DANS UN PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE 2D

I - INTRODUCTION.

Ce chapitre est consacré à une interprétation plus qualitative des résultats obtenus expérimentalement par un modèle de simulation numérique, qui nous permet de décrire les trajectoires des atomes dans le piège. C'est un modèle de type Monte Carlo qui utilise des choix de variables aléatoires pour définir les trajectoires. Il est quasi-classique, puisqu'il traite les variables externes de l'atome classiquement et qu'il ne tient pas compte des cohérences pour les variables internes de celui-ci. Dans ce modèle, nous allons donc seulement considérer le cas des mécanismes Doppler dans un piège magnéto-optique.

Ce présent chapitre est principalement divisé en deux parties. Dans une première partie, nous allons décrire le modèle numérique en considérant un piège à une dimension pour une transition atomique simple $J = 0 \rightarrow J' = 1$ où J et J' sont respectivement les moments cinétiques du niveau fondamental et du niveau excité. Après un exposé détaillé du modèle, en précisant toutes les approximations utilisées, nous présentons les résultats obtenus. Ces résultats décrivent les trajectoires des atomes en fonction des différents

paramètres du piège tel que le décalage par rapport à la résonance, l'intensité des lasers, le gradient du champ magnétique, la vitesse et la position initiale de l'atome à l'entrée du piège ... Ils nous permettent d'étudier la plage de capture, le temps de compression, ainsi que la température et la taille caractéristique de la compression. Par la suite, nous généralisons ce modèle au cas plus compliqué d'une transition $J \rightarrow J' = J+1$. Nous faisons la même étude que celle faite pour la transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ sauf qu'en plus il apparaît un nouveau paramètre de grande importance : c'est le sous-niveau m_F sur lequel se trouve l'atome à l'entrée du piège. En effet, comme nous l'avons expliqué qualitativement au chapitre II, les atomes sont piégés plus efficacement dès qu'ils se trouvent dans leurs états stationnaires. Pour affirmer l'importance de la pré-orientation des atomes observée dans nos expériences, nous avons étudié l'évolution de la trajectoire des atomes en fonction de leur état m_F à l'entrée du piège.

Dans une deuxième partie, nous avons élargi notre modèle au cas du piège à deux dimensions. Nous étudions directement le cas de la transition J vers $J' = J+1$ en fonction des différents paramètres. Ensuite, nous simulons l'expérience de l'entonnoir, en considérant le gradient de champ magnétique du montage expérimental, qui varie longitudinalement de 15 G/cm jusqu'à 40 G/cm. Nous étudions pour ces diverses transitions les trajectoires atomiques, la plage de capture, le temps de compression. Nous montrons que l'on interprète nos résultats expérimentaux, en particulier pour ce qui concerne la perte des atomes dans le piège.

II - MODÈLE À UNE DIMENSION POUR LA TRANSITION $J = 0 \rightarrow J' = 1$.

Le calcul de l'état stationnaire de l'atome et de la force stationnaire qui s'exerce sur lui par le formalisme de la matrice densité, ne nous permet pas de décrire l'état transitoire par lequel passe l'atome avant d'atteindre son état d'équilibre stationnaire. Dans un piège à deux dimensions, le temps de vol de l'atome est déterminant dans le fait que l'atome est piégé ou non. Avant de décrire le modèle qui permet d'interpréter notre expérience, nous allons présenter la simulation des trajectoires de type Monte-Carlo, pour l'exemple simple d'une transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$ à une dimension .

II.1 - Approximations du modèle.

Nous utilisons dans ce modèle un traitement quasi-classique où les degrés de liberté externes de l'atome sont traités classiquement, et les degrés de liberté internes perturbativement, les instants d'émission spontanée étant tirés aléatoirement. Les conditions de validité du traitement classique pour les degrés de liberté externes ont été déjà présentées dans le premier chapitre.

Le modèle présent est utilisé dans le cas de faibles intensités, ce qui veut dire qu'on néglige les populations et les cohérences des sous-niveaux excités devant la population du niveau fondamental, dans le calcul des différentes probabilités de transition. Le niveau fondamental $J = 0$ n'est pas dégénéré, et l'on n'a pas pour l'instant à se poser la question des éventuelles cohérences entre sous-niveaux fondamentaux.

II.2 - Description du modèle.

Le modèle de trajectoire de type Monte-Carlo dans le piège magnéto-optique a été développé notamment dans le travail de thèse de Delphine Grison. Nous allons le généraliser dans ce chapitre au cas J vers $J + 1$.

Le principe de ce modèle de trajectoire est de tirer au hasard les instants où il y a absorption ou émission spontanée. Si un atome dans le piège est initialement dans l'état fondamental, il absorbe un photon à un instant déterminé par un tirage au sort et se retrouve dans un état excité également déterminé par un tirage au sort. Une fois dans l'état excité, cet atome va se déexciter par émission spontanée (ce modèle néglige les processus d'émission stimulée). L'instant où le photon est émis est également déterminé par un tirage au sort. Au cours de ce processus d'absorption suivi d'émission spontanée, la quantité de mouvement des atomes est augmenté ou diminué par transfert d'impulsion de la lumière vers l'atome. Le mouvement de l'atome va être de ce fait modifié au cours des cycles de fluorescence.

Considérons un atome soumis à deux ondes polarisées respectivement σ^+ - σ^- se propageant en sens inverse dans la même direction Oz et soumis à un gradient de champ magnétique correspondant à un champ nul au point $z = 0$ et à une variation linéaire du champ autour de cette valeur ($B = bz$). Cet atome possède un niveau fondamental $J = 0$ qu'on note g et un niveau excité $J = 1$ qui a trois sous-niveaux qu'on note e_{-1} , e_0 , e_1 .

Calculons maintenant, la probabilité pour que l'atome absorbe un photon σ^+ ou un photon σ^- .

Dans le formalisme de la matrice densité, et en tenant compte des approximations citées auparavant, la solution stationnaire des équations d'évolution des populations des sous-niveaux excités a été donnée au premier chapitre par l'expression (I-70). Il serait utile de les rappeler ici:

$$\Pi_{e+} = \frac{s_+}{2} \Pi_g \quad (\text{III-1})$$

$$\Pi_{e-} = \frac{s_-}{2} \Pi_g \quad (\text{III-2})$$

$$\text{avec } s_+ = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta - kv - \omega_B z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{III-3})$$

$$\text{et } s_- = \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{(\delta + kv + \omega_B z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{III-4})$$

où $\omega_B = -\frac{g_J \mu_B b}{\hbar}$ avec $g_J = 1$ dans ce cas de simulation.

s_+ et s_- sont respectivement les coefficients de saturation correspondants aux ondes σ^+ , σ^- . Π_{e+} , Π_{e-} , Π_g sont respectivement les populations des sous-niveaux $e+$, $e-$, g . Ω est la fréquence de Rabi, δ est le décalage, $\omega_B z$ est la fréquence Zeeman due au champ magnétique, fréquence qui varie linéairement avec z .

La probabilité pour un atome d'effectuer une transition de l'état fondamental g vers un état excité $e+$ ou $e-$, entre l'instant t et l'instant $t+dt$ est donnée par :

$$d\Pi_g^{(+)} = -\frac{\Gamma}{2} s_+ \Pi_g dt \quad (\text{III-5})$$

$$d\Pi_g^{(-)} = -\frac{\Gamma}{2} s_- \Pi_g dt \quad (\text{III-6})$$

L'expression (III-5) correspond à la probabilité pour que l'atome soit sur le sous-niveau

e_+ , et l'expression (III-6) correspond à la probabilité pour que l'atome soit sur le sous-niveau e_- . On commence au début par tirer au hasard l'instant auquel il y a absorption. La probabilité pour qu'un atome effectue une absorption vers l'état excité e_+ ou l'état excité e_- à l'instant t est donné par la somme des deux probabilités précédentes :

$$d\Pi_g = d\Pi_g^{(+)} + d\Pi_g^{(-)}$$

$$d\Pi_g = -\frac{\Gamma}{2}(s_+ + s_-)\Pi_g dt \quad (\text{III-7})$$

Si on suppose qu'à l'instant $t = 0$, l'atome est dans l'état fondamental g , le temps que met l'atome pour effectuer sa première transition est donné par :

$$t_1 = -\frac{2 \log(\Pi_g)}{\Gamma(s_+ + s_-)} \quad (\text{III-8})$$

Π_g représente la probabilité pour que l'atome soit sur g . On choisit aléatoirement Π_g considéré comme un paramètre caractérisant l'absorption entre les valeurs 0 et 1. Entre 0 et t_1 , l'atome est en régime de vol libre, sa position et sa vitesse sont fonctions des conditions à $t = 0$, et sont données par :

$$\begin{cases} z(t) = z(0) + v(0)t \\ v(t) = v(0) \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

A l'instant t_1 , l'atome absorbe soit un photon σ^+ , soit un photon σ^- . La probabilité pour que l'atome soit dans le sous-niveau excité e_+ ou dans le sous-niveau excité e_- , est déterminée par un choix de variable aléatoire α entre 0 et 1. On compare α avec les coefficients de saturation s^+ et s^- , et on décide que si $\alpha < \frac{s_+}{s_+ + s_-}$, la transition s'effectue vers l'état e_+ avec un changement de la vitesse de l'atome d'une quantité de $\frac{\hbar k}{m}$ et que si $\alpha > \frac{s_+}{s_+ + s_-}$, elle s'effectue vers l'état e_- en diminuant la vitesse de $-\frac{\hbar k}{m}$ (m étant la masse de l'atome considéré).

On suppose maintenant que l'instant t_1 est le nouveau instant d'origine, mais avec un atome dans un état excité e_+ ou e_- . L'atome va rester dans un régime de vol libre jusqu'à un temps $t_{\text{émis}}$ correspondant à l'instant d'émission spontanée d'un photon, déterminé aussi par le choix d'une variable aléatoire β . En effet, la probabilité pour un atome excité d'émettre un photon est :

$$P(t) = e^{-\Gamma t} \quad (\text{III-10})$$

donc le temps correspondant à la prochaine émission spontanée s'écrit :

$$t_{\text{émis}} = -\frac{\log \beta}{\Gamma} \quad (\text{III-11})$$

avec β la variable aléatoire qui sera choisi entre 0 et 1.

Comme on considère un système à une dimension, seul la projection du photon émis sur l'axe Oz doit être prise en compte dans le modèle. En faisant la projection du diagramme d'émission spontanée à trois dimensions sur l'axe z, le photon émis emportera une quantité de mouvement égale soit à $+0.562 \frac{\hbar k}{m}$ soit à $-0.562 \frac{\hbar k}{m}$ selon que le photon est émis selon dans l'axe des z positif ou négatif, avec une probabilité égale à $\frac{1}{2}$ pour chacun des processus. On tire au hasard le sens dans lequel est émis ce photon. A ce stade, on se retrouve à nouveau dans l'état de départ où l'atome est dans son état fondamental. On répète le processus de manière à déterminer la trajectoire de l'atome dans le piège à une dimension.

Le modèle développé ici est valable la plupart du temps pour des intensités faibles, nous appliquerons souvent ces calculs pour des paramètres de saturation à résonance s_0 plus grand que 1. Notre modèle reste valable dans la mesure où le décalage à résonance est grand de l'ordre de Γ ou 2Γ , ce qui implique que les coefficients de saturation s_+ et s_- restent le plus souvent plus petit que 1 au cours de l'évolution de la trajectoire.

II.3 - Trajectoires des atomes.

II.3.1 - Résultats.

Nous allons étudier dans cette partie, la trajectoire des atomes dans un piège en

fonction de différents paramètres. Cette étude facilite la compréhension des processus intervenant dans une simulation Monte Carlo pour un système plus compliqué tel que la transition sur laquelle on a travaillé dans notre expérience, $F = 4$ vers $F' = 5$. Nous avons procédé à une étude systématique en faisant varier un par un les différents paramètres du piège, en utilisant le plus souvent des paramètres proches de ceux de notre expérience.

Avant de commencer cette étude, nous allons d'abord présenter une simulation du type Monte-Carlo du piège à une dimension pour un système à trois niveaux, donnée dans la figure (I-1) en utilisant nos paramètres expérimentaux.

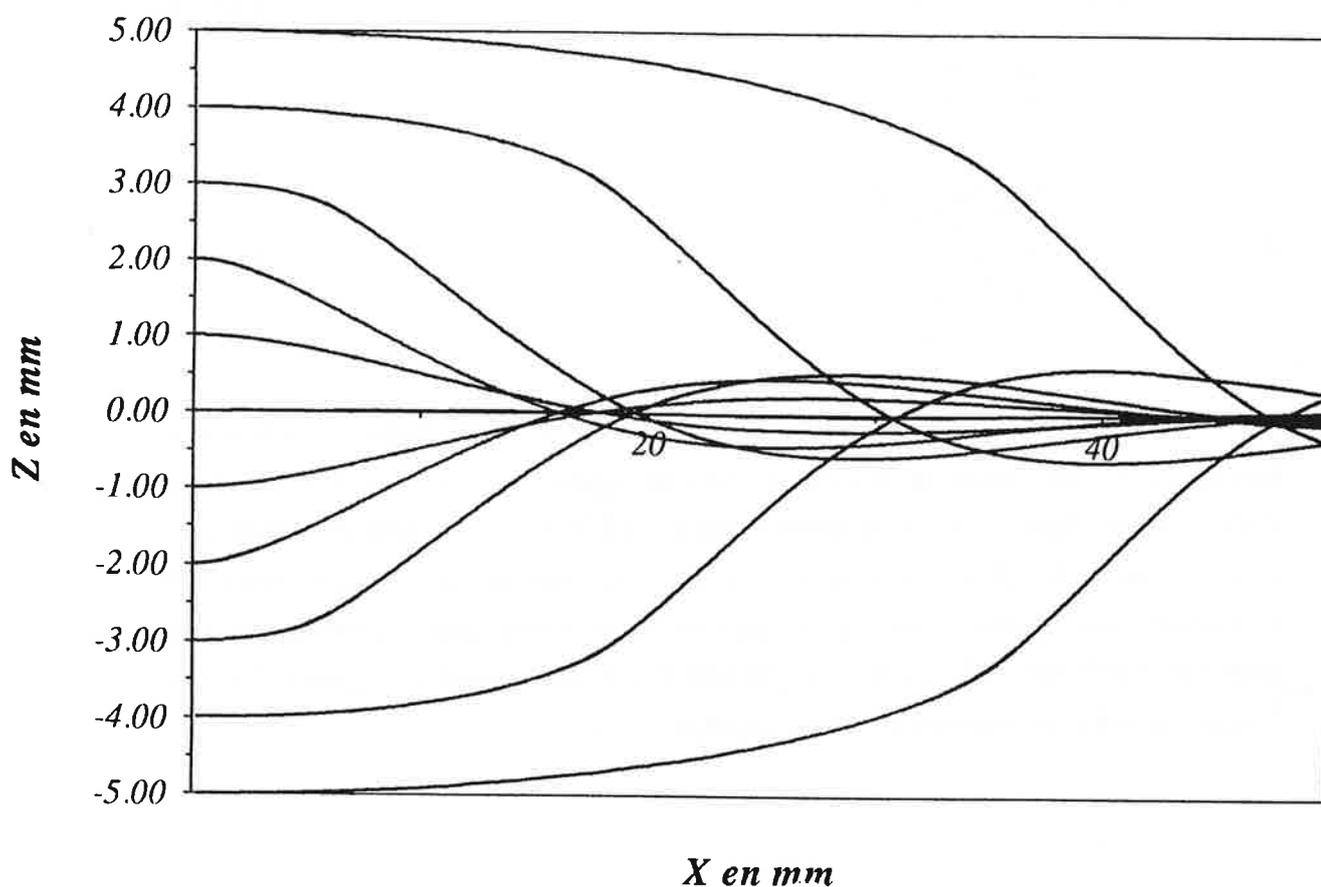


Figure (I-1) : Simulation numérique du piège magnéto-optique à une dimension pour un système $J = 0$ vers $J' = 1$ à un gradient de 40 G/cm , $s_0 = 3$ et un décalage de -2Γ .

Cette figure montre qu'à une distance transversale égale à $\pm 5 \text{ mm}$, l'atome sort complètement du piège qui a une longueur de 40 mm .

II.3.1.a - Trajectoire en fonction du décalage.

Le mouvement d'un atome est soumis suivant les paramètres du piège à un régime sous-amorti ou à un régime sur-amorti.

L'atome est dans un régime sous-amorti si $\beta^2 < 4 \omega^2$ avec $\omega^2 = \frac{\kappa}{m}$ et $\beta = \frac{\alpha}{m}$ où α représente le coefficient de frottement, κ le coefficient de rappel qui sont données par :

$$\alpha = - \frac{2 \hbar k^2 \delta \Gamma \Omega^2}{2 \left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{III-12})$$

et

$$\kappa = - \frac{2 k \delta \Gamma \Omega^2 \mu_B \frac{dB}{dz}}{2 \left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2} \quad (\text{III-13})$$

Cet atome est dans un régime sur-amorti si $\beta^2 > 4 \omega^2$. Les diagrammes de phases donnés par les simulations de trajectoires dans les figures (III-2-a, III-2-b, III-2-c). Les deux premières figures (a et b) montrent que, pour $\delta \geq -2\Gamma$, on est dans un régime sous-amorti. L'atome fait plusieurs oscillations avant de se concentrer au centre du piège. Ces oscillations sont d'autant plus nombreuses et d'autant plus larges quand le décalage augmente. La figure (III-2-c) montre que pour $\delta = -\Gamma$, on est dans un régime sur-amorti. L'atome se dirige directement au centre du piège.

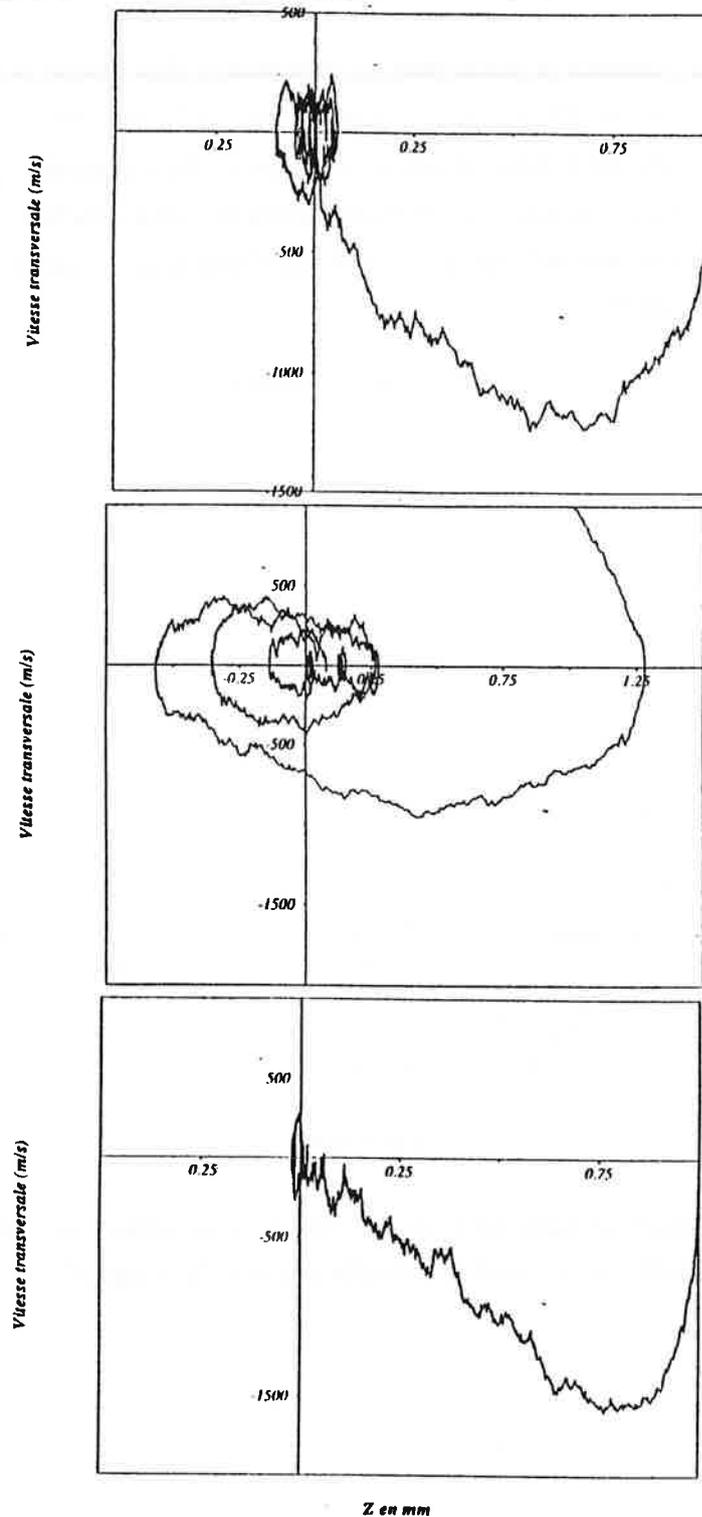


Figure (III-2) : Simulations Monte-Carlo de diagrammes de phases (vitesse transversale en fonction de la distance transversale) pour différentes valeurs du décalage. Les deux premières figures III-2-a et III-2-b montrent le cas d'un régime sous-amorti ($\delta = -2\Gamma$ et $\delta = -4\Gamma$) et la troisième III-2-c ($\delta = -\Gamma$) montre le cas d'un régime sur amorti. Les paramètres utilisés dans cette simulation sont $s = 3$, $b = 40$ G/cm, et une vitesse transversale à l'instant $t = 0$ nulle.

La figure (III-3) montre la simulation de trajectoires d'un atome pour les deux cas différents $\delta = -\Gamma$ et $\delta = -2\Gamma$. En comparant cette figure à la figure (III-4) qui illustre les mêmes trajectoires calculées théoriquement en utilisant les équations d'oscillateur amorti, on remarque qu'il y a une bonne concordance entre les deux résultats, ce qui nous conforte dans l'utilisation de la simulation de type Monte-Carlo pour la compréhension du fonctionnement de notre piège.

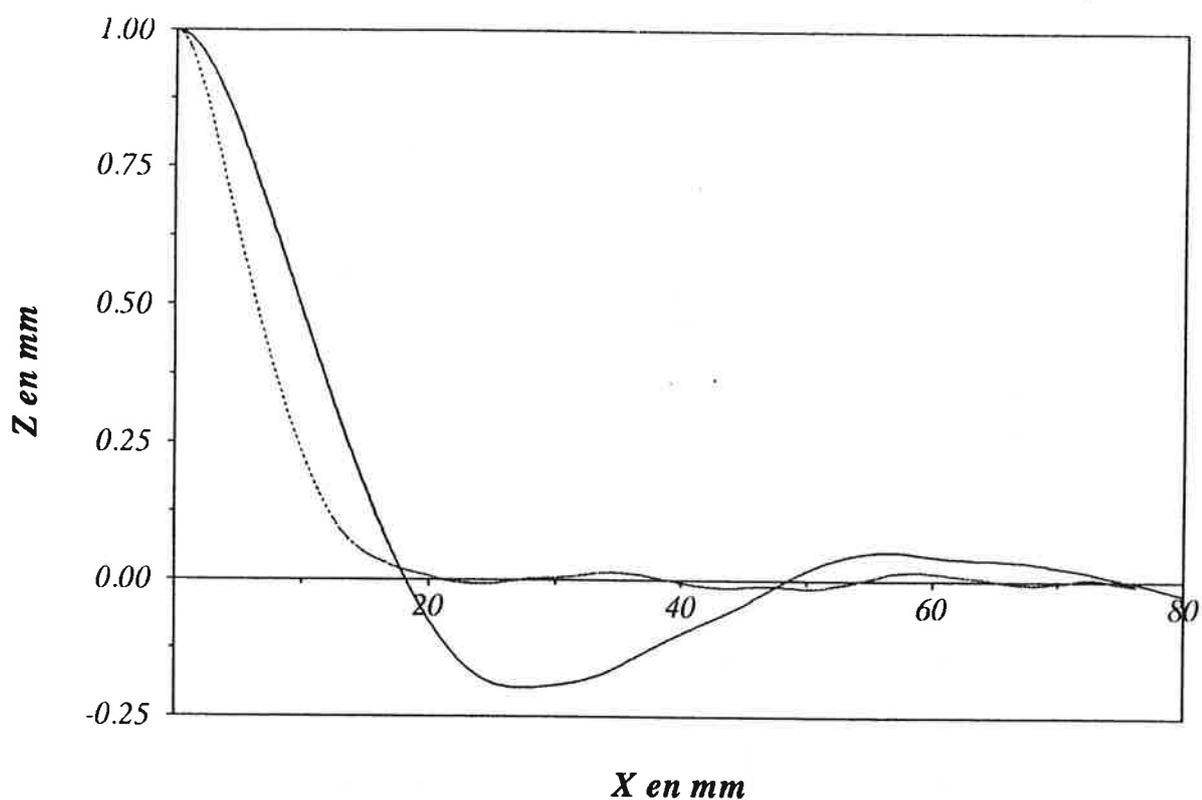


Figure (III-3) : Simulation de trajectoires d'un atome dans les mêmes conditions que précédemment pour $\delta = -\Gamma$ (trait en pointillé) et $\delta = -2\Gamma$ (trait plein).

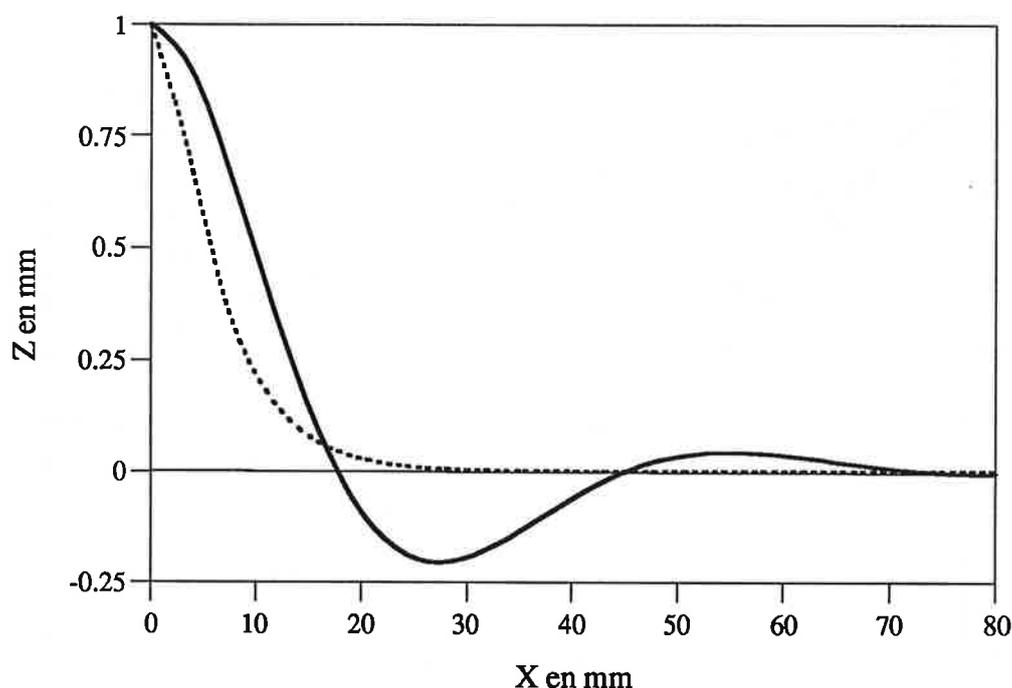


Figure (III-4) : Trajectoires calculées à partir des équations d'oscillateur amorti toujours dans les mêmes conditions que précédemment. On remarque la parfaite concordance avec la figure (III-3).(trait plein $\delta = -2\Gamma$ et trait en pointillé $\delta = -\Gamma$).

II.3.1.b - Trajectoire en fonction de l'intensité des lasers.

Les expressions (III-12) et (III-13) respectivement des coefficients de frottement et de rappel montrent une dépendance linéaire avec l'intensité laser, et par conséquent avec le coefficient de saturation à résonance ($s_0 = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}$). La figure (III-5) montre différentes trajectoires calculées dans le modèle Monte-Carlo pour différents paramètres de saturation variant entre 0.1 et 3. Dans tous les cas, on est dans un régime sous-amorti. A intensité faible, le temps passé par les atomes dans le piège pour avoir la chance d'être capturé doit-être plus grand qu'à forte intensité. Bien sûr, si le piège est suffisamment long, on devrait arriver à capturer les atomes même à intensité faible.

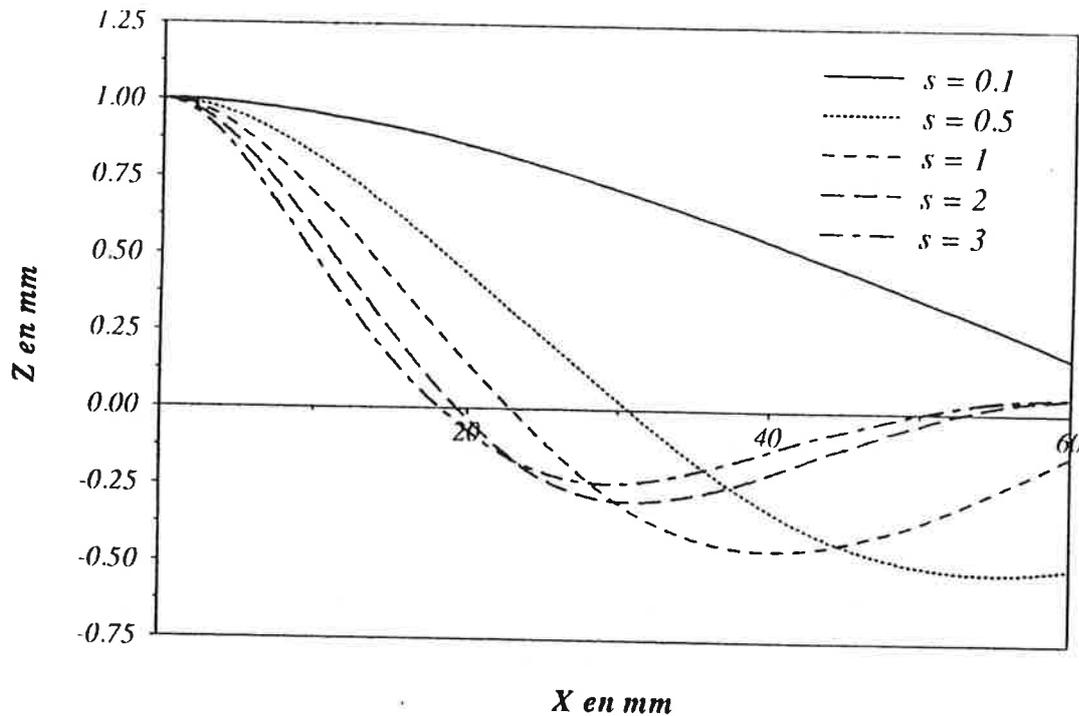


Figure (III-5) : Simulation de trajectoires en fonction de différents paramètres de saturation.

II.3.1.c - Trajectoire en fonction du gradient de champ magnétique.

La compression du jet dans un piège magnéto-optique dépend du coefficient de rappel. Ce dernier est proportionnel au gradient de champ magnétique. On peut conclure que si le gradient de champ magnétique augmente, la compression doit augmenter. La figure (III-6) montre les trajectoires calculés en modèle Monte-Carlo pour des gradients de champ magnétique différents. Quand on est à un décalage égale à 2 fois la largeur du niveau excité $\delta = -2\Gamma$, on reste toujours dans un régime sous-amorti. Par contre à $\delta = -\Gamma$, on est toujours dans un régime sur-amorti. Un bon fonctionnement du piège, doit s'approcher du régime critique.

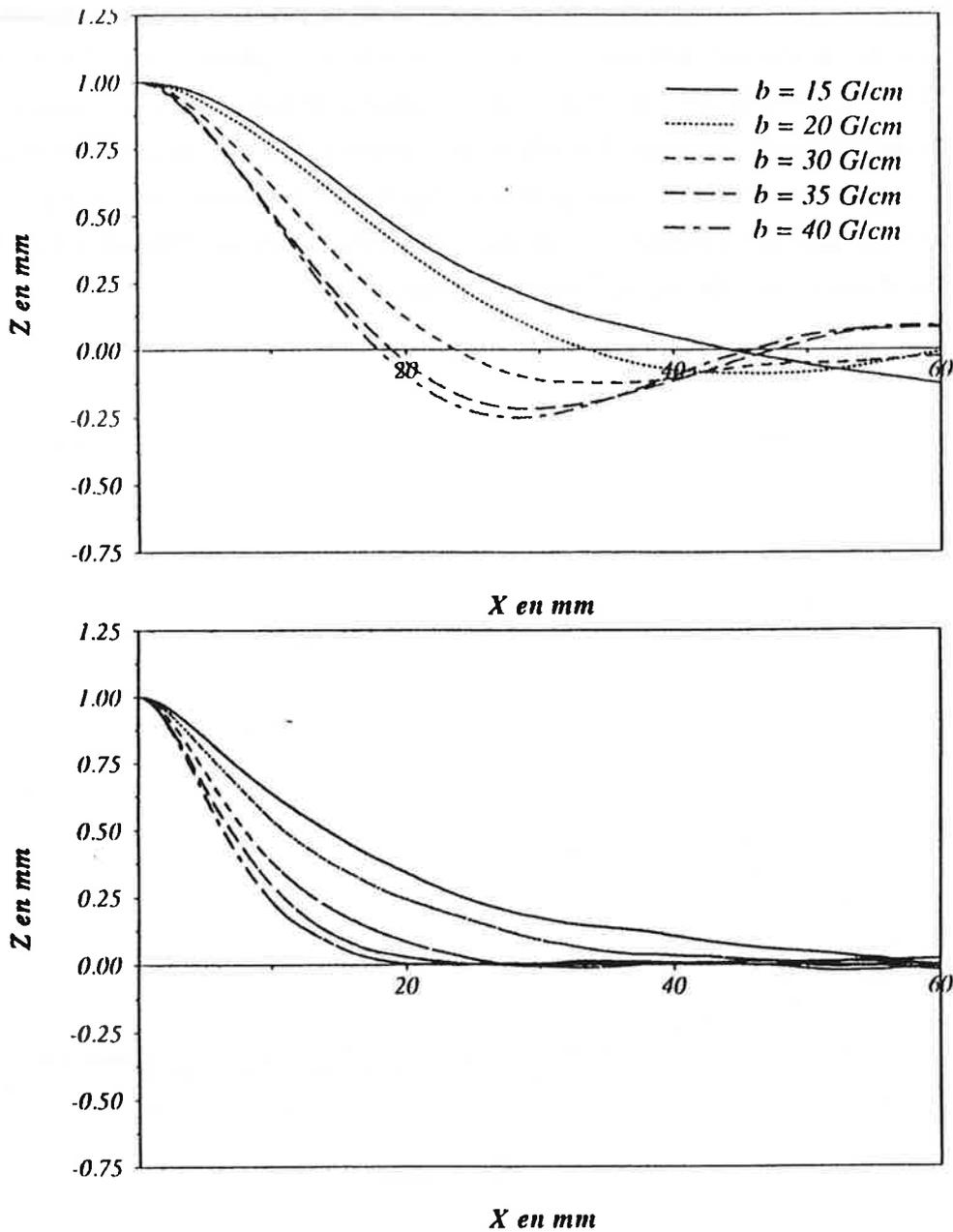


Figure (III-6) : Simulation Monte-Carlo des trajectoires atomiques pour différentes valeurs du gradient de champ magnétique . La figure ci dessus est dans le cas ou $\delta = -2\Gamma$ (régime sous-amorti) , et celle qui est au dessous est dans le cas ou $\delta = -\Gamma$ (régime sur-amorti) .

II.3.1.d - Trajectoire en fonction de la vitesse transversale.

Les figures (I- et I-) du chapitre I montrent la variation de la force stationnaire

qui s'exerce sur l'atome en fonction de la vitesse et de la position pour un système à trois niveaux. Si l'atome possède une vitesse transversale trop grande qui tend à le faire sortir du piège, la force de friction et la force de rappel pourront être insuffisante pour ramener l'atome au centre du piège. Au delà d'une certaine valeur de vitesse transversale, l'atome s'échappe du piège et sera donc perdu. La figure (III-7) montre des exemples de trajectoires atomiques pour différentes vitesses transversales variant entre 0 m/s et 8.5 m/s. A partir d'une vitesse de 8 m/s, l'atome n'est plus piégé.

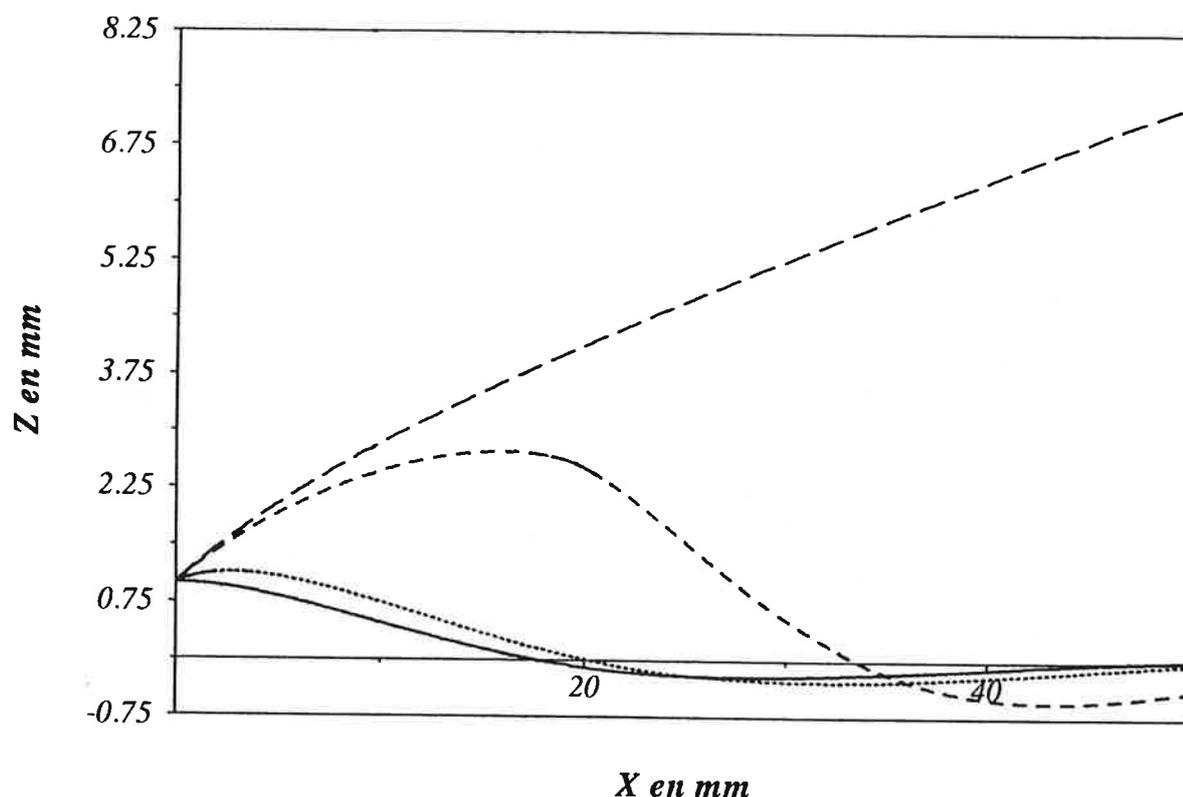


Figure (III-7) : Simulation de trajectoires d'atomes pour différents paramètres de saturation.

La diffusion due au processus de ralentissement dans notre expérience a pour effet d'augmenter la vitesse transversale. Ceci est probablement une des raisons qui diminue l'efficacité du piège.

Pour analyser l'efficacité de la compression d'un jet, il est aussi important

d'étudier la plage de capture et le temps de compression.

II.3.2 - Plage de capture.

On définit par plage de capture, la distance transversale limite pour que l'atome soit capturé. Ce qui signifie d'un point de vue expérimental que l'atome atteint le centre du piège avant de sortir de la zone de compression, où coexistent le gradient de champ magnétique et les faisceaux lasers. Comme nos expériences correspondent à un régime sur-amorti ou sous-amorti de faibles oscillations, on peut considérer que l'atome est piégé dès que la distance de l'atome par rapport au centre est inférieure ou égale à une distance donnée (on prend dans notre cas une distance de 100 μm).

II.3.2.a - Plage de capture en fonction de l'intensité.

Quand on augmente le coefficient de saturation, le processus de compression doit-être plus efficace puisque le coefficient de rappel (III-13) devient de plus en plus grand. Ce coefficient dépend linéairement de l'intensité du laser.

Pour donner une idée sur les ordres de grandeur de la variation de κ en fonction de l'intensité, nous donnons les deux exemples ci-dessus:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial B}{\partial z} = 40 \text{ G/cm} \\ \delta = -2\Gamma \\ s = 0.5 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa}{m} = 3477 \text{ g/cm} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial B}{\partial z} = 40 \text{ G/cm} \\ \delta = -2\Gamma \\ s = 3 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa}{m} = 20705 \text{ g/cm} \end{array} \right.$$

g étant l'accélération de pesanteur terrestre.

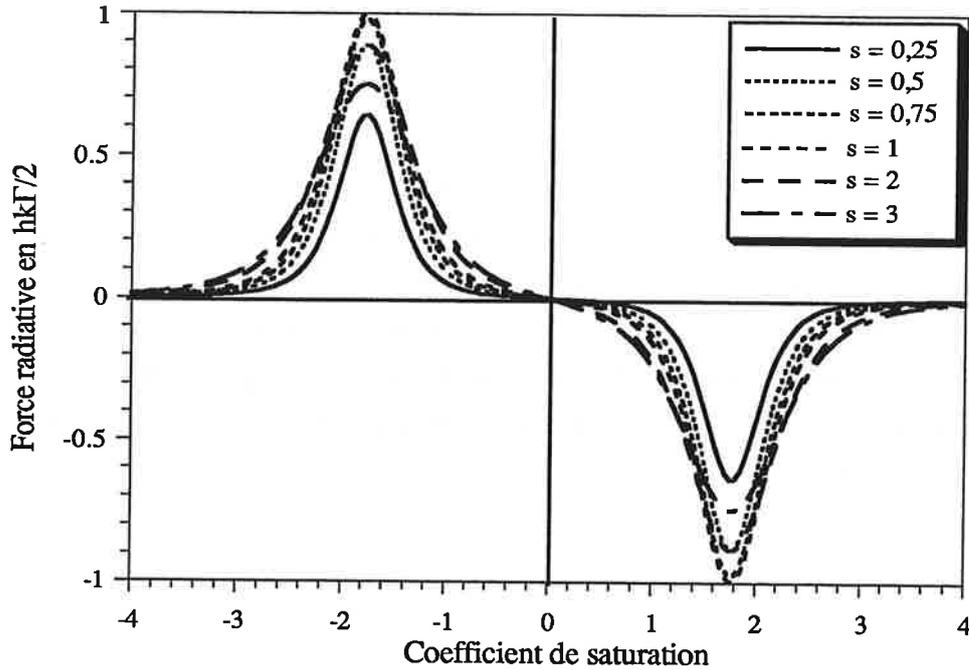


Figure (III-8) : Force radiative stationnaire en fonction de la position pour différents paramètres de saturation pour $\delta = -2\Gamma$ et un gradient de 40 G/cm. Plus l'intensité des lasers augmentent, plus les extremums augmentent .

La figure (III-8) montre la variation de la force de rappel statique pour différents s_0 . La position des extremums de la force change en intensité mais pas en position. A vitesse transversale nulle, elle est donnée par :

$$z_{max} = \frac{\delta}{\omega_B} = \frac{\delta \hbar}{\mu_B g_J \frac{\partial B}{\partial z}} \quad (\text{III-15})$$

où g_J est pris égal à 1 pour le système $J = 0$ vers $J' = 1$ et avec δ le décalage et ω_B la fréquence de Larmor.

En considérant que la plage de capture est proportionnelle à z_{max} , on ne s'attend pas à ce que la première soit modifiée avec l'intensité des faisceaux lasers. La figure (III-9) présente la variation de cette plage en fonction du paramètre de saturation à résonance obtenue à partir de la simulation Monte Carlo de trajectoires.

Cette plage augmente vite pour les faibles valeurs de s_0 , et suit une variation plus lente

pour les grandes valeurs de s_0 ($s_0 \geq 1.5$). Les valeurs des extremums de la force stationnaire augmentent avec s_0 , l'atome sent l'effet de cette force à une distance de plus en plus grande. L'efficacité du piège augmente avec l'intensité des lasers pour cette gamme de valeurs d'intensité laser.

Pour toutes les valeurs de paramètres de saturation à résonance, on est toujours dans régime sous-amorti.

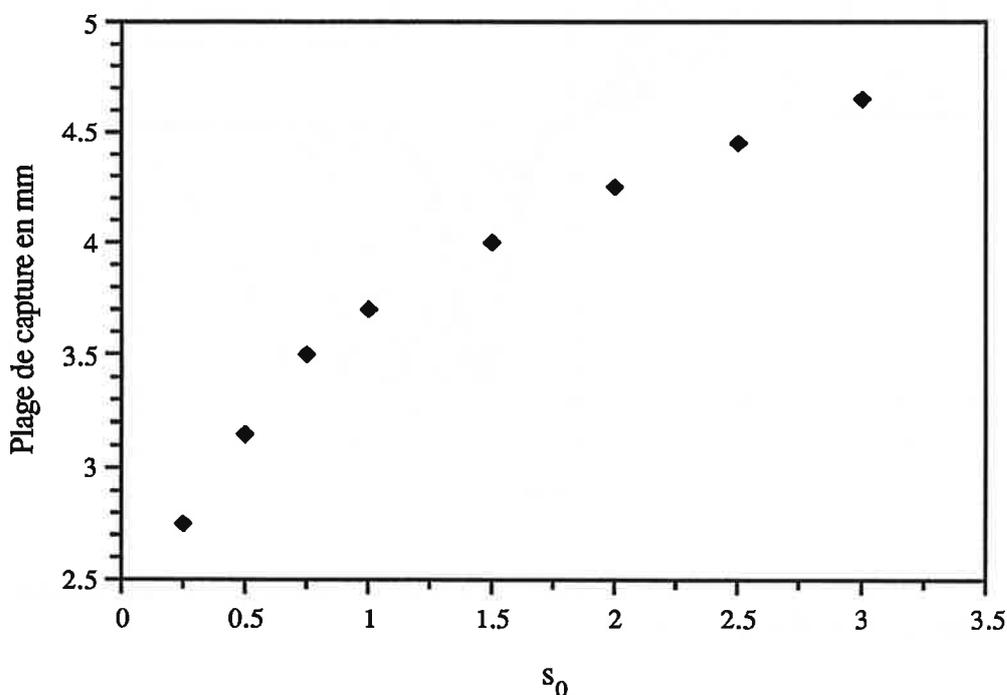


Figure (III-9) : Plage de capture en fonction du paramètre de saturation pour un gradient de 40 G/cm et un décalage $\delta = -2\Gamma$.

II.3.2.b - Plage de capture en fonction du gradient de champ magnétique.

Maintenant, nous allons étudier la variation de la plage de capture en fonction du gradient de champ magnétique. La figure (III-10) correspondante à la variation de la force en fonction du gradient de champ magnétique montre une compétition entre deux facteurs importants pour l'efficacité du piège : l'obtention d'une large plage de capture ou l'obtention d'un grand coefficient de rappel. Ce coefficient de rappel donné par l'expression (III-13) dépend linéairement du gradient, alors que la plage de capture varie inversement avec ce paramètre.

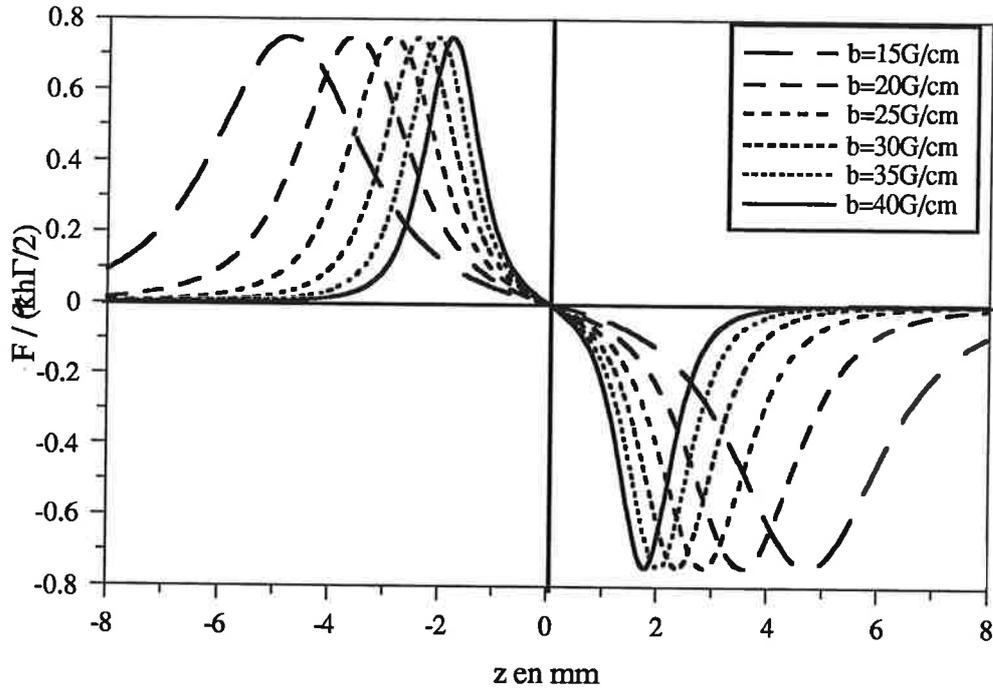


Figure (III-10) : Force Doppler stationnaire en fonction du gradient de champ magnétique pour $s_0 = 3$ et $\delta = -2\Gamma$.

La figure (III-11) montre le résultat de simulation de trajectoire avec une diminution de la plage de capture en fonction du gradient de champ magnétique. Les atomes sont capturés dans le piège sur une plage de l'ordre de $| 2.5 z_{\max} |$. Nous restons toujours dans un régime sous-amorti.

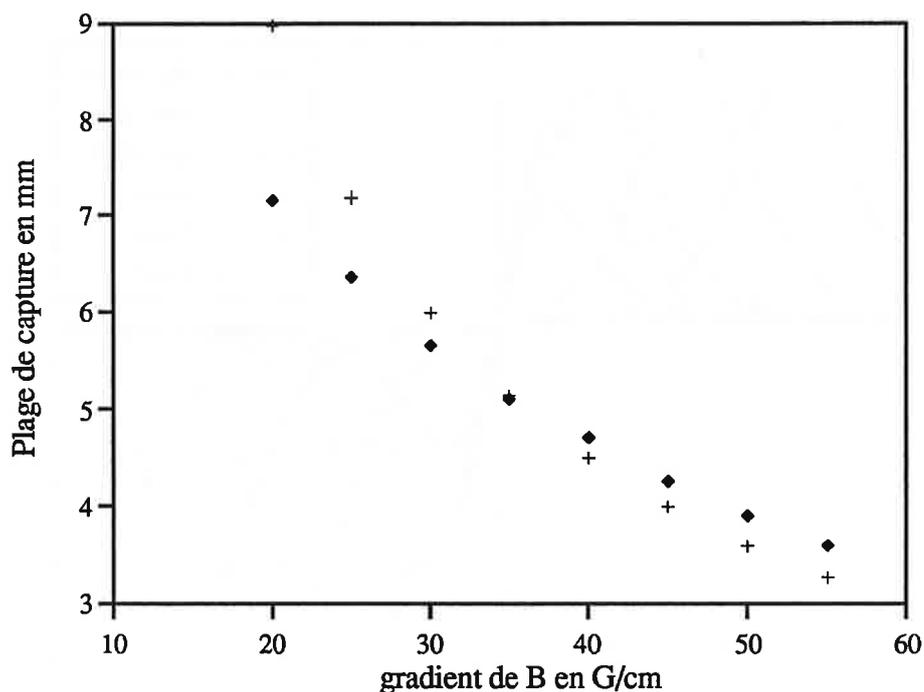


Figure (III-11) : Plage de capture en fonction du gradient de champ magnétique (losanges) comparée aux valeurs de $| 2.5 Z_{max} |$ (croix).

II.3.2.c - Plage de capture en fonction du décalage.

La figure (III-12) montre la variation de la force en fonction du décalage en fréquence du laser par rapport à la résonance. La variation du coefficient de rappel montre que pour un certain décalage, ce coefficient décroît très vite (voir chapitre I). Donc à grands décalages (décalage supérieur à -1.5Γ), l'atome sent de moins en moins l'effet de la force au voisinage de $z = 0$. Ceci correspond à l'apparition d'un point d'inflexion en $z = 0$ sur l'allure des courbes de force (figure III-12).

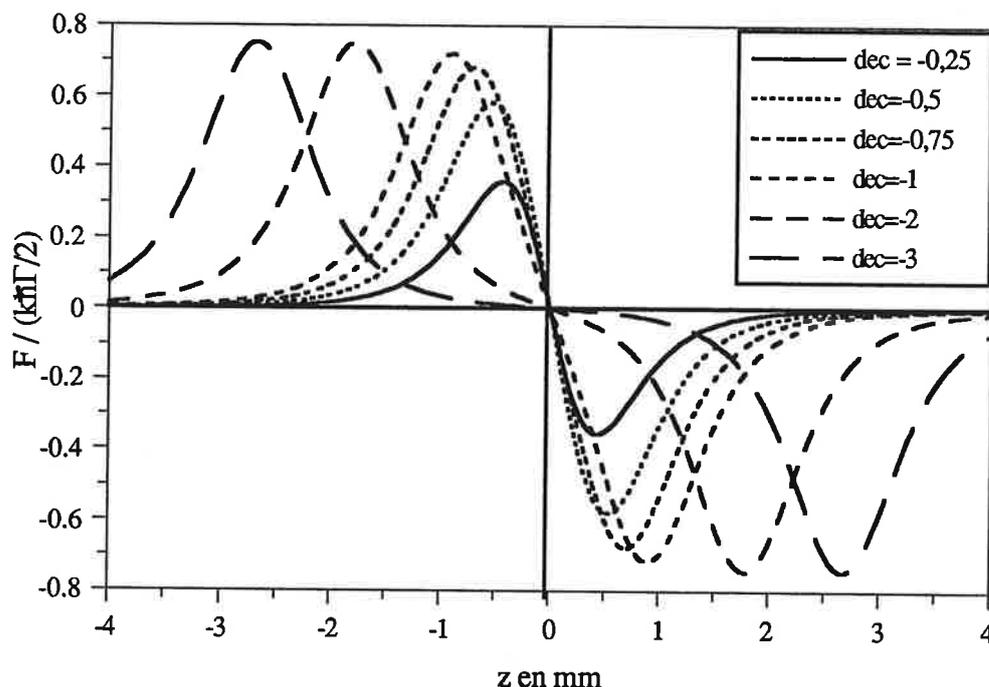


Figure (III-12) : Force radiative stationnaire en fonction du décalage de la résonance pour $s_0 = 3$ et pour un gradient de 40 G/cm.

La plage de capture obtenue à partir de la simulation Monte-carlo dont l'évolution en fonction du décalage est montrée sur la figure (III-13), correspond aussi à une valeur d'à peu près $2.5 |z_{max}|$. Elle montre la transition entre les deux régimes: régime sur-amorti et régime sous-amorti. Au de a du régime critique (régime sur-amorti) $-0.25\Gamma < \delta < -1.5\Gamma$, on a une augmentation rapide de la plage de capture. Au delà de ce régime (régime sous-amorti) la plage de capture augmente plus lentement.

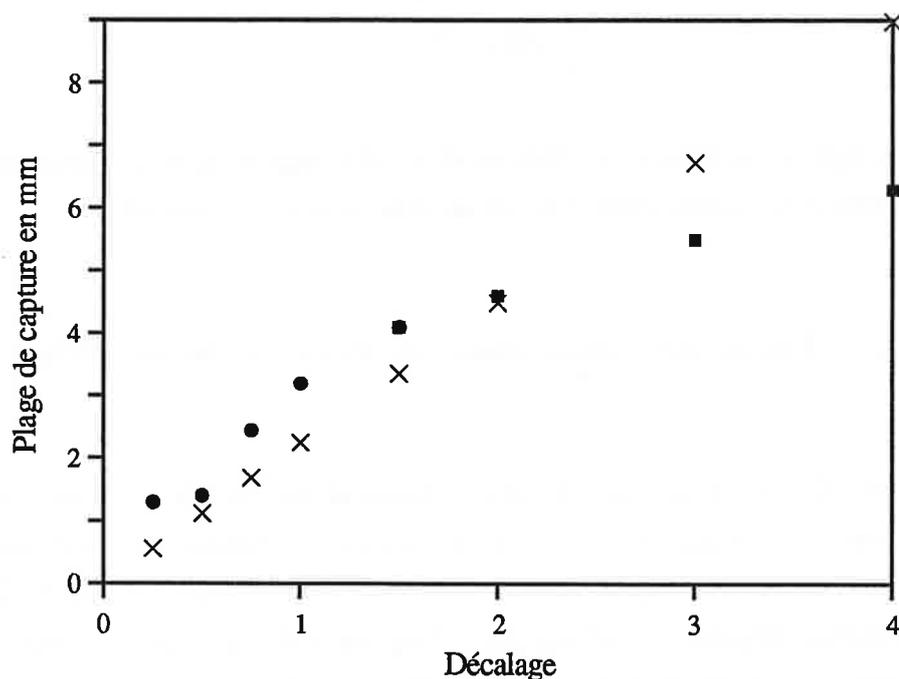


Figure (III-13) : Plage de capture en fonction du décalage à partir de simulation de trajectoires. Les cercles correspondent au régime sur-amorti et les carrés au régime sous-amorti. Les croix indiquent les valeurs de $2.5 | z_{max} |$.

II.3.3 - Temps de compression.

Le temps de compression est un paramètre important dans l'étude d'un piège à une ou deux dimensions, vu le caractère transitoire des trajectoires dans le piège. Diminuer le temps de compression comme on l'a vu au chapitre II, a été une des objectifs de nos expériences pour pouvoir obtenir des jets ralentis et comprimés de vitesse moyenne relativement grandes.

Nous considérons ici que le temps de compression est le temps que met l'atome pour que la rapport entre la distance finale et la distance initiale soit égale à e^{-1} , c'est à dire que si l'atome entre dans le piège à une distance transversale de 1 mm, il faut qu'il atteigne une distance transversale de 0.36 mm et ceci pour n'importe quel régime.

Les conditions initiales que nous avons utilisées dans cette simulation sont les suivantes :

$$\begin{cases} \text{à } t = 0 \\ z(0) = 1 \text{ mm} \\ \frac{\partial z}{\partial t}(0) = 0 \end{cases}$$

Le temps de compression dépend de l'intensité, du décalage et aussi du gradient de champ magnétique. Nous allons discuter le rôle de chacun de ces paramètres.

II.3.3.a - Temps de compression en fonction du coefficient de saturation.

La figure (III-14) montre la variation du temps de compression en fonction du coefficient de saturation à résonance. Plus ce coefficient augmente, plus le temps de compression diminue. Dans la plupart de nos conditions expérimentales (avec $\delta = -2\Gamma$), on est toujours dans un régime sous-amorti pour n'importe quel coefficient de saturation. D'après l'équation de mouvement dans un régime sous-amorti donnée par l'expression (I-79), le temps de compression est proportionnelle au temps caractéristique donné :

$$\tau_{\text{caractéristique}} = \frac{2m}{\alpha} \quad (\text{III-16})$$

m étant la masse, et α le coefficient de frottement donné par l'expression (III-12). Ce coefficient α est proportionnel au coefficient de saturation, ce qui implique que le temps de compression est proportionnel à l'inverse de l'intensité.

$$t_{\text{compression}} \text{ est proportionnel à } \frac{1}{s_0}$$

La figure (III-14) montre bien cette évolution. La comparaison de la variation du temps de compression (points représentés par les croix) en fonction du coefficient de saturation par rapport au temps caractéristique - équation (III-16) - (points représentés par les carrés) montre qu'il ya correspondance entre les prédictions théoriques et les résultats de simulation Monte Carlo. Ce temps de compression diminue avec le coefficient de saturation à résonance, et plus ce coefficient augmente plus on s'approche du régime sur-amorti.

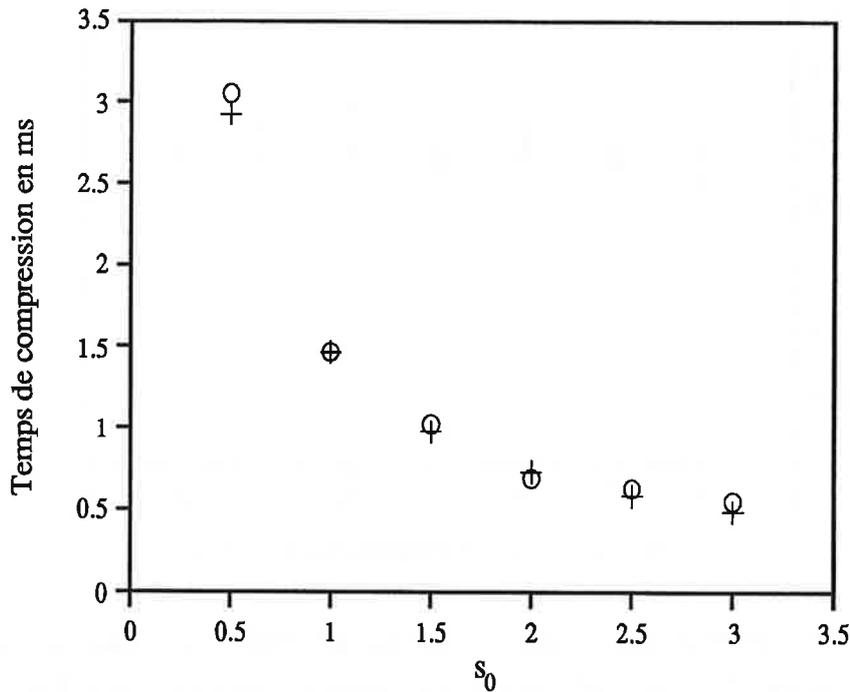


Figure (III-14) : Temps de compression en fonction du paramètre de saturation à résonance donnée par des simulations de trajectoires de type Monte-Carlo pour $\delta = -2 \Gamma$ et pour un gradient de champ de 40 G/cm. Les cercles représentent les résultats de la simulation Monte-Carlo et les plus représentent le temps caractéristique calculé.

II.3.3.b - Temps de compression en fonction du gradient de B.

La figure (III-15) montre la variation du temps de compression en fonction du gradient de champ magnétique. On est toujours dans un régime sous-amorti avec un décalage de -2Γ . Ce temps de compression ne dépend pas du gradient de champ magnétique. L'ordre de grandeur du temps de compression est de 487 μ s.

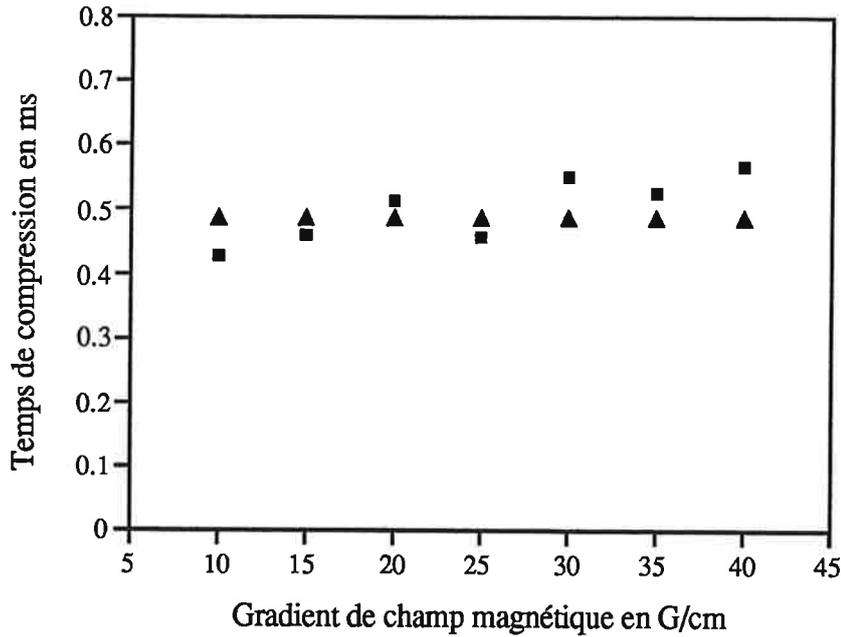


Figure (III-15) : Temps de compression en fonction du gradient de champ magnétique pour un décalage de -2Γ et un coefficient de saturation à résonance $s_0 = 3$. Les carrés correspondent aux résultats de simulation et les triangles correspondent aux temps caractéristiques dans le régime critique.

II.3.3.c - Temps de compression en fonction du décalage.

La figure (III-16) montre la variation du temps de compression en fonction du décalage. On distingue sur cette figure la présence de deux régimes différents : un régime sur-amorti quand le décalage est faible (inférieur à -1.5Γ) et un régime sous-amorti quand le décalage est grand (supérieur à -1.5Γ). On remarque que dans le régime sur-amorti, il n'y a pas de correspondance entre les résultats de simulation et $\tau_{\text{caractéristique}} = \frac{2m}{\alpha}$. Ceci est attendu puisque le temps caractéristique dans ce régime est défini par :

$$\tau_{\text{caractéristique}} = \frac{2}{\beta - \gamma}$$

avec $\beta = \frac{\alpha}{m}$ et $\gamma = \sqrt{\beta^2 - 4 \omega^2}$ où $\omega^2 = \frac{\kappa}{m}$

La compression la plus efficace est réalisée quand on est dans un régime critique puisque l'atome dans ce cas rejoint le plus rapidement le centre du piège.

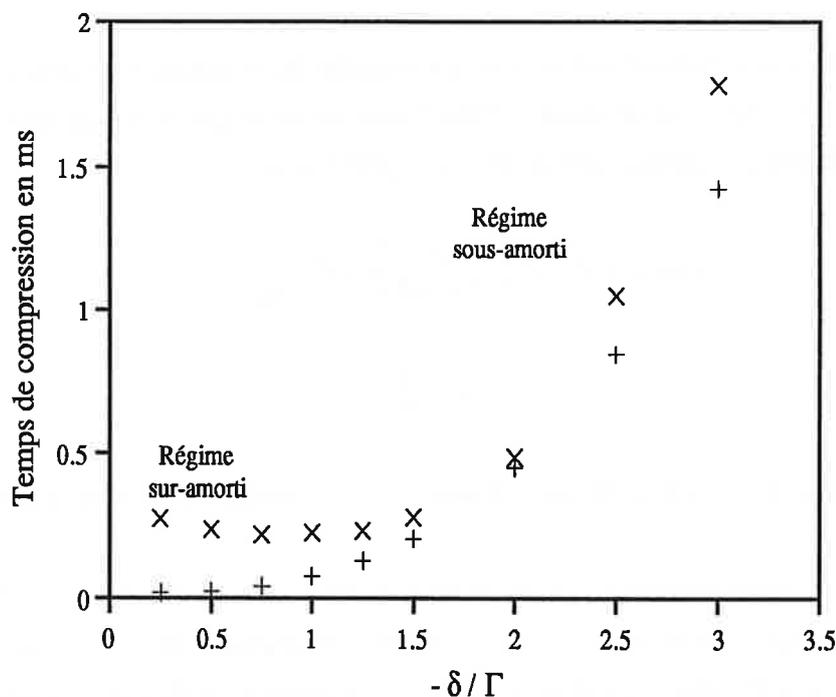


Figure (III-16) : Temps de compression en fonction du décalage pour un gradient de champ magnétique de 40 G/cm et un $s_0 = 3$. Les (x) représentent les temps de compression calculés par simulation et les (+) représentent les temps caractéristiques.

Deux propriétés vont être maintenant étudiées : la température et la taille caractéristique de la compression, qui permettent de bien caractériser le fonctionnement et l'efficacité du piège.

II.3.4 - Température et taille caractéristique de la compression.

La température et la taille caractéristique de la compression peuvent être évalués par l'équation de Fokker Planck déjà présentée dans le chapitre I. Nous allons commencer par étudier la variation de la température en fonction des différents paramètres expérimentaux puis nous étudierons la taille caractéristique de la compression pour

connaître l'état final du piège.

II.3.4.a - Etude de la température par simulation numérique.

Nous allons tout d'abord commencer par rappeler la distribution en position et en vitesse donnée par l'équation de Fokker Planck qui va nous donner l'expression de la température et de la taille caractéristique de la compression z_c .

$$w(p,z) = A \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2z_c^2}\right) \quad (\text{III-17})$$

avec $k_B T = \frac{D}{\alpha}$ et $z_c^2 = \frac{D}{\alpha \kappa}$

T est la température, et z_c est la taille caractéristique de la compression k_B est la constante de Boltzman.

La figure (III-17) nous montre la variation de la température en fonction du décalage calculés par simulation numérique (points) et avec l'expression théorique donnée ci-dessus (trait plein). On remarque qu'elle passe par un minimum égal à la température Doppler quand $\delta = -0.5 \Gamma$ puis croît en fonction du décalage. La concordance entre la simulation et le calcul théorique avec l'équation de Fokker-Planck est très bonne. La température est dans tous les cas de quelques centaines de microKelvin.

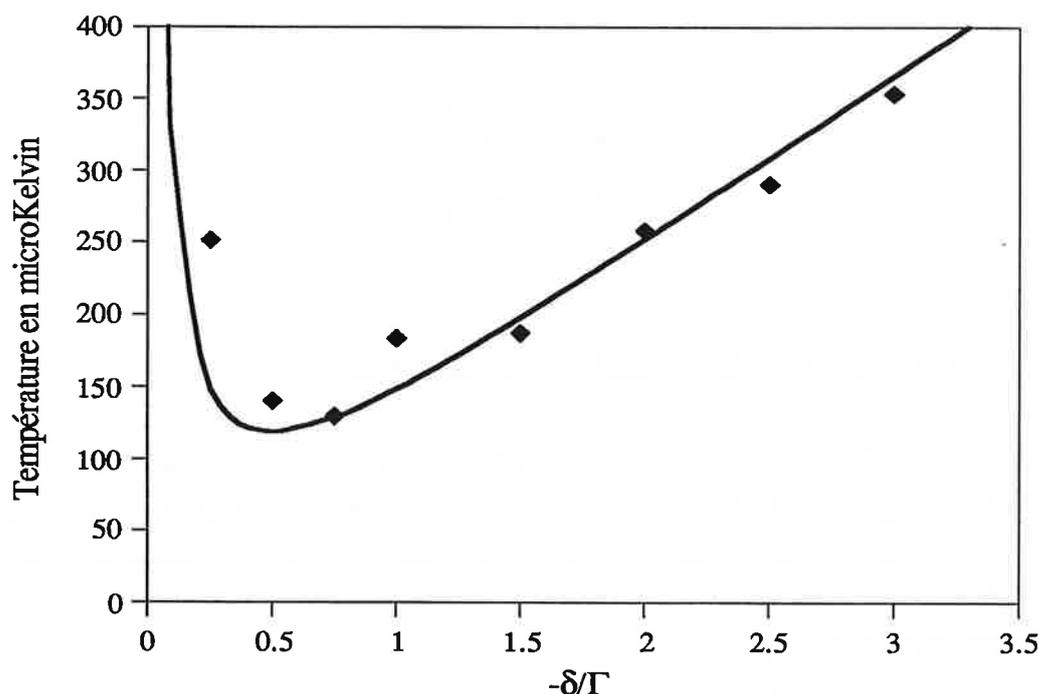


Figure (III-17) : Variation de la température en fonction du décalage de la résonance pour $s_0 = 3$ et pour un gradient de champ magnétique de 40 G/cm.

La température ne dépend ni du gradient de champ magnétique ni de l'intensité des lasers à faible intensité tel que le montre l'expression suivante:

$$T = \frac{\hbar \left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)}{\delta k_B} \quad (\text{III-18})$$

tirée des équations (I-) et de (III-17).

II.3.4.b - Etude de la taille caractéristique de la compression par simulation numérique.

Le taille caractéristique de la compression est défini ici comme l'écart quadratique des fluctuations en z une fois que l'atome est piégé. Elle nous permet d'estimer l'efficacité de la compression d'un jet atomique. Elle dépend du décalage, de l'intensité des lasers et du gradient de champ magnétique. Nous allons ici étudier ces variations un par un.

L'expression de la taille caractéristique de la compression est donné par :

$$z_c = \frac{\hbar \left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^3}{2\delta^2 k \Gamma \Omega^2 \mu_B \frac{dB}{dz}} \quad (\text{III-19})$$

i - En fonction du décalage par rapport à la résonance:

La figure (III-18) montre la variation de la taille caractéristique de la compression en fonction du décalage entre la fréquence du laser et la fréquence atomique. Ce taux passe par un minimum égale à 5 μm quand $\delta = -0.35 \Gamma$ et croît ensuite avec le décalage. A $\delta = -2 \Gamma$, cas considéré pour beaucoup de données de notre expérience, la taille caractéristique de la compression est de 30 μm .

Elle varie avec δ comme $\frac{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^3}{\delta^2}$.

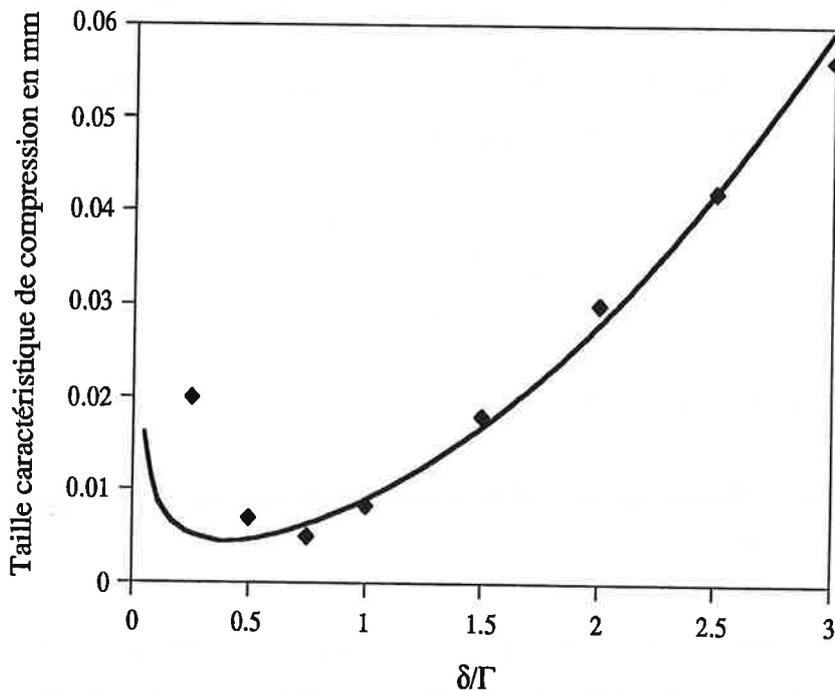


Figure (III-18) : Taille caractéristique de la compression en fonction du décalage pour $s_0 = 3$ et pour un gradient de champ magnétique de 40 G/cm. Le trait plein représente le calcul théorique et les points sont les résultats de simulation numérique.

ii - En fonction du gradient de champ magnétique :

Le taille caractéristique de la compression varie inversement à la racine du gradient de champ magnétique, ce qui veut dire que plus on augmente le gradient plus la taille caractéristique de la compression diminue. La figure (III-19) confirme bien cette hypothèse avec les résultats de simulation et avec le calcul.

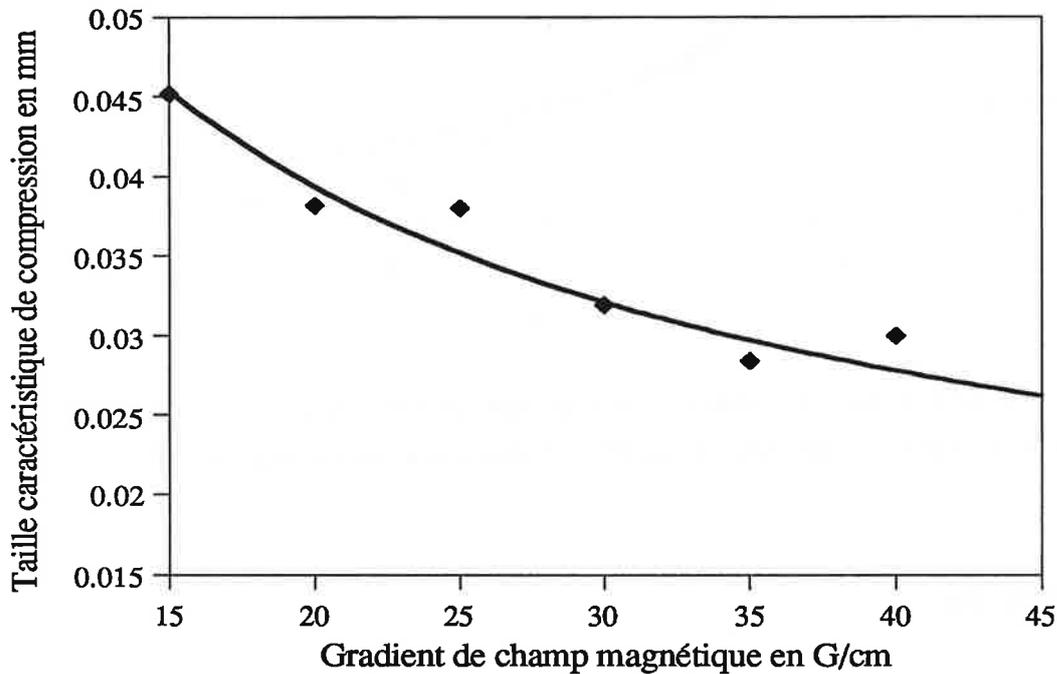


Figure (III-19) : Taille caractéristique de la compression en fonction du gradient de champ magnétique pour un $s_0 = 3$ et pour un décalage de -2Γ . Le trait plein est le calcul théorique et les points représentent le résultat de simulation numérique.

iii - En fonction du coefficient de saturation :

La taille caractéristique de la compression dépend inversement du coefficient de saturation à résonance . A faibles s_0 , la taille caractéristique de la compression atteint les $100 \mu\text{m}$ et la compression devient beaucoup moins efficace qu'à grands s_0 . Les résultats de simulation et le calcul théorique dans la figure (III-20) confirment bien cette idée.

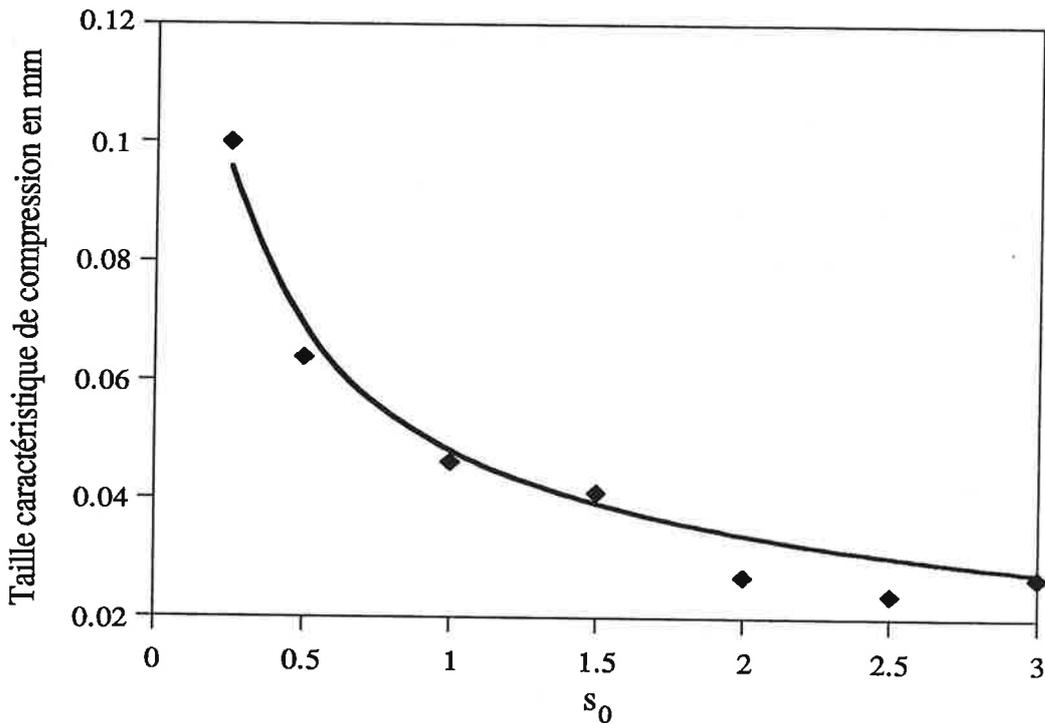


Figure (III-20) : Taille caractéristique de la compression en fonction du coefficient de saturation à résonance pour un gradient de 40 G/cm et un décalage $\delta = -2 \Gamma$.

Remarque :

Pour les calculs de température et de taille caractéristique de la compression, il y a un bon accord entre la simulation Monte carlo et les résultats de l'équation de Fokker Planck. La dispersion des points obtenus par simulation Monte Carlo s'explique par le fait qu'ils sont obtenus par le tirage d'une seule trajectoire que l'on laisse évoluer autour du centre du piège pendant un temps assez long. En moyennant sur plusieurs trajectoires, on diminue facilement cette dispersion.

II.3.5 - Conclusion.

Cette première partie de ce chapitre concerne l'étude d'un piège à une dimension utilisant un système de transition simple $J = 0$ vers $J' = 1$. Ce modèle de simulation numérique de type Monte Carlo nous permet de mettre en évidence quelques résultats importants pour l'interprétation de notre piège, et d'avoir une idée sur l'ordre de

grandeurs de quelques caractéristiques du piège tels que la plage de capture, le temps de compression, la température dans le cas Doppler et la taille caractéristique de la compression. Ce modèle qui se limite à prendre en compte que les “mécanismes doppler”, a été testé en le comparant aux résultats obtenus en utilisant l'équation de mouvement et l'équation de Fokker Planck. Nous avons obtenues une bonne concordance entre les deux résultats.

Nous généralisons maintenant ce système simple au cas d'un système plus compliqué correspondant à la transition hyperfine de la raie D2 du césium $F = 4$ vers $F' = 5$. Nous n'allons pas refaire ici l'étude qui a été faite précédemment mais nous allons juste comparer les résultats obtenus par simulation numérique en utilisant les paramètres expérimentaux avec ce que l'on a obtenus pour le système $J = 0$ vers $J' = 1$. La différence cruciale entre ces deux systèmes $J = 0 / J' = 1$ et $J = 4$ vers $J' = 5$ (ou $F = 4$ vers $F' = 5$) est la présence d'un grand nombre de sous-niveaux Zeeman dans le niveau fondamental et dans le niveau excité.

III - MODÈLE À UNE DIMENSION POUR LA TRANSITION $F \rightarrow F' = F + 1, F \neq 0$.

L'étude de cette transition est plus compliquée que l'étude précédente. En effet, il y a maintenant plusieurs sous-niveaux Zeeman fondamentaux. Comme précédemment, nous nous limiterons au cas qui tient en compte le mécanisme Doppler et qui néglige donc l'apparition de mécanismes sub-Doppler dans le processus de compression. Dans tout ce modèle, les processus d'émission stimulée sont négligés et les cohérences entre les sous-niveaux Zeeman ne sont pas prises en compte. Dans le calcul de la trajectoire atomique, il faut aussi considérer le changement de l'état interne de l'atome dans le niveau fondamental pendant son déplacement dans le piège. Ce changement d'état interne a une grande influence sur la trajectoire. En particulier, l'état interne initial de l'atome a des conséquences sur l'efficacité de la compression dans le piège. Dans la première partie de ce chapitre, nous allons décrire le modèle en précisant les approximations utilisées.

Dans la deuxième partie, nous étudions les trajectoires d'un atome en fonction des différents paramètres en considérant un gradient de champ magnétique constant tout le long du piège pour pouvoir comparer nos résultats avec les résultats du modèle précédent. Dans la troisième et dernière partie, nous étudions notre modèle mais avec un gradient de champ magnétique variant de 15 G/cm à 40 G/cm sur une distance longitudinale de 40 mm, ce qui simule dans le cas à une dimension les conditions de

gradient dans notre expérience.

III.1 - Approximation de mécanisme Doppler.

Nous avons considéré notre système à plusieurs sous-niveaux, comme équivalent à chaque instant à un système à trois niveaux. A faible intensité laser, on peut négliger les populations et les cohérences entre sous-niveaux Zeeman pour l'état excité. Nous avons dans notre cas considéré aussi des coefficients de saturation à résonance s_0 plus grande que 1 mais avec des décalages assez grands de telle manière que les coefficients de saturation s_{\pm} pour les ondes σ^+ et σ^- restent la plupart du temps plus petits que 1. En plus de cette approximation, nous allons négliger les cohérences entre sous-niveaux Zeeman dans l'état fondamental. Cette approximation n'est pas justifiée en particulier lorsque $k v + \omega_{BZ} \approx 0$. En effet autour de cette valeur, apparaissent les mécanismes sub-Doppler. Cependant dès que $k v + \omega_{BZ} \neq 0$, on a vu que le système traité par le formalisme de la matrice densité se ramène très vite à des équations aux populations qui décrivent le mécanisme Doppler. Nous allons dans le paragraphe suivant exposer le principe de notre modèle.

III.2 - Description du principe du modèle.

Le principe de ce modèle est le même que celui décrit précédemment avec comme différence que les probabilités d'absorption σ^+ et σ^- sont différentes et que l'émission spontanée peut se faire avec polarisations différentes. Les instants où il y a absorption et émission spontanée sont obtenus par tirage au sort. L'atome entre dans le piège initialement dans un état interne donné $|F, m\rangle$ avec une vitesse initiale donnée. Il absorbe un photon soit de l'onde σ^+ , soit de l'onde σ^- . Le choix de ce photon ainsi que l'instant d'absorption sont déterminés par tirage au sort. Ceci détermine aussi le sous-niveau excité où se trouve l'atome après absorption. Ensuite, l'atome, à un instant également choisi aléatoirement, subit un processus d'émission spontanée. Le choix du sous-niveau d'arrivée c'est à dire la polarisation du photon émis, est tiré au hasard ainsi que le sens de la projection moyenne de son vecteur d'onde sur l'axe Oz (modèle à une dimension).

Nous allons exposer ce modèle un peu plus en détail.

Considérons le modèle à une dimension d'un atome soumis à deux ondes lasers polarisés σ^+ et σ^- se propageant en sens inverse selon Oz, et à un gradient de champ magnétique constant dans la même direction $B = bz$. La probabilité pour qu'un atome absorbe un photon σ^+ ou σ^- entre l'instant t et l'instant $t+dt$ est donnée par :

$$d\Pi_g = -\frac{\Gamma}{2}(s_+ + s_-)\Pi_g dt \quad (\text{III-20})$$

où s_+ et s_- sont les coefficients de saturation respectivement des ondes σ^+ et σ^- donnés par les expression suivantes:

$$s_{\pm} = \frac{\frac{\Omega^2}{2} c_m^{m\pm 1}}{\left((\delta \pm kv + m \Omega_B - (m \pm 1) \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)} \quad (\text{III-21})$$

m est le sous-niveau fondamental, $c_m^{m\pm 1}$ sont les carrés des coefficients de Clebsh Gordon correspondants à la transition m vers $m+1$ et à la transition m vers $m-1$, δ est le décalage, Ω est le fréquence de Rabi et Ω_B et Ω'_B sont respectivement les fréquences Zeeman correspondants au niveau fondamental et au niveau excité du césium et sont données par :

$$\Omega_B = 2 \pi 0.35 \text{ b z MHz}$$

$$\Omega'_B = 2 \pi 0.56 \text{ b z MHz}$$

Donc si l'atome à $t = 0$ est sur un certain sous-niveau fondamental m , à l'instant t_1 donné par l'expression suivante, il subit une absorption :

$$t_1 = -\frac{2 \log(\Pi_g)}{\Gamma(s_+ + s_-)} \quad (\text{III-22})$$

où Π_g est la variable aléatoire choisi entre 0 et 1. Donc entre l'instant 0 et t_1 l'atome est en vol libre, sa position et sa vitesse sont données par :

$$\begin{cases} z(t) = z(0) + v(0)t \\ v(t) = v(0) \end{cases} \quad (\text{III-23})$$

Le sous-niveau Zeeman d'arrivée est déterminé par un choix d'une variable aléatoire α_1 qu'on compare à $\frac{s_+}{s_+ + s_-}$, et on dit que si $\alpha_1 < \frac{s_+}{s_+ + s_-}$, l'atome effectue une transition vers le sous-niveau excité $m+1$ et sa vitesse augmente d'une quantité égale à $\frac{\hbar k}{m}$ et que si $\alpha_1 > \frac{s_+}{s_+ + s_-}$, il effectue une transition vers $m-1$ et sa vitesse diminue de $\frac{\hbar k}{m}$. Une fois sur un de ces sous-niveaux, l'atome est en vol libre jusqu'à un instant $t_{\text{émis}}$ où il a lieu l'émission spontanée. Cet instant $t_{\text{émis}}$ est donné par l'expression suivante :

$$t_{\text{émis}} = - \frac{\log \alpha_2}{\Gamma} \quad (\text{III-24})$$

avec α_2 la variable aléatoire qui sera choisi entre 0 et 1. Le sous-niveau d'arrivée est déterminé par un choix de variable aléatoire α_3 qu'on compare aux carrés des coefficients de Clebsh Gordon $c_m^{m \pm 1}$ et c_m^m . On dit que si α_3 est inférieur à c_m^{m+1} , l'atome effectue une transition vers le sous-niveau fondamental $m' = m + 1$, si α_3 est encadré par c_m^{m+1} et $c_m^m + c_m^{m+1}$, l'atome effectue une transition vers le sous-niveau fondamental $m' = m$, et que si α_3 est supérieur à $c_m^m + c_m^{m+1}$, l'atome effectue une transition vers le sous-niveau fondamental $m' = m - 1$. En effectuant une de ces trois transitions, l'atome émet un photon de polarisation respectives σ^+ , Π ou σ^- et sa vitesse est modifiée. Une projection du diagramme d'émission spontanée à trois dimensions sur l'axe z nous permet de déterminer la quantité de mouvement que perd ou gagne en moyenne l'atome

Quand l'atome émet un photon σ^+ ou σ^- , sa vitesse change en moyenne d'une quantité $\pm 0.562 \frac{\hbar k}{m}$ et quand il émet un photon π , sa vitesse change en moyenne d'une quantité $\pm 0.375 \frac{\hbar k}{m}$. Le système \pm correspond au sens selon Oz dans lequel l'atome émet son photon. Il est tiré au hasard avec une probabilité 1/2 pour chacun des sens. A la suite de ce cycle, l'atome se retrouve à nouveau dans un sous-niveau Zeeman de l'état fondamental. Il se déplace en vol libre avec sa vitesse modifiée comme indiquée suivant l'axe Oz . Un nouveau cycle peut commencer avec de nouveaux tirages au sort.

III.3 - Etude des trajectoires atomiques dans le cas où le gradient de champ magnétique est constant.

Cette étude va nous permettre d'étudier le rôle des sous-niveaux Zeeman dans le niveau fondamental et de comparer les résultats avec ceux obtenus dans le système correspondant à la transition $J = 0$ vers $J' = 1$.

III.3.1 - Résultats.

Nous allons dans ce paragraphe étudier le comportement de l'atome dans un piège à une dimension en fonction des différents paramètres tel que l'intensité des lasers, le décalage en fréquence par rapport à la résonance, et le gradient de champ magnétique et surtout en fonction du sous-niveau Zeeman de départ, dans lequel se trouve l'atome à son entrée dans le piège. Nous allons tout d'abord montrer une simulation des trajectoires de l'atome dans ce piège pour différentes positions de départ.

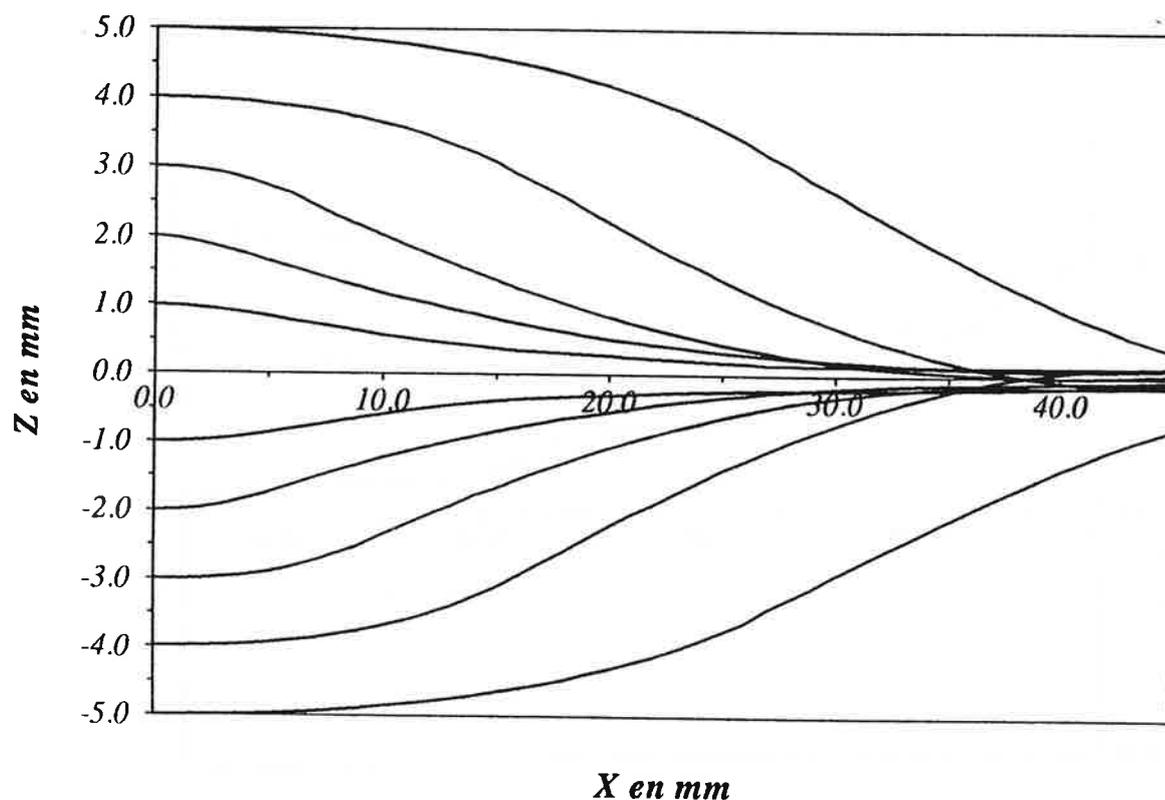


Figure (III-21) : Moyenne sur 5 simulations Monte-Carlo des trajectoires atomiques dans un piège magnéto-optique à une dimension pour un $s_0 = 3$, un gradient de champ magnétique de 40 G/cm, une vitesse longitudinale de 35 m/s, une vitesse transversale nulle et pour des atomes dans l'état interne $m_F = -4$.

La figure (III-21) décrit des moyennes de trajectoires simulées pour différentes positions à l'entrée du piège. En comparant cette figure à la figure (III-1), on remarque que pour les mêmes paramètres, on est passé d'un régime sous-amorti pour la transition $J = 0$ vers $J' = 1$ à un régime quasi sur-amorti où sous-amorti avec de très faibles oscillations pour la transition $F = 4$ vers $F' = 5$. Ceci représente plutôt un avantage puisque le meilleur fonctionnement du piège se présente quand on est dans un régime sur-amorti, sans oscillations. La plage de capture n'est cependant pas modifiée pour les deux transitions.

III.3.1.a - Trajectoires en fonction du décalage.

La figure (III-22) montre à travers des trajectoires aléatoires que pour les faibles valeurs de décalage en fréquence par rapport à la résonance, on est dans un régime sous-amorti. A partir de $\delta > -1.5 \Gamma$, le régime d'évolution devient sous-amorti. Ce résultat est le même que celui obtenu pour une transition simple $J = 0$ vers $J' = 1$. Il est valable quand l'atome est au départ sur le sous-niveau fondamental $mF = -4$.

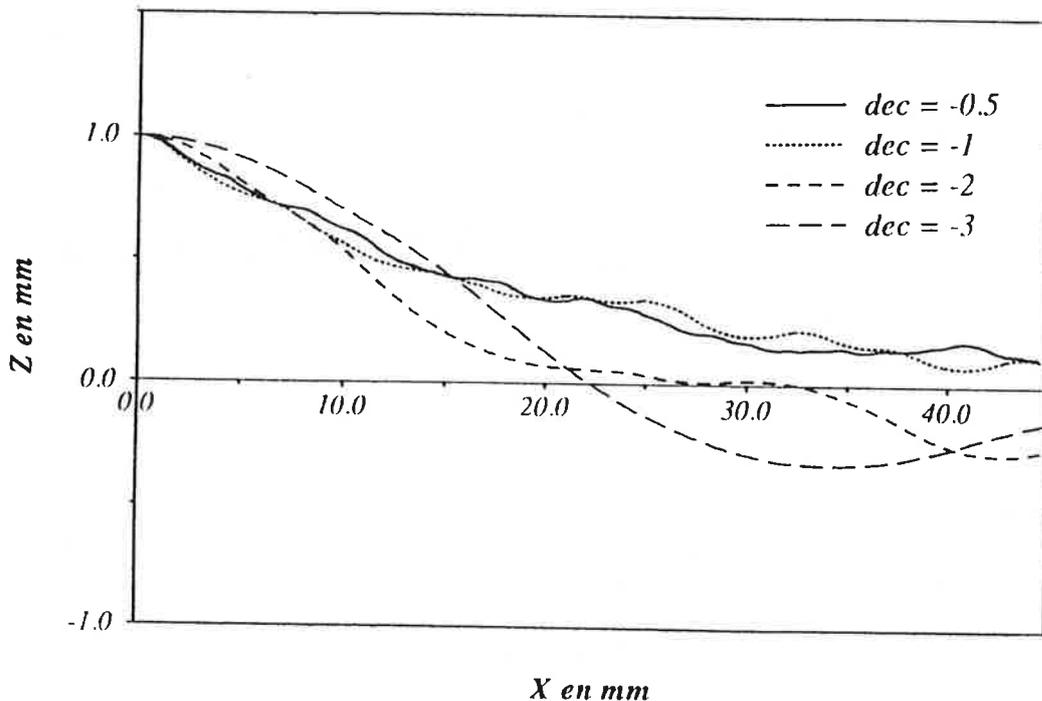


Figure (III-22) : Simulation de trajectoire en fonction du décalage pour $s_0 = 3$, un gradient de champ magnétique de 40 G/cm, $V_{longitudinale} = 45$ m/s et quand l'atome est à l'entrée du piège sur le sous-niveau $mF = -4$.

III.3.1.b - Trajectoires en fonction de l'intensité des lasers.

La figure (III-23) montre que plus on augmente l'intensité des lasers, plus la compression est efficace, ce résultat est attendu. L'atome est ici pour n'importe quel coefficient de saturation à résonance dans le régime sous-amorti. Le résultat est le même que pour transition simple $J = 0$ vers $J' = 1$. Bien sûr plus on augmente le coefficient de saturation, plus on s'approche du régime sous-amorti.

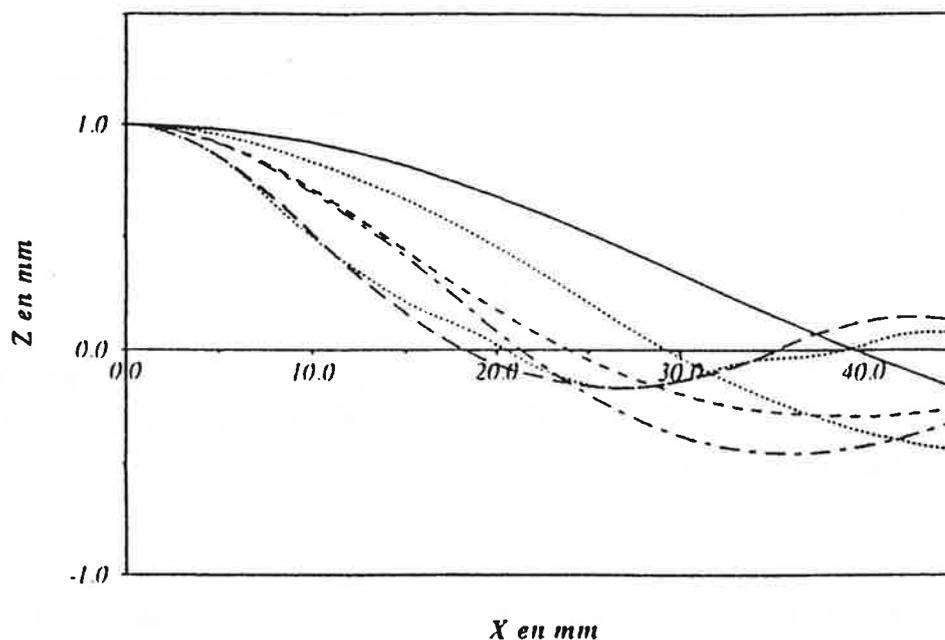


Figure (III-23) : Simulation de trajectoires atomiques en fonction de s_0 pour un gradient de 40 G/cm , $\delta = -2 \Gamma$, $V_{\text{longitudinale}} = 45 \text{ m/s}$, $V_{\text{transversale}} = 0 \text{ m/s}$ et pour un atome au départ sur $mF = -4$.

III.3.1.c - Trajectoires en fonction du gradient de champ magnétique.

La figure (III-24) montre que plus on augmente le gradient de champ magnétique, plus la compression devient efficace. A faibles gradients de champ

magnétique, cette compression est moins efficace et l'atome peut parfois ne pas être capturé. Le comportement de l'atome quand il est sur le sous-niveau $mF = -4$ au départ est le même que celui obtenu pour une transition $J = 0$ vers $J' = 1$.

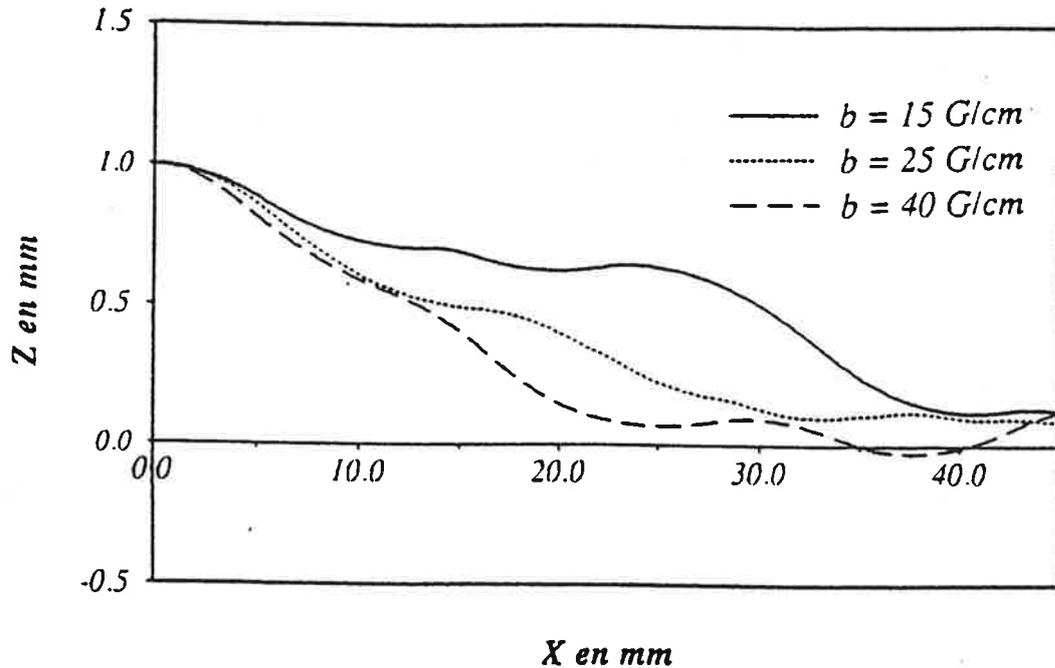


Figure (III-24) : Simulation de trajectoires atomiques en fonction du gradient de champ magnétique pour $s_0 = 3$, $\delta = -2 \Gamma$, $V_{longitudinale} = 45 \text{ m/s}$, $V_{transversale} = 0 \text{ m/s}$ et l'atome est au départ sur $mF = -4$.

III.3.1.d - Comparaison entre les cas où l'atome est sur le sous-niveau Zeeman $mF = -4$ et $mF = +4$ à l'entrée du piège.

Toutes les simulations numériques que nous avons présentées jusque là sont des trajectoires aléatoires pour un atome partant d'un sous-niveau fondamental $mF = -4$. La différence entre deux trajectoires obtenus par un tirage aléatoire dans les mêmes conditions initiales est assez faible, et le comportement de l'atome est pratiquement le même. Pour un atome entrant dans un sous-niveau fondamental $mF = +4$, les trajectoires obtenus par des tirages aléatoires différentes peuvent être très distinctes. Elles vont dépendre du temps que met l'atome pour atteindre son état stationnaire ($mF = -4$) et commencer à subir un processus efficace de compression. Suivant le tirage, ce temps est court ou long et l'atome est capturé ou sorti du piège. On dit qu'on n'arrive pas à capturer tous les atomes qui au départ sont sur le sous-niveau $mF = +4$ et un certain nombre

d'atomes peut être perdu. Les figures (III-25-26-27) montrent deux trajectoires aléatoires dans les mêmes conditions initiales sauf pour le sous-niveau de départ sur lequel est l'atome. Quand l'atome est sur $mF = -4$, il s'approche rapidement du centre et subit le processus de compression. Quand il est initialement sur $mF = +4$, l'atome ne se dirige pas rapidement vers le centre du piège et est perdu pour celui-ci du moins à l'échelle de temps considéré sur la figure. Ces constatations confirment bien les hypothèses avancées pour l'interprétation de notre expérience.

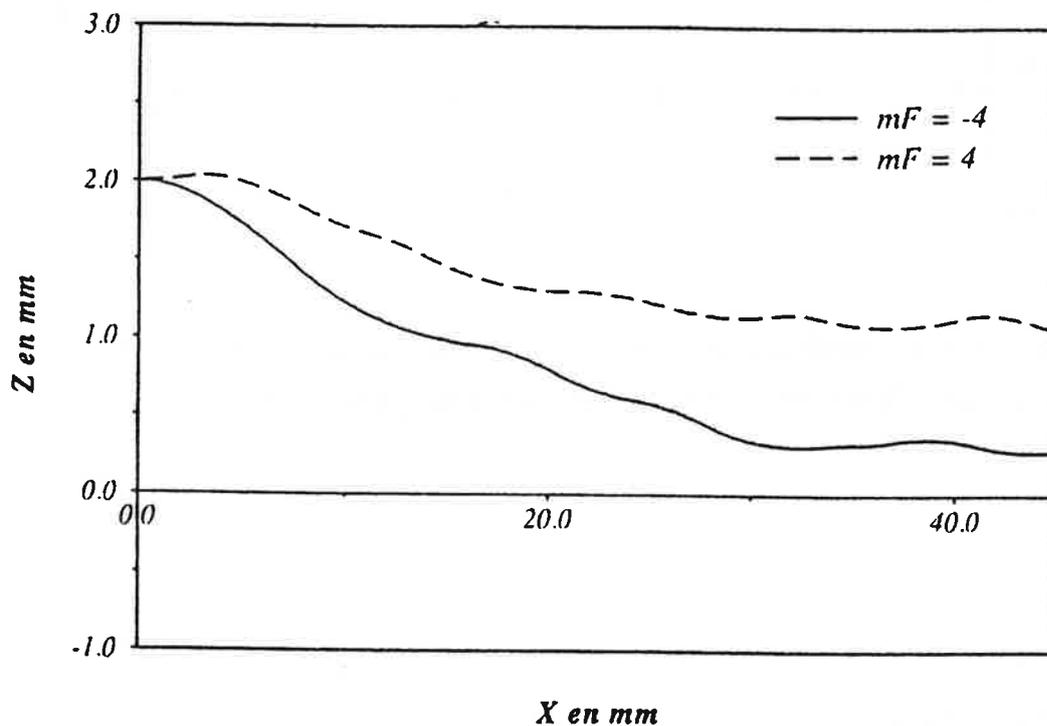


Figure (III-25) : Simulations de trajectoires d'atomes pour $s_0 = 3$, $\delta = -2\Gamma$,
 $V_{longitudinale} = 25 \text{ m/s}$ et $b = 15 \text{ G/cm}$

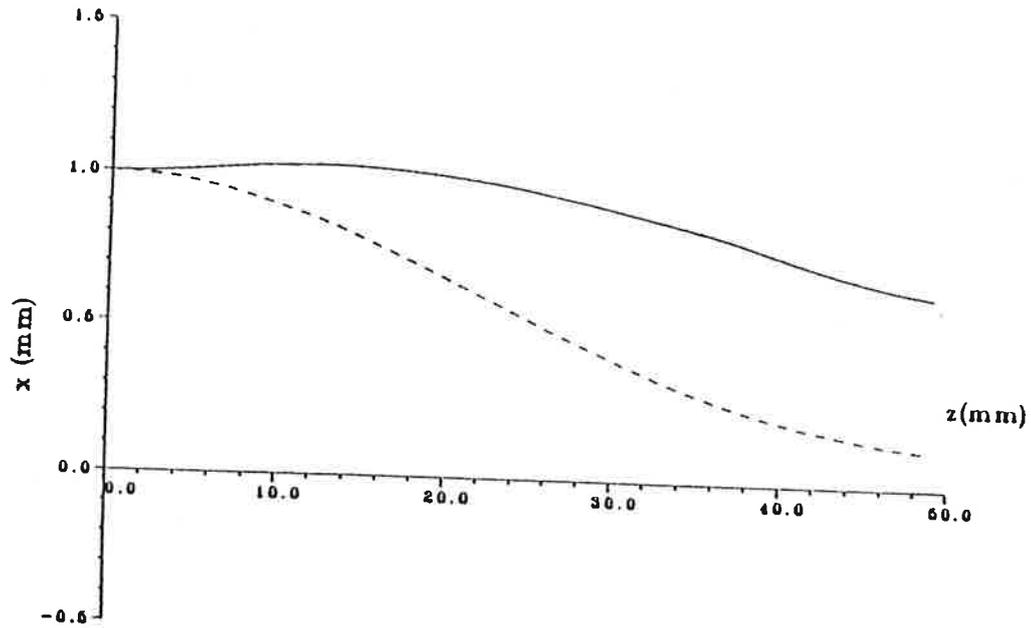


Figure (III-26) : Simulations de trajectoires d'atomes pour $s_0 = 0.75$, $\delta = -2\Gamma$, Vlongitudinale = 35 m/s et $b = 15$ G/cm. $mF = +4$ (trait plein) , $mF = -4$ (tirets)

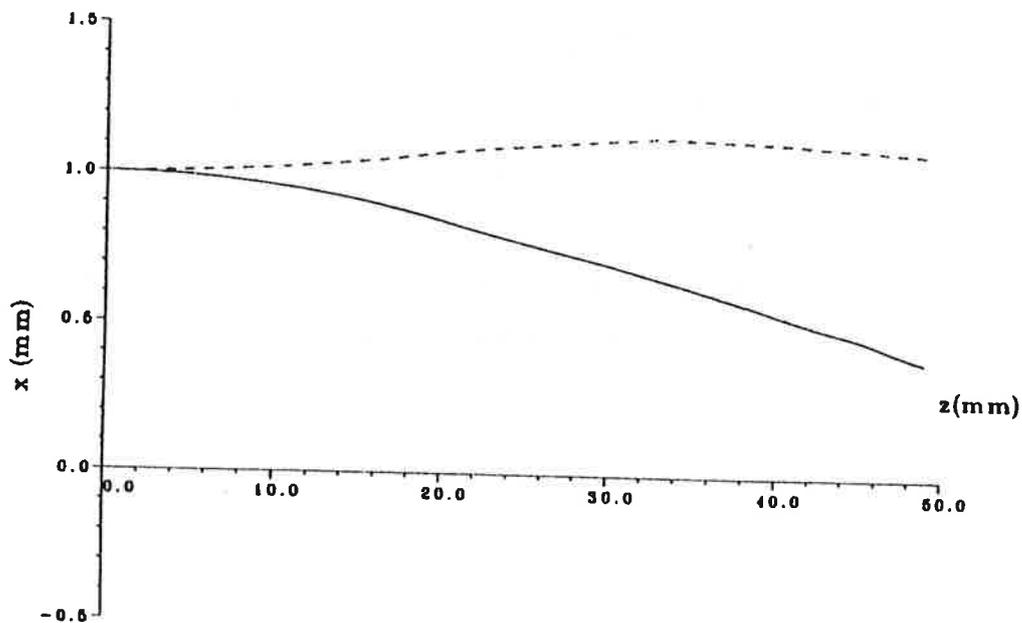


Figure (III-27) : Simulations de trajectoires d'atomes pour $s_0 = 0.25$, $\delta = -2\Gamma$, Vlongitudinale = 35 m/s et $b = 15$ G/cm. $mF = +4$ (tirets) $mF = -4$ (trait plein)

Cette première étude permet d'avoir un idée sur le comportement de l'atome dans un piège à une dimension en fonction des différents paramètres. Nous allons maintenant exposer la suite de cette étude à une dimension. Elle consiste à faire varier le gradient de champ magnétique linéairement de 15 G/cm à 40 G/cm sur une distance longitudinale égale à la longueur de notre piège expérimentale (40 mm). Le temps passé par l'atome à l'intérieur du piège est donné par sa vitesse longitudinale supposée constante.

III.4 - Etude des trajectoires atomiques dans le cas où le gradient de champ magnétique est non constant.

Ce modèle est sensé simuler notre piège expérimental mais à une dimension seulement. En comparant cette étude à celle que nous exposons à deux dimensions, nous montrerons l'efficacité d'un piège à deux dimensions par rapport à celui à une dimension.

III.4.1 - Résultats.

La figure (III-28) montre la simulation des trajectoires atomiques dans le piège. En comparant cette figure à la figure (III-21), on remarque que la compression est largement plus efficace. En effet, à 5 mm on arrive facilement à comprimer le jet dans ce cas là (gradient non constant), alors que dans l'autre cas (gradient constant), on n'arrive pas du tout à piéger l'atome au centre. C'est bien ce que l'on veut obtenir avec une variation longitudinale du gradient : une large plage de capture à l'entrée du piège et un fort taille caractéristique de la compression à la sortie. La variation de la force stationnaire en fonction de la position montre que plus on augmente le gradient de champ magnétique, plus la plage de capture diminue. Dans ce cas, la diminution de la plage de capture suit l'augmentation du gradient. Ce suivi nous permet d'avoir une compression très efficace.

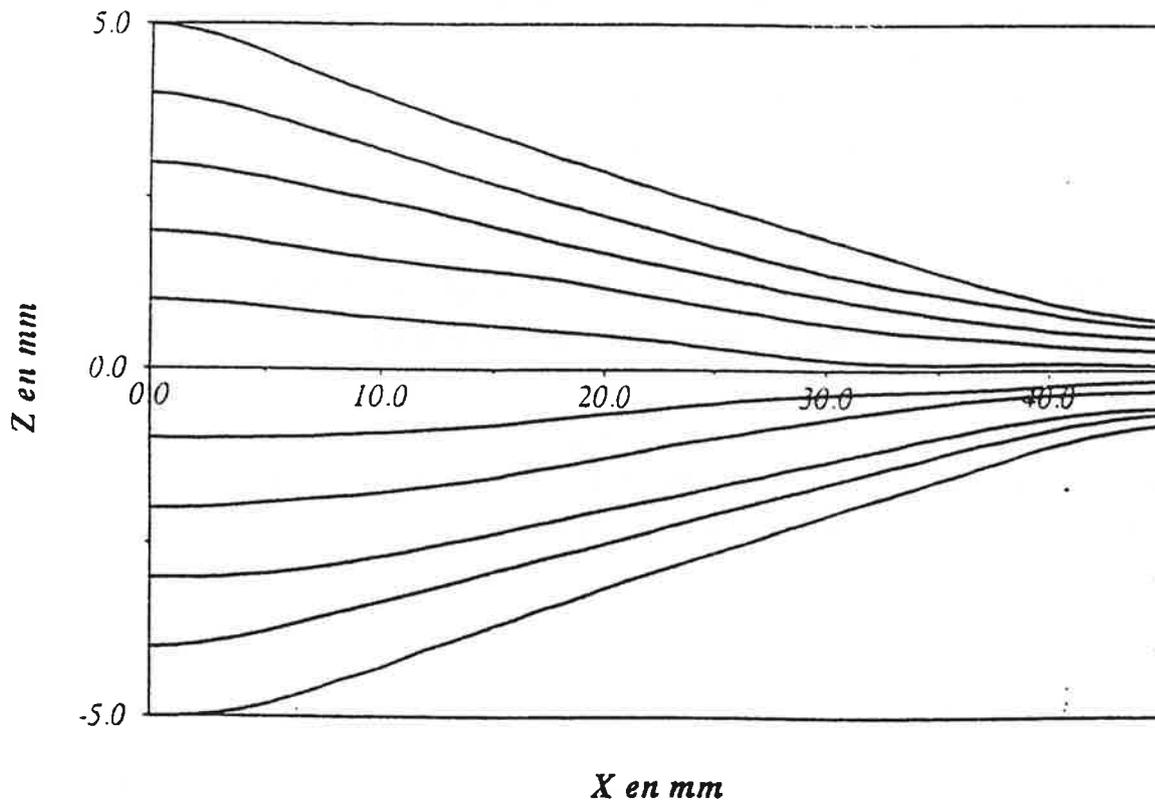


Figure (III-28) : Moyenne sur 5 Simulations de trajectoires d'atomes dans un piège magnéto-optique à une dimension pour $\delta = -2\Gamma$, $s_0 = 3$, $b = 40 \text{ G/cm}$, $V_{\text{longitudinale}} = 35 \text{ m/s}$ et $V_{\text{transversale}} = 0 \text{ m/s}$ et l'atome est à l'entrée du piège sur $mF = -4$.

III.4.2 - Etude de la plage de capture.

Dans la plupart des cas de figure on se trouve dans un régime sur-amorti, on suppose que la plage de capture est définie par la position transversale limite à partir de laquelle l'atome n'arrive plus à atteindre une distance de $100 \mu\text{m}$ du centre. Nous allons dans ce paragraphe faire une étude de cette plage de capture en fonction du coefficient de saturation à résonance, du décalage en fréquence par rapport à la résonance et du sous-niveau dans lequel est l'atome à son entrée dans le piège.

III.4.2.a - En fonction de l'intensité des lasers.

La figure (III-29) montre la variation de la plage de capture en fonction du coefficient de saturation. Cette plage augmente avec le coefficient de saturation. Plus ce dernier augmente, plus on s'approche du régime critique, plus les oscillations deviennent faibles. On reste toujours dans un régime sous-amorti pour toutes la valeurs de s_0 .

Dans le cas où le gradient de champ magnétique est constant et pour une transition $F = 4$ vers $F' = 5$, à grands valeurs de s_0 les oscillations sont très grandes et les atomes peuvent fuire du piège en faisant le premier rebond. Alors que dans ce cas de simulations, et aussi à grandes valeurs de s_0 , les oscillations deviennent faibles et on s'approche du régime sur-amorti.

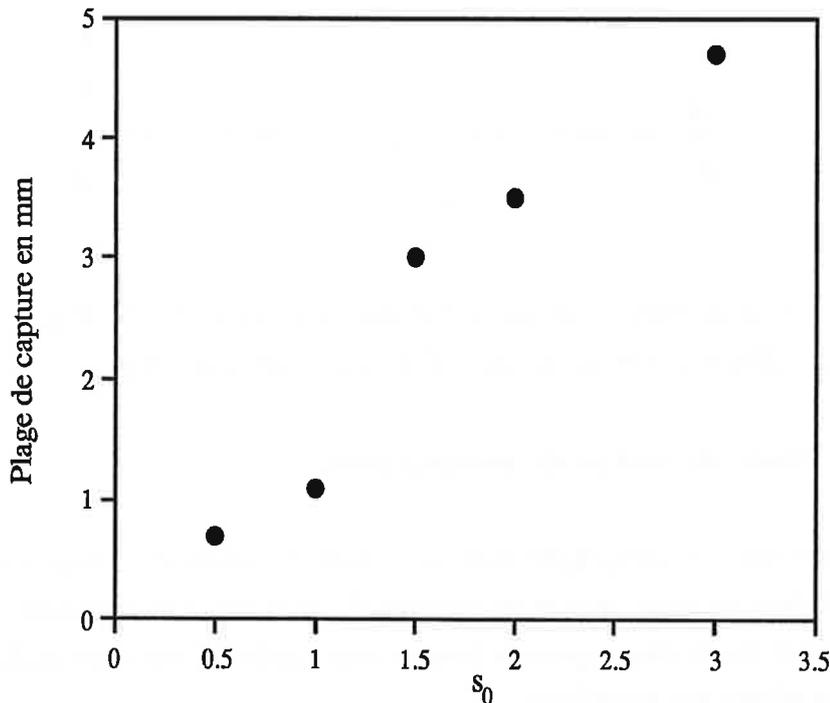


Figure (III-29) : Plage de capture en fonction du coefficient de saturation à résonance à $V_{longitudinale} = 35 \text{ m/s}$, $\delta = -2\Gamma$ et une vitesse transversale nulle. L'atome est à l'entrée du piège sur $mF = -4$

III.4.2.b - En fonction du décalage.

La figure (III-30) montre la variation de la plage de capture en fonction du décalage. On distingue la présence des deux régimes : un régime sur-amorti à décalage faible – $\delta < 1.5 \Gamma$ où la plage de capture augmente assez vite et un régime sous-amorti à

grands décalage – $\delta > 1.5 \Gamma$ où la plage de capture augmente lentement.

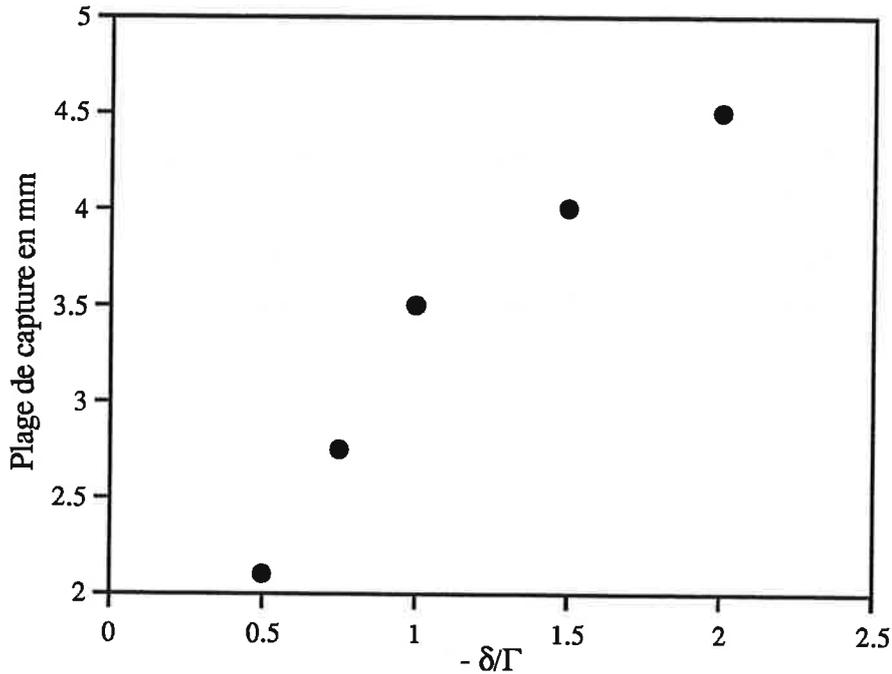


Figure (III-30) : Plage de capture en fonction du décalage pour $s_0 = 3$, $V_{longitudinale} = 20 \text{ m/s}$, $V_{transversale} = 0 \text{ m/s}$ et l'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège.

III.4.3 - Etude du temps de compression.

Nous allons dans ce paragraphe faire une étude du temps de compression en fonction du coefficient de saturation et en fonction du décalage. On considère que ce temps de compression est le temps que met l'atome pour que la rapport entre la distance finale et la distance initiale soit égale à e^{-1} .

III.4.3.a - En fonction du coefficient de saturation à résonance.

La figure (III-31) montre la variation du temps de compression en fonction du coefficient de saturation à résonance. En comparant le temps de compression pour ce système au temps de compression au temps caractéristique (éq. III-16) calculé pour le

système $J = 0$ vers $J' = 1$, on remarque que dans le premier cas le temps de compression est plus long que dans le deuxième cas, mais suit la même décroissance en fonction de s_0 .

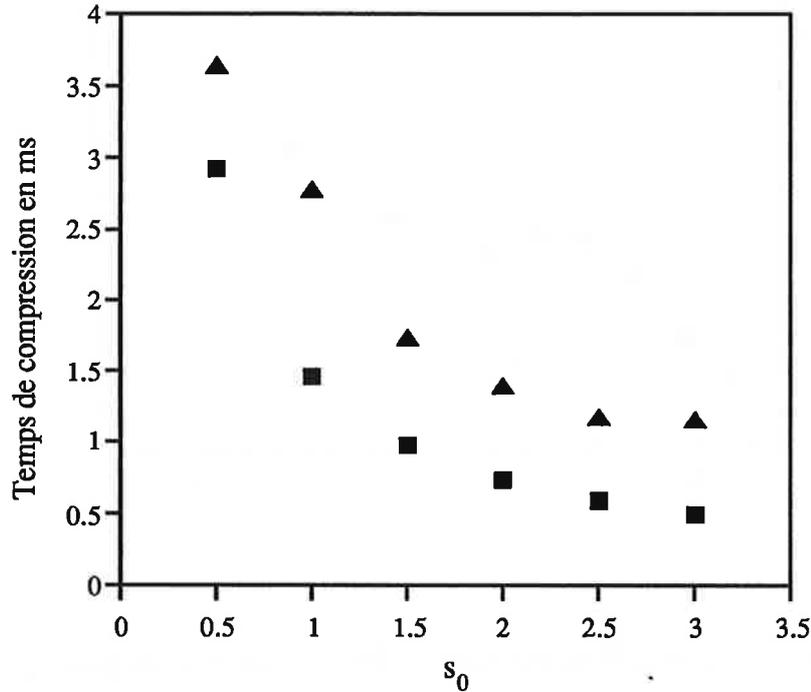


Figure (III-31) : Temps de compression en fonction du coefficient de saturation à résonance pour $\delta = -2 \Gamma$, $V_{longitudinale} = 20 \text{ m/s}$ et $V_{transversale} = 0 \text{ m/s}$. L'atome est à l'entrée du piège sur $mF = 4$. Les triangles représentent les résultats de simulation et les carrés les temps caractéristiques calculés par l'expression III-16.

III.4.3.b - En fonction du décalage en fréquence par rapport à la résonance.

La figure (III-32) montre la variation du temps de compression en fonction du décalage. Ce temps augmente avec le décalage comme dans cas du système à trois niveaux $J = 0$ vers $J' = 1$. A décalages faibles ($-\delta < 1.5 \Gamma$), l'évolution du mouvement de l'atome suit un régime sur-amorti. A grands décalages, ($-\delta > 1.5 \Gamma$) cette évolution suit un régime sous-amorti. Plus le décalage augmente, plus le temps de compression augmente. Notons que ces résultats ont été obtenus en utilisant des trajectoires aléatoires.

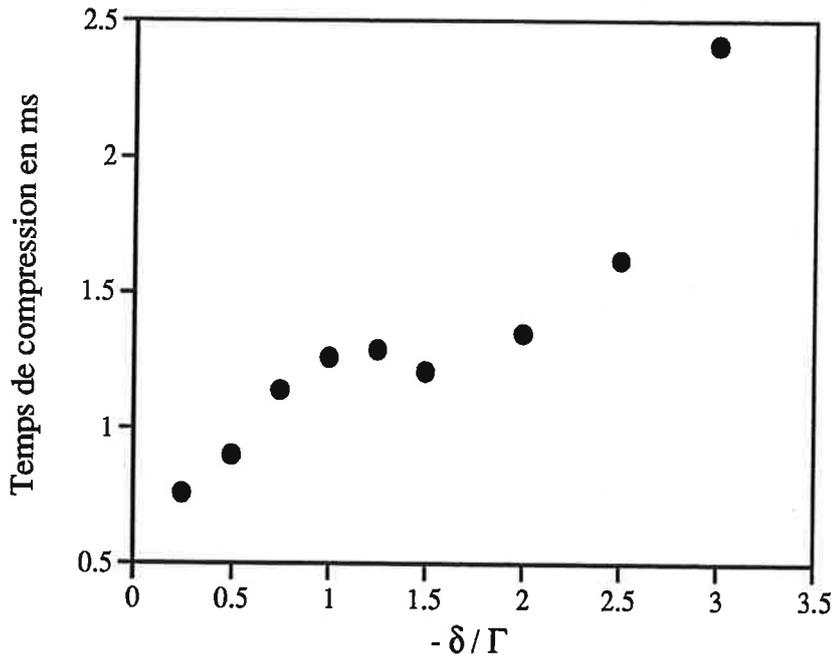


Figure (III-32) : Temps de compression en fonction du décalage pour $s_0 = 3$
 $V_{longitudinale} = 10 \text{ m/s}$ et $V_{transversale}$ nulle. L'atome est à l'entrée du piège sur $mF = -4$.

III.4.4 - Comparaison entre les deux cas : l'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège ou $mF = +4$.

L'analyse que nous avons menée dans le cas où le gradient de champ magnétique est constant; reste valable dans le cas où celui-ci augmente longitudinalement. Les atomes qui sont initialement sur $mF = -4$ à l'entrée du piège ont un comportement similaire pour leurs trajectoires pour différents tirages aléatoires. Ceux qui sont sur $mF = +4$ ont des comportements qui varient beaucoup d'un tirage à l'autre. L'atome qui initialement est sur $mF = +4$ sera perdu pour le piège, s'ils n'est pas suffisamment rapidement transféré par pompage optique sur $mF = -4$.

La figure (III -33) montre cette différence de comportement dans l'évolution des trajectoires entre ces deux cas : état initial $mF = -4$ et $mF = +4$. ces courbes sont obtenus pour $\delta = -3.5 \Gamma$ et à un coefficient de saturation à résonance $s_0 = 3$, les atomes qui sont au départ sur le sous-niveau $mF = 4$ ne sont pas piégés.

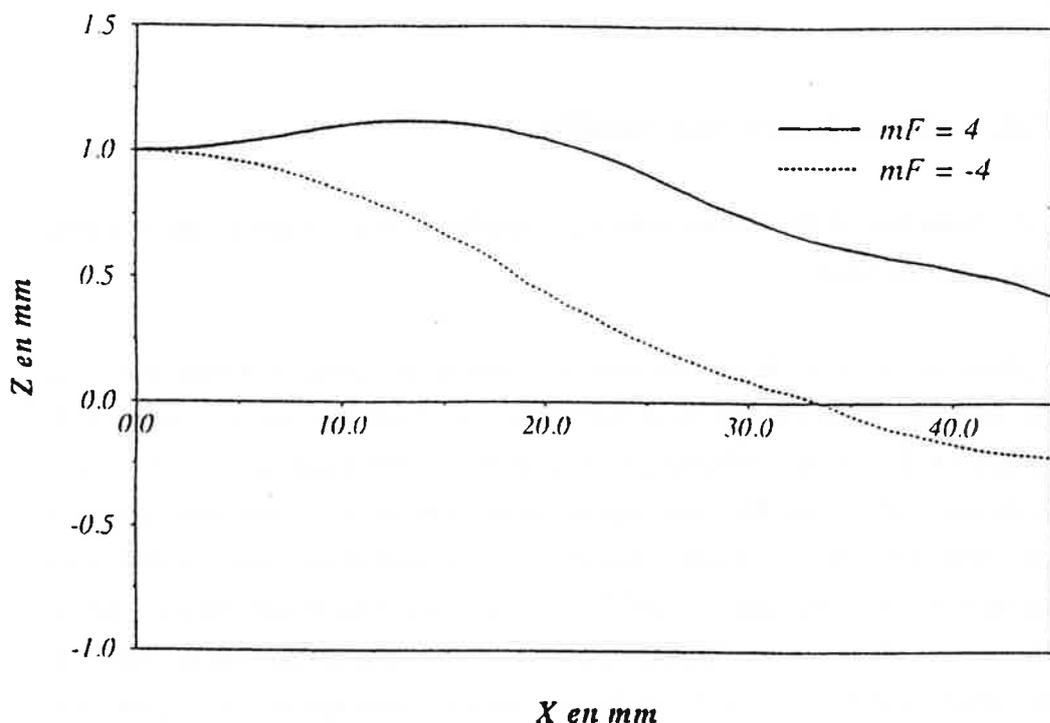


Figure (III-33) : Simulation de trajectoire pour $\delta = -3.5 \Gamma$, $s_0 = 3$, $V_{longitudinale} = 35$ m/s et $V_{transversale} = 0$ m/s. Cas où l'atome au départ est sur $mF = -4$ (en trait plein) et cas où l'atome est sur $mF = 4$ (en tiret).

Après cette étude nous allons maintenant passer à la description et à l'étude du système à deux dimensions .

IV - MODELE À DEUX DIMENSIONS POUR LA TRANSITION $F \rightarrow F' = F + 1$, $F \neq 0$.

Nous allons dans ce paragraphe présenter le modèle qui s'approche le plus de notre expérience, modèle d'un piège magnéto-optique à deux dimensions. Dans une première partie de ce paragraphe, nous décrivons notre modèle de simulation de type Monte Carlo en précisant les approximations utilisées. Dans un deuxième paragraphe, nous présentons les résultats obtenus à partir de cette simulation numérique. Une étude de la plage de capture ainsi que le temps de compression seront comparées aux études au

ont été faites à une dimension. Ceci nous permettra d'évaluer les limites de l'efficacité de notre piège.

IV.1. - Description du modèle.

Nous allons tout d'abord commencer par expliquer le principe du modèle puis nous l'exposerons en détail.

Le principe du modèle est de tirer au hasard les instants d'absorption, et d'émission. On choisit comme axe de quantification la droite qui porte localement le champ magnétique. Un atome au départ sur un sous-niveau fondamental m_F quelconque absorbe un photon à un instant déterminé par un choix aléatoire et effectue une transition vers un sous-niveau excité choisi aussi par un tirage au sort dépendant des différents coefficients de saturation associés aux différents lasers. La vitesse suivant l'axe Ox et l'axe Oy de l'atome change selon la polarisation et la direction du photon absorbé. On suppose ici que les axes Ox et Oy représentent les axes transversaux et l'axe Oz est l'axe longitudinale. Avec sa nouvelle vitesse, l'atome continue son vol libre jusqu'à émettre son photon. On fait un tirage au sort pour déterminer l'instant à lequel l'atome subit le processus de l'émission spontanée. Le sous-niveau d'arrivée est déterminé par un tirage au sort dépendant des coefficients de Clebsch Gordon. Un tirage aléatoire permet de connaître le sens et la direction dans lequel l'atome a émis son photon et donc permet de déterminer sa nouvelle vitesse selon les axes Ox et Oy . Nous allons maintenant exposer le modèle en détail.

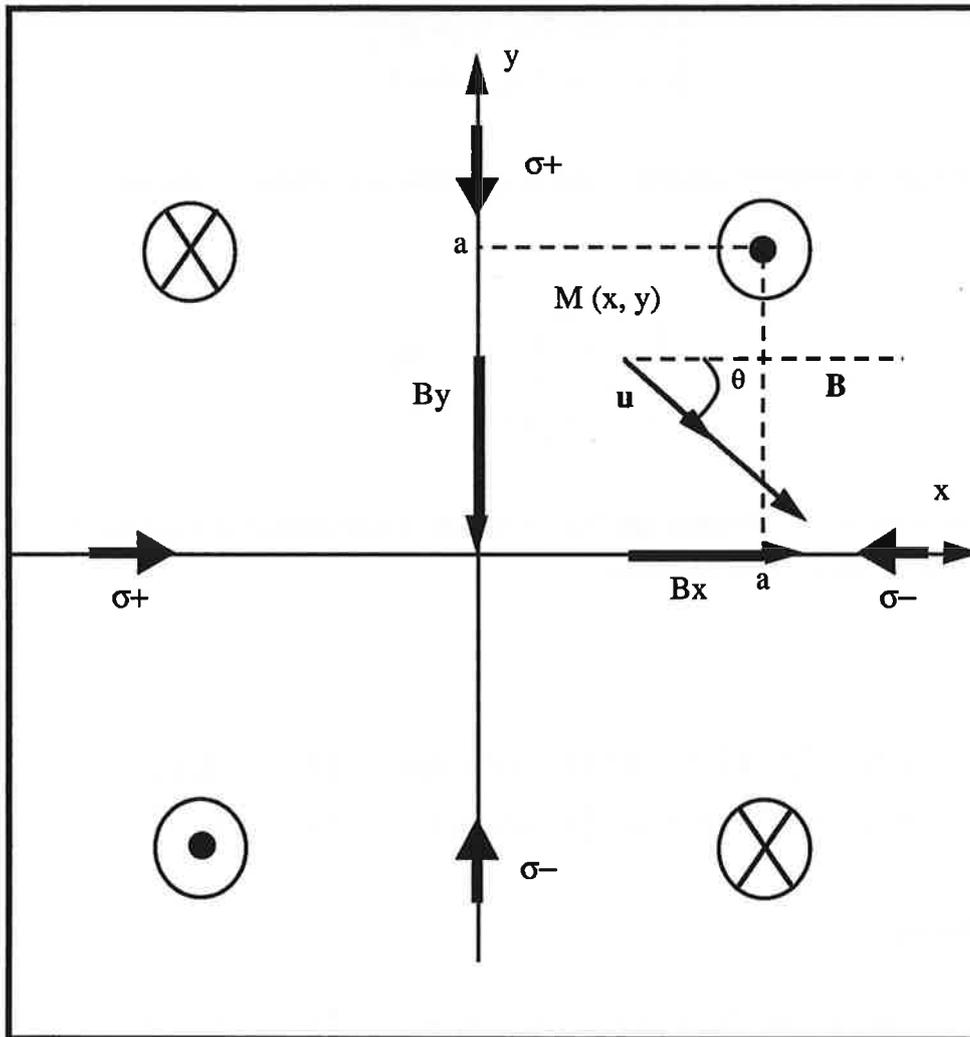


Figure (III-34) : Configuration du piège magnéto-optique à deux dimensions utilisés dans ce modèle de simulation.

Considérons un atome soumis à quatre faisceaux lasers se propageant selon deux directions et en sens inverse deux à deux. Il est aussi soumis à un gradient de champ magnétique quadripolaire qui s'annule au centre du piège et qui s'écrit :

$$\vec{B} = b (x \mathbf{e}_x - y \mathbf{e}_y)$$

On considère ici la transition $F = 4$ vers $F' = 5$.

Déterminons maintenant les probabilités d'absorption par unité de temps. On considère un point $M (x,y)$ dans le plan (o, x, y) et \mathbf{u} le vecteur directeur de l'axe de quantification. Le trièdre direct $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{e}_z)$ s'écrit :

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \cos \theta \mathbf{e}_x + \sin \theta \mathbf{e}_y \\ \mathbf{v} = -\sin \theta \mathbf{e}_x + \cos \theta \mathbf{e}_y \end{cases}$$

La base choisie de polarisation selon l'axe de quantification choisi va s'écrire :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\varepsilon}_0 = \mathbf{u} \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{v} + i \mathbf{e}_y) \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{-1} = +\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{v} - i \mathbf{e}_y) \end{cases}$$

Nous allons maintenant décomposer les différentes polarisations des quatres faisceaux sur cette base de vecteurs, nous avons :

selon Ox :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\varepsilon}_{+1}^x = \frac{1}{2}(-\sqrt{2} \sin \theta \boldsymbol{\varepsilon}_0 + (1 + \cos \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{+1} - (1 - \cos \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}) \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}^x = \frac{1}{2}(\sqrt{2} \sin \theta \boldsymbol{\varepsilon}_0 + (1 - \cos \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{+1} + (1 + \cos \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}) \end{cases}$$

selon Oy :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\varepsilon}_{+1}^y = \frac{-i}{2}(\sqrt{2} \cos \theta \boldsymbol{\varepsilon}_0 + (1 + \sin \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{+1} - (1 - \sin \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}) \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}^y = \frac{i}{2}(\sqrt{2} \cos \theta \boldsymbol{\varepsilon}_0 + (1 - \sin \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{+1} + (1 + \sin \theta) \boldsymbol{\varepsilon}_{-1}) \end{cases}$$

A ce stade, nous pouvons écrire les probabilités de transition par unité de temps pour les différents lasers et les différentes polarisations:

$$\left\{ \begin{aligned} P_{x\sigma\pm}^{m_g+1} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{1 \pm \cos \theta}{2} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g+1})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_{g+1} \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ P_{x\sigma\pm}^{m_g} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_g \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ P_{x\sigma\pm}^{m_g-1} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{1 \pm \cos \theta}{2} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g-1})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_{g-1} \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} P_{y\sigma\pm}^{m_g+1} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{1 \pm \sin \theta}{2} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g+1})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_{g+1} \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ P_{y\sigma\pm}^{m_g} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\cos \theta}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_g \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ P_{y\sigma\pm}^{m_g-1} &= \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{1 \pm \sin \theta}{2} \right)^2 \frac{\frac{\Omega^2}{2} (c_{m_g}^{m_g-1})^2}{(\delta \pm kv_y + m_g \Omega_B - m_{g-1} \Omega'_B)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \end{aligned} \right.$$

où θ est l'angle que fait le champ magnétique avec l'axe Ox, Ω la fréquence de Rabi, Ω_B la fréquence Zeeman pour le niveau fondamental, Ω'_B la fréquence Zeeman pour le niveau excité, v_x et v_y les vitesses atomiques selon Ox et Oy.

Le temps d'absorption est donné par l'expression suivante :

$$t_1 = - \frac{\log \alpha_1}{\sum_{j,q} P_{x,yj}^q}$$

j correspond à la polarisation, q correspond au sous-niveau d'arrivée après excitation et α_1 est la variable aléatoire choisi entre 0 et 1.

A cet instant, l'atome est excité vers un état m en absorbant un photon d'une onde i avec une probabilité égale à :

$$\frac{P_{x,y_i}^m}{\sum_{j,q} P_{x,y_j}^q}$$

Une fois sur le sous-niveau excité m , le principe du modèle devient le même que celui qui a été exposé précédemment. On choisit une variable aléatoire qui nous permet de déterminer l'instant où se réalise l'émission spontanée, puis une autre variable pour déterminer le sous-niveau d'arrivée après émission, et enfin une autre variable qui permet de déterminer le sens et la direction du photon émis. En faisant une projection du diagramme de rayonnement sur le plan Ox et Oy , on obtient les quantités de mouvement que peut gagner ou perdre un atome selon qu'il émet un photon σ^+ ou σ^- et dans la direction Ox ou Oy . Elles sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} v_x^{\sigma^{\pm}} &= 0.562 \frac{\hbar k}{m} \cos \theta + 0.468 \frac{\hbar k}{m} \sin \theta \\ v_y^{\sigma^{\pm}} &= -0.562 \frac{\hbar k}{m} \sin \theta + 0.468 \frac{\hbar k}{m} \cos \theta \\ v_x^{\pi} &= 0.375 \frac{\hbar k}{m} \cos \theta + 0.562 \frac{\hbar k}{m} \sin \theta \\ v_y^{\pi} &= -0.375 \frac{\hbar k}{m} \sin \theta + 0.562 \frac{\hbar k}{m} \cos \theta \end{aligned}$$

Après l'émission spontanée, l'atome se retrouve à nouveau dans un état fondamental et le cycle est répété.

Dans le paragraphe suivant, nous allons maintenant exposer les résultats obtenus par ce modèle.

IV.2. Etude des trajectoires atomiques.

IV.2.1 - Résultats.

La figure (III-35) montre la simulation de trajectoires atomiques de la compression d'un jet d'atomes à deux dimensions. Nous présentons ici la distance

transversale x en fonction de la distance longitudinale z . En effet, vu la symétrie du piège, nous allons présenter toujours nos résultats en utilisant un seul axe transversal.

En comparant cette figure à la compression du jet à une dimension, on remarque que la plage de capture a beaucoup augmenté et que la compression à la sortie du piège (au delà des 40 mm) donne un faisceau atomique très fin de diamètre 300 μm à peu près. La comparaison entre ces deux figures illustre bien l'efficacité de la compression à deux dimensions.

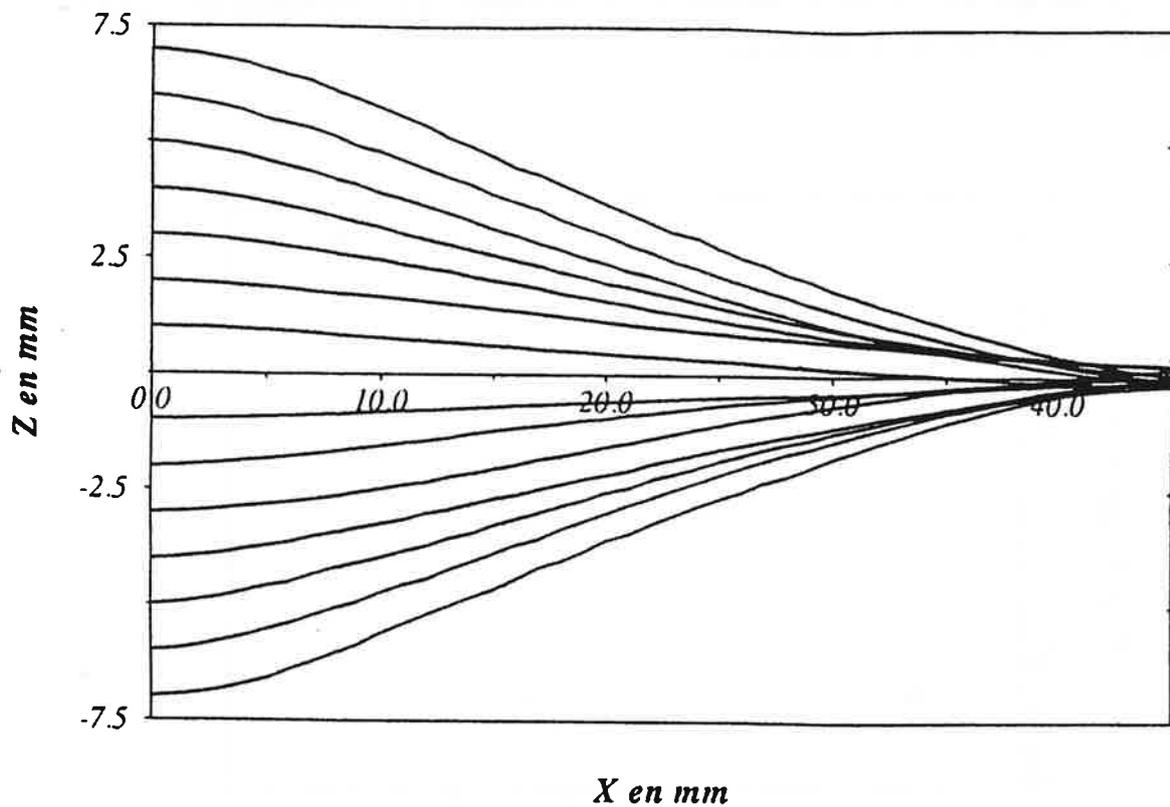


Figure (III-35) : Simulation numérique d'une compression à deux dimensions d'atomes de Cs pour $s_0 = 3$, $\delta = -2 \Gamma$, $V_{\text{longitudinale}} = 35 \text{ m/s}$ et un gradient de champ magnétique variant entre 15 G/cm et 40 G/cm sur une distance longitudinale de 40 mm.

IV.2.2 - Plage de capture.

Nous allons faire une étude de la plage de capture en fonction du décalage, du

coefficient de saturation et du sous-niveau fondamental sur lequel est l'atome à l'entrée du piège.

IV.2.2.a - En fonction du coefficient de saturation.

La figure (II-36) montre la variation de la plage de capture en fonction du coefficient de saturation. Nous remarquons qu'à faibles intensités la plage de capture augmente vite puis sature à partir de $s_0 = 1$. L'allure de cette variation est la même que celle du modèle à trois niveaux mais la plage de capture à deux dimensions est trois fois plus grande que celle à une dimension. On reste toujours dans un régime sous-amorti pour n'importe quelles valeurs de s_0 .

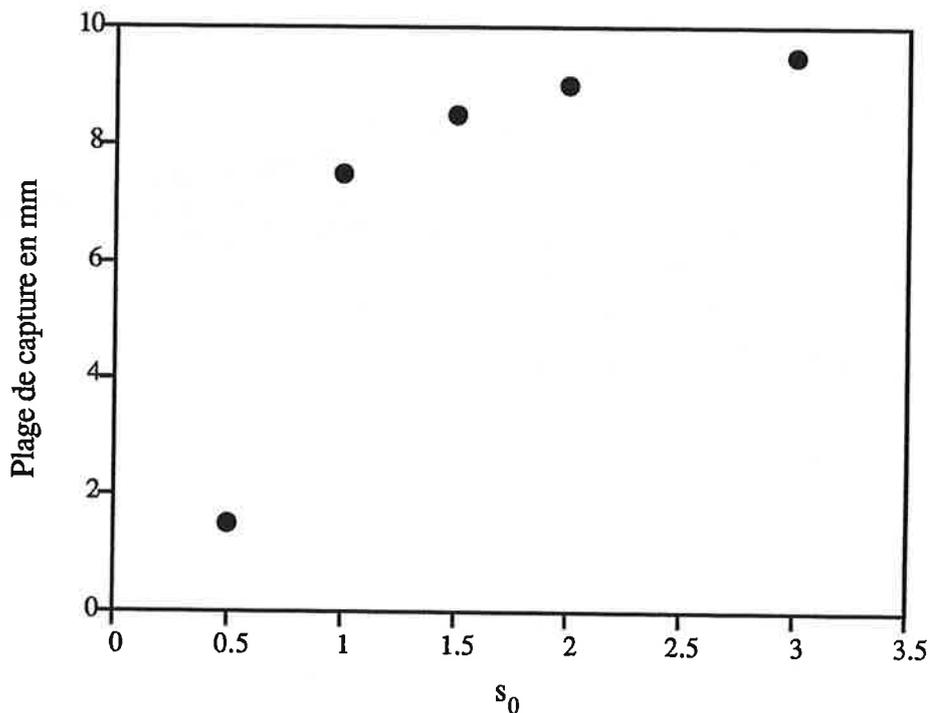


Figure (III-36) : Plage de capture en fonction du coefficient de saturation pour $\delta = -2\Gamma$, $V_{longitudinale} = 35 \text{ m/s}$ et $V_{transversale}$ nulle. L'atome est à l'entrée du piège sur $mF = -4$

IV.2.2.a - En fonction du décalage.

La figure (III-37) montre la variation de la plage de capture en fonction du

décalage. Cette plage augmente avec le décalage comme le prévoit la théorie à une dimension puisque le coefficient de rappel augmente avec le décalage pour les valeurs faibles $-\delta < 1.5 \Gamma$. A partir de cette valeur la variation sature et la pente devient très faible.

Quand $-\delta < 1.5 \Gamma$, la trajectoire de l'atome évolue dans un régime sur amorti, et quand $-\delta > 1.5 \Gamma$, elle évolue dans un régime sous-amorti. Ce résultat est le même que tous les autres cas étudiés.

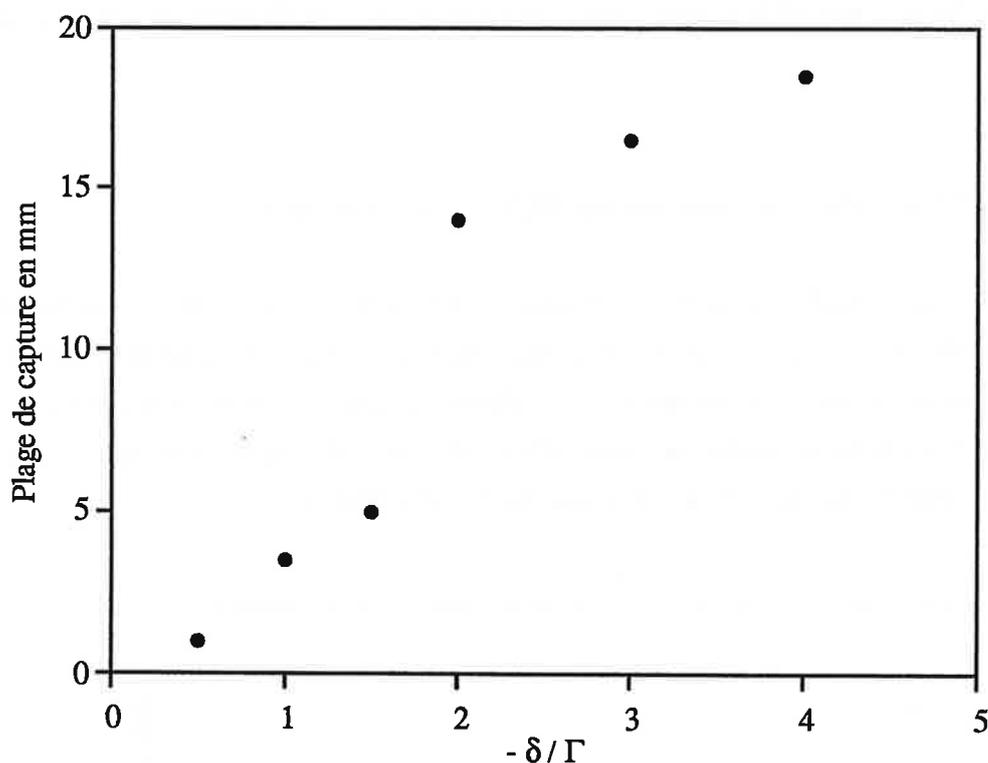


Figure (III-37) : Plage de capture en fonction du décalage pour $s_0 = 3$, $V_{longitudinale} = 35 \text{ m/s}$ et $V_{transversale}$ nulle. L'atome est sur le sous-niveau $mF = -4$ à l'entrée du piège

Nous allons maintenant faire une étude du temps de compression et le comparer au cas à une dimension.

IV.2.3 - Temps de compression.

Les conditions initiales que nous avons utilisées pour cette étude de temps de

compression est la suivante :

$$\begin{cases} \text{à } t = 0 \\ z(0) = 1 \text{ mm} \\ \frac{\partial z}{\partial t}(0) = 0 \end{cases}$$

Nous avons travaillé avec un gradient de champ magnétique variant linéairement de 15 G/cm à 40 G/cm selon l'axe Oz et nous avons considéré que le temps de compression est définie par l'instant auquel le rapport entre la distance finale et la distance initiale est égale à e^{-1} .

IV.2.3.a - En fonction du coefficient de saturation.

La figure (III-38) montre la variation du temps de compression en fonction du coefficient de saturation. Ce temps de compression est inversement proportionnel à l'intensité des lasers, ce qui correspond à la prédiction théorique faite pour le système $J = 0$ vers $J' = 1$. Il est au minimum de l'ordre d'une milliseconde. On reste dans un régime sous-amorti pour toutes les valeurs de s_0 que nous avons étudiées.

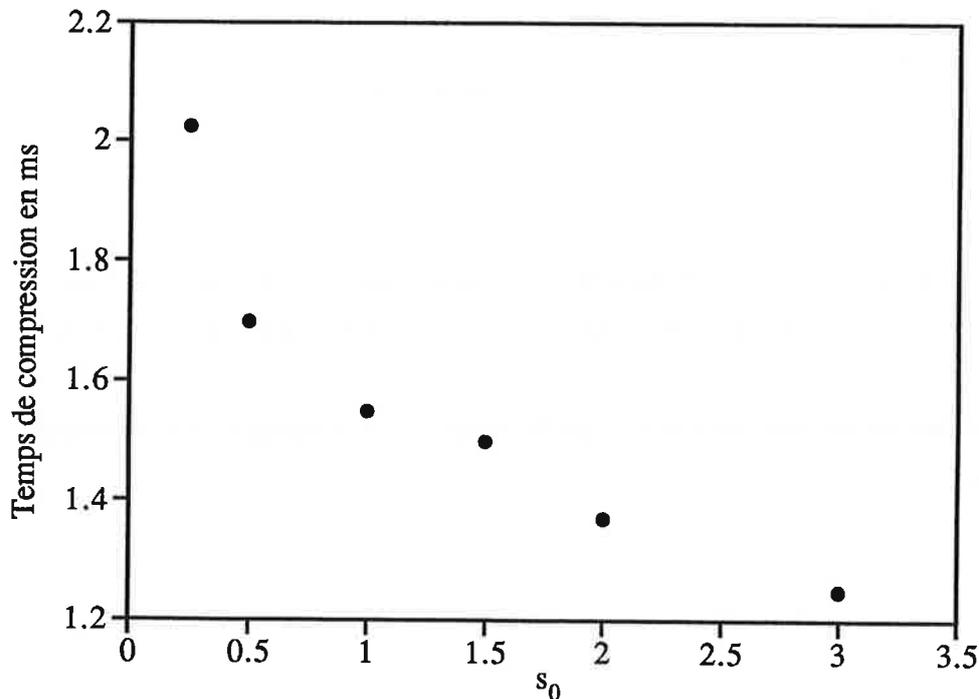


Figure (III-38) : Temps de compression en fonction de s_0 pour $\delta = -2\Gamma$, $V_{\text{longitudinale}} = 20 \text{ m/s}$. L'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège.

IV.2.3.a - En fonction du décalage.

La figure (III-39) montre la variation du temps de compression en fonction du décalage. Ce temps augmente avec le décalage jusqu'à une certaine valeur limite où la force de rappel devient très faible et tous les atomes s'échappent du piège sans être capturés. Les résultats obtenus sont les mêmes que ceux obtenus à une dimension. A décalages faibles ($-\delta < 1.5 \Gamma$), le régime d'évolution de la trajectoire atomique est toujours sur-amorti, alors qu'à grands décalages ($-\delta > 1.5 \Gamma$), le régime est sous-amorti.

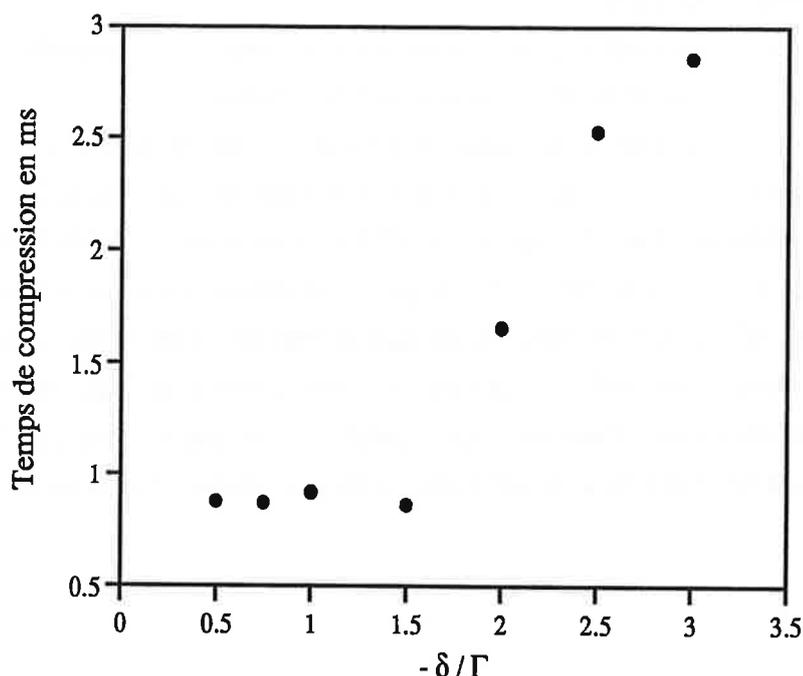


Figure (III-39) : Temps de compression en fonction du décalage pour $s_0 = 3$ et dans le cas où l'atome est sur $mF = 4$ à l'entrée du piège.

IV.2.4 - Comparaison entre les deux cas : l'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège ou $mF = +4$.

Dans le modèle de simulation du piège magnéto-optique suivant deux dimensions, la différence entre les trajectoires atomiques pour le cas où l'atome entre dans le piège dans l'état $mF = +4$ et le cas où il entre dans l'état $mF = -4$ est beaucoup moins marquée

qu'à une dimension. Ce résultat est dû au fait que maintenant, l'atome ne voit pas seulement un champ électromagnétique polarisé σ^+ ou σ^- mais également polarisé π . Cette dernière polarisation augmente l'efficacité du pompage optique qui permet d'amener plus rapidement l'atome dans l'état $mF = -4$ (l'axe de quantification étant pris suivant le champ magnétique local) - (Figure III-40). Cependant, quand les coefficients de saturation à résonance sont faibles, on observe une différence significative entre les trajectoires obtenues pour un état initial $mF = +4$ et $mF = -4$. La figure (III-41) montre que pour ces coefficients de saturation faibles, l'atome initialement sur $mF = +4$ n'est pas piégé, alors qu'il est sur $mF = -4$ et que s'il atteint alors le centre du piège. Les deux raisons essentielles qui peuvent expliquer le fait que les résultats de cette simulation ne concordent pas avec nos résultats expérimentaux qui correspondent à des paramètres de saturation $s_0 = 3$, sont les suivantes :

- Premièrement, notre modèle de simulation est avant tout valable pour des faibles valeurs de saturation, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience.

- Deuxièmement, dans notre expérience la zone de recouvrement des lasers de compression est d'un diamètre de l'ordre de 5 mm, alors que le diamètre de la section d'atomes ralentis et refroidis dans le piège est de 10 mm. Les atomes ralentis hors de la zone de compression ressentent les effets de compression suivant une seule direction. Si cette compression est efficace, ils peuvent entrer dans la zone de recouvrement des lasers de compression et ressentir les effets du processus de compression à deux dimensions. Pour que la compression à une dimension soit valable, il faut que l'atome soit dans le niveau $mF = -4$. Les atomes qui ne sont pas dans ce cas sont perdus pour la compression à deux dimensions.

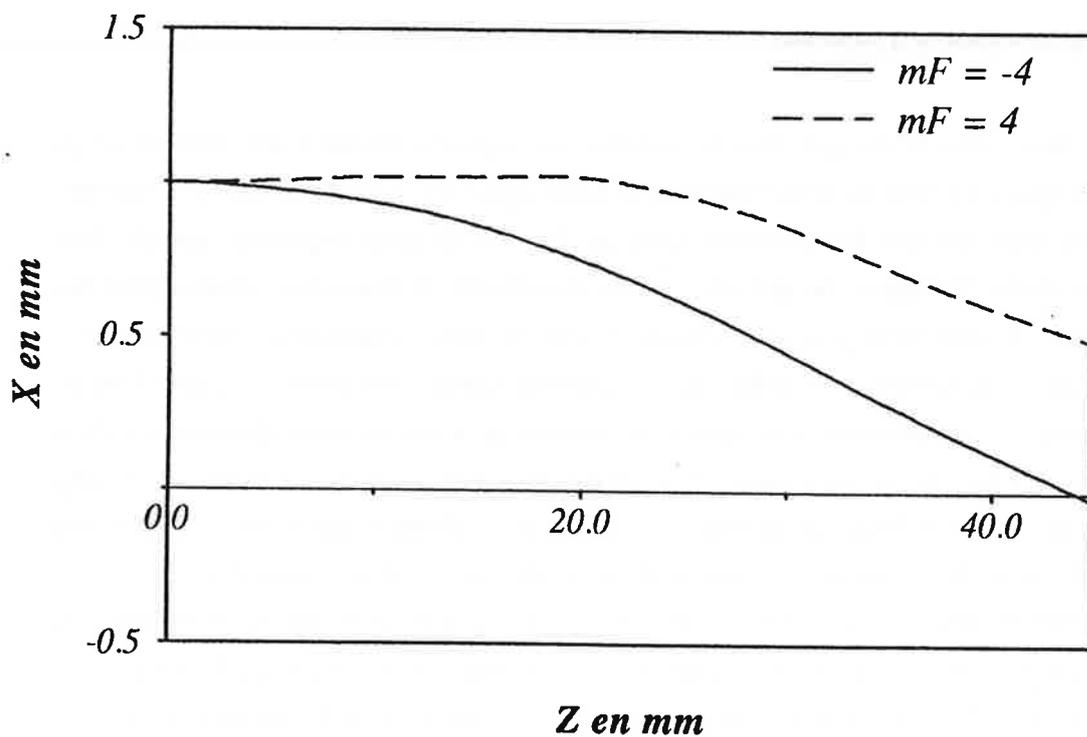


Figure (III-40) : Simulation de trajectoires atomiques pour $s_0 = 0.5$, un décalage de la résonance de -2Γ et une vitesse longitudinale de 35 m/s.

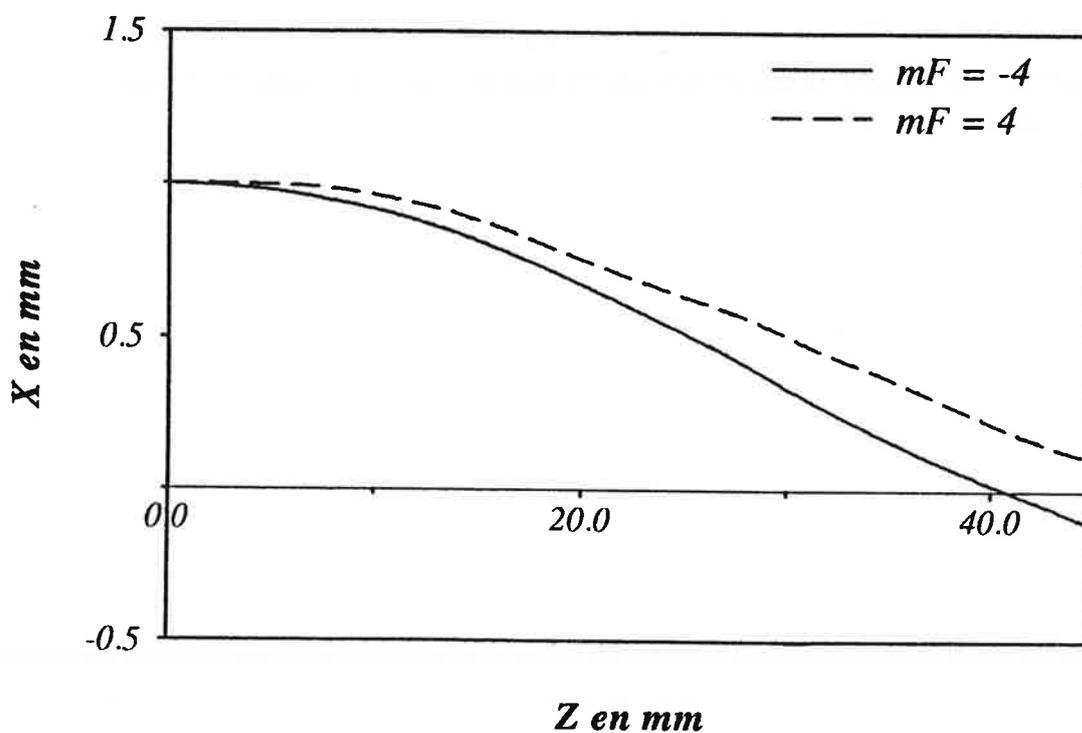


Figure (III-41) : Simulation de trajectoires atomiques pour $s_0 = 1.5$, un décalage de la résonance de -2Γ et une vitesse longitudinale de 35 m/s.

V-CONCLUSION.

Nous avons développé dans ce chapitre une approche Monte Carlo dans un piège magnéto-optique à une ou deux dimensions. Cette approche nous a permis de confirmer les hypothèses qui ont été avancées dans le chapitre II, pour expliquer les résultats expérimentaux. Si l'approche que nous avons développé est avant tout valable pour des s_0 faibles, ce qui n'est pas exactement le cas de nos expériences, nous pouvons cependant en extrapoler les résultats pour la compréhension des pertes d'atomes lors du phénomène de compression. Les calculs ont montré qu'à une ou deux dimensions, dans le cas de s_0 faible, les atomes qui ne sont pas orientés selon la bonne direction du champ magnétique local s'échappent en général du piège avant d'être compressés. A plus fortes intensités, hors du domaine de validité de notre modèle, à deux dimensions, une plus grande partie des atomes dans l'état $m_F = +4$ est concerné par le processus de compression. Ceci ne semble pas avoir été observé dans les expériences. Comme nous venons le dire, deux hypothèses peuvent expliquer ce phénomène. D'une part, le modèle n'est plus valable dans ce régime. D'autre part, la zone de recouvrement des deux lasers est d'un diamètre de 5 mm inférieur au diamètre correspondant aux faisceaux de ralentissement. Les atomes ralentis hors de la zone de compression peuvent être piégés à condition d'être dans le bon sous-niveau zeeman et ne le sont pas s'ils n'ont pas l'orientation convenable. Dans tous les cas, l'approche Monte Carlo nous a permis de comprendre l'importance du rôle de l'état de l'atome dans le sous-niveau de départ.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de cette thèse, nous avons démontré le fonctionnement de l'entonnoir à atomes dans le cas d'un jet de césium préalablement ralenti et refroidi. Nous avons été capable d'obtenir une compression du jet d'un diamètre de 5 mm jusqu'à un diamètre de 200 μm . Nous avons mesuré un gain allant jusqu'à un facteur de 300 pour la densité atomique. Ces résultats sont assez proches du maximum de densité que l'on peut espérer à la sortie du piège. En effet, les barres d'erreur de telles mesures de densités sont toujours importantes. Nous avons discuté le fonctionnement de ce piège en termes de trajectoires d'atomes à l'aide d'un modèle Monte-Carlo. Ce modèle a approximativement rendu compte du fonctionnement de notre piège tel que nous avons pu le comprendre à travers nos expériences. Par rapport au piège réalisé à trois dimensions, nous avons remarqué l'importance du caractère aléatoire dans le fonctionnement du piège à deux dimensions. En effet, c'est le temps de vol des atomes à travers le piège qui conditionne son efficacité dans la mesure ou celui-ci doit être plus grand que le temps de compression. Par rapport aux expériences précédentes d'entonnoir à atomes réalisés avec l'atome de sodium, la structure plus complexe de la transition considéré ($F = 4$ vers $F' = 5$ de la raie D2 du césium par rapport à celle du sodium ($F = 2$ vers $F' = 3$ de la raie D2 du sodium)) modifie notablement le comportement du piège. Nous avons en particulier remarqué que l'état interne de l'atome à l'entrée du piège joue un rôle important au cours du processus de compression. Il nous ait apparu très important pour une meilleure efficacité du piège que le moment magnétique de l'atome soit pré-orienté à l'entrée du piège selon la direction du champ magnétique local. En effet, si par rapport à cette direction l'atome est sur le sous-niveau $mF = -4$, il verra une force de rappel très fortes qui le ramène au centre du piège. S'il est sur le sous-niveau $mF = 4$, il verra une force de répulsion qui l'éloignera du centre du piège. La dissymétrie importante entre les Clebsh-Gordon des différentes transitions entre les sous-niveaux fondamentaux et ceux excités, et la différence entre les fréquences de Larmor (différence entre les facteurs de Landé) respectivement du niveau fondamental et du niveau excité conduisent à des temps de pompage de la population atomique vers le sous-niveau fondamental $mF = -4$ très longs qui peuvent entraîner que l'atome peut traverser le piège sans sentir les effets de

compression. Le pompage optique de la population atomique par laser vers le sous-niveau $mF = -4$ permet de diminuer le temps de compression de $720 \mu\text{s}$ jusqu'à $240 \mu\text{s}$. La pré-orientation des moments magnétiques atomiques avec suivi adiabatique des lignes de champ magnétique a permis de gagner un facteur 3 pour la densité dans le piège.

L'étude de ce piège a été essentiellement menée pour augmenter la densité d'atomes. Il semble théoriquement possible d'obtenir des résultats encore plus prometteuses, des focalisations allant jusqu'à quelques microns avec le mécanisme Doppler mais allant plus loin avec le mécanisme sub-Doppler. Nous pouvons améliorer nos résultats en éliminant le champ magnétique parasite et en définissant proprement l'axe où le champ magnétique est nul.

La compression d'un jet d'atomes ralentis et comprimés représente un outil très puissant dans les expériences de métrologie et de haute résolution ainsi que dans les expériences concernant la recherche fondamentale telles que les collisions entre atomes froids et l'interférométrie atomique. Elle représente une source très intéressante de fortes densités d'atomes froids.

the 1990s, the number of people in the world who are living in poverty has increased from 1.2 billion to 1.6 billion (World Bank 2000).

There are a number of reasons for this increase in poverty. One of the main reasons is the rapid population growth in the developing countries. The population of the world is expected to reach 8 billion by the year 2025 (United Nations 2000). This rapid population growth is putting a heavy burden on the natural resources of the world.

Another reason for the increase in poverty is the rapid technological change in the developed countries. The rapid technological change is creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries. The rapid technological change is also creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries.

A third reason for the increase in poverty is the rapid economic growth in the developing countries. The rapid economic growth is creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries. The rapid economic growth is also creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries.

A fourth reason for the increase in poverty is the rapid technological change in the developing countries. The rapid technological change is creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries. The rapid technological change is also creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries.

A fifth reason for the increase in poverty is the rapid economic growth in the developed countries. The rapid economic growth is creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries. The rapid economic growth is also creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries.

A sixth reason for the increase in poverty is the rapid technological change in the developed countries. The rapid technological change is creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries. The rapid technological change is also creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries.

A seventh reason for the increase in poverty is the rapid economic growth in the developing countries. The rapid economic growth is creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries. The rapid economic growth is also creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries.

A eighth reason for the increase in poverty is the rapid technological change in the developing countries. The rapid technological change is creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries. The rapid technological change is also creating a large number of jobs in the developing countries, but it is also creating a large number of jobs in the developed countries.

A ninth reason for the increase in poverty is the rapid economic growth in the developed countries. The rapid economic growth is creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries. The rapid economic growth is also creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries.

A tenth reason for the increase in poverty is the rapid technological change in the developed countries. The rapid technological change is creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries. The rapid technological change is also creating a large number of jobs in the developed countries, but it is also creating a large number of jobs in the developing countries.

Introduction générale	9
------------------------------------	---

Chapitre I

Le principe du piège magnéto-optique

I - Introduction	11
II - Piège magnéto-optique pour une transition $J=0/J'=1$ à une dimension.	
II.1 - Mélasse Doppler	21
II.1.1 - Force de pression de radiation	21
II.1.2 - Description d'une mélasse Doppler	24
II.1.3 - Limite du refroidissement Doppler	27
II.1.4 - Configuration σ^+ - σ^-	29
II.2 - Piège magnéto-optique Doppler	40
II.2.1 - Principe du piège magnéto-optique Doppler	42
II.2.2 - Expression de la force radiative dans le piège	45
II.2.3 - Equation de Fokker-Planck	55
III - Généralisation du piège magnéto-optique 1D à une transition J vers $J' = J+1$.	
III.1 - Introduction	58
III.2 - Mécanismes Doppler	59
III.2.1 - Généralisation du formalisme de la matrice densité	59
III.2.2 - Mélasse Doppler pour les systèmes de grand F	62
III.2.3 - Piège Doppler dans le cas d'une transition J vers J + 1	65
III.3 - Mécanismes sub-Doppler	72
III.3.1 - Mélasses sub-Doppler	73
III.3.2 - Piège magnéto-optique sub-Doppler	83

IV - Piège magnéto-optique à deux dimensions.	
IV.1 - Introduction	91
IV.2 - Description d'un champ magnétique quadripôle	92
IV.3 - Champ électromagnétique	94
IV.4 - Hamiltonien d'interaction atome-laser	95
IV.5 - Force radiative	96
V - Conclusion	98
Annexe A	99
Annexe B	101
Références du chapitre I	104

Chapitre II

Compression transverse d'un jet atomique de cesium ralenti et refroidi : Effet d'entonnoir

I - Introduction	109
II - Principe de l'expérience	112
III - Montage expérimental	116
III.1 - Caractérisation du jet thermique	116
III.1.1 - Description du four	116
III.1.2 - Divergence du jet	117
III.1.3 - Distribution en vitesse du jet	119
III.2 - Les champs magnétiques	121
III.2.1 - Le gradient champ magnétique du piège	121
III.2.2 - Compensation du champ magnétique terrestre	127
III.2.3 - Champ magnétique directeur	128
III.3 - Sources optiques	129
III.3.1 - Les diodes laser	129

III.3.2 - Description des montages optiques	130
III.4 - La détection	140
III.4.1 - Le fil chaud	140
III.4.2 - La caméra CCD	140
III.4.3 - Le laser de détection	141
III.5 - Procédure expérimentale	142
IV - Caractérisation du jet ralenti et refroidi	143
IV.1 - Densité du jet thermique	143
IV.1.1 - Calibration avec un fil chaud	143
IV.1.2 - Calibration avec un laser d'absorption	146
IV.1.3 - Calcul de densité	149
IV.2 - Variation de la densité atomique d'un jet ralenti en fonction de la vitesse finale	151
V - Compression transverse du jet ralenti : Effet d'entonnoir	156
V.1 - Résultats préliminaires	157
V.1.1 - Densité du jet comprimé en fonction de la vitesse finale	159
V.1.2 - Compression en fonction de la vitesse longitudinale du jet	162
V.1.3 - Analyse des résultats	164
VI - Pré-orientation des atomes	168
V.1 - Orientation de la population atomique par pompage optique	169
V.2 - Pré-orientation de la population atomique par suivi adiabatique	174
VII - Conclusion	178
Références du chapitre II	179

Chapitre III

**Approche Monte carlo des trajectoires atomiques dans un piège
magnéto-optique 2D**

I - Introduction	183
II - Modèle à 1 dimension pour la transition $J = 0 \rightarrow J' = 1$	184
II.1 - Approximations du modèle	185
II.2 - Description du modèle	185
II.3 - Trajectoires des atomes	188
II.3.1 - Résultats	188
II.3.2 - Plage de capture	197
II.3.3 - Temps de compression	203
II.3.4 - Température et taille caractéristique de la compression	207
II.3.5 - Conclusion	212
III - Modèle à une dimension pour les cas de transition $F \rightarrow F + 1$ ($F \neq 1$).	
III.1 - Approximation de mécanisme Doppler	214
III.2 - Description du principe du modèle	214
III.3 - Etude des trajectoires atomiques dans le cas où le gradient de champ magnétique est constant	217
III.4 - Etude des trajectoires atomiques dans le cas où le gradient de champ magnétique est non constant	223
III.4.1 - Résultats	223
III.4.2 - Etude de la plage de capture	224
III.4.3 - Etude du temps de compression	226
III.4.4 - Comparaison entre les deux cas : l'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège ou $mF = +4$	228
IV - Modèle à deux dimensions pour la transition $F / F' = F + 1$, ($F \neq 0$).	
IV.1 - Description du modèle	230
IV.2 - Etude des trajectoires atomiques	234

Tables des matières

IV.2.1 - Résultats	234
IV.2.2 - Plage de capture	235
IV.2.3 - Temps de compression	237
IV.2.4 - Comparaison entre les deux cas : l'atome est sur $mF = -4$ à l'entrée du piège ou $mF = +4$	239
V - Conclusion	242
Conclusion générale	245

Nom : DJEMAA
Prénom : Jouda
Titre : Entonnoir à atomes : Étude expérimentale et théorique de la compression transverse par piège magnéto-optique d'un jet atomique de césium ralenti et refroidi par laser.

Résumé :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une étude expérimentale et théorique de la compression transverse à deux dimensions d'un jet atomique de césium ralenti et refroidi. La principale caractéristique de ce piège est son caractère transitoire comparé au piège à trois dimensions. Nous avons été capable d'obtenir une compression du jet d'un diamètre de 5 mm jusqu'à un diamètre de 200 μm . Le gain en densité obtenu, atteint un facteur 300. Nous avons aussi amélioré le temps de compression jusqu'à atteindre 240 μm . Deux méthodes expérimentales ont été utilisées pour obtenir cette efficacité de compression. La première est basée sur le pompage optique de la population atomique par l'intermédiaire d'un laser. La deuxième méthode est basée sur la pré-orientation des moments magnétiques atomiques avec un suivi adiabatique des lignes de champ magnétique. Nous avons aussi discuté le fonctionnement de ce piège en termes de trajectoires d'atomes à l'aide d'un modèle de simulation Monte-Carlo. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par cette simulation montre une concordance satisfaisante.

La compression d'un jet d'atomes ralentis et comprimés représentent un outil très puissant dans les expériences de métrologie et de haute résolution ainsi que dans les expériences concernant la recherche fondamentale telles que les collisions entre atomes froids et l'interférométrie atomique.

Mots clés

Piège magnéto-optique	Refroidissement et ralentissement par laser
Théorème de Larmor	Jet atomique
Diode laser	Compression d'un jet atomique
Pré-orientation du moment magnétique	Pompage optique
Simulation Monte Carlo	Trajectoire atomique