

Orsay
N° D'ORDRE:

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée pour obtenir

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

Par

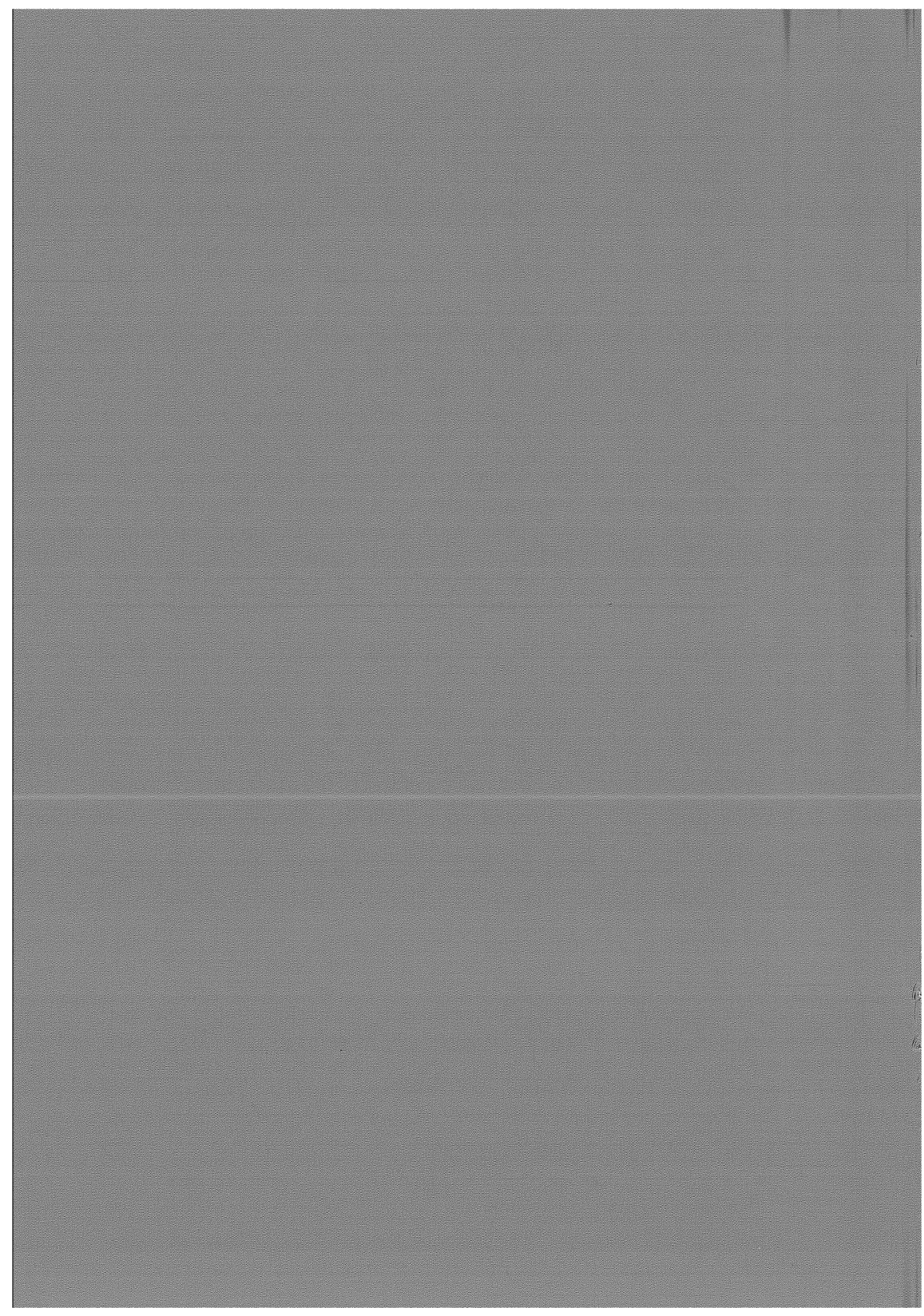
Salah BOUSSEN

Sujet :

Etude d'un piège hybride magnétique et optique pour la
condensation de Bose-Einstein de l'atome de césium

Soutenue le 19 juin 2002 devant la commission d'examen

**M. Jean DALIBARD
Mme Nicole FEAUTRIER
M. Pierre PILLET
M. Jacques PINARD
M. Jacques ROBERT**



Orsay
N° D'ORDRE:

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée pour obtenir

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

Par

Salah BOUSSEN

Sujet :

Etude d'un piège hybride magnétique et optique pour la
condensation de Bose-Einstein de l'atome de césium

Soutenue le 19 juin 2002 devant la commission d'examen

**M. Jean DALIBARD
Mme Nicole FEAUTRIER
M. Pierre PILLET
M. Jacques PINARD
M. Jacques ROBERT**

Ce manuscrit présente un travail de thèse effectué au laboratoire Aimé Cotton sous la direction de Pierre Pillet. Au cours de ces trois années, j'ai été confronté à bien des difficultés et le résultat n'est pas à la hauteur des espérances que j'y ai mises. J'ai conscience de ce que représente le démarrage d'une nouvelle expérience mais j'aurais souhaité plus de satisfactions et moins d'amertume. Il n'en demeure pas moins que beaucoup de personnes m'ont soutenu dans cette aventure et je souhaiterais les remercier pour toute l'aide qu'elles m'ont apportée.

J'adresse à Pierre Pillet, mon directeur de thèse ma reconnaissance pour m'avoir proposé ce travail de recherche et la confiance qu'il m'a accordée.

Je remercie ici Mme Nicole Feautrier, M. Jean Dalibard, M. Jacques Robert et Jacques Pinard d'avoir accepté de participer au jury de ma soutenance de thèse et ce malgré les délais trop courts que je leur ai imposés.

Trois personnes occupent une place toute particulière dans cette thèse et je souhaiterais leur exprimé ma profonde gratitude. Dan Marescaux m'a enseigné tout le bagage technique dont j'ai eu besoin : ultra-vide, électronique, informatique, mécanique... Il a été aussi toujours présent lorsqu'il a fallu démonter et remonter un à un la centaine de boulons de l'enceinte à chaque nouveau problème. Jacques Pinard m'a soutenu, aidé, conseillé avec l'enthousiasme qui est le sien. Je le remercie aussi de m'avoir donné cette image désintéressée et tellement enthousiaste de la recherche qui me donne aujourd'hui envie de poursuivre dans cette voie. Enfin, Nathalie Hoang qui m'a rejoint en deuxième année, a été le soutien des deux dernières années. Nous avons traversés ensemble les épreuves et je garderai un beau souvenir des éclats de rire qui nous ont aidés à ne pas sombrer dans la morosité.

Un travail expérimental de cette ampleur a bénéficié d'un soutien technique incomparable des différents services du laboratoire : non seulement, j'ai bénéficié de leur savoir-faire, mais aussi de nombreux conseils qui forment une part très importante des acquis de cette thèse. Merci donc à l'atelier de mécanique, Patrice Leroy, Alain Drouet, Henri Pezerat, et Daniel Civial. Je remercie Jean-Louis Tutou et Stéphane Roux pour leur aide pour m'avoir montré les rudiments de mécanique. Merci aussi à Roger Leroux et Eric Marius pour m'avoir éclairé en électronique.

Je suis très reconnaissant au support administratif du laboratoire assuré avec beaucoup de compétence et d'efficacité par Amanda Trepagny, Mireille Fremont, Claudine Leroux, Josianne Dehoubert et Monique Durand. Merci aussi à Sylvie pour son accueil matinal !

J'ai aussi profité de l'expérience des membres des différentes équipes du laboratoire. Les atomes et molécules froides m'ont apporté tout leur savoir-faire : merci à Daniel Comparat pour ces innombrables conseils, à Cyril Drag et Bruno Laburthe-Tolra et à Nicolas Vanhaek pour leur aide. J'ai bénéficié aussi des conseils théoriques de Anne Crubelier. Merci à Laurence Pruvost pour ses conseils et son soutien. Je voudrai remercier aussi les membres studieux de la salle C02 : Ivan Lorgeré pour ses conseils optiques, pour son bateau, sa bonne humeur et sa gentillesse. Merci à Vincent Lavielle pour ses corrections du manuscrit et à la bonne ambiance qu'il a contribué à faire régner dans notre antre. Plus généralement je me souviens de ceux qui m'ont soutenu par leur encouragement et leur amitié : Nathalie, Carine, Sylvie, Soumaya, Ivan, Vincent, Nicolas, Bruno&Bruno, Cyril, Maurice, Nouari, Alain, Daniel.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Condensation de Bose-Einstein	5
2.1	La condensation d'un gaz atomique dans une boîte	5
2.1.1	Statistique d'un gaz de bosons piégés dans une boîte	6
2.1.2	Condensation de Bose-Einstein (CBE)	8
2.1.3	CBE et ordres de grandeur : du gaz thermique à la CBE	9
2.2	CBE dans un potentiel harmonique	11
2.2.1	Description d'un gaz de bosons piégés dans un potentiel harmonique	11
2.2.2	Condensation d'un gaz dans un potentiel harmonique	12
2.2.3	Ordres de grandeur	14
2.3	Piégeage magnétique d'atomes neutres	14
2.3.1	Piéger un atome neutre dans un champs magnétique	15
2.3.2	Chargement de pièges magnétiques	18
2.3.3	Compression de piège	19
2.3.4	Ordres de grandeurs dans les pièges magnétiques	20
2.4	Une introduction au refroidissement évaporatif	21
2.4.1	Du piège magnétique à la condensation	21
2.4.2	Principe de l' évaporation	21
2.4.3	Temps et grandeurs caractéristiques	24
2.4.4	Techniques usuelles d'évaporation	25
2.5	revue des démonstrations de CBE	26
2.5.1	L'atome de ^{87}Rb et son isotope ^{85}Rb	26
2.5.2	^{23}Na	28
2.5.3	^7Li	28
2.5.4	H	29
2.5.5	$^4\text{He}^*$	29
2.5.6	K	29

2.6	Introduction à la description d'un CBE	30
2.6.1	Comment décrire un condensat ?	30
2.6.2	Une explication sommaire de l'équation de Gross-Pitaevski	31
2.6.3	Longueur de diffusion et stabilité	33
2.6.4	Approximation de Thomas-Fermi	36
2.7	Conclusion : Propriétés des condensats	37
3	Condensation de l'atome de Césium ?	39
3.1	Une présentation de l'atome de Césium	40
3.1.1	Caractéristiques physiques du césium	40
3.1.2	Niveaux d'énergie du césium	41
3.1.3	Césium, condensation et ordres de grandeur	42
3.2	Collisions ultra-froides	42
3.2.1	Description d'une collision ultra-froide	44
3.2.2	Longueur de diffusion	49
3.2.3	Taux de collision	52
3.2.4	Collisions et évaporation	52
3.3	Le difficile passage du Rb au Cs	53
3.3.1	Collision d'atomes alcalins	54
3.3.2	Collisions inélastiques	55
3.3.3	Le césium dans l'état $ 6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$	56
3.3.4	Le césium dans l'état $ 6S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$	57
3.4	Suppression des collisions inélastiques : Le piège hybride	58
3.4.1	Le Césium dans le niveau $ 6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$	59
3.4.2	Un piège magnétique pour cet état ?	59
3.4.3	Vers d'autres types de piègeages	61
3.5	Piège hybride : dipolaire magnétique	65
3.5.1	Le piégeage dipolaire à deux dimensions	66
3.5.2	Piégeage magnétique 1D	70
3.5.3	Piège hybride	72
3.5.4	Longueur de diffusion et résonance de Feshbach	74
3.5.5	Evaporation	76
3.6	Conclusion	77
4	Refroidissement évaporatif	79
4.1	Description statistique du refroidissement évaporatif	79
4.1.1	Introduction	79
4.1.2	Mise en équation du processus de refroidissement	81

4.1.3	Evaporation 3D	85
4.1.4	Refroidissement 1D	91
4.1.5	Refroidissement évaporatif optique	96
4.1.6	Conclusion : Quelle évaporation pour un piège hybride ?	100
4.2	Simulation numérique d'un refroidissement évaporatif	101
4.2.1	Principe de la simulation numérique	101
4.2.2	Dimensionnalité de l'évaporation	104
4.2.3	Test de validité du modèle adopté	105
4.2.4	Simulation d'évaporation	105
4.3	Conclusion	111
5	Description du Dispositif Expérimental	113
5.1	Introduction	113
5.2	Description du système à vide	114
5.2.1	Cellule haute et source de césium	114
5.2.2	Cellule basse et vide différentiel	117
5.2.3	Moyens de pompage mis en oeuvre	119
5.2.4	Méthodes, problèmes rencontrés et remèdes : le cherche-fuite	122
5.3	Compensation des champs magnétiques parasites	124
5.3.1	μ métal et pompes	124
5.3.2	Cadres de compensation	125
5.4	Les sources laser	125
5.4.1	Revue des fréquences optiques nécessaires	126
5.4.2	Laser maître-Laser piège	126
5.4.3	Laser repompeur	130
5.4.4	Contrôle des modulateurs acousto-optiques	131
5.4.5	Le schéma global	132
5.4.6	Pilotage et acquisition	134
5.4.7	Détection du césium	135
5.5	Piège Magnéto-Optique haut	141
5.5.1	Principe de fonctionnement d'un PMO	141
5.5.2	Le dispositif expérimental	144
5.5.3	Caractéristiques du piège	145
5.5.4	Optimisation de la température du piège haut	145
5.5.5	Transfert d'un piège à l'autre	147
5.6	Piège Magnéto-Optique Bas	149
5.6.1	Dispositif expérimental	150
5.6.2	Caractéristiques	150

5.6.3	Transfert dans le piège hybride	154
5.7	Conclusion	157
6	Piège Hybride	159
6.1	Piégeage dipolaire	159
6.1.1	Principes	159
6.1.2	Le passage du piège magnéto-optique au piège dipolaire . .	161
6.1.3	Caractéristiques	162
6.1.4	Problème rencontré	164
6.1.5	Dispositif expérimental	165
6.2	Piégeage magnétique	165
6.2.1	Piégeage magnétique 1D	167
6.2.2	Caractéristiques	169
6.2.3	Dispositif expérimental	173
6.3	Premiers résultats	174
6.4	Le piège doublement hybride	179
6.5	Conclusion	180
7	Conclusion	183
	Schémas de générateurs radio-fréquence	185
	Montage de rétro-action	189

Chapitre 1

Introduction

La condensation de Bose-Einstein est un phénomène quantique prédit par A. Einstein en 1924 [2],[3]. Ce phénomène intervient pour un gaz parfait de particules identiques décrit par une fonction d'onde symétrique sous l'échange de deux particules. Si la distance entre deux particules devient comparable à la longueur d'onde thermique alors le gaz doit effectuer une transition de phase vers un état singulier de la matière que l'on nomme Condensat de Bose-Einstein (CBE).

Cet article célèbre d'Einstein [3] s'inspire d'un article de 1924 [16] du physicien indien S.N Bose dans lequel celui-ci étudie le comportement statistique d'un gaz de photons. La condensation de Bose-Einstein apparaît alors dans un article d'Einstein écrit en 1925 sur la mécanique statistique d'un gaz mono-atomique idéal [3].

La prédiction d'Einstein est d'autant plus étonnante qu'elle se fait un an avant le développement de la mécanique quantique, et deux ans avant la distinction entre fermions et bosons ! C'était même la première fois, que quelqu'un faisait référence à la nouvelle idée d'onde de matière de Louis de Broglie, et on dit d'ailleurs que Schrödinger la découvrit dans l'article d'Einstein. Pour justifier l'application des calculs de S.N Bose, A. Einstein affirme que si les particules sont des ondes alors elles doivent obéir à la même statistique que les photons. Et ce n'est qu'en 1927, que Fermi lui donne partiellement raison en divisant les particules en deux classes distinctes les fermions et les bosons selon leur spin. Chacune des ces deux familles possède sa propre statistique.

Par la suite, A. Einstein ne s'occupera plus de ce sujet et d'ailleurs il restera en désuétude jusqu'en 1938. A partir de cette époque F. London et L. Tisza s'intéressent de près au comportement de l'Hélium 4 et découvrent qu'il possède une transition superfluide. Le physicien L.D Landau connecte ce phénomène au régime de dégénérescence quantique (pendant la fraction condensée n'excède

pas 10% et il ne s'agit pas d'une condensation en milieu dilué).

Plus proche de la conception originale de la condensation d'Einstein, ce sont des particules virtuelles que l'on nomme excitons qui furent les premières condensées [64]. (Les excitons sont formés par un pulse laser dans des oxydes cupriques créant dans le semi-conducteur des paires électrons-trous méta-stables).

Enfin, en 1995, une équipe du NIST à Boulder, dirigée par MM. E. Comell et C. Wieman (tous deux lauréats du prix Nobel 2001) annonce l'obtention du premier condensat de Bose-Einstein [5] d'un gaz atomique de rubidium.

A ce jour, 6 éléments furent condensés (Rubidium dans deux isotopes, sodium, lithium, hydrogène, potassium et helium 3 métastable). Curieusement, le césium reste le seul élément de cette colonne à ne pas avoir été condensé malgré deux tentatives de deux équipes différentes l'une dirigée par M. Jean Dalibard à l'ENS et l'autre par M. Christopher Foot à l'université d'Oxford. Leurs études ont montré un comportement singulier du césium vis à vis des collisions inélastiques¹ et qui interdit l'obtention d'un condensat par les moyens habituels. En effet, pour atteindre la condensation, il faut pouvoir éliminer les collisions inélastiques en se plaçant dans l'état fondamental du césium. Malheureusement, il n'est pas possible de piéger cet état fondamental par le moyen classique qu'est le piège magnétique². Nous proposons une solution qui consiste à combiner deux forces de piégeage : magnétique et dipolaire pour piéger cet état et l'amener vers la condensation de Bose-Einstein. La gravité est compensée par une force magnétique créée par une simple bobine. Tandis que les deux autres directions sont piégées par un faisceau laser Nd :Yag focalisé sur un waist de 200 à 300 K.

Le travail de cette thèse a consisté en la réalisation complète d'un montage expérimental en vue d'une part de mettre en place ce piège hybride ou hybride et d'autre part de conduire vers la condensation de Bose-Einstein du césium. Il s'agit d'un montage en double cellule : dans une cellule située en haut du dispositif, un piège magnéto-optique constitue une source d'atomes froids pour un second piège magnéto-optique situé lui 55 cm plus bas dans une cellule en verre. C'est dans cette dernière cellule que se place le piège hybride.

Le second volet a été d'étudier la suite de l'utilisation de ce piège pour mener à la CBE. En particulier, un modèle numérique montre que nous pouvons raisonnablement espérer atteindre la transition avec les méthodes d'évaporation classiques. Nous nous appuyons aussi sur la possibilité de faire varier la longueur

¹Une collision inélastique est une collision au cours de laquelle les atomes changent d'état interne.

²L'état fondamental ne peut être piégé que par un maximum de champ magnétique. Or cela est interdit par les équations de Maxwell (de manière statique et en l'absence de charge).

de diffusion a de notre état fondamental par une résonance de Feshbach située autour de 50 G et qui permet de faire varier a de $-\infty$ à $+\infty$.

- Le chapitre 1 présente une introduction au domaine de la condensation de Bose-Einstein. Après avoir introduit le formalisme nécessaire, nous verrons la justification de la transition CBE. Par la suite les techniques de piégeage magnétique sont présentées ainsi que celles d'évaporation. Après une revue des différentes démonstrations de condensation de plusieurs atomes, une introduction à la théorie des condensats est présentée.
- Le chapitre 2 explique en détail les raisons de la non obtention de condensats de césium jusqu'à présent et les moyens de dépasser ces difficultés. Pour cela, nous introduisons brièvement la théorie des collisions froides. Par la suite, nous verrons les causes des échecs des tentatives de condensation du césium et quels remèdes peuvent y être apportés. Nous finirons le chapitre, en présentant notre solution.
- Le chapitre 3 explore les possibilités d'évaporation dans notre type de piège. Il s'agit d'un chapitre technique scindé en deux parties distinctes. L'une portant sur une étude analytique du phénomène, tandis que l'autre présente un modèle numérique de refroidissement.
- Le chapitre 4 présente le travail de construction de l'expérience depuis les enceintes à vide jusqu'à l'obtention d'un nuage froid polarisé prêt à être transféré dans le piège hybride, en passant par les sources lasers, les techniques d'imageries et de détection.
- Le chapitre 5 est consacré au piège hybride : théorie, chargement, optimisation et premiers résultats.

Chapitre 2

Condensation de Bose-Einstein

Ce chapitre a pour but d'introduire le lecteur au domaine de la condensation de Bose-Einstein (CBE). Il s'agit dans un premier temps d'expliquer la formation d'un condensat de Bose-Einstein, d'abord à travers le comportement d'un gaz de bosons enfermé dans une boîte. Puis le comportement du même gaz piégé dans un potentiel harmonique. Nous verrons que dans les deux cas, et pour certaines conditions de températures et de densités, un état singulier de la matière apparaît. Nous verrons aussi que le cas de bosons dans une boîte est plus une expérience de pensée qu'une réalité expérimentale. Par contre, le gaz confiné dans un potentiel harmonique est tout à fait réalisable et notamment grâce aux techniques de piégeage d'atomes neutres dans un champ magnétique. Nous évoquerons rapidement les différents pièges magnétiques utilisés pour obtenir les condensats de Bose-Einstein. Cependant, il ne suffit pas de confiner les atomes, il faut pouvoir aussi les refroidir, ainsi nous exposerons les principes du refroidissement évaporatif sur lequel nous reviendrons en détail dans le chapitre 3. A ce stade, tous les éléments conduisant à la CBE seront réunis et nous ferons une rapide revue des différentes démonstrations de CBE pour les 6 éléments aujourd'hui condensés : Rubidium (deux isotopes), Sodium, Lithium, Hydrogène, Hélium, Potassium. Pour finir ce chapitre, nous présenterons des éléments de la théorie décrivant l'état condensé.

2.1 La condensation d'un gaz atomique dans une boîte

Dans cette partie, nous évoquons l'origine du phénomène de condensation de Bose-Einstein. Cette partie expose un certain nombre de formalismes néces-

saires à la compréhension de la formation d'un condensat de Bose-Einstein. Historiquement, la condensation est apparue après la découverte de la statistique régissant les bosons et les fermions [36], [16]. En effet, il s'agissait de connaître les caractéristiques d'un système de N bosons enfermés dans une boîte (N étant macroscopique). Par la suite, nous verrons son origine physique et discuterons de quelques ordres de grandeurs pour situer cet état de la matière parmi ceux que nous appréhendons le mieux. De plus amples développements pourront être trouvés dans [26] et [38].

2.1.1 Statistique d'un gaz de bosons piégés dans une boîte

On considère une boîte cubique de côté L et de volume $V=L^3$. Cette boîte est emplie d'un gaz de bosons libres (dans la limite de la boîte évidemment) et sans interaction mutuelle. Ce gaz se trouve en équilibre thermodynamique à la température T . En prenant des conditions aux limites périodiques, on montre que l'impulsion d'une particule est quantifiée et vaut :

$$P_i = \frac{2\pi\hbar}{(mL)^2} n_i \quad (2.1)$$

où, $i=x,y,z$ et n_i est un entier relatif. Les énergies accessibles à cette particule s'en trouvent alors elles-mêmes quantifiées et repérées par trois entiers n_x, n_y, n_z :

$$\varepsilon_p = \frac{2\pi^2\hbar^2}{mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (2.2)$$

Il est simple de voir que l'état fondamental est d'énergie nulle et que l'écart minimum entre niveaux est de $\delta\varepsilon = \frac{2\pi^2\hbar^2}{mL^2}$. Notons tout de suite que cet écart est très faible pour des boîtes de dimensions raisonnables. En effet, si nous considérons une petite boîte de 1 mm^3 emplie d'hydrogène, cet écart est extrêmement petit, de l'ordre de 10^{-13} K (10^{-15} K pour le césium)! En passant à un spectre continu, on trouve une densité d'états valant :

$$\rho(\varepsilon) = \frac{Vm^{\frac{3}{2}}}{\pi^2\hbar^3\sqrt{2}}\sqrt{\varepsilon} = \frac{V}{\Lambda_T^3} \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\beta\varepsilon} \quad (2.3)$$

où $\Lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}}$ est la longueur d'onde de de Broglie thermique et $\beta = \frac{1}{kT}$. Le nombre d'états pour une énergie ε croît comme la racine carrée de l'énergie. La population de ces états est régie par une fonction d'occupation dite fonction de Bose, et qui dépend seulement de l'énergie de l'état considéré. Ainsi un état k individuel d'énergie ε_k est occupé en moyenne par \bar{N}_k particules :

$$\bar{N}_k = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_p - \mu)} - 1} = \frac{1}{z^{-1}e^{\beta\varepsilon_p} - 1} \quad (2.4)$$

où μ est le potentiel chimique et $z = e^{\beta\mu}$ est la fugacité du gaz. Comme N_k est positif, on obtient une contrainte sur le signe du potentiel chimique : $\mu < 0$ ($0 \leq z < 1$). A partir de cette statistique, nous pouvons calculer le nombre de bosons contenus dans la boîte, en sommant sur tous les états; ce qui, après passage au continu (ε_p est remplacé par ε) revient à calculer l'intégrale suivante :

$$N(z) = I(z) = \int_0^\infty d\varepsilon \rho(\varepsilon) \frac{1}{z^{-1}e^{\beta\varepsilon_p} - 1} \quad (2.5)$$

Mais il faut prendre garde à l'expression 2.5, d'autant que nous connaissons la fin de l'histoire. En effet, nous attribuons par cette expression une population nulle à l'état fondamental. Certes, il s'agit d'une excellente approximation si cet état possède une population comparable à celles des autres états (les états ont une occupation très faible), mais dans le cas contraire, le calcul de N serait erroné. Nous sommes donc amenés à ajouter à la somme précédente, la population moyenne de l'état fondamental $\bar{N}_0 = \frac{z}{1-z}$ pour obtenir $N(z)$:

$$N(z) = \frac{z}{1-z} + \frac{V}{\Lambda_T^3} g_{\frac{3}{2}}(z) \quad (2.6)$$

où :

$$g_{\frac{3}{2}}(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{l^{3/2}} \quad (2.7)$$

La fonction $g_{\frac{3}{2}}(z)$ est une fonction croissante de z et qui atteint sa valeur maximale à $z=1$, et $g_{\frac{3}{2}}(z) = 2.612$. Dans la section suivante, nous reconsidérons notre système de bosons et fixons leur nombre à N , la fugacité z est libre d'évoluer dans l'intervalle $[0,1]$.

2.1.2 Condensation de Bose-Einstein (CBE)

Origine mathématique

Puisque nous connaissons le nombre d'atomes contenus dans cette boîte, il ne reste qu'une inconnue dans ce système : le potentiel chimique. Mais il est simple de le calculer ; il suffit de résoudre l'équation $N(z)=N$. Pour cela, on néglige dans un premier temps la population de l'état fondamental, puisqu'elle est très faible, ce qui nous donne une équation encore plus simple :

$$N = \frac{V}{\Lambda_T^3} g_{\frac{3}{2}}(z) \quad (2.8)$$

Mais, admet-elle toujours une solution ? La question est naturelle puisque $g_{\frac{3}{2}}(z) = 2.612$, et donc on se heurte à une difficulté si $N \geq 2.612 \frac{V}{\Lambda_T^3}$, ou encore : $n\Lambda_T^3 \geq 2.612$ (où $n = \frac{N}{V}$ est la densité du gaz atomique). En effet, dans ce cas précis, nous ne pouvons répartir les N atomes sur les niveaux ε_k en suivant les règles fixées par la statistiques de Bose. Pour se sortir de cette embûche, il faut reconsidérer la population \bar{N}_0 de l'état fondamental et ne plus la négliger. Notons même que lorsque z tend vers 1, \bar{N}_0 prend des valeurs considérables et vaut même N lorsque $z = 1 - \frac{1}{N}$. Mais dans le cas où z est proche de l'unité, nous nous retrouvons dans une situation inédite : un nombre macroscopique de particules se trouve dans un seul et même état quantique.

Explication physique

Le système de N bosons est à une température très élevée, par exemple à température ambiante (300 K) pour se fixer les idées. La longueur d'onde de de Broglie est très petite devant la distance moyenne entre particules $d = n^{-3}$, donc $n\Lambda_T^3 \ll 1$. Les particules se répartissent dans tous les états quantiques accessibles et la contribution de l'état fondamental est négligeable. Lorsque l'on fait décroître la température T , la longueur d'onde de de Broglie croît et s'approche de $d = n^{-3}$. Pour une certaine valeur $T=T_c$, on obtient $n\Lambda_{T_c}^3 = 2.612$, c'est à dire $T_c = \frac{2\pi\hbar^2}{mk} \left(\frac{n}{2.612}\right)^{\frac{2}{3}}$. A partir de cette valeur, nous ne pouvons plus répartir les atomes dans tous les états et c'est l'état fondamental qui s'emplit d'une population macroscopique telle que :

$$\frac{N_o}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.9)$$

Notons que la longueur d'onde de de Broglie est du même ordre de grandeur que l'espacement entre particules $d = n^{-3}$, puisque $\Lambda_{T_c} = 1.4 \times n^{-3}$. Il est commode alors de se représenter chacun des atomes comme un paquet d'ondes dont l'extension spatiale est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de de Broglie. Loin de la dégénérescence, les paquets d'ondes sont disjoints et les atomes sont bien localisés. Pour $T < T_c$, les paquets d'onde se chevauchent et peuvent donc interférer les uns avec les autres pour former une fonction d'onde macroscopique ; les atomes ont alors perdu leur localité et leur individualité. Cette vision un peu naïve offre cependant une idée intuitive du phénomène de la condensation.

2.1.3 CBE et ordres de grandeur : du gaz thermique à la CBE

On peut penser, d'après ce qui précède, qu'il suffit d'enfermer un nombre conséquent d'atomes et de les refroidir. Enfermons donc 10 milliards d'atomes d'hydrogène dans notre petit réduit cubique d'1 mm³. La densité vaut alors 10⁹ atomes/m³ et nécessite d'atteindre une température de 7 μK (56 nK pour le césium 133). Il est rigoureusement impossible d'atteindre cette température par des moyens cryogéniques, les seuls possibles pour refroidir autant les atomes sans leur enlever leur liberté. Raisonons alors à l'envers : quel nombre d'atomes doit-on mettre pour atteindre la condensation à une température atteignable par cryogénie soit 1.5 K ? La réponse est 2.10²¹ atomes (2.10²⁴ pour ¹³³Cs) soit une densité de 10²⁷ atomes/m³ (10³⁰ atomes/m³ pour le césium). La pression dans le volume vaut alors 0.2 bar (200 bar pour le Cs). Ainsi le gaz d'hydrogène est liquéfié (s'il n'est pas polarisé) et le césium solidifié. Ces ordres de grandeurs mettent en lumière un écueil redoutable : il s'agit du changement de phase. A l'équilibre thermodynamique, tous les éléments à l'exception de l'³He sont solides aux conditions de températures et de pressions imposées pour atteindre la condensation. On est condamné, pour obtenir un condensat gazeux, à travailler avec des densités faibles (bien plus faibles que celle d'un gaz normal) et à refroidir suffisamment rapidement pour prendre de vitesse les phénomènes de recombinaison à N-corps qui mènent aux transitions de phases. Cela suppose donc d'obtenir des températures extrêmement faibles, bien plus basses que celles que l'on peut obtenir

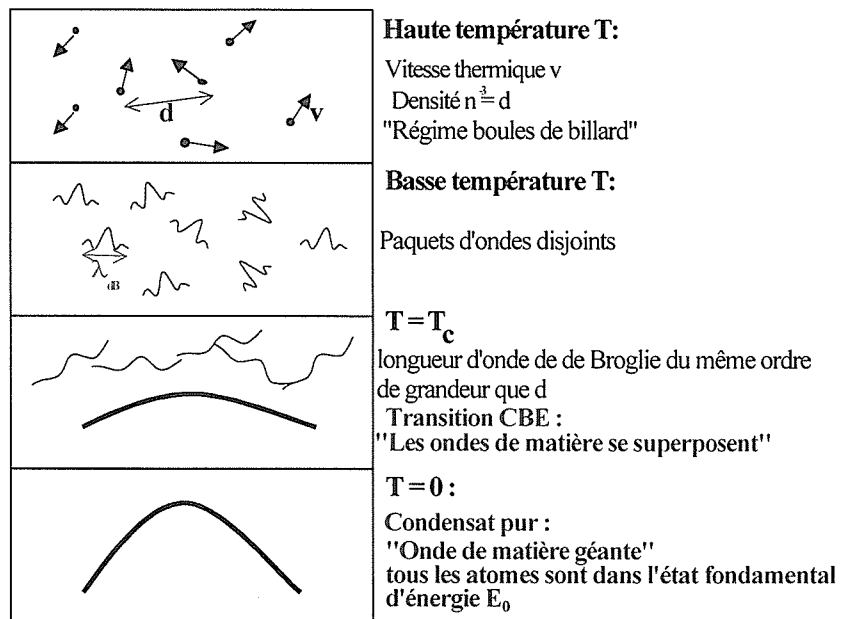


FIG. 2.1: Représentation intuitive de l'évolution vers la condensation : un gaz chaud peut être assimilé à un ensemble de boules de billard. Lorsque la température baisse, le caractère quantique des atomes apparaît et ils prennent l'apparence d'un paquet d'ondes de longueur caractéristique Λ_T . Lors de la transition, tous les paquets se connectent pour donner naissance à une onde de matière géante.

par des moyens de cryogénie. C'est pourquoi, le condensat gazeux est resté une chimère pendant plus d'un demi-siècle. Il a fallu attendre l'avènement des techniques de piégeage d'atomes neutres pour voir se réaliser le premier condensat à des températures très faibles et à des densités faibles.

2.2 CBE dans un potentiel harmonique

La raison d'être de cette section est directement liée à la remarque précédente : pour pouvoir atteindre la condensation, il faut placer les atomes dans un champ de forces pour les refroidir par une technique que nous verrons plus tard. Ce champ de force est en général pris harmonique. Les particules sont soumises alors à un potentiel de la forme :

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{2}m[\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2] \quad (2.10)$$

2.2.1 Description d'un gaz de bosons piégés dans un potentiel harmonique

On montre que la densité d'états d'un gaz de bosons piégés dans un potentiel harmonique devient [26] :

$$\rho(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \quad (2.11)$$

On aura donc de manière similaire au cas de bosons enfermés dans une boîte :

$$N(z) = \frac{z}{1-z} + \frac{(kT)^3}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} g_3(z) \quad (2.12)$$

où :

$$g_3(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{l^3} \quad (2.13)$$

où $g_3(z)$ est une fonction croissante dans l'intervalle $[0,1]$ qui est donc bornée par la valeur $g_3(1) = 1.2$. Il est aussi intéressant de connaître l'évolution des différentes grandeurs décrivant un gaz dans un tel potentiel en fonction des deux grandeurs N et T .

Grandeur physique	évolution
Energie totale des N particules E	$E = 3NkT$
Volume spatial V_e	$V_e \propto T^{\frac{3}{2}}$
Volume V_p dans l'espace des impulsions	$V_p \propto T^{\frac{3}{2}}$
Densité spatiale n	$n \propto \frac{N}{V_e} \propto NT^{-\frac{3}{2}}$
Densité D dans l'espace des phases	$D \propto \frac{N}{V_e V_p} \propto NT^{-3}$
Vitesse moyenne v	$v = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}} \propto T^{\frac{1}{2}}$
Taux de collisions τ^{-1} entre particules piégées	$\tau^{-1} \propto nv \propto NT^{-1}$

Revenons sur trois des grandeurs présentes dans ce tableau pour mieux les définir : V_p est le volume dans l'espace des phases occupé par le gaz piégé, D est la densité en particule dans l'espace à six dimensions formé par la réunion de l'espace et de l'espace des impulsions. Cette grandeur est directement reliée au paramètre de dégénérescence. Enfin, le taux τ^{-1} est le nombre moyen de collisions subies par un atome pendant une unité de temps. Inversement τ est le temps moyen entre deux collisions.

2.2.2 Condensation d'un gaz dans un potentiel harmonique

Par un raisonnement analogue au cas de bosons dans une boîte, nous obtenons les mêmes conclusions, c'est à dire qu'un nombre macroscopique d'atomes se condensent dans l'état fondamental quand T devient inférieure à une température critique T_c définie par :

$$N = 1.2 \frac{(kT)^3}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \quad (2.14)$$

que l'on peut aussi écrire :

$$n_o(T_c) \Lambda_{T_c}^3 = 1.2 \quad (2.15)$$

où :

$$n_o(T) = N\omega_x\omega_y\omega_z\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.16)$$

est la densité au centre du piège à la température T. La fraction de particules condensées dans l'état fondamental vérifie une loi qui diffère du cas de bosons dans une boîte :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \quad (2.17)$$

L'état fondamental où se condensent les atomes est l'état fondamental d'un oscillateur harmonique à trois dimensions. Toutes les particules condensées possèdent une même fonction d'ondes d'extension spatiale Δr_o :

$$\Delta r_o \sim \sqrt{\frac{\hbar}{m}\left(\frac{1}{\omega_x} + \frac{1}{\omega_y} + \frac{1}{\omega_z}\right)} \quad (2.18)$$

Alors que le nuage thermique (c'est à dire le nuage des atomes non condensés) possède une extension Δr_T :

$$\Delta r_T \sim \sqrt{\frac{kT}{m}\left(\frac{1}{\omega_x^2} + \frac{1}{\omega_y^2} + \frac{1}{\omega_z^2}\right)} \quad (2.19)$$

On en déduit que :

$$\frac{\Delta r_o}{\Delta r_T} \sim N_0^{-\frac{1}{6}} \quad (2.20)$$

Le pic des particules condensées se distingue donc spatialement très nettement du fond thermique de particules non condensées. Ainsi pour un condensat de un million d'atomes, le pic est dix fois plus étroit que la distribution des atomes non condensés. C'est en général la signature d'un condensat.

2.2.3 Ordres de grandeur

Les pulsations dans les pièges harmoniques peuvent varier généralement entre 10 s^{-1} et 1000 s^{-1} (le piège sera pris isotrope et de pulsation ω). Considérons 10^6 atomes de césium (ou d'hydrogène la température critique ne dépendant pas de la masse de l'atome considéré) placés dans un tel potentiel. Le tableau suivant présente les températures critiques pour les cas $\omega = 10, 100, 1000 \text{ s}^{-1}$, pour le césium.

	$\omega = 10 \text{ s}^{-1}$	$\omega = 100 \text{ s}^{-1}$	$\omega = 1000 \text{ s}^{-1}$
T_c	7 nK	70 nK	700 nK
densité pour le césium	$2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$	$7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$	$2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$

Les densités restent relativement modestes comparées aux valeurs que nous obtenions précédemment. Notons cependant qu'il faut pouvoir atteindre des températures très faibles. La cryogénie étant exclue ($T < \text{mK}$), la technique aujourd'hui usuelle est de refroidir au préalable par laser un échantillon d'atomes aux environs de la dizaine de μK , de le piéger par la suite dans un piège harmonique conservatif et de continuer de le refroidir par une technique de refroidissement évaporatif. Ces deux derniers points sont présentés dans les deux sections suivantes.

2.3 Piégeage magnétique d'atomes neutres

Après avoir pré refroidi les atomes dans un piège magnéto-optique, il faut transférer les atomes froids dans un piège conservatif (qui conserve l'énergie). Dans cette section, nous faisons une brève revue des différents pièges magnétiques utilisés pour la condensation de Bose-Einstein. Ce type de piégeage très majoritairement utilisé pour piéger et condenser des atomes neutres, a été appliqué pour la première fois sur l'atome de rubidium [70]. Depuis, des pièges magnétiques de seconde génération ont vu le jour, et chaque équipe a son propre dispositif. Les plus connus sont évoqués ici. Notons cependant qu'il ne s'agit pas du seul type de piégeage conduisant à la condensation de Bose-Einstein : en effet, les pièges dipolaires optiques ont permis récemment d'atteindre la condensation. Ce type de piégeage sera vu dans le chapitre suivant. Le premier piège magnétique pour atome neutre vu le jour en 1985[70].

2.3.1 Piéger un atome neutre dans un champs magnétique

Considérons un atome placé dans un niveau atomique de moment magnétique non nul $\vec{\mu}$. Plongé dans un champ magnétique \vec{B} , il acquiert une énergie potentielle de la forme :

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.21)$$

et subit une force \vec{F}_{mag} :

$$\vec{F}_{mag} = \overrightarrow{grad}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (2.22)$$

Deux cas de figure se présentent : soit $\vec{\mu}$ est aligné dans le sens du champ magnétique et l'énergie de l'atome diminue donc au fur et à mesure que le module du champ magnétique augmente, soit $\vec{\mu}$ et \vec{B} sont anti-parallèles et l'énergie de l'atome croît lorsque le champ diminue et les atomes sont attirés par les régions de champ faible. Dans tous les cas, les atomes vont se placer aux extréma du module de \vec{B} . Cependant, les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local du module du champ magnétique dans le vide en régime statique. Ce résultat connu sous le théorème de Wing [22]. Il implique qu'il n'existe pas de piège magnétique statique pour les états dit "high field seeker" dont le moment magnétique est parallèle au champ magnétique. En régime transitoire, le théorème de Wing n'est pas applicable, d'où l'existence de piège magnétique dynamique [28]. Cependant, cette dernière solution n'est pas utilisée et l'on préfère les pièges magnétiques statiques dans lesquels on crée des minima locaux de champ magnétique. Ainsi, tous les condensats réalisés au moyen de pièges magnétiques ont été obtenus à partir d'atomes polarisés dans des états antiparallèles au champ magnétique.

Piège quadrupolaire

Il constitue l'une des plus simple des configurations de champs que l'on puisse imaginer. On place deux bobines de rayon R_b dans une configuration dite anti-Helmoltz (c'est à dire que la distance de centre à centre vaut R_b). Ainsi, on réalise

un champ magnétique nul au centre des deux bobines et un champ au premier ordre de la forme[22] :

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} -b'x \\ -b'y \\ 2b'z \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Le potentiel s'écrit :

$$W = \mu b' \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} \quad (2.24)$$

Il s'agit d'un potentiel linéaire avec un gradient typique de l'ordre de 100 G.cm⁻¹ et des profondeurs grandes de l'ordre de 30 mK. Il est bien adapté à un chargement via un piège magnéto-optique mais il présente un défaut majeur : celui de posséder un point de champ nul en son centre. En effet, un atome polarisé passant au centre du piège voit un champ magnétique nul ; son moment magnétique peut subitement prendre n'importe quelle valeur et perdre sa bonne orientation par rapport au champ et être éjecté du piège. Il faut donc s'assurer que l'atome conserve à tout moment la bonne orientation par rapport au champ magnétique local. Considérons pour cela un atome de vitesse v passant à une distance a du zéro de champ magnétique. On parlera d'un suivi adiabatique du moment dipolaire magnétique si la variation de l'orientation du champ magnétique $\dot{\theta} = v/a$ reste petite devant la fréquence de précession de Larmor $\omega_L/2\pi$. Le critère de suivi adiabatique s'écrira donc[73] :

$$\dot{\theta} = \frac{v}{a} \ll \omega_L = \frac{\mu b' a}{\hbar} \quad (2.25)$$

Pour un champ quadrupolaire la fréquence de Larmor s'annule au centre et la condition 2.25 ne peut être vérifiée pour une trajectoire passant trop près du centre O. Ces transitions d'un état aligné vers un état anti-aligné sont connues sous le nom de "transitions de Majorana". Cela est d'autant plus préjudiciable, que plus les atomes sont froids, plus ils restent au voisinage du centre et plus ils ont une chance de partir. Pour pallier cet inconvénient, il est possible d'empêcher les atomes d'atteindre le centre en recourant à un "bouchon optique" [33]. D'autres solutions peuvent être retenues. Par la suite deux des plus populaires sont présentées : le piège TOP et le piège de Ioffe-Pritchard.

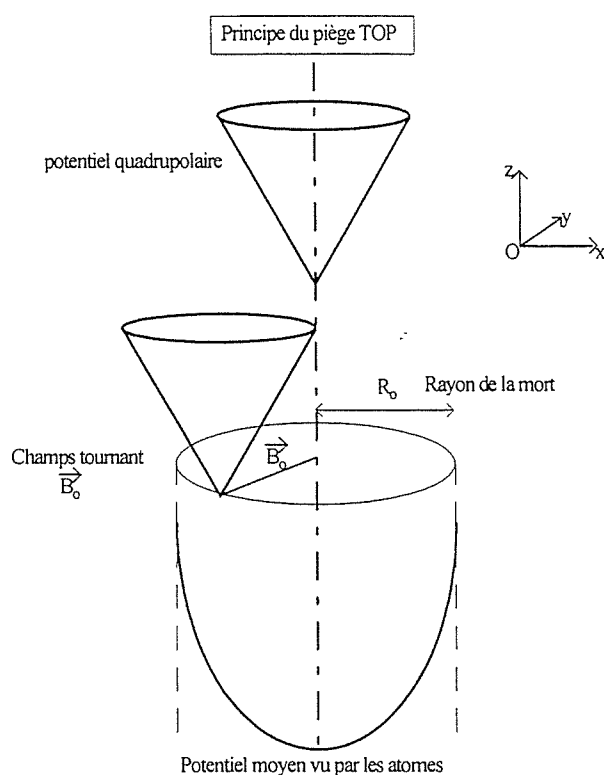


FIG. 2.2: Principe du fonctionnement d'un piège magnétique TOP. Il s'agit d'un piège quadrupolaire auquel on ajoute un champ tournant qui décale le point de champ nul.

Piège TOP

Il s'agit du berceau du premier condensat [5] et il a été décrit la première fois dans [73]. Il s'agit d'un piège quadrupolaire auquel on adjoint un champ magnétique \vec{B}_0 tournant suffisamment lentement pour ne pas faire subir aux atomes des transitions adiabatiques. Le zéro de champ va donc tourner à la même fréquence, son lieu est appelé rayon de la mort. Ce rayon est choisi de telle sorte qu'il soit approximativement supérieur à 3 fois la taille du nuage pour éviter des pertes atomiques trop importantes. La fréquence de rotation est bien plus rapide que les fréquences du mouvement des atomes dans le potentiel magnétique. Ainsi les atomes voient un potentiel moyen et ne sont pas entraînés par le potentiel tournant (cf figure 2.2).

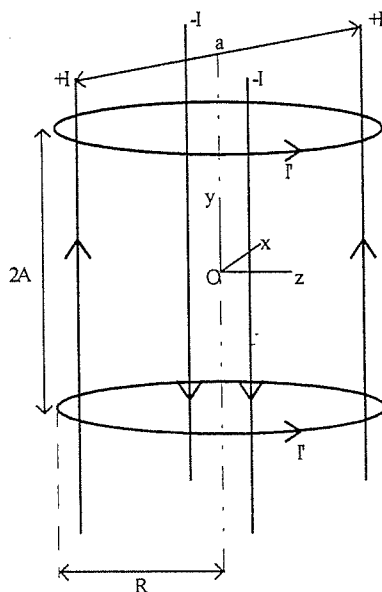


FIG. 2.3: Schéma d'un montage type de piège de Ioffe.

Piège de Ioffe-Pritchard

A l'origine créé par Ioffe pour confiner les plasmas [92], c'est aujourd'hui le plus usité de par le monde pour atteindre la condensation et il peut techniquement prendre des formes différentes. Il a été utilisé la première fois par M. Pritchard pour le confinement de l'atome d'hydrogène [9]. Sa forme originale est comme suit [12] : le champ est créé par 4 fils parcourus par un courant $+I$ et $-I$, auquel on superpose le champ créé par deux bobines d'axe y parcourues par un même courant I' , comme présenté sur la figure 2.3. Le champ que l'on obtient ne présente pas de zéro de champ au centre grâce à l'adjonction d'un champ continu \vec{B}_0 . En première approximation, le potentiel est harmonique dans les trois directions. On peut, entre autre, contrôler la fréquence d'oscillations perpendiculaire au fil.

2.3.2 Chargement de pièges magnétiques

L'hydrogène mis à part, un piège magnétique est chargé à partir d'un piège magnéto-optique (PMO). En général, les équipes recourent à une phase de compression à l'issue du PMO pour obtenir un nuage atomique froid d'extension spatiale d'environ $500 \mu\text{m}$ et dans le cas du césium une température proche de $10 \mu\text{K}$. On peut donc comparer ce nuage à un nuage thermalisé, piégé dans un

potentiel harmonique de fréquence isotrope proche de 10 Hz. Placé brutalement dans un potentiel harmonique différent de celui-ci, le nuage perd en densité dans l'espace des phases (un ordre de grandeur environ). Il faut donc songer à adapter le piège au piège magnéto-optique au départ, c'est à dire à obtenir une fréquence de 10 Hz. On se trouve placé devant un dilemme : pour des raisons que nous établirons à la section suivante, nous avons besoin d'un nuage relativement dense pour que le taux de collisions soit important. Cela suppose donc au contraire une fréquence d'oscillations plus élevée. La solution est de charger le piège magnétique à faible fréquence et de le comprimer lentement par la suite. Il existe cependant une difficulté supplémentaire introduite par la gravité : lorsque l'on change la fréquence verticale, on change aussi la position du piège verticalement et les atomes acquièrent une oscillation dans le potentiel. Il faut donc faire des compromis pour avoir à la fois une adaptation correcte du potentiel au PMO de départ et une compression sans un mouvement excessif des atomes.

2.3.3 Compression de piège

L'intérêt de la compression vient directement du chargement : ce dernier doit se faire à des fréquences faibles alors que l'évaporation conduisant au condensat nécessite des fréquences élevées. Ainsi dans le premier condensat de sodium [33], le taux de collision a été augmenté d'un facteur 20 conduisant à la condensation en seulement 7 s. On a donc tout intérêt à faire évoluer les fréquences de piégeage au cours du temps, en conservant cependant la densité dans l'espace des phases intacte. Techniquement, la compression se fait en augmentant le courant dans les différents conducteurs générant le piège. Se pose alors la question de la vitesse d'exécution de cette compression : rapide ou lente ? Pour répondre à cette question, considérons un potentiel harmonique isotrope avec une pulsation ω que nous comprimons à ω' . Le taux de collisions élastique $\Gamma = n\sigma v$ (où σ est la section efficace de collision, et v la vitesse moyenne des atomes) est donc proportionnel à $\frac{\omega^3}{\bar{E}}$ (où \bar{E} est l'énergie moyenne des atomes). Lors d'une compression adiabatique, c'est à dire assez lente devant le temps de thermalisation pour être considérée comme réversible, on montre que $\bar{E} \propto \omega$. Le rapport des taux de collisions élastiques vaut donc (la densité dans l'espace des phases est inchangée) [49] :

$$\left(\frac{\Gamma_{final}}{\Gamma_{initial}} \right)_{ad} = \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^2 \quad (2.26)$$

Après une compression brutale, l'énergie vaut $\overline{E}' = \frac{\overline{E}}{2}(1 + (\frac{\omega'}{\omega})^2)$ [49], il s'en suit une réduction du gain pour le taux de collisions élastiques :

$$\left(\frac{\Gamma_{final}}{\Gamma_{initial}}\right)_{brutal} = 2 \left(\frac{\omega'}{\omega}\right) \frac{1}{1 + (\frac{\omega'}{\omega})^2} \quad (2.27)$$

La densité dans l'espace des phases s'en trouve fortement réduite. En effet si on considère le rapport des densités dans l'espace des phases, on obtient :

$$\frac{D_{finale}}{D_{initiale}} = \left(2 \left(\frac{\omega'}{\omega}\right) \frac{1}{1 + (\frac{\omega'}{\omega})^2}\right)^3 \quad (2.28)$$

En conclusion, une compression lente s'impose pour ne pas perdre dès le début un ordre de grandeur dans l'espace des phases.

2.3.4 Ordres de grandeurs dans les pièges magnétiques

Donner des ordres de grandeurs généraux est un peu difficile, connaissant la variété des dispositifs. On donnera ici des fourchettes de grandeurs des pièges. Les chargements durent d'une à dix secondes, pour atteindre un nombre d'atomes variant dans une très large fourchette de 10^6 à 5.10^9 atomes. Les fréquences généralement anisotropes varient de 10 Hz à 30 Hz pour la composante faible, et de 50 Hz à 1000 Hz pour la forte. Les gradients créés dépendent des atomes à piéger mais varient de 50 G.cm^{-1} à plus de 1000 G.cm^{-1} . Les champs \vec{B}_o , au centre des pièges, valent de 1 à 50 G et dans le cas de pièges TOP, ils tournent à 10 kHz environ. En général, la taille des éléments créant le champ magnétique (les bobines) sont de l'ordre de 5 cm et placés à des distances du même ordre de grandeur. Il faut donc quelques milliers d'ampères (produit NI) pour créer les gradients de piégeage. Dans le cas du piège de l'ENS pour la condensation du césium [49] [78], un courant de 90 A circule dans du fil de 1 mm de diamètre sur 80 tours. Deux dispositifs peuvent être distingués de l'ensemble : l'utilisation de matériaux ferromagnétiques dans le groupe de l'Institut d'Optique [34] permet d'utiliser des courants de l'ordre de la dizaine d'ampères, et l'utilisation de circuits imprimés dans le groupe du Max Planck Institute [52] ainsi qu'à l'université de Tubingen [43] utilisent des courants de l'ordre de l'ampère pour générer des fréquences de l'ordre de 1000 Hz !

2.4 Une introduction au refroidissement évaporatif

2.4.1 Du piège magnétique à la condensation

Le nuage sortant du piège magnéto-optique se trouve loin de la transition de condensation : la densité dans l'espace des phases doit être augmentée de 5 à 6 ordres de grandeur. Il faut donc refroidir les atomes car la densité dans l'espace des phases est proportionnelle à T^{-3} ($D \propto NT^{-3}$). Or le piège magnétique est conservatif, c'est à dire qu'il ne permet pas de dissiper l'énergie sans changer ses caractéristiques. Il faut imaginer un processus permettant d'abaisser la température du piège tout en préservant la densité jusqu'à la transition. Imaginons que par un processus quelconque nous passons de la température initiale T_i à la température critique T_c sans modifier la densité, le gain dans l'espace des phases vaut alors :

$$\frac{D_{final}}{D_{initial}} = \left(\frac{T_i}{T_c}\right)^3 \quad (2.29)$$

Pour atteindre la condensation en gagnant 6 ordres de grandeur, il faut diviser la température par un facteur 100. Dans le cas qui nous intéresse, il faut passer de 10 μK à 100 nK sans affecter la densité. Un tel processus n'existant pas, on est obligé de sacrifier des atomes pour abaisser la température : il s'agit du refroidissement évaporatif. Nous présentons ici une introduction au principe de l'évaporation que l'on peut retrouver dans [22]

2.4.2 Principe de l'évaporation

L'idée d'évaporer les atomes s'inspire d'un phénomène constamment mis en oeuvre dans la nature. En effet, un verre d'eau chaude laissé à l'air libre pendant un certain temps, refroidit pour atteindre la température ambiante. Si on s'intéresse à ce qui se passe au niveau des molécules d'eau, on s'aperçoit que parfois, l'une d'elles acquiert une énergie assez forte pour briser les liens qui la retiennent aux autres molécules d'eau liquide et qu'elle se retrouve éjectée de la tasse. Ce faisant, elle emporte avec elle une énergie très importante et les molécules restantes se trouvent privées de cette énergie et refroidissent. Ce processus extrêmement efficace permet donc d'abaisser la température avec une perte relativement faible en nombre d'atomes. Ce schéma peut être reproduit quasiment à l'identique dans

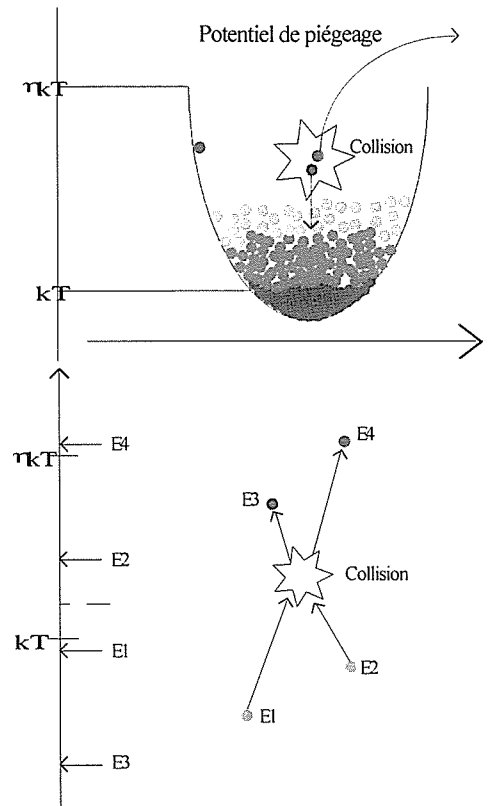


FIG. 2.4: Représentation schématique du processus d'évaporation. Au cours d'une collision entre deux atomes, l'un d'eux acquiert assez d'énergie pour s'échapper alors que celui qui reste est très froid. Par redistribution de l'énergie, l'échantillon atomique se refroidit.

le cas d'un gaz piégé dans un potentiel en supposant qu'un gaz à la température T soit piégé dans un potentiel tronqué à une énergie ε_t . Un atome possédant une énergie supérieure à ε_t se trouve hors de portée du potentiel et est donc éjecté du nuage atomique une fois atteint les "bords" du potentiel. On introduit un paramètre $\eta = \frac{\varepsilon_t}{kT}$ décrivant la hauteur de coupure du potentiel. En général, le potentiel est coupé à quelques unités de kT , ce qui veut dire que la troncature se trouve bien au dessus de l'énergie moyenne des atomes valant $3kT$. Au cours d'une collision, il arrive qu'un atome acquiert une énergie supérieure à la barrière au détriment des autres et s'échappe du piège.

On peut évaluer l'efficacité d'un tel processus en considérant dN atomes s'échappant du piège. Ceux-ci emportent chacun une énergie supérieure à ηkT . En fait, il est facile de se rendre compte que, du fait de la statistique de Bose, leur

énergie est proche de ηkT ; on écrira que chacune des particules emporte avec elle une énergie $(\eta + \kappa)kT$, où $\kappa \ll 1$. (On reviendra de manière plus approfondie sur l'évaporation au chapitre 3). Au départ, ils avaient une énergie moyenne de $3kT$, et ils se retrouvent avec une énergie $(\eta + \kappa)kT$. Ainsi, ces dN atomes ont pris à l'assemblée des atomes une énergie dE valant :

$$dE = dN[(\eta + \kappa) - 3]kT \quad (2.30)$$

En se plaçant du point de vue des $N-dN$ atomes, la facture énergétique est la suivante : au départ leur énergie valait $3(N-dN)kT$. Ils ont perdu dE , leur température se trouve abaissée après thermalisation de la quantité dT . Un bilan comptable que l'on écrit simplement :

$$3(N - dN)kT - dE = 3(N - dN)k(T - dT) \quad (2.31)$$

En remplaçant dE par sa valeur et en négligeant les termes de second ordre, on obtient une équation d'évolution de N :

$$\frac{dT}{T} = \alpha \frac{dN}{N} \quad (2.32)$$

avec :

$$\alpha = \frac{(\eta + \kappa)}{3} - 1 \quad (2.33)$$

Au cours de l'évaporation, une loi de puissance relie la température au nombre d'atomes. Ainsi, le passage d'un état i (comportant N_i atomes portés à une température T_i) à un état f (N_f ; T_f) se traduit par la relation :

$$\left(\frac{T_i}{T_f}\right) = \left(\frac{N_i}{N_f}\right)^\alpha \quad (2.34)$$

La densité dans l'espace des phases évolue selon :

$$\frac{D_{finale}}{D_{initiale}} = \left(\frac{N_f}{N_i} \right)^{1-3\alpha} \quad (2.35)$$

Supposons $\alpha = 5$, alors on arrive à garder 37 % des atomes tout en gagnant 6 ordres de grandeur dans l'espace des phases. Le processus d'évaporation est donc très efficace pourvu que α soit assez grand. Cependant, la réalité est quelque peu plus complexe car nous n'avons pris en compte aucune notion cinétique, (ce qui sera fait au chapitre 3). Ainsi, α ne peut être pris aussi grand qu'on le désire, sinon le processus devient extrêmement long. En effet, on comprend aisément que plus la troncation est haute et plus la probabilité de venir occuper un niveau d'énergie haut est faible et donc plus il faut attendre longtemps. En fait, l'évaporation est forcée : lorsque la température diminue on abaisse de même la troncation de manière à maintenir une cinétique raisonnable.

2.4.3 Temps et grandeurs caractéristiques

Notons d'abord qu'en présence de cette troncation nous pouvons réécrire le tableau du paragraphe 1-2-2 en exprimant les grandeurs en fonction de N :

Grandeur physique	évolution
Température T	$T \propto N^\alpha$
Volume spatial V_e	$V_e \propto N^{\frac{3}{2}\alpha}$
Volume V_p dans l'espace des phases	$V_p \propto N^{\frac{3}{2}\alpha}$
Densité spatiale n	$n \propto \frac{N}{V_e} \propto N^{1-\frac{3}{2}\alpha}$
Densité D dans l'espace des phases	$D \propto \frac{N}{V_e V_p} \propto N^{1-3\alpha}$
Vitesse moyenne v	$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \propto N^{\frac{\alpha}{2}}$
Taux de collisions τ entre particules piégées	$\tau^{-1} \propto nv \propto N^{1-\alpha}$

Au cours de l'évaporation nous pouvons voir que malgré la perte d'atomes, la densité dans l'espace des phases et la densité spatiale augmentent fortement ainsi que le taux de collisions élastiques.

Du point de vue temporel, nous allons avoir trois temps différents : le temps de thermalisation, celui de l'évaporation et celui du mouvement des atomes. Le premier est le temps caractéristique pour atteindre un équilibre de thermalisation. Il est connu que ce temps est de trois collisions par atome environ [91]. Le temps d'évaporation est le temps caractéristique d'abaissement de la troncation. Le troisième temps est celui du mouvement, il s'agit de la période du mouvement

harmonique et vaut $\frac{2\pi}{\omega}$. Il faut d'une part que la thermalisation soit assez rapide, son temps caractéristique τ_0 vallant :

$$\tau_0 = (n\sigma v)^{-1} \quad (2.36)$$

On verra dans le chapitre 3 que le temps d'évaporation est lié à ce même temps τ_0 et que l'on peut atteindre la condensation en un temps de l'ordre de $100 \tau_0$ à $2000 \tau_0$. Il faut aussi avoir à l'esprit que la troncation n'est pas réellement énergétique mais qu'elle est spatiale : en effet, un atome est exclu s'il possède suffisamment d'énergie pour atteindre une distance R_o appelée rayon d'évaporation et vallant :

$$R_o = \sqrt{\frac{\eta E}{m\omega^2}} \quad (2.37)$$

Il faut donc qu'un atome possédant une énergie suffisante pour lui permettre de sortir du potentiel, puisse atteindre la surface dite d'évaporation. On peut traduire cette condition sur le libre parcours moyen : il faut que le libre parcours moyen d'une particule d'énergie supérieure à ηE soit supérieur à R_o , ce qui se traduit par $\omega > 1/\tau_0$. En pratique, on voit l'intérêt d'avoir des courbures importantes : l'évaporation se fera d'autant plus vite et on sera moins sensible aux conditions extérieures ; en effet le nombre de particules libres souvent dégradent la durée de vie du piège. Expérimentalement, la durée moyenne des rampes utilisées de part le monde est de 30 s, les rampes les plus rapides durent 10 s et les plus lentes plus d'une minute. A vrai dire, il est possible d'obtenir des rampes plus courtes de l'ordre de 2 s. C'est le cas de dispositifs particuliers comme ceux du Max Planck Institut et de l'Université de Tubbingen où leurs pièges possèdent des courbures très fortes et donc des densités très importantes. Ajoutons, mais nous y reviendrons plus tard, que l'évaporation dans les pièges dipolaires dure aussi 2 s [10].

2.4.4 Techniques usuelles d'évaporation

La première possibilité est d'utiliser un potentiel possédant une troncation naturelle proche de la température. Expérimentalement, c'est le cas des pièges dipolaires mais aussi des pièges TOP. En effet, il existe, à une distance R_0 du

centre du piège, un cercle où le champ magnétique s'annule et où les atomes peuvent subir des transitions de Majorana et disparaître : on appelle parfois ce cercle le rayon de la mort. En réduisant ce rayon, on peut donc forcer l'évaporation.

Cependant, il existe une seconde méthode éprouvée et universellement utilisée ; il s'agit du couteau radio-fréquence. Supposons un atome à deux niveaux piégé dans un piège magnétique à une dimension (2.5). L'état $|a\rangle$ est piégé dans les champs faibles alors que $|b\rangle$ est attiré par les champs forts. L'énergie de chacun de ces états $E_a(Z)$ et $E_b(Z)$ dépend de la position. On éclaire le piège par une onde de fréquence $h\nu_0$ telle que $h\nu_0 = E_b(Z) - E_a(Z)$. Un atome initialement piégé dans l'état $|a\rangle$ arrivant à la position Z donc possédant une énergie supérieure à $E_a(Z)$, peut subir une transition vers l'état $|b\rangle$ où il ne voit plus un puits mais une pente et est donc expulsé. La réalité est semblable à ce schéma simple. L'onde est prise dans le domaine radio-fréquence et elle occasionne des basculements des moments magnétiques qui entraînent un changement d'état et la perte des atomes. Il suffit de couper le potentiel à l'endroit désiré et on réalise un potentiel tronqué.

2.5 revue des démonstrations de CBE

A ce jour, on compte 37 condensats (8 pays) de 6 éléments différents. Deux isotopes du rubidium, le sodium, le lithium, l'hydrogène, l'hélium et le potassium. Il est difficile de faire une revue exhaustive de ce domaine de recherche très actif. Le rythme d'apparition de condensats est toujours très soutenu et il fort à parier que de nouveaux condensats auront vu le jour avant l'impression de ce manuscrit. Le but de cette section est de montrer l'état de l'art à ce jour. Notons que des tentatives sont en cours sur de nouveaux éléments tels que le césium, le strontium, le néon, le chrome alors que d'autres envisagent des condensats moléculaires.

2.5.1 L'atome de ^{87}Rb et son isotope ^{85}Rb

Lorsqu' en 1995, une équipe du NIST à Boulder, dirigée par MM. E. Comell et C. Wieman (tous deux lauréats du prix Nobel 2001) annonce l'obtention du premier condensat de Bose-Einstein [5], la communauté scientifique voit enfin se réaliser un vieux rêve. Ce premier condensat est un condensat d'un alcalin sans histoire jusque là : le rubidium. Sept ans plus tard, le rubidium règne en maître sur le monde du condensat : l'écrasante majorité des condensats sont des

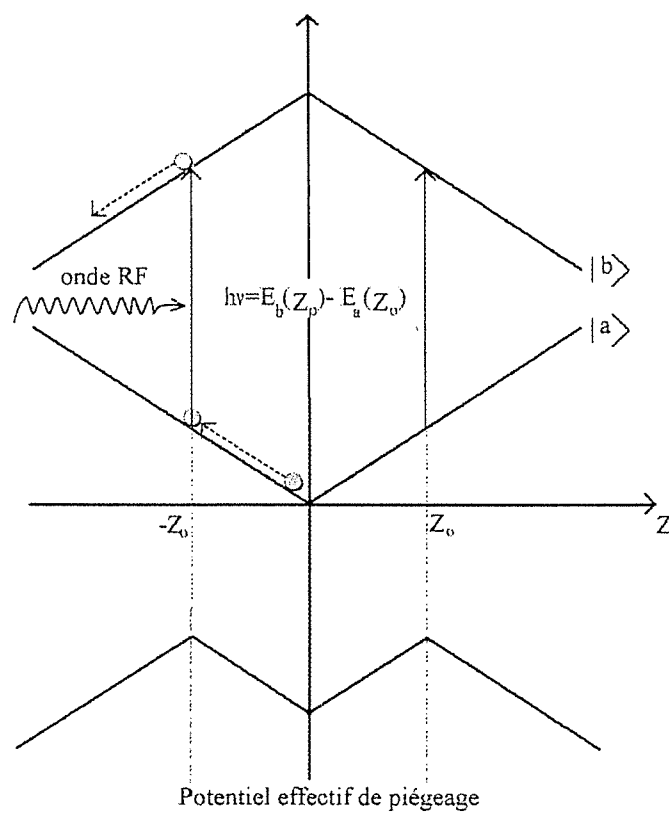


FIG. 2.5: Principe de fonctionnement d'un refroidissement évaporatif radio-fréquence. Une onde radi-fréquence occasionne un basculement de moment magnétique sélectivement en position.

condensats de ^{87}Rb (26 sur 37). En effet, cet atome est réputé facile à condenser ; il possède des propriétés de collisions sans problème (une longueur de diffusion positive de $109 a_0$). En outre, il possède une transition D_2 à 780 nm, il existe donc des diodes laser fonctionnant à ces longueurs d'onde, ce qui permet la mise en place d'un piège magnéto-optique pour pré-refroidir les atomes. Cet atome a été condensé dans toute les sortes de pièges (piège Ioffe, piège TOP, piège utilisant des ferromagnétiques, micro-piège, piège optique). Cette diversité ne permet pas de donner de caractéristiques d'un condensat de Rubidium. Il en existe de toutes tailles. Nous savons aussi que cet atome peut être photoassocié, c'est à dire que l'on peut former une molécule de Rb_2 , en utilisant de la lumière. Il est donc un candidat idéal pour atteindre un condensat moléculaire. C'est un domaine de recherche prometteur et soutenu [53]. D'autre part, l'isotope ^{85}Rb a pu lui aussi être condensé [29]. Cet isotope est plus difficile car il possède une longueur de diffusion petite et négative.

2.5.2 ^{23}Na

Quelques semaines plus tard, une équipe du MIT dirigée par M. W. Ketterle (Prix Nobel 2001 également) donne naissance au second condensat [33]. Il s'agit d'un condensat de sodium. Cette équipe utilisait un piège quadrupolaire avec un bouchon optique au centre. Aujourd'hui, on compte trois condensats de sodium de par le monde. Le sodium possède aussi des propriétés de collisions favorables (quoique sa longueur de diffusion soit un peu courte). Cependant la relative désaffection (par rapport au rubidium) peut s'expliquer pour des raisons techniques : les lasers sur la transition D_2 du sodium sont moins répandus et moins souples que ceux du rubidium.

2.5.3 ^7Li

Deux ans plus tard, c'est au tour du lithium de montrer des signes de transition vers la condensation de Bose-Einstein [17]. Aujourd'hui, on trouve trois condensats de lithium. Il s'agit d'un élément problématique, car il possédait dans le premier état condensé une longueur de diffusion négative et donc cela entraîne un condensat instable et peu fourni. Aujourd'hui on sait qu'il existe des états possédant une longueur de diffusion positive. L'avantage du lithium est de posséder un isotope stable fermionique, le ^6Li . Il est donc possible d'étudier le régime de dégénérescence d'un gaz de fermions. Pour cela, on piège ensemble les deux isotopes. On refroidit par évaporation l'isotope bosonique jusqu'à condensation.

Par collisions entre isotopes on refroidit le fermion [87]. On qualifie un tel refroidissement de sympathique.

2.5.4 H

L'histoire débute par la prédiction qu'un gaz d'hydrogène polarisé doit rester gazeux à $T=0$ [82]. Cependant, la condensation de l'hydrogène fut le résultat de plus de deux décennies d'efforts dont est issue une grande part du savoir-faire qui a conduit à la première condensation. Ainsi, le confinement magnétique [24] et le refroidissement évaporatif [54] ont été initialement introduits sur l'atome d'hydrogène. Le succès de cette remarquable entreprise est intervenu en 1998 [44] et MM. T.C. Greytak, D. Kleppner et leur équipe du MIT furent récompensés par l'observation d'un condensat d'hydrogène bien plus grand que ceux observés dans les alcalins (10^9 atomes). Au départ, il semblait logique de tenter de condenser le plus simple des atomes, l'hydrogène, qui à l'avantage d'être parfaitement compris et de rester gazeux même à $T=0$ lorsqu'il est polarisé. Cependant, la difficulté vient du pré-refroidissement : il n'est pas possible pour des raisons techniques de mettre en oeuvre un piège magnéto-optique d'hydrogène (manque de lasers). Pour refroidir les atomes en vue de les placer dans le piège magnétique, l'équipe a utilisé des techniques de cryogénie très fastidieuses et problématiques.

2.5.5 $^4\text{He}^*$

L'hélium 4 dans l'état métastable partage avec les alcalins la possibilité de mettre en place un piège magnéto-optique. Il est donc possible de pré-refroidir les atomes avant le transfert dans un piège magnétique. Cependant, cet atome comporte des difficultés propres, dont une fondamentale : au cours de collisions entre atomes, il est possible d'ioniser un des atomes et donc de le perdre. Il s'agit de collisions de Penning qui réduisent la durée de vie du nuage piégé. D'autre part, il existe des difficultés de détection. Cependant, deux équipes françaises ont presque en même temps condensé cet atome [8], [41] ; l'une a utilisé une détection ionique et a obtenu un condensat de 4000 atomes, l'autre a mis en place une imagerie adaptée à l'hélium et leur condensat comportait $4 \cdot 10^5$ atomes.

2.5.6 K

Il s'agit du dernier venu. Une équipe italienne du LENS a pu condenser le potassium en le refroidissant sympathiquement avec du rubidium [45]. Les deux

espèces sont pré-refroidies dans un double PMO, ils sont ensuite chargés simultanément dans un piège magnétique QUIC dans l'état $|F = 2, M_F = 2\rangle$ pour le potassium. On évapore sélectivement le Rb en utilisant un couteau micro-onde calé sur la transition hyperfine à 6.8 GHz. Le refroidissement sympathique du potassium est très efficace, grâce à une section efficace de collisions entre espèces très grande. Le condensat obtenu contient 10^4 atomes à une température de 160 nK.

2.6 Introduction à la description d'un CBE

L'objet de cette section est de donner des éléments de notre compréhension du condensat. Cette vue est simple et limitée, car là aussi, l'étude théorique des condensats est un domaine très vivant de recherche et dépasse très largement le cadre de ce manuscrit. Nous avons vu précédemment une description d'un gaz piégé dans un potentiel harmonique. Nous avons aussi vu que sous certaines conditions de densité et de température, il est possible de peupler de manière macroscopique l'état fondamental du piège. La validité de cette description s'arrête là. Il n'est pas question de décrire un condensat, objet purement quantique, par une approche classique. Le lecteur intéressé pourra trouver une approche détaillée dans [21].

2.6.1 Comment décrire un condensat ?

On peut s'intéresser à des grandeurs intuitives comme la fraction d'atomes condensés ou l'énergie globale. Le traitement statistique reste valable. Cependant, si l'on veut décrire la densité spatiale d'un condensat, son évolution temporelle et ses propriétés de cohérence, il faut introduire une description quantique du système des N_c bosons condensés. Pour ce faire, on néglige les corrélations entre particules, hypothèse valable dans le régime de gaz dilué ($na^3 \ll 1$). Ainsi, le condensat peut être décrit par une fonction d'ondes $|\Psi\rangle$ prise sous la forme d'un produit tensoriel des N_c fonctions d'ondes atomiques individuelles $|\Phi\rangle$:

$$|\Psi\rangle = |\Phi\rangle \otimes \dots \otimes |\Phi\rangle \quad (2.38)$$

On peut bien sûr tenter de calculer le vrai potentiel d'interaction inter-atomiques. C'est l'objet d'un domaine très vivant de recherche dont notre groupe participe activement par des études de photoassociation du césium. On obtient des potentiels

à portée infinie contenant notamment une composante en $\frac{1}{r^6}$ (r étant la distance entre les deux centres atomiques) du fait des interactions de Van der Waals. On montre aussi que le potentiel devient répulsif à courte distance (cœur dur) et on a une distance minimale d'approche de 2 \AA . Entre cette répulsion et l'interaction à longue portée, il existe de nombreux états moléculaires de la molécule de Cs_2 . Mais l'utilisation d'un vrai potentiel V comporte des difficultés très importantes. En effet, V est difficile à calculer et de petites erreurs sur V peuvent conduire à de grandes erreurs sur la longueur de diffusion a . De plus, la présence d'états liés dont l'énergie de liaison est plus petite que l'énergie thermique du gaz montre que le condensat est un état métastable : le système, à ces densités et températures, devrait être solide. Ainsi, l'application d'une théorie à l'équilibre thermique utilisant des matrices densités thermiques n'est absolument pas valable. D'ailleurs, les simulations Monte-Carlo Quantiques exactes utilisent toujours des potentiels de sphères dures pour éviter de se retrouver avec un cristal d'alcalin. Enfin, on ne peut pas traiter le problème dans une approximation de Born du fait de la composante répulsive et des nombreux états moléculaires. Par conséquent, une approche de champ moyen qui s'appuie justement sur cette approximation est inapplicable. Pour résoudre ces difficultés, on abandonne le potentiel réel dans le cas des alcalins (mais pas dans le cas de l'hélium liquide) et on modélise les interactions inter atomiques dans le condensat par un pseudo-potentiel de contact dû à Enrico Fermi [58] :

$$V(\vec{r}) = g\delta(\vec{r})\frac{\partial}{\partial r}(r) \quad (2.39)$$

avec :

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (2.40)$$

Celui-ci possède les mêmes propriétés de diffusion des particules que le potentiel réel à basse énergie et permet un traitement en champ proche du problème. De plus il n'y a qu'un seul paramètre à considérer : la longueur de diffusion a .

2.6.2 Une explication sommaire de l'équation de Gross-Pitaevski

En introduisant le potentiel de piégeage $U(\vec{r}) = \frac{1}{2}m[\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2]$ comme définit par l'équation 2.10, le potentiel chimique μ et N_c le nombre

d'atomes condensés, la fonction d'onde individuelle $\Phi(\vec{r})$ suit l'équation de Gross-Pitaevskii indépendante du temps [21] :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\vec{r}) + N_c g |\Phi(\vec{r})|^2 \right] \Phi(\vec{r}) = \mu \Phi(\vec{r}) \quad (2.41)$$

Les interactions inter-atomiques introduisent un terme non linéaire ; on reconnaît en outre un terme d'énergie cinétique et un terme d'énergie potentielle. Il s'agit donc d'une équation de type Schrödinger. Pour appréhender le comportement d'un condensat décrit par une telle équation, il existe un calcul variationnel dans un piège harmonique isotrope de pulsation ω [11] dont nous présentons brièvement le résultat. L'énergie moyenne d'une particule s'écrit :

$$E[\Phi] = \int d^3r \left[-\frac{\hbar^2}{2m} |\nabla\Phi|^2 + U(\vec{r}) |\Phi|^2 + \frac{N_c^2 g}{2} |\Phi(\vec{r})|^4 \right] \quad (2.42)$$

On utilise des fonctions d'essais gaussiennes de la forme :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{\pi^{3/4} \sigma^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.43)$$

En minimisant l'énergie moyenne, on obtient la relation ci-dessous dans laquelle σ est le seul paramètre variationnel et possède la dimension d'une position :

$$\frac{E}{N_c} = \frac{3\hbar^2}{4m\sigma^2} + \frac{3}{4} m\omega^2 \sigma^2 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{N_c a \hbar^2}{\sigma^3 m} \quad (2.44)$$

Cette expression n'est pas très difficile à comprendre : on reconnaît un terme d'énergie cinétique variant en ΔP_x^2 (où $\Delta P_x^2 = \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{\hbar}{\sqrt{2}\sigma}$), un terme d'énergie potentielle en σ^2 et un terme de couplage entre particules. On peut introduire la taille de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique, $\sigma_{OH} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$ et l'utiliser comme unité de longueur en posant $\hat{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_{OH}}$; de même le quanta d'énergie $\hbar\omega$ est pris comme unité d'énergie ($\hat{E} = \frac{E}{\hbar\omega}$). On obtient ainsi une forme simple :

$$\hat{\varepsilon} = \frac{3}{4} \left[\frac{1}{\hat{\sigma}^2} + \hat{\sigma}^2 \right] + \frac{\chi}{2\hat{\sigma}^2} \quad (2.45)$$

Où $\chi = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{N_c a}{\sigma_{OH}}$ est le seul paramètre physique traduisant les effets des interactions sur la densité du condensat. Notons alors que si $\chi \ll 1$, la correction à la loi des gaz parfaits est minime.

2.6.3 Longueur de diffusion et stabilité

Deux cas se présentent, $a > 0$ et $a < 0$:

Longueur de diffusion positive

Les interactions inter-atomiques sont répulsives. On a tracé sur la figure 2.6 la variation de $\hat{\varepsilon}$ comme fonction de $\hat{\sigma}$. Dans la limite $\hat{\sigma} \rightarrow 0$, l'énergie est dominée par une répulsion divergente due au terme en $\frac{1}{\hat{\sigma}^2}$; au contraire pour des $\hat{\sigma}$ grands, c'est le terme d'énergie potentielle qui l'emporte. Il existe un seul minimum d'énergie en $\hat{\sigma}_0$ vérifiant :

$$\hat{\sigma}_0^5 = \hat{\sigma}_0 + \chi \quad (2.46)$$

Si $\chi \ll 1$, c'est à dire dans un régime d'interaction faible, la solution est proche de $\hat{\sigma}_0 = 1$ et on retrouve l'état fondamental de l'oscillateur harmonique. Dans l'autre cas extrême $\chi \gg 1$, le condensat est plus grand que cet état fondamental :

$$\hat{\sigma}_0 = \chi^{\frac{1}{5}} \propto N_c^{\frac{1}{5}} \quad (2.47)$$

Dans ce dernier régime, l'énergie cinétique est négligeable et le condensat résulte d'un équilibre entre le potentiel de piégeage qui comprime le nuage et l'interaction atomique qui au contraire tend à le détendre. En résumé, il existe une solution dans tous les cas et le condensat est stable.

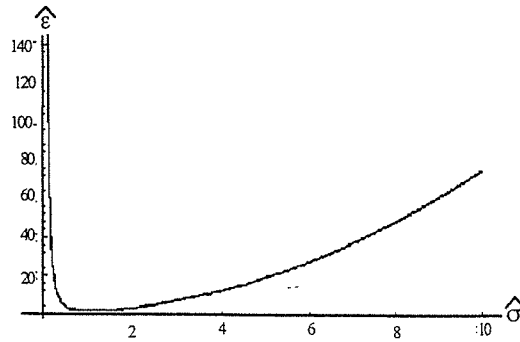


FIG. 2.6: Variation de $\hat{\varepsilon}$ en fonction de $\hat{\sigma}$. Le graphe montre un minimum absolu. Il existe donc un condensat stable pour toute longueur de diffusion positive. ($\chi = 0.1$)

Longueur de diffusion négative

Si $a < 0$, le terme attractif en $\frac{1}{\hat{\sigma}^3}$ l'emporte toujours sur l'énergie cinétique et $\hat{\sigma} = 0$ est toujours le minimum d'énergie. L'état stable du condensat est donc un état effondré tel que $\hat{\sigma} = 0$. Il n'est donc à priori pas possible de former un condensat pour $a > 0$. Pour des $|\chi|$ assez grands, la figure 2.7 montre que E est monotone et qu'il n'y a pas d'autres minima que la solution effondrée.

Cependant, pour des valeurs inférieures à $|\chi_c| = 0.5350\dots$ il existe un minimum local (voir figure 2.8) où l'énergie cinétique habituellement opposée à la compression du gaz parvient à contrer l'attraction inter-atomique. Donc, même si $a < 0$, On peut obtenir un condensat, pourvu que le nombre d'atomes condensés reste au dessous d'un nombre d'atomes N_c^c critique au dessus duquel il n'est pas possible d'obtenir un minimum local :

$$\frac{N_c a}{\sigma_{OH}} \approx -0.67 \quad (2.48)$$

C'était le cas de la première tentative du ^7Li . Cette stabilisation peut se comprendre comme suit : Dans un piège harmonique, l'écart en énergie entre l'état fondamental et le premier état excité est de $\hbar\omega$. Pour des faibles valeurs de $|\chi|$, l'énergie d'interaction moyenne valant $n_o g$ (où n_o est la densité) est insuffisante pour induire des transitions vers le premier état excité. Au contraire, si la densité

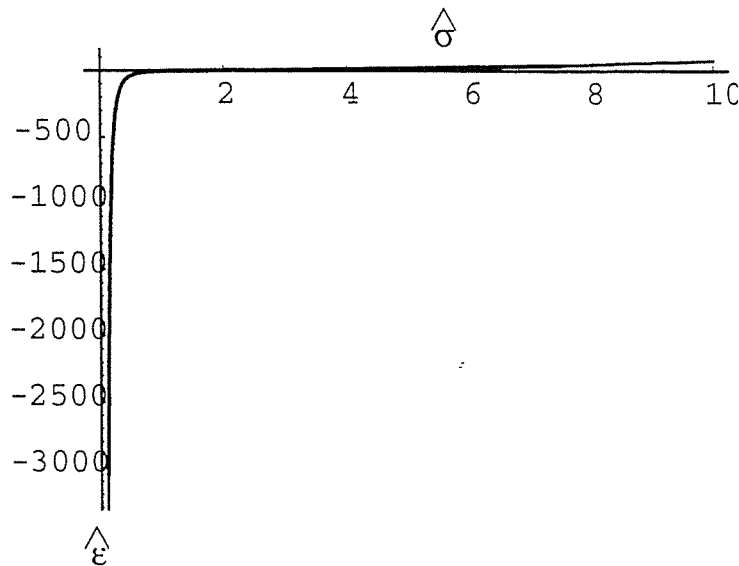


FIG. 2.7: Variation de $\hat{\varepsilon}$ en fonction de $\hat{\sigma}$ dans le cas d'une longueur de diffusion négative. Le graphe montre dans tous les cas un minimum absolu en $\hat{\sigma} = 0$. Il n'existe donc pas un condensat stable pour toute longueur de diffusion négative. ($\chi = 1$)

devient trop grande $n_{og} > \hbar\omega$, la fonction d'onde Φ peut alors s'étendre sur plusieurs états excités de l'oscillateur harmonique, ainsi la densité $|\Phi|^2$ peut alors présenter un pic plus étroit que l'état fondamental, le nuage n'a alors d'autre choix que de s'effondrer. Cet effet a pu être observé pour le cas du lithium : L'équipe de Rice University a accumulé des atomes de Li avec des interactions attractives jusqu'à la limite d'effondrement [77],[76]

En résumé, un condensat gazeux à longueur de diffusion positive est la résultante d'un équilibre similaire à celui d'une étoile : la force de piégeage est linéaire en position tout comme la gravité, la répulsion introduite par les collisions joue le même rôle anti-effondrement que la pression de radiation au sein de l'étoile. Pour une longueur de diffusion négative, on retrouve plutôt l'analogue d'une étoile à neutrons où le principe d'exclusion de Pauli joue le rôle d'énergie cinétique, créant une pression qui s'oppose à l'effondrement. Récemment, l'équipe de Wiemann a modifié dans une expérience la longueur de diffusion d'un condensat de positive à négative [75]. Ils ont alors observé un effondrement semblable dans la forme à une supernovae qu'ils ont baptisé bosanovae.

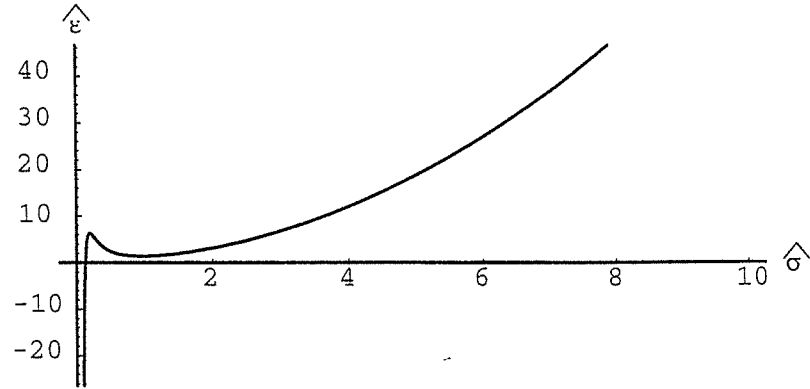


FIG. 2.8: Pour des valeurs inférieures à $|\chi_c| = 0.5350\dots$ (ici $\chi = 0.1$) il existe un minimum local permettant un condensat avec un faible nombre d'atomes.

2.6.4 Approximation de Thomas-Fermi

Il s'agit d'un régime où les interactions l'emportent sur l'énergie cinétique. C'est le cas de condensats à grande longueur de diffusion et à nombre d'atomes respectable. C'est généralement le cas dans ceux de rubidium. Pour le césium, on pense aussi que c'est le cas pour l'état fondamental. En effet, comparons l'énergie cinétique $U_c = \frac{3\hbar^2}{4m\sigma^2} N_c$ à l'énergie potentielle $U = \frac{3}{4}m\omega^2\sigma^2 N_c$:

$$\frac{U_c}{U} = \left(\frac{\sigma_{OH}}{\sigma}\right)^4 \quad (2.49)$$

Dans le cas d'interaction forte $\left(\frac{\sigma_{OH}}{\sigma}\right)^4 \ll 1$, on néglige l'énergie cinétique, ce qui constitue l'approximation de Thomas-Fermi. Dans ce cas, la fonction d'onde peut se calculer aisément et on obtient :

$$\Phi(\vec{r}) = \left(\frac{\mu - U(\vec{r})}{N_c g}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.50)$$

pour les \vec{r} tels que $\mu > U(\vec{r})$, et sinon :

$$\Phi(\vec{r}) = 0 \quad (2.51)$$

En normalisant la fonction d'onde, on peut aussi calculer le potentiel chimique μ :

$$\int |\Phi(\vec{r})|^2 = 1 \Rightarrow \mu = \frac{1}{2}\hbar\omega \left(15 \frac{N_c a}{\sigma_{OH}}\right)^{\frac{2}{5}} \quad (2.52)$$

(On se rend compte alors que la solution gaussienne d'essai ne surestime dans ce cas l'énergie que de 8%). Dans les cas réalistes où il existe une anisotropie du piège et où l'on définit une pulsation radiale ω_r et une pulsation axiale ω_z , on remplace dans les études précédentes ω par la moyenne géométrique $(\omega_r^2 \omega_z)^{\frac{1}{3}}$. La densité d'atomes condensés varie comme $N^{\frac{2}{3}}$, et sa forme est un parabololoïde de révolution. Pour apprécier les tailles caractéristiques, on peut donner un ordre de grandeur dans le cas d'un piège de Ioffe très anisotrope de 15 Hz de fréquence axiale et de 100 Hz de fréquence radiale et contenant 10^6 atomes : le résultat est une longueur de 150 μm et un rayon de 10 μm environ.

2.7 Conclusion : Propriétés des condensats

Nous avons vu que depuis 1995, il est possible d'atteindre cet état de la matière autrefois chimérique qu'est le condensat de Bose-Einstein. On peut même dire qu'en sept ans, des techniques rodées se sont petit à petit mises en place, de nouvelles techniques très prometteuses voient encore le jour. Aujourd'hui, il existe près de 37 condensats de 6 éléments différents de part le monde. De nouveaux venus viendront sûrement s'ajouter à la cohorte des éléments condensés. Cependant une mutation s'opère : obtenir un condensat pour lui-même a perdu de son intérêt, et de but, le condensat devient un objet d'études ou un outil physique original. Ainsi, une foison de résultats différents ont été obtenus, axés essentiellement sur deux caractères essentiels : le caractère ultra-froid du nuage et ses propriétés de cohérences uniques.

L'aspect ultra-froid et très dense aura peut-être des applications pour améliorer encore la précision des horloges atomiques. Cependant, les avis sur le sujet sont partagés et il n'est pas sûr qu'un condensat apporte plus de précision que les mélasses optiques ou les nouvelles horloges à lasers femto-secondes. En revanche, cet échantillon ultra-froid et dense se révèle extrêmement intéressant dans l'étude des propriétés de fluides quantiques comme l'ont illustré des études de tourbillons dans les condensats [68],[23], [60] des modes ciseaux, des effets de type Josephson [40]. Le laser à atomes semble aussi très prometteur et une recherche soutenue est en cours [69]. On ne connaît pas non plus tout des propriétés d'optique atomique de ces échantillons. Enfin, plus proche de la sensibilité de notre équipe, un condensat atomique peut être la porte ouverte vers un condensat moléculaire [53]. Quant aux propriétés de cohérence des condensats, elles ont donné lieu à des expériences déjà célèbres. C'est le cas de l'observation d'interférences atomiques entre deux condensats [51] ou plus récemment l'observation de transitions de Mott

dans un réseau de condensats [46]. Il est à parier que d'autres expériences verront le jour utilisant cet aspect primordial des condensats.

Chapitre 3

Condensation de l'atome de Césium ?

Nous avons vu qu'à ce jour, 5 éléments de la première colonne de la table des éléments ont été condensés. Dans l'ordre chronologique, le rubidium, le sodium, le lithium, l'hydrogène et récemment le potassium ont été condensés avec succès. Le césium, dernier élément stable de cette colonne (le francium a une durée de vie d'une demi-heure) devrait donc en toute logique déjà être condensé. D'autant plus que cet élément revêt une importance particulière car il définit le standard de temps et de fréquence. La technologie de piégeage laser étant déjà au point, deux équipes se sont donc lancées dans une tentative de condensation de cet élément lors de l'année 1996 : l'équipe dirigée par M. Jean Dalibard du Laboratoire Kastler-Brossel et celle de M. Christopher Foot de l'Université d'Oxford. Elles ont toutes deux échouées pour des raisons fondamentales que nous exposons dans ce chapitre. Celui-ci débutera par une présentation du césium, ensuite nous introduirons les concepts nécessaires à une compréhension des collisions ultrafroides. Pourvus de ces quelques connaissances, les raisons de ces singularités observées lors des deux dernières tentatives de condensation seront présentées et expliquées. Nous finirons ce chapitre en exposant en détail la solution que nous avons retenues pour contourner ces difficultés. A cause d'aléas d'ordre technique cette solution n'a pas encore abouti et le chapitre 5 ne présentera que l'état de l'expérience lors de la rédaction de ce manuscrit ainsi que les différentes étapes réalisées.

3.1 Une présentation de l'atome de Césium

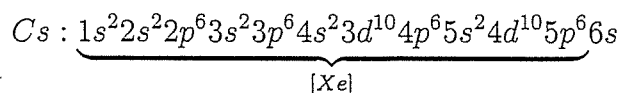
Dans cette section, nous nous intéresserons tour à tour aux caractéristiques physiques et chimiques du césium pour le situer dans l'ensemble des éléments chimiques. Ensuite, un bref rappel de spectroscopie nous permettra de présenter le schéma des niveaux atomiques du césium, schéma nécessaire à la compréhension du piégeage par laser et par champ magnétique. Par la suite, nous illustrerons le chemin à parcourir d'un morceau de césium pour atteindre un condensat gazeux de césium. Ce bref aperçu donnera quelques ordres de grandeurs nécessaires pour bien appréhender le phénomène de condensation dans le cas particulier du césium.

3.1.1 Caractéristiques physiques du césium

L'atome de césium, appelé $^{55}_{133}\text{Cs}$ dans la table périodique des éléments, fut découvert en 1860 par Bunsen et Kirchoff dans de l'eau minérale provenant de Durkheim. C'est un métal mou et jaune pâle. Il s'agit d'un alcalin c'est à dire qu'il ne possède qu'un électron de valence comme l'hydrogène. Il doit son nom (du latin caesium, bleu) à la présence de deux raies brillantes bleues dues à une transition 7p-6s à 460 nm. S'il est solide à la température ambiante "européenne", il devient liquide très vite à 28 °C. Comme tous les alcalins (à l'exception de l'hydrogène), il réagit très violemment avec l'eau ce qui rend sa manipulation un peu dangereuse. Dans nos expériences, il est sous vide et le risque d'explosion n'intervient que lors de l'ouverture. Ainsi le chargement de la source de césium se fait dans une boîte à gants sous atmosphère inerte. Cette caractéristique provient d'une électropositivité gigantesque. C'est pourquoi, le césium à l'état naturel, n'existe que sous une forme ionique où il est à faible dose peu actif biologiquement. Du point de vue des applications, elles restent assez limitées ; il est certes utilisé dans la fabrication de cellules photoélectriques, mais son intérêt réside surtout dans son utilisation dans les horloges atomiques. Pour terminer la présentation de ses caractéristiques physiques, on peut ajouter que c'est l'élément qui possède le plus grand nombre d'isotopes (32 d'après [50]) cependant, à l'état naturel il ne se présente presque exclusivement que dans l'isotope $^{55}_{133}\text{Cs}$. Ajoutons tout de même que l'isotope $^{55}_{137}\text{Cs}$ est un produit courant des réactions de fission nucléaire de l'Uranium, et qu'il est excessivement dangereux biologiquement car il est fixé par la glande thyroïde.

3.1.2 Niveaux d'énergie du césium

Le césium est donc un alcalin et ne possède qu'un électron de valence, en effet sa configuration électronique se présente sous la forme suivante :



On retrouve la configuration du gaz rare précédent dans le tableau de Mendeleïv : celle du Xe à laquelle on ajoute un électron 6s. Dans les expériences de physique atomique, les électrons dits de coeur sont inaccessibles car il faut apporter des photons de longueurs d'ondes inférieures à 100 nm pour les exciter ; nous n'utilisons pas de telles sources. Pour nous, le césium ne possède donc qu'un électron et le problème à résoudre devient très semblable à celui de l'hydrogène, à la différence que les charges des électrons de coeur écrantent la charge du noyau et modifient un peu le traitement quantique du problème. Pour le traitement d'un atome hydrogénoïde, on pourra se reporter au cours de physique quantique de MM. C. Cohen-Tanoudji, B. Diu et F. Laloë [18]. Le résultat essentiel est que l'on retrouve des niveaux d'énergie de la forme :

$$E_n \approx \frac{-e^2}{a_0} \frac{1}{2(n-\delta_n)^2}$$

où $e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0}$ (avec q_e est la charge de l'électron), a_0 est le rayon de Bohr et δ_n est appelé défaut quantique et traduit la différence par rapport au cas parfait de l'hydrogène. Pour l'atome de césium, le premier n accessible est $n_0 = 6$. Par la suite, nous pouvons traiter toutes les perturbations exactement de la même manière que pour l'atome d'hydrogène et on retrouve une structure tout à fait semblable à la différence qu'elle ne débute qu'à $n_0 = 6$. Notamment nous obtenons une structure fine, hyperfine et des sous-niveaux Zeeman dûs à l'interaction de l'atome avec un éventuel champ magnétique. Le diagramme de la structure est donné dans la figure 3.1. Elle appelle quelques remarques intéressantes la suite de ce manuscrit : d'abord, notons que l'état fondamental de l'atome de césium est l'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ et qu'il est dit '*high field seeker*' c'est à dire que son énergie diminue lorsque l'on augmente le module du champ magnétique. Notons d'autre part que la transition de structure hyperfine $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6S_{1/2}, F = 4\rangle$ se situe dans le domaine micro-onde et vaut exactement 9.192631770 GHz. Il s'agit de ce que l'on appelle la transition d'horloge. C'est cette transition qui définit le standard de temps et de fréquence : *une seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6S_{1/2}, F = 4\rangle$ du césium 133*. On cale donc les horloges

atomiques sur cette transition. Notons enfin l'existence d'une transition optique quasi-fermée située aux environs de 852 nm, $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F = 5\rangle$ que l'on utilise pour la mise en place d'un piège magnéto-optique de césium. Enfin, le lecteur pourra trouver une grande variété de résultats physiques et optiques concernant la transition D2 du césium dans la référence [81].

3.1.3 Césium, condensation et ordres de grandeur

Au départ de notre expérience, le césium se trouve à l'état solide (1 g) mais proche de son point de fusion. Il existe au dessus de la goutte de césium un gaz de césium dont la pression de vapeur saturante est de 10^{-6} Pa environ. Sachant que la masse d'un atome de césium est de 2.2×10^{-25} kg, nous avons placé dans notre enceinte d'expérience 9×10^{21} atomes. Ce qui nous laisse le loisir d'effectuer un certain nombre d'expériences (si on avance que chacune d'elle consomme 5 milliards d'atomes, on peut en faire beaucoup). Maintenant, on peut s'interroger sur la densité dans l'espace des phases de cette vapeur de césium contenue dans l'enceinte. Au niveau de la chambre d'expérience, la pression ne doit pas excéder quelques 10^{-9} Torr, cette différence de pression d'avec la source s'explique entre autres par la faible ouverture qu'il existe entre la source et la chambre pour préserver le vide de cette dernière. A $T=300$ K, la densité du gaz atomique de césium vaut 2.5×10^{10} atomes/m³ et la longueur d'onde de de Broglie $\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}}$ vaut 9 pm ; soit une densité dans l'espace des phases de 10^{-23} . Il faut donc gagner 23 ordres de grandeur à partir de ce point de départ ! Le piège magnéto-optique nous fait un prodigieux bon en avant en nous fournissant une densité de l'ordre de 10^{17} atomes/m³ et des températures de l'ordre de 10 μ K. Soit une densité dans l'espace des phases de 10^{-5} . Encore 5 ordres de grandeur à parcourir avant la condensation de Bose-Einstein dans le meilleur des cas. Seule l'évaporation permet de dépasser cette dernière étape.

3.2 Collisions ultra-froides

Dans cette section, nous introduisons les quelques connaissances nécessaires à la compréhension des collisions ultra-froides. La définition en est précise : *se sont les collisions dominées par la diffusion en onde s*. Nous verrons dans un premier temps comment décrire le phénomène de collisions binaires entre deux atomes. Par la suite nous reviendrons sur la longueur de diffusion, paramètre essentiel des

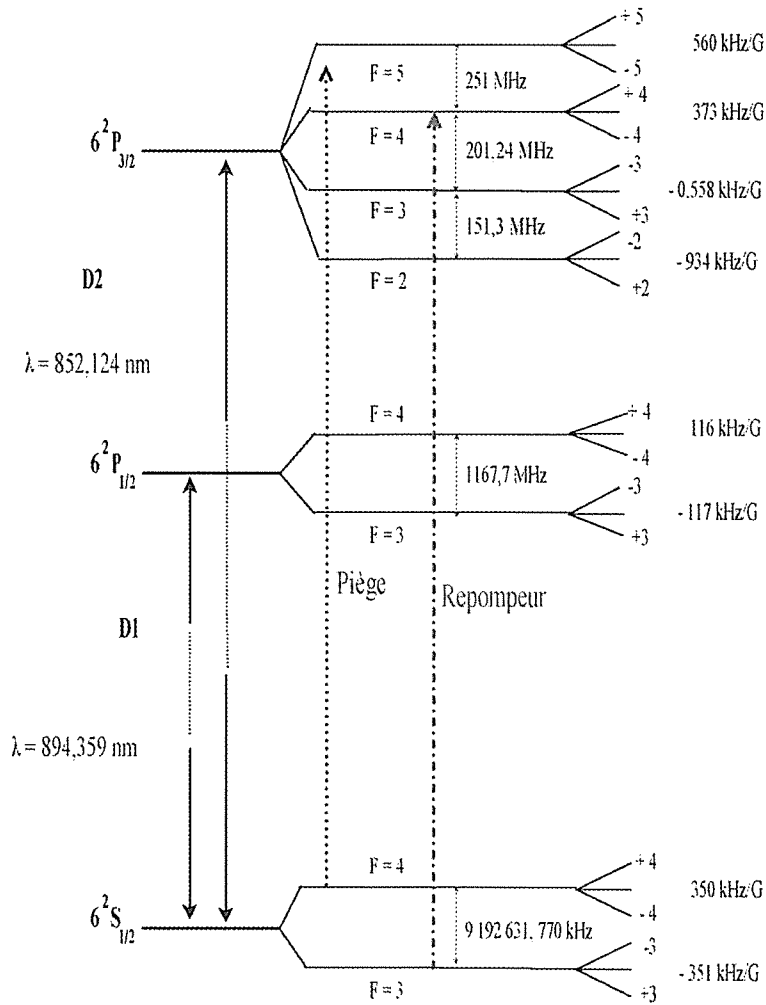


FIG. 3.1: Diagramme des premiers niveaux d'énergie du césium. Transitions des niveaux hyperfins et fréquences Zeeman des sous-niveaux hyperfins.

collisions et que nous avons déjà évoqué dans le chapitre précédent. Le taux de collision sera explicité et expliqué et finalement nous évoquerons l'importance des collisions dans le processus de refroidissement évaporatif. Le lecteur intéressé par les collisions froides pourra se référer à une littérature riche : M. Claude Cohen-Tanoudji (cours au collège de France 1996-1997), M. Jean Dalibard (proceeding de la school of physics Enrico Fermi à Varena [31]) et enfin quatre thèses récentes sur le sujet : M. David Guery-Odelin (1998)[49], M. Daniel Comparat (1999) [27], M. Cyril Dragg (2000) [35], et M. Bruno Laburthe Tolra (2001).

3.2.1 Description d'une collision ultra-froide

Présentation du problème

Considérons deux atomes de même masse m indexés 1 et 2, discernables pour l'instant, situés respectivement à la position \vec{r}_1 et \vec{r}_2 et possédant chacun une impulsion \vec{p}_1 et \vec{p}_2 . Ils interagissent l'un sur l'autre à travers un potentiel U qui ne dépend que de leur position relative, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ et dont on sait qu'il est nul lorsque les deux atomes sont infiniment éloignés. Il est connu que dans ce genre d'interactions binaires, il est commode d'utiliser un repère barycentrique. Nous introduisons donc le centre de masse G du système des deux atomes, repéré par sa position :

$$\vec{r}_G = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \quad (3.1)$$

Ainsi que son impulsion :

$$\vec{p}_G = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{2} \quad (3.2)$$

L'Hamiltonien du système des atomes était :

$$\mathcal{H} = \frac{\vec{p}_1^2}{2m} + \frac{\vec{p}_2^2}{2m} + U(\vec{r}) \quad (3.3)$$

Il devient dans le repère barycentrique, en introduisant l'impulsion relative des deux atomes $\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$:

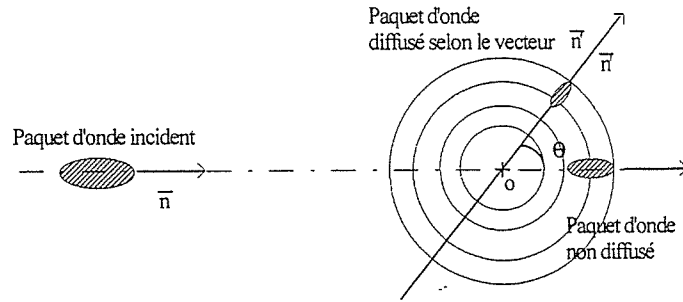


FIG. 3.2: Le paquet d'ondes incident entre dans la zone du potentiel puis est diffusé dans l'espace.

$$\mathcal{H} = \frac{\vec{p}_G^2}{4m} + \frac{\vec{p}^2}{m} + U(\vec{r}) \quad (3.4)$$

Le problème est divisé en deux problèmes distincts : celui d'une particule libre de masse $2m$ située en \vec{r}_G et d'impulsion \vec{p}_G et le problème plus ardu de la diffusion d'une particule de masse $\frac{m}{2}$ par un potentiel central $U(\vec{r})$. La particule diffusée est repérée par sa position \vec{r} et son impulsion \vec{p} . La fonction d'onde $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ du système va donc s'écrire comme le produit de la fonction d'onde de la particule libre $e^{i\vec{k}_G \cdot \vec{r}_G}$ (où $\vec{p}_G = \hbar \vec{k}_G$) avec la fonction d'onde de la particule diffusée $\Phi_{\vec{k}}(\vec{r})$ (où $E_{\vec{k}} = \frac{\vec{p}^2}{m} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{m}$ est l'énergie de collision) :

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = e^{i\vec{k}_G \cdot \vec{r}_G} \Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (3.5)$$

On peut s'étonner que ce problème de collision soit traité de manière statique alors qu'il s'agit par essence d'un phénomène dynamique. En effet, on peut se représenter la particule virtuelle décrivant la collision comme un paquet d'ondes se dirigeant vers un potentiel diffusant centré en O 3.2. Par la suite, le potentiel diffuse les différentes composantes du paquet d'ondes dans l'espace. Cependant, il faut souligner que nous connaissons tout du paquet d'ondes décrivant la collision des atomes au départ et que l'évolution ultérieure s'obtient immédiatement comme superposition d'états stationnaires. C'est pourquoi par la suite, nous raisonnerons en terme statique et directement sur les états propres de l'hamiltonien

du mouvement relatif sans se préoccuper du paquet d'ondes. Il nous faut donc résoudre le problème aux valeurs propres :

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{m} + U(\vec{r})\right)\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = E_{\vec{k}}\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (3.6)$$

On peut deviner le comportement des solutions pourvu que l'on soit suffisamment éloigné de la zone diffusante. Pour quantifier cela, on peut introduire par analogie aux collisions classiques, un paramètre d'impact b exprimant la portée du potentiel. Initialement, nous avons une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} libre $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ se propageant dans la direction $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}$. Pour des distances grandes devant b , on peut penser que la fonction d'onde diffusée par le potentiel $U(\vec{r})$ va s'écrire comme la somme de la fonction d'onde plane incidente et d'une fonction d'onde diffusée dont l'amplitude $f(k, \vec{n}, \vec{n}')$ dépend à priori du vecteur d'onde \vec{k} , de sa direction \vec{n} et de la direction d'observation $\vec{n}' = \frac{\vec{r}}{r}$:

$$\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \sim e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(k, \vec{n}, \vec{n}')\frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.7)$$

On introduit alors deux grandeurs que l'on retrouve dans les collisions classiques : il s'agit de la section efficace de collision différentielle et totale :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k, \vec{n}, \vec{n}')|^2$$

et,

$$\sigma(k, \vec{n}) = \int |f(k, \vec{n}, \vec{n}')|^2 d^2n'$$

Solution du problème de collision

Le problème est moins complexe qu'il n'y paraît : Dans le cas qui nous intéresse (Cs(6s)) le potentiel d'interaction est de symétrie sphérique et ce que l'on avait écrit $U(\vec{r})$ est plus simplement $U(r)$. Dans ce type de symétrie, la diffusion ne peut dépendre que de l'angle θ entre les deux vecteurs \vec{n} de l'onde

plane incidente qui se propage selon z et \vec{n}' la direction d'observation. Ainsi, l'amplitude de diffusion peut s'écrire plus commodément $f(k, \vec{n}, \vec{n}') = f(k, \theta)$. On divise là encore le problème en deux : une partie angulaire pour laquelle on utilise les fonctions propres habituelles des opérateurs de moments angulaires L_z et \vec{L}^2 , les harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \varphi)$ où φ est l'angle azimutal, et une partie radiale inconnue $G_{k,l,m}(\vec{r})$. On écrira donc :

$$\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Y_l^m(\theta, \varphi) \frac{G_{k,l,m}(r)}{r} \quad (3.8)$$

Mais nous nous intéressons uniquement aux collisions ultrafroides, c'est à dire à celles en onde s ($l=0$). En effet, pour des l supérieurs, le potentiel fait apparaître une barrière centrifuge qui empêche la particule froide de pénétrer dans la région du potentiel U ; elle est seulement réfléchi. Dans ce cas, une simplification radicale du problème s'opère puisque l'on peut écrire simplement la fonction d'onde $\Phi_{\vec{k}}(\vec{r})$:

$$\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = Y_0^0(\theta, \varphi) \frac{G_k(\vec{r})}{r} \quad (3.9)$$

L'équation à résoudre pour la partie radiale en omettant les indices l et m devient simplement :

$$\nabla^2 G_k(r) + \left(k^2 - \frac{mU(\vec{r})}{\hbar^2}\right) G_k(r) = 0$$

Les solutions asymptotiques ($r \rightarrow \infty$) peuvent alors s'écrire comme une superposition d'une onde plane entrante $e^{-ik.r}$ et une onde sortante $e^{ik.r}$ déphasée par rapport à la première d'une quantité $\delta_0(k)$ dépendant de k et du potentiel considéré. On écrira donc :

$$G_k(\vec{r}) \underset{r \rightarrow \infty}{\propto} -e^{-ik.r} + e^{ik.r} e^{2i\delta_0(k)} \quad (3.10)$$

Il est alors possible d'exprimer l'amplitude de diffusion $f(k, \theta)$ en fonction de ce déphasage :

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2ik} (e^{2i\delta_0(k)} - 1) \quad (3.11)$$

et :

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0(k) \quad (3.12)$$

Particules bosoniques

A ce stade, il faut revenir à une hypothèse que nous avons faite au départ de cette section : la discernabilité des atomes 1 et 2. Cette fois, nous considérons des bosons et donc des atomes indiscernables. La fonction d'onde des deux atomes $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ doit être paire, c'est à dire :

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \quad (3.13)$$

En pratique, il n'est pas possible de faire la distinction entre les deux processus de diffusions correspondant aux angles θ et $\pi - \theta$. On est amené à symétriser la fonction d'onde :

$$\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \sim \frac{e^{ikz} + e^{ikz}}{\sqrt{2}} + \frac{f(k, \theta) + f(k, \pi - \theta)}{\sqrt{2}} \frac{e^{ik \cdot r}}{r} \quad (3.14)$$

Les sections efficaces différentielle et totale de collisions deviennent :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k, \theta) + f(k, \pi - \theta)|^2 \quad (3.15)$$

$$\sigma(k) = \frac{8\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0(k) \quad (3.16)$$

3.2.2 Longueur de diffusion

On peut maintenant introduire le paramètre essentiel pour décrire les collisions froides. C'est ce paramètre que nous avons vu au premier chapitre qui déterminera et la stabilité d'un éventuel condensat et l'efficacité de l'évaporation. On définit la longueur de diffusion mathématiquement par la relation :

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k} \quad (3.17)$$

Cette définition peu physique peut être comprise si l'on réécrit 3.16 en fonction de la longueur de diffusion :

$$\sigma(k) = 8\pi a^2 \quad (3.18)$$

On peut alors faire une analogie avec une collision de deux sphères dures de rayon a : on sait que dans ce cas là, la section efficace de diffusion vaut $4\pi a^2$. La collision quantique de deux bosons peut donc être comparée à une collision de sphère dure de rayon $\sqrt{2}a$. Certes, l'analogie est commode pour se représenter le phénomène, mais la longueur de diffusion contient plus d'informations, d'abord parce qu'elle a un signe.

On peut aussi lui donner une interprétation ondulatoire [31]. Pour cela reconsidérons notre problème de mouvement relatif en revenant à des particules discernables. La particule incidente est une onde plane $e^{ik \cdot z}$ qui pénètre une région diffuseuse d'épaisseur L et dont la densité en diffuseurs de même masse m est n . Le processus de diffusion peut être écrit en terme de longueur de diffusion :

$$\Phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \sim e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} - \frac{a}{r} e^{ik \cdot r} \quad (3.19)$$

La diffusion de la particule entrante (position \vec{r}_p) et d'une particule du milieu (position \vec{r}_j) peut s'exprimer dans le cas de l'indiscernabilité :

$$\Psi(\vec{r}_p, \vec{r}_j) = e^{ikz_p} - \frac{a}{|\vec{r}_p - \vec{r}_j|} e^{ik \cdot |\vec{r}_p - \vec{r}_j|/2} e^{ik \cdot (z_p + z_j)/2} \quad (3.20)$$

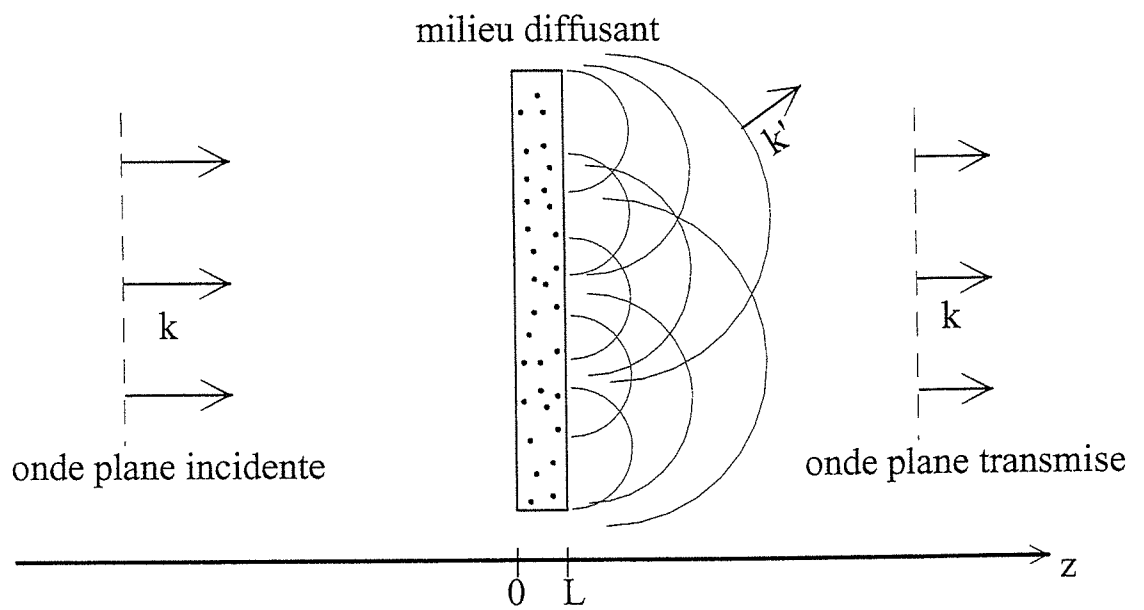


FIG. 3.3: Analogie du phénomène de collision avec le phénomène de réfraction. Le paquet d'ondes incident pénètre une région diffusante constituée de N particules. En sortie, l'onde transmise est diffusée dans l'espace.

Après la traversée du milieu diffusif et N collisions, la fonction d'onde devient :

$$\Psi(\vec{r}_p, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = e^{ikz_p} - \sum_{j=1}^N \frac{a}{|\vec{r}_p - \vec{r}_j|} e^{ik|\vec{r}_p - \vec{r}_j|/2} e^{ik(z_p+z_j)/2} \quad (3.21)$$

On considère les particules diffusantes au repos et nous pouvons donc évaluer l'onde plane transmise en évaluant l'intégrale suivante sur tout le volume Vol contenant les diffuseurs :

$$\Psi_T(z_p) = e^{ikz_p} - n \int_{Vol} \frac{a}{|\vec{r}_p - \vec{r}|} e^{ik|\vec{r}_p - \vec{r}|/2} e^{ik(z_p+z)/2} d^3r \quad (3.22)$$

Cette intégrale se calcule exactement et on montre que pour des milieux minces de longueur L selon l'axe z , on a :

$$\Psi_T(z_p) = e^{ikz_p} e^{-i\frac{4\pi anL}{k}} \quad (3.23)$$

On introduit donc simplement un déphasage $\delta\varphi = -\frac{4\pi anL}{k}$, qui se traduit par un changement d'énergie cinétique intervenant lors de la traversée du milieu diffusant :

$$\delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right) = -\frac{4\pi\hbar^2 an}{m} \quad (3.24)$$

C'est à dire que les particules du milieu diffusant exercent sur l'atome incident une énergie potentielle (résultat à rapprocher de celui de l'équation 2.40 :

$$U = \frac{4\pi\hbar^2 an}{m} \quad (3.25)$$

En fait, il fallait symétriser la fonction d'onde au départ pour tenir compte de l'indiscernabilité. Le potentiel vu par la particule incidente est donc :

$$U = \frac{8\pi\hbar^2 an}{m} \quad (3.26)$$

En terme cinétique, si la longueur de diffusion est positive, la particule incidente est freinée, car le potentiel est répulsif. Et au contraire, une longueur d'onde négative accélère la particule incidente.

3.2.3 Taux de collision

Le taux de collision élastique mesure le nombre moyen de collisions subies par un atome pendant une unité de temps. Pour le calculer, il est très commode de revenir à une description de sphères dures qui, dans le cas d'un gaz loin du régime de dégénérescence quantique, reste assez pertinente pourvu que l'on attribue à une sphère une section efficace de collision quantique, $\sigma = 8\pi a^2$. Le problème est alors simple et traité dans de nombreux ouvrages de physique élémentaire. On revient ici rapidement sur la démonstration. Dans ce modèle (fig 3.4), l'atome d'un gaz piégé est une sphère de rayon $\sqrt{2}a$. S'il possède une vitesse v , pendant un temps dt , l'atome explore un volume $dV = \sigma v dt$. Le nombre de collisions subies par l'atome pendant cet intervalle de temps est donc $n dV$ (où n est la densité moyenne de ce gaz) c'est à dire exactement le nombre d'atomes contenus dans le volume initialement. En moyenne nous écrivons, en appelant Γ le taux de collision élastique :

$$\Gamma = n\sigma\bar{v} \quad (3.27)$$

Où \bar{v} est la vitesse moyenne des atomes dans le gaz. En fait, il faut tenir compte du mouvement des autres atomes dans le milieu et on montre que cela revient à considérer non pas la vitesse moyenne \bar{v} mais la vitesse relative \bar{v}_r , moyenne entre deux atomes dans le gaz. Or il existe une relation simple entre les deux : $\bar{v}_r = \sqrt{2}\bar{v}$. Et donc le taux de collision vaut :

$$\Gamma = \sqrt{2}n\sigma\bar{v} \quad (3.28)$$

3.2.4 Collisions et évaporation

Supposons que nous ayons piégé un gaz d'atomes à la température T dans un potentiel tronqué à une énergie ηkT . Nous avons montré au premier chapitre qu'il était possible de refroidir très efficacement l'échantillon par évaporation, au prix de la perte d'un certain nombre d'atomes. Pour bien comprendre, il faut se rappeler que l'évaporation est un phénomène hors de l'équilibre thermodynamique.

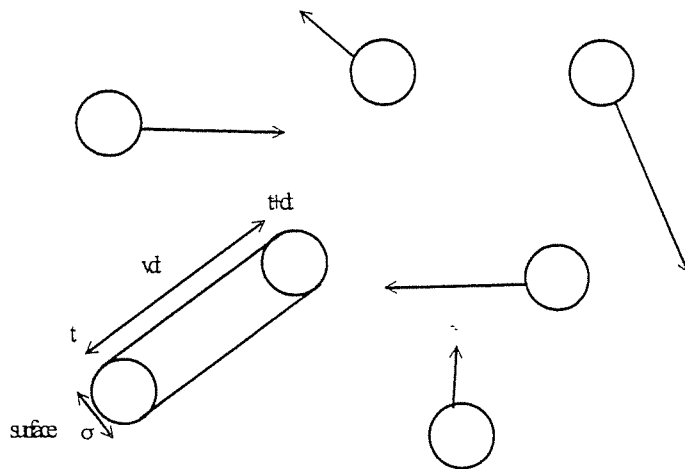


FIG. 3.4: Pendant un temps dt , l'atome explore un cylindre de volume $\sigma v dt$. Ainsi il aura subit $n\sigma v dt$ collisions.

C'est à dire que l'on retire les atomes d'énergie supérieure à ηkT sans leur laisser le temps de se thermaliser et de reprendre une énergie voisine de kT . Or on peut concevoir que peupler transitoirement des états d'énergie ηkT où $\eta \gg 1$ est peu probable. Il faut donc beaucoup de collisions pour arriver à une population efficace en terme de refroidissement évaporatif. Pour avoir beaucoup de collisions, il faut donc plusieurs ingrédients compte tenu de l'expression du taux de collision : une densité assez élevée et une section efficace de collision grande. Notons qu'en théorie, le refroidissement évaporatif fonctionne toujours, et il suffit d'attendre assez longtemps, mais les conditions expérimentales imposent des durées de vie limitées aux gaz piégés et la rapidité d'évaporation est indispensable.

3.3 Le difficile passage du Rb au Cs

Pourvu de ces quelques connaissances dans le domaine des collisions froides, nous revenons dans cette section sur la spécificité de l'atome de césium par rapport aux autres alcalins et en particulier le plus favorable pour la condensation, le rubidium. Nous évoquerons une des deux expériences qui a conclu à l'impossibilité de condenser le césium de manière classique. Il s'agit de l'expérience de l'équipe dirigée par Jean Dalibard au laboratoire Kastler-Brossel.

3.3.1 Collision d'atomes alcalins

Notons que le potentiel d'interaction entre deux alcalins est assez complexe. En pratique, il existe un champ magnétique de piégeage relativement important qui modifie les propriétés de collisions. Considérons deux atomes alcalins dans le niveau fondamental $nS_{1/2}$, chacun d'eux possèdent un spin \vec{s} dont s vaut $\frac{\hbar}{2}$, et un spin nucléaire \vec{i} et donc un spin total hyperfin $\vec{f} = \vec{s} + \vec{i}$. Pour une paire d'atomes en collision, on définira un spin total $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ avec $S = 0, 1$ et un spin nucléaire total : $I = \vec{i}_1 + \vec{i}_2$ avec $I = 0, 1, \dots, 2i$. Et un spin total $\vec{F} = \vec{S} + \vec{I}$. Le potentiel d'interaction entre les deux atomes est en bonne approximation [57],[83],[84] :

$$V = V_c + V_{hf} + V_Z + V_d + V_{so} \quad (3.29)$$

où V_c représente l'interaction d'échange et la composante de dispersion $V_{disp} = -\frac{C_6}{r^6} - \frac{C_8}{r^8} - \frac{C_{10}}{r^{10}} \dots$. Ces coefficients sont extraits de la théorie et validés par l'expérience. Soit z l'axe de quantification reliant les 2 noyaux atomiques). On diagonalise V_c dans la base du spin électronique total sous la forme d'un terme singlet correspondant à la valeur propre $S_z = 0$ (projecteur P_0 dans le sous-espace $S_z = 0$) et d'un terme triplet correspondant à $S_z = 1$ (projecteur P_1) :

$$V_c = V_0(r)P_0 + V_1(r)P_1 \quad (3.30)$$

V_{hf} est un terme reflétant l'interaction hyperfine individuelle de chacun des atomes et vaut en posant a_{hf} comme l'interaction hyperfine entre les deux niveaux du fondamental d'un atome dans l'état s :

$$V_{hf} = \sum_{i=1}^2 a_{hf} \vec{s}_i \cdot \vec{i}_i \quad (3.31)$$

V_Z est aussi un terme individuel exprimant l'interaction des spins nucléaires et électroniques individuels avec le champ magnétique \vec{B} . En posant γ_e et γ_n comme moments magnétiques respectifs de l'électron et du noyau, ce terme s'écrit :

$$V_Z = \sum_{i=1}^2 \left(\gamma_e \vec{s}_i \cdot \vec{B} + \gamma_n \vec{B} \cdot \vec{i}_i \right) \quad (3.32)$$

V_d est l'interaction dipolaire. Il s'agit d'une correction aux autres termes. Cependant, sa portée est bien plus grand que celles des autres. Ainsi, si les autres termes non individuels, dominant aux courtes distances comme l'interaction d'échange, n'ont qu'une portée de l'ordre de quelques dizaine de a_0 (a_0 rayon de Bohr), V_d se ressent jusqu'à $1000a_0$. Il faudrait à priori tenir compte pour ce terme des interactions électron1-électron2, électron1-noyau2, électron2-noyau1, noyau2-noyau1. En fait, seul le terme électron1-électron2 V_d^e est dominant :

$$V_d \approx V_d^e = \frac{\mu_0 \gamma_e^2}{4\pi r^3} \left(\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 - 3 \left(\vec{s}_1 \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \left(\vec{s}_2 \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \right) \quad (3.33)$$

Les autres termes sont en $\frac{\gamma_n}{\gamma_e}$ et en $\left(\frac{\gamma_n}{\gamma_e}\right)^2$, ce qui les rend négligeables par rapport au terme dominant V_d^e . Le dernier terme est le terme de couplage spin-orbite V_{so} , qui est nul au premier ordre pour le fondamental.

En ce qui concerne les règles de conservation des moments on a une règle : la conservation de $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{F}$, où $\vec{\ell}$ est le moment orbital angulaire relatif des deux atomes. On sait aussi que V_c étant central, il conserve l et m_l . On ne peut donc pas induire de transitions (dites d'échange) de M_F par le potentiel V_c (en champ nul). L'interaction dipolaire autorise des transitions ΔM_F et Δl telles que $0 < |\Delta M_F| \leq 2$ et $0 < |\Delta l| \leq 2$.

3.3.2 Collisions inélastiques

On appellera collision inélastique une collision au cours de laquelle un des deux atomes en collision à subi une transition vers un autre état quantique interne. Supposons dans le cas du césium la collision entre deux atomes dans le même sous-niveau Zeeman $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$ que l'on notera $|F = 4, m_F = +4\rangle$:

$$|F = 4, m_F = +4\rangle + |F = 4, m_F = +4\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = +4\rangle + |F = 3, m_F = +3\rangle \quad (3.34)$$

Cette réaction est une collision inélastique. Cependant, il s'agit à priori d'un processus faible car régi par l'interaction dipolaire plus faible que l'interaction d'échange [83],[84],[14]. On conçoit que dans l'optique de piégeage d'atomes par champ magnétique, il s'agisse d'un phénomène nuisible : il a pour effet de vider le piège magnétique en changeant l'état des atomes et donc leur position de piégeage. Les collisions inélastiques sont une source fondamentale de limitation de la durée de vie du piège et s'opposent à l'efficacité du refroidissement évaporatif en diminuant la densité sans modifier la température. Notons que pour des raisons énergétiques, il n'est pas possible, pour deux atomes dans l'état fondamental du césium $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$, de subir de collisions inélastiques. Cependant cet état ne peut être piégé dans un piège magnétique.

3.3.3 Le césium dans l'état $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$

Lorsqu'en 1996, l'équipe de Jean Dalibard a décidé de tenter la condensation de l'atome de césium, ils ont opté pour l'état $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$. Ils ont mesuré la section efficace de collision dans un piège TOP en procédant à un refroidissement évaporatif. En comparant les mesures à une simulation numérique, ils ont obtenu une longueur de diffusion de signe inconnu (la méthode ne permet pas l'accès au signe de a) et particulièrement grande (au moins $260 a_0$ alors que pour le ^{87}Rb elle ne fait que $110a_0$) [7],[78]. A ce stade, ils pouvaient espérer une bonne efficacité de leur piège pour atteindre le condensat. D'autant plus que les calculs théoriques montraient que les collisions inélastiques étaient surtout dûes à des mécanismes de relaxations dipolaires et permettant une durée de vie de l'ordre de 10 s ce qui était dans la même plage que les autres alcalins [84],[85]. Cependant, les auteurs insistaient sur l'absence à l'époque de connaissances sur l'état triplet. Fort de ces indications, un refroidissement évaporatif a été tenté et n'a pas permis de gagner plus d'un facteur 500 dans l'espace des phases et le régime d'emballlement attendu assez rapidement avec une telle longueur de diffusion n'a pas été observé. Après avoir éliminé les causes de chauffage d'origines techniques, il a fallu envisager des phénomènes de collisions inélastiques et une voie a été privilégiée :

- un basculement dans l'état hyperfin inférieur

$$|F = 4, m_F = +4\rangle + |F = 4, m_F = +4\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = +4\rangle + |F = 3, m_F = +3\rangle \quad (3.35)$$

Les deux atomes acquièrent une énergie suffisante pour être éjectés du puits et conduit à une perte en densité. Ces collisions ont lieu au centre où la densité est relativement importante et où sont confinés les atomes les plus froids. De fait, ce sont les atomes les plus froids qui sont éjectés et nous avons échauffement du nuage. Il s'agit de ce que l'on appelle un processus anti-évaporatif car il concerne les atomes les plus froids. La mesure de la section efficace de collision inélastique a indiqué qu'elle est de plus de trois ordres de grandeur plus grande que celles des autres alcalins ! L'explication de cette incroyable valeur vient de la présence d'un niveau lié ou virtuel très proche de la limite de dissociation du potentiel triplet. Il s'en suit certes une grande longueur de diffusion, mais aussi une probabilité d'occupation à faible distance importante, ce qui accroît les risques de collisions inélastiques. D'autre part, l'interaction spin-orbite est plus importante qu'il n'y paraît, elle est même plus grande que le terme d'interaction dipolaire. Toutes ces mesures ont été qualitativement confirmées par l'équipe d'Oxford [6]. Pour conclure, l'état $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$ s'est avéré, contre les pronostics, un très mauvais candidat et un autre état du niveau hyperfin d'en dessous a été tenté, l'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$.

3.3.4 Le césium dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$

L'équipe du Laboratoire Kastler-Brossel a ensuite opté pour l'état $|F = 3, m_F = -3\rangle$. Là, ils étaient plus défiants car cet état n'est pas un état d'énergie minimale pour ce niveau hyperfin. En effet, l'état fondamental $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ ne peut pas être piégé dans un minimum de champ magnétique. De sorte, qu'un nuage d'atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$ est instable vis à vis des collisions à deux corps. Le couplage magnétique dipôle-dipôle peut induire en effet des retournements de moments magnétiques. Ainsi, deux atomes en collision initialement dans $|F = 3, m_F = -3\rangle$ peuvent se retrouver l'un ou l'autre ou les deux dans un niveau Zeeman inférieur. Cependant, si ce phénomène existe, il convient de le relativiser car il n'a pas été rédhibitoire dans le cas du sodium et du rubidium. De plus, son action se limite à restreindre la durée de vie du condensat à une dizaine de secondes. C'était là aussi sans compter les anomalies de collisions du césium. En effet, si un processus évaporatif s'est mis en place et qu'il a permis de gagner près de 5 ordres de grandeur dans l'espace des phases, l'évaporation s'est toujours arrêtée avant le seuil de condensation. Le chauffage provient des différentes collisions dépolarisantes :

$$|F = 3, m_F = -3\rangle + |F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = -3\rangle + |F = 3, m_F = -2\rangle \quad (3.36)$$

$$|F = 3, m_F = -3\rangle + |F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = -2\rangle + |F = 3, m_F = -2\rangle \quad (3.37)$$

$$|F = 3, m_F = -3\rangle + |F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = -3\rangle + |F = 3, m_F = -1\rangle \quad (3.38)$$

Ces collisions ne vident pas le piège mais libèrent une énergie de l'ordre de $\frac{\mu B}{4}$ qui, redistribuée à l'ensemble des atomes, les réchauffent. Ces processus se sont révélés posséder là encore un taux de collision d'au moins deux ordres de grandeur plus grands que pour les autres alcalins et la condensation n'a pu être obtenue [48],[30].

3.4 Suppression des collisions inélastiques : Le piège hybride

Nous avons donc vu que le césium est un alcalin tout à fait exceptionnel de par ses caractéristiques de collision. Malheureusement, ces anomalies sont toutes extrêmement défavorables pour une expérimentation visant l'obtention d'un condensat de césium. Les deux équipes ont d'ailleurs abandonné leurs tentatives sur le césium. On peut alors se poser la question, pourquoi insister ? Nous ne sommes d'ailleurs pas les seuls à réessayer cet élément que l'on pourrait qualifier de rebelle. En fait, il existe une solution à tous ces problèmes de collisions inélastiques, c'est de piéger les atomes dans leur état le plus bas en énergie, l'état fondamental $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$. Il s'agit alors de trouver un type de piège adéquat pour cet état.

3.4.1 Le Césium dans le niveau $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$

L'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ est probablement le meilleur candidat pour une condensation car il est l'état fondamental du césium. Il est impossible de dépolariser l'échantillon : en effet, une dépolarisation nécessite au moins une énergie $\frac{\mu_B}{4}$ c'est à dire $170 \mu K$ pour un champ de 10 G, une énergie non disponible pour un échantillon à la température d'environ $5 \mu K$ au départ. Les propriétés de collisions du césium commencent à être bien connue [?], [4]. On pense que les collisions $\{|F = 3, m_F = +3\rangle, |F = 3, m_F = +3\rangle\}$ possèdent une résonance de diffusion à champ nul, ce qui donne une longueur de diffusion gigantesque ($>2000 a_0$) et négative. Ce qui semble défavorable mais on sait qu'il existe une possibilité de changer cette longueur de diffusion en changeant le champ magnétique. On parle de résonance de Feshbach [42], [83],[84],[88],[59]. Ce phénomène est dû à l'existence d'un état moléculaire discret quasi lié. La résonance naît du couplage entre cet état et le continuum des états de diffusion. Il est possible de changer l'écart Δ en énergie entre l'état en coincidence et le continuum par application de champ magnétique, l'effet Zeemann n'est pas le même pour les différents états. Ce faisant on change la valeur de la longueur de diffusion. Celle-ci évolue selon la forme dispersive :

$$a = \tilde{a} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0}\right) \quad (3.39)$$

Pour les collisions $\{|F = 3, m_F = +3\rangle, |F = 3, m_F = +3\rangle\}$, $B_0 \approx 50$ G . Entre 0 et 50 G, il est donc possible de faire évoluer la longueur de diffusion de $-\infty$ à $+\infty$, en passant par 0 à 18 G [4].

3.4.2 Un piège magnétique pour cet état ?

Si la question est de savoir si un piège magnétique classique est envisageable pour cet état, la réponse est clairement non. Cet état est aligné sur le champ magnétique et son énergie diminue lorsque le champ augmente. Le théorème de Wing interdisant les maxima de champs statiques dans une région dépourvue de charge, il n'est donc pas possible de construire un piège magnétique classique pour cet état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$. Cependant, on peut imaginer des pièges magnéto-dynamiques tout à fait semblables au piège de Paul pour les ions. Supposons en effet un potentiel quadrupolaire classique :

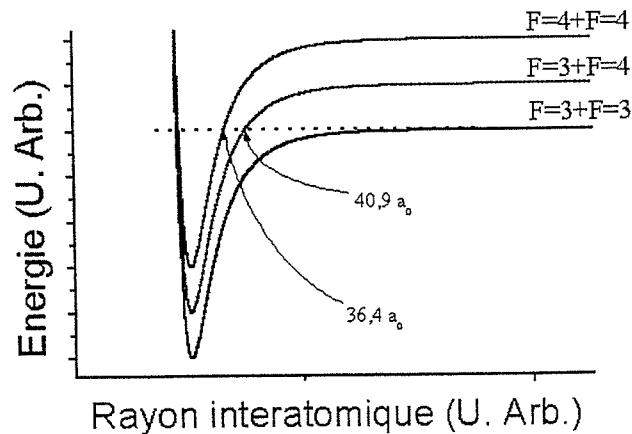


FIG. 3.5: Deux atomes entrant en collision via le potentiel $F=3+F=3$ sont dans le continuum de ce potentiel. En changeant le champ magnétique, les voies de collisions $F=3+F=3$, $F=3+F=4$, $F=4+F=4$ voient leur potentiel se déplacés les uns par rapport aux autres de manières différentes. Ainsi il y a résonance de Feshbach lorsque un niveau lié de $F=4+F=4$ (ou de $F=3+F=4$) se trouvent en coïncidence avec le continuum de $F=3+F=3$. La fonction d'onde de collision est modifiée et donc sa phase et par là, la longueur de diffusion.

$$U(x, y, z) = A(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2}) \quad (3.40)$$

S'il on ajoute à ce potentiel une modulation de fréquence Ω , on peut écrire :

$$U(x, y, z) = A \cos \Omega t (z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2}) \quad (3.41)$$

Ainsi si la force magnétique est expulsante axialement (selon z) et attractive radialement ($x^2 + y^2$), une demi-période plus tard c'est exactement l'inverse qui se produit. Pour plusieurs valeurs de A et de Ω , on montre que le mouvement des particules reste confiné dans une région déterminée. A noter que se superpose au micromouvement lié à cette modulation, un mouvement plus long tout à fait semblable aux pièges statiques. Cependant, les profondeurs des potentiels sont plus faibles que ceux des pièges statiques. Enfin, nous verrons que pour d'autres types de pièges dits alternatifs il y aura aussi des micro-mouvements associés à la modulation, la différence de ce type de piège magnéto-dynamique provient du fait qu'il s'agit de mouvement du centre de masse de l'atome et non celui d'une variable interne. Initialement proposé pour l'hydrogène dans son état down [65],[66], ce type de piège a été testé sur le césium [28].

3.4.3 Vers d'autres types de piégeages

Le piégeage conservatif d'atomes neutres n'est pas très diversifié et les phénomènes physiques utilisables ne sont à vrai dire que deux, l'interaction du dipôle magnétique de l'atome avec un champ magnétique et l'interaction du dipôle électrique de l'atome avec un champ électrique. On passe en revue ici les types de pièges restant à part les pièges magnétique statique et dynamique et la manière avec laquelle ils peuvent être utilisés pour piéger l'état fondamental du césium.

Piégeage électrostatique

Ce type de piégeage très peu utilisé seul, repose sur l'effet Stark statique. Un atome plongé dans un champ électrique \vec{E} , possède une polarisabilité α qui traduit la déformation du nuage électronique par ce même champ électrique. L'atome acquiert alors un moment dipolaire atomique \vec{p} :

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad (3.42)$$

L'interaction de ce moment dipolaire électrique induit avec le champ électrique donne lieu à un potentiel $U_{st}(\vec{r})$:

$$U_{st}(\vec{r}) = -\text{Re}(\vec{p}) \cdot \vec{E} = -\text{Re}(\alpha) |\vec{E}|^2 \quad (3.43)$$

Le potentiel est l'analogie parfaite de celui de l'interaction d'un atome avec un champ magnétique statique. Ainsi, les pièges électrostatiques fonctionnent de la même manière que les pièges magnéto-statiques. Malheureusement, il existe aussi un théorème de Wing pour le champ électrique et on retrouve la même impossibilité de créer un maximum de champ électrique. Handicap d'autant plus grave que l'effet Stark est toujours négatif pour les états fondamentaux et les atomes sont alors attirés par les champs forts. Ce type de piégeage est peu usité du fait de sa plus grande complexité technique, il est en effet bien plus facile de manipuler des champs magnétiques que des champs électriques importants. Cependant, il pourrait être très approprié pour piéger des états de Rydberg. Un piège électrodynamique est lui très facile d'emploi, son principe est expliqué dans ce qui suit.

Piégeage dipolaire

Le piège dipolaire est la version dynamique du piège électrostatique. A la différence que le champ électrique est en général celui d'une onde lumineuse. Nous allons particulièrement insister sur ce type de piège puisqu'il s'agit en partie de la solution que nous avons retenue. Nous reviendrons souvent tout au long de ce manuscrit sur plusieurs de ses aspects. Dans cette section, seule une explication fondamentale utilisant le formalisme de l'atome habillé sera donnée [32]. Par la suite, nous utiliserons des approches semi-classiques utilisant la polarisabilité de l'atome.

Ce type de piège repose sur le fait que le théorème de Wing ne s'applique pas à des champs oscillants et l'amplitude d'un tel champ peut très bien être maximale en un point de l'espace. C'est ce qui se passe au foyer (waist) d'un laser. L'utilisation d'un tel champ électrique (celui de l'onde lumineuse par exemple) crée un

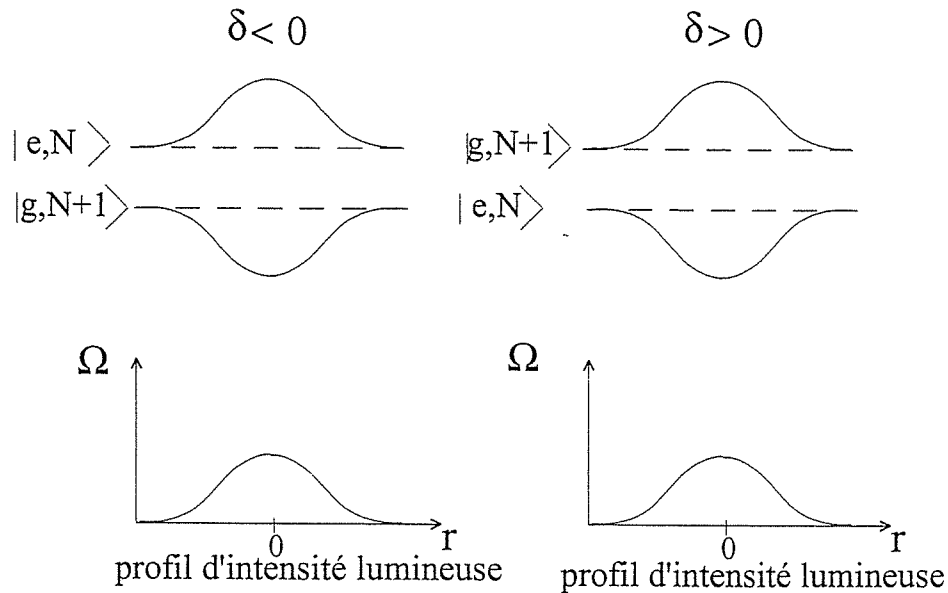


FIG. 3.6: Déplacement des niveaux habillés d'un atome en interaction avec un champ lumineux dont l'intensité exhibe un profil spatial inhomogène.

effet Stark dynamique que l'on appelle *effet dipolaire*. Nous allons l'interpréter en terme d'atome habillé. Pour cela on considère un atome à deux niveaux un fondamental noté $|g\rangle$ et un état excité $|e\rangle$. Le champ lumineux est quantifié comme à l'habitude et on définit ses états à P photons $|P\rangle$. L'onde lumineuse présente une variation dans l'espace et on la prendra maximale au centre $\vec{r} = \vec{0}$.

La figure 3.6 montre les déplacements des états du système "atome+photons lasers". Ainsi les états $|e, N+1\rangle$ et $|g, N\rangle$ sont, lorsqu'ils ne sont pas couplés (en pointillé sur la figure), séparés en énergie de la quantité $\hbar\delta = \hbar(\omega_L - \omega_0)$ où ω_L est la fréquence du laser et ω_0 celle du système atomique à deux niveaux. Ces deux états sont couplés par l'interaction atome-laser U_{dip} :

$$\langle g, N+1 | U_{dip} | e, N \rangle = \frac{\hbar\Omega}{2} \quad (3.44)$$

Où Ω est la fréquence de Rabi (proportionnelle à la racine carré de l'intensité

lumineuse) caractérisant l'interaction atome-laser. On voit donc que sous l'action de ce couplage, les niveaux habillés se repoussent d'autant plus que Ω est grand. Si Ω dépend de la position comme sur la figure 3.6, le déplacement lumineux des deux états dépend aussi de la position (en trait plein sur la figure). Le déplacement $\delta E_g(\vec{r})$ de l'état *fondamental* (on appellera tel, l'état qui prolonge l'état $|g, N + 1\rangle$ lorsque Ω tend vers zéro) est donné par la théorie des perturbations lorsque $\delta \gg \Omega$:

$$\delta E_g(\vec{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(\vec{r})}{4\delta} \quad (3.45)$$

Il est négatif pour $\delta < 0$ et donc en décalant le laser vers le rouge on réalise un minimum de potentiel. Si on focalise un laser désaccordé vers le rouge de la transition atomique à deux niveaux on réalise un piège à atome neutre.

Mais, l'état excité possède une instabilité radiative de largeur Γ qui rend le piège non conservatif. En fait, l'état stable $|g, N + 1\rangle$ est contaminé par l'état instable $|e, N\rangle$ à travers le potentiel de couplage. Il faut ajouter en outre un terme complexe à l'énergie de l'état instable $|e, N\rangle$, $-i\frac{\hbar\Gamma}{2}$. Ainsi l'hamiltonien \mathcal{H} devient dans la base $\{|g, N + 1\rangle, |e, N\rangle\}$:

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \delta & \frac{\hbar\Omega}{2} \\ \frac{\hbar\Omega}{2} & -i\frac{\hbar\Gamma}{2} \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

On peut alors calculer une partie imaginaire de l'état *fondamental* $-i\frac{\hbar\Gamma_g}{2}$ et obtenir la largeur radiative de cet état Γ_g :

$$\Gamma_g = \Gamma \frac{\Omega^2(\vec{r})}{4\delta} \quad (3.47)$$

On peut alors comparer le déplacement lumineux δE_g à l'élargissement du niveau fondamental Γ_g :

$$\left| \frac{\hbar\Gamma_g}{\delta E_g} \right| = \frac{\Gamma}{|\delta|} \quad (3.48)$$

On voit donc qu'en augmentant le décalage δ l'élargissement devient négligeable devant le déplacement lumineux, on pourra ainsi considérer notre piège comme conservatif. Tout dépend du temps d'observation T : pour $\Gamma_g T \ll 1$, on peut en effet négliger les photons résiduels absorbés pendant le temps de piégeage. Cependant, en augmentant δ on diminue aussi le couplage et la profondeur du puits de potentiel s'en ressent. Il faut pouvoir disposer d'une intensité laser suffisante.

Piégeage micro-onde

Il s'agit de l'analogie parfaite du piège dipolaire optique à la différence que l'on considère un couplage des dipôles magnétiques des états hyperfins et que la radiation n'est pas lumineuse mais micro-onde. Il faut aussi pouvoir créer une inhomogénéité du champ micro-onde. Un tel piège a déjà été mis en place pour les alcalins [79]. Cependant il nécessite une puissance micro-onde énorme (80 W) et donc les atomes doivent se situer dans une cavité micro-onde. Ces raisons techniques sont très dissuasives puisqu'à ma connaissance il n'en a existé qu'un seul exemplaire.

3.5 Piège hybride : dipolaire magnétique

Nous avons vu qu'il existe grossièrement deux types de piégeage d'atomes neutres : l'un utilisant l'interaction avec un champ magnétique, l'autre avec un champ électrique sous diverses formes. Le champ magnétique statique est exclu dans le problème qui nous intéresse, c'est à dire piéger l'état $|F = 3, m_F = +3\rangle$. Un piège magnéto-dynamique est possible mais techniquement il est assez complexe et nous manquons d'exemples puisque seule une expérience à ce jour à été effectuée utilisant cette technique. On peut avancer le même argument pour les pièges micro-ondes. Restent les pièges dipolaires. Ils sont techniquement très simples à mettre en place puisqu'à part un laser assez puissant, et une ou deux lentilles, il ne nécessite aucun autre équipement. Nous aurions pu choisir cette méthode. Notons cependant que jusqu'à très récemment, les tentatives de refroidissement évaporatif dans un tel piège furent non couronnées de succès [1]. En effet, sans champ magnétique et sans gradient de champ magnétique, la technique d'évaporation radio-fréquence est inopérante. On peut aussi baisser la puissance laser, et baisser donc la profondeur du puits pour forcer l'évaporation. Mais

comme on le verra dans le chapitre suivant, cela a pour effet de diminuer la courbure du potentiel et donc de diminuer le taux de collision. Compte tenu des pertes introduites par le gaz résiduel, on ne peut pas espérer de gain dans l'espace des phases supérieurs à 1000. En fait, ce type de piège a créé la surprise très récemment en permettant la condensation du rubidium dans une expérience dont la simplicité fait penser qu'il s'agisse là d'un type de piège appelé à un brillant futur [10].

Dans cette section nous présentons la solution qui fut initialement proposée pour notre expérience et que nous avons tenté de mettre en oeuvre. Il s'agit d'une approche simple nous entrerons dans le détail dans le cinquième chapitre de ce manuscrit. Il faut aussi ajouter que cette solution a évolué au cours de ce travail de thèse et que selon toute vraisemblance elle continuera à changer après, ce manuscrit ne reflète que l'état de l'expérience pendant l'hiver 2002.

3.5.1 Le piégeage dipolaire à deux dimensions

Nous avons montré dans la section précédente (formule 3.45) que dans le cas d'un atome à deux niveaux, le déplacement lumineux du niveau fondamental dans un champ laser inhomogène vaut :

$$\delta E_g(\vec{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(\vec{r})}{4\delta}$$

Nous allons expliciter cette fréquence de Rabi dans le cadre d'un modèle semi-classique de Lorentz d'un oscillateur couplé à une onde électromagnétique.

La présence d'un champ électrique oscillant induit sur l'atome un moment dipolaire électrique $\vec{p} = \alpha \vec{E}$. L'interaction de ce moment dipolaire électrique induit avec le champ électrique donne lieu à un potentiel $U_{dip}(\vec{r})$:

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.49)$$

Où $I = 2\varepsilon_0 c \left| \vec{E} \right|^2$ est l'intensité de l'onde lumineuse. La partie imaginaire de la polarisabilité α donne naissance à un phénomène de cycles d'absorption par l'oscillateur de la puissance et ré-émission radiative. La puissance absorbée P_{abs} vaut :

$$P_{abs} = \left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{E} \right\rangle = \frac{\omega}{\varepsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.50)$$

où ω est la fréquence du laser de piégeage. Par ailleurs, on peut introduire le taux de diffusion de photons Γ_{diff} , en interprétant la puissance absorbée comme un cycle absorption-émission :

$$\Gamma_{diff} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.51)$$

La polarisabilité α s'obtient par le modèle de Lorentz où l'on décrit l'électron de masse m_e et de charge $-e$ comme élastiquement lié au noyau et vibrant à la fréquence ω_0 . Cette vibration est forcée par le champ électrique de la lumière vibrant à la fréquence ω . On ajoute simplement un taux d'amortissement Γ_{am} provenant de la perte par rayonnement de l'électron qui vibre (Brehmstrahlung). L'équation du mouvement donne alors α :

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{am}} \quad (3.52)$$

avec :

$$\Gamma_{am} = \frac{e^2\omega^2}{6\pi\varepsilon_0 m_e c^3} \quad (3.53)$$

on pose $\Gamma = \left(\frac{\omega_a}{\omega}\right)^2 \Gamma_{am}$, comme coefficient d'amortissement à résonance (ω_a est la pulsation à résonance) :

$$\alpha = 6\pi\varepsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_a^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega/\omega_a)^3 \Gamma_{am}} \quad (3.54)$$

En considérant un système atomique à deux niveaux, l'expression de α n'est pas modifiée, seul le coefficient d'amortissement à résonance est un peu modifié et devient :

$$\Gamma = \frac{\omega_a^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e | \mu | g \rangle|^2 \quad (3.55)$$

Comme $\delta = \omega - \omega_a$ est très petit devant ω_a , l'approximation du champ tournant s'applique et on obtient pour le potentiel dipolaire et le taux de diffusion :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3 \delta} I(\vec{r}) \quad (3.56)$$

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_a^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad (3.57)$$

On retrouve bien un potentiel piégeant pour un décalage δ négatif, c'est à dire un décalage vers le rouge. En général, le profil en intensité du faisceau laser est un profil gaussien. Pour un faisceau se propageant dans la direction z focalisé au maximum à un waist ω_0 à l'altitude 0, ce profil est :

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)}\right] \quad (3.58)$$

où $\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]$ est la taille du faisceau à l'altitude z , $z_R = \frac{k\omega_0^2}{2}$ est la longueur de Rayleigh. I_0 est l'intensité maximale du faisceau et vaut $I_0 = \frac{2P}{\pi\omega_0^2}$, où P est la puissance du laser.

On obtient un potentiel de piégeage de la forme :

$$U_{dip}(x, y, z) = -U_0^{dip} \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)}\right]$$

U_0^{dip} est la profondeur maximale du potentiel et vaut :

$$U_0^{dip} = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 |\delta|} I_0 \quad (3.59)$$

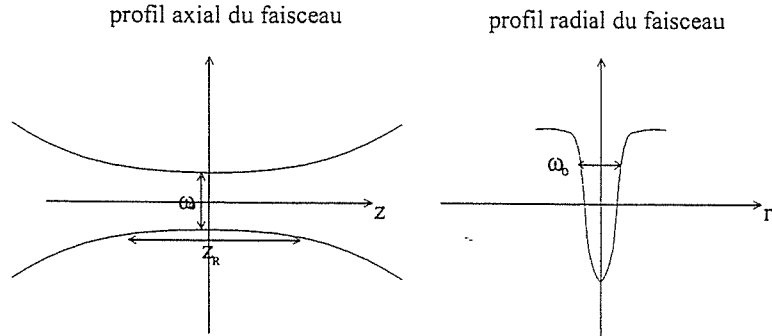


FIG. 3.7: Profil axial et radial d'un faisceau gaussien. Le potentiel que l'on obtient suit fidèlement la distribution en intensité du faisceau.

On pose $I_s = \frac{1}{6} \hbar \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{\omega_0^3}{c^2}$, l'intensité de saturation de la transition atomique à deux niveaux. Pour le césium, elle vaut 1.1 mW/cm^2 (la transition considérée est la transition $|6S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F=5\rangle$). La profondeur maximale U_0^{dip} est donnée par la formule suivante où P est en Watt et le col ω_0 en mètre [15] :

$$U_0^{dip} = \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta|} \frac{P}{\pi \omega_0^2} \frac{1}{2I_s} = \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta|} \frac{P}{44\pi \omega_0^2} \quad (3.60)$$

Le potentiel que l'on obtient est très anisotrope puisque sa largeur Δr radiale vaut ω_0 et sa longueur $\Delta z = z_R = \frac{k\omega_0^2}{2}$. Le rapport d'anisotropie vaut donc :

$$\frac{\Delta z}{\omega_0} = \frac{\pi \omega_0}{2\lambda} \quad (3.61)$$

Pour un laser Nd :Yag $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et pour une focalisation de $100 \mu\text{m}$, on a un rapport 100 d'anisotropie. Pour la direction verticale, il faut pouvoir contrer la gravité, ce qui demande une focalisation inférieure à $50 \mu\text{m}$ pour 15 W de puissance. Pour des raisons de transfert efficace du piège magnéto-optique vers le piège dipolaire, ce col est trop petit. C'est pourquoi, on renonce à piéger

la direction verticale par le piège dipolaire et on confine uniquement les atomes radialement.

D'autre part, le taux d'absorption de photon est :

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{U_0}{\hbar} \left(\frac{\Gamma}{\delta} \right) \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)} \right] \quad (3.62)$$

Ce taux est d'autant plus important que l'on se trouve au fond du puits. Chacun des photons absorbés donne une énergie de recul T_{rec} :

$$T_{rec} = \frac{h^2}{\lambda_l^2 k m_{Cs}} = 131 nK \quad (3.63)$$

3.5.2 Piégeage magnétique 1D

Il reste donc une direction non piégée, la direction verticale. Pour la confiner, on utilise une lévitation magnétique : rappelons encore une fois que l'état $|6S_{1/2}, F=3, m_F=+3\rangle$ cherche les champs forts. Si on ne peut pas créer un maximum de champ magnétique à 3D, rien n'empêche de créer un maximum de \vec{B} selon la direction z . C'est par exemple le cas pour un champ créé par une bobine circulaire de rayon R d'axe z et parcourue par un courant I (en coordonnées cylindriques (ρ, θ, z)) :

$$B_z(z, \rho = 0) = \frac{\mu_0 I}{2R} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} \quad (3.64)$$

Ce champ est maximum pour $z=0$ où il vaut $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R}$. Au premier ordre, le champ axial s'écrit :

$$B_z(z, \rho = 0) = B_0 \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right] \quad (3.65)$$

Le champ radial est donc forcément une fonction croissante de ρ pour conserver la conservation du flux de \vec{B} . L'expression exacte du champ radial est assez compliquée et sera donnée au chapitre 5. Au premier ordre, on écrira :

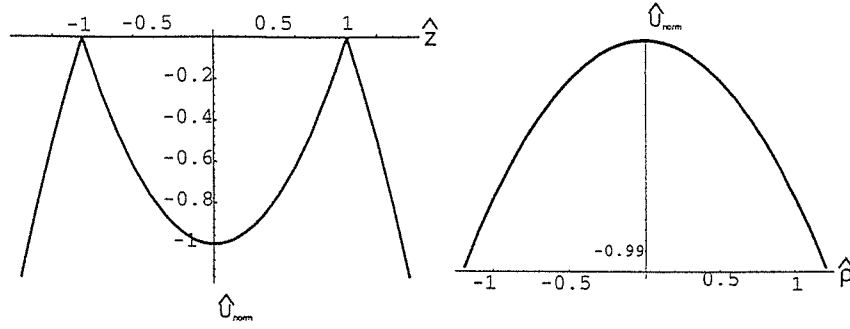


FIG. 3.8: Variation axiale et radiale du potentiel magnétique. A un confinement axial, correspond une expulsion radiale.

$$B_\rho(z, \rho) = \frac{3}{2} B_0 \frac{z}{R^2} \rho \quad (3.66)$$

On peut alors écrire le potentiel magnétique $U_{mag}(z, \rho)$ en ne considérant pas la gravité :

$$U_{mag}(z, \rho) = -\mu B_0 \sqrt{\left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{z}{R}\right)^2\right]^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{z}{R}\right)^2 \rho^2} \quad (3.67)$$

où $\mu = m_F g_F \mu_B$ et on posera $U_0^{mag} = \mu B_0$. On voit en effet que le potentiel présente un puits selon z et une expulsion radiale.

On introduit $\hat{U}_{mag} = U_{mag}/U_0^{mag}$ et les grandeurs normalisées $\hat{z} = \frac{z}{R}$ et $\hat{\rho} = \frac{\rho}{R}$. Le potentiel normalisé s'écrit (cf fig.3.8) :

$$\hat{U}_{mag}(z, \rho) = -\sqrt{\left[1 - \frac{3}{2} \hat{z}^2\right]^2 + \frac{3}{2} \hat{z}^2 \hat{\rho}^2} \quad (3.68)$$

Le potentiel axial a une portée de $|\hat{z}| < \sqrt{\frac{2}{3}} \approx 0.82$ (en fait, le développement n'est plus valable à de telles distances mais on obtient une bonne approximation).

On considère maintenant la gravité, le potentiel total $\hat{U}_{tot}(\hat{z}, \hat{\rho})$ s'écrit (l'axe verticale étant orienté vers le haut) (cf fig.3.9) :

$$\hat{U}_{tot}(z, \rho) = \hat{U}_{mag}(z, \rho) + \eta \hat{z} \quad (3.69)$$

où $\eta = \frac{mgR}{\mu B_0}$. En recherchant un minimum de potentiel axial, on le trouve à z_0 :

$$z_0 = -\frac{1}{3}\eta \quad (3.70)$$

On établit alors une condition de compensation de la gravité compte tenu de la condition de portée du potentiel $|\hat{z}| < \sqrt{\frac{2}{3}}$:

$$\eta < \sqrt{6} \approx 2.5 \Leftrightarrow \frac{mgR}{\mu B_0} < 2.5 \quad (3.71)$$

En pratique on cherchera plutôt à piéger au centre et donc on choisira des η petits. La raideur du potentiel k ($\hat{U} = \frac{1}{2}k(\hat{z} - \hat{z}_0)^2$) vaut $k = 3$ et donc la pulsation ω dans un tel potentiel vaut :

$$\omega = \sqrt{3 \frac{U_0^{mag}}{mR^2}} \quad (3.72)$$

3.5.3 Piège hybride

Un piège hybride est le mélange de deux forces de piégeage. Ce type de piégeage a été proposé dans la littérature sous diverses formes [39],[72]. Il a par ailleurs été mis en pratique directement sur un condensat de rubidium (celui-ci étant préalablement obtenu dans un piège classique) [80]. Celui que l'on a choisi combine la force dipolaire pour piéger radialement les atomes et la force magnétique pour compenser la gravité. Pour la direction verticale, il n'y a aucun problème puisque les deux phénomènes sont piégeants (mais la force verticale exercée par le laser est en fait négligeable dans les conditions normales). Reste à

savoir si l'expulsion magnétique n'est pas plus importante que l'attraction dipolaire. Si on focalise le laser au point de piégeage axial z_0 , la force radiale dipolaire F_ρ^{dip} vaut au premier ordre :

$$F_\rho^{dip}(\rho) \approx -U_0^{dip} \frac{4\rho}{\omega_0^2} \quad (3.73)$$

alors que la force expulsante magnétique $F_\rho^{mag}(\rho)$ vaut au premier ordre en ρ :

$$F_\rho^{mag}(\rho) \approx \frac{3}{2} U_0^{mag} \frac{\rho}{R^2} \frac{\left(\frac{\eta}{3}\right)^2}{\sqrt{1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\eta}{3}\right)^2}} < \frac{3}{2} U_0^{mag} \frac{\rho}{R^2} \quad (3.74)$$

La condition de fonctionnement du piège hybride est donc :

$$\frac{8}{3} \frac{U_0^{dip}}{U_0^{mag}} \left(\frac{R}{\omega_0}\right)^2 \ll 1 \quad (3.75)$$

On verra au chapitre 5 que la profondeur typique des pièges dipolaires est de l'ordre de $100 \mu K$ alors que la profondeur magnétique est de l'ordre de $1 mK$, soit un ordre de grandeur de différence. Cependant, le rayon R est de l'ordre du cm alors que ω_0 est de l'ordre de la centaine de microns. La condition de fonctionnement est donc très largement remplie. Mais au delà de la portée du potentiel dipolaire qui est de ω_0 , le potentiel devient expulsif. On obtient donc un potentiel tronqué à ω_0 .

Une autre question importante est la durée de vie attendue pour un tel piège. Elle est, outre les problèmes d'ordre technique, limitée par le phénomène d'absorption de la lumière du laser de piégeage. Si on désire une durée de vie τ_{vie} , cette condition s'écrit d'après ce que l'on a vu précédemment :

$$\frac{U_0}{\hbar} \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right) < \tau_{vie}^{-1} \quad (3.76)$$

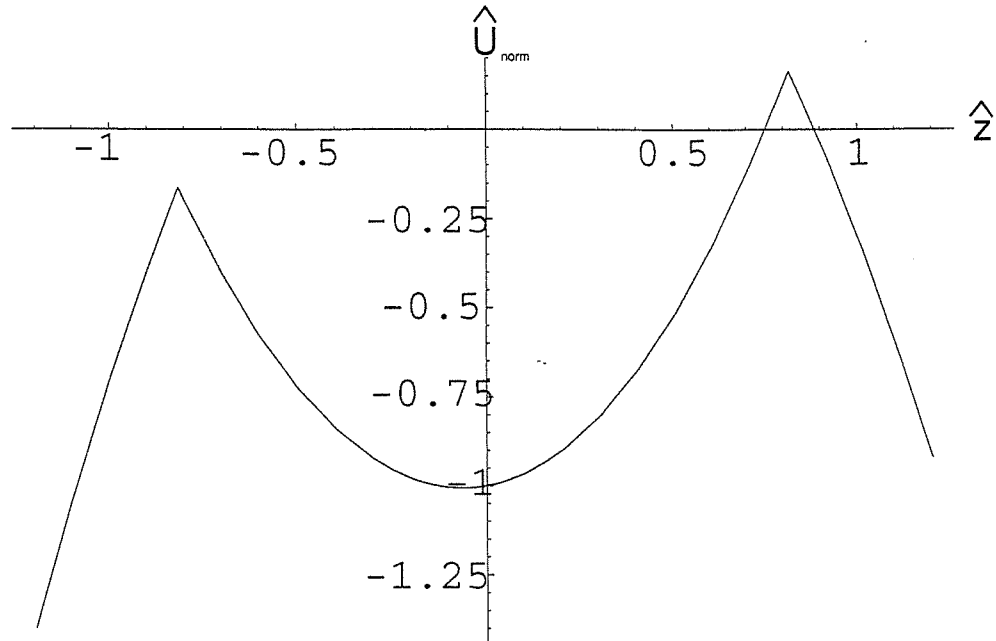


FIG. 3.9: La variation du potentiel selon l'altitude montre clairement que la gravité est compensée. Le résultat est un potentiel dissymétrique dont la portée est R . (ici $\eta = 0.2$)

3.5.4 Longueur de diffusion et résonance de Feshbach

Nous avons dit qu'il était possible de changer la longueur de diffusion par l'adjonction d'un champ magnétique supplémentaire. Nous pouvons ajouter au champ magnétique de piégeage, un champ magnétique homogène et constant. Techniquement, on place deux bobines en configuration de Helmholtz de part et d'autre de la bobine de piégeage. Ce champ ne modifie pas les caractéristiques du piège, seulement le champ magnétique au niveau du nuage piégé. On peut alors faire varier la longueur de diffusion de $-\infty$ à $+\infty$ [4].

Pour mettre en évidence cette résonance de Feshbach, une équipe de l'université de Stanford dirigée par M. S. Chu a piégé des atomes de césium dans l'état $|F = 3, m_F = +3\rangle$ dans un réseau optique à une dimension. Celui-ci est obtenu en réfléchissant un laser Nd :Yag sur lui même créant ainsi une multitude de micro-puits. A une certaine hauteur de potentiel un couteau Raman (similaire à un couteau radio-fréquence dans le principe) est apposé. Ce couteau entraîne des pertes par évaporation reliées à la valeur de la section efficace de diffusion et donc à la longueur de diffusion. En effet, plus la section efficace est grande et plus les pertes par évaporation vont être importantes. Par la suite, l'équipe modifie le champ magnétique homogène au niveau du piège et enregistre la perte

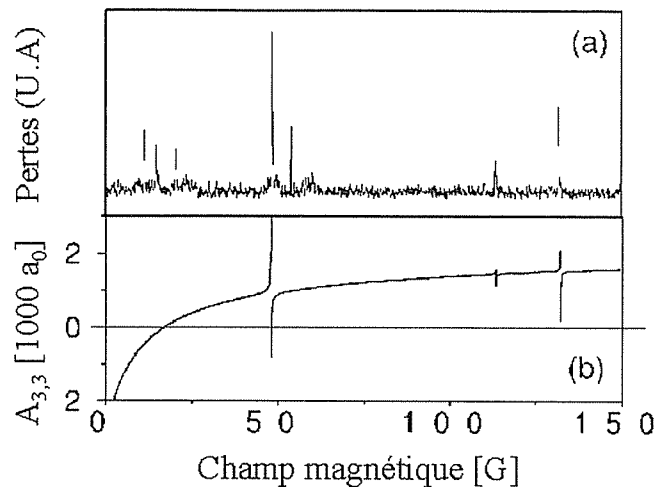


FIG. 3.10: (a) enregistrement des pertes atomiques en fonction du champ magnétique. Certains des pics sont attribués à des résonances de Feshbach. (b) interprétation des résultats en terme de longueur de diffusion à deux corps.

d'atomes. Le résultat est présenté sur la figure 3.10 : On observe plusieurs pics de pertes dont certains ont été attribués à des résonances de Feshbach (à 50 G par exemple). L'analyse théorique a été effectuée par une équipe de théoriciens du NIST dirigée par MM. P. Julienne et C. Williams. Elle montre qu'entre 0 et 50 G, la longueur de diffusion varie quasiment de $-\infty$ à ∞ avec un passage à zéro à 18 G. A 0 G, la longueur de diffusion est aux alentours de $-2000 a_0$ alors qu'à 50 G, elle est infinie et positive. Notons qu'au voisinage de 20 G c'est à dire lorsque la longueur de diffusion est faible, on observe trois résonances de diffusion que l'équipe théorique attribue à des processus d'ordres supérieurs (dont les collisions à trois corps).

Une expérience menée au laboratoire Aimé Cotton dans l'équipe des molécules froides a confirmé ce résultat. Celle-ci a utilisé la spectroscopie de photoassociation pour mettre en évidence le changement de la phase de la fonction d'onde de collision. La présentation de la spectroscopie de photoassociation dépasse le cadre de ce manuscrit. Pour comprendre, le résultat qu'a obtenu l'équipe, il suffit de savoir que la photoassociation est la formation d'une molécule à partir de deux atomes de césium en collision. Un photon absorbe la quantité de mouvement permettant ainsi la création de la molécule. La fréquence du photon absorbé dépend de la distance interatomique. Cependant le taux de formation de molécules est proportionnel au module au carré de la fonction d'onde de collision. Ainsi la photoassociation est nulle aux noeuds de la fonction d'onde. Le graphe 3.11 montre justement l'évolution d'un maximum de photoassociation sous l'effet d'un champ

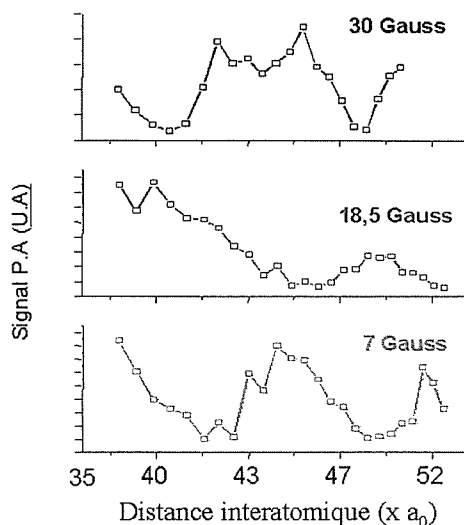


FIG. 3.11: *Evolution d'un maximum de photoassociation (i.e un ventre de la fonction d'onde) lors du changement du champ magnétique continu d'une valeur de 7 G à 30 G en passant par 0.*

magnétique. Ce maximum correspond donc à un ventre de la fonction d'onde. A 7 G, aux alentours de $45 a_0$, nous avons un maximum de photoassociation qui devient un minimum à 18 G et de nouveau un maximum à 30 G. Cela veut dire que la phase de la fonction d'onde a été changée de π et que donc la longueur de diffusion a changée de signe en passant par 0.

Notons cependant que l'existence d'un gradient de champ magnétique implique que la longueur de diffusion dépende de la position de l'atome.

3.5.5 Evaporation

On peut recourir à deux solutions : soit on utilise la troncation radiale naturelle du potentiel. On remonte alors le fond du puits en baissant la puissance du laser, on peut alors forcer l'évaporation. Soit on utilise le gradient du champ magnétique selon z et on recourt alors à une évaporation radio-fréquence classique. Dans les deux cas, l'évaporation n'est pas à 3 dimensions. Il est aussi envisageable de combiner les deux techniques. Quoiqu'il en soit ces deux possibilités sont analysées plus précisément dans le chapitre suivant. Notons que le taux d'absorption est très dépendant de la position : plus l'atome est au fond du potentiel, plus il a une chance d'absorber un photon et de se réchauffer. On parle de phénomène anti-évaporatif et il faudra surveiller de près cet effet. On reviendra sur ce point

au chapitre 5.

3.6 Conclusion

Nous avons vu que le césium, par ses propriétés de collisions, se distingue très nettement des autres alcalins et c'est ce qui explique la non obtention de condensat à ce jour. En particulier, les collisions inélastiques, c'est à dire celles qui modifient l'état interne de l'atome, se sont révélées très handicapantes. L'espoir réside néanmoins dans l'état fondamental du césium $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$, qui ne peut pas subir ce type de collisions aux températures auxquelles on travaille. Pour cela, il a fallu imaginer un moyen de le piéger. On recourt alors à un autre type de piège, le piège hybride, mélangeant les forces magnétiques et dipolaires. Ce type de piégeage a été utilisé par le passé pour piéger des condensats [80], mais pas pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Cette nouvelle tentative de condensation est à double titre un pas dans l'inconnu : on ne connaît pas les performances d'un tel type de piège pour la condensation et de plus, on ne sait pas si le césium recèle encore une surprise collisionnelle. En effet, il reste une inconnue de taille, c'est le taux de recombinaison à trois corps, c'est à dire la possibilité de former une molécule lors d'une collision impliquant trois atomes. Pour les autres alcalins, ce taux n'est pas limitatif dans les conditions usuelles ; cependant on a vu que le césium se distingue nettement des autres alcalins et il n'est pas exclu de voir un taux de recombinaison à trois corps anormal. D'ailleurs, l'observation d'une résonance de diffusion à champ nul semble provenir de processus d'ordre supérieur à 2. Les premiers résultats sont contradictoires : une équipe dirigée par M. D. Weiss pense que le trois corps est important alors que les premiers résultats de l'équipe de M. R. Grimm indiquent le contraire [47].

Ce piège hybride possède à peu près les mêmes propriétés que les pièges magnétiques classiques. Il est en outre en théorie simple à mettre en oeuvre. Ses défauts sont au nombre de deux : une évaporation rendue plus difficile et c'est le but du chapitre suivant, et une durée de vie limitée par les phénomènes d'absorption de photons du laser de piégeage. Cette dernière difficulté peut être surmontée en utilisant un laser plus loin de résonance comme un laser CO_2 .

Chapitre 4

Refroidissement évaporatif

Ce chapitre présente un certain nombre de calcul de faisabilité de l'évaporation dans notre piège. En effet, ce dernier n'utilisant la force magnétique que pour piéger une seule direction ne peut offrir la possibilité de recourir aux techniques classiques d'évaporation. On s'interroge alors sur l'efficacité d'un éventuel processus d'évaporation à une dimension ou un processus utilisant la troncation naturelle du potentiel optique. Ce chapitre comporte deux parties distinctes : la première présentera dans un premier temps le modèle analytique de l'évaporation à 3D puis celui de l'évaporation 1D et celui très simplifié de l'évaporation optique associé à une évaporation magnétique. La seconde partie présentera une simulation numérique de l'évaporation ainsi que certains de ses résultats.

4.1 Description statistique du refroidissement évaporatif

4.1.1 Introduction

Nous partons d'un piège non dissipatif et nous voulons atteindre la condensation de Bose-Einstein du césium. Cette densité dépend de la géométrie du piège. Dans un piège hybride, nous nous attendons à un nombre d'atomes $N=10^7$ à 10^8 . Les pulsations radiales ω_x et ω_y varient dans l'intervalle 300 à 1000 s^{-1} et la pulsation axiale ω_z entre 70 s^{-1} et 170 s^{-1} . Le paramètre de dégénérescence typique varie donc entre 10^{-6} à 10^{-5} . Nous avons donc 5 à 6 ordres de grandeur à gagner.

Pour ce faire, la méthode utilisée est simple et repose sur un phénomène connu : l'évaporation. Il faut pour cela un potentiel tronqué. C'est à dire qu'au

delà d'une certaine énergie, un atome soumis à ce potentiel est éliminé. Nous pouvons à ce jour utiliser deux méthodes pour la réalisation pratique d'un tel potentiel. La première, dite du couteau RF, est la méthode classique classique. Pour cela, une onde radio-fréquence, dans notre cas dans le domaine micro-onde, de fréquence ν , occasionne un basculement du moment magnétique des atomes résonnant avec une surface de module du champ magnétique fixée par ν . Les atomes se trouvent alors projetés dans un potentiel expulsant et quittent le piège. Cette méthode a été initialement proposée par Harald Hess (MIT) en 1985 pour l'hydrogène [54] et testée pour la première fois en 1987 toujours sur l'atome d'hydrogène [55]. L'autre méthode n'a fait ses preuves que très récemment [10]. Il s'agit d'utiliser le potentiel optique pour évaporer les atomes les plus chauds. Pour cela, rien de plus simple : il se trouve que le profil radial du potentiel présente une troncation au niveau du waist du laser de piégeage. Mieux, au delà du waist, le champ magnétique repousse les atomes et les éloigne définitivement du piège. Ces deux méthodes présentent chacune des qualités. La méthode radio-fréquence est bien connue ; malheureusement dans notre cas, elle ne peut se faire que selon une dimension. Nous ne pourrions discriminer les atomes les plus chauds que selon l'altitude. Il est notoire alors que l'efficacité de l'évaporation est diminuée (4 fois moins rapides qu'une évaporation à 3D) [74], [37]. La méthode optique est très simple d'utilisation, à condition bien sûr de posséder l'équipement nécessaire pour le faire. Il n'en reste pas moins qu'elle est réputée difficile et peu efficace pour des raisons que nous présenterons plus tard. Elle a cependant connu un regain d'intérêt tout récemment. L'objet de cette section est d'orienter la future stratégie de refroidissement. Il s'agit de chercher un chemin vers le condensat. L'obstacle le plus redoutable est la destruction du piège par les particules chaudes non piégées du gaz résiduel. Celles-ci vont éliminer 63% des atomes en un temps dit temps de vie du piège τ_{vie} . Le chemin que nous cherchons se doit d'être le moins long possible pour atteindre la condensation en un temps plus court que le temps de vie. L'autre mécanisme de pertes est caractéristique de notre montage. Le potentiel optique n'est pas parfaitement conservatif : bien que très désaccordée, la lumière de piégeage dipolaire est responsable d'une absorption résiduelle non négligeable. Certes la probabilité d'absorber un photon est relativement faible et l'énergie de recul reste limitée, mais il faudra en tenir compte pour estimer ce chauffage et voir s'il n'est pas rédhibitoire. Nous ne revenons pas sur le principe de base du refroidissement évaporatif déjà évoqué au premier chapitre. Il ne s'agit pas non plus de refaire toute la théorie statistique de l'évaporation d'autant qu'il existe plusieurs présentations de celle-ci. Nous construisons un modèle applicable

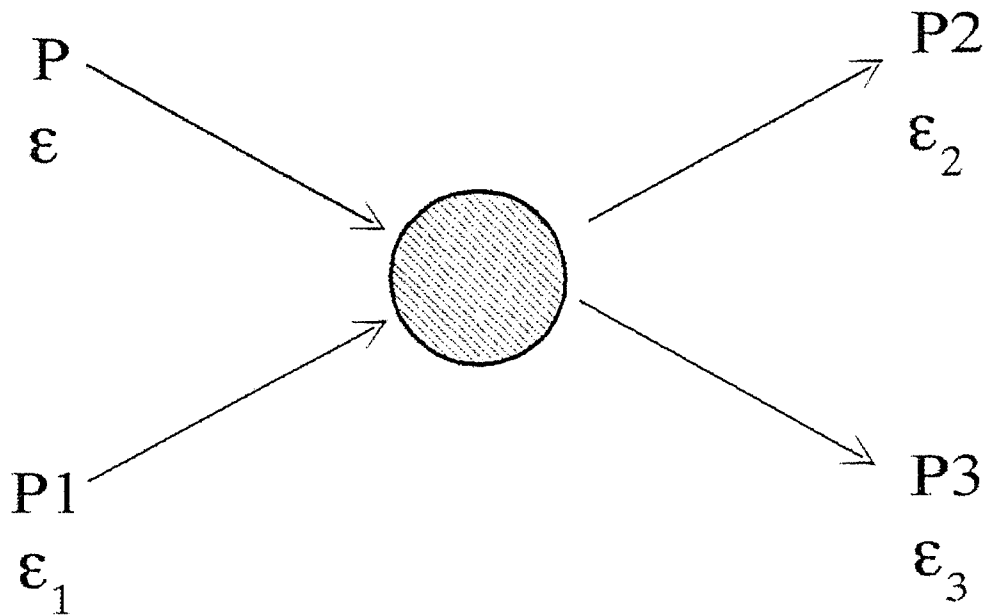


FIG. 4.1: Collision binaire entre deux atomes. Les grandeurs avant collision sont soit non indexé, soit indexé 1 ; après collision les grandeurs sont indexés 2 et 3.

à notre cas tout en évoquant brièvement le modèle classique à 3D décrit en détail dans [22], [67],[56],[?],[89].

4.1.2 Mise en équation du processus de refroidissement

Le système que nous considérons tout au long de ce chapitre est le suivant :

-N bosons identiques piégés dans un potentiel $U(\vec{r})$ en équilibre thermodynamique à la température T.

-On fait une approximation continue sur le spectre de l'Hamiltonien $H = \frac{\vec{P}^2}{2m} + U(\vec{r})$. On remplace toutes les sommes par des intégrales. $U(\vec{r})$ est pris minimum et nul en 0.

-Nous étudierons le comportement du gaz bien au dessus du seuil de condensation.

Gaz en quasi-équilibre dans un potentiel tronqué

L'équation de Boltzmann Cette équation décrit l'évolution de la distribution dans l'espace des phases $f(\vec{r}, \vec{p})$ d'un gaz d'atomes subissant des collisions. Elle se présente ainsi [22], [67] :

$$\left(\partial_t + \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \partial_{\vec{r}} + \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \partial_{\vec{p}}\right) f(\vec{r}, \vec{p}, t) = I_{coll}(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (4.1)$$

Les deux derniers termes du membre de gauche traduisent le mouvement libre des atomes. I_{coll} est appelée intégrale de collision et elle donne la variation de $f(\vec{r}, \vec{p})$ sous l'influence des collisions élastiques. Son expression avec les notations de la figure 4.1 est :

$$I(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{\sigma}{2\pi m h^3} \iint d^3 p_3 d\Omega' \{f(\vec{r}, \vec{p}) f(\vec{r}, \vec{p}_1) - f(\vec{r}, \vec{p}_3) f(\vec{r}, \vec{p}_4)\} \quad (4.2)$$

σ est la section efficace de collision et $d\Omega'$ est un angle solide autour de la direction de diffusion des particules. Il s'agit d'une équation integro-différentielle difficile à résoudre *a priori*. Habituellement, on élimine la difficulté en faisant une hypothèse dite d'ergodicité suffisante. On suppose que $f(\vec{r}, \vec{p})$ ne dépend que de l'énergie $H(\vec{r}, \vec{p})$. Ce qui veut dire qu'en tout point d'une surface d'énergie ε , $f(\vec{r}, \vec{p})$ ne prend qu'une seule valeur $f(\varepsilon)$. Cette hypothèse n'est réalisée que si le mouvement de la particule est suffisamment ergodique dans le potentiel $U(\vec{r})$. En effet, une particule sans interaction va se mouvoir sur une surface d'énergie ε (conservation de l'énergie). Si le mouvement est ergodique, la particule au bout d'un certain temps aura exploré tous les points de la surface d'énergie et donc sa fonction de distribution sera uniforme sur cette surface. Cette hypothèse n'est pas valable pour un gaz sans interaction. On suppose donc que les interactions rendent le mouvement suffisamment ergodique. Ainsi, l'équation de Boltzmann peut se réécrire sous la forme :

$$\rho(\varepsilon) \dot{f}(\varepsilon) = \frac{8\pi m \sigma}{h^3} \int d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 d\varepsilon_3 \delta(\varepsilon_3 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \varepsilon) \{f(\varepsilon_1) f(\varepsilon_2) - f(\varepsilon_1) f(\varepsilon_3)\} \rho(\varepsilon_{\min}) \quad (4.3)$$

où $\varepsilon_{\min} = \min(\varepsilon, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$ et $\rho(\varepsilon)$ est la densité d'états. Nous voulons décrire l'évolution d'un gaz piégé dans un potentiel tronqué. Nous imposons donc une condition aux limites $f(\varepsilon) = 0$ pour $\varepsilon > \varepsilon_t$ où ε_t est la troncation en énergie. Cette équation peut être résolue numériquement pour ces conditions [67],[56]. Le résultat montre que $f(\varepsilon)$ est très bien approchée par une distribution de Boltzmann tronquée à ε_t :

$$f(\varepsilon) \approx z e^{-\varepsilon/kT} \Theta(\varepsilon_t - \varepsilon) \quad (4.4)$$

où z est la fugacité du gaz comme vue précédemment avec $z = e^{-\mu/kT}$ et Θ est l'échelon de Heavyside ou plus prosaïquement la fonction saut. A partir de cette fonction de distribution, il devient possible de décrire analytiquement le gaz dans un tel potentiel grâce aux résultats de la physique statistique.

Gaz en quasi-équilibre Il faut insister sur un point relativement important fondamentalement : un gaz dans un potentiel tronqué n'est pas en équilibre car à tout instant, le nombre de particules et la température varient. En toute rigueur, on ne peut donc pas appliquer la statistique des gaz. Cependant, nous définissons un état de quasi-équilibre. En effet, il existe deux constantes de temps au problème : le temps moyen τ_{coll} entre deux collisions élastiques subies par un atome et le temps caractéristique d'évaporation τ_{evap} . On suppose que τ_{evap} est bien plus long que le temps τ_{coll} . Cela signifie que T et N varient suffisamment lentement sous l'effet de l'évaporation pour que l'on puisse considérer à chaque instant une situation d'équilibre.

Propriétés de quasi-équilibre du gaz Dans cette section, nous considérons un potentiel général défini par une loi de puissance :

$$U(x, y, z) = a |x|^{1/\delta_1} + b |y|^{1/\delta_2} + c |z|^{1/\delta_3} \quad (4.5)$$

Et on posera :

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \quad (4.6)$$

$\delta = \frac{3}{2}$ pour un piège harmonique. Dans ce potentiel et sachant que l'équation de Boltzmann impose une troncation de la fonction d'occupation, la densité d'états s'écrit :

$$\rho(\varepsilon) = \rho_\infty(\varepsilon)\Theta(\varepsilon_t - \varepsilon) \quad (4.7)$$

où $\rho_\infty(\varepsilon)$ est la densité d'états du potentiel non tronqué et qui s'écrit :

$$\rho_\infty(\varepsilon) = A_{pL}\varepsilon^{\frac{1}{2}+\delta} \quad (4.8)$$

où A_{pL} est une fonction constante qui dépend de la géométrie du potentiel. Ainsi pour un piège harmonique isotrope de pulsation ω , elle vaut : $A_{pL} = \frac{1}{2} \frac{1}{(\hbar\omega)^3}$. Munis de cette densité d'état nous pouvons calculer la fonction de partition $\zeta(T)$:

$$\zeta(T) = \int_0^\infty \rho(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon = A_{pL}(kT)^{\frac{3}{2}+\delta} \int_0^\eta u^{\frac{1}{2}+\delta} e^{-u} du \quad (4.9)$$

où $\eta = \frac{\varepsilon_t}{kT}$ est le paramètre décrivant la troncation. On introduit la fonction Gamma incomplète $P(a, \eta)$:

$$P(a, \eta) = \frac{\int_0^\eta u^{a-1} e^{-u} du}{\int_0^\infty u^{a-1} e^{-u} du} = \frac{\int_0^\eta u^{a-1} e^{-u} du}{\Gamma(a)} \quad (4.10)$$

Alors $\zeta(T)$ s'écrit en fonction de $\zeta_\infty(T)$ qui est la fonction de partition pour un potentiel sans troncation :

$$\zeta(T) = \zeta_\infty(T) P\left(\frac{3}{2} + \delta, \eta\right) \quad (4.11)$$

On montre aussi, en intégrant $f(\vec{r}, \vec{p})$ que la densité spatiale $n(\vec{r})$ s'écrit :

$$n(\vec{r}) = n_0 e^{-\frac{U(\vec{r})}{kT}} P\left(\frac{3}{2}, \eta_t(\vec{r})\right) \quad (4.12)$$

où $\eta_t(\vec{r}) = \frac{\varepsilon_t - U(\vec{r})}{kT}$ et n_0 la densité au centre en l'absence de troncation. Il est intéressant de noter que $P(\frac{3}{2}, \eta_t(\vec{r}))$ coupe la distribution spatiale à la troncation mais contrairement à la densité d'états et à la fonction de distribution, la coupure est progressive et non brutale et se fait sur une étendue énergétique de quelques kT.

Pour finir cette revue des grandeurs caractéristiques d'un gaz dans un potentiel tronqué, il nous reste à calculer l'énergie totale de l'échantillon selon la formule de physique statistique :

$$E = NkT \frac{d \ln \zeta(T)}{d \ln T} \quad (4.13)$$

En posant :

$$R(a, \eta) = \frac{P(a+1, \eta)}{P(a, \eta)} \quad (4.14)$$

on obtient :

$$E = N \left(\frac{3}{2} + \delta \right) R \left(\frac{3}{2} + \delta, \eta \right) kT = N \tilde{c} kT \quad (4.15)$$

4.1.3 Evaporation 3D

Pertes d'atomes

Il existe trois termes de pertes liés à trois phénomènes différents : les collisions avec le gaz résiduel et tous les phénomènes de pertes proportionnelles à N le nombre d'atomes, l'évaporation et les pertes par déversement. Sur ce dernier phénomène, on reviendra un peu plus en détail. On écrira le bilan des pertes sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{residuel}} + \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{evap}} + \left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{dev}} \quad (4.16)$$

Le premier terme est simple d'expression :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{residuel}} = -\frac{N}{\tau_{\text{vie}}} \quad (4.17)$$

où τ_{vie} est la durée de vie du nuage atomique piégé. Le terme de déversement intervient lorsque l'on désire baisser les bords du puits. on fait donc varier $\dot{\varepsilon}_t$, vers le bas avec une vitesse $\frac{1}{\tau_{\text{ramp}}} = -\frac{\dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t}$. On occasionne ainsi la perte des atomes dont l'énergie est voisine de ε_t et ce nombre vaut :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} = \rho(\varepsilon_t)f(\varepsilon_t)\dot{\varepsilon}_t = -\frac{1}{\tau_{\text{ramp}}}\rho(\varepsilon_t)f(\varepsilon_t)\varepsilon_t \quad (4.18)$$

Ces pertes d'atomes se font sans aucune collision et les atomes possédant une énergie $\varepsilon < \varepsilon_t$ ne sont pas affectés et conservent la même température. La densité est diminuée au cours du processus. Il s'agit donc d'un phénomène nuisible. En poursuivant le calcul, on obtient [22] :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} = -\frac{1}{\tau_{\text{ramp}}}\left(\frac{3}{2} + \delta\right)\left(1 - R\left(\frac{3}{2} + \delta, \eta\right)\right)N = -\frac{1}{\tau_{\text{ramp}}}\tilde{\xi}N \quad (4.19)$$

Quant aux pertes par évaporation, elles s'écrivent simplement en fonction du nombre d'atomes arrivant à l'instant t dans les états d'énergies supérieures :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{evap}} = -\int_{\varepsilon_t}^{\infty} \rho(\varepsilon)\dot{f}(\varepsilon)d\varepsilon \quad (4.20)$$

On intègre l'équation de Boltzmann 4.2 pour obtenir :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{evap}} = -[n_0\sigma\bar{v}e^{-\eta}\{\eta - (\frac{5}{2} + \delta)R(\frac{3}{2} + \delta, \eta)\}]N = -\Gamma_{\text{ev}}N \quad (4.21)$$

On voit donc que le taux d'évaporation dépend fortement du taux de collision élastique $n_0\sigma\bar{v}$ où $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ est la vitesse moyenne des atomes dans le gaz. Plus le taux de collision est important plus le nombre d'atomes évaporé par unité de temps est important et plus l'évaporation est rapide. Cependant on voit aussi que ce taux d'évaporation dépend de $e^{-\eta}$, ce qui implique que plus la barrière de potentiel est haute et plus le taux d'évaporation va être lent.

Facture énergétique

Nous allons écrire l'analogie de l'équation bilan pour le nombre d'atomes avec comme objectif de quantifier les pertes énergétiques. Nous retrouvons les mêmes phénomènes que précédemment :

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{residuel}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{evap}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{dev}} \quad (4.22)$$

Refaisons cette fois la revue des pertes pour l'énergie en commençant par les collisions avec le gaz résiduel. Les atomes responsables de ces collisions inélastiques sont excessivement chauds et donc la section inélastique de collision n'est pas sensible à l'énergie des atomes froids (quelques micro-Kelvins devant 300 Kelvins). On peut aussi supposer qu'un atome froid ayant collisionné possède une probabilité très forte d'être éjecté. En effet, l'énergie à partager entre les deux atomes en collision correspond à une température de 300 K. L'énergie diminue donc selon l'équation simple :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{residuel}} = -\frac{E}{\tau_{\text{vie}}} \quad (4.23)$$

Pour le déversement, le phénomène est aussi simple puisque les atomes qui s'en vont ont une énergie égale à ε_t . On peut écrire directement :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{dev}} = \varepsilon_t \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} \quad (4.24)$$

Pour l'évaporation, l'énergie emportée par les atomes évaporés se calcule par l'intégrale :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{evap}} = - \int_{\varepsilon_t}^{\infty} \varepsilon \rho(\varepsilon) \dot{f}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.25)$$

Celle-ci donne :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{evap} = -\frac{\eta + \tilde{\kappa}}{\tilde{c}} \Gamma_{ev} E \quad (4.26)$$

où \tilde{c} est la capacité calorifique du gaz évaporé et vaut (cf 4.15) :

$$\tilde{c} = \left(\frac{3}{2} + \delta\right) R \left(\frac{3}{2} + \delta, \eta\right) \quad (4.27)$$

Et $\tilde{\kappa}$:

$$\tilde{\kappa} = 1 - \frac{P\left(\frac{7}{2} + \delta, \eta\right)}{P\left(\frac{3}{2} + \delta, \eta\right)} \left\{ \eta - \left(\frac{5}{2} + \delta\right) R \left(\frac{3}{2} + \delta, \eta\right) \right\} \quad (4.28)$$

Ce dernier terme est toujours compris entre 0 et 1, cela montre donc que les atomes évaporés ont une énergie moyenne valant au plus kT de plus que la troncation ε_t .

Equations d'évolution

Nous avons donc deux bilans différents ; celui de l'énergie et celui du nombre d'atomes que l'on écrit plus clairement :

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\eta + \tilde{\kappa}}{\tilde{c}} \Gamma_{ev} - \Gamma_{vie} + \frac{\tilde{\xi} \dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t} \quad (4.29)$$

$$\frac{\dot{E}}{E} = -\frac{\eta + \tilde{\kappa}}{\tilde{c}} \Gamma_{ev} - \Gamma_{vie} + \frac{\tilde{\xi} \eta \dot{\varepsilon}_t}{\tilde{c} \varepsilon_t} \quad (4.30)$$

La différenciation logarithmique de l'équation 4.15 donne au final :

$$\frac{\dot{E}}{E} = \frac{\dot{N}}{N} + \left(1 - \frac{\eta}{\tilde{c}} \frac{d\tilde{c}}{d\eta}\right) \frac{\dot{T}}{T} + \frac{\eta}{\tilde{c}} \frac{d\tilde{c}}{d\eta} \frac{\dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t} \quad (4.31)$$

Nous avons là un système fermé de trois équations d'évolution et donc solvable dans le cas général. Par soucis de simplicité, nous allons étudier le cas particulier où η est constant.

Résultats du modèle d'évaporation à η constant

Les équations du paragraphes précédents font intervenir une série de coefficients \tilde{c} , $\tilde{\xi}$, $\tilde{\kappa}$ qui ne dépendent que de δ et de η via des fonctions Gamma incomplètes. Si l'on suppose que η reste constant quant on abaisse ε_t pour forcer l'évaporation, tous ces coefficients deviennent indépendant du temps ce qui permet de résoudre analytiquement le problème. Ainsi, l'équation 4.31 devient sous cette condition :

$$\frac{\dot{E}}{E} = \frac{\dot{N}}{N} + \frac{\dot{T}}{T} \quad (4.32)$$

Nous avons vu au chapitre 1 que dans un potentiel harmonique, nous avons les relations de proportionalités suivantes :

$$n \propto NT^{-\delta} \quad (4.33)$$

où n est la densité moyenne (ou au centre, cela ne change pas la loi de proportionnalité) ainsi que la loi de proportionnalité portant sur v , la vitesse moyenne des atomes dans le nuage piégé :

$$v \propto T^{\frac{1}{2}} \quad (4.34)$$

En introduisant les grandeurs normalisées $\hat{n}(t) = \frac{n(t)}{n(0)}$, $\hat{v}(t) = \frac{v(t)}{v(0)}$ et $\hat{t} = \frac{t}{\tau_0}$ avec $\tau_0 = \frac{1}{n(0)\sigma v}$, et en remplaçant N et T par ces grandeurs dans les équations 4.32, 4.30 et 4.29, on obtient un système de deux équations couplées :

$$\frac{d\hat{n}}{d\hat{t}} = A\hat{n}^2\hat{v} - r\hat{n} \quad (4.35)$$

$$\frac{d\hat{v}}{d\hat{t}} = -B\hat{n}\hat{v}^2 \quad (4.36)$$

où :

$$r = \frac{\tau_0}{\tau_{vie}} \quad (4.37)$$

Ce rapport r ¹ a une signification physique très précise puisqu'il s'agit du taux de prévalence initial des collisions élastiques sur les collisions inélastiques. Ainsi $r = \frac{1}{100}$, indique qu'il y a 1 collision inélastique pour 100 collisions élastiques.

En posant $\tilde{\alpha} = \frac{\eta + \tilde{\kappa} - \tilde{c}}{\tilde{c} + \tilde{\kappa}\tilde{\xi}}$ et :

$$A = \frac{\delta\tilde{\alpha} - 1}{1 - \tilde{\alpha}\tilde{\xi}} e^{-\eta} \left\{ \eta - \left(\frac{5}{2} + \delta \right) R \left(\frac{3}{2} + \delta, \eta \right) \right\} \quad (4.38)$$

$$B = \frac{\tilde{\alpha}}{2(1 - \tilde{\alpha}\tilde{\xi})} e^{-\eta} \left\{ \eta - \left(\frac{5}{2} + \delta \right) R \left(\frac{3}{2} + \delta, \eta \right) \right\} \quad (4.39)$$

Les solutions sont en posant $\beta = \frac{A}{B}$:

$$\hat{n}(\hat{t}) = \frac{e^{-r\hat{t}}}{\left[1 - B(1 - e^{-r\hat{t}})^{\frac{\beta-1}{r}} \right]^{\frac{\beta-1}{r}}} \quad (4.40)$$

$$\hat{v}(\hat{t}) = \left[1 - B(1 - e^{-r\hat{t}})^{\frac{\beta-1}{r}} \right]^{\frac{1}{\beta-1}} \quad (4.41)$$

La grandeur intéressante est la densité dans l'espace des phases et son évolution :

$$D(\hat{t}) \propto n v^{-3} = \frac{e^{-r\hat{t}}}{\left[1 - B(1 - e^{-r\hat{t}})^{\frac{\beta-1}{r}} \right]^{\frac{\beta+3}{\beta-1}}} \quad (4.42)$$

La figure 4.2 montre l'évolution de la densité dans l'espace des phases pour trois cas différents $r = 0$, $r = \frac{1}{400}$, $r = \frac{1}{250}$ et pour η variant entre 2 et 10. Certaines de ses courbes exhibent une divergence de $\ln\left(\frac{D}{D_0}\right)$, ce phénomène est baptisé emballement. Il n'est pas nécessaire pour atteindre la condensation, mais il est souhaitable car le processus d'évaporation s'en trouve fortement accéléré. Notons aussi que le paramètre η optimum est 5 ou 6. On voit que pour $r = \frac{1}{250}$ il n'y a plus d'emballement (divergence dans l'espace des phases) et que seul le cas $\eta = 5$ permet d'atteindre la condensation. Cette étude nous permet de savoir si

¹La notation r ne doit bien sûr pas être confondue avec la position r évoquée au début de ce chapitre.

notre vide nous permet d'atteindre le seuil de condensation. En effet, pour $r=0$ ou $r = \frac{1}{400}$, la condensation est atteinte en $100 \tau_0$ à $300 \tau_0$. Prenons le cas d'une densité $n = 5.10^{10}$ atomes/cm³, d'une température de $T=10 \mu K$ ($v=3,8 \text{ cm.s}^{-1}$) et d'une longueur de diffusion prenant les valeurs $10a_0$, $100a_0$, $1000a_0$. Le tableau suivant donne la variation de τ_0 :

Longueur de diffusion	τ_0	$100 \tau_0$	$500 \tau_0$	$1000 \tau_0$
$10 a_0$	80 s	2 h	10 h	20 h
$100 a_0$	0.8 s	80 s	7 min	15 min
$1000 a_0$	8 ms	0.8s	4 s	8s

Il est clair qu'une petite longueur de diffusion n'est pas souhaitable car notre vide ne nous permet pas de garder le piège plus de quelques dizaines de secondes.

4.1.4 Refroidissement 1D

Un refroidissement à une seule dimension comporte plus de difficultés analytiques que le cas d'un refroidissement à 3D. Dans cette section, nous nous interrogerons sur l'efficacité d'un refroidissement évaporatif à une dimension, cas de figure que nous envisageons pour notre expérience. Pour cela, nous divisons l'Hamiltonien H en deux Hamiltoniens indépendants $H=H_z+H_r$ où H_z est l'hamiltonien d'un oscillateur à une dimension et H_r est à deux dimensions : on écrira $H_z = \frac{\vec{P}_z^2}{2m} + U(z)$, où $U(z) = \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2$ et $H_r = \frac{\vec{P}_r^2}{2m} + U(x, y)$, où $U(x, y) = \frac{1}{2}m\omega_r^2(x^2 + y^2)$. En l'absence de toute troncation, la densité d'états $\rho_1(\varepsilon_z)$ du premier oscillateur est :

$$\rho_z(\varepsilon_z) = \frac{1}{\hbar\omega_z} \quad (4.43)$$

Tandis que la densité d'états du second oscillateur vaut :

$$\rho_r(\varepsilon_r) = \frac{\varepsilon_r}{(\hbar\omega_r)^2} \quad (4.44)$$

Notons que la densité d'états globale du système vaut (les énergies négatives étant interdites) :

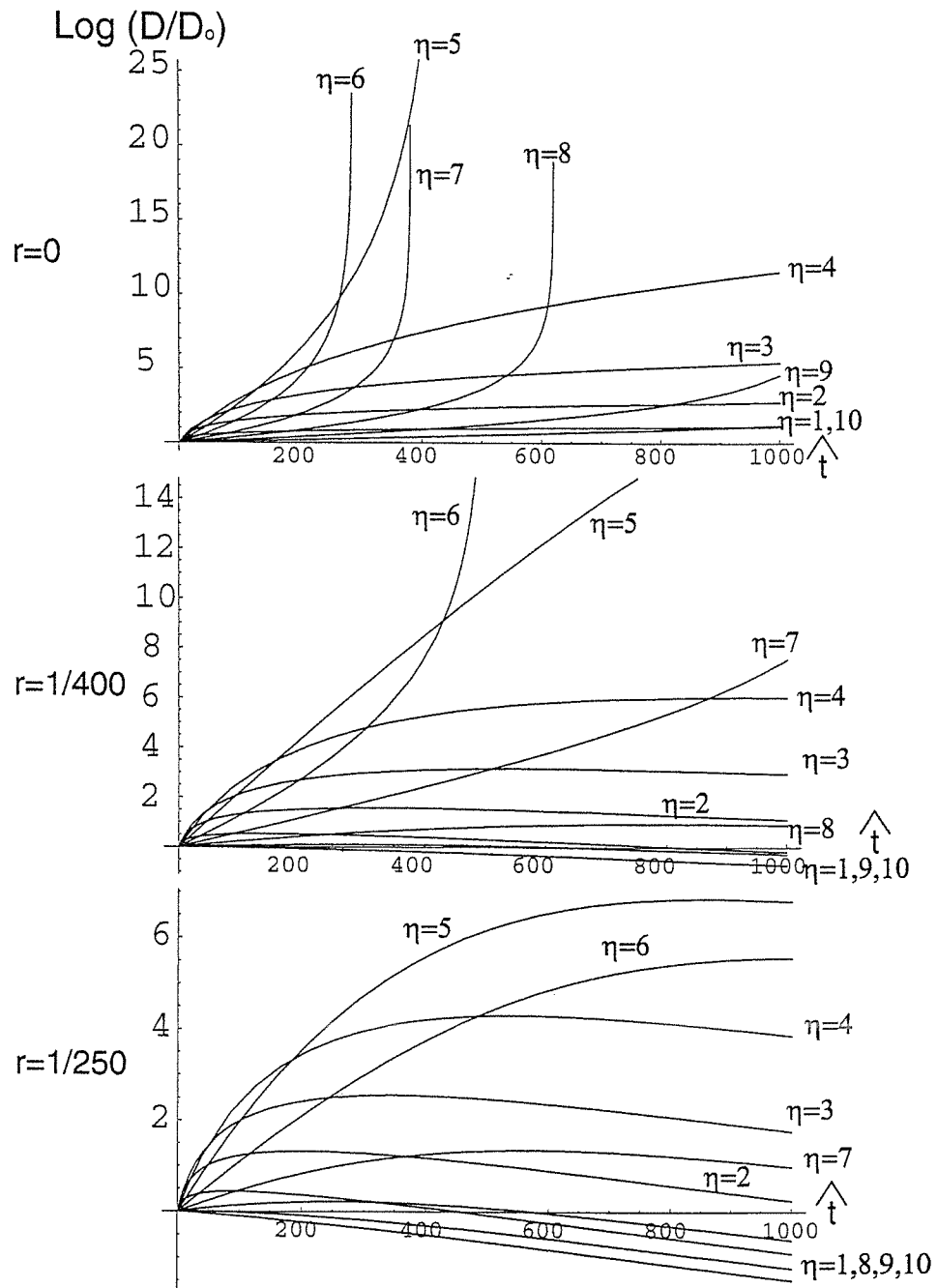


FIG. 4.2: Pour $r=0$, il y a emballement pour $\eta = 5, 6, 7$. Il est plus judicieux de choisir $\eta = 5$ voir $\eta = 4$ pour atteindre le seuil de condensation le plus rapidement. Pour $r=\frac{1}{400}$, seul $\eta = 6$ exhibe un emballement rapide, là aussi $\eta = 5$ ou $\eta = 4$ sont les plus rapides pour atteindre la condensation. Pour $r=\frac{1}{250}$, il n'y a plus d'emballement et $\eta = 5$ est l'optimum.

$$\rho(\varepsilon) = \int_0^\infty \rho_z(\varepsilon_z) \rho_r(\varepsilon - \varepsilon_z) d\varepsilon = \int_0^\varepsilon \rho_z(\varepsilon_z) \rho_r(\varepsilon - \varepsilon_z) d\varepsilon = \frac{\varepsilon}{2(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z} \quad (4.45)$$

On retrouve bien la densité d'état d'un oscillateur harmonique à 3D. L'utilisation des potentiels chimiques étant mal-aisée, on préférera utiliser des grandeurs plus intuitives en écrivant $Z = n_o \Lambda^3$, où n_o a la dimension d'une densité.

Le résultat sur l'équation de Boltzmann vu dans la section précédente peut être généralisé à tous potentiels tronqués [74]. Donc, si on tronque le potentiel axial à une certaine énergie ε_t , tous les atomes qui possèdent une énergie supérieure à la valeur seuil ε_t dans cette direction sont évaporés. On redéfinit alors une nouvelle densité d'états :

$$\rho_z(\varepsilon_z) = \frac{1}{\hbar\omega_z} \Theta(\varepsilon_t - \varepsilon_z) \quad (4.46)$$

On obtient alors une nouvelle densité d'états globale que l'on définit différemment selon que l'énergie soit supérieure ou inférieure à l'énergie de troncation axiale ε_t :

$$\rho(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon_t} \rho_z(\varepsilon_z) \rho_r(\varepsilon - \varepsilon_z) d\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{2(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z}, \text{ pour } \varepsilon < \varepsilon_t \quad (4.47)$$

$$\rho(\varepsilon) = \frac{\varepsilon_t}{2(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z} \left(\varepsilon - \frac{1}{2} \varepsilon_t \right), \text{ pour } \varepsilon \geq \varepsilon_t \quad (4.48)$$

On peut alors recalculer la nouvelle fonction de partition, $\zeta(T) = \int_0^\infty \rho(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon$:

$$\zeta(T) = \zeta_\infty(T) (1 - e^{-\eta}) \quad (4.49)$$

Et par la relation $E = NkT \frac{d \ln \zeta(T)}{d \ln T}$, on calcule la nouvelle énergie :

$$E = 3NkT \left(1 - \frac{\eta}{3} \frac{1}{F(\eta)} \frac{dF(\eta)}{d\eta} \right) = 3NkT \left(1 - \frac{\eta}{3} \frac{e^{-\eta}}{(1 - e^{-\eta})} \right) = NkT \tilde{c}_{1D} \quad (4.50)$$

et :

$$N = \int_0^\infty d\varepsilon \rho(\varepsilon) f(\varepsilon) = \frac{n_o \Lambda^3}{(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z} (kT)^3 \left\{ 2 - e^{-\eta} \left(2 + \eta + \frac{\eta^2}{2} \right) \right\} = \frac{n_o \Lambda^3}{(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z} (kT)^3 H(\eta) \quad (4.51)$$

Quant aux pertes d'atomes, elles sont les mêmes que dans le cas à 3D. On retrouve la même équation de pertes 4.16. Les pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel ne changent pas d'expression, elles sont en effet totalement indépendantes de la troncation. Les pertes par déversement vont changer car les atomes perdus lors de l'abaissement de la barrière de potentiel sont uniquement ceux dont l'énergie axiale est égale à la troncation ε_t :

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{dev} = - \int_0^\infty d\varepsilon_r \rho_r(\varepsilon_r) \rho_z(\varepsilon_t) f(\varepsilon_r + \varepsilon_t) \dot{\varepsilon}_t = - \frac{n_o \Lambda^3}{(\hbar\omega_r)^2 \hbar\omega_z} (kT)^2 e^{-\eta} \dot{\varepsilon}_t \quad (4.52)$$

que l'on peut réécrire sous une forme proche de celle à 3D :

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{dev} = - \frac{\dot{\varepsilon}_t \eta e^{-\eta}}{\varepsilon_t H(\eta)} N = - \frac{1}{\tau_{ramp}} \tilde{\xi}_{1D} N \quad (4.53)$$

On peut alors calculer la diminution d'énergie associée au déversement :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{dev} = \varepsilon_t \left(\frac{dN}{dt} \right)_{dev} = - \frac{1}{\tau_{ramp}} \tilde{\xi}_{1D} \eta N kT = - \frac{1}{\tau_{ramp}} \tilde{\xi}_{1D} \frac{\eta}{\tilde{c}_{1D}} E \quad (4.54)$$

Pour les pertes par évaporation, on va retrouver une équation semblable à l'équation 3D à la différence qu'un atome arrivant dans un état d'énergie supérieure à la troncation ε_t n'est pas forcément évaporé, cela dépend de l'énergie contenue dans la direction radiale. On montre alors [37] que pour $\eta \geq 4$ et pour $\omega_r \gg \omega_z^2$, on a :

²Cette hypothèse n'est pas forcément toujours valable dans notre piège. Pour le piège hybride simple, elle est plus ou moins réalisteremplie (10 Hz devant 100 Hz). Cependant, on peut ne pas utiliser cette hypothèse et cela complique sensiblement l'analyse (voir la référence [74])

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{evap} = -\frac{1}{4}n_0^2\sigma\bar{v}V_0e^{-\eta}\left\{1 - \frac{1}{\eta} + \frac{3}{2\eta^2}\right\} \quad (4.55)$$

où V_0 est le volume du piège et dont l'expression dans notre cas vaut, $V_0 = \frac{2\Lambda^3}{(\hbar\omega_r)^2\hbar\omega_z}(kT)^3$. En posant $h_{1N}(\eta) = 1 - \frac{1}{\eta} + \frac{3}{2\eta^2}$, on écrit alors :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{evap} = -n_0\sigma\bar{v}\frac{e^{-\eta}h_{1N}(\eta)}{2H(\eta)}N = -\Gamma_{ev}^{1D}N \quad (4.56)$$

Les pertes en énergie dans le cas 1D s'écrivent de manière similaire aux pertes en atomes :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{evap} = -\frac{1}{4}n_0^2\sigma\bar{v}V_0\varepsilon_t e^{-\eta}\left\{1 + \frac{3}{2\eta} - \frac{2}{\eta^2}\right\} \quad (4.57)$$

En posant $h_{1E}(\eta) = 1 + \frac{3}{2\eta} - \frac{2}{\eta^2}$, on peut écrire pour l'énergie :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{evap} = -n_0\sigma\bar{v}\frac{\eta e^{-\eta}h_{1E}(\eta)}{2H(\eta)\tilde{c}_{1D}}E = -\frac{\eta + \tilde{\kappa}_{1D}}{\tilde{c}_{1D}}\Gamma_{ev}^{1D}E \quad (4.58)$$

où $\tilde{\kappa}_{1D}$ vaut cette fois ci :

$$\tilde{\kappa}_{1D} = \frac{1}{2}\frac{5\eta^2 - 7\eta}{\eta^2 - \eta + \frac{3}{2}} \quad (4.59)$$

Au final, la forme des équations que nous avons établies pour le cas d'une évaporation à une dimension, ne diffèrent en rien d'avec le cas 3D. Les solutions que nous obtenons sont exactement les mêmes, seuls les coefficients A_{1D} et B_{1D} changent et deviennent :

$$A_{1D} = \frac{\delta\tilde{\alpha} - 1}{1 - \tilde{\alpha}\tilde{\xi}}e^{-\eta}\frac{h_{1N}(\eta)}{2H(\eta)} \quad (4.60)$$

$$B_{1D} = \frac{\tilde{\alpha}}{2(1 - \tilde{\alpha}\tilde{\xi})}e^{-\eta}\frac{h_{1N}(\eta)}{2H(\eta)} \quad (4.61)$$

Cependant, le résultat présente des différences notables d'avec le cas à trois dimensions (cf fig4.3). L'emballement se produit bien plus tard que pour le cas 3D et seulement pour le cas $\eta = 5$ et $\eta = 6$. Pour des temps raisonnables de $1000 \tau_0$, l'optimum se situe à $\eta = 4.5$ et permet sans emballement d'atteindre la condensation au bout de quelques centaines de τ_0 . L'effet des collisions avec le gaz résiduel est dramatique et nous conduit à souhaiter un rapport r supérieur à $1/1700$ pour espérer atteindre un condensat avec un paramètre $\eta = 5$ et cela au bout de $2000 \tau_0$. En conclusion, le refroidissement à une seule dimension reste envisageable mais il suppose un vide de bonne qualité. En effet pour $\tau_0 = 0.8$ s ($a=100 a_0$ et $N=10^7$ atomes), le piège doit avoir une durée de vie de l'ordre de 15 minutes. On peut aussi augmenter la densité du piège pour diminuer τ_0 , en changeant par exemple les fréquences d'oscillations radiales et surtout axiales.

4.1.5 Refroidissement évaporatif optique

La difficulté à obtenir un vide de très bonne qualité nous oblige à considérer la possibilité d'augmenter la dimensionalité de l'évaporation. Une solution envisageable est de recourir à une technique de refroidissement évaporatif en remontant le fond du potentiel par la diminution de la puissance du laser de piègeage dipolaire. L'expulsion magnétique écarte alors tous les atomes ayant une énergie suffisante pour atteindre un rayon de l'ordre du col du faisceau laser. L'idée est séduisante et assez simple à mettre en oeuvre. Cependant, elle est réputée peu efficace. En effet, si la profondeur radiale U du potentiel est reliée à la puissance du laser de piègeage selon : $U \propto \frac{P}{\omega_0^2}$, la fréquence d'oscillation suit une loi $\omega_r \propto \frac{\sqrt{P}}{\omega_0}$. Donc, en abaissant le bord du potentiel radial, nous changeons aussi la courbure du potentiel, ce qui modifie la densité du gaz piégé et donc les propriétés de collisions. Cela a pour effet de faire stagner l'augmentation dans l'espace des phases $\frac{D}{D_0}$ de l'ordre de quelques centaines. Cependant, la condensation du Rb a pu être observée [10] par cette technique (en 3D). Mais il faut tempérer cette possibilité en soulignant que dans ce cas particulier la densité dans l'espace des phases au départ était de $\frac{1}{400}$. Dans cette section nous présentons un modèle simplifié de refroidissement évaporatif utilisant une évaporation radiale optique et une évaporation axiale magnétique. Notons toutefois que techniquement, cette option peut révéler des difficultés certaines, mais cela simplifie beaucoup le calcul. On s'inspire ici d'un modèle développé dans la référence [71]. Nous gardons les mêmes notations que précédemment. Cependant ce modèle est bien plus simpliste que ceux vus précédemment. Il ne faut donc pas chercher à appliquer les formules

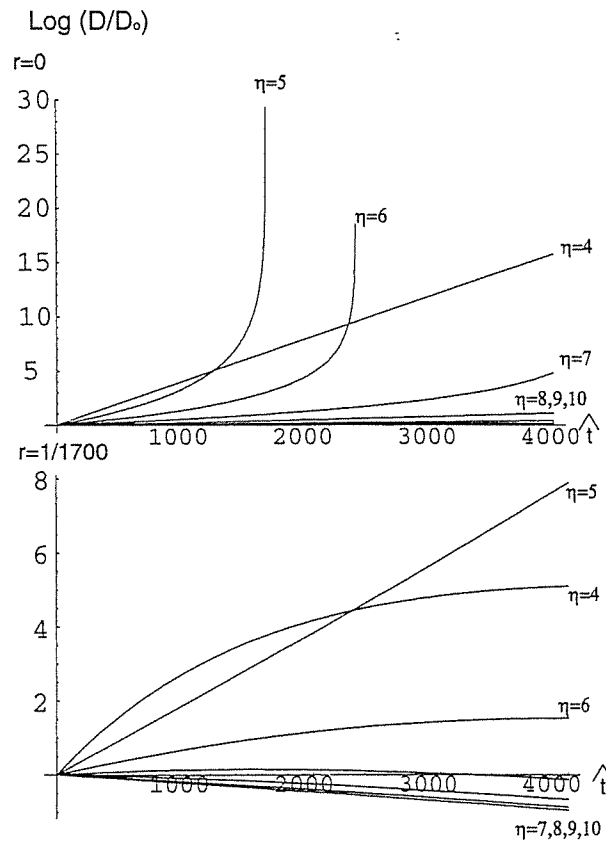


FIG. 4.3: Sans collision avec le gaz résiduel, on retrouve un emballement pour des paramètres $\eta = 5$ et $\eta = 6$ mais à des temps bien plus longs que dans le cas 3D. Mais si on introduit les collisions résiduelles, le résultat est bouleversé, pour seulement une collision inélastique pour 1700 collisions élastiques, il n'y a plus d'emballement. Seul le paramètre $\eta = 5$ permet d'atteindre la condensation.

des sections précédentes.

Nous savons qu'un atome évaporé emmène une énergie moyenne de αkT (cf premier chapitre) où :

$$\alpha = \frac{\eta - 5}{\eta - 4} \quad (4.62)$$

Ainsi, l'énergie moyenne par unité de temps perdue du fait de l'évaporation, s'écrit simplement :

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \alpha kT) \quad (4.63)$$

Où \dot{N} est le nombre d'atomes perdus par unité de temps. Notons que l'évaporation n'est pas la seule perte en énergie. En effet, lorsque nous baissons la profondeur U du puits de potentiel à un taux de \dot{U} , il se produit un changement de l'énergie potentielle et donc de l'énergie. Or, pour des atomes assez froids, l'énergie potentielle est égale à $\frac{E}{2}$. L'énergie potentielle change donc avec un taux égal à $\frac{\dot{U}}{U} \frac{E}{2}$. On peut alors écrire que l'énergie évolue selon l'équation approximative :

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \alpha kT) + \frac{\dot{U}}{U} \frac{E}{2} \quad (4.64)$$

En écrivant que $E \simeq 3NkT$ et en différenciant cette équation on va avoir :

$$\dot{E} = 3\dot{N}kT + 3Nk\dot{T} \quad (4.65)$$

On peut alors résoudre le système formé par les équations 4.65 et 4.64 et en posant $\eta' = \eta + \alpha$, on obtient :

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{U}{U_0}\right)^{\frac{3}{2(\eta'-3)}} \quad (4.66)$$

Nous savons aussi que $D = N \frac{\hbar^3 \omega_r^2 \omega_z}{(kT)^3} = n_0 \Lambda^3$ et $\omega_r^2 \propto U$ et donc :

$$\frac{D}{D_o} = \left(\frac{U_i}{U}\right)^{\frac{4\eta'-15}{2(\eta'-3)}} \quad (4.67)$$

Quant au taux de collision élastique γ , il est proportionnel à $\gamma \propto \frac{N\omega_r^2\omega_z}{kT}$ et donc son évolution est décrite par :

$$\frac{\gamma}{\gamma_o} = \left(\frac{U}{U_i}\right)^{\frac{3}{2(\eta'-3)}} \quad (4.68)$$

C'est à dire que si nous partons de $D_o = 10^{-5}$ et pour $\eta = 10$, il faut diminuer la profondeur du puits de près de 600 fois ($\frac{U_o}{U} = 600$) ! Et lors de cette opération, le taux de collisions élastiques γ a été diminué d'un facteur 3.5 seulement. Quant au nombre d'atomes, il a été diminué de la même quantité.

On s'intéresse maintenant à la temporalité du phénomène. Pour cela, on réécrit l'équation de pertes par évaporation en résolvant l'équation de Boltzmann et en prenant le terme le plus bas en $e^{-\eta}$:

$$\dot{N} = -2(\eta - 4)e^{-\eta}\gamma N \quad (4.69)$$

En différenciant l'équation 4.66 et en résolvant l'équation différentielle résultante, nous obtenons :

$$\frac{U(t)}{U_o} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-\frac{2(\eta'-3)}{3}} \quad (4.70)$$

où l'on a posé :

$$\frac{1}{\tau} = 2(\eta - 4)e^{-\eta}\gamma_o \quad (4.71)$$

Si dans ce modèle simple nous ajoutons une durée de vie τ_{vie} du piège, ainsi que nous l'avons fait précédemment, alors il faut remplacer t par $\tau_{vie}(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{vie}}})$ dans l'équation d'évolution. Et donc finalement, en posant $r = \frac{1}{\gamma_o\tau_{vie}}$ et en recourant à la grandeur normalisée $\hat{t} = t\gamma_i$, nous obtenons :

$$\frac{D(\hat{t})}{D_o} = \left(1 + \frac{2}{r}(\eta - 4)e^{-\eta}(1 - e^{-r\hat{t}})\right)^{\frac{4\eta'-15}{3}} \quad (4.72)$$

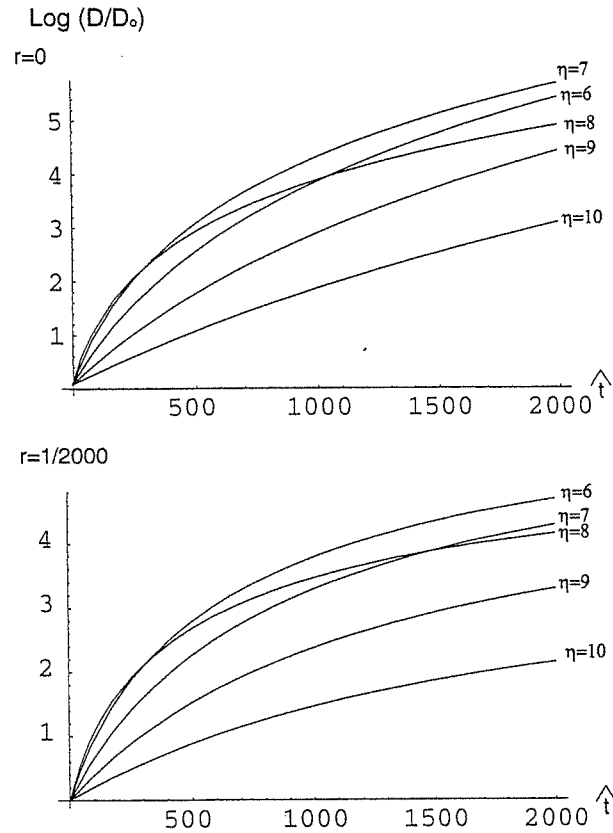


FIG. 4.4: *Evaporation utilisant la troncature radiale naturelle du potentiel. Pour $r = \frac{1}{1000}$ ou moins, le paramètre optimum se situe à $\eta = 7$, il n'y a pas d'emballement et la densité de phase augmente peu au delà de $\hat{t} = 1000$. Une durée de vie plus courte a un effet désastreux sur l'évaporation, puisque l'on ne peut pas pour $r = \frac{1}{1000}$, espérer gagner plus de 4 ordres de grandeur.*

Notons que le refroidissement présente une stagnation aux temps longs et nous n'avons pas d'emballement du refroidissement. Pour $r = \frac{1}{1000}$, nous avons tout à fait la possibilité d'atteindre la condensation et le rapport η optimum est de 7. Pour $r = \frac{1}{200}$, la stagnation se fait après un gain de 10^4 dans l'espace des phases, et donc en partant de 10^{-5} , la condensation est hors de portée.

4.1.6 Conclusion : Quelle évaporation pour un piège hybride ?

Le piège hybride met en jeu deux forces de piégeage différentes : l'une magnétique, l'autre dipolaire. Il existe donc deux schémas possibles d'évaporation. L'un

s'effectue à deux dimensions, l'autre à une dimension. Les deux techniques ont leur problèmes respectifs : L'évaporation magnétique à 1D est lente mais possède un régime d'emballement. L'évaporation optique est quant à elle assez rapide mais exhibe une stagnation prononcée. La solution la plus évidente est de combiner les deux types de refroidissement. Commencer par un refroidissement magnétique et finir par un refroidissement dipolaire semble une bonne façon de faire. Notons que les deux techniques sont totalement indépendantes et donc peuvent être mises en oeuvre simultanément avec profit.

4.2 Simulation numérique d'un refroidissement évaporatif

Si les modèles statistiques de refroidissement évaporatif donnent une vision intéressante du phénomène de refroidissement, ils sont insuffisants pour décrire la réalité. D'abord parce qu'ils reposent sur une hypothèse de départ erronée qui est une ergodicité suffisante. D'autre part, tous les effets spatiaux ne sont pas pris en compte : ainsi, le critère d'évaporation n'est pas énergétique mais spatial, la sélection des atomes chauds se fait sur la position. Il en résulte qu'un atome d'énergie supérieure à la barrière ne sort pas forcément ; cela dépend s'il est près de la sortie ou non. D'autres phénomènes spatiaux non pris en compte peuvent être cités en vrac, comme la dépendance du taux de collision avec la distance au centre du piège, la dimensionalité de l'évaporation, les caractéristiques d'anisotropie du piège etc...Enfin, le modèle statistique ne permet pas d'explorer le régime hydrodynamique où le temps caractéristique de collision, n'est pas grand devant les périodes du mouvement. Toutes ces insuffisances nous ont amené à envisager de développer un modèle simple de gaz piégé. Il ne s'agit pas d'un modèle extrêmement sophistiqué, son but est de nous éclairer sur la possibilité ou non d'atteindre la condensation de Bose-Einstein dans notre type de piège. Dans cette section, nous verrons tour à tour les principes de la simulation, la validité du modèle ainsi que les résultats que nous avons obtenus.

4.2.1 Principe de la simulation numérique

Nous cherchons à simuler la dynamique d'un gaz atomique piégé dans un piège harmonique anisotrope : nous définissons une fréquence radiale ω_r et une

fréquence verticale ω_z . Bien sûr il ne s'agit pas d'une reproduction fidèle de la réalité : le phénomène de piégeage radial étant dû à une force dipolaire créée par un champ gaussien, le potentiel résultant n'est pas vraiment harmonique. De même pour le potentiel axial qui présente une forte anisotropie introduite par la gravité. Cependant, les atomes n'explorant que des régions peu étendues du potentiel, leur mouvement est bien approximé par des oscillations harmoniques. Cette hypothèse faite, nous pourrions ainsi réaliser une économie substantielle de temps. En effet, nous n'avons pas besoin d'intégrer numériquement le mouvement des atomes par des algorithmes de type Runge-Kutta. Ainsi, l'atome indexé i a un mouvement décrit par les équations horaires suivantes :

$$\begin{pmatrix} x_i[t] \\ y_i[t] \\ z_i[t] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a[i][1]\cos(\omega_r t + \phi[i][1]) \\ a[i][2]\cos(\omega_r t + \phi[i][2]) \\ a[i][3]\cos(\omega_z t + \phi[i][3]) \end{pmatrix} \quad (4.73)$$

Pour des raisons de temps de calcul, un atome n'est pas décrit par une amplitude et une phase mais par les trois tableaux suivants :

$$\begin{pmatrix} a[i][1] \\ a[i][2] \\ a[i][3] \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \cos(\phi[i][1]) \\ \cos(\phi[i][2]) \\ \cos(\phi[i][3]) \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \sin(\phi[i][1]) \\ \sin(\phi[i][2]) \\ \sin(\phi[i][3]) \end{pmatrix} \quad (4.74)$$

Cette astuce nous permet de ne pas faire excessivement appel aux fonctions tabulées cosinus et sinus, ce qui représente un gain de temps considérable.

La question essentielle qui se pose alors est de savoir quel nombre d'atomes nous voulons simuler. On souhaite reproduire la dynamique d'environ 10^7 atomes. Il n'est absolument pas possible pour des raisons informatiques de le faire. Une parade connue consiste en l'utilisation de macro-atomes [13],[91],[90]. L'hypothèse de cette technique de simulation est de considérer des macro-atomes : un atome virtuel représente en réalité une classe de q atomes. Et pour conserver les propriétés collisionnelles du gaz simulé, chaque atome possède une section efficace de collision multipliée par le même nombre q . Cette hypothèse non évidente donne une bonne reproduction des propriétés de collision du gaz comme on le verra plus tard. Pour se convaincre du bien fondé de cette hypothèse, on pourra considérer le taux de collision élastique Γ . La théorie cinétique des gaz nous dit qu'il vaut :

$$\Gamma = \bar{n}\sigma\bar{v}_r \quad (4.75)$$

Où \bar{n} est la densité moyenne du gaz, σ la section efficace de collision à deux corps, et \bar{v}_r est la vitesse relative moyenne entre deux atomes ($\bar{v}_r = \sqrt{2\bar{v}}$). Si on considère q fois moins d'atomes mais avec une section efficace q fois plus grosse, le taux de collision devient :

$$\Gamma = \frac{\bar{n}}{q}q\sigma\bar{v}_r \quad (4.76)$$

C'est à dire que Γ reste inchangé.

A ce stade, nous avons environ 10000 macro-atomes dont la vitesse et la position ont été tirées au sort selon une distribution gaussienne. Sans collision, nous savons donc où ils se trouvent à chaque instant. Nous définissons alors un intervalle de temps dt pris très petit devant le temps moyen entre chaque collision $\tau = 1/\Gamma$ i.e $\Gamma dt \ll 1$. Ainsi, la probabilité de subir une collision pendant un temps dt est faible (typiquement $\Gamma dt = 0.0015$) [91]. Donc à tous les instants dt nous testons si pendant le temps t et t+dt, une collision est intervenue. S'il ne s'est rien passé, l'atome conserve ses tableaux de phase et d'amplitude inchangés. S'il a subi une collision, nous traitons la collision et nous réaffectons les nouveaux paramètres aux deux atomes en collision. Si il y a collision, nous nous plaçons dans le référentiel barycentrique des deux atomes, la particule virtuelle de masse $\frac{m}{2}$ est diffusée de manière isotrope dans l'espace. On tire donc au sort les composantes v'_x , v'_y et v'_z de sa vitesse, en conservant cependant la norme de sa vitesse v (pour cela, il faut tirer v'_x et v'_y avec une norme comprise entre 0 et v et la norme de v'_z s'en déduit). Après calcul des nouvelles composantes de la vitesse de la particule virtuelle, il faut revenir au référentiel du laboratoire.

En théorie, il faudrait tester s'il y a collision entre un atome et tous les autres. Il s'agit là d'un algorithme en N^2 où N est le nombre d'atomes. C'est trop long et nous restreint le nombre d'atomes à utiliser. Nous utilisons alors un algorithme de classement selon l'altitude de l'atome (le plus bas est numéroté 1 et le plus haut N), ce classement selon z est justifié par le fait que la direction axiale est plus lâche que la direction radiale. Cet algorithme est en $N \ln(N)$ ce qui est plus rapide que N^2 . Ensuite, nous ne testons la collision qu'avec les k atomes plus proches voisins dans ce tableau classé. k vaut typiquement 60. On le choisit de manière empirique en comptant le nombre de collisions, lorsque ce nombre n'augmente plus alors k est suffisant. Enfin, pour finir avec les principes de cette simulation,

aux instants dt , nous testons si l'atome s'est évaporé ou non. S'il a atteint les bords du puits, nous le faisons disparaître. Cependant lorsque beaucoup d'atomes ont disparus, il devient difficile d'avoir un échantillon statistique représentatif de la réalité, pour contourner cette difficulté, il a été proposé une solution simple [30] : lorsque le nombre d'atomes a été divisé par deux, nous remplissons de nouveau le piège avec N atomes en dupliquant les $\frac{N}{2}$ atomes restants. Pour cela, l'atome dupliqué possède la même vitesse en norme que son parent mais il est symétrique par rapport à l'origine O en position et en direction de vitesse. Les propriétés de symétrie du potentiel font que les caractéristiques du piège restent inchangées.

4.2.2 Dimensionnalité de l'évaporation

Dans le programme, nous définissons un lieu géométrique où les atomes disparaissent, une sorte de fin des océans Viking, un précipice. Cette fin du monde est une surface dont la forme dépend de la technique d'évaporation. La surface d'évaporation 3D est une sphère, celle de l'évaporation 2D un cylindre, et celle à 1D deux plans. L'évaporation que nous voulons tester en priorité est celle à 1D car c'est celle qui utilise la technique classique de refroidissement par transition radio-fréquence (micro-onde pour être plus précis). Une fois la surface établie, il faut l'adapter au gré des changements de température du nuage pour forcer l'évaporation. Nous avons alors vérifié que la thermalisation du nuage s'effectue de manière isotrope : la température est la même dans les trois directions de l'espace. Nous souhaitons prélever les atomes d'énergie supérieure à $\eta k_B T$ mais uniquement dans la direction z . Le théorème d'équipartition de l'énergie nous donne que :

$$\bar{E} = 2\bar{E}_p, \quad (4.77)$$

où \bar{E} est l'énergie moyenne et \bar{E}_p est l'énergie potentielle moyenne. Nous voulons donc évaporer les atomes dont l'énergie potentielle est supérieure à $\frac{\eta}{2} k_B T$. Or, l'expression de \bar{E}_p est $\bar{E}_p = \frac{1}{2} m \omega_r^2 (x^2 + y^2) + \frac{1}{2} m \omega_z^2 z^2$ qui devient, en faisant l'hypothèse vérifiée numériquement de la thermalisation isotrope, $\bar{E}_p = \frac{3}{2} m \omega_z^2 z^2$. Ainsi, la surface d'évaporation a pour équation :

$$\frac{3}{2} m \omega_z^2 z^2 > \frac{\eta}{2} k_B T \quad (4.78)$$

L'altitude de sortie Z_{ev} aura donc pour expression :

$$Z_{ev} = \pm \sqrt{\frac{\eta k_B T}{3m\omega_z^2}} \quad (4.79)$$

En fait pour tenir compte des spécificités de notre expérience nous avons considéré une seule altitude de sortie $-Z_{ev}$. Cependant, dans une seconde version de notre piège, cette asymétrie est vaincue.

4.2.3 Test de validité du modèle adopté

Nous avons effectué tout un ensemble de tests visant à nous persuader de la validité du modèle, notamment sur le point particulier des macro-atomes. Pour cela, il fallait vérifier la dynamique de collisions que nous obtenons. Nous avons alors vérifié que la dynamique suivait bien la formule 4.75.

Nous considérons ici le cas particulier d'un nuage de 10^7 atomes à une température de $5 \mu K$ piégé, dans un potentiel isotrope harmonique $\omega_r = \omega_z = 400 \text{ s}^{-1}$, une section efficace de collision de 10^{-10} mm^2 (i.e une longueur de diffusion $a = 40 a_0$). Cela correspond à une densité moyenne de 3.10^7 atomes/ mm^3 . Le taux de collision attendu est alors $\Gamma = 14,8 \text{ s}^{-1}$. La simulation nous donne 15.1 s^{-1} , l'accord est donc bon, considérant la difficulté à apprécier correctement la densité. D'autres parts, toutes les lois de proportionnalités (i.e le taux de collision suit bien la loi $\tau = \bar{n}\sigma\bar{v}_r$) sont vérifiées et nous conduisent à accorder une bonne confiance au modèle adopté.

4.2.4 Simulation d'évaporation

Remarquons d'abord qu'une bonne évaporation suppose que τ^{-1} soit supérieur aux périodes de mouvement que sont $\frac{2\pi}{\omega_r}$ et $\frac{2\pi}{\omega_z}$. Nous avons pris les paramètres $\omega_r = 2\pi \times 70 \text{ s}^{-1}$ et $\omega_z = 2\pi \times 10 \text{ s}^{-1}$. Nous avons tenté de simuler une évaporation classique où $\tau^{-1} \gg \frac{2\pi}{\omega_z}$. Pour cela nous utilisons 10000 atomes avec $q=1000$, c'est à dire que chaque atome représente 1000 atomes réels. Nous simulons avec $\sigma = 6.10^{-7} \text{ mm}^2$ (i.e $a = 100 a_0$). Nous obtenons alors un taux de collision initial de 62 s^{-1} . On n'est donc clairement pas dans les circonstances usuelles d'évaporation (plus d'une collision par oscillation). Cependant, la condensation (gain de 6 dans l'espace des phases) est obtenue sans emballement au bout de 16,5 s en conservant 7.6 % des atomes (cf fig. 4.6).

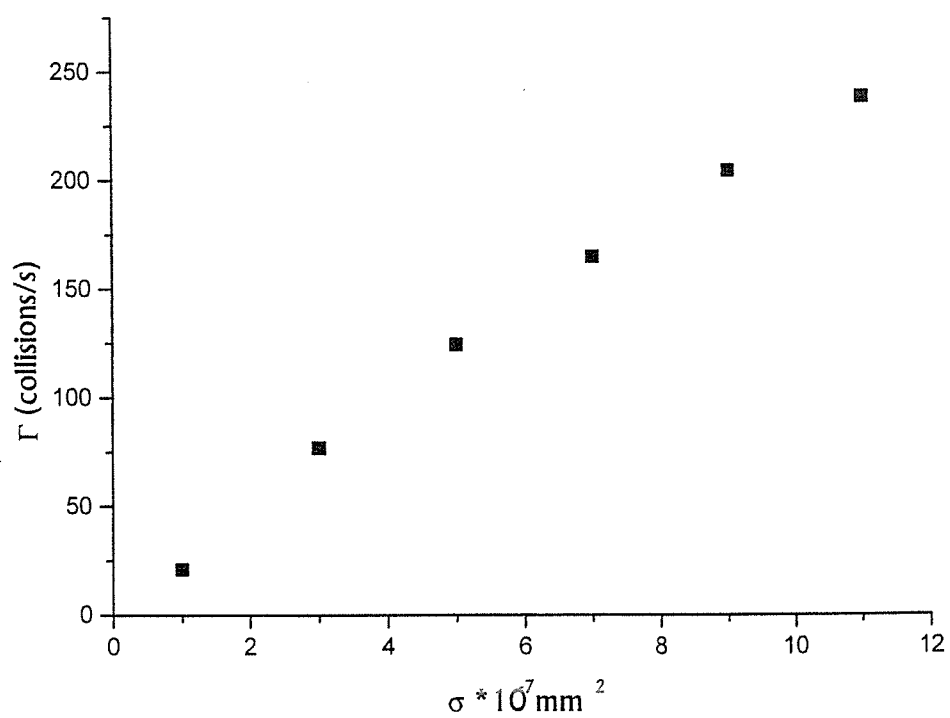


FIG. 4.5: Evolution du taux de collision élastique avec la section efficace de collision. On retrouve bien la loi de proportionnalité.

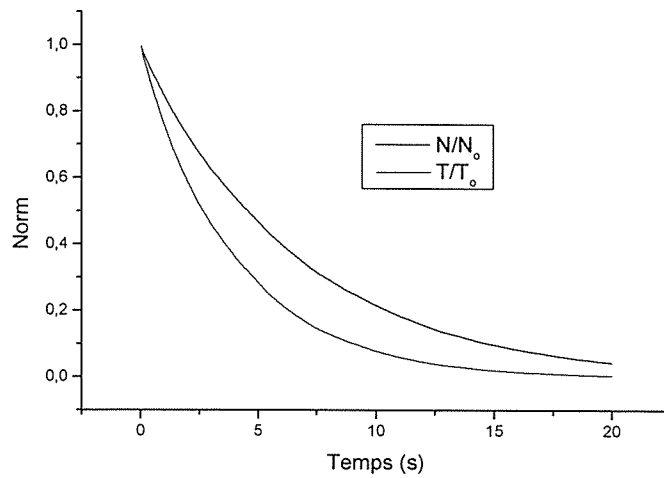


FIG. 4.6: Simulation d'un refroidissement évaporatif à une seule dimension avec $\omega_r = 2\pi \times 170 \text{ s}^{-1}$ et $\omega_z = 2\pi \times 10 \text{ s}^{-1}$ et $\sigma = 3.10^{-7} \text{ mm}^2$, ce qui nous donne un taux de collision initial de 62 s^{-1} . Un gain de 6 ordres de grandeur est atteint sans emballement au bout de 16.5 s en gardant 7.6 % des atomes.

Nous avons en outre simulé une évaporation dans un potentiel moins anisotrope avec $\sigma = 3.10^{-7} \text{ mm}^2$ et $\omega_r = 2\pi \times 100 \text{ s}^{-1}$ et que nous réduisons de 3/5 en 20 s. L'efficacité de l'évaporation est bien meilleure puisque nous constatons un emballement. Cependant, il intervient toujours lors de la procédure de remplissage du piège ce qui lui donne un aspect anguleux. Nous touchons là aux limites du modèle. Juste avant emballement la densité dans l'espace des phases a gagné 6 ordres de grandeur en conservant près de 15 % des atomes.

La seconde simulation que nous avons tentée concerne un second type de piège dans lequel nous avons réduit l'anisotropie entre les directions axiale et radiale par la superposition au piège magnétique d'un piège dipolaire de fréquence d'oscillations de 25 Hz alors que celle radiale est de 75 Hz. Le nombre d'atomes est toujours 10000, représentant 10^7 atomes pour une longueur de diffusion de $100 a_0$. Le taux de collision au départ est de 175 collisions par seconde. On est clairement dans un régime où les temps d'oscillations selon z et selon r sont bien plus long que l'intervalle entre deux collisions. Cela étant, le résultat d'une simulation 1D complète (elle est envisageable pour ce type de piège) montre un régime sans emballement conduisant à un gain dans l'espace des phases de 6 en un temps de l'ordre de 6 s. Cette disposition semble donc assez prometteuse pour conduire à la condensation.

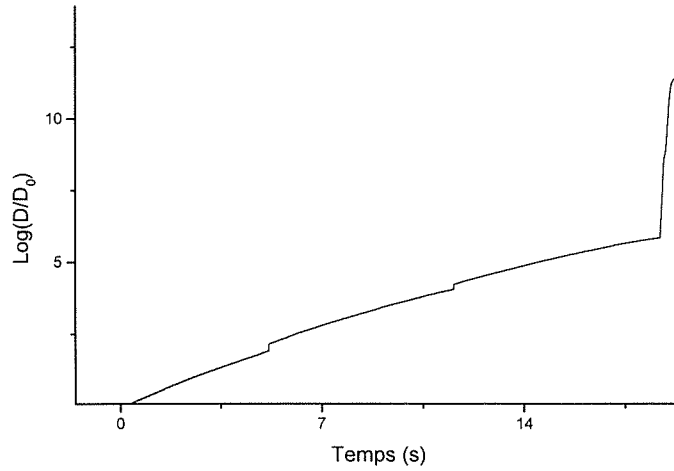


FIG. 4.7: Simulation d'un refroidissement évaporatif à une seule dimension avec $\omega_r = 2\pi \times 100 \text{ s}^{-1}$ et $\omega_z = 2\pi \times 10 \text{ s}^{-1}$ et $\sigma = 3.10^{-7} \text{ mm}^2$, l'anisotropie est réduite en près de 20 s. Un gain de 6 ordres de grandeur est atteint sans emballement au bout de 18.5 s en gardant 15 % des atomes. Un emballement se produit au bout de ces 18.5 s. Son aspect angulaire provient du fait qu'il est déclenché par la procédure de remplissage du piège.

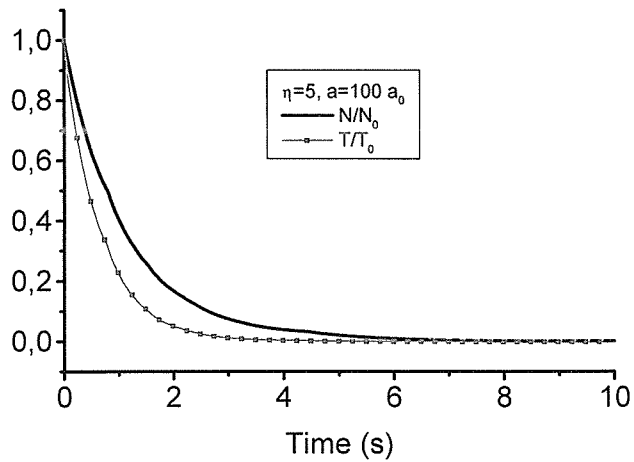


FIG. 4.8: Evolution de la température et du nombre d'atomes dans un piège doublement hybride : dipolaire transversalement et dipolaire et magnétique axialement. Un gain de 6 ordres de grandeur peut être atteint en un temps de 6 s en gardant près de 10 % des atomes.

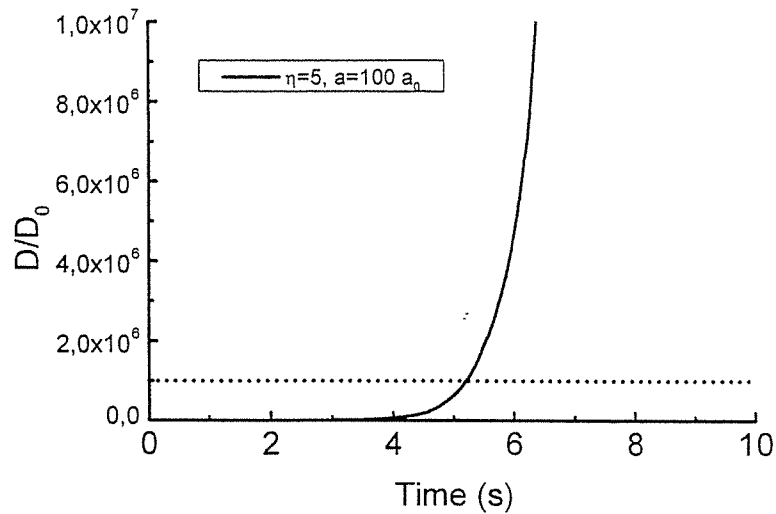


FIG. 4.9: *Evolution de la densité dans l'espace des phases dans un piège doublement hybride. Un gain de 6 ordres de grandeur peut être atteint en un temps de 6s.*

Nous avons alors tenté de simuler pour le même piège un refroidissement évaporatif avec plusieurs longueurs de diffusion en sachant que cela reflète les possibilités offertes par la présence de résonance de Feshbach. Les longueurs de diffusion tentées furent $70 a_0$, $80 a_0$, $90 a_0$, $100 a_0$, $150 a_0$, $200 a_0$, $400 a_0$, $1000 a_0$. Il apparaît clairement (cf fig. 4.10) que contrairement à ce qui est prévu par le modèle statistique augmenter la longueur de diffusion ne signifie pas accélérer l'évaporation. Au contraire, si ce régime existe bel et bien pour des longueurs de diffusion inférieures à $100 a_0$, au delà l'évaporation est gênée : le nuage mettra plus de temps à atteindre un gain de 7 ordres de grandeurs pour $150 a_0$, $200 a_0$, $400 a_0$, $1000 a_0$ que pour $100 a_0$. D'autre part, si on fixe le but à atteindre à un gain de 6 ordres de grandeurs, on s'aperçoit que pour un même état final dans l'espace des phases, il faut sacrifier un plus grand nombre d'atomes. L'optimum (90 %) se situe aux environs de $100 a_0$ (cf fig ??). Cela peut se comprendre comme suit : un atome possédant suffisamment d'énergie pour être évaporé ne peut pas sortir du fait des collisions trop nombreuses qui l'empêchent de parcourir tout le potentiel. Cependant, s'il on peut affirmer que pour les rampes à η constant ce régime est défavorable, a priori il n'est pas exclu de trouver d'autres types de rampes adaptées.

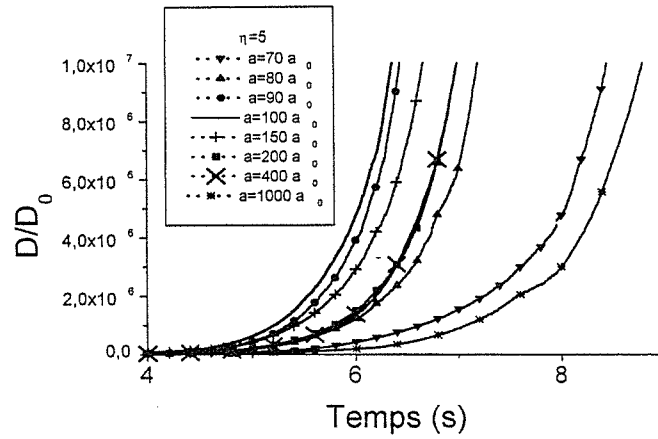


FIG. 4.10: Evolution dans l'espace des phases pour plusieurs valeurs de la longueur de diffusion croissantes. On voit que l'évaporation devient de moins en moins rapide après $100 a_0$.

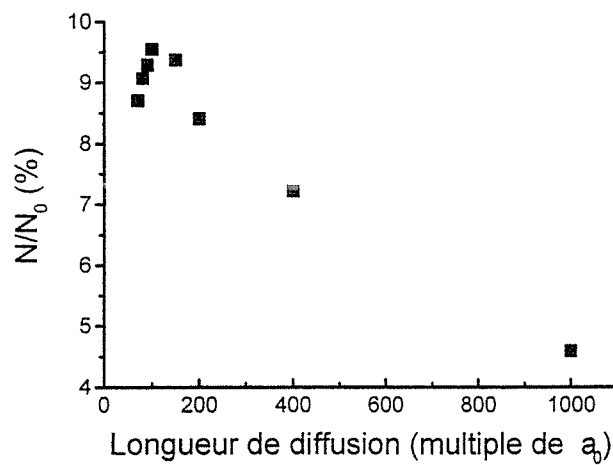


FIG. 4.11: pourcentage d'atomes restant dans le piège lorsque l'évaporation a conduit à un gain de 6 ordres de grandeurs dans l'espace des phases pour différentes longueurs de diffusion. On conserve un maximum d'atomes pour une valeur de $100 a_0$.

4.3 Conclusion

Il est difficile d'annoncer une voie à suivre lorsque les caractéristiques définitives du piège ne sont pas connues avec exactitude. Notons cependant que plusieurs possibilités s'offrent à nous, laissant entrevoir la possibilité d'atteindre la condensation. Dans un piège hybride simple, c'est à dire une direction confinée magnétiquement et un confinement radial dipolaire, l'évaporation 1D micro-onde est possible. Mais elle est lente et très sensible aux pertes dues aux collisions inélastiques avec le gaz résiduel. Il existe un chemin vers la condensation associant cette évaporation à une évaporation optique 2D. Les simulations dans un régime que l'on qualifiera d'hydrodynamique sont plus optimistes et permettent de prédire une condensation en un temps de l'ordre de la quinzaine de secondes selon les caractéristiques du piège. Un régime intéressant a pu ainsi être mis en lumière, la dépendance en σ devient non triviale et ce régime exige des densités moins importantes que l'on obtient en diminuant la fréquence d'oscillations radiale. Il reste le deuxième type de piège que nous avons retenu : celui-ci est dit doublement hybride puisque le confinement axial est assuré par un faisceau dipolaire alors que le champ magnétique ne sert qu'à compenser la gravité. Dans cette configuration, l'évaporation 1D est rendue plus efficace et il est possible de gagner 6 ordres de grandeur en un temps de 6 s pour une longueur de diffusion de 330 Å et 10 millions d'atomes.

Chapitre 5

Description du Dispositif Expérimental

5.1 Introduction

La condensation de Bose-Einstein consiste à amener des bosons à se regrouper tous dans un même état quantique. Celle-ci apparaît lorsque le paramètre de dégénérescence atteint la valeur suivante pour un gaz de bosons dans une boîte :

$$n_o \Lambda_{dB}^3 = 2.612 \quad (5.1)$$

où n_o est la densité atomique du nuage et $\Lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}}$ est la longueur d'onde de de Broglie. Mais à y regarder de plus près, le chemin est bien long. Si l'on considère un échantillon de césium solide à la température ordinaire de 300 K, nous savons que sa pression de vapeur saturante est de l'ordre de $1.3 \cdot 10^{-6}$ Torr. La densité atomique atteint alors $4 \cdot 10^{16}$ Atomes/m³, d'où un paramètre de dégénérescence qui vaut $2 \cdot 10^{-17}$! Il s'agit alors de se rapprocher par étapes successives du paramètre critique. Nous avons donc à gagner en densité, et dans un même temps descendre en température. Le dispositif expérimental exposé ici est une solution possible pour se rapprocher au plus près du seuil de condensation. Deux pièges magnéto-optiques (PMO) ont été construits. Ils permettent à la fois de gagner en température et en densité. Ils seront décrits et caractérisés. Mais avant cela, le système à vide, la source atomique, ainsi que les moyens de détection sont passés en revue.

5.2 Description du système à vide

Le système à vide repose sur une enceinte à double cellule, technique aujourd'hui assez usuelle pour l'obtention de condensats de Bose-Einstein. Celle-ci est dictée par deux impératifs contradictoires : avoir un échantillon d'atomes prérefroidis conséquent, et d'autre part avoir le moins possible de particules libres extérieures pour préserver la durée de vie du condensat. Une solution possible, celle que l'on a retenue, est de séparer physiquement la source d'atomes froids et la cellule de condensation. Dans l'enceinte haute, un piège magnéto-optique est réalisé et est chargé à partir d'une vapeur atomique de césium. Ensuite, cet échantillon prérefroidi est transféré dans une autre cellule où le travail vers la condensation est effectué.

5.2.1 Cellule haute et source de césium

La cellule haute est celle où se situe la source de césium. Il s'agit d'un bloc octogonal en inox comprenant 8 hublots de 64 mm de diamètre et deux hublots de 16 mm de diamètre (fig.5.1). Elle possède en outre deux autres accès de 64 mm, l'un tourné vers la source de césium et l'autre vers le bas. Ce dispositif nous permet d'avoir des accès optiques nombreux et de plus, le système étant auto-centré, le piège magnéto-optique devient d'un alignement aisé. En effet, les trois paires de faisceaux sont centrées directement sur 6 hublots de 64 mm en regard deux à deux. Les deux hublots de 64 mm restants sont utilisés pour recueillir le signal de fluorescence et pour imager le piège magnéto-optique. Les deux hublots de 16 mm permettent le passage d'un faisceau sonde situé à 7 cm en bas du centre de la cellule et du PMO. Cette sonde s'est révélée extrêmement utile pour réaliser des mesures de temps de vol.

En face de cette cellule se trouve la source de césium. Il s'agit d'une vanne tout métal coudée dans laquelle nous avons déposé au fond un gramme de césium solide. La régulation du flux d'atomes pénétrant dans l'enceinte était dans un premier temps effectuée en ouvrant plus ou moins la vanne. Cette technique s'est révélée insuffisante avec l'augmentation des sources chaudes autour de l'enceinte. En effet, la pression de vapeur saturante de césium ne dépend que de la température de l'échantillon. Le flux atomique devenait de plus en plus intense au cours de la journée et entraînait une pollution de l'enceinte. Nous avons donc placé sous la vanne, c'est à dire juste au niveau du césium solide, un élément Péletier

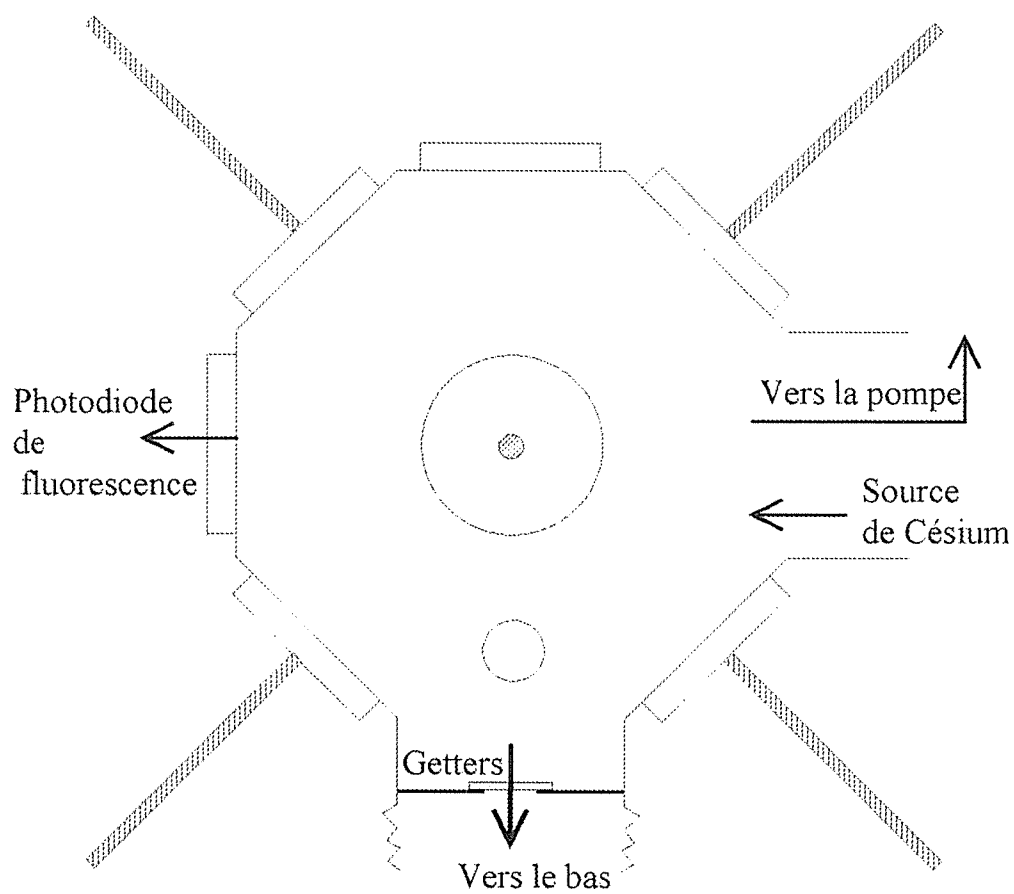


FIG. 5.1: Schéma de la cellule haute. L'enceinte octogonale a été fraisée par l'atelier de mécanique du laboratoire dans un bloc d'innox.

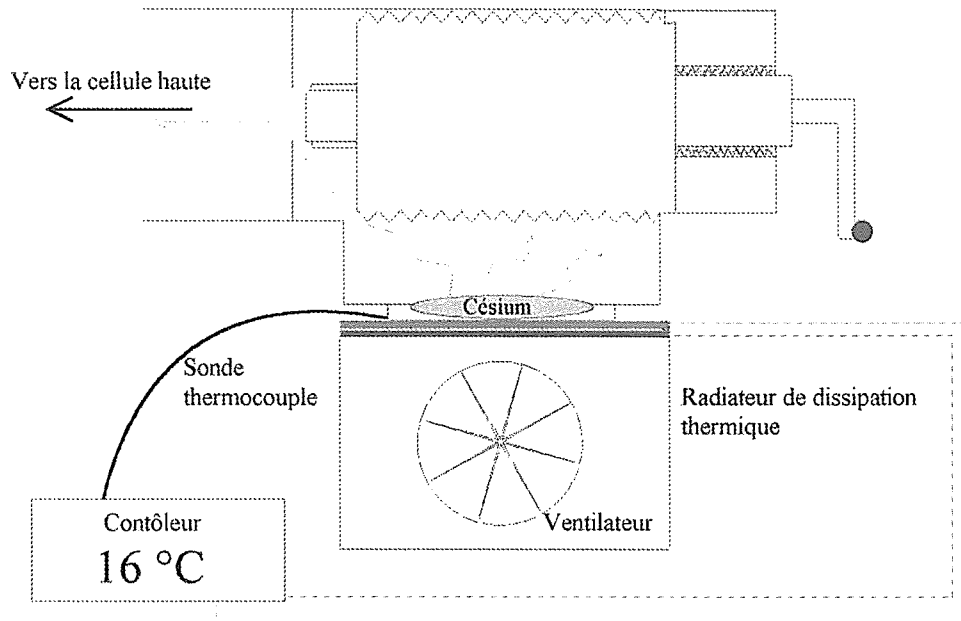


FIG. 5.2: Schéma de l'asservissement en température de la source de césium. Un élément Peltier permet de maintenir la source à température constante.

de grande surface et de grande puissance (courant maximum 3 A) (cf fig 5.2). Une sonde thermocouple permet de mesurer à chaque instant la température de la source et un contrôleur permet de réguler cette température en faisant passer ou non du courant dans l'élément Peltier. Un petit ventilateur d'ordinateur évacue la chaleur produite par l'élément Peltier et assure un refroidissement efficace. L'asservissement en température ainsi réalisé a permis la stabilisation de la source de césium à un ou deux degré près, ce qui a donc stabilisé la pression de vapeur saturante de césium autour d'une valeur de 10^{-8} mbar au niveau de la vanne. L'utilisation de la vanne offre aussi l'avantage de pouvoir changer l'échantillon de césium en exposant le reste de la cellule le moins possible à l'atmosphère.

Il est à souligner que nous avons utilisé dans un premier temps une source de césium moins conventionnelle : les dispensers de la firme SAES Getters. Leur utilisation devait avoir pour effet de limiter au maximum la pollution des parois par le césium. En effet, ces dispensers sont commandés par un courant électrique. Lorsque l'on désire sublimer du césium initialement contenu sous la forme d'un

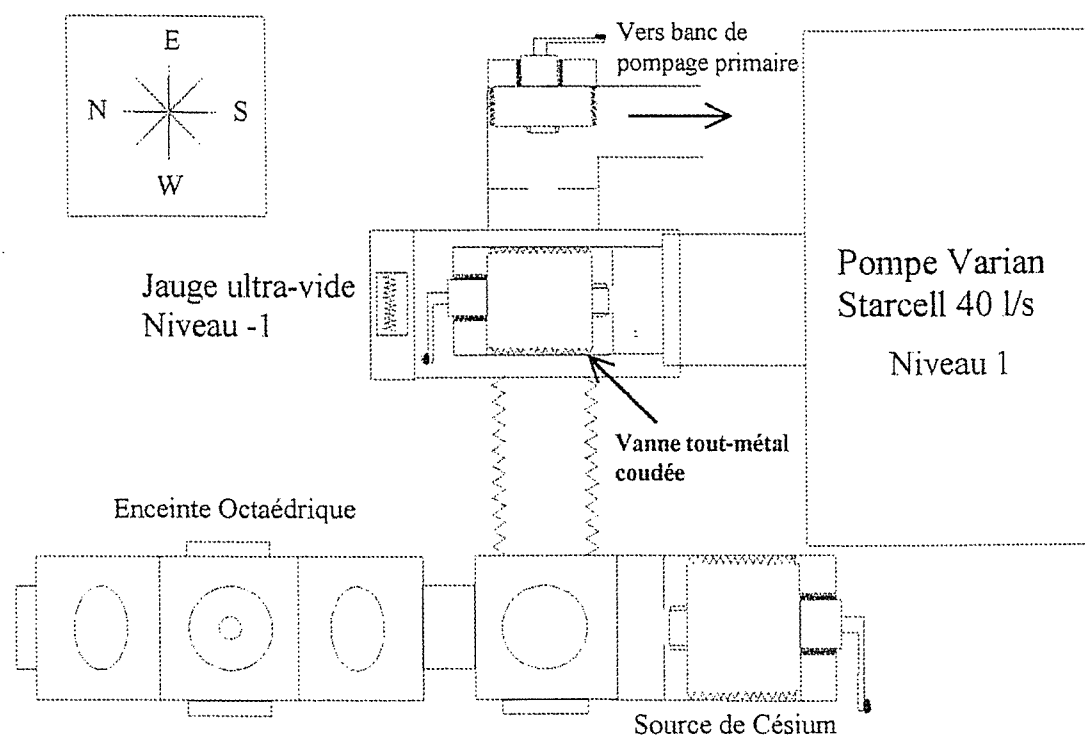


FIG. 5.3: Vue d'ensemble de l'enceinte haute. On reconnaît une pompe ionique qui peut être isolée de l'enceinte par une vanne tout métal. L'enceinte globale est elle aussi fermée par une vanne tout métal.

alliage métallique, il faut faire passer un courant électrique dans le dispenser. Cette technique permet donc de sublimer le césium uniquement au moment désiré. Malheureusement, nous n'avons pas pu charger suffisamment efficacement un PMO à partir de deux dispensers situés approximativement à deux centimètres de part et d'autre du PMO. Nous pensons que, soit le flux était trop important et que localement les collisions avec les atomes de césium chauds sortant des dispensers empêchaient le chargement.

5.2.2 Cellule basse et vide différentiel

La cellule basse est une simple cellule en verre dont les dimensions ont varié au cours de ces trois années. La version qui fut la plus utilisée est une cellule de 4 cm de haut et de 1cm de large. Ces cellules avec raccord verre-métal pour ultra-vide ne sont pas de production courante et il fut donc assez difficile d'obtenir des

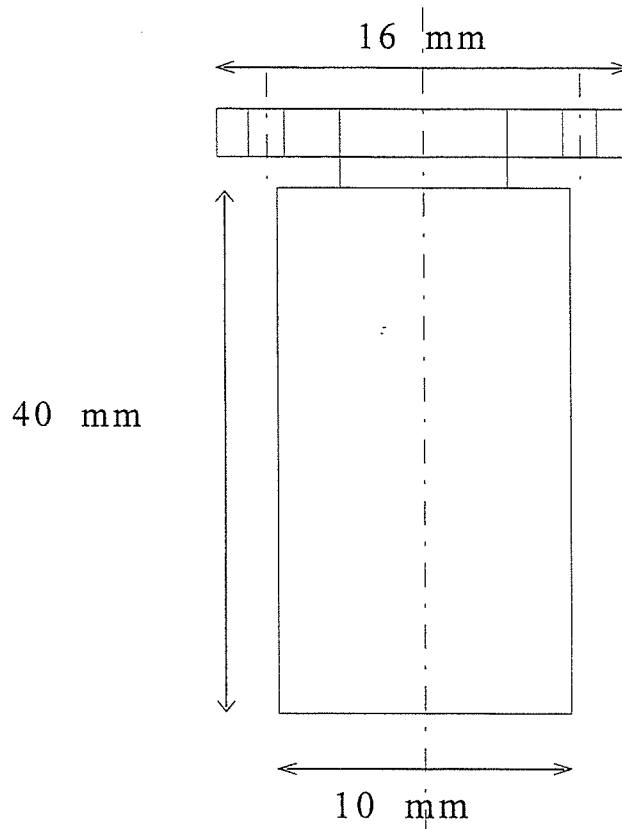


FIG. 5.4: Schéma de la première génération de cellule en verre utilisée au cours de ce travail de thèse. La dernière génération utilisée aujourd'hui est d'une forme similaire mais comporte un raccord ultravide de 16 mm de part et d'autre de la cuve.

sociétés spécialisées, leur fabrication. La raison essentielle est que le raccord du verre avec le métal est difficile à réaliser pour des cellules de petite dimension sans altérer le verre (déformation) ou sa qualité optique. D'autre part, la pose d'un tel raccord semble fragiliser les soudures verre-verre. L'allure de la première version est présentée dans la figure 5.4.

Cependant, cette petite cellule n'est pas raccordée directement à la cellule haute. La raison principale de ce choix est bien sûr la nécessité d'avoir une pompe spécialement réservée au pompage dans cette enceinte basse. En effet, le dispositif à double cellule n'a de légitimité que si nous pouvons maintenir un vide différentiel entre les deux enceintes. Pour cela, un diaphragme de 8 mm de diamètre est posé au niveau du raccord entre les deux enceintes, ce qui a pour effet de limiter la

diffusion des particules de la cellule haute vers la cellule basse. Car, au régime de pression en vigueur dans nos enceintes, les gaz présents suivent un régime dit moléculaire (libre parcours moyen l /dimension d du système très grand devant l) et non le régime visqueux habituel ($l/d \ll 1$). Nous avons par la suite renforcé ce dispositif par l'adjonction d'un tube métallique de 10 cm et de diamètre intérieur de 7 mm. De plus, une vanne tout métal droite, intercalée entre les deux enceintes, permet de pomper différentiellement lorsque nous ne manipulons pas. Finalement, nous obtenons une cellule en verre se situant à 50 cm du PMO du haut, raccordée en haut à la cellule haute et sur le côté à une pompe ionique de capacité de pompage de 140 l/s sans sublimation de titane. L'enceinte haute et basse sont présentées sur la figure 5.5 :

5.2.3 Moyens de pompage mis en oeuvre

Nous avons décidé lors du montage de cette expérience d'accorder un soin particulier au vide. L'obtention d'un bon vide fut très problématique et nos tentatives furent souvent malheureuses et longues. C'est pourquoi je décris ici en quelques lignes ce qui a pris un temps de travail assez considérable.

Pompage primaire

Les pompes permettant d'atteindre les pressions recherchées de 10^{-9} à 10^{-12} Torr à partir d'une pression atmosphérique n'existent pas. Il faut donc, avant de démarrer les pompes ioniques, obtenir par un autre moyen une pression de 10^{-6} Torr environ. Pour cela, le vide est d'abord créé grâce à un banc de pompage amovible constitué d'une pompe primaire à membrane et d'une pompe turbo moléculaire. Au delà de 10^{-6} Torr, une vanne tout métal coudée est fermée, et les pompes ioniques prennent le relais du banc de pompage. On peut mettre à profit cette étape pour brancher un cherche-fuite et commencer à étuver l'enceinte à pomper. Pour cela, nous utilisons des chaufferettes et la température est contrôlée grâce à un contrôleur qui coupe l'alimentation des chaufferettes lorsque la température de consigne est atteinte. Ce contrôleur permet de plus de programmer une montée en température progressive.

Montage ultra-vide à deux cellules,

en vue de réaliser un condensat de Bose-Einstein.

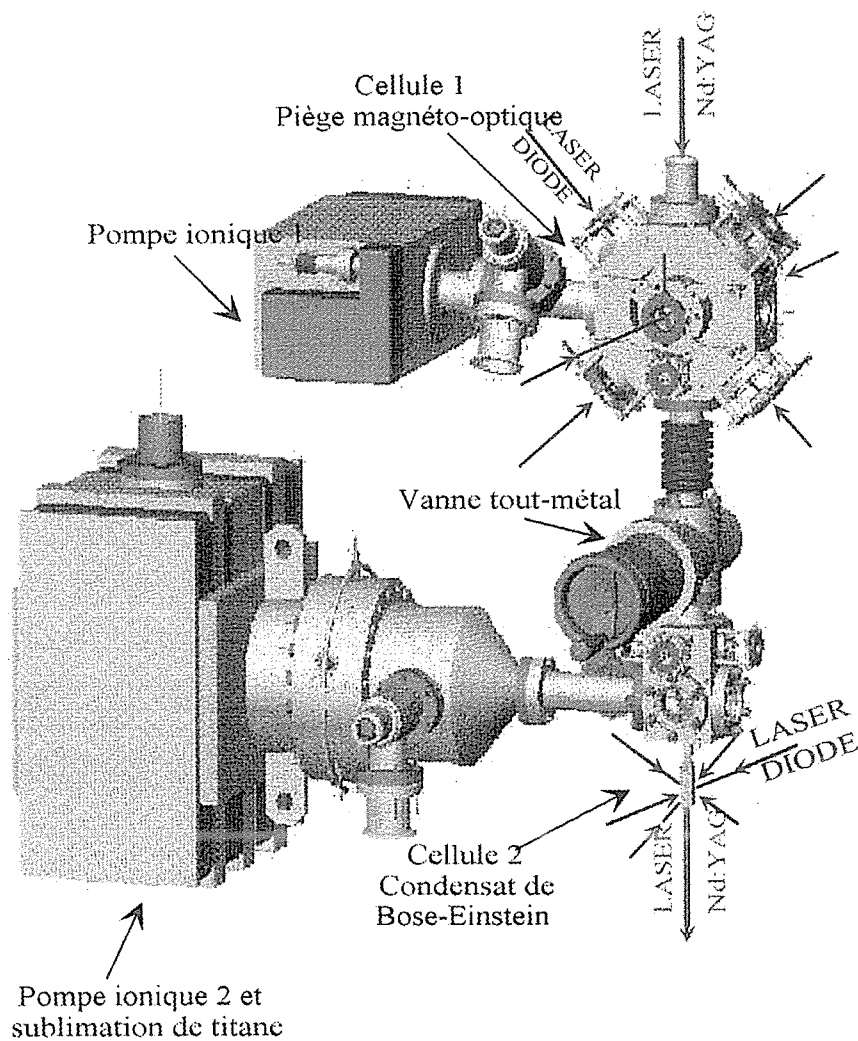


FIG. 5.5: Montage ultra-vide à deux cellules en vue de réaliser un condensat de Bose-Einstein de césium. Dessin réalisé à partir d'une station CAO Silicon Graphics par le bureau d'étude du laboratoire.

Les pompes ioniques

La cellule haute est pompée grâce à une pompe ionique VARIAN StarCell de capacité de pompage de 45 l/s. Le vide obtenu est contrôlé à la fois par le courant de pompage et à la fois par une jauge ultra-vide Pirani. Cette pompe a fait la preuve de son efficacité et s'est révélée tout à fait suffisante. Un vide de 10^{-10} Torr a pu être atteint en l'absence de césium ; cependant, à la longue, les parois de l'enceinte ont fini par être saturées de césium et le vide s'est dégradé vers des valeurs de quelques 10^{-9} Torr.

La cellule basse est pompée grâce à une pompe ionique Riber de capacité de pompage de 140 l/s en l'absence de sublimation. Cette pompe puissante a permis lorsqu'elle fonctionne (la première version comportait une fuite d'eau au niveau du circuit de refroidissement) de descendre très vite (~ 1 jour) à des vides de 10^{-9} Torr. Cependant, elle possède un problème inhérent à sa puissance : elle masque les fuites faibles. Nous avons pu ainsi descendre à 10^{-10} Torr sans nous apercevoir de l'existence d'une fuite faible sur une pièce percée. Le second gros problème de cette pompe est sa taille et plus précisément la taille de ses aimants : les champs magnétiques qu'ils créent sont très importants et assez difficile à compenser.

Sublimation de titane

La pompe ionique est renforcée par la présence d'un dispositif de sublimation de titane qui permet d'augmenter la capacité de pompage de 140 l/s à 1000 l/s ! Au coeur de la pompe, on dispose 4 filaments de titane en spirale de 10 cm de long environ. Un courant de 45-50 A permet d'échauffer ces filaments et de sublimer le titane. Celui-ci se dépose sur des panneaux prévus à cet effet et refroidis par une circulation d'eau. Les atomes de titane se collent sur les parois et deviennent aptes à piéger toutes les particules qui viennent à proximité du fait de la forte électropositivité de cet élément. Au début du pompage, une cadence de sublimation retenue est de l'ordre d'une sublimation (50 s) toutes les 10 minutes, et une toutes les 30 heures est suffisante lorsque l'on atteint des pressions inférieures à 10^{-10} Torr.

Getters

Il s'agit d'un dispositif de pompage auxiliaire dont l'efficacité n'a pas été démontré dans notre montage. Ils s'agit de tores de 1.5 cm de diamètre commer-

cialisé par la firme SAES Getters. On les active en y faisant passer un courant de 11 A, ce qui les porte à une température de 900 °C. Toute particule qui vient s'y coller migre vers l'intérieur du tore et est donc pompée. Deux Getters ont été placés, l'un au dessus du diaphragme de pompage différentiel, et l'autre au dessus du col de la cellule en verre. Dans notre dispositif, ils n'ont pas prouvé leur efficacité et ont donc été enlevés.

Piège à azote

Un piège à azote est aussi disponible dans notre expérience. Le piège à azote est une solution efficace mais difficile à mettre en oeuvre. L'astuce simple consiste à refroidir une paroi de l'enceinte en forme conique par de l'azote liquide. L'adsorption des particules sur la surface est rendue beaucoup plus aisée qu'à la température ordinaire où l'agitation thermique décolle les particules. On verse de l'azote liquide dans un conduit qui serpente le long de la paroi. La difficulté provient essentiellement du givre qui peut se former autour de la paroi du fait de l'humidité de l'air. Nous n'avons pas eu besoin jusque là d'utiliser ce dispositif.

5.2.4 Méthodes, problèmes rencontrés et remèdes : le cherche-fuite

Il n'est pas exagéré de dire que les problèmes furent nombreux. Ici je rapporte ceux dont la connaissance peut éviter qu'ils ne se reproduisent.

Les fuites et leurs recherches

Les fuites les plus usuelles sont dûes à des mauvais centrages des joints ultravides en cuivre CF35 et CF16. En général, ce type de fuites ne comporte aucun problème de détection et n'occasionne pas de retard important. Cependant on en a connu d'autres qu'il faut connaître. Les soufflets en tombacs courts sont extrêmement fragiles et ne doivent pas être contraints dans des positions extravagantes. La compression doit se faire dans l'axe du tombac. Un petit dénivelé entraîne le pincement du soufflet et donc sa crevaison lors des manipulations des enceintes. Deux soufflets furent ainsi percés. D'autre part nous avons trouvé une

fuite très faible à la soudure d'une bride et d'une pièce métallique. Le vide de 10^{-10} Torr nous l'a cachée très longtemps. Enfin, lors de l'étuvage, une des cellules en verre s'est mise à fuir au niveau d'une soudure verre-verre.

La recherche des fuites nécessite un cherche-fuite performant. Au début de ce travail de thèse, le laboratoire en possédait un vieillissant et dont l'efficacité était mise en doute, il a été depuis remplacé par un nouveau plus efficace. Une solution peu coûteuse et à vrai dire aussi efficace qu'un cherche-fuite pour les petites fuites est d'utiliser le courant de pompage : en vaporisant de l'hélium au voisinage d'une fuite, le courant de pompe remonte alors brutalement. Il ne faut bien sûr pas abuser de cette technique, l'hélium étant un élément difficile à pomper.

Nettoyage des pièces ultravides et étuvage

La technique de nettoyage des pièces destinées à l'ultra-vide que nous avons retenue consiste d'abord à nettoyer les pièces au RBS, détergent puissant. Pour ce faire, nous plongeons la pièce dans un bac à ultra-sons (attention aux soudures verre-métal : elles ne le supportent pas toujours!) rempli de RBS pendant une demi-heure. Cette opération permet de se débarrasser des graisses particulièrement difficiles à pomper. On la renouvelle 15 minutes en changeant le bain. Ensuite, nous rinçons la pièce dans de l'eau déminéralisée par des bains dans la cuve à ultra-sons d'une durée de 10 minutes. Puis on renouvelle la même opération avec des bains de méthanol ou d'acétone moins toxique. Il ne s'agit pas de sauter l'étape du bain d'eau car sinon on obtient de jolis cristaux de RBS. Enfin on place la pièce deux heures dans l'étuve. La pièce est alors prête à être montée.

Une fois que les pièces sont en place et que le vide primaire a été fait, il faut étuver l'enceinte à pomper, sinon le vide ne descend pas suffisamment. L'étuvage du corps de la pompe est une très bonne méthode pour augmenter sa capacité de pompage ; d'ailleurs certaines d'entre elles sont pourvues de résistances de chauffage interne. La notre n'en possédant pas, nous utilisons un pistolet à air chaud contrôlé en température. L'enceinte elle-même est enrobée de papier aluminium contre lequel nous plaquons des chaufferettes que nous enrobons de nouveau de papier d'aluminium. Il faut alors placer une sonde thermocouple et un contrôleur de température qui permet de ne pas dépasser une température consigne. Cet élément est essentiel et son absence nous a permis de découvrir que la température de fusion des hublots et des cellules en verre n'est pas aussi grande que l'on pensait. Une bonne température d'étuvage est $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ (l'eau dégase approximativement à cette température). La montée en température doit

être graduelle ensuite cette température est maintenue jusqu'à ce que le vide se remette à baisser.

5.3 Compensation des champs magnétiques parasites

Pour pouvoir mettre en place un PMO, il est impératif de s'assurer que les champs magnétiques ambiants soient nuls. Or, nous savons que la Terre produit un champ magnétique et donc un zéro de champ n'existe pas à sa surface. Il faut donc mettre en place un dispositif qui crée un champ magnétique opposé à celui de la Terre. D'autant plus que viennent se superposer à ce champ d'origine géologique, tous les champs que nous produisons en laboratoire : et les plus forts d'entre eux proviennent des pompes ioniques qui contiennent des aimants permanents particulièrement redoutables. Avec une mention particulière pour la pompe de 140 l/s que nous utilisons pour le piège du bas qui contient une dizaine d'aimants permanents de 15 cm de long et de 3 cm de large. Nous verrons d'abord une protection passive des pompes puis les dispositifs de création de champs magnétiques compensateurs.

5.3.1 μ métal et pompes

Les champs magnétiques générés par les aimants permanents des pompes ioniques sont intenses et il n'est pas envisageable de les compenser facilement en créant un champ opposé. Une solution consisterait à placer les pompes ioniques le plus loin possible de nos enceintes pour qu'elles ne les perturbent pas. Cette solution simple ne peut non plus être envisagée car cela réduirait l'efficacité du pompage de manière importante.

La solution classique consiste à recouvrir les pompes d'un matériau qui fait écran aux champs magnétiques. En fait, un tel matériau n'existe pas mais il existe un métal qui guide les lignes de champs parallèlement à sa surface, il s'agit du μ métal. En refermant la feuille de μ métal autour de la pompe, les lignes de champ sont prisonnières à l'intérieur de l'enveloppe ainsi créée et donc en théorie le champ magnétique est confiné à l'intérieur de l'enceinte. En théorie seulement, car lors de son pliage et de l'étuvage, le μ métal perd de ses propriétés magnétiques. Et dans le cas d'une grande pompe ionique, cela peut se révéler insuffisant. Une

seconde couche de μ métal a été ajoutée autour de cette pompe car le champ à compenser était supérieur à 3 Gauss et surtout on avait des gradients de champ importants.

5.3.2 Cadres de compensation

Pour annuler le champ magnétique au niveau du centre de l'enceinte, c'est à dire à l'endroit exact où se forme le PMO, on a recours à deux bobines placées approximativement en position dite de Helmholtz. Elles sont parcourues par un même courant I et dans le même sens. Le résultat au centre de ces bobines est un champ très homogène dans l'axe des bobines et ne possédant pas de composante sur les deux autres axes. Il suffit de placer dans les deux autres directions de l'espace, deux autres paires de bobines en position de Helmholtz pour pouvoir contrôler toutes les composantes du champ magnétique créé. Ensuite, il suffit d'annuler en contrôlant au Teslamètre chacune des composantes du champ magnétique ambiant. En fait, le réglage précis se fait en présence du PMO. Nous avons pensé au départ utiliser de la nappe électronique à 37 ou 50 conducteurs pour construire les bobines dites de compensation. Cette technique est très aisée et très rapide à mettre en place. Cependant, les bobines obtenues ont une forte résistance et chauffent donc exagérément car les champs à compenser sont trop importants ; notamment les champs magnétiques Est/Ouest (les pompes se trouvant à l'est du dispositif fig.5.3). Nous avons donc opté pour cette direction pour des bobines classiques construites avec du fil de cuivre.

Pour le piège du bas, nous avons directement construit des cadres carrés avec du fil de cuivre car la proximité de la grande pompe entraîne de grands champs à compenser. La difficulté essentielle de cette compensation vient de l'interaction des deux dispositifs haut et bas. Nous avons ainsi remarqué que la compensation du champ magnétique vertical des deux pièges étaient liées. Et donc, le réglage doit converger vers une valeur acceptable pour les deux pièges.

5.4 Les sources laser

Une description des sources laser serait difficile sans la présentation de l'utilité de chacune des fréquences que nous souhaitons générer par le dispositif. Ce sera

donc la première section de cette partie ; ensuite nous présenterons plus en détail chacun des éléments séparément.

5.4.1 Revue des fréquences optiques nécessaires

Le schéma de niveaux du césium est présenté dans la figure 5.6. La transition de piégeage utilisée est la transition cyclante $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 5\rangle$. Les atomes piégés subissent donc des cycles excitations-déexcitations sur ces deux niveaux. Cependant, le faisceau n'est pas éloigné en fréquence de la transition $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 4\rangle$, qui peut alors avoir lieu et donc l'état $|6^2P_{3/2}, F = 4\rangle$ se peuple et peut se déexciter sur l'état fondamental $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle$. Les atomes atteignant cet état sont perdus, d'où la nécessité d'un faisceau accordé sur la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 4\rangle$ dite transition de repompage qui recycle les atomes.

Donc, dans le meilleur des mondes, on aurait besoin de seulement deux fréquences et donc deux lasers. La réalité est en fait bien plus complexe et nous aurons besoin de plus de lasers. En effet, un PMO ne fonctionne pas exactement à résonance mais il faut le décaler d'une certaine quantité δ variable selon les cas par rapport à cette résonance. Cependant, des lasers résonants sont utiles pour l'imagerie et le temps de vol. On aura besoin aussi pour le pompage optique d'un laser accordé sur la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 2\rangle$. Et donc au total, nous aurons à créer 4 fréquences différentes et en fait 5 comme on le verra plus bas. Le tableau suivant récapitule les fréquences nécessaires pour notre expérience.

Fréquence	transition	utilisation
$\nu_{4 \rightarrow 5}$	$ 6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}, F = 5\rangle$	imagerie, temps de vol
$\nu_{\text{piège}}$	$\nu_{4 \rightarrow 5} - \delta$	piégeage
$\nu_{3 \rightarrow 4}$	$ 6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}, F = 4\rangle$	repompeur
$\nu_{3 \rightarrow 2}$	$ 6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}, F = 2\rangle$	pompage optique

5.4.2 Laser maître-Laser piège

En fait, on ne génère pas directement les fréquences à partir d'une diode laser mais on utilise un schéma maître-esclave pour toutes les fréquences tournant autour de la valeur $\nu_{4 \rightarrow 5}$. Ce schéma offre deux avantages principaux : le

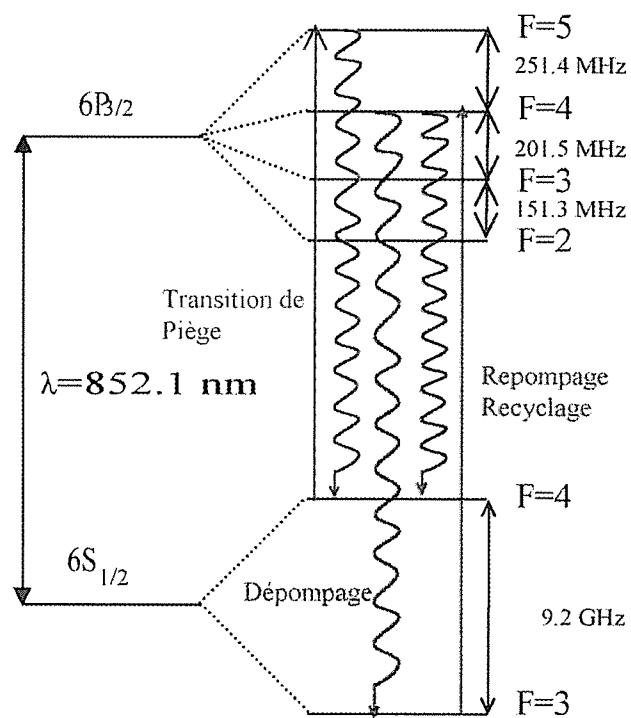


FIG. 5.6: Les deux premiers niveaux excités du césium (nous avons omis $P_{1/2}$). Les fréquences mises en exergues sont celles nécessaires au piège magnéto-optique.

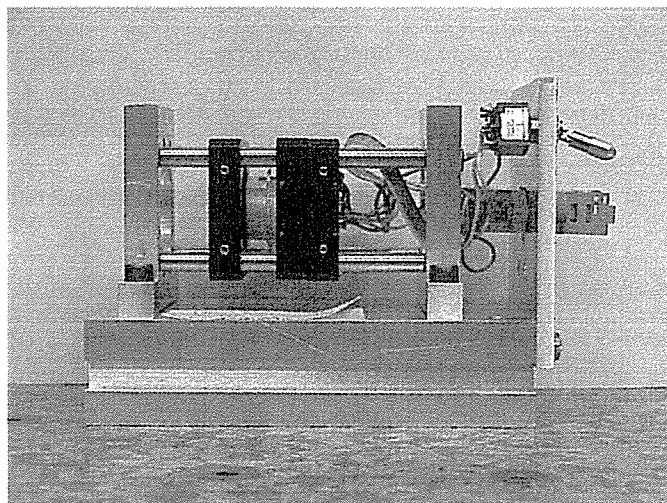


FIG. 5.7: Conception d'un support de diode SDL possédant un boîtier de type H1 à partir de supports commerciaux Thorlabs. Nous recouvrons l'ensemble d'un capot pour achever d'isoler la diode de son environnement. Ainsi elles ne furent que peu sensibles au monde extérieur.

premier est d'être plus économique en diodes de bonne qualité et l'autre, plus technique, est d'être plus souple d'utilisation et permet dans une certaine mesure une accordabilité des fréquences.

Laser maître

Nous avons choisi une diode laser DBR SDL5712-H1 possédant une bonne finesse spectrale et sans saut de mode autour de la fréquence de résonance $\nu_{4 \rightarrow 5}$. A l'aide d'une électronique d'asservissement en fréquence par absorption saturée élaborée au laboratoire, cette diode est asservie sur une raie de croisement de niveaux de fréquence $\nu_{4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4}$. Sa valeur est :

$$\nu_{4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4} = \frac{\nu_{4 \rightarrow 5} + \nu_{4 \rightarrow 4}}{2} = \nu_{4 \rightarrow 5} - 125 \text{ MHz} \quad (5.2)$$

Du point de vue technique, nous avons élaboré un montage compact et adapté au type de boîtier dit H1 celui-ci est présenté dans la figure 5.7. Il est à noter que nous avons incorporé dans ce montage des prismes anamorphoseurs. La sensibilité au retour est telle que nous avons dû les déplacer après l'isolateur optique.

Injection

La technique d'injection consiste à envoyer sur des diodes esclaves de la lumière provenant de la diode maître. Dans ce cas là, la diode se comporte comme une cavité amplificatrice et reproduit fidèlement le comportement du maître tant du point de vue de la finesse spectrale que de la stabilité en fréquence. Pour cela, on utilise des diodes de moins bonne qualité. Le montage optique, pour réaliser cette injection, est un montage classique dit en "oeil de chat", le faisceau laser maître passe en aller-retour dans un modulateur acousto-optique (MAO). Ce montage possède la propriété de ne pas se désaligner au changement de fréquence des ondes radio-fréquences appliquées au MAO. Cette technique permet en outre d'injecter l'esclave à une fréquence différente de celle du maître et de plus, de pouvoir contrôler cette fréquence sur une assez large bande de fréquences. Nous possédons deux montages d'injection car nous avons aussi deux PMO. Nous avons, par souci de simplicité, décidé de dédier à chacun d'eux une diode esclave propre avec son montage d'injection. Au sortir du MAO nous avons la fréquence :

$$\nu_{injection} = \nu_{4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4} + 2\delta_{inj} = \nu_{4 \rightarrow 5} - 125MHz + 2\delta_{inj} \quad (5.3)$$

où δ_{inj} est la fréquence de l'onde radio-fréquence appliquée au MAO de l'injection 1 ou 2.

Diodes esclaves

Les diodes que nous utilisons pour servir d'esclaves sont des SDL de la série 5422-H1. Ses diodes dites libres ne possèdent pas les mêmes qualités spectrales que les DBR : en général, elles sont moins fines, avec bien plus de saut de mode mais sont plus puissantes (150 mW). Nous les injectons chacune à la fréquence $\nu_{injection}$ (différente pour chacune d'elles). Le faisceau sortant est alors à la même fréquence. La surveillance de l'injection se fait via un montage d'absorption simple. La première des diodes est anamorphosée, la seconde ne l'était pas dans un premier temps pour des raisons sur lesquelles nous reviendrons. Après passage dans un isolateur optique, le faisceau est décalé en fréquence de 80 MHz dans un modulateur acousto-optique contrôlé par un oscillateur à quartz dont l'allumage et l'extinction sont très rapides (2 oscillations radio-fréquence). Cet élément permet de couper le faisceau et d'en diminuer son intensité de manière contrôlée. La

fréquence $\nu_{piège}$ que nous obtenons à la sortie du montage et utilisable pour le piégeage :

$$\nu_{piège} = \nu_{injection} - 80MHz = \nu_{4 \rightarrow 5} - 125MHz + 2\delta_{inj} - 80MHz \quad (5.4)$$

Soit :

$$\nu_{piège} = \nu_{4 \rightarrow 5} - 205MHz + 2\delta_{inj} = \nu_{4 \rightarrow 5} - \delta \quad (5.5)$$

Nous faisons varier δ_{inj} de 78 MHz à 102 MHz, et donc le décalage δ varie de -50 MHz à 0 MHz soit de -10Γ à 0Γ , où Γ est la largeur naturelle de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ ($\Gamma = 2\pi \times 5.2$ MHz).

Faisceaux résonnants

Pour observer les atomes, nous utilisons leurs interactions avec la lumière. Celles-ci sont d'autant plus importantes que nous sommes proches de la résonance. Donc, pour tout ce qui concerne l'imagerie et les temps de vol nous aurons besoin de faisceaux à la fréquence $\nu_{4 \rightarrow 5}$ correspondant à la transition cyclante $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Cette fréquence est générée à partir d'une partie du faisceau du laser maître, à la fréquence $\nu_{4 \rightarrow 5 \times 4 \rightarrow 4} = \nu_{4 \rightarrow 5} - 125$ MHz. Un modulateur acousto-optique contrôlé à 125 MHz permet d'obtenir la fréquence $\nu_{4 \rightarrow 5}$. Cette fréquence peut être distribuée sur 2 temps de vol et une imagerie par absorption.

5.4.3 Laser repompeur

Nous avons vu comment générer deux des fréquences utiles pour notre expérience. Il reste à en générer deux autres : La fréquence repompeur et une fréquence nécessaire pour le pompage optique.

Le laser repompeur

Nous avons choisi une diode laser DBR SDL5702-H1 possédant une bonne finesse spectrale et sans saut de modes autour de la fréquence de résonance $\nu_{3 \rightarrow 4}$. Cette diode est peu puissante (< 20 mW) mais cela est suffisant. Nous l'avons asservie en fréquence sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. D'autres fréquences permettent d'avoir un piège mais celle-ci est la plus efficace. Le faisceau n'est pas anamorphosé, sa forme n'ayant aucune importance. On notera cependant, que indépendamment de la diode placée dans cette position, on a toujours eu besoin de deux isolateurs optiques pour le repompeur.

Faisceau de pompage optique

Nous reviendrons sur la technique de pompage optique plus tard. Il suffit de savoir que nous avons besoin d'un faisceau accordé sur la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 2\rangle$. Là encore, cette fréquence est obtenue grâce à un modulateur acousto-optique contrôlé à la fréquence 177 MHz. Par un double passage nous obtenons 353 MHz. Soustrait à la fréquence du repompeur, nous obtenons la fréquence dont nous avons besoin.

5.4.4 Contrôle des modulateurs acousto-optiques

Dans ce montage, nous utilisons au moins 6 modulateurs acousto-optiques opérant dans une gamme de fréquences variant entre 80 MHz et 175 MHz. Ces ondes radio-fréquences sont générées par des générateurs que nous avons conçus et fabriqués nous-même. Nous distinguons deux catégories différentes reflétant les deux usages possibles de ces générateurs. La première possibilité est d'avoir un générateur à fréquence variable. Pour cela, nous utilisons la technologie VCO (Voltage Controlled Oscillator) produit par Motorola. Il s'agit, comme le nom l'indique, d'un oscillateur dont la fréquence est contrôlée par une tension appliquée comprise entre 0 et 20V. Le signal radio-fréquence est amplifié par un amplificateur de puissance permettant d'atteindre 2 à 3 W (un atténuateur placée en entrée est contrôlé par une tension de 0 à 10 V ce qui permet le contrôle analogique de la puissance). Ces générateurs offrent aussi la possibilité de contrôler leur puissance par une tension, cette option est rarement utilisée. D'un strict point de vue pratique, il s'agit d'un boîtier d'une dizaine de centimètres de long et de large, et possédant pour la fréquence et la puissance, trois possibilités de

contrôle : un contrôle manuel par deux potentiomètres, un contrôle par face avant avec un connecteur de type BNC, et un contrôle à l'arrière utilisant un connecteur SubD-9.

L'autre utilisation possible est de préférer le contrôle en puissance à celui de la fréquence, lorsque l'on désire éteindre ou atténuer l'onde lumineuse par exemple. Il faut alors opérer à fréquence fixe (pour nous, à une fréquence de 80 MHz). On a construit des générateurs à quartz. Le principe est sensiblement différent de celui du VCO : l'oscillateur est constitué d'un quartz à fréquence fixée à 80 MHz, mais l'oscillation est commandée par un signal TTL : à 0 V, le quartz oscille, à 5 V l'oscillation est inhibée. L'oscillation est ensuite amplifiée par le même amplificateur que pour le VCO et dont la puissance est à nouveau contrôlée par une tension de 0 à 10 V. Du point de vue pratique, on retrouve exactement le même type de boîtier que le VCO avec l'absence de contrôle de fréquence.

Cette technologie s'est révélée robuste (jamais de panne), parfaitement adaptée aux utilisations de laboratoire et après développement, assez rapide d'exécution (1-2 jours de fabrication). Deux améliorations peuvent être apportées toutefois : un meilleur blindage pour éviter de parasiter toutes les électroniques par la RF et aussi l'atténuation en puissance pourrait être meilleure, mais on n'a pas eu besoin de le faire.

Le lecteur intéressé par la construction des deux dispositifs trouvera joint en annexe le schéma électronique et les caractéristiques de chacun des deux générateurs.

5.4.5 Le schéma global

Le schéma global est présenté sur les deux figures 5.8 et 5.9. Les faisceaux issus du maître et des pièges et ceux issus du repompeur ont été séparés par souci de clarté. En réalité, ils se trouvent sur la même table et sont intriqués.

Ce montage est familier à ceux qui travaillent sur les atomes froids. Les points importants sont l'utilisation de dispositifs mécaniques rapides de coupure des faisceaux. La différence avec des montages classiques concerne le second piège et particulièrement l'esclave 2. On remarquera que le faisceau de celui-ci n'est pas anamorphosé. Cela vient du fait que notre table optique est de mauvaise qualité et est donc extrêmement sensible aux variations thermiques. Ainsi, nous avons constaté un désalignement parfaitement corrélé aux changements de température. Ce désalignement est amplifié par les prismes anamorphoseurs. L'astuce retenue

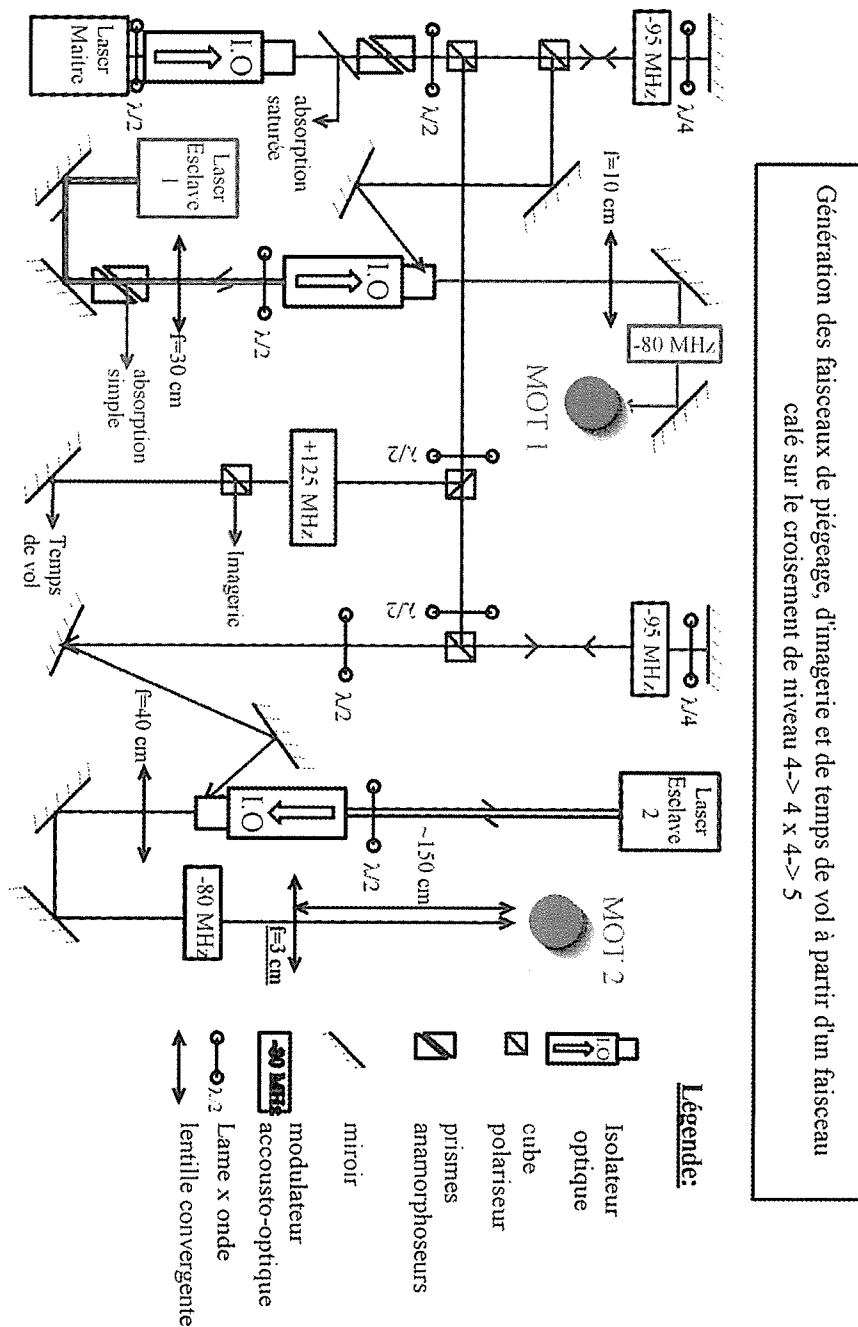


FIG. 5.8: Schéma du montage des faisceaux issus de la diode maître. Cette dernière injecte deux diodes lasers esclaves créant les faisceaux des pièges magnéto-optiques. Elle crée aussi les faisceaux d'analyse.

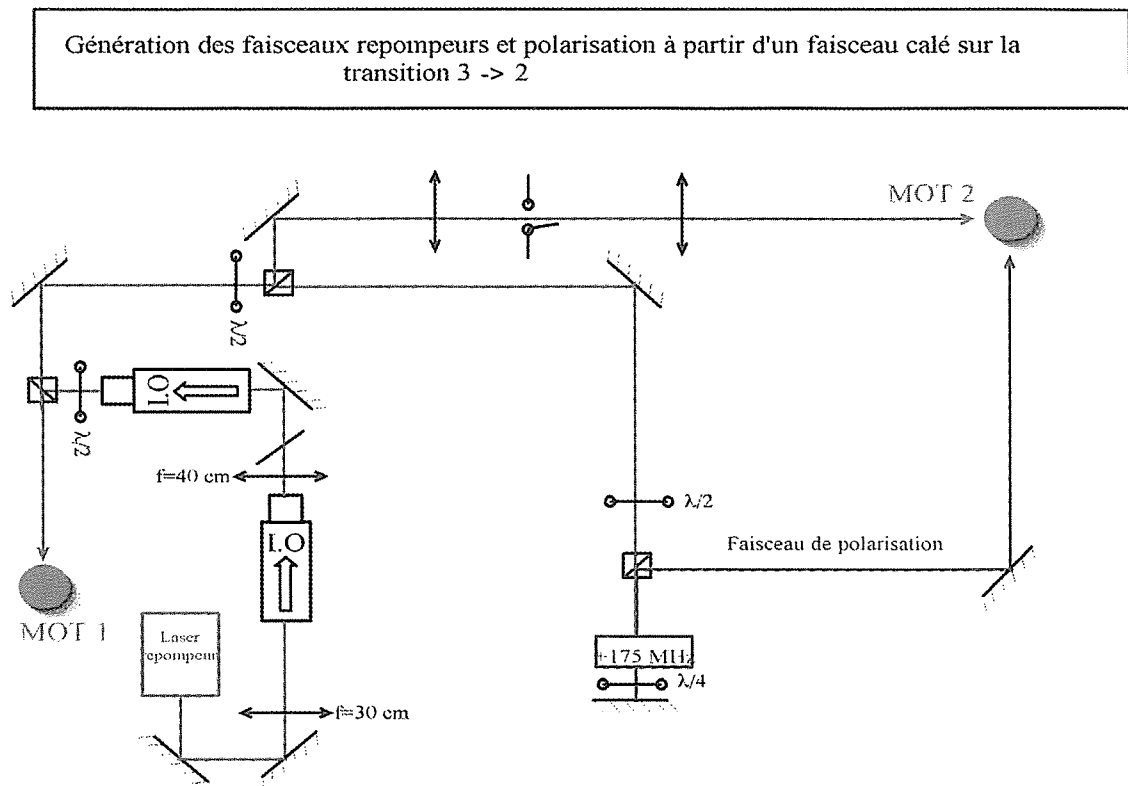


FIG. 5.9: Schéma des faisceaux issus du laser dit de repompage. Essentiellement destiné au repompage il permet aussi la polarisation et l'imagerie.

et qui ne fut pas suffisante a été d'imager la diode à l'endroit du PMO ; le faisceau est alors propre et surtout on doit s'affranchir du désalignement intermédiaire. Si en effet, le désalignement fut moindre, il fut néanmoins tout à fait présent et a constitué la difficulté la plus redoutable de ce travail de thèse. Il fallait réaligner tous les matins le piège, pour le voir se désaligner de plus en plus rapidement au cours de la journée. La solution viendra peut être de la climatisation de la salle et aussi du changement de bobines de compensation moins résistives. D'autre part, la diode fut changée de table et les problèmes semblent avoir disparu.

5.4.6 Pilotage et acquisition

Pilotage de l'expérimentation

Le pilotage de l'expérience se fait grâce à un PC utilisant le système d'exploitation RTLinux (RealTimeLinux). Un script permet de modifier assez aisément

la séquence des événements. Nous possédons une carte Computerboard PCI DIO 48 H comportant 48 entrées/sorties TTL (utilisé uniquement en sortie) ainsi que 15 compteurs (non utilisés). Pour les sorties analogiques nous utilisons une carte Computerboard PCI DDA 0816 comportant 8 sorties analogiques de 16 bits chacune. Au départ, nous avons choisi d'utiliser le Logiciel LabWindows pour le pilotage. Cependant, le système d'exploitation Windows interrompait la séquence de manière imprévue. Pour RTLinux, la séquence s'exécute indépendamment de toutes les tâches effectuées par l'ordinateur et possède une précision de 20 microsecondes, ce qui est pour nous largement suffisant.

Acquisition de données et d'images

L'acquisition des signaux à partir d'un oscilloscope peut se faire indépendamment avec Labwindows ou un logiciel Linux en utilisant des cartes GPIB isa PCIIa. Le transfert des données s'effectue par GPIB et nous recevons le signal sur un PC. Le système d'acquisition nous sert principalement à l'acquisition des mesures de temps de vol mais peut servir à bien d'autres choses comme la corrélation entre la température et le désalignement. En effet, si un PC est affecté au pilotage de la manipulation en cours, un autre nous sert pour l'acquisition des données et des images.

Pour les images, nous utilisons une caméra numérique Sony MC (en cours de remplacement) pilotée par une carte Météor II MC. Nous avons créé un programme d'acquisition permettant de changer les durées d'exposition. La caméra est déclenchée par un signal TTL extérieur, ce qui permet de prendre des images aux instants souhaités.

5.4.7 Détection du césium

Cette section introduit tous les moyens que l'on a mis en place pour détecter le césium lors de nos expériences. Elles sont présentées dans l'ordre chronologique de construction. Chacune des techniques possède une utilisation propre. Nous verrons dans l'ordre l'imagerie de fluorescence, la détection de la fluorescence des atomes par une photodiode, les mesures de temps de vol et finalement l'imagerie par absorption.

Imagerie de fluorescence

C'est la plus simple du point de vue expérimental et peut être la plus intuitive car elle permet de visualiser directement les atomes. La technique est des plus simples : à l'aide d'une lentille ou d'un objectif, on fait l'image du nuage atomique à étudier sur le capteur CCD de la caméra. Comme nous éclairons en permanence les atomes du piège, ceux-ci émettent de la fluorescence utile pour mesurer leur nombre. Le flux émis est recueilli par une lentille. L'angle solide avec lequel la lentille récolte la lumière est noté Ω . On image alors le nuage atomique directement sur le capteur CCD. Nous avons calibré la réponse du capteur CCD en fonction de la puissance lumineuse reçue. Pour ce faire, nous avons éclairé le capteur par un faisceau laser de puissance connue. Le résultat est $P(\text{nW})=0.004 \cdot \text{Nombre de coups sur le capteur}$ (pour un temps d'exposition de 2 ms et un gain maximal). Après vérification, il apparaît que la dynamique du capteur pour cette gamme de puissance est en très bonne approximation linéaire. La mesure de l'intensité du rayonnement émis par l'ensemble des atomes du piège consiste à faire la différence entre la mesure de la fluorescence du piège en fonctionnement normal et celle prise dans les mêmes conditions sans gradient de champ magnétique. On évite ainsi les erreurs dues à la présence de lumière parasite causée par les faisceaux laser. En utilisant un modèle d'atomes à deux niveaux, la puissance diffusée par un atome illuminé par les faisceaux pièges d'intensité Ω_{tot}^2 est [25] :

$$P = h\nu_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_{tot}^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega_{tot}^2/2} \quad (5.6)$$

où ν_L est la fréquence du laser, Γ est la largeur naturelle de la transition cyclante considérée, δ le décalage à la résonance et $\Omega_{tot} = \frac{I_{tot}}{2I_{sat}}$, où I_{tot} est l'intensité totale des 6 faisceaux laser constituant le PMO et I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition, qui vaut dans notre cas 1.1 mW/cm^2 . Cependant, l'atome possède plusieurs sous-niveaux Zeeman pour les niveaux excités et stables. Il faut alors calculer la moyenne de la diffusion sur toutes les transitions entre les différents sous-niveaux Zeeman. La fréquence de Rabi et la polarisation sont alors une fonction complexe dépendant de l'état interne et de la position de l'atome. Généralement, l'hypothèse retenue pour la puissance diffusée par atome est :

$$P \simeq h\nu_L \frac{\Gamma}{2} \frac{C_1^2 \Omega_{tot}^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + C_2^2 \Omega_{tot}^2/2} \quad (5.7)$$

où C_1 et C_2 sont des coefficients de Clebsch-Gordan moyens. En effectuant un calcul basé sur l'hypothèse que tous les sous-niveaux Zeeman sont équipés et

en considérant toutes les polarisations possibles, on trouve $C_1^2 \simeq C_2^2 \simeq 0.4$. Ces coefficients ont par ailleurs été mesurés dans un PMO de césium dans le travail reporté dans la référence [86] avec des fréquences de Rabi variant de Γ à $2,2 \Gamma$. Les auteurs de la référence [86] donnent des valeurs $C_1^2 \simeq C_2^2 \simeq 0.73$. L'origine de la différence entre les valeurs théoriques et expérimentales de ces coefficients est probablement due à des phénomènes de pompage optique mal contrôlés.

En utilisant la relation 5.7, on relie la puissance diffusée par les atomes à celle mesurée par la caméra en faisant intervenir l'angle solide Ω . Ainsi, le nombre d'atomes est relié à la puissance P_{CCD} reçue par la photodiode :

$$N_{at} = \frac{P_{CCD}}{h\nu_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{C_1^2 \Omega_{tot}^2 / 2}{\delta^2 + \Gamma^2 / 4 + C_2^2 \Omega_{tot}^2 / 2}} \quad (5.8)$$

Cette mesure donne seulement un ordre de grandeur et peut être considérée comme valable à un facteur 2 près.

Mesure de fluorescence

Cette technique est tout à fait similaire à la précédente; seule le détecteur change. Au lieu de faire l'image du nuage atomique sur un capteur CCD, nous utilisons une photodiode que nous avons pris soin d'étalonner. L'avantage de cette mesure est de suivre en temps réel l'évolution du nombre d'atomes sur un oscilloscope par exemple. La réponse de la photodiode en tension est $P(\text{nW}) = 102 \times U(\text{V})$ pour le piège magnéto-optique.

Mesure de temps de vol

Cette technique est très utile pour mesurer la température d'un échantillon atomique [63], [20]. Le principe en est simple : un nuage atomique de taille initiale z_0 selon z , de température T et d'altitude initiale nulle, est lâché de cette position en éteignant les forces confinantes à l'instant $t=0$. Sous l'effet de la distribution initiale des vitesses, le nuage 'enfle' en même temps qu'il chute sous l'effet de la gravité, on parle d'expansion ballistique. Si on considère l'altitude du nuage atomique $z(t)$ à l'instant t , elle vaut, en supposant une vitesse initiale nulle et un nuage ponctuel :

$$z(t) = \frac{1}{2}gt^2 \quad (5.9)$$

et sa vitesse,

$$V_z(t) = gt \quad (5.10)$$

En fait, la distribution des atomes au départ ($t=0$) peut être en très bonne approximation considérée comme une gaussienne :

$$P(z) = \frac{1}{2\pi\sigma_0^2} \exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_0^2}\right] \quad (5.11)$$

et à l'instant t ,

$$P(z, t) = \frac{1}{2\pi\sigma(t)^2} \exp\left[-\frac{(z - z(t))^2}{2\sigma(t)^2}\right] \quad (5.12)$$

Avec :

$$\sigma(t)^2 = \sigma_0^2 + \Delta V_z^2 t^2 \quad (5.13)$$

où ΔV_z est l'écart quadratique moyen de la vitesse selon l'axe z . Il est simplement lié à la température, en considérant une distribution maxwellienne par la relation :

$$\frac{1}{2}m\Delta V_z^2 = \frac{1}{2}k_B T \quad (5.14)$$

Notons que si l'on peut mesurer la taille du nuage à différents instants, on peut alors remonter directement à la distribution en température de l'échantillon atomique. C'est précisément la technique que nous avons utilisée pour mesurer la température du nuage issu du piège magnéto-optique du bas. Or on ne peut sonder la température qu'à un instant donné. On place alors un faisceau laser résonante à une altitude h sous le nuage, celui-ci possédant une épaisseur e selon

z (0.5 mm)¹. Les atomes en chute libre absorbent la lumière. Cette absorption est proportionnelle à la densité du nuage et donc elle reproduit fidèlement la distribution donnée par la formule 5.12. D'un point de vue pratique, le faisceau sonde de largeur très grande traverse l'enceinte sous le piège puis est refocalisé sur une photodiode. Le signal d'absorption est visualisé sur un oscilloscope et acquis grâce à une liaison GPIB. ce signal est de forme gaussienne si la largeur temporelle du signal Δt_{signal} (demi-largeur à $1/\sqrt{e}$) est très petite devant le temps de chute et que l'épaisseur de la sonde e soit très petite devant la taille du nuage à l'instant où l'on sonde. Dans ce cas Δt_{signal} est directement liée à l'extension spatiale du nuage par :

$$\Delta t_{signal} = \frac{\sigma(t)}{V_z(t)} = \frac{\sigma(t)}{gt_{chute}} \quad (5.15)$$

où

$$t_{chute} = \sqrt{2\frac{h}{g}} \quad (5.16)$$

D'où :

$$\Delta V_z^2 t_{chute}^2 = 2gh(\Delta t_{signal})^2 - \sigma_0^2 \quad (5.17)$$

et en tenant compte de l'épaisseur gaussienne e de la sonde :

$$\Delta V_z^2 t_{chute}^2 = 2gh(\Delta t_{signal})^2 - \sigma_0^2 - e^2 \quad (5.18)$$

Et donc :

$$\frac{k_B T}{m} = (g\Delta t_{signal})^2 - \frac{g}{2h}(\sigma_0^2 + e^2) \quad (5.19)$$

¹La sonde sera prise gaussienne. En fait, elle ne l'est pas, il s'agit d'une fente d'un demi-millimètre d'épaisseur. Cependant, l'erreur faite est négligeable.

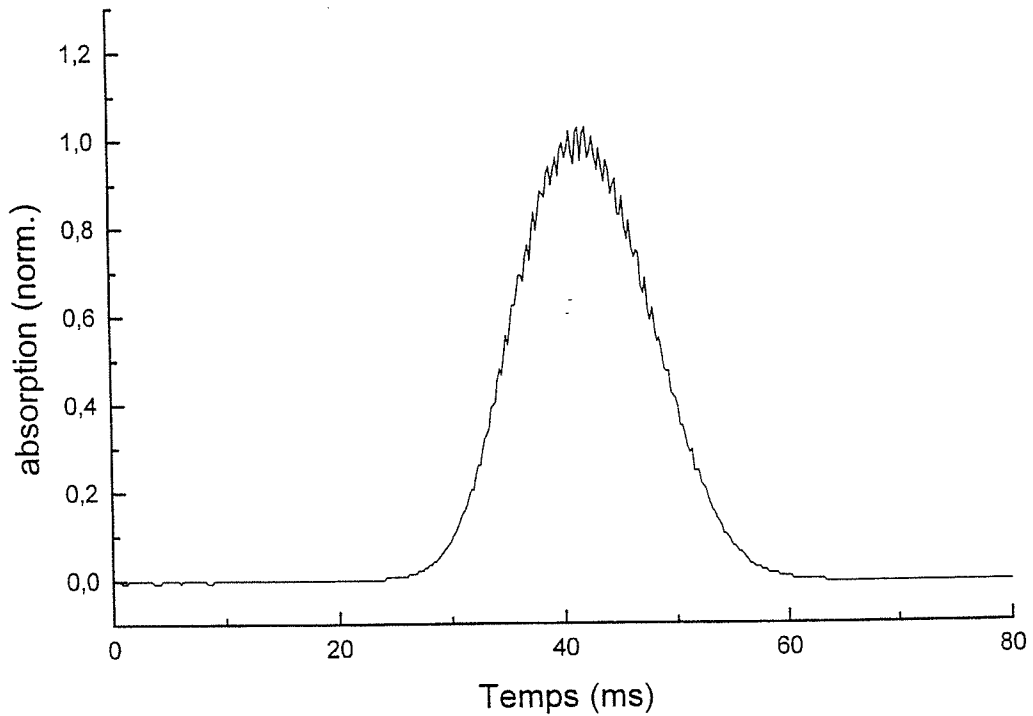


FIG. 5.10: *Mesure de temps de vol de $h=7$ cm. Le signal a une demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de 5.9 ms ce qui correspond à une température de $24 \mu K$*

Pour le PMO du haut, la sonde était placée à 7 cm en dessous du piège. Un exemple de mesure de temps de vol est présenté sur la figure 5.10. L'absorption est à peu près de 25% et la largeur du signal de 5.9 ms correspond à une température de $24 \mu K$. On vérifie *a posteriori* que la largeur du signal est petite devant le temps de chute (118 ms) et que l'épaisseur de la sonde 0.5 mm est elle aussi petite devant le nuage en chute libre (1 cm).

Ce même procédé a été utilisé pour détecter les atomes dans la cellule du bas. L'étalement du nuage est tel que l'absorption est fortement réduite à 50 cm sous le premier piège. Cela étant dit, nous avons pu nous rendre compte d'un léger désalignement des deux enceintes qui avait pour conséquence d'empêcher les atomes d'accéder à la cellule en verre. Fort heureusement, des vis de contrôle de l'alignement avaient été prévues et nous avons pu rétablir la verticalité de l'ensemble. Quant au temps de vol du bas, la mesure de température est encore plus précise puisqu'une série de photographies de 0 à 40 ms permet de tracer l'évolution de l'élargissement et donc de remonter directement à la température.

Imagerie d'absorption

Cette technique est plus appropriée pour des nuages denses comme peuvent l'être des nuages proches de la condensation. Un faisceau résonant avec la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ permet de détecter les atomes dans l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ qui est l'état fondamental de l'atome de césium. Cependant, on peut aussi repomper les atomes dans l'état $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle$ et ensuite à l'aide d'un faisceau résonnant sur la transition cyclique $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 5\rangle$, on peut obtenir une absorption. Le faisceau laser utilisé est très peu intense (de l'ordre de 1 % de I_{sat}). Sur la caméra CCD nous obtenons l'ombre du nuage. Cependant comme le faisceau sonde se réfléchit sur les parois de la cellule en verre, son aspect comporte des franges d'interférences. Nous sommes donc amenés à diviser l'image obtenue avec les atomes par celle sans les atomes pour s'affranchir des hétérogénéités du faisceau. Une justification de cette technique pourra être trouvée en annexe de la référence [61]

5.5 Piège Magnéto-Optique haut

Le dispositif que nous présentons dans cette section est un dispositif tout à fait classique. Nous n'entrons pas ici dans une explication par trop approfondie du fonctionnement d'un piège magnéto-optique. Un schéma simple à une dimension rappellera au lecteur l'essentiel de ce qu'il faut savoir pour comprendre le dispositif et ses caractéristiques. Ensuite, seront abordés tour à tour notre dispositif propre, ses caractéristiques en terme de température et nombre d'atomes puis son optimisation.

5.5.1 Principe de fonctionnement d'un PMO

Force de pression de radiation suivant une dimension. Mélasse Doppler

Sous l'action d'une onde lumineuse quasi-résonante, un atome à deux niveaux subit une succession de cycles absorption-émission spontanée. Chaque photon absorbé transmet à l'atome une impulsion dans la direction de propagation du laser. L'émission spontanée, quant à elle, s'effectue de manière aléatoire dans tout l'espace. Ainsi, en moyenne, l'impulsion résultant de plusieurs cycles d'absorption-réémission est nulle. L'addition de ces deux processus génère une force moyenne dirigée dans le sens de propagation du faisceau, c'est la force de pression de radiation.

Nous faisons l'hypothèse que les variables externes des atomes (position et vitesse) peuvent être traitées classiquement. Cette hypothèse est valide tant que le mouvement des atomes reste assez rapide, c'est à dire que leur énergie est supérieure à l'énergie de recul, E_{rec} :

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5.20)$$

Dans ces conditions, l'évolution de l'état atomique dans un rayonnement monochromatique est décrit par les équations de Bloch optiques [19]. Leur résolution fait apparaître une force dissipative moyenne (pression de radiation). Son expression sur des atomes immobiles est :

$$F_{diss} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \quad (5.21)$$

Avec $s \ll 1$ et où $k_L = \frac{2\pi}{\lambda_L}$ est le vecteur d'onde du laser, Γ est la largeur naturelle de la transition et s est le paramètre de saturation ($s = \frac{I}{2I_{sat}}$ où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F=5\rangle$).

Soit un atome en mouvement à la vitesse v . Il rencontre deux faisceaux contre-propageants à la même fréquence et qui exercent chacun une force dirigée dans le sens de leur propagation. La force résultante est en régime de champ faible :

$$F_{Doppl} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\Omega^2/2}{(\delta_L - k_L v)^2 + \Gamma^2/4} - \frac{\Omega^2/2}{(\delta_L + k_L v)^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (5.22)$$

On parle de refroidissement Doppler. En effet, si le laser est décalé vers le rouge de la transition ($\delta_L < 0$), cette force s'oppose au mouvement de l'atome. Aux faibles vitesses, telles que $k_L v \ll \max(\Gamma, \delta_L)$, cette force est une force de friction linéaire, $F_{Doppl} = -\alpha_{Doppl} v$ où α_{Doppl} est le coefficient de friction. Le mouvement de l'atome est celui d'une particule dans un milieu visqueux. On parle de "mélasse optique".

Limite du refroidissement Doppler. Refroidissement Sub-Doppler

En phase de mélasse, la force Doppler s'oppose au mouvement et diminue donc l'énergie cinétique moyenne de l'échantillon atomique. On définit une température du milieu par la relation classique : $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} k_B T$ (il s'agit là d'une mélasse à une dimension). On ne peut espérer descendre la température du nuage indéfiniment car il existe une limite au processus. En effet, lorsque les vitesses deviennent très faibles, l'émission spontanée du photon dans une direction aléatoire entraîne

des fluctuations dans le mouvement des atomes. Il résulte une marche au hasard de l'atome durant les cycles absorption émission spontanée. L'équilibre entre la diffusion résultant de la marche aléatoire des atomes et le refroidissement Doppler conduit à une limite de température. Cette température limite est estimée à $k_B T_{Doppl} = \frac{\hbar\Gamma}{2}$, pour un désaccord $\delta_L = -\frac{\Gamma}{2}$. Pour le césium, cette température Doppler est de $125 \mu K$. Ces résultats sont généralisables à trois dimensions.

Les premières mesures de température dans les mélasses optiques à trois dimensions avaient révélé une véritable surprise avec des températures plus basses que les limites théoriques. Car pour une fois la complexité théorique du problème s'est révélée une alliée précieuse. En fait, il faut prendre en compte la structure multi-niveaux (dégénérescence Zeeman) des atomes ainsi que la polarisation de la lumière (elle présente un gradient spatial). Il en résulte des effets de pompage optique entre sous-niveaux assez complexes conduisant à un refroidissement très efficace appelé régime sub-Doppler. La température de l'échantillon peut correspondre seulement à une dizaine de fois l'énergie de recul E_r ($E_r \sim 200$ nK).

Principe du piège magnéto-optique 1D

Il est possible de ralentir les atomes grâce à l'action de la lumière. Cependant, comme cette force est indépendante de la position de l'atome, elle ne peut confiner les atomes. Pour piéger les atomes lents, on utilise un gradient de champ magnétique créé par deux bobines montées en configuration anti-Helmoltz, ainsi $Bz = \left(\frac{\partial B}{\partial z}\right)_{z \sim 0} \times z = b \times z$. Du fait de l'effet Zeeman dû à ce gradient, la condition de résonance dépend de la position spatiale de l'atome. Pour illustrer ce phénomène, nous nous intéressons à une transition entre un atome d'état $J = 0$ et d'état final $J = 1, m = 0, \pm 1$ dans le cadre simple du modèle à une dimension. Soit un atome immobile situé à une distance $z > 0$. Celui-ci est davantage en résonance avec le faisceau polarisé σ^- se propageant vers les $z < 0$. En effet, la polarisation σ^+ induit une transition $m_J = 0 \rightarrow m'_J = +1$. Sous l'influence de l'effet Zeeman, l'énergie du niveau $m'_J = +1$ augmente si bien que le laser σ^+ est encore plus hors résonance ; sa fréquence étant déjà décalée vers le rouge par rapport à la transition. A l'inverse, la polarisation σ^- induit une transition $m_J = 0 \rightarrow m'_J = -1$, plus proche de la résonance (l'effet Zeeman tendant maintenant à compenser le décalage vers le rouge du faisceau laser). Ainsi, le faisceau de polarisation σ^- , plus en résonance avec l'atome que le faisceau de polarisation σ^+ , exerce une pression de radiation plus importante que cette dernière. L'atome subit une force qui tend à le ramener vers $z = 0$. Cette situation est bien évidemment inversée lorsque l'atome est situé en $z < 0$, le champ B, alors vu par

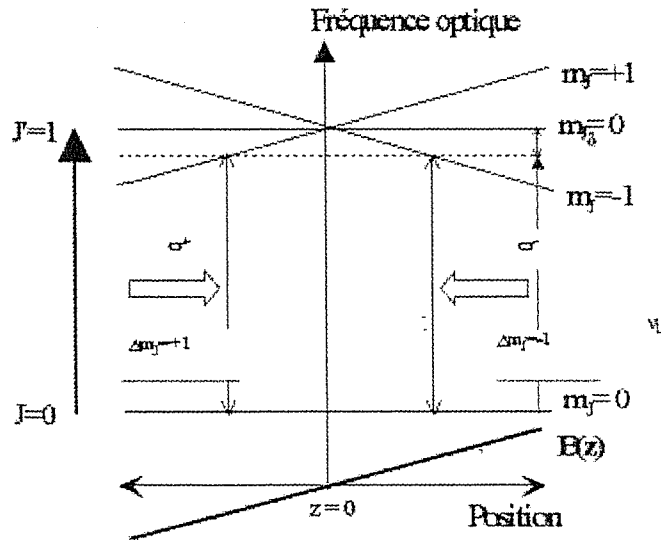


FIG. 5.11: Principe du fonctionnement du piège magnéto-optique dans le cas simple d'une transition $J=0 \rightarrow J'=1$

l'atome, étant négatif (cf fig.5.11).

La nouvelle condition de résonance, pour chacun des faisceaux polarisés σ^\pm devient $\delta_L^\pm = \omega_L \mp k_L v - \left(\omega_0 \mp \frac{g_J \mu_B b z}{\hbar} \right)$. A la limite des faibles vitesses ($k_L v, \frac{g_J \mu_B b z}{\hbar} \ll \max(\Gamma, \delta_L)$), le développement de l'équation 5.22 donne $F \simeq -\alpha_{Doppl} v - \beta_{Doppl} v z$ où β_{Doppl} est la constante de rappel du piège. Les conditions de fonctionnement des pièges sont réalisées lorsque α_{Doppl} et β_{Doppl} sont fixés de manière à ce que le mouvement d'un atome s'effectue dans un régime sur-amorti. Suivant l'abscisse z , le mouvement est exponentiellement décroissant sans oscillation vers la position d'équilibre, au centre du piège.

5.5.2 Le dispositif expérimental

Le dispositif est des plus classique. Trois paires de faisceaux contenant les fréquences piège et repompeur se rejoignent au centre de l'enceinte. Ces faisceaux sont étalés à l'aide d'un télescope pour atteindre un diamètre de 1 cm environ. Dans chacun des bras nous disposons d'une puissance lumineuse d'environ 30 mW et jusqu'à 45 mW. La paire horizontale est constituée de deux faisceaux indépendants et les deux paires verticales sont retro-refléchies pour une raison d'encombrement essentiellement. Les bobines créant le gradient de champ

magnétique sont rigoureusement placées en position de Helmholtz et automatiquement centrées (un logement dans le corps de l'enceinte à vide avait été ménagé pour les recevoir). Elles ont un diamètre de 4 cm, contiennent 63 spires et on y fait circuler un courant de 2.8 A en général (ce qui correspond à un gradient de 15 G/cm); une circulation d'eau empêche un échauffement excessif par effet Joule. La coupure du champ magnétique se fait grâce à un signal TTL adressé à un relais statique ce qui nous assure des temps de coupure suffisamment courts pour ne pas poser de problème. La coupure des faisceaux pièges s'effectue grâce à un modulateur acousto-optique. Les temps de coupure sont très courts. Pour être sûr d'avoir coupé la totalité de la lumière, les faisceaux sont aussi coupés grâce à un obturateur mécanique rapide qui permet en sus de masquer le repompeur.

5.5.3 Caractéristiques du piège

Les caractéristiques de ce piège sont dictées par l'utilisation que l'on désire en faire. Nous voulons un piège avec un grand nombre d'atomes et le plus froid possible. En effet, la finalité de ce piège est de servir de réservoir d'atomes à un second piège situé 50 cm en contrebas. Ce second piège est chargé à partir de celui du haut. Pour un chargement optimum il nous faut donc un grand nombre d'atomes au départ et les plus froids possibles. Malheureusement, ces conditions sont quelque peu contradictoires et nous obligent à chercher un compromis. Nous avons finalement opté pour un piège contenant à peu près un milliard d'atomes et possédant une température de l'ordre de $200 \mu K$. Cette température est bien trop chaude pour pouvoir laisser les atomes chuter vers le bas avec au départ une vitesse grande. En effet, il faut que le nuage puisse traverser non seulement le diaphragme de vide différentiel situé à 10 cm du centre du piège mais aussi le col de la cellule en verre, situé lui à plus de 45 cm du premier piège. Nous avons donc tenté de descendre en température, c'est le sujet de la prochaine section.

5.5.4 Optimisation de la température du piège haut

Grossièrement, il existe trois manières de diminuer la température d'un PMO :

- l'usage d'une phase de mélasse après chargement du piège. Il s'agit d'éteindre le gradient de champ magnétique pendant une durée de l'ordre de 30 ms.

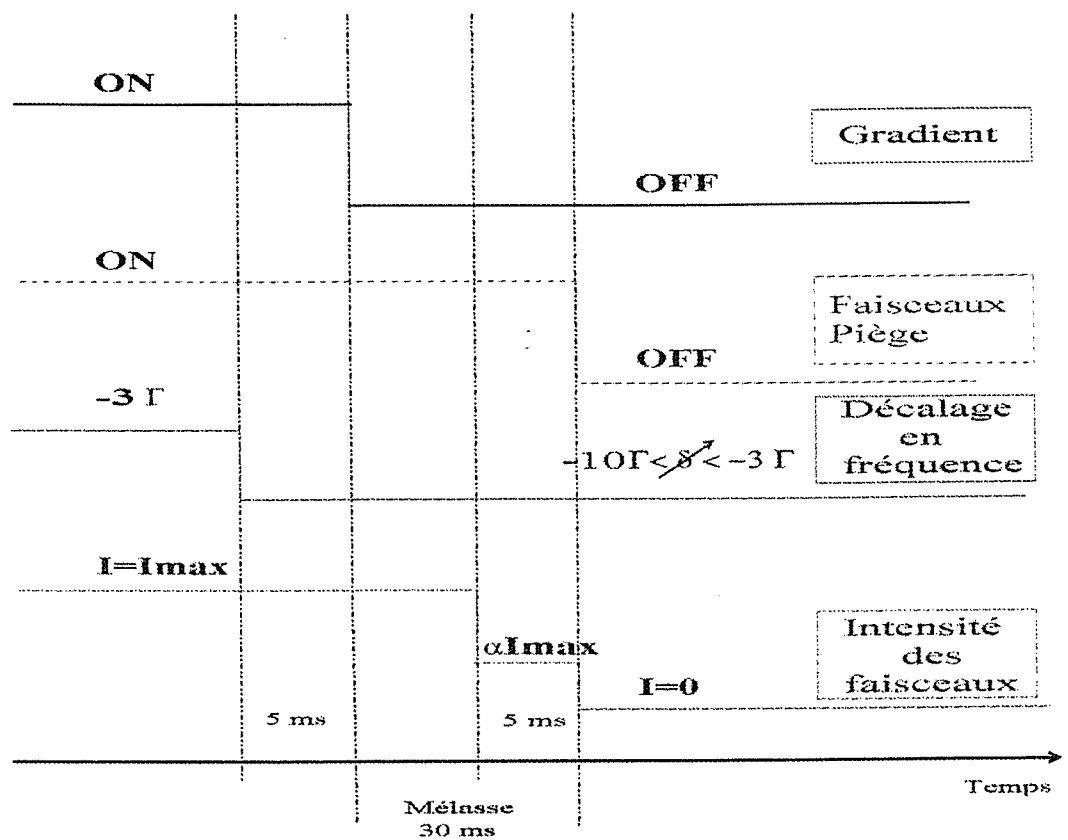


FIG. 5.12: Schéma de la séquence que nous utilisons pour refroidir le piège magnéto-optique du haut. Nous utilisons une phase de mélasse de 30 ms au cours de laquelle les faisceaux de piégeage sont désaccordés et leur intensité baissée.

- décalage en fréquence des lasers pièges. Cette mesure a pour effet de diminuer les effets de diffusion multiple des photons et donc de limiter cet échauffement. De plus, cela favorise le processus sub-Doppler par rapport aux processus Doppler.

- la diminution des intensités des lasers de piégeage qui a le même effet que l'augmentation du décalage en fréquence.

Nous avons donc mis en oeuvre ces trois techniques et nous nous sommes mis à la recherche de la meilleure recette combinant ces trois ingrédients. La séquence que nous avons étudiée est schématisée dans la figure 5.12.

Nous avons fait varier le désaccord sur une plage compatible avec notre dispositif d'injection comprise dans la plage $-10\Gamma < \delta < -3\Gamma$. Et nous avons fait de même avec la phase de réduction en intensité des faisceaux pièges. Les résultats sont exposés dans les figures 5.13 et 5.14. Cela nous a amené au choix d'une

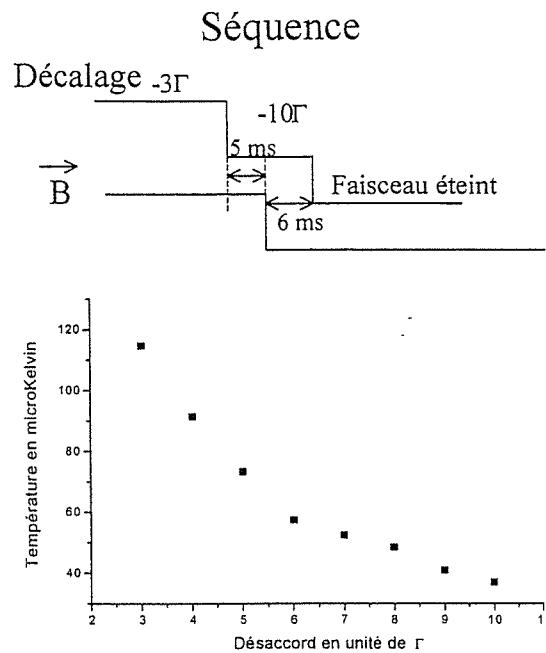


FIG. 5.13: *Etude de la température du nuage issu du piège magnéto-optique du haut. Nous avons effectué une phase de décalage en fréquence variable de 11 ms. L'optimum sans perte d'atomes se trouve à -10Γ .*

séquence comportant un désaccord de -10Γ et une réduction de l'intensité de 40 %, le résultat est une température de l'ordre de $25\mu K$. Par la suite, en optimisant la baisse en intensité et en jouant sur la durée de la phase de mélasse, nous avons pu obtenir des températures de $10\mu K$.

5.5.5 Transfert d'un piège à l'autre

Nous avons vu que le piège magnéto-optique du haut. Celui-ci ne sert que de réservoir à atomes froids pour un second piège situé en 50 cm contrebas. Il faut donc pouvoir assurer le transfert d'un piège à l'autre, nous utilisons pour cela la gravité et un guidage dipolaire.

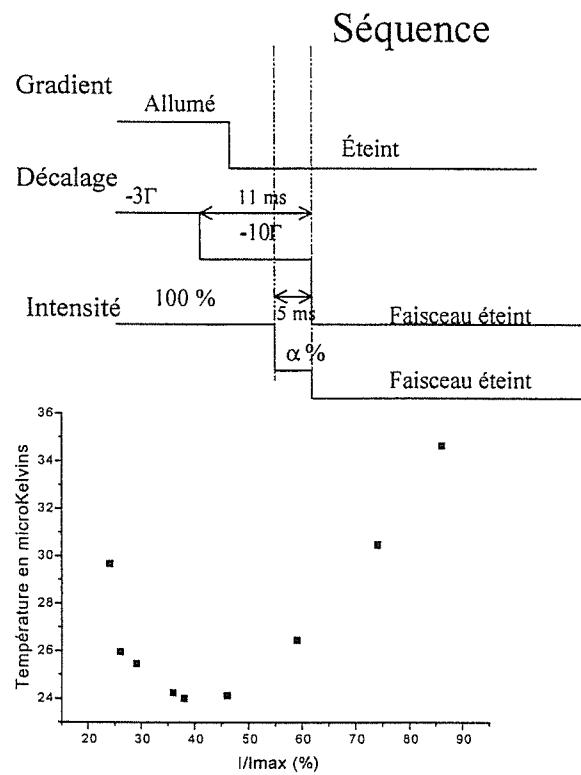


FIG. 5.14: *Etude de la température du nuage issu du piège magéto-optique du haut. Nous avons effectué une phase de décalage en fréquence à -10Γ de 11 ms. Et pendant les dernières 5 ms nous baissions brutalement l'intensité des faisceaux pièges de I_{max} à αI_{max} , l'optimum se situe aux environs de 40 %.*

Transfert par simple gravité

C'est le moyen le plus naturel de transfert des atomes du piège magnéto-optique haut vers celui du bas. Il nécessite cependant deux conditions essentielles. La première est une bonne verticalité de l'enceinte, sans cela les atomes touchent les parois avant d'atteindre le PMO du bas. La seconde condition porte sur la température au départ du nuage atomique. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe consacré au temps de vol le rayon du nuage à l'altitude h vaut :

$$r(h) = \sqrt{r_0^2 + \frac{2k_B T}{m} \frac{2h}{g}} \quad (5.23)$$

Ce qui nous donne à l'altitude de 10 cm où se trouve le premier obstacle, le diaphragme de vide différentiel, un rayon de 7.5 mm pour une température de $24 \mu K$ et 5.1 mm pour une température de $11 \mu K$. Ce qui est, dans les deux cas plus grand que le rayon du trou lui même (4 mm) et donne un taux de passage de 13 % pour $24 \mu K$ et 26.5 % pour $11 \mu K$. Les atomes ayant passé ce premier obstacle ont une température inférieure à $6 \mu K$. La taille de ce nuage est de 1.6 cm ($24 \mu K$) et 1 cm ($11 \mu K$) au niveau du col la cellule en verre. On doit donc s'attendre à un taux de transfert de 3.1 % ($24 \mu K$) et 7% pour $11 \mu K$.

Transfert assisté par guidage dipolaire

Le principe du piège même implique la présence d'un laser Nd :Yag focalisé aux environs même du PMO bas. Nous avons donc mis à profit cette facilité pour aider au guidage des atomes sachant qu'au niveau du PMO haut la profondeur du guide dipolaire est d'environ $6 \mu K$ pour un rayon de $600 \mu m$. Nous avons constaté que le PMO du bas se chargeait plus vite (2 fois environ).

5.6 Piège Magnéto-Optique Bas

Ce piège ne diffère pas en principe de celui du haut, mais ses applications en sont très différentes. Il s'agit là du vrai point de départ vers la condensation de Bose-Einstein. Nous verrons tour à tour son dispositif et ses caractéristiques.

5.6.1 Dispositif expérimental

Il n'est pas différent de celui du haut, cependant sa mise en oeuvre est quelque peu plus complexe. Nous n'avons plus d'enceinte métallique auto-centrée reposant sur la table optique. Le piège est réalisé dans l'enceinte en verre vue précédemment. Pour l'alignement des faisceaux nous avons construit un cache en carton avec des trous situés aux lieux de passage des faisceaux. Le gradient de champ magnétique est créé par une paire de bobines en position anti-helmoltz (placées sur l'axe des faisceaux horizontaux) possédant chacune 130 spires refroidies par une circulation d'eau. Leur centrage fin est délicat du fait de l'absence de repère précis ; l'ajustement s'effectue lorsque le piège est en marche. Pour leur alimentation nous avons eu recours à une alimentation "delta electronica" commandable en courant. Nous pouvons ainsi grâce à un signal analogique adressé par l'ordinateur pilote, commander le gradient de champ continuellement. Ce dispositif est essentiel pour la réalisation de compression du nuage atomique. L'autre originalité du dispositif est la présence de deux grandes bobines de 16 cm de diamètre intérieur (20 cm extérieur) situé sur un axe vertical de part et d'autre du piègeage en position de Helmholtz. Elle possède chacune 80 spires et sont énergétiquement refroidies par deux circulations d'eau chacune (une par face). Elles n'ont pas d'application directe dans le cadre du piège magnéto-optique, quoiqu'elles peuvent parfois servir d'appoint dans la compensation de champs résiduels ; cependant leur position au coeur même du dispositif en font un élément incontournable. Elles nous sont d'autre part utiles pour polariser les atomes dans les sous-niveaux Zeeman désirés et puis comme nous le verrons plus tard elles interviennent dans le dispositif dédié au piège hybride magnétique et optique. Le piège est étudié par une imagerie par fluorescence, le nombre d'atomes est directement mesuré par la caméra.

5.6.2 Caractéristiques

Les caractéristiques principales du piège en terme de température et nombre d'atomes sont là aussi classiques, nous avons en moyenne 3.10^8 atomes pour une température de $200 \mu K$. Ce qui l'est moins c'est le type de chargement. D'abord nous avons constaté que le fonctionnement optimum s'effectuait au désaccord de -6Γ , ce qui est à notre connaissance peu fréquent. Il semble que cette caractéristique soit liée à l'augmentation spatiale de la plage de capture. Le chargement du piège s'effectue à partir du piège du haut. La séquence est variable selon les

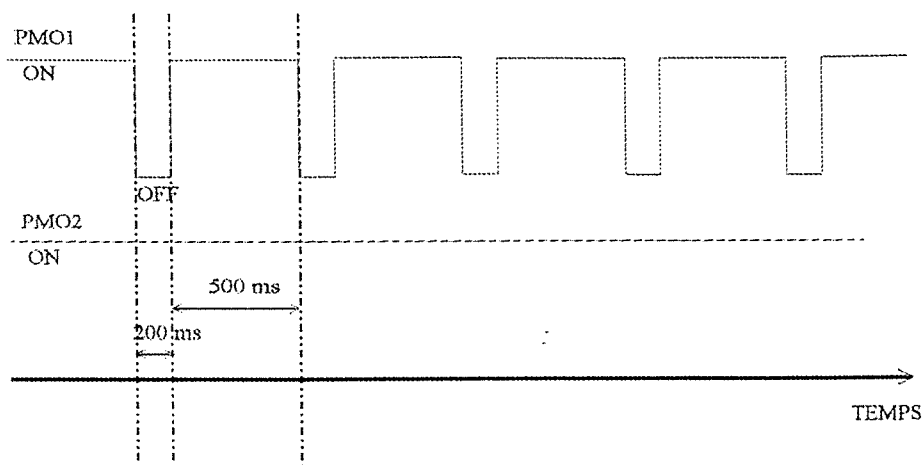


FIG. 5.15: Séquence de chargement du piège magnéto-optique 2 à partir du 1. Elle consiste à laisser le piège bas allumé tout en pratiquant des lâchés d'atomes du haut.

utilisations, mais en général, nous chargeons le PMO haut pendant quelques centaines de millisecondes puis nous l'éteignons (faisceau et gradient) pendant 200 ms (c'est obligatoire car sinon la chute des atomes est très fortement perturbée par l'allumage du gradient magnétique), pendant ce temps le piège bas est maintenu allumé gradient et faisceaux. Le schéma est présenté dans la figure 5.15.

Nous avons alors réalisé l'enregistrement de la fluorescence du PMO2 grâce à la caméra. Nous avons ensuite arrêté le chargement et observé la décroissance du nombre d'atomes dans le piège. L'enregistrement apparaît sur la figure 5.16. Un modèle simple de taux permet de la comprendre assez aisément. Dans un PMO, il existe des pertes et des gains d'atomes. Les gains dans notre cas sont simples : il s'agit des atomes qui arrivent du PMO haut à différents instants, on notera R le nombre d'atomes arrivant par chargement aux instants t_n . Les pertes ont deux origines distinctes :

- les pertes dues aux collisions avec les particules du gaz résiduel, Il s'agit donc d'un phénomène proportionnel à N , on notera γ le taux associé, les pertes ont alors pour expression $-\gamma N$.

- Le second mécanisme de pertes est dû au processus de collisions à deux atomes assisté par la lumière ou non, il s'agit donc d'un phénomène proportionnel à N^2 , on notera β le coefficient et les pertes associées ont pour expression $-\beta N^2$.

L'équation d'évolution du taux est donc :

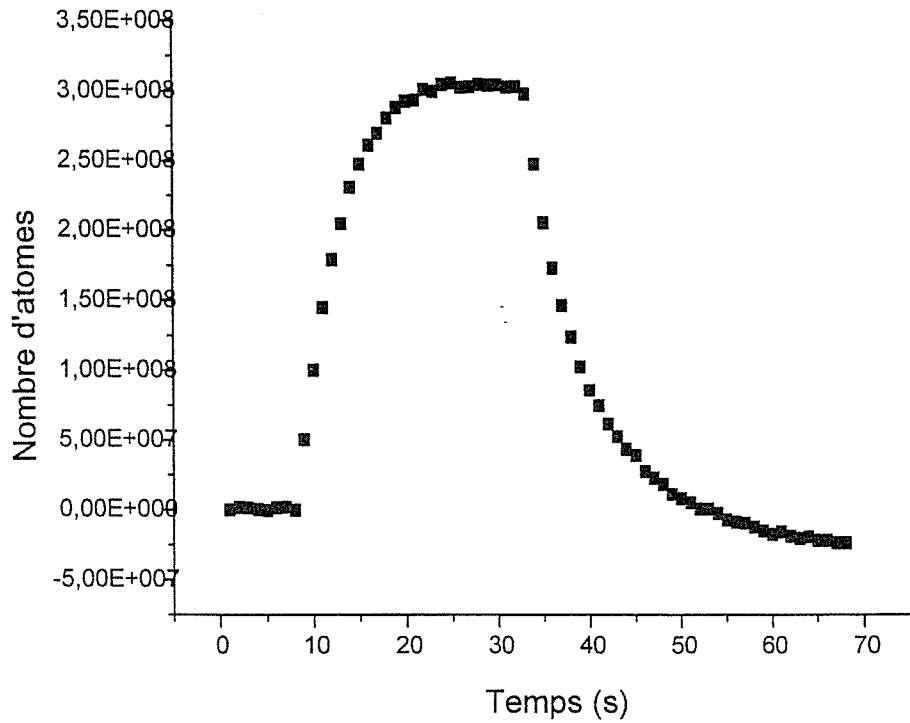


FIG. 5.16: *Courbe de chargement et de durée de vie du piège magnéto-optique du bas. La séquence se divise en deux temps : un temps de chargement du piège puis une coupure de ce chargement. Pendant ce dernier laps de temps, nous observons la durée de vie du piège.*

$$\frac{dN}{dt} = R\delta(t - t_n) - \gamma N - \beta N^2 \quad (5.24)$$

Dans cette équation, et d'un stricte point de vue expérimental, seul R et γ sont intéressants. Notons aussi que le terme de collisions n'apparaît qu'en fin de chargement là où la densité devient suffisante pour qu'il surpasse les pertes dues au vide d'autant plus que nous travaillons à un désaccord de $-\delta$. Si nous considérons le début du chargement, on pourra négliger le terme de collisions assistées par la lumière.

Entre deux chargements n et $n+1$, l'équation d'évolution du nombre d'atomes est régit simplement par :

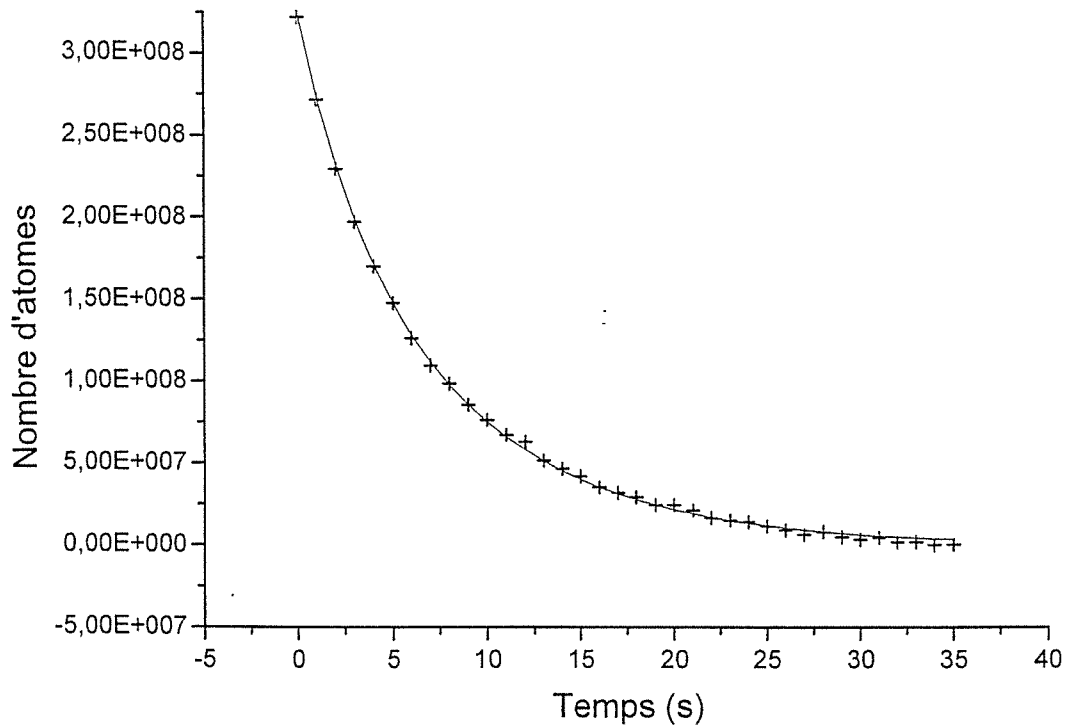


FIG. 5.17: Ajustement de la courbe de déchargement du piège par la formule $N(t) = N_0 e^{-\gamma t} \left[1 + \frac{\beta N_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \right]^{-1}$. Le résultat donne $N_0 = 3 \times 10^8$ atomes, $\gamma = 0.115 \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 1.8 \times 10^{-10}$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N - \beta N^2 \quad (5.25)$$

Cette équation s'intègre sans difficulté pour obtenir en notant N_0 , la population de l'instant $t=0$:

$$N(t) = N_0 e^{-\gamma t} \left[1 + \frac{\beta N_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \right]^{-1} \quad (5.26)$$

Nous avons ajusté cette formule à la courbe de déchargement du piège 5.17, et nous avons obtenus $N_0 = 3 \times 10^8$ atomes, $\gamma = 0.115 \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 1.8 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$.

Ainsi si on note N_n , le nombre d'atomes après le nième chargement, on aura la relation de récurrence où T est la période entre deux chargements et R le nombre d'atomes, reçus par chargement :

$$N_{n+1} = R + N_n e^{-\gamma T} \left[1 + \frac{\beta N_n}{\gamma} (1 - e^{-\gamma T}) \right]^{-1} \quad (5.27)$$

On peut alors calculer R le nombre d'atomes reçus par chargement en considérant que N_0 est un point fixe de la relation de récurrence 5.27 :

$$R = N_0 \left\{ 1 - e^{-\gamma T} \left[1 + \frac{\beta N_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma T}) \right]^{-1} \right\} \quad (5.28)$$

On trouve alors $R = 4.6 \times 10^7$ atomes par chargement.

5.6.3 Transfert dans le piège hybride

Il reste à évoquer le délicat passage des atomes du PMO2 vers le piège hybride. Il s'agit de refroidir les atomes le plus possible, mais en même temps de comprimer le nuage atomique pour qu'il s'ajuste au mieux avec le faisceau du piégeage dipolaire. D'autres part, nous devons placer les atomes dans le même état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ par une technique de pompage optique. Notons que tout ce que nous avons évoqué précédemment est fait en présence d'un laser Nd :Yag focalisé au niveau du PMO2.

Séquence de chargement

C'est une séquence quelque peu compliquée par la présence d'une phase de compression. La détermination de la séquence s'est faite de manière empirique. La nécessité d'une phase de compression du nuage atomique se comprend aisément lorsque l'on considère que le nuage atomique est grossièrement sphérique et d'un rayon de l'ordre de $500 \mu m$ alors que le piège dipolaire dans lequel on voudrait l'y placer est cylindrique et ne fait lui que 150 à $200 \mu m$. On a estimé le taux de transfert du PMO vers le piège dipolaire, en considérant la distribution des atomes gaussienne dans le PMO pour un waist de $150 \mu m$. On se rend compte alors que plus le nuage de départ est petit plus le taux de transfert est grand. Pour la compression, nous avons augmenté le gradient du PMO 50 ms avant l'extinction du piège. Au cours de cette compression nous réduisons l'intensité des faisceaux pièges et nous augmentons le désaccord. Ces précautions ont pour but d'éviter un

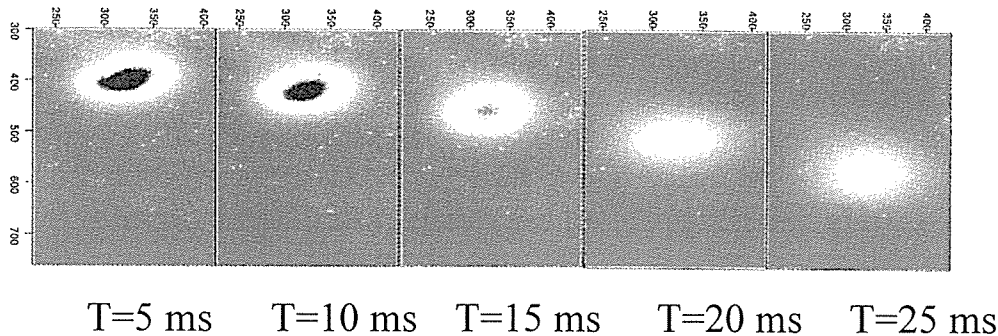


FIG. 5.18: *Chute du nuage atomique issu du piège magnéto-optique. L'élargissement du nuage est directement relié à la température et permet donc de la mesurer.*

échauffement des atomes dû à l'augmentation de la densité. Ensuite, une phase de refroidissement classique intervient en fin de compression, celle-ci comprend une phase de mélasse courte de 5 ms, ainsi que des paliers d'intensité et de désaccord. Nous avons mesuré la température en utilisant la technique du temps de vol. Pour ce faire, nous prenons une série de photographies entre 5 et 25 ms après le début de la chute. L'augmentation du rayon du piège nous renseigne sur la température. La série de photographie 5.18 nous montre cette augmentation due à une température de $9 \mu K$.

Polarisation des atomes

L'état quantique que l'on désire atteindre est le sous-niveau Zeeman $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$. Il existe différentes possibilités en terme de pompage optique pour atteindre cet état. Nous avons choisi celle qui utilise une seule fréquence par souci d'écono-

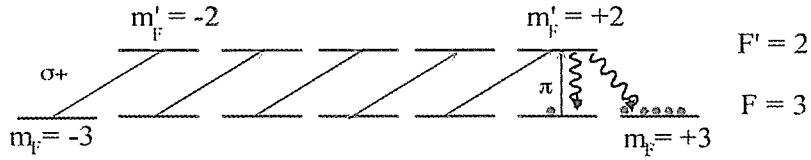


FIG. 5.19: Schéma du processus de pompage optique vers l'état $|F = 3, m_F = +3\rangle$. Une lumière polarisée σ^+ occasionne une accumulation des atomes dans les états extrêmes $|F = 3, m_F = +2\rangle$ et $|F = 3, m_F = +3\rangle$. Une faible composante π achève de polariser l'échantillon dans l'état voulu.

mie de modulateur acousto-optique. Pour commencer le processus de pompage optique nous avons besoin de nous placer dans l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle$. Pour cela, nous éteignons le faisceau repompeur $500 \mu s$ avant les faisceaux pièges. Ainsi tous les atomes sont dé pompés de l'état $|6^2P_{3/2}, F = 4\rangle$ vers l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle$. Ensuite un faisceau accordé sur la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ est envoyé sur le nuage atomique verticalement. Un petit champ magnétique vertical créé par les bobines verticales assure un axe de quantification selon z . Le schéma 5.19 montre que nous obtenons ainsi une accumulation des atomes dans les états $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +2\rangle$ et $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$. Il y a d'autres schémas de polarisation possibles mais celui-ci est le plus aisé pour nous du point de vue de la disponibilité de matériel (générateur et modulateur acousto-optique).

Cependant la direction du faisceau polariseur est légèrement différente de celle du champ magnétique (les deux axes font un angle $\theta \approx 3^\circ$). Et donc l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +2\rangle$ est repompé vers $|6^2P_{3/2}, F = 2, m_F = +2\rangle$ grâce à la composante π ainsi créée.

La polarisation des atomes est testée grâce à un dispositif de type Stern et Gerlach atomique. En effet, nous avons dans notre dispositif une bobine de faible rayon placée à proximité du PMO et qui est destinée au piège hybride. Celle-ci peut être mise à contribution pour analyser les sous-niveaux Zeeman de notre nuage atomique. En effet, après le processus de polarisation, un pulse de champ magnétique intense est appliqué grâce à cette petite bobine et cela pour une durée de l'ordre de 20 ms. Sachant que chaque sous-niveau Zeeman expérimente une force $\vec{F} = -m_F g_F \mu_B \overrightarrow{grad} |\vec{B}|$, on se rend compte qu'ils ne chutent pas de la même façon selon leur m_F . En attendant 40 ms, nous séparons spatialement les

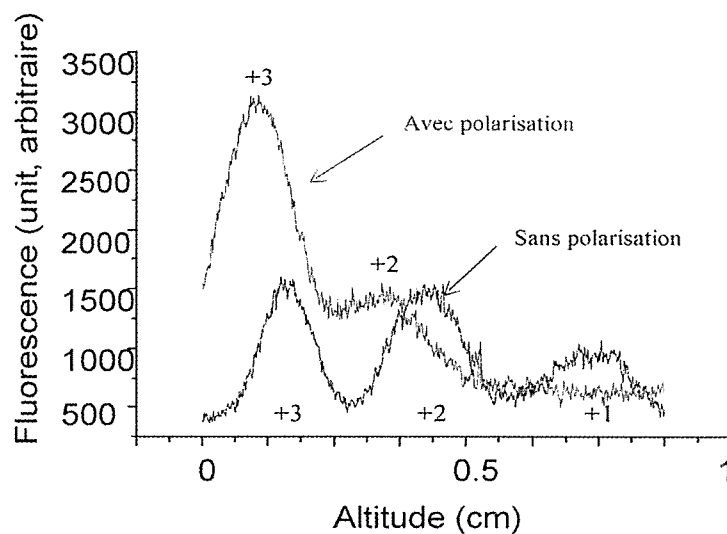


FIG. 5.20: Efficacité de la polarisation. On voit la polarisation de l'échantillon dans les états $|+3\rangle$. Le nuage est un peu poussé vers le haut par les photons de pompage optique.

sous-niveaux. C'est ce que montrent le graphe 5.20. L'efficacité de la polarisation est estimée à environ 85 % voir 95% dans le nouveau dispositif.

5.7 Conclusion

Nous avons vu à travers l'évocation du dispositif expérimental le cheminement d'une source de césium vers un échantillon atomique prérefroidi, dans l'état quantique désiré et prêt à être utilisés pour notre piège hybride. Toutes ces étapes ont en pratique demandé de longs mois de tâtonnement compliqués par de nombreux problèmes de vide et d'instabilité chronique d'une partie du montage. Nous avons quand même pu mettre en place un piège hybride dont les propriétés sont exposées dans le chapitre 5.

Chapitre 6

Piège Hybride

Nous avons donc vu tout le dispositif expérimental de prérefroidissement des atomes dans les deux pièges magnéto-optiques successifs menant à un nuage atomique de $9 \mu K$ et de $2 \cdot 10^8$ atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$. Le nuage froid est transféré dans le piège hybride dont nous évoquons ici les caractéristiques techniques et les performances des différents composants : le piège dipolaire et le piège magnétique 1 D. Nous présenterons par la suite, les résultats que nous avons pu recueillir.

6.1 Piégeage dipolaire

6.1.1 Principes

Les principes sont exposés en détail dans le chapitre 2. Nous avons expliqué qu'un laser focalisé et très désaccordé dans le rouge par rapport à la transition atomique D_2 , peut piéger des atomes en son point de focalisation. Cependant, l'optique gaussienne induit une très forte anisotropie du potentiel ainsi créé et nous avons choisi de renoncer à piéger une dimension, celle de la gravité. Nous réalisons un guide dipolaire transverse dont les effets ont été étudiés au laboratoire [62]. Le potentiel ainsi créé permet un confinement serré du nuage atomique sur une dimension caractéristique de ω_0 . Son expression vaut :

$$U_{dip}(x, y, z) = -U_0^{dip} \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)} \right] \quad (6.1)$$

où ω_0 est le col du faisceau laser, c'est à dire sa taille minimale, $\omega(z)$ traduit l'évolution du rayon du faisceau laser conformément à l'optique gaussienne :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} \quad (6.2)$$

La profondeur maximale U_0^{dip} est explicitée dans le chapitre 2, pour le laser Nd :Yag on peut lui donner l'expression très pratique d'utilisation et qui ne dépend que de la puissance en laser en Watt et du col ω_0 en microns, (on exprimera U_0^{dip} en température selon la relation $U_0^{dip} = kT_0^{dip}$) :

$$T_0^{dip} [\mu K] = \frac{1.5 * 10^5 P [W]}{(\omega_0 [\mu m])^2} \quad (6.3)$$

La fréquence d'oscillation $\frac{\omega_r}{2\pi}$ dans le puits de potentiel s'écrit ainsi :

$$\frac{\omega_r}{2\pi} [Hz] = \frac{1.0 * 10^6 \sqrt{P [W]}}{(\omega_0 [\mu m])^2} \quad (6.4)$$

Le taux d'absorption résiduel de photons au centre du piège :

$$\Gamma_{diff} = \frac{U_0 \Gamma}{\hbar \delta} \quad (6.5)$$

En tenant compte des transitions D_2 à 852.1 nm ($\delta_2 = (1064 - 852.1) = 211.9$ nm) et D_1 à 894.3 nm ($\delta_1 = (1064 - 894.3) = 169.7$ nm), on établit un décalage effectif :

$$\frac{1}{\delta_{eff}} = \frac{1}{3\delta_1} + \frac{2}{3\delta_2} \quad (6.6)$$

Soit $\delta_{eff} = 1.9.10^{14} \text{ s}^{-1}$. Quant au taux de diffusion des photons résiduels, on peut le calculer selon la formule :

$$\Gamma_{diff} [s^{-1}] = \frac{3.5 * 10^4 P [W]}{(\omega_0 [\mu m])^2} \quad (6.7)$$

6.1.2 Le passage du piège magnéto-optique au piège dipolaire

Deux problèmes se posent, le remplissage du guide à partir d'un nuage de taille plus grande et la conservation de la densité dans l'espace des phases. Le premier problème a été traité de manière exhaustive dans [15]. Nous en donnons ici une version très simplifiée permettant d'avoir un ordre de grandeur. On pose l'hypothèse tout à fait réaliste que vues la profondeur du piège de l'ordre de la centaine de μK et la température de l'ordre de la dizaine de μK , un atome se trouvant dans la zone de piégeage est capturé. Il s'agit alors de déterminer le recouvrement dans l'espace du piège magnéto-optique avec le guide dipolaire. La distribution dans l'espace des atomes dans un piège magnéto-optique de N_0 atomes à la température T est prise gaussienne de largeur σ_{pmo} :

$$P(\vec{r}) = \frac{N_0}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{pmo}^3} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_{pmo}^2}\right] \quad (6.8)$$

Un atome est piégé s'il est situé à une distance inférieure à ω_0 (on prendra la direction z comme toujours piégeante). Le nombre d'atomes piégés N_p vaut alors :

$$\frac{N_p}{N_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{\rho=0}^{\rho=\omega_0} 2\pi\rho d\rho P(\vec{r}) \quad (6.9)$$

Soit :

$$\frac{N_p}{N_0} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_{pmo}^2}\right)\right] \quad (6.10)$$

Quant à la perte dans l'espace des phases, elle est d'ue à l'inadaptation de la fréquence d'oscillation dans le potentiel dipolaire par rapport à la taille d'un piège magnéto-optique. Ce dernier est assimilable à un potentiel dont la fréquence $\frac{\omega_{pmo}}{2\pi}$ est approximativement de 10Hz. Si la compression est lente, il n'y a pas de perte dans l'espace des phases, si elle brutale il y a perte et celle-ci vaut :

$$\frac{D_{final}}{D_{initial}} = \left(\frac{3\left(\frac{\omega_0}{\omega_{pmo}}\right)^{2/3}}{1 + 2\left(\frac{\omega_0}{\omega_{pmo}}\right)}\right)^3 \quad (6.11)$$

Dans la réalité, on se situe dans ce dernier cas. Puisque l'on relâche brutalement les forces du piège magnéto-optique.

6.1.3 Caractéristiques

Il faut chercher, compte tenu des contraintes que nous nous imposons quel couple puissance-waist choisir. Nous imposons donc des performances minimales à notre piège puis nous choisissons les caractéristiques. La profondeur minimale doit être supérieure à 5 ou 6 fois la température du nuage pour assurer une évaporation naturelle efficace sans perdre beaucoup d'atomes. Nous fixons donc la profondeur minimale initiale à $45 \mu K$:

$$T_0^{dip} > 45 \mu K \quad (6.12)$$

Nous choisissons une fréquence supérieure à 100 Hz pour assurer un refroidissement rapide :

$$\frac{\omega_r}{2\pi} > 100 Hz \quad (6.13)$$

Le taux initial de diffusion de photons sera pris inférieur à 0.5 photons par seconde pour assurer le caractère non dissipatif du piègeage :

$$\Gamma_{diff} < 0.5 \quad (6.14)$$

Le taux de transfert souhaité est 20 %. Quant à la perte dans l'espace des phases, on ne lui impose aucune contrainte.

Compte tenu de ces contraintes et en prenant une puissance maximale au départ de 15 W, le bon waist se situe à $220 \mu m$. Pour les valeurs $100 \mu m$, $220 \mu m$, $300 \mu m$ le tableau suivant, ainsi que les figures 6.2 et 6.1, nous donne les principales caractéristiques :

Caractéristique	$100 \mu m$	$220 \mu m$	$300 \mu m$
Z_R	2.9 cm	14.3 cm	26.6 cm
T_0^{dip}	$200 \mu K$	$50 \mu K$	$25 \mu K$
$\frac{\omega_r}{2\pi}$	540 Hz	120 Hz	70 Hz
Γ_{diff}	$1.25 s^{-1}$	$0.55 s^{-1}$	$0.25 s^{-1}$
$\frac{N_p}{N_0}$	6%	25%	40%
$\frac{D_{final}}{D_{initial}}$	10%	30%	40%

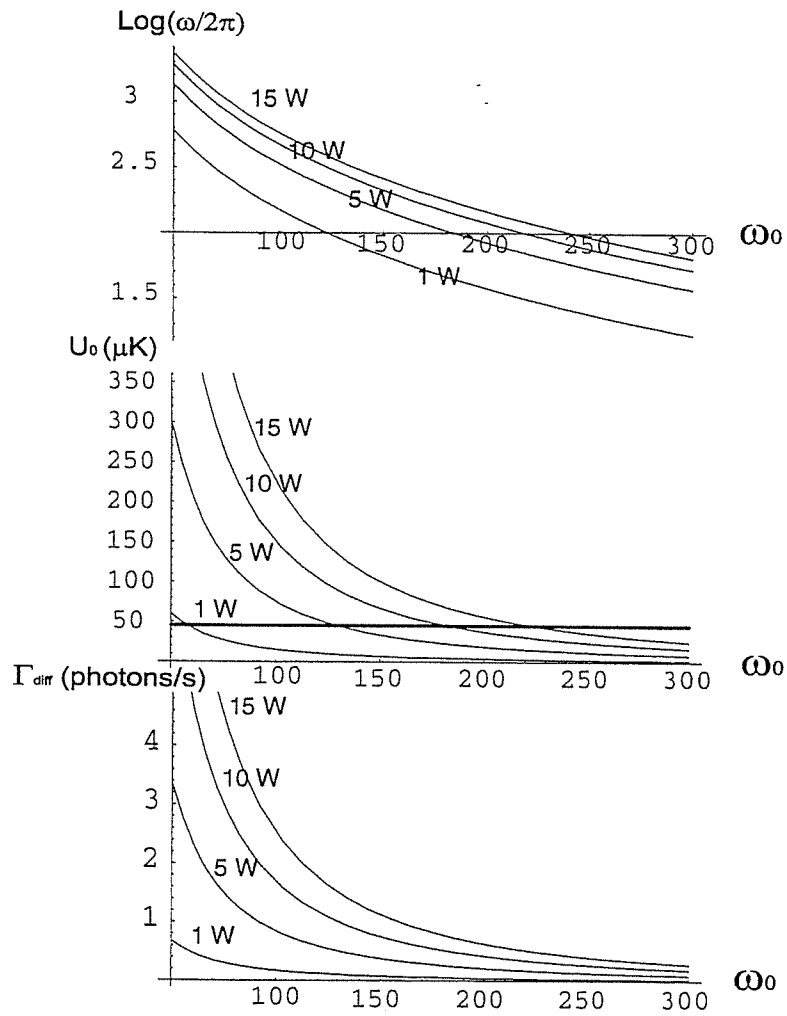


FIG. 6.1: Variation de la fréquence (a), de la profondeur (b) et du taux de diffusion de photons (c) en fonction du waist pour les différentes puissances 15 W, 10 W, 5 W et 1 W.

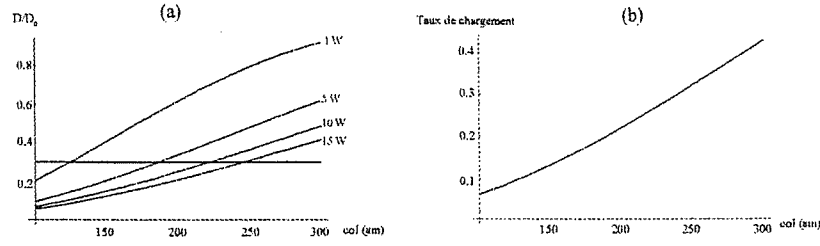


FIG. 6.2: Variation de la densité dans l'espace des phases (a), ainsi que le taux de transfert des atomes (b) en fonction du waist pour les différentes puissances 15 W, 10 W, 5 W et 1 W.

Le premier piège réalisé fut avec un col de 300 μm , ce qui assure un bon recouvrement dans l'espace des phases et un bon taux de transfert. La fréquence est correcte et le taux de diffusion de photons est faible. Cependant, la profondeur n'est que de 3.5 T_{PMO} , ce qui nous donnera une perte par évaporation forte et inefficace en terme de densité dans l'espace des phases. Le second prototype sera pris à 220 μm .

6.1.4 Problème rencontré

La première version du piège consistait à focaliser le laser de piégeage au niveau du piège magnéto-optique du bas. Le faisceau se propageait de haut en bas. Le second PMO se trouve à 2 cm du fond de la cellule en verre. Celle-ci, non traitée, réfléchit $R=4\%$ de l'intensité de la lumière incidente par face, soit 8% de lumière réfléchi au total. On appellera $E_i(\vec{r}, t)$ le champ électrique incident et $E_r(\vec{r}, t)$ le champ électrique réfléchi par le fond de la cellule. Au niveau du nuage atomique le champs électrique s'écrit :

$$E_i(\vec{r}, t) = E_i(\vec{r}, t) + E_r(\vec{r}, t) = \varepsilon_i(\vec{r})e^{i(kz - \omega_r t)} + \varepsilon_r(\vec{r})e^{i(-kz - \omega_r t)} \quad (6.15)$$

On aura pour intensité $I(r, t)$:

$$I(r, t) = |\varepsilon_i(\vec{r})|^2 + |\varepsilon_r(\vec{r})|^2 + 2|\varepsilon_i(\vec{r})||\varepsilon_r(\vec{r})|\cos(2kz) \quad (6.16)$$

Or si $\varepsilon_i(\vec{r}) = \varepsilon_0 e^{-\frac{r^2}{w_0^2}}$, on a :

$$|\varepsilon_t(\vec{r})|^2 = 2R \times \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]}\right) \varepsilon_0 = 2R \exp\left(-\frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]}\right) \varepsilon_i(\vec{r}) \quad (6.17)$$

Donc :

$$I(r, t) = I_0(\vec{r}) \left[1 + 2 \operatorname{Re} \frac{e^{-\frac{2}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]}}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} + 2\sqrt{2} \operatorname{Re} \frac{e^{-\frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]}}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} \cos(kz) \right] \quad (6.18)$$

Le résultat, c'est un piège dipolaire à 3 D puisque la figure 6.3 montre une modulation rapide selon l'axe z qui est suffisante pour piéger les atomes froids sur plus de 5 cm d'altitude. C'est en effet, ce qui s'est passé. On s'est rendu compte après coup que notre piège hybride était un piège dipolaire 3D. La solution est simple, il suffit de retourner le sens de propagation du faisceau pour le faire disparaître. En effet, s'il y a toujours réflexion, la longueur de cohérence du laser et la divergence gaussienne du faisceau empêchent la formation d'interférences.

6.1.5 Dispositif expérimental

Le dispositif est très simple puisqu'il suffit d'un laser Nd :Yag. Le notre est un Spectron Laser System de 20 W. Nous le focalisons avec une lentille (passage par le bas) ou deux (passage par le haut) selon les cas.

6.2 Piégeage magnétique

Si le piégeage dipolaire ne pose aucun problème de mise en place, il n'en est pas de même pour le piégeage magnétique. En théorie, il suffit d'imaginer un système de conducteurs permettant de créer un champs magnétique $B(x,y,z)$ dont la norme est une fonction bornée de z. Cependant les caractéristiques que nous demandons à notre dispositif, grande profondeur et fréquence élevée complique considérablement la tâche comme nous allons le montrer. Il y a eu plusieurs tentatives pour aboutir à une solution acceptable. Nous présentons ici la première et plus loin la dernière.

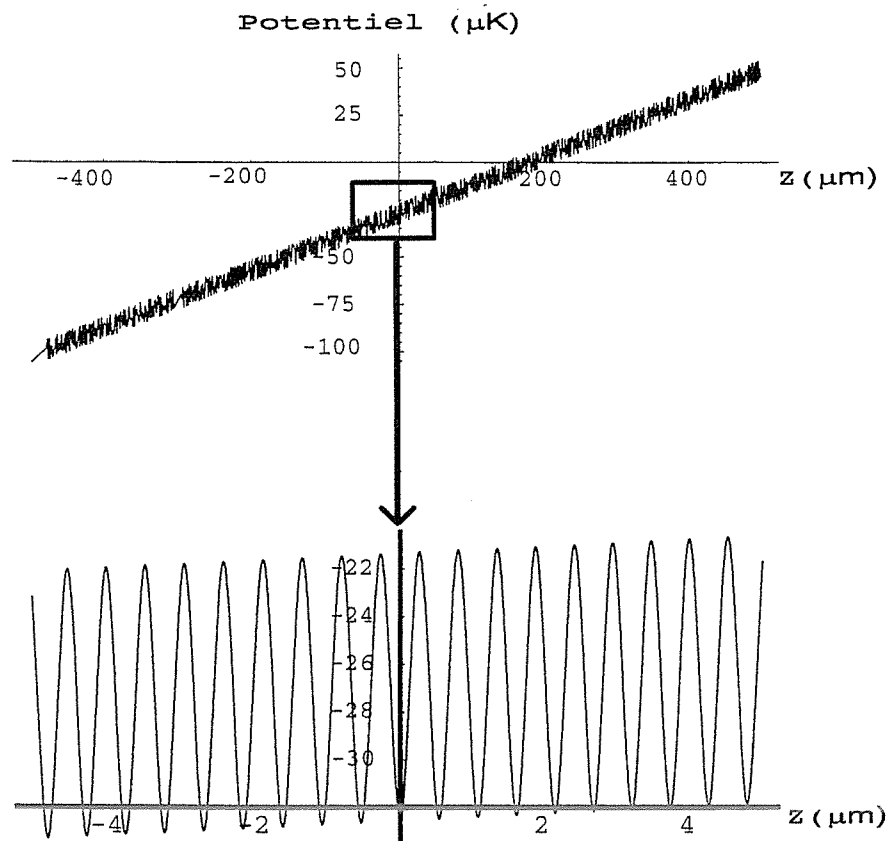


FIG. 6.3: *Effet d'une réflexion de $2 \times 4\%$ en intensité sur le fond de la cellule. Il se crée une multitude de micro-puits qui retiennent les atomes à leur altitude de départ.*

6.2.1 Piégeage magnétique 1D

Le dispositif le plus simple est une bobine circulaire d'axe z et de rayon R comportant N spires parcourues par un courant I et placée en $z=A$. Le champ magnétique comporte aussi une composante radiale. Il est tout à fait possible de calculer exactement ce champ magnétique [12] :

$$B_z(z, \rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{[(R + \rho)^2 + (z - A)^2]^{\frac{1}{2}}} \times \left[K(k^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z - A)^2}{(R + \rho)^2 + (z - A)^2} E(k^2) \right] \quad (6.19)$$

$$B_\rho(z, \rho) = \frac{\mu_0 NI}{2\pi} \frac{z - A}{[(R + \rho)^2 + (z - A)^2]^{\frac{1}{2}}} \times \left[-K(k^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z - A)^2}{(R + \rho)^2 + (z - A)^2} E(k^2) \right] \quad (6.20)$$

où :

$$k^2 = \frac{4R\rho}{[(R + \rho)^2 + (z - A)^2]} \quad (6.21)$$

Et E et K sont les intégrales elliptiques complètes :

$$E(k^2) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - k \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta \quad (6.22)$$

$$K(k^2) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - k \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} d\theta \quad (6.23)$$

Plus simplement sur l'axe on écrit :

$$B_z(z, \rho = 0) = \frac{\mu_0 NI}{2R} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z-A}{R}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (6.24)$$

Le graphe 6.4 représente la variation de la norme du champ magnétique $B(z, \rho) = \sqrt{B_z^2(z, \rho) + B_\rho^2(z, \rho)}$ créée par une telle bobine selon z et ρ ($I=6A$ et $N=63$ tours). Si la norme est maximale en $z=0$ pour la direction z , on voit que

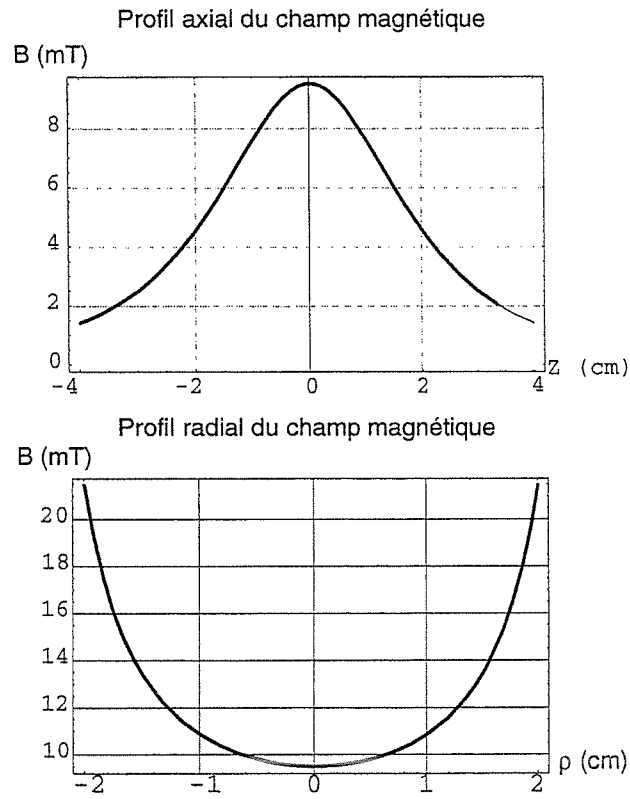


FIG. 6.4: Profils axial et radial du champ magnétique créé par une bobine de 63 tours parcourue par un courant de 6.5 A et de rayon 2.5 cm.

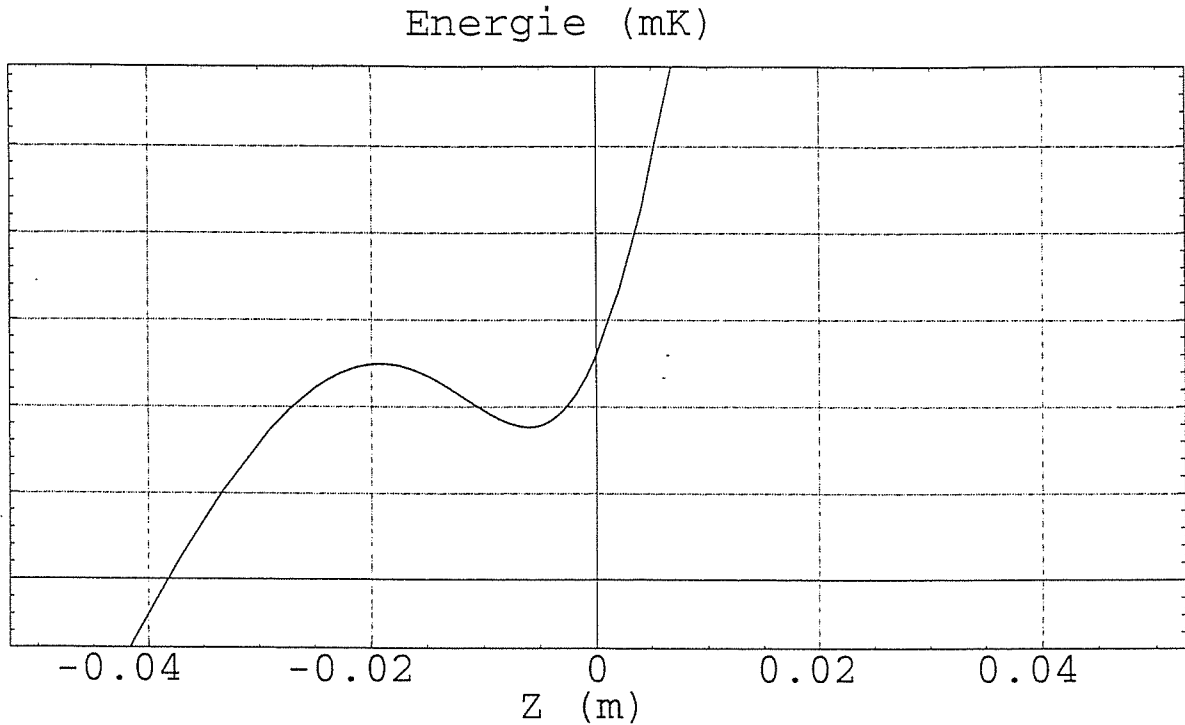


FIG. 6.5: *Effet de la gravité sur le potentiel magnétique. Le potentiel est piégeant selon l'axe z . Il perd sa symétrie puisque le fond du puits est décalé vers le bas.*

le champ augmente en s'éloignant de l'axe. Le potentiel magnétique $U_{mag}(z, \rho)$ créé est :

$$U_{mag}(z, \rho) = +m_F g_F \mu_B B(z, \rho) \quad (6.25)$$

Il s'agit d'une selle de cheval avec un maximum radial et un minimum axial. La gravité ajoute une dissymétrie au potentiel et décale le fond du puits vers le bas (fig.6.5).

6.2.2 Caractéristiques

La bobine que nous avons conçue en premier lieu avait un rayon intérieur de 2 cm et un rayon extérieur de 3cm. Son épaisseur était de 6 mm et elle comportait 63 spires. Elle était en outre refroidie par une circulation d'eau brasée sur le dessus de la bobine. Le cadre était coupé au centre pour éviter les courants de Foucault qui pourraient s'y former. La figure 6.7 montre l'altitude de piégeage en fonction

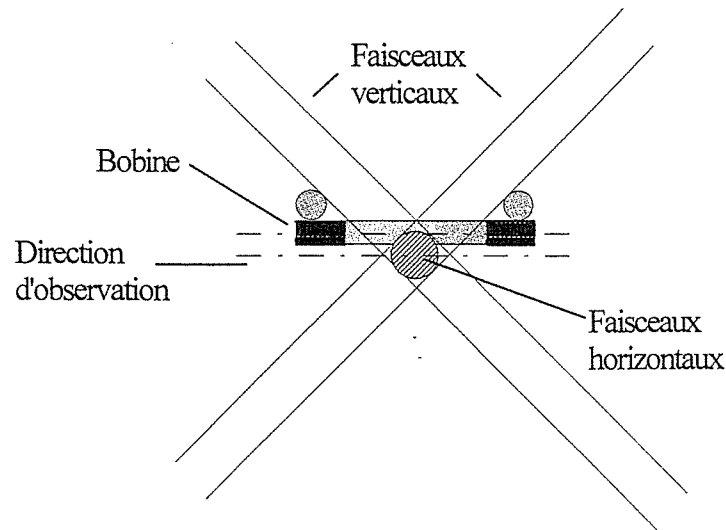


FIG. 6.6: *Problème de recouvrement du piège magnéto-optique avec le piège mixte : la bobine de compensation de la gravité empêche le faisceau horizontal du PMO de passer. Ce problème nous oblige à considérer une position de piégeage haute.*

de l'intensité parcourant la bobine. Cette altitude est à prendre depuis le centre de la bobine. Or, les 3 premiers mm sont occupés par la bobine. Il y a donc un problème de recouvrement spatial du piège hybride avec le piège magnéto-optique : les faisceaux horizontaux de piégeage du PMO sont donc partiellement bloqués par la bobine. Si on suppose que leur rayon est de 0.5 cm, on en déduit que pour ne pas les gêner il faut piéger à 8 mm du centre de la bobine. Pour cela le courant à appliquer est de 4.7 A, ce qui donne une fréquence d'oscillation de 4 Hz et une profondeur de puits d'à peine $2 \mu K$. Ce qui est bien sûr insuffisant.

L'idéal serait de piéger l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ au dessus de la bobine comme l'état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$. Pour ce faire nous adjoignons un champ magnétique qui s'oppose à celui créé par la petite bobine. Dans ce cas, nous pouvons transformer le maximum de champ magnétique en un minimum et vice et versa (cf fig. 6.8). L'état $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ est repoussé du centre de la bobine de compensation de la gravité. Vers le bas, la force magnétique est orientée dans le même sens que la gravité : les atomes sont précipités vers le bas. Vers le haut, les deux forces s'opposent et on peut donc créer un piège à une dimension. La figure 6.9 montre qu'il est possible de piéger au dessus de la bobine grâce à un champ homogène. Le fond du puits se trouve à une distance supérieure à $R/2$. La configuration est peu favorable au refroidissement évaporatif puisque la fréquence est limitée à 4 Hz. C'est la première des configurations que nous avons

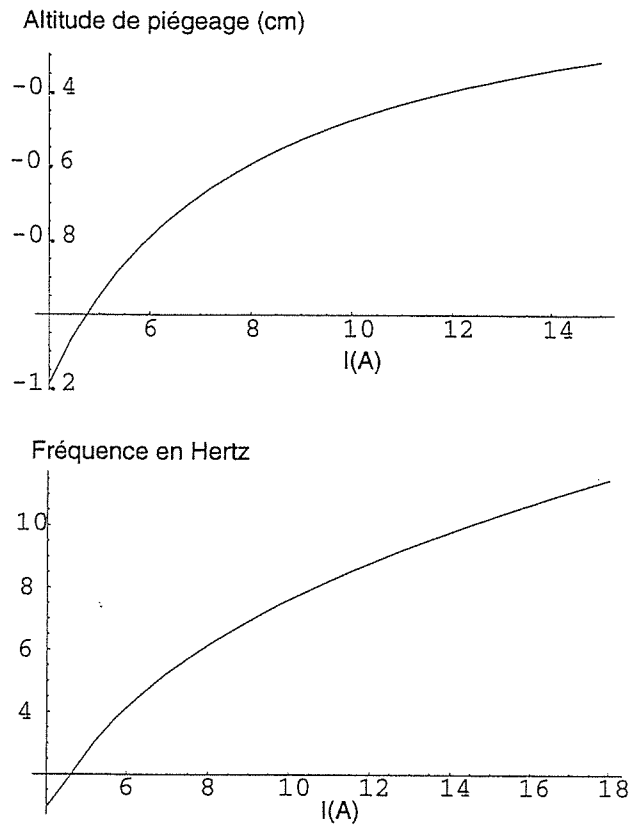


FIG. 6.7: Altitude de piégeage et fréquence d'oscillation dans le puits pour une position de piégeage au centre de la bobine.

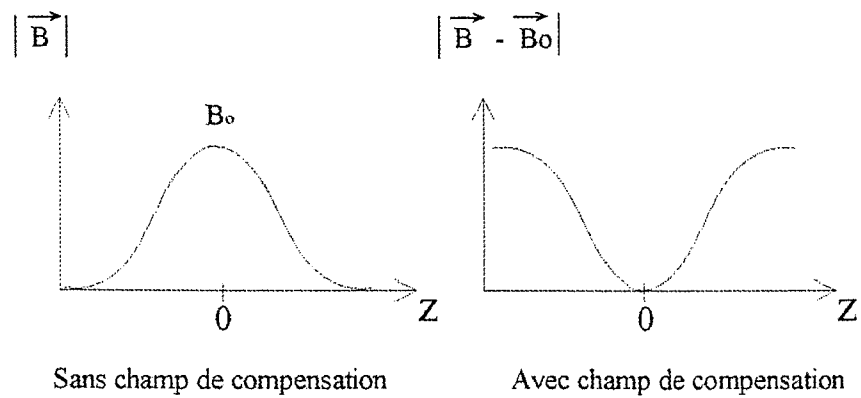


FIG. 6.8: L'adjonction d'un champ magnétique homogène opposé au champ de compensation de la gravité permet de transformer le maximum de champ magnétique en un minimum. Ainsi nous pouvons piéger $|6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ en haut de la bobine.

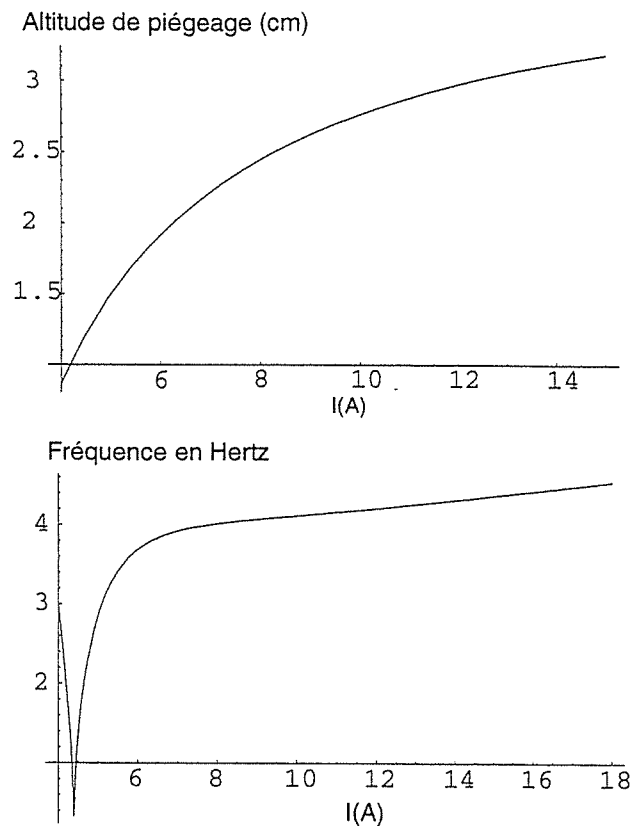


FIG. 6.9: *Altitude de piégeage et fréquence d'oscillation dans le puits pour une position de piégeage haute.*

essayées.

6.2.3 Dispositif expérimental

Le dispositif est simple puisqu'il s'agit que de la bobine décrite ci-dessus. Elle est montée sur un support possédant des translations x, y, z et elle est peinte en noir pour minimiser la reflexion des faisceaux sur la carcasse. Le problème d'encombrement stérique restant ardu car les faisceaux verticaux du PMO sont gênés (cf fig 6.6). L'allumage et l'extinction de la bobine sont assurés par un relais statique et les temps de montée et de descente sont inférieurs à $200 \mu s$. Le champ homogène est assuré par les deux grandes bobines de 16 cm de diamètre intérieur (20 cm extérieur) situées sur un axe vertical de part et d'autre du piégeage, en position de Helmholtz. Elles possèdent chacune 83 spires et sont énergétiquement refroidies par deux circulations d'eau chacune (une par face). Leur temps de montée doit être assez rapide. En effet, ces bobines ont pour rôle de compenser l'offset de champ magnétique créé par la petite bobine de compensation de la

gravité. Elles doivent donc être allumée avant cette bobine. Or plus on attend, et plus le nuage atomique tombe et va donc osciller dans le puits de potentiel. Malheureusement, leur inductance est assez élevée (5.7 mH) pour une résistance de 0.55Ω ce qui nous condamne à des temps de montées longs ($L/R = 10$ ms). Pour palier à cet inconvénient, nous avons recours à un circuit de rétro-action dont le principe est exposé en détail dans la seconde annexe de ce manuscrit. La tension appliquée aux bobines est délivrée par la carte de contrôle de l'expérience, ce qui permet de faire des paliers de tension. En effet, la polarisation nécessite un champ faible négatif (vers le bas) alors que la compensation du champ de la petite bobine demande un champ fort négatif.

Quant au dispositif d'évaporation, il se présente sous la forme d'une boucle de courant construite à partir d'une feuille de cuivre repliée (les courants micro-ondes restent en surface). Celle-ci est apposée à environ deux centimètres du piège. Le générateur hyperfréquence est un HP83731B capable d'explorer une plage de 1 à 20 GHz avec une sensibilité minimale de 20 kHz. Sa puissance de sortie est de 30 dBm, que nous amplifions à l'aide d'un amplificateur AMP1417 (Thomson-CSF) 8-12.4 GHz capable de délivrer une puissance de 3 W en continu. L'antenne a été essayée sur un nuage dans le niveau $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ et nous avons opéré un transfert de population par le champ micro-onde vers le niveau $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$. La figure 6.10 montre bien l'effet de ce transfert.

La stratégie d'évaporation par radio-fréquence que nous comptons mettre en oeuvre repose sur le fait que les états $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$, $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +3\rangle$, $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +2\rangle$ ne sont pas piégeant à la position de piégeage considérée et sont éjectés du piège. On aurait pu utiliser des transitions entre sous-niveaux Zeeman de $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ mais cela nous aurait obligés à utiliser des cascades de photons radio-fréquences, toujours peu aisés à manipuler.

6.3 Premiers résultats

Les premiers résultats exposés ici datent du printemps 2001, nous avons mesuré une durée de vie du piège de 2 s avec une évaporation énorme les 200 premières millisecondes. Le champ magnétique étant de l'ordre de 50 G, ceci est compatible avec une prédiction de longueur de diffusion très grande et un puits profond de $30 \mu K$. Il faut noter un étalement du nuage selon la direction verticale du fait de la faible raideur du potentiel. La série de photographies 6.11, prise les 300 premières millisecondes montrent cette évolution avec une perte énorme au départ puis un étalement du nuage atomique. Le piège que nous obtenons est

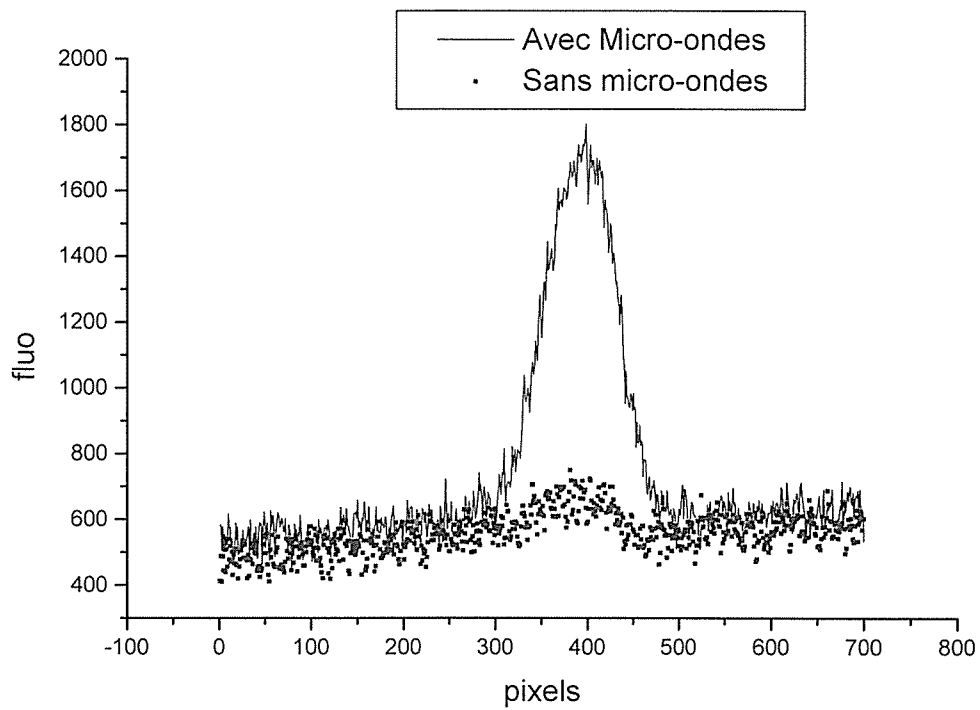


FIG. 6.10: *Effet d'une radiation micro-ondes à 9.192125 GHz de durée de 200 μ s sur un nuage polarisé $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ (champ magnétique $B_z = 5$ G. Une imagerie Stern et Gerlach montre la population de du niveau $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$. ($|6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ est éjecté par le champ magnétique)*

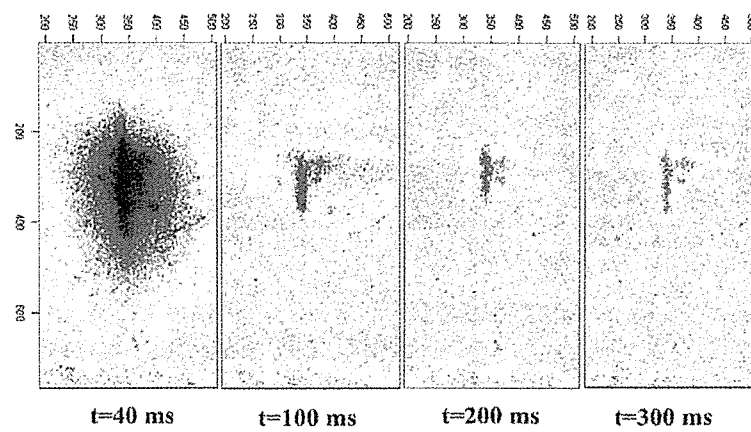


FIG. 6.11: *Evolution lors des 300 premières millisecondes du piège mixte. Imagerie par fluorescence*

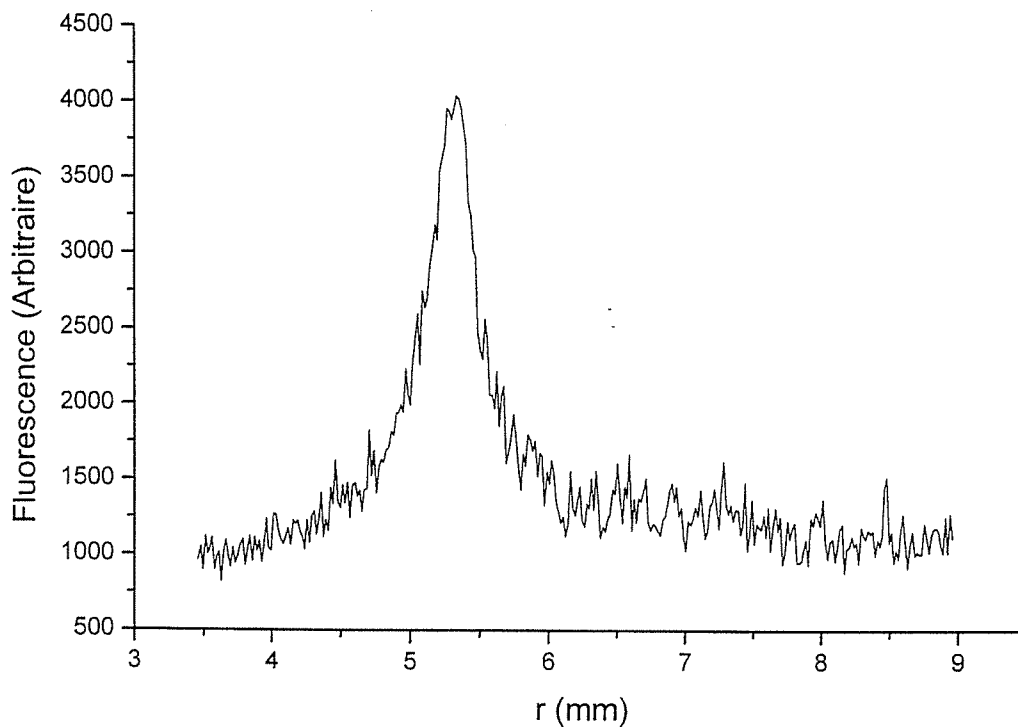


FIG. 6.12: Profil radial du piège mixte après 100 ms.

fortement anisotrope puisqu'il mesure $20 \mu\text{m}$ de rayon pour $600 \mu\text{m}$ de long, les profils sont présentés dans les graphes 6.12 et 6.13.

Le graphe 6.14 retrace l'évolution du nombre d'atomes sur 1 s : il y a de façon très nette deux échelles de temps, l'une courte de 200 ms due vraisemblablement à l'évaporation et l'autre bien plus lente que l'on associe aux collisions avec le vide résiduel. Notons que nous pouvons détecter un piège hybride pendant 2 s environ. La raison de l'absence d'enregistrement au delà d'une seconde provient du fait que le désalignement du piège magnéto-optique progressif change radicalement le chargement initial du piège. Ainsi après une série de mesure de 1 s qui dure plus d'une heure, le piège magnéto-optique était désaligné.

D'autre part, le vide était de mauvaise qualité du fait de deux raisons, la cellule basse avait fini par être contaminée par celle du haut et le laser Nd :Yag était focalisé sur des poussières déposées sur le fond de la cellule et dont l'origine reste mystérieuse. Du fait de ces poussières, nous avons donc été amenés à changer la cellule en verre dont le fond avait été abimé par les particules en fusion. Il s'en est suivie une série de cellules détruites et nous avons finalement opté pour un

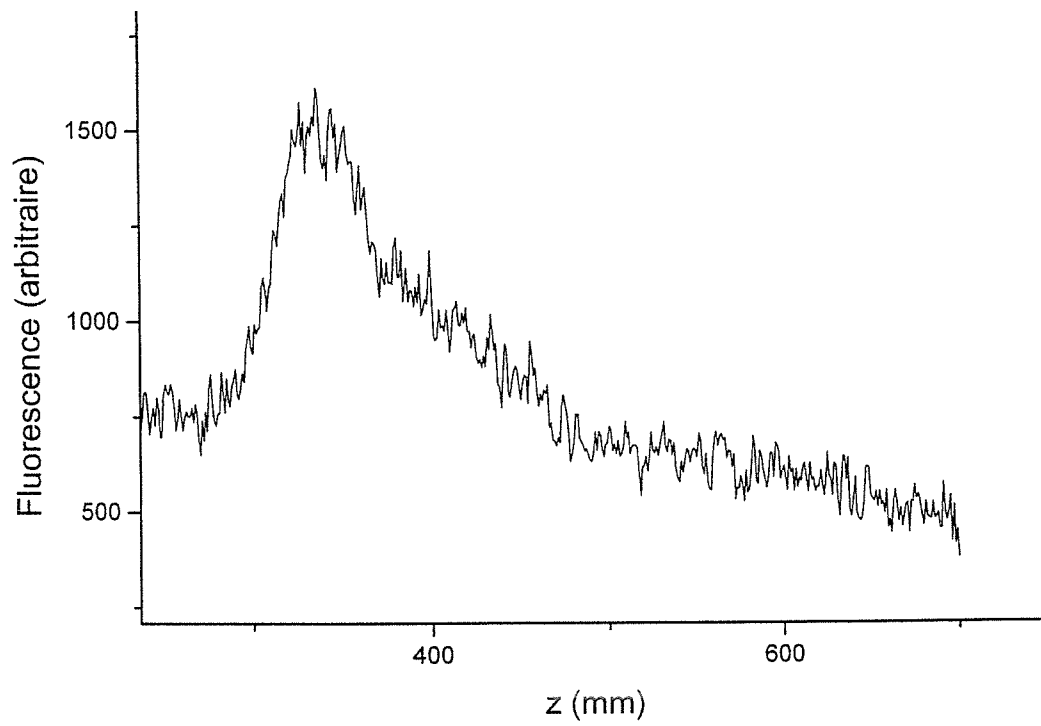


FIG. 6.13: Profil longitudinal du piège mixte après 100 ms.

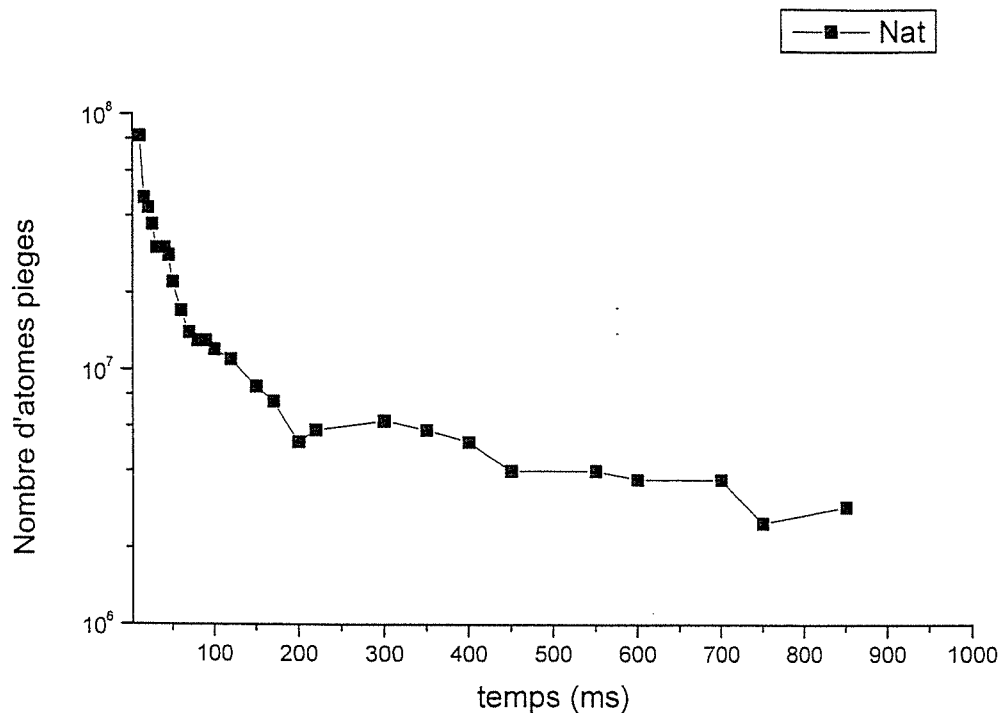


FIG. 6.14: Evolution du nombre d'atomes dans le piège mixte pour une durée d'une seconde. Les 200 premières millisecondes sont caractérisées par une perte rapide des atomes. Une stagnation est ensuite observée.

nouveau type de piège : le piège doublement hybride.

6.4 Le piège doublement hybride

Ce dernier piège est né de la nécessité d'augmenter la fréquence d'oscillation dans la direction verticale afin d'améliorer les performances d'évaporation de notre piège. Le principe du piège est exactement le même que celui vu précédemment à la différence que nous focalisons un faisceau dipolaire de direction de propagation x sur le piège avec un waist d'environ $400 \mu m$. Cela augmente la fréquence d'oscillation axiale à une valeur de 25 Hz . La bobine de compensation de la gravité a été changée pour devenir une bobine très allongée dans la direction y pour ne pas gêner les faisceaux verticaux du PMO2 et permettre ainsi le recouvrement du PMO2 avec le piège hybride. Le profil radial du potentiel ne change

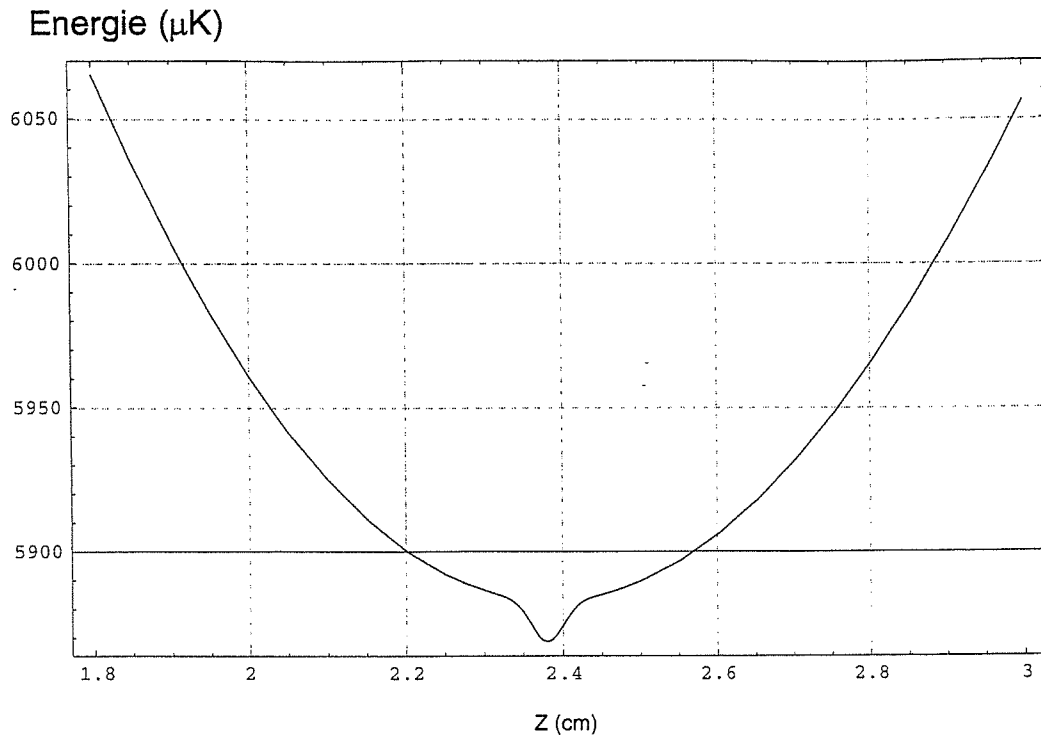


FIG. 6.15: Profil axial d'un piège doublement hybride composé d'une bobine et d'un piège dipolaire croisé. Le faisceau montant est focalisé avec un waist $220 \mu\text{m}$ pour une puissance de 15 W , tandis que le faisceau horizontal est focalisé avec un waist de $400 \mu\text{m}$ et une puissance de 15 W .

pas fondamentalement quant au profil axial il exhibe un mamelon permettant de confiner plus fermement les atomes au centre du puits (cf fig 6.15). En fait, la force magnétique crée une lévitation qui empêche les atomes de tomber et la force dipolaire crée le confinement nécessaire à l'augmentation de la densité. Notons que la force dipolaire est très insuffisante pour contrer la gravité et l'expulsion magnétique qui s'exercent sur les atomes dans les sous-niveau Zeeman de l'état $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$. L'évaporation micro-ondes reste donc d'actualité. Et la simulation d'une évaporation dans ce piège est présentée à la fin du chapitre 3.

6.5 Conclusion

Il s'agit d'une conclusion tout à fait préliminaire puisque le travail continue à l'heure de la rédaction du manuscrit. D'autant qu'en raison de nombreux problèmes techniques il n'a pas été possible d'approfondir les résultats sur le premier piège que nous avons obtenu. Il n'en reste pas moins que nous avons en principe

un piège susceptible de mener à la condensation de Bose-Einstein. Il s'agit du piège que l'on pourrait qualifier de doublement hybride puisqu'il combine toujours les deux types de forces dipolaire et magnétique. Cependant si la direction transverse reste piégée grâce à la force dipolaire, la direction axiale est mixte : en effet, la lévitation est assurée par une force magnétique alors que le confinement est le fait d'une force dipolaire.

Chapitre 7

Conclusion

Cette thèse présente l'étude d'un piège hybride pour aller vers la CBE du césium. Nous avons démontré un nouveau type de piège hybride chargé au départ de 10^7 atomes à une température de $9 \mu K$. Ce type de piège est une étape préliminaire pour aller vers la condensation de Bose-Einstein du césium.

Cette thèse a réalisé le montage expérimental complet conduisant à la mise en place d'un piège hybride. Le travail de construction est passé par toutes les étapes des expériences d'atomes froids : assemblage des enceintes à vide, pompage et techniques du vide, mise en place des sources lasers et leur asservissement, construction de générateurs radio-fréquences pour les modulateurs acousto-optiques. Puis nous avons construit deux pièges magnéto-optiques, nous les avons optimisés et transférés l'un vers l'autre. Et finalement, nous avons pu tester le piège hybride de manière préliminaire. Ce travail expérimental a connu de nombreux aléas techniques et a été de plus retardé par la mise au norme électrique du laboratoire Aimé Cotton. Parallèlement à ce travail expérimental, une étude des possibilités de notre piège a été conduite. Celle-ci nous a mené à faire évoluer le piège vers un piège dit doublement hybride dans lequel les forces dipolaires interviennent dans toutes les directions de l'espace : les dimensions radiales sont piégées par un laser Nd :Yag en propagation verticale. Une force magnétique assure une lévitation tandis que le confinement vertical est assuré de nouveau par un faisceau laser à propagation horizontale pour augmenter la rapidité de l'évaporation. Des calculs numériques montrent qu'il est possible d'obtenir un refroidissement évaporatif qui combine une évaporation micro-onde à une dimension et une évaporation optique à deux dimensions. Nous avons déjà signalé qu'une résonance de Feshbach permet de faire varier la longueur de diffusion de $-\infty$ à $+\infty$ ce qui laisse de nombreuses possibilités à cette expérience. On peut conclure que si le césium est un élément difficile à condenser, il n'est probablement déses-

péré. La seule incertitude d'ordre fondamental qui persiste est le phénomène de collisions à 3 corps.

Schémas de générateurs radio-fréquence

Pour contrôler les modulateurs acousto-optiques nous avons conçu deux types de générateurs radio-fréquence : l'un peut voir sa puissance et sa fréquence contrôlées, l'autre seulement sa puissance. Le premier est dit VCO (cf fig.2 : *Voltage Controlled Oscillator*, l'autre est un oscillateur à quartz. Les deux ont des usages différents. Le VCO permet de faire varier la fréquence d'un faisceau, comme dans le cas d'un montage d'injection ; il est aussi utile lorsque la fréquence désirée est exotique et pour laquelle il n'existe pas d'oscillateur à fréquence fixe. L'oscillateur à quartz est utilisé pour contrôler la puissance d'un faisceau et aussi pour l'éteindre très rapidement. Ce générateur est particulièrement utilisé pour les faisceaux des pièges magnéto-optiques (cf fig.3) .

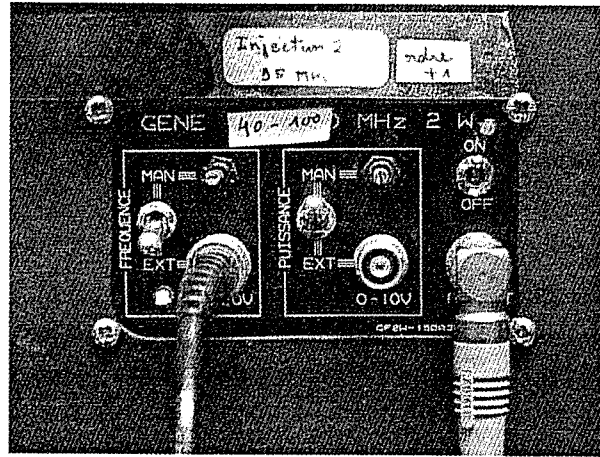


FIG. 1: Boîtier du driver VCO d'acousto-optique que nous avons conçu. La sortie R.F possède un connecteur de type BNC. On remarquera les interrupteurs qui permettent le contrôle de la puissance et de la fréquence soit manuellement par les deux potentiomètres rouges, soit par une tension appliquée à travers les connecteurs BNC. L'interrupteur blanc permet de contrôler la puissance par l'arrière du boîtier. Ici le boîtier est incorporé dans une grande boîte où nous avons réunis l'ensemble de nos drivers et mis en commun leurs alimentations.

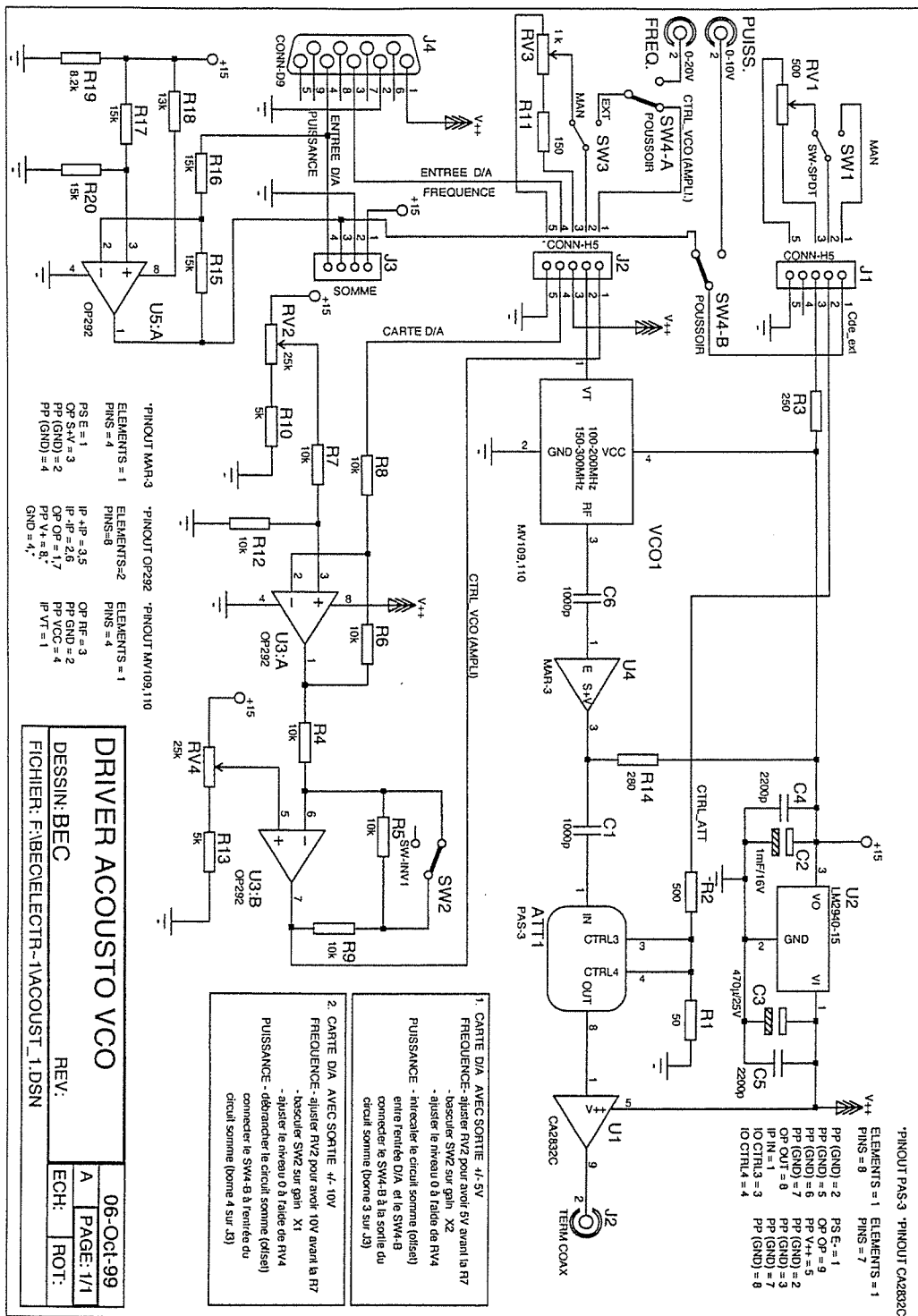


FIG. 2: Schéma d'un montage d'un driver de modulateur acousto-optique de type VCO

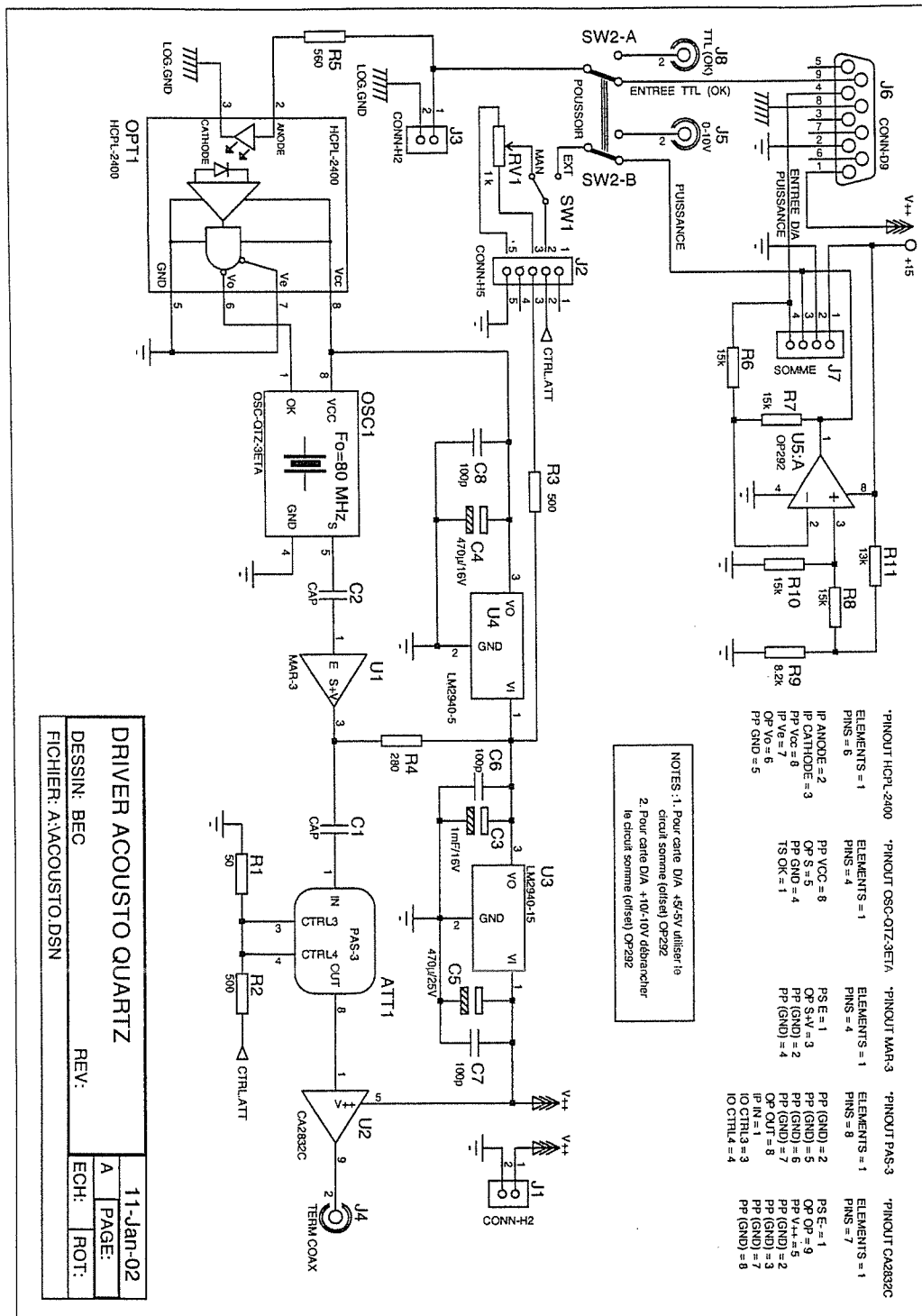


FIG. 3: Schéma d'un montage d'un driver de modulateur acousto-optique de type oscillateur à quartz

Montage de rétro-action

Le circuit de rétro-action présenté ici nous permet des temps de montée de courant rapide dans les bobines créant l'offset de champ magnétique. Il s'appuie sur un amplificateur réversible de puissance permettant des tensions de -30 V à 30 V et des intensités de -10 A à 10 A.

Les notations que nous utilisons ici sont celles de la figure 4

La tension V_- au borne de l'amplificateur opérationnel d'intégration vaut :

$$V_- = e - ri \quad (1)$$

La tension V_+ au borne du même l'amplificateur opérationnel vaut :

$$V_+ = R_m I \quad (2)$$

Sachant que :

$$V_+ = V_- \quad (3)$$

On en déduit la valeur de i :

$$i = \frac{e - R_m I}{r} \quad (4)$$

On peut avoir pour ce même courant qui circule aussi dans le condensateur C , une autre expression simple :

$$i = C \frac{d}{dt} (V_- - \alpha V_{int}) = C \frac{d}{dt} (V_+ - \alpha V_{int}) = C \frac{d}{dt} (R_m I - \alpha V_{int}) \quad (5)$$

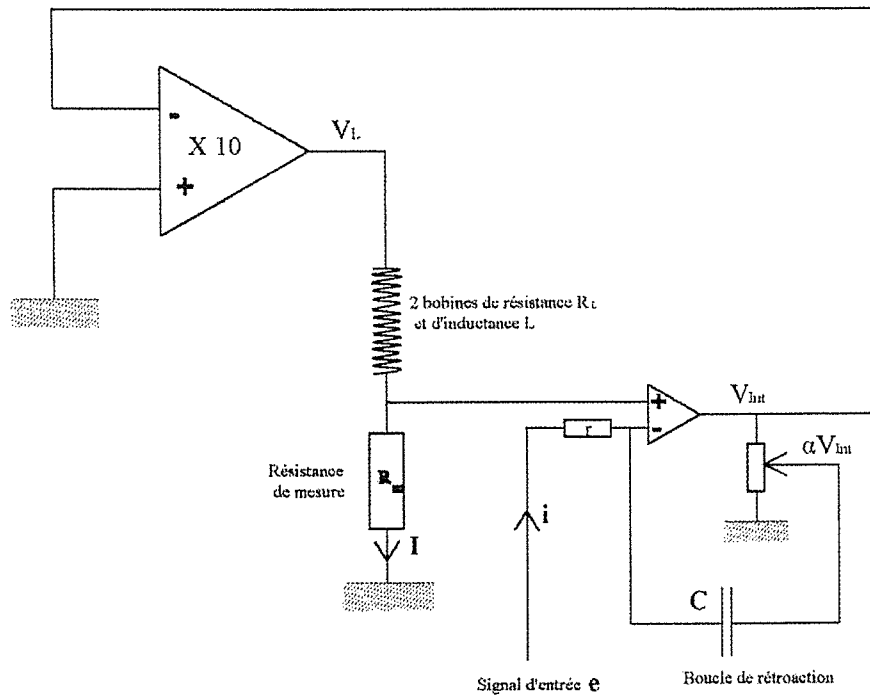


FIG. 4: Circuit de rétro-action permettant la correction du temps de montée des bobines assurant le champ magnétique d'offset.

On exprime maintenant la tension V_L au borne des bobines magnétiques :

$$V_L = -10 \times V_{int} = L \frac{dI}{dt} + (R_m + R_L)I \quad (6)$$

Des équations 4,5 et 6, on déduit une équation différentielle sur I :

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + (R_m + R_L + \frac{10R_m}{\alpha}) \frac{dI}{dt} + \frac{10}{\alpha} \frac{R_m}{rC} I = \frac{10}{\alpha} \frac{e}{rC} \quad (7)$$

On pose alors :

$$G = \frac{10}{\alpha} \quad (8)$$

$$R = R_m + R_L + GR_m \quad (9)$$

Ainsi que :

$$\beta_{\pm} = \frac{-R \pm \sqrt{R^2 - 4L \times G \frac{R_m}{rC}}}{2L} \quad (10)$$

Les solutions de l'équation 7 sont alors de la forme :

$$I(t) = C_1 e^{\beta_+ t} + C_2 e^{\beta_- t} + \frac{e}{R_m} \quad (11)$$

Le régime intéressant est le régime critique dans lequel la montée s'effectue rapidement et sans oscillation ni sur-intensité. Ce régime particulier est obtenu pour :

$$R^2 = 4LG \frac{R_m}{rC} \quad (12)$$

et donc :

$$\beta_{\pm} = \beta = -\frac{R}{2L} \quad (13)$$

Les solutions sont alors de la forme :

$$I(t) = C_1(t)e^{\beta t} + \frac{e}{R_m} = (C_1t + C_2)e^{\beta t} + \frac{e}{R_m} \quad (14)$$

Les conditions initiales $I=0$ et $V_L = 0$, permettent de calculer les coefficients C_1 et C_2 :

$$I(0) = 0 \Rightarrow C_2 = -\frac{e}{R_m} \quad (15)$$

$$V_L(0) = 0 \Rightarrow C_1 = \beta \frac{e}{R_m} \quad (16)$$

Ainsi on obtient l'expression de $I(t)$:

$$I(t) = \frac{e}{R_m} [1 + (\beta t - 1) e^{\beta t}] \quad (17)$$

En conclusion la figure 5 représente la variation de I avec et sans le circuit de rétro-action ainsi que la variation de V_L . On voit que nous obtenons un gain substantiel de temps. Du point de vue expérimental, on ajuste en visualisant I la valeur de r pour obtenir le régime critique.

Evolution des grandeurs normalisées

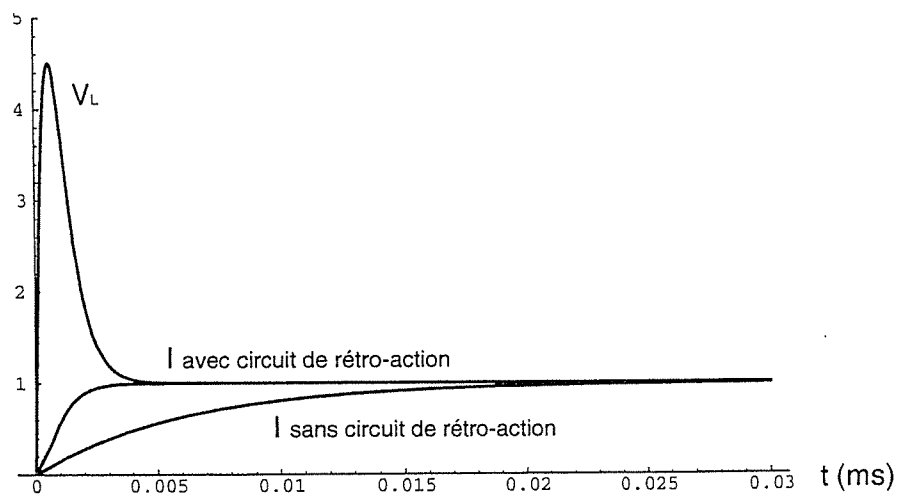


FIG. 5: Montée du courant dans les bobines d'offset avec et sans circuit de rétro-action. La montée est bien plus rapide avec ce circuit. D'autre part, la tension V_L comporte un pic au démarrage. Notons que l'amplificateur de puissance sature à 30 V. C'est là la limitation de ce circuit.

Bibliographie

- [1] Adams, Charles S., et al. "Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap," *Phys. Rev. Lett.*, 74(18) :3577 (May 1995).
- [2] A.Einstein. "Quantentheorie Des Einatomigen Idealen Gases," *Kgl.Preuss.Akad.Wiss.*, 261 (1924).
- [3] A.Einstein. "Quantentheorie Des Einatomigen Idealen Gases," *Zweite Abhandlung*,, 3 (1925).
- [4] A.J Kerman, C. Chin, V. Vuletic S. Chu P.J Leo C.J Williams P.S Julienne. "Determination of Cs-Cs Interaction Parameters Using Feshbach Spectroscopy," *C.R. Acad. Sci Paris, t.2* :633-639 (2001).
- [5] Anderson, M.H., et al. "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor," *Science*, 269(0) :198 (July 1995).
- [6] Arlt, J., et al. "Suppression of collisional loss from a magnetic trap," *J. Phys. B*, 31(7) :L321 (1998).
- [7] Arndt, M., et al. "Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions," *Phys. Rev. Lett.*, 79(4) :625 (July 1997).
- [8] A.Robert, O. Sirjean, A. Browaeys J. Poupard S. Nowak D. Boiron C.I Westbrook A. Aspect. "A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms," *Science*, 292 :461 (2001).
- [9] Bagnato, V.S., et al. "Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, 58(21) :2194 (May 1987).
- [10] Barrett, M.D., et al. "All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate," *Phys. Rev. Lett.*, 87(1) :010404 (July 2001).
- [11] Baym, Gordon and C.J. Pethick. "Ground-State Properties of Magnetically Trapped Bose-Condensed Rubidium Gas," *Phys. Rev. Lett.*, 76(1) :6 (January 1996).
- [12] Bergeman, T., et al. "Magnetostatic trapping fields for neutral atoms," *Phys. Rev. A*, 35(4) :1535 (February 1987).

- [13] Bird, G.A. *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow*. Oxford :Clarendon, 1994.
- [14] Boesten, H. M. J. M., et al. "Dipolar decay in two recent Bose-Einstein condensation experiments," *Phys. Rev. A*, 54(1) :R29 (July 1996).
- [15] Boiron, D., "Etude Du Refroidissement et Du Piégeage D'atomes de Césium Dans Des Structures Lumineuses À Faible Taux de Diffusion," 1998. Thèse de doctorat soutenue à l'université à l'université ParisVI.
- [16] Bose, Satyendra. "Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese," *Z. Phys.*, 26(3) :178 (1924).
- [17] Bradley, C.C., et al. "Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions," *Phys. Rev. Lett.*, 75(9) :1687 (August 1995). *ibid.* 79, 1170 (1997).
- [18] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë. *Mécanique Quantique*. Hermann éditeurs des sciences et des arts, 1995.
- [19] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg. *Processus D'interaction Entre Photons et Atomes*. 1996.
- [20] C. Salomon, J. Dalibard, W.D Philips A. Clairon S. Guellati. "Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 microKelvins," *Europhys. Lett*, 12 :683 (1990).
- [21] Castin, Y. and R. Dum. "Bose-Einstein Condensates in Time-Dependent Traps," *Phys. Rev. Lett.*, 77(27) :5315 (December 1996).
- [22] C.Cohen-Tanoudji. *Atomes Ultra-Froids-Piégeage Non Dissipatif et Refroidissement Évaporatif*. Collège de France, 1996-1997.
- [23] Chevy, F., et al. "Measurement of the Angular Momentum of a Rotating Bose-Einstein Condensate," *Phys. Rev. Lett.*, 85(11) :2223 (September 2000).
- [24] Cline, Richard A., et al. "Magnetic Confinement of Spin-Polarized Atomic Hydrogen," *Phys. Rev. Lett.*, 45(26) :2117 (December 1980).
- [25] Cohen-Tannoudji, Claude N. "Manipulating atoms with photons," *Rev. Mod. Phys.*, 70(3) :707 (July 1998).
- [26] Cohen-Tanoudji, C. *Condensation de Bose-Einstein*. Collège de France, 1997-1998.
- [27] Comparat, Daniel, "Formation de Molécules Froides Par Photoassociation D'atomes Froids de Césium. Mise En Évidence de Froces À Longues Portée Entre Atomes Froids Excités de Césium," 1999. Thèse de doctorat soutenue devant l'Université Paris XI.

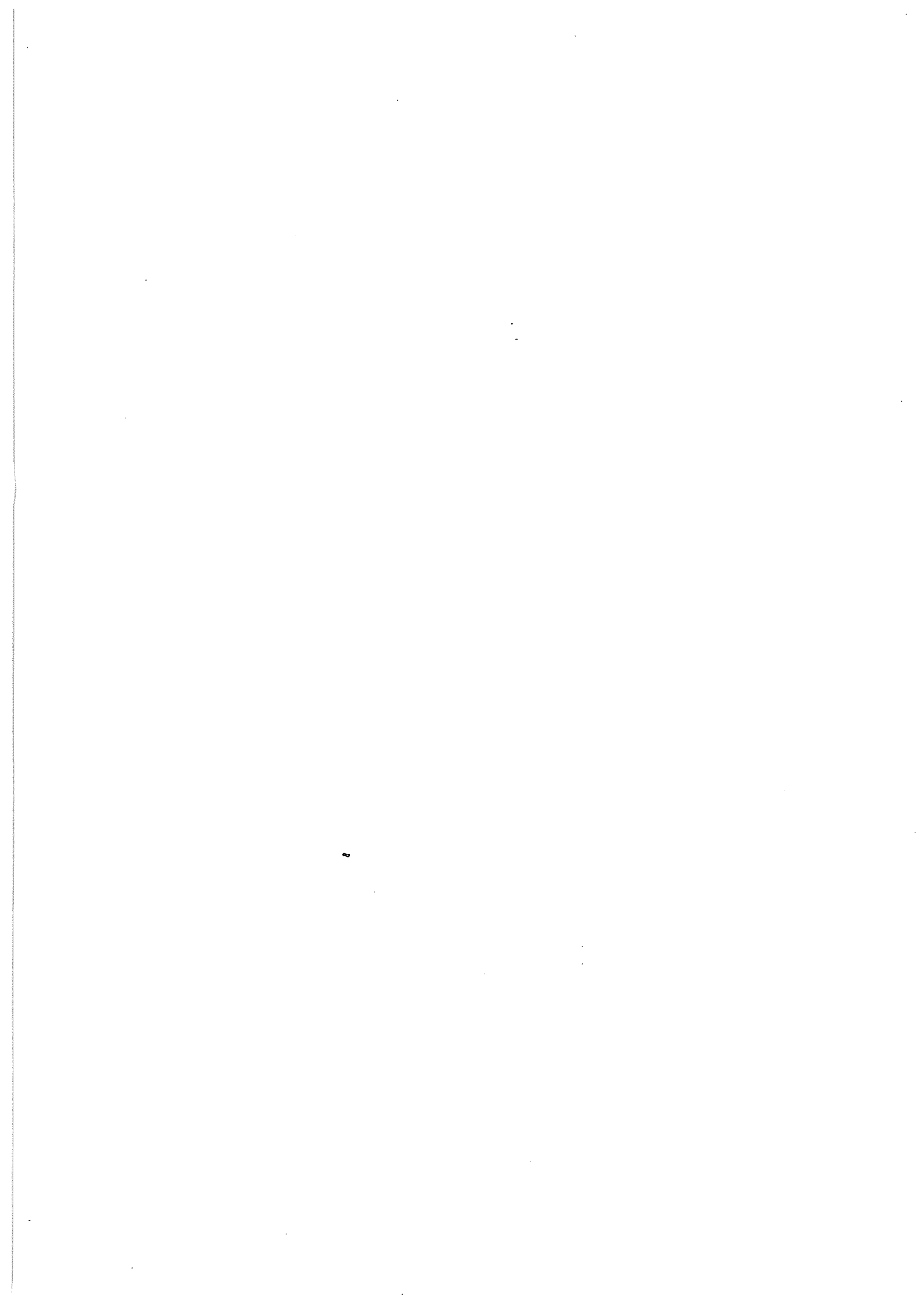
- [28] Cornell, Eric A., et al. "Multiply Loaded, ac Magnetic Trap for Neutral Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, 67(18) :2439 (October 1991).
- [29] Cornish, S.L., et al. "Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions," *Phys. Rev. Lett.*, 85(9) :1795 (August 2000).
- [30] D. Guery-Odelin, J. Soding, P. Desbiolles et J. Dalibard. "Strong Evaporative Cooling of Trapped Cesium Gas," *Optics Express*, 2 :323-329 (1998).
- [31] Dalibard, J. "Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases." *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, edited by M. Inguscio, et al. 321. IOS Press, 1999.
- [32] Dalibard, J. and C. Cohen-Tannoudji. "Dressed-Atom Approach to Atomic Motion in Laser Light : The Dipole Force Revisited," *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(2) :1707 (1985).
- [33] Davis, K.B., et al. "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, 75(22) :3969 (November 1995).
- [34] Desruelle, B., et al. "Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet," *Euro. Phys. J. D*, 1 :255 (1998).
- [35] Drag, Cyril, "Photoassociation D'atomes Froids de Césium. Formation et Caractérisation D'un Nuage Froids de Molécules de Cs_2 ," 2000. Thèse de doctorat soutenue devant l'université Paris XI.
- [36] Einstein, A. "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases : Zweite Abhandlung," *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1925(0) :3 (January 1925).
- [37] E.L Surkov, J.T.M Walraven et G.J Shlyapnikov. "Collisionless Motion in a Magnetically Trapped Atomic Cloud," *Phys. Rev A*, 53 :3403 (1996).
- [38] et Lifchitz, L. Landau. *Physique Statistique*. Editions Mir/Ellipses, 1994.
- [39] et Weiping Zhang, J.D Close. "A High-Field Trap to Bose Condense Caesium," *J. Opt B : Quantum Semiclass. Opt*, 1 :420-423 (1999).
- [40] F. Cataliotto, S. Burger, C. Fort P. Maddaloni F. Minardi A. Trombettoni A. Smerzi M. Inguscio. "Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates," *Science*, 293 :843 (2001).
- [41] F. Pereira Dos Santos, J. Leonard, Junmin Wang C.J Barrelet F. Perales E. Rasel C.S Unnikrishnan M. Leduc C. Cohen-Tannoudji. "Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium," *Phys. Rev. Lett*, 86 :3459 (2001).
- [42] Feshbach, Herman. "A Unified Theory of Nuclear Reactions. II," *Ann. Phys.*, 19 :287 (1962).

- [43] Fortagh, J., et al. "Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, 81(24) :5310 (December 1998).
- [44] Fried, Dale G., et al. "Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen," *Phys. Rev. Lett.*, 81(18) :3811 (November 1998).
- [45] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati R.J Brecha A. Simoni M. Inguscio. "Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling," *Science*, 294 :1320 (2001).
- [46] Greiner, Markus, et al. "Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms," *Nature*, 415 :39 (January 2002).
- [47] Grimm, R., 2002. Déclaration de M. R. Grimm à la conférence Molécules froides et condensation de Bose-Einstein aux Houches en mars 2002. Il rapporte aussi une discussion avec M. D. Weiss dans laquelle ce dernier affirme avoir obtenu un paramètre de dégénérescence proche de 1 et que le processus s'est arrêté à cause de phénomènes à trois corps.
- [48] Guéry-Odelin, D., et al. "Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?," *Europhys. Lett.*, 44(1) :26 (October 1998).
- [49] Guery-Odelin, David, "Dynamique Collisionnelle Des Gaz D'alcalins Lourds : Du Refroidissement Évaporatif À la Condensation de Bose-Einstein." Thèse de doctorat soutenue devant l'université Paris VI, 1998.
- [50] H. Stolzenberg, S. Becker, G. Bollen F. Kern H-J. Kluge T. Otto G. Savard L. Schxeikhard G. Audi et R. B Moore. "Accurate Mass Determination of Short-Lived Isotopes by a Tandem Penning Trap Mass Spectrometer," *Physical Review Letter*, 65 :3104-3107 (1990).
- [51] Hall, D.S., et al. "Measurements of Relative Phase in Two-Component Bose-Einstein Condensates," *Phys. Rev. Lett.*, 81(8) :1543 (August 1998).
- [52] Hänsel, W., et al. "Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap," *Phys. Rev. A*, 64 :063607 (November 2001).
- [53] Heinzen, D.J., et al. "Superchemistry : Dynamics of Coupled Atomic and Molecular Bose-Einstein Condensation," *Phys. Rev. Lett.*, 84(22) :5029 (May 2000).
- [54] Hess, Harald F. "Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen," *Phys. Rev. B*, 34(5) :3476 (September 1986).
- [55] Hess, Harald F., et al. "Magnetic Trapping of Spin Polarized Atomic Hydrogen," *Phys. Rev. Lett.*, 59(6) :672 (August 1987).

- [56] Holland, M., et al. "Trajectory simulation of kinetic equations for classical systems," *Quantum Semiclass. Opt.*, *8* :571 (1996).
- [57] H.T.C Stoof, J.M.V.A Koelma et B.J Verhaar. "Spin-Exchange and Dipole Relaxation Rates in Atomic Hydrogen : Rigorous and Simplified Calculations," *Phys. Rev B*, *38* :4688 (1988).
- [58] Huang, K. *Statistical Mechanics*. London : Wiley, 1966.
- [59] Inouye, S., et al. "Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate," *Nature*, *392*(0) :151 (March 1998).
- [60] J.R Aboo-Shaer, C. Raman, J.M Vogels W. Ketterle. "Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates," *Science*, *292* :99-116 (2001).
- [61] Ketterle, W., et al. "Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates." *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, edited by M. Inguscio, et al. 67. IOS Press, 1999.
- [62] L. Pruvost, D. Marescaux, O. Houde H. Tuan Dong. "Guiding and Cooling of Cold Atoms in a Dipole Guide," *Opt. Comm.*, *166* :199-209 (1999).
- [63] Lett, Paul D., et al. "Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit," *Phys. Rev. Lett.*, *61*(2) :169 (July 1988).
- [64] Lin, Jia Ling and J.P. Wolfe. "Bose-Einstein condensation of paraexcitons in stressed Cu_2O ," *Phys. Rev. Lett.*, *71*(8) :1222 (August 1993).
- [65] Lovelace, R. V. E., et al. "Magnetic confinement of a neutral gas," *Nature*, *318*(7) :30 (November 1985).
- [66] Lovelace, R. V. E. and T.J. Tommila. "Theory of Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen in a dynamic trap," *Phys. Rev. A*, *35*(9) :3597 (May 1987).
- [67] Luiten, O.J., et al. "Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas," *Phys. Rev. A*, *53*(1) :381 (January 1996).
- [68] Madison, K.W., et al. "Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate," *Phys. Rev. Lett.*, *84*(5) :806 (January 2000).
- [69] Mewes, M.-O., et al. "Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, *78*(4) :582 (January 1997).
- [70] Migdall, Alan L., et al. "First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, *54*(24) :2596 (June 1985).
- [71] O'Hara, K.M., et al. "Scaling Laws for Evaporative Cooling in Time Dependent Optical Traps," *Phys. Rev A*, *64* :051403 (2001).

- [72] Perrin, Hélène, "Refroidissement D'atomes de Césium Confinés Dans un Piège Dipolaires Très Désaccordé," 1998. Thèse de doctorat soutenue à l'université Paris VI.
- [73] Petrich, Wolfgang, et al. "Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, 74(17) :3352 (April 1995).
- [74] Pinkse, P. W. H., et al. "One-dimensional evaporative cooling of magnetically trapped atomic hydrogen," *Phys. Rev. A*, 57(6) :4747 (June 1998).
- [75] Roberts, J.L., et al. "Controlled Collapse of a Bose-Einstein Condensate," *Phys. Rev. Lett.*, 86(19) :4211 (May 2001).
- [76] Sackett, C.A., et al. "Measurements of Collective Collapse in a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions," *Phys. Rev. Lett.*, 82(5) :876 (February 1999).
- [77] Sackett, C.A., et al. "Growth and Collapse of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions," *Phys. Rev. Lett.*, 80(10) :2031 (March 1998).
- [78] Söding, J., et al. "Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas," *Phys. Rev. Lett.*, 80(9) :1869 (March 1998).
- [79] Spreuw, R. J. C., et al. "Demonstration of Neutral Atom Trapping with Microwaves," *Phys. Rev. Lett.*, 72(20) :3162 (May 1994).
- [80] Stamper-Kurn, D.M., et al. "Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate," *Phys. Rev. Lett.*, 81(11) :2194 (September 1998).
- [81] Steck, D.A. "Cesium D2 Line Data," *quantopt*, 1-16 (1999).
- [82] Stwalley, William C. and L.H. Nosanow. "Possible "New" Quantum Systems," *Phys. Rev. Lett.*, 36(15) :910 (April 1976).
- [83] Tiesinga, E., et al. "Conditions for Bose-Einstein condensation in magnetically trapped atomic cesium," *Phys. Rev. A*, 46(3) :R1167 (August 1992).
- [84] Tiesinga, E., et al. "Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions," *Phys. Rev. A*, 47(5) :4114 (May 1993).
- [85] Tiesinga, Eite, et al. "A Spectroscopic Determination of Scattering Lengths for Sodium Atom Collisions," *J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech.*, 101(4) :505 (July 1996).
- [86] Townsend, C.G., et al. "Phase-space density in the magneto-optical trap," *Phys. Rev. A*, 52(2) :1423 (August 1995).
- [87] Truscott, Andrew G., et al. "Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms," *Science*, 291(5513) :2570 (March 2001).

- [88] Vogels, J.M., et al. "Prediction of Feshbach resonances in collisions of ultracold rubidium atoms," *Phys. Rev. A*, 56(2) :R1067 (August 1997).
- [89] Walraven, J.T.M. "Evaporative Cooling." *Bose-Einstein Condensates and Atom Lasers*. Euroschool, 2000.
- [90] Wu, Huang, et al. "Dynamics of evaporative cooling for Bose-Einstein condensation," *Phys. Rev. A*, 56(1) :560 (July 1997).
- [91] Wu, Huang and Christopher J. Foot. "Direct simulation of evaporative cooling," *J. Phys. B*, 29 :L321 (1996).
- [92] Y.V Gott, M.S Ioffe et V. Tel'kovskii *Nucl. Fusion Suppl.*, 3 :1045 (1962).





Résumé

L'atome de césium reste le seul alcalin stable à ne pas avoir été condensé. Ses propriétés collisionnelles exceptionnelles (taux de collision inélastiques très grands) ont jusqu'à ce jour mis en échec les moyens classiques de condenser les gaz. Une manière de contourner ces difficultés consiste à piéger le césium dans son état fondamental. Aux températures auxquelles nous travaillons, il est impossible pour deux atomes dans cet état de subir des collisions avec changement d'état interne. Malheureusement, cet état ne peut être piéger dans un champ magnétique. Notre solution consiste à combiner deux types de forces : l'une magnétique, l'autre optique (dipolaire). La première compense la gravité, l'autre confine les atomes dans les deux autres directions. Le premier volet de cette thèse a consisté en la réalisation pratique de ce piège pour l'état fondamental du césium. Pour cela, nous avons mis en place un dispositif expérimental complet comprenant une double enceinte à ultra-vide et la totalité des sources lasers nécessaires à la réalisation de pièges magnéto-optiques pour le pré-refroidissement des atomes ainsi que la totalité des fréquences utiles. Les séquences expérimentales et l'acquisition des données sont informatisées. Ce montage expérimental nous a permis l'obtention d'un piège hybride dont la durée de vie de 2 s était limitée probablement par un vide de qualité médiocre. Le second volet de cette thèse fut l'étude théorique du futur de cette expérience. En effet, l'étape suivante est de mettre en place un mécanisme d'évaporation pour aller vers la transition de condensation. Dans notre type de piège, ce refroidissement évaporatif comporte des particularités : évaporation à une dimension, évaporation optique. Pour étudier la faisabilité de ces évaporations, j'ai utilisé un calcul statistique ainsi qu'une simulation numérique Monte-Carlo de Bird. Le résultat montre qu'il existe des voies pour atteindre la condensation dans ce type de piège.

Abstract

Atomic caesium remains the only stable alkaline which has not been Bose-Einstein condensate yet. All attempts to date to reach Bose-Einstein condensation in atomic caesium by classical ways have been thwarted by a high inelastic spin-flip cross section. One way to avoid those relaxations is to trap the atoms in the hyperfine ground state which can not undergo any elastic collision at usual sample's working temperatures. Unfortunately, this state is an high field seeking state, thus it can not be trapped by magnetic fields. Our solution is to combine two sorts of strengths: one magnetic and the other is optical (dipolar). The first compensates gravity, and the latest confines the atoms in the two other directions.

The first part of this thesis had been the practical realization of this hybrid trap for the hyperfine ground state. A complete experimental set-up has been designed and implemented. It includes a high vacuum double cell and all the laser sources needed for the building of magneto-optical traps for the pre cooling of the atomic sample and also all the frequencies used in our set-up. The experimental sequences and the data acquisitions are computer controlled. This set-up allowed us to obtain a 2s time of life hybrid trap. This weak duration was due to a bad vacuum.

The second part of this thesis work was to study the future of the hybrid trap. Indeed, the second step is to implement an evaporative process in order to reach the BEC transition. In our trap, the evaporative cooling is different of usual ways : the microwave knife is one dimensional and there is the possibility to use the natural truncation of the optical potential. In order to study the efficiency of the evaporative cooling, I used a statistical calculation and a Monte-Carlo like numerical simulation. The results show that there is paths to reach BEC in this kind of trap.

Mots clés

Condensation de Bose-Einstein
Piège hybride
Piégeage magnétique
Simulation de refroidissement évaporatif

Résonance de Feshbach
Piégeage dipolaire
Césium
Piège magnéto-optique