DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Gabriele FERRARI

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

Sujet de la thèse :

PIÉGEAGE SIMULTANÉ DES ISOTOPES FERMIONIQUE ET BOSONIQUE DU LITHIUM
ÉTUDE THÉORIQUE DE LA RELAXATION COLLISIONNELLE DANS UN GAZ DE FERMI DÉGÉNÉRÉ

Soutenue le 12 juillet 2000 devant le jury composé de :

M.	C. COHEN-TANNOUDJI	Président
M.	A. ASPECT	Rapporteur
M.	M. INGUSCIO	Rapporteur
M.	R. COMBESCOT	Examinateur
M.	T. PFAU	Examinateur
M.	C. SALOMON	Directeur de thèse

Table des matières

Remerciements **7**

Introduction **9**

1 Les fermions dégénérés **17**

1.1 Refroidissement évaporatif et sympathique 17

1.1.1 Théorie de la diffusion 19

1.1.2 Amplitude de diffusion 19

1.1.3 Potentiel radial et développement en ondes partielles 21

1.1.4 Collisions entre particules identiques 22

1.1.5 Limite de faible énergie 23

1.1.6 Refroidissement sympathique 24

1.2 Stratégie expérimentale 26

1.2.1 Critères de choix 26

1.2.2 Approche expérimentale 28

1.3 Mélanges bosons-fermions 28

1.3.1 Approximation de Thomas-Fermi pour les bosons 29

1.3.2 Approximation de Thomas-Fermi pour les fermions 29

1.3.3 Approximation de Thomas-Fermi pour un mélange boson-fermion 30

1.4 Transition BCS 31

1.4.1 Les paires de Cooper 31

1.4.2 Transition BCS pour les gaz faiblement interagissants 34

1.4.3 Détection d'un gaz BCS superfluide 35

1.5 Conclusion 36

2 Relaxation fermionique **37**

2.1 Relaxation dans un gaz de Fermi 38

2.1.1 P au fond du potentiel 40
2.1.2 Oscillation linéaire 43
2.1.3 Oscillation circulaire 44
2.2 Relaxation dans un gaz BCS 46
2.3 Conclusion 47

3 Montage expérimental 49
3.1 Le système à vide 49
3.2 Le ralentisseur Zeeman 51
3.2.1 Le four 51
3.2.2 Le solénoïde 52
3.2.3 Opération du ralentisseur Zeeman 54
3.3 Les sources laser 55
3.3.1 Stabilisation des lasers 58
3.3.2 Production des fréquences 60
3.3.3 Source laser du ralentisseur Zeeman 60
3.3.4 Injection du MOPA à plusieurs fréquences 61
3.3.5 Système d'imagerie 65
3.4 Gestion de l'expérience par ordinateur 68
3.5 Conclusion 68

4 Piégeage magnétique 71
4.1 Principe du piégeage magnétique 71
4.2 Construction du piège magnétique 76
4.2.1 Construction des bobines à symétrie cylindrique 76
4.2.2 Construction des barres *Ioffe* 78
4.2.3 Le support des bobines 82
4.2.4 Les sources de courant 82
4.2.5 Interrupteurs et contrôle de courants 82
4.2.6 Système de refroidissement à eau 85
4.2.7 Le système de sécurité 86
4.3 Performances du piège magnétique 86
4.4 Ascenseur magnétique 89
4.5 Conclusion 89

5 Résultats expérimentaux 91

5.1 Piégeage magnéto-optique 91
5.1.1 Chargement du PMO 92
5.1.2 PMO à deux isotopes 95
5.1.3 PMO comprimé 96
5.2 Pompage optique et chargement du piège magnétique quadrupolaire . . 97
5.2.1 Pompage optique dans $|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+2\rangle$ 98
5.2.2 Pompage optique dans $|\mathrm{F}=1, m_\mathrm{F}=-1\rangle$ 100
5.2.3 Chargement du piège magnétique 101
5.3 Transfert magnétique 102
5.3.1 Séquence temporelle 102
5.3.2 Efficacité du transfert 104
5.4 Mesures préliminaires dans le piège magnétique quadrupolaire 106
5.4.1 Expulsion R.F. et μ-onde des atomes 106
5.4.2 Pertes Majorana 107
5.5 Mesures préliminaires dans le piège magnétique *Ioffe-Pritchard* 111
5.5.1 Evaporation dans le piège *I-P* 111
5.5.2 Dépendance énergétique de σ_el 112
5.6 Conclusion 114

6 Refroidissement Zeeman assisté par collisions 117
6.1 Principe du refroidissement 118
6.1.1 Application au ^{87}Rb 123
6.1.2 Les cas $g_F > 0$ 124
6.2 Refroidissement de mélanges d'atomes différents 125
6.2.1 Application à un mélange ^{85}Rb-^{87}Rb 126
6.3 Transfert de spin sélectif en énergie 126
6.3.1 Vitesse de transfert de spin 129
6.4 Perspectives et conclusions 129

Conclusion 131

A Article : Multiple-frequency laser source 133

B Article : Collisional relaxation in a Fermi gas 139

C Article : Simultaneous magneto-optical trapping ... 145

D Article : Collision-assisted Zeeman cooling ... 151

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire Kastler Brossel au sein du Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Je voudrais remercier ses deux directrices successives, Michèle Leduc et Elisabeth Giacobino, pour m'avoir accueilli et avoir contribué au bon déroulement de mes recherches.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Claude Cohen-Tannoudji qui m'a admis au sein de son groupe « atomes ultra-froids », et qui a accepté de faire partie de mon jury. Ses efforts, entre autre, m'ont permis d'intégrer un milieu scientifique très riche et stimulant. Très attentif, il a fait preuve d'une grande disponibilité en étant à l'écoute de mes réflexions, et en me délivrant ses conseils.

J'ai eu la chance de travailler sous la direction de Christophe Salomon. Il m'a beaucoup apporté, d'une part en m'encourageant par son enthousiasme et sa passion, d'autre part en apportant son optimisme toujours présent même dans les moments les plus difficiles. Grâce à la confiance qu'il donne à ses étudiants, il m'a permis de travailler avec une grande autonomie et surtout de profiter totalement des opportunités qu'il m'a laissé. Ces trois années passées à ses côtés ont été très enrichissantes et d'un réel plaisir, et pour cela je le remercie.

Tous ces travaux n'auraient pu voir le jour sans Jean Dalibard, qui en premier m'a accueilli au Laboratoire Kastler Brossel comme d'abord stagiaire. Par la suite, en relation avec Christophe Salomon, ils m'ont proposé de poursuivre mon séjour à Paris dans le cadre de la thèse. Jean s'est toujours intéressé au développement de l'expérience, et s'est aussi montré disponible en m'accompagnant tout au long de mes réflexions théoriques. Enfin j'ai apprécié son sens de l'écoute et son esprit critique, toujours constructif.

Je suis reconnaissant à Yvan Castin pour m'avoir apporté son aide et ses conseils pour la partie théorique. La justesse de ses réflexions a souvent été un élément de clarification et d'approfondissement.

Je remercie Alain Aspect et Massimo Inguscio pour leur lecture attentive du manuscrit au titre de rapporteur. Je remercie également Roland Combescot et Tilman Pfau pour l'intérêt témoigné pour mon travail de thèse et pour avoir accepté de faire partie de mon jury de soutenance.

Les expériences présentées dans ce mémoire sont le fruit du travail de toute une équipe. Elles ont d'abord débutées avec Marc-Oliver Mewes qui a apporté son expérience en même temps que son enthousiasme. Puis nous avons poursuivi avec Florian Schreck, impressionnant pour ses qualités d'informaticien et pour son désir de faire les choses bien. Ensemble nous avons vécu des moments difficiles et d'autres de réel plaisir quand tout fonctionnait bien, et que les résultats étaient à la hauteur de nos espérances. Aujourd'hui une réelle amitié nous lie. J'ai pu bénéficier des contributions de Pierre Desbiolles et Mark Welling, dans la période de jeunesse de l'expérience, et de Alice Sinatra, avec laquelle j'ai partagé le montage et la mise au point du piège magnéto-

optique à deux isotopes. Merci aussi aux stagiaires qui ont participé au montage de l'expérience : Serge Florens, Dan Israël et notamment Fabrice Gerbier, dont le travail au sein de l'équipe à été très important lors de la construction du piège magnétique. Je n'oublierai pas Julien Cubizolles et Kristan Corwin qui ont rejoint l'équipe lorsque mon travail était sur le point d'être terminé.

Les visiteurs, les doctorants et les stagiaires du groupe ont contribué chacun à maintenir une bonne ambiance au laboratoire. Merci à ceux qui j'ai eu le plaisir de côtoyer : Markus Arndt, Denis Boiron, Isabelle Bouchoule, Iacopo Carusotto, Frédéric Chevy, Philippe Cren, Tom Hijmans, Markus Holzmann, Lev Khaykovic, Unni Krishna, Axel Kuhn, Simone Kulin, Jeremie Léonard, Kirk Madison, Emmanuel Mandonnet, Anna Minguzzi, Makoto Morinaga, Franceso Pavone, Francisco Perales, Frank Perreira dos Santos, Hélène Perrin, Ernst Rasel, Chrisatian Roos, Bruno Saubaméa et Wendel Wohlleben. Je tiens à remercier particulièrement David Guéry-Odelin pour avoir lu attentivement et corriger le style de ce mémoire.

Pendant la première période de stage j'ai pu bénéficier de l'hospitalité de Maxime Ben Dahan et de Johannes Söding. Ceci, ensemble à l'encadrement et l'amitié que Johannes m'a démontré, m'a permis très rapidement de me sentir à l'aise au laboratoire.

Je tiens à remercier tout le personnel des services techniques du laboratoire et du département. Merci en particulier à André Clouqueur, Lionel Pérenes et Patrick Giron pour l'électronique, et à Yvan Cabirou, Didier Courtiade, Frank Deutertre, Xavier Dollat, Denis Douillet, Rémi Fert, Benoît Lemaire, Jack Olejenik, Jean Outrequin, Jean-Claude Paindorge, Jean-François Point, Michel Quindu et Pascal Travers pour la conception, la réalisation et l'installation des différentes parties mécaniques qui composent l'expérience. Merci beaucoup également à Nicole Neveux, Zohra Ouyassoun et Geneviève Piard pour leur travail au secrétariat du laboratoire.

Le dernier mot va a Mme Madeleine Mestre pour m'avoir logé pendant ces derniers années à Paris. Son sens de l'hospitalité, sa gentillesse et sa bonne humeur m'ont beaucoup aidé à me sentir à l'aise et à m'intégrer dans une nouvelle vie. C'est grâce à elle et à nos longues conversations que j'ai pu améliorer et perfectionner la langue française. Les moments passés avec elle resteront pour moi un excellent souvenir. C'est avec beaucoup d'affection que je la remercie.

Introduction

Les propriétés de symétrie des fonctions d'ondes ont des conséquences très importantes sur le comportement des systèmes physiques les plus variés. En mécanique quantique, le postulat de symétrisation partage les particules en deux grandes familles en fonction des propriétés de symétrie de la fonction d'onde à N corps identiques : les bosons (particules de spin total entier), pour lesquels la fonction d'onde reste inchangée sous échange de deux particules, et les fermions (particules de spin total semi-entier), pour lesquels la fonction d'onde change de signe sous échange de deux particules.

Les bosons, ainsi baptisés en hommage du physicien indien S. N. Bose qui utilisa en premier la statistique des particules à spin total entier pour étudier le cas particulier des photons [1], donnent lieu à une transition de phase à basse température connue sous le nom de condensation de Bose-Einstein. Cette transition, prédite par A. Einstein au début des années vingt [2, 3], est un phénomène purement quantique qui se manifeste lorsque la longueur d'onde thermique devient du même ordre que la distance moyenne entre particules. L'indiscernabilité des particules, le recouvrement des paquets d'ondes, et les propriétés de symétrie entraînent l'occupation macroscopique de l'état fondamental du système : c'est le condensat de Bose-Einstein. A la transition de phase, la densité dans l'espace des phases $\rho = n\lambda_{\mathrm{dB}}^3$, où n est la densité spatiale de particules et $\lambda_{\mathrm{dB}} = \sqrt{\hbar^2/2\pi m k_B T}$ est la longueur d'onde thermique de de Broglie, vaut [4] :

$$\rho = 2.612.... \tag{1}$$

Cette condition, qui a été obtenue pour un gaz idéal et homogène, demeure valable si le gaz est faiblement interagissant, autrement dit si $na^3 \ll 1$ (a portée caractéristique du potentiel d'interaction), ou si le gaz est confiné, pourvu que l'on considère la densité centrale [5].

Les fermions, en hommage au physicien italien E. Fermi qui le premier étudia les propriétés macroscopiques des systèmes dont la fonction d'onde est antisymétrique [6, 7], ne subissent aucune transition de phase à basse température. Le principe de Pauli est la première conséquence de la statistique de Fermi-Dirac : un état quantique est occupé au maximum par une particule. Lorsque l'on étudie les propriétés d'un gaz à à basse température et dans le régime de dégénérescence quantique ($\rho = 1$), on s'aperçoit que l'énergie moyenne du gaz reste finie. Si on décrit les particules par les

coordonnées classiques en position et impulsion, et si on garde à l'esprit le résultat de mécanique quantique selon lequel le volume dans l'espace des phases $d\mathbf{r}\, d\mathbf{p}$ peut recevoir au maximum $d\mathbf{r}\, d\mathbf{p}/h^3$ fermions (h constante de Planck), on trouve que dans un gaz homogène de densité n, à $T = 0$, les impulsions des particules vont de 0 à une valeur maximale p_F (impulsion de Fermi) définie par [4] :

$$\frac{4}{3}\pi p_F^3 = h^3 n. \tag{2}$$

A T=0, les niveaux de plus faible énergie sont tous occupés par une particule jusqu'à épuisement des particules. L'énergie de l'état occupé le plus énergétique est appelée énergie de Fermi (E_F) et pour un gaz homogène vaut :

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m}\left(6\pi^2 n\right)^{2/3}. \tag{3}$$

Les équations (2) et (3) sont des résultats valables pour les gaz homogènes non confinés. Dans le cas non homogène, le principe de Pauli s'applique de la même façon aux niveaux énergétiques discrets du potentiel au lieu des niveaux du continuum des particules libres. Pour un potentiel harmonique 3D, l'énergie de Fermi est liée au nombre de fermions piégés N et à la moyenne géométrique des fréquences d'oscillation du piège $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x\,\omega_y\,\omega_z}$ [8] :

$$E_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3} \tag{4}$$

La physique des fermions à basse température est complètement différente de celle des bosons. A cause du principe de Pauli, il n'y a pas occupation macroscopique de l'état le moins énergétique et, par conséquent, il n'y a pas de transition de phase. Dans le cas réel, les interactions entre particules introduisent des éléments nouveaux qui modifient d'une façon importante le cadre physique. En fait dans un gaz fermionique dégénéré interagissant les particules peuvent montrer une cohérence et se grouper en paires (paires de Cooper). Ces paires, constituées par un nombre paire de fermions, ont un spin entier, et peuvent éventuellement donner lieu à une transition de phase : la transition BCS, d'après les physiciens J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer [9]. Cette transition, qui a déjà été démontrée sur les gaz d'électrons (supraconducteurs) et sur l'^{3}He (liquide), n'a jamais été observée sur un gaz faiblement interagissant.

Depuis la formulation de la mécanique quantique, il y a toujours eu un fort intérêt pour les gaz quantiques dégénérés de boson ou de fermion. En ce qui concerne les bosons, la superfluidité de l'^{4}He liquide avait été expliquée en terme de condensation de Bose-Einstein, bien que la fraction condensée ne dépasse pas 10 % à cause des fortes interactions atome-atome. En fait la condition de milieu dilué ici n'est pas respectée : $na^3 \gg 1$, où a est la longueur de diffusion. D'autre part la condensation de Bose-Einstein a été observée sur des gaz dilués d'excitons dans les semiconducteurs, bien que la signature soit indirecte [10]. Depuis les premières prédictions d'Einstein des

années vingt, il a fallu attendre 1995 pour avoir une démonstration expérimentale de la condensation de Bose-Einstein d'un gaz faiblement interagissant ($na^3 \ll 1$) par l'équipe de E. A. Cornell et C. W. Wieman sur le ^{87}Rb [11], et ensuite par l'équipe de R. G. Hulet sur le ^{7}Li [12, 13], l'équipe de W. Ketterle sur le ^{23}Na [14], et l'équipe de D. Kleppner et T. C. Greytak sur l'hydrogène [15, 16].

Les premiers essais pour obtenir la condensation dans des gaz atomiques dilués avaient commencé dans les années quatre-vingt sur l'hydrogène. Au cours de ces expériences la technique du refroidissement évaporatif fût appliquée pour la première fois en physique atomique pour augmenter la densité dans l'espace des phases [17, 18]. Parallèlement la communauté de physique atomique a connu une période très active depuis le début des années quatre-vingt grâce au développement des techniques de refroidissement laser, période qui a culminé avec l'attribution en 1997 du prix Nobel de Physique à Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji et William D. Phillips [19, 20, 21]. Les techniques de refroidissement laser ont montré un domaine d'application impressionnant sur les gaz d'atomes alcalins, et, associées aux techniques de refroidissement évaporatif mises au point sur l'hydrogène, ont permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein avec les gaz d'atomes alcalins.

En ce qui concerne les fermions, nous sommes entourés de nombreux systèmes physiques dans le régime de dégénérescence quantique. C'est le cas, par exemple, des atomes à température ambiante, ceux-ci étant la plupart de temps dans leur état fondamental, les électrons constituent un gaz fortement dégénéré. De la même façon les électrons dans les cristaux constituent des gaz fortement dégénérés puisque les énergies de Fermi typiques, en unités de température, sont très élevées par rapport à la température ambiante ($\approx 10^4$ K). Cependant ces gaz sont bien loin d'être des gaz idéaux : à cause des interactions coulombiennes d'une part avec le réseau nucléaire d'autre part, les électrons constituent un milieu fortement interagissant et complexe, dont le traitement physique nécessite des efforts de modélisation et de calcul majeurs. Dans les noyaux atomiques, les protons et les neutrons forment aussi des gaz dégénérés, mais de même à cause de l'interaction forte, ou coulombienne, ces gaz ne peuvent pas être considérés comme idéaux.

Dans la nature on ne connaît pas de gaz fermionique dégénéré faiblement interagissant, c'est pour ça que depuis la première démonstration de condensation de Bose-Einstein sur des atomes neutres, on a pensé à appliquer les mêmes techniques pour atteindre la dégénérescence sur un échantillon d'atomes fermioniques. Cette dégénérescence a été atteinte l'année dernière par l'équipe de D. S. Jin sur un gaz de ^{40}K piégé dans un piège magnétique, et la température $T \sim T_F/2$ a été obtenue [22].

Dans ce mémoire, je présente les travaux qui ont été menés à partir de mars 1997 au Laboratoire Kastler Brossel, travaux visant à étudier la dégénérescence quantique avec l'isotope fermionique du lithium, le ^{6}Li . Les travaux portent principalement sur la construction d'un appareillage pour produire le gaz fermionique dégénéré. Comme dans les expériences de condensation de Bose-Einstein d'atomes alcalins, l'expérience

est constituée par une enceinte sous vide dans laquelle, par étapes successives de refroidissement (ralentissement d'un jet atomique, refroidissement en mélasse optique et refroidissement évaporatif), on atteint la dégénérescence de Fermi. Je présente aussi des propositions théoriques portant sur la mesure de la température dans un gaz d'atomes fermioniques fortement dégénéré, et la détection de la transition BCS dans un échantillon non polarisé. Enfin, j'ai abordé un autre sujet théorique indépendant par rapport aux fermions dégénérés : le refroidissement Zeeman assisté par collisions. Cette proposition, qui fait partie du domaine du refroidissement laser et pompage optique, semble offrir de nombreuses applications dans la production de gaz ultrafroids.

Le premier chapitre introduit d'une façon générale le problème des fermions dégénérés et confinés dans un potentiel extérieur. A cause du principe de symétrisation, les interactions entre fermions polarisés sont négligeables dans le domaine d'énergie d'intérêt. A basse température, l'évaporation pour un gaz fermionique ne marche donc pas de la même façon que pour les bosons car il manque les collisions élastiques, base du refroidissement évaporatif. Il existe plusieurs solutions pour contourner la contrainte du principe de symétrisation, toutes basées sur le mélange de gaz discernables : le principe de symétrisation ne s'applique qu'aux particules indiscernables et en ce dernier cas on retrouve les interactions à faible énergie. Une méthode qui a déjà montré son efficacité pour atteindre le seuil de dégénérescence dans un gaz fermionique consiste à peupler plusieurs sous-niveaux magnétiques du gaz de fermions. Cette technique simplifie considérablement le système optique nécessaire pour le pré-refroidissement laser, mais oblige à choisir un atome de spin total important [22]. Une autre solution consiste à refroidir les fermions dans un bain thermique constitué d'un gaz d'une espèce atomique refroidissable avec les techniques évaporatives standard. Cette méthode, qui a déjà été utilisée avec bosons [23], n'a pas encore été appliquée pour refroidir des fermions. Au moment du démarrage de l'expérience le premier choix qui s'est posé a été l'atome à utiliser. Pour des questions de simplification expérimentale nous avons opté pour un atome alcalin stable, les alternatives étaient ^{6}Li ou ^{40}K . Le ^{40}K a l'avantage d'avoir le spin nucléaire élevé (4), mais en 1997 il était peu étudié : il venait d'être piégé magnéto-optiquement [24, 25] et ses propriétés collisionnelles étaient inconnues. D'autre part le lithium avait déjà été refroidi dans un piège magnéto-optique [26, 27, 28, 29, 30, 31], piégé dans un piège magnétique à aimants permanents [32], et électro-aimants avec cœur en ferrite [30, 33], et ses propriétés collisionnelles avait déjà été étudiées au niveau théorique et expérimental [34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42]. Enfin le ^{7}Li (boson) avait été refroidi évaporativement au seuil de condensation [12, 13]. A cause de ces raisons nous avons choisi de refroidir le ^{6}Li (fermion) sympathiquement avec le ^{7}Li . Par ailleurs, les transitions optiques ont lieu à une longueur d'onde que l'on peut atteindre avec des sources laser à semiconducteur, et la différence entre les transitions des deux isotopes permet une bonne sélectivité au niveau de la manipulation optique et de l'évaporation. On pourra ainsi étudier les mélanges de bosons et fermions dégénérés [43, 44], et des condensats de Bose-Einstein stables ou instables (grâce à la variété des longueurs de diffusion du ^{7}Li).

Après une comparaison rapide entre la dégénérescence bosonique et fermionique, je discute la situation du mélange bosons-fermions et les implications que ça aura sur le résultat que nous pourrons obtenir. Dans la dernière partie de ce chapitre je présente les motivations qui nous ont amenées à choisir le ^{6}Li comme isotope fermionique et le ^{7}Li comme candidat pour le refroidissement sympathique. En fin de chapitre, j'aborde la description protocole expérimental que nous avons choisi d'employer.

La mesure de la température et de la dégénérescence constitue déjà elle-même une difficulté majeure pour les gaz fermioniques dégénérés. Comme dans les gaz bosoniques, la sensibilité sur la détermination de la température est limitée dans le régime fortement dégénéré par l'énergie interne du gaz. En fait avec les techniques standard de temps de vol, il est difficile de déterminer des températures plus petites que l'énergie interne du gaz. Pour les bosons l'énergie interne est due au champ moyen causé par l'interaction atome-atome et typiquement est de l'ordre de 100 nK. Pour les fermions l'énergie de champ moyen est négligeable, tandis que l'énergie due à l'occupation des niveaux jusqu'au niveau de Fermi est de l'ordre de l'énergie de Fermi E_F : pour un gaz 3D confiné dans un potentiel harmonique l'énergie interne vaut $3NE_F/4$. Si on est intéressé par le régime de dégénérescence le problème posé est grave car si $T/T_F \ll 1$ ($T_F = E_F/k_B$ est la température de Fermi), la précision de la mesure est proportionnelle au facteur T/T_F. Le deuxième chapitre est consacré dans la première partie à la description d'une méthode de thermométrie, pour les gaz fermioniques fortement dégénérés, basée sur la relaxation collisionnelle de l'oscillation dipolaire d'une particule test à l'intérieur du gaz fermionique. Je montre qu'à cause du principe de Pauli, et du fait que les états finaux de collision des fermions peuvent être déjà occupés, le taux de collision sur une particule test-fermion est sensiblement différent par rapport à celui que l'on obtiendrait pour un gaz de Maxwell-Boltzmann. Puisque la méthode permet aussi de déterminer la température de Fermi, elle permet la caractérisation complète d'un gaz fermionique idéal à l'équilibre thermique. Dans la deuxième partie du chapitre je propose une généralisation de cette thermométrie collisionnelle pour étudier un gaz BCS [9].

Dans les chapitres 3 et 4, je détaille la construction du montage expérimental sous tous ses aspects. Du système à vide jusqu'au piège magnétique, en passant par le ralentisseur Zeeman et le système optique, je décris les motivations qui nous ont amenés à dessiner l'expérience comme elle existe actuellement. La stratégie expérimentale choisie, et la volonté de construire un outil de recherche performant et flexible, nous ont donné l'occasion d'aborder les problématiques expérimentales typiques des expériences de refroidissement laser et évaporatif avec une approche différente et originale.
Ainsi, le choix de refroidir un mélange de deux espèces atomiques distinctes nécessite une source laser capable de délivrer plusieurs fréquences simultanément (deux pour chaque espèce atomique dans le cas des atomes alcalins). Les solutions envisageables avant 1997 consistaient en la superposition géométrique des différents faisceaux laser sur des lames séparatrices, ou bien l'introduction de bandes latérales, par rapport

à la fréquence porteuse du laser, à l'aide d'un modulateur électro-optique. Les deux méthodes ne répondent pas à nos exigences car d'une part la superposition géométrique est difficile à gérer si le nombre de faisceaux croît et son efficacité dépend de la qualité du mode spatial des faisceaux. D'autre part l'introduction de bandes latérales à l'aide d'un modulateur électro-optique est efficace dans un domaine de fréquence limité, et ne permet pas de régler arbitrairement le rapport d'intensité des différentes bandes latérales. Au chapitre 3 je présente une alternative originale aux techniques que je viens de présenter. Cette méthode, qui se base sur un élément de gain optique à semiconducteur, peut délivrer un nombre en principe arbitraire de composantes de fréquences, tout en gardant l'unicité du mode spatial et de polarisation. Cette source laser à plusieurs fréquences, qui fait partie d'un système optique entièrement basé sur des sources de lumière à semiconducteur, a permis une simplification considérable du système optique et a garanti la fiabilité sur de longues périodes.
Le système de piégeage magnétique présente lui aussi des éléments innovants. On a déjà anticipé sur le fait que la dégénérescence d'un gaz fermionique dépend du rapport T/T_F, et si le gaz est confiné dans un potentiel harmonique la température de Fermi T_F est proportionnelle à la fréquence moyenne d'oscillation et à la racine cubique du nombre d'atomes piégés. A parité de température, la dégénérescence est d'autant plus haute que le confinement est fort. D'autre part, il ne faut pas que le piège magnétique à haut confinement soit une limitation au nombre d'atomes piégés. Un autre élément dont nous avons tenu compte dans la conception du piège magnétique, est l'utilité de pouvoir faire des mesure de temps de vol, où on coupe le potentiel de piégeage vite par rapport aux fréquences d'oscillation. On mesure alors l'expansion balistique due à l'énergie interne du gaz. Les pièges magnétiques utilisés en physique atomique en 1997 était de 5 types :

- les pièges à électro-aimants, garantissant courts temps de coupure, un bon accès optique et un confinement respectable,
- les pièges à aimants permanents, pouvant donner un confinement plus important, mais ne permettant pas des mesures en temps de vol [32],
- les pièges à électro-aimants et cœur en ferrite, pouvant donner un confinement important mais la gestion des champs magnétiques rémanents reste toutefois compliquée [45],
- mini-pièges à électro-aimants et cœur en ferrite, donnant un confinement très important dans un volume limité. Ne pouvant être coupés sur un temps court devant la dynamique du gaz piégé, ils ne sont pas adaptés aux mesures en temps de vol [33].

Bien que certains de ces pièges auraient pu être employés avec succès dans notre cas, nous avons décidé de suivre une voie différente, sans compromis entre confinement, volume de capture, accès optique et nécessité de couper le potentiel de confinement rapidement. Cette voie nous a amené à concevoir un piège magnétique composite, où la région de piégeage magnéto-optique est déplacée par rapport à la région du

piége magnétique final où se déroule l'évaporation. Ainsi, on refroidit les atomes dans un piège magnéto-optique de volume de capture important, ensuite les atomes sont chargés dans un premier piège magnétique dont le centre se déplace sur 5 cm. Après le transfert, les atomes se trouvent dans une région de petit volume limité par rapport au laboratoire par une paroi en quartz de 2 mm d'épaisseur. Ceci permet d'approcher considérablement les électro-aimants des atomes, et donc d'augmenter le confinement magnétique. Au chapitre 4 je décris en détail la conception et la réalisation de l'ensemble du piège, les motivations qui nous ont amenés à choisir de travailler avec des hauts courants, et l'ensemble des aspects qu'il a fallu mettre au point à la suite de ce choix.

Le chapitre 5 est consacré à la description des résultats expérimentaux que nous avons pu obtenir jusqu'à maintenant. Je relate le fonctionnement du piège magnéto-optique à deux isotopes et les procédures de pompage optique que nous avons développées pour optimiser le chargement des atomes dans le piège magnétique. Je discute aussi le fonctionnement de « l'ascenseur magnétique » et le chargement du piège magnétique *Ioffe-Pritchard* à haut confinement, qui constitue le cœur de l'expérience. Les premiers signaux de refroidissement évaporatif sont décrits également.

Le dernier chapitre est consacré à une étude qui va au delà du problème des fermions dégénérés. Il s'agit d'une proposition théorique sur une nouvelle méthode de refroidissement applicable à un large spectre de gaz et mélanges de gaz atomiques neutres. L'originalité de la proposition consiste dans l'association des processus collisionnels, élastiques et inélastiques, aux techniques de pompage optique. Je montre qu'il est possible d'avoir des collisions inélastiques endothermiques qui enlèvent une fraction importante d'énergie du mouvement relatif de deux particules en collision. Le pompage optique entre l'état final et l'état initial de la collision inélastique permet de répéter le processus pour que le refroidissement du gaz ait lieu. Je montre que cette technique, appelée refroidissement Zeeman assisté par collisions, peut être employée pour transférer du moment angulaire, entre différentes espèces atomiques ou isotopes, d'une façon sélective en énergie.

Chapitre 1

Les fermions dégénérés

La première réalisation d'un condensat de Bose-Einstein sur des atomes alcalins neutres en 1995 [11] a représenté un progrès formidable pour la communauté scientifique en général, et notamment celle de la physique atomique. Ces travaux n'ont pas simplement mis clairement en évidence une prédiction théorique qui depuis les années vingt [2, 3] suscitait beaucoup d'intérêt et de discussions. Ils ont démontré la puissance du refroidissement évaporatif, et ont ouvert un nouveau domaine de recherche sur les gaz dégénérés faiblement interagissants, dont celui des gaz fermioniques dilués dégénérés.

Dans ce chapitre je vais introduire les notions de base concernant la physique des gaz dilués fermioniques dans le régime de dégénérescence quantique. Dans la section 1.1, j'introduis les problématiques, nouvelles par rapport aux gaz bosoniques, liées au refroidissement évaporatif, et, après avoir passé en revue les solutions expérimentales possibles, j'expose le chemin qu'on a adopté pour notre expérience. Dans la section suivante 1.2, je présente la stratégie expérimentale que nous allons suivre pour atteindre la dégénérescence. Dans la section 1.3, j'expose le scénario qu'il faudra envisager lorsqu'on aura un gaz dégénéré : le problème du mélange des gaz de fermions et bosons dégénérés. Dans la section 1.4, j'introduis brièvement la physique des fermions dégénérés non polarisés, la formation de paires de Cooper, et la transition BCS. J'explique aussi comment nous pensons aborder expérimentalement ce problème.

1.1 Refroidissement évaporatif et sympathique

La réalisation des gaz dégénérés se base sur plusieurs étapes de refroidissement. Typiquement le gaz est d'abord prérefroidi avec des techniques laser dans un piège dissipatif (piège magnéto optique), ensuite il est confiné dans un piège conservatif (piège magnétique) où on refroidit jusqu'à la dégénérescence par des techniques évaporatives [17, 18]. Après le chargement des atomes dans le potentiel conservatif, (voir section 4.1), la densité dans l'espace de phase n'excède pas 10^{-7}. L'efficacité du refroidissement

évaporatif est donc cruciale pour pouvoir atteindre la dégénérescence quantique.

Le refroidissement évaporatif se base sur deux point clefs :

- l'élimination des atomes plus énergétiques d'un gaz proche de l'équilibre thermique,
- le rétablissement de la condition de quasi-thermalisation par les collisions élastiques.

A l'aide d'un champ radio-fréquence (ou micro-onde) on induit des transition entre sous-niveaux Zeeman (ou sous-niveaux hyperfins) qui fait basculer les moments magnétiques des atomes, en les faisant passer d'un état piégeant à un état anti-piégeant du potentiel. Ces transitions, dont la résonance dépend du champ magnétique, modifient le potentiel en introduisant un seuil énergétique au delà duquel les atomes ne sont plus piégés. En variant la fréquence de la radio-fréquence on peut faire varier la hauteur de la barrière énergétique à volonté. Les collisions élastiques jouent un rôle fondamental à ce point puisque la limite sur la profondeur de piégeage et l'élimination des atomes les plus énergétiques, font sortir le gaz de l'équilibre thermodynamique. La barrière énergétique η est plutôt élevée (typiquement $\eta \simeq 6k_BT$). On peut donc parler de gaz quasi-thermalisé. L'élément de gain est constitué par les processus concernant deux atomes dont l'énergie individuelle est moins que η, et la somme est supérieure. Certaines collisions élastiques peuvent redistribuer l'énergie de façon à avoir un atome, dont l'énergie dépasse la barrière de potentiel, éliminé du piège, et l'autre atome à une énergie plus faible que son énergie initiale. Pour pouvoir gagner les 7-8 ordres de grandeur dans l'espace des phases qui séparent le gaz du régime dégénéré, le taux de production d'atomes énergétiques, c'est à dire la thermalisation du gaz, doit être suffisamment rapide pour que le gain dans l'espace de phase soit suffisamment grand par rapport à la fraction d'atomes perdus. Typiquement si la section de diffusion élastique ne dépend pas de l'énergie de la collision, et si le potentiel de piégeage est harmonique, le temps minimum pour atteindre la dégénérescence est $200\,\tau_{\text{coll}}$ environ, où $1/\tau_{\text{coll}} = n\sigma\bar{v}$ est le taux de collisions élastiques calculé au début de l'évaporation (n densité du gaz, σ section de diffusion élastique, $\bar{v}$ vitesse moyenne thermique) [46]. Après le chargement d'un piège magnétique, le taux de collision ne dépasse généralement pas 10 par seconde, donc il est nécessaire que le temps de stockage des atomes dans le piège soit long, de l'ordre de la minute. On défint T_{vie} le temps de vie du piège, le temps nécessaire pour que la population piégée soit réduite par un facteur $1/e$. Le processus de perte dominant, surtout jusqu'à la dégénérescence, est dû aux collisions avec le gaz résiduel. Pour contenir les effets de ces collisions, qui impliquent des énergies de l'ordre de k_BT (T est la température ambiante) et font sortir les atomes du piège, les expériences des gaz dégénérés sont dessinées de telle sorte que le vide dans la région d'évaporation garantisse un temps de vie de une à plusieurs minutes, ce qui correspond à une pression $< 10^{-10}$ Torr.

En variant d'une façon continue la hauteur du potentiel pour adapter la barrière énergétique à la température de l'échantillon on réalise ce que l'on appelle une évaporation forcée. La variation du seuil du potentiel dans le temps permet d'optimiser le processus

afin que le gain dans l'espace de phases soit plus important que la perte d'atomes. Il est important de souligner le comportement fortement non-linéaire du processus dû à l'augmentation du taux de collision, et donc de l'efficacité de l'évaporation, au cours du refroidissement (emballement de l'évaporation). Cet emballement nécessite que la thermalisation soit rapide par rapport aux pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel, autrement dit $T_{\text{vie}}/\tau_{\text{coll}} \gg 1$.

1.1.1 Théorie de la diffusion

Le problème de la diffusion élastique entre deux particules de même masse m interagissant via un potentiel $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ est régi par l'hamiltonien :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_1^2}{2m} + \frac{\hat{p}_2^2}{2m} + V(\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2) \tag{1.1}$$

Il est commode de séparer le mouvement du centre de masse et celui du mouvement relatif en utilisant les opérateurs position et impulsion du centre de masse ($\hat{\mathbf{R}}_G$ et $\hat{\mathbf{P}}_G$) et de la coordonné relative ($\hat{\mathbf{r}}$ et $\hat{\mathbf{p}}$) :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \hat{\mathbf{R}}_G & = & (\hat{\mathbf{r}}_1 + \hat{\mathbf{r}}_2)/2 \\ \hat{\mathbf{P}}_G & = & \hat{\mathbf{p}}_1 + \hat{\mathbf{p}}_2 \end{array} \right. \qquad \left\{ \begin{array}{rcl} \hat{\mathbf{r}} & = & \hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2 \\ \hat{\mathbf{p}} & = & (\hat{\mathbf{p}}_1 - \hat{\mathbf{p}}_2)/2 \end{array} \right. \tag{1.2}$$

L'hamiltonien 1.1 devient alors

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}_G^2}{4m} + \frac{\hat{p}^2}{m} + V(\hat{\mathbf{r}}). \tag{1.3}$$

Le problème se décompose en deux : celui d'une particule libre de masse $2m$, et celui d'une particule de masse $m_r = m/2$ (dite masse réduite) soumise à un potentiel $V(\hat{\mathbf{r}})$. Toutes les propriétés collisionnelles relèvent de cette particule fictive.

1.1.2 Amplitude de diffusion

Le traitement quantique du processus de diffusion d'une particule sur un potentiel peut être fait en terme de vecteurs propres de l'hamiltonien du mouvement relatif, d'énergie positive $E_k = \hbar^2 k^2/(2m_r)$ (dans la suite de la section je vais suivre les notes de J. Dalibard *c.f.* [47]) :

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{m} + V(\hat{\mathbf{r}})\right)\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_k \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \tag{1.4}$$

où on suppose que le potentiel $V(\mathbf{r}) \to 0$ lorsque $|\mathbf{r}| \to \infty$. On définit b la portée du potentiel, l'extension de la région sur laquelle le potentiel d'interaction est non nul, si le potentiel a une extension finie, une définition plus générale est donnée dans la section

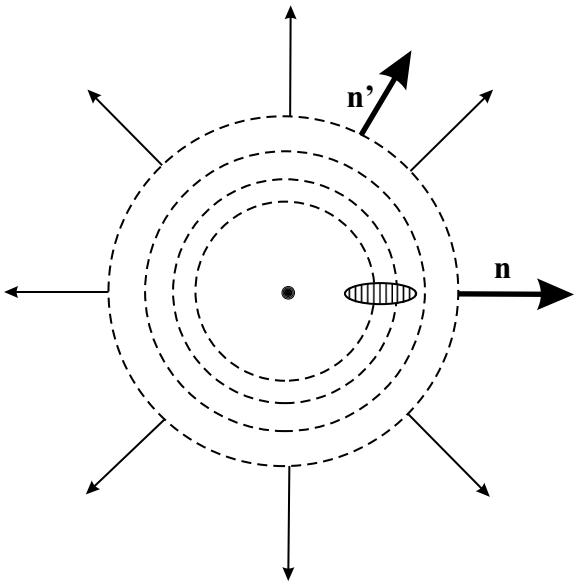

FIG. 1.1: *Représentation schématique de la diffusion d'un paquet d'onde se propageant le long de la direction* $\mathbf{n}$*, par un potentiel* $V(\mathbf{r})$.

[47]. Loin de la région d'interaction $|\mathbf{r}| \gg b$ on cherche des solutions asymptotiques du type :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}') \frac{e^{ikr}}{r} \tag{1.5}$$

où $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, et $\mathbf{n}' = \mathbf{r}/r$. L'interprétation physique de la solution est claire, il s'agit de la superposition de l'onde plane de l'atome incident, et d'une onde sphérique sortante relative à la composante diffusée. Pour chaque position l'amplitude de diffusion $f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')$ dépend de l'énergie de la particule E_k, de la direction d'observation $\mathbf{n}'$, et de la direction initiale $\mathbf{n}$ (voir figure 1.1). A partir de (1.4) on trouve que les solutions stationnaires de diffusion vérifient la condition suivante [48] :

$$f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}') = -\frac{m_r}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}', \tag{1.6}$$

où $\mathbf{k}' = k\mathbf{n}'$. A partir de cette dernière on obtient directement la section différentielle et totale de diffusion du potentiel :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')|^2 \quad \text{et} \quad \sigma(k, \mathbf{n}) = \int |f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')|^2 d^2\mathbf{n}' \tag{1.7}$$

Il est intéressant de noter que la solution (1.6) est implicite puisqu'elle relie la valeur asymptotique de $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ à sa valeur dans la région de diffusion. Cependant dans la limite de faible énergie, lorsque $k \ll 1/b$ (autrement dit $E \ll \hbar^2/(2m_r b^2)$), le problème se

simplifie considérablement. Les contributions de l'intégrale (1.6) proviennent uniquement du volume à l'intérieur de la porté effective du potentiel, dans la limite de faible énergie $|\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'| \leq kb \ll 1$ on peut alors remplacer $e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'}$ par 1 ; ce qui enlève toute dépendance de la direction et donc rend la diffusion isotrope. L'état stationnaire de diffusion s'écrit alors :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k)\frac{e^{ikr}}{r}. \tag{1.8}$$

1.1.3 Potentiel radial et développement en ondes partielles

Le calcul exact de l'amplitude de diffusion nécessite la solution de l'équation de Schrödinger (1.4). Ce problème, qui normalement est extrêmement compliqué, peut être simplifié largement en considérant des potentiels à symétrie sphérique : $V(\mathbf{r}) = V(r)$. Dans ce cas l'amplitude de diffusion dépend uniquement de l'angle entre $\mathbf{n}$ et $\mathbf{n}'$ ($\cos\theta = \mathbf{n}\cdot\mathbf{n}'$), et donc $f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}') = f(k, \theta)$. Il est utile alors de définir z la direction de l'onde plane incidente et de décomposer l'onde diffusée sur la base des vecteurs propres de $\hat{L}_z$ et $\hat{L}^2$, où $\hat{\mathbf{L}}$ est l'opérateur moment angulaire relatif :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} Y_l^m(\theta,\phi)\frac{u_{k,l,m}(r)}{r} \tag{1.9}$$

où ϕ est l'angle azimutal autour de l'axe z, et $Y_l^m(\theta,\phi)$ sont les harmoniques sphériques. L'onde plane incidente a moment angulaire nul par rapport à l'axe z, sa décomposition en harmoniques sphériques ne contiendra que des composants $m_z = 0$ et on trouve que [49]

$$e^{ikz} \simeq \frac{1}{2ikr}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)P_l(\cos\theta)((-1)^{l+1}e^{-ikr} + e^{ikr}) \quad \text{pour} \quad kr \gg 1 \tag{1.10}$$

où $P_l(\cos\theta)$ sont les polynômes de Legendre. On trouve alors que l'onde plane incidente est la superposition d'ondes sphériques $P_l(\cos\theta)e^{\pm ikr}/r$ entrantes et sortantes, dont la phase relative dépend du moment angulaire relatif. Grâce au développement (1.10) on peut écrire la valeur asymptotique de l'expression (1.5) en terme des harmoniques sphériques :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \sim \frac{1}{2ikr}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)P_l(\cos\theta)((-1)^{l+1}e^{-ikr} + e^{2i\delta_l}e^{ikr}) \tag{1.11}$$

Les déphasages δ_l sont réels car la symétrie sphérique du potentiel interdit toute redistribution de courant entre les différentes ondes partielles. Le calcul des états stationnaires de diffusion se réduit à la détermination des coefficients $\delta_l(k)$ en insérant

la solution (1.9) dans l'équation de Schrödinger (1.4). On ne considère que les contributions $m = 0$. Si les $u_{k,l}(r)/r$ sont réguliers à l'origine, ils satisfont l'équation de Schrödinger 1D :

$$u''_{k,l}(r) + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2m_r V(r)}{\hbar^2}\right) u_{k,l}(r) = 0. \tag{1.12}$$

En égalisant les valeurs asymptotiques de (1.9) et (1.11) on obtient

$$u_{k,l} \sim (-1)^{l+1} e^{-ikr} + e^{2i\delta l} e^{ikr} \tag{1.13}$$

L'amplitude de diffusion $f(\theta, k)$ et la section efficace de diffusion se déduisent directement de la soustraction de (1.10) de (1.11) :

$$f(k,\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta), \tag{1.14}$$

et

$$\sigma(k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(k) \quad \text{où} \quad \sigma_l = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\delta_l(k). \tag{1.15}$$

Les $\delta_l(k)$ se calculent directement en intégrant l'équation (1.12).

1.1.4 Collisions entre particules identiques

La diffusion entre particules identiques nécessite un traitement particulier car, à cause du principe de symétrisation, la fonction d'onde du système doit être symétrique ou antisymétrique selon qu'on considère des bosons ou des fermions. Ceci implique que les états stationnaires de diffusion qu'on vient de traiter doivent satisfaire les bonnes propriétés de symétrie par échange de particule. L'échange des particules dans un problème de diffusion équivaut au changement de l'angle θ avec $\pi - \theta$, la solution (1.5) pour un potentiel central s'écrit :

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \epsilon e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \frac{e^{ikr}}{r}\left(f(k,\theta) + \epsilon f(k,\pi-\theta)\right) \tag{1.16}$$

où ϵ vaut +1 pour des bosons et -1 pour des fermion. La section efficace différentielle devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k,\theta) + \epsilon f(k,\pi-\theta)|^2 \tag{1.17}$$

La section efficace de diffusion s'obtient par intégration de (1.17), la nouveauté est que dans le cas des particules identiques, à cause de la parité des polynômes de Legendre

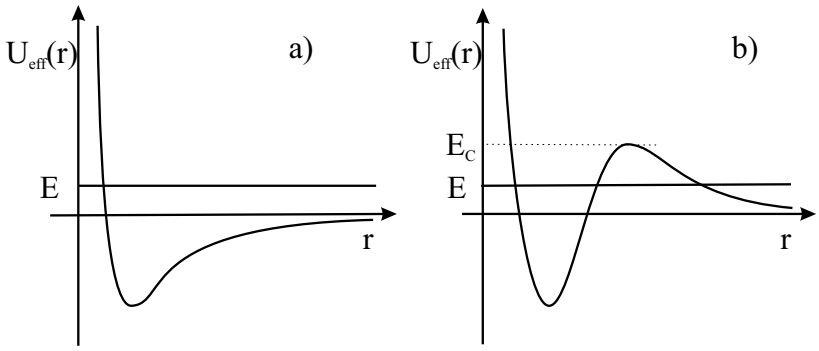

FIG. 1.2: *Potentiel effectif de l'interaction atome-atome pour a) $l = 0$, collision en onde-s, b) $l > 0$ collision en onde supérieure. E est l'énergie du mouvement relatif, et E_C est la hauteur de la barrière centrifuge.*

$(-1)^l$, seulement certaines ondes partielles donnent une contribution à la section efficace de diffusion : celles en l pair pour les bosons, et celles en l impair pour les fermions. Pour des particules identiques la section efficace de diffusion s'écrit :

$$\sigma(k) = \frac{8\pi}{k^2} \sum_{l \text{ pair}} (2l+1) \sin^2 \delta_l(k) \qquad \text{pour les bosons} \tag{1.18}$$

$$\sigma(k) = \frac{8\pi}{k^2} \sum_{l \text{ impair}} (2l+1) \sin^2 \delta_l(k) \qquad \text{pour les fermions} \tag{1.19}$$

1.1.5 Limite de faible énergie

On considère maintenant les propriétés de diffusion élastique dans la limite où l'énergie dans le centre de masse est très faible par rapport à la portée effective du potentiel ($kb \ll 1$). Dans cette limite on peut résoudre l'équation (1.12) en négligeant le terme en k^2. Il est important de remarquer que le potentiel effectif du problème radial comprend deux termes : le premier est celui de l'interaction atome-atome, qui a pour origine le déphasage entre les ondes sphériques entrantes et sortantes, le deuxième, $\hbar^2 l(l+1)/(2mr^2)$, a pour origine la barrière centrifuge due au moment angulaire relatif des atomes. Ce dernier terme, qui est présent pour toutes les ondes partielles sauf $l = 0$, joue un rôle important sur les déphasages $\delta_l(k)$ car, en étant répulsif, peut masquer le potentiel d'interaction atome-atome, et donc annuler les $\delta_l(k)$.

Pour le potentiel de Van der Waals $U(r) = C_6/r^6$ (interaction typique entre atomes alcalins neutres dans leur état électronique fondamental) la barrière énergétique centrifuge E_C (voir figure 1.2) s'écrit :

$$E_C = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r d^2} - \frac{C_6}{d^6} \quad \text{avec} \quad d = \left(\frac{6m_r C_6}{\hbar^2 l(l+1)} \right)^{\frac{1}{4}} \tag{1.20}$$

Pour le lithium, par exemple, le coefficient C_6 vaut 1390 u.a. ($1.44 \cdot 10^{-76}\,\mathrm{Jm}^{-6}$) [50], ce qui donne $E_C = 8\,\mathrm{mK}$ pour l=1[1].

On peut montrer que, à faible énergie, les $\delta_l(k)$ ont une dépendance du type [48] :

$$\delta_l(k) \propto k^{2l+1} \tag{1.21}$$

ce qui donne les amplitudes de diffusion

$$f(k,\theta) \propto k^{2l}, \tag{1.22}$$

et les section de diffusion pour les ondes partielles

$$\sigma_l(k) = \frac{8\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\delta_l(k) \propto k^{4l}. \tag{1.23}$$

De l'équation (1.23) on déduit que, à faible température, pour les collisions en onde-s, la section de diffusion prend une valeur constante :

$$\lim_{k\to 0}\sigma_{l=0}(k) = 8\pi a^2 \quad \text{pour particules indiscernables bosoniques,} \tag{1.24}$$

$$\lim_{k\to 0}\sigma_{l=0}(k) = 4\pi a^2 \quad \text{pour particules discernables,} \tag{1.25}$$

où a est la longueur de diffusion définie par :

$$a = -\lim_{k\to 0}\frac{\tan\delta_0(k)}{k}. \tag{1.26}$$

De l'équation (1.23) on voit que, lorsque la température T du gaz est inférieure à la barrière énergétique E_C, les contributions des ondes partielles supérieures décroissent comme T^{-2l}. Ce résultat a été observé expérimentalement sur un gaz de ^{40}K piégé dans un piège magnétique [25]. En mesurant le taux de collision dans un échantillon totalement polarisé, ou dans deux sous-niveaux Zeeman, on a pu mettre en évidence séparément la contribution en onde$-s$ et en onde$-p$ du terme collisionnel. Sur l'échantillon non polarisé les collisions à faible température sont essentiellement en onde$-s$, car dans ce cas le principe de symétrisation ne s'applique pas. Dans le cas totalement polarisé, le principe de symétrisation fait que seulement les ondes partielles impaires contribuent à la diffusion, et on retrouve que à faible température la section efficace de collision est proportionnel à T^2, autrement dit la contribution dominant est en onde$-p$.

1.1.6 Refroidissement sympathique

Dans la section précédente on vient de voir que la section de diffusion pour collisions en ondes partielles autre que s diminue fortement pour les gaz ultra-froids. Dans le cas

[1]Première contribution à la section efficace de diffusion pour la diffusion entre fermions polarisés.

du lithium, par exemple, on a vu que le seuil énergétique E_C dû à la répulsion centrifuge est de l'ordre de 8 mK, très grande devant les températures de Fermi qu'on envisage (quelque μK, voir section 1.2). Pour le ^{6}Li polarisé on s'attend à une réduction du taux de collision de 10^6 aux alentours de la condition de dégénérescence, ce qui est bien trop élevé pour que le refroidissement évaporatif puisse rester efficace. Le temps de vie du piège devient le facteur limitant, le refroidissement évaporatif comme on le conçoit pour les bosons ne s'applique pas aux fermions.

Cependant la réduction drastique de la section efficace de collision peut être contournée de différentes manières. Ces alternatives exploitent le fait que le principe de symétrisation s'applique exclusivement aux particules identiques : on peut alors imaginer de dépolariser le gaz fermionique, ou produire des mélanges de différentes espèces atomiques (refroidissement évaporatif sympathique). Dans les deux cas tous les arguments dont on a discuté en section (1.1.4) ne s'appliquent plus, et la section de diffusion totale est la somme des contributions de toutes les ondes. La méthode de dépolarisation a déjà été appliquée sur un mélange $|F = 9/2, m_F = +9/2\rangle + |F = 9/2, m_F = +7/2\rangle$ de ^{40}K [22]. Ici l'évaporation forcée sur les deux composantes de spin est accompagnée par la thermalisation mutuelle : la contribution à la thermalisation due aux collisions entre atomes du même sous-niveau Zeeman est négligeable par rapport à celle des atomes de sous-niveaux Zeeman différents. Le refroidissement sympathique, d'autre part, se base sur la thermalisation entre deux espèces dont une, les fermions dans ce cas, est à refroidir, et l'autre, qui peut être refroidie grâce aux techniques évaporatives standards, joue le rôle de bain thermique pour la première. Cette technique, qui a été démontrée sur un mélange $|F = 2, m_F = +2\rangle + |F = 1, m_F = -1\rangle$ de ^{87}Rb [23], se base sur deux types d'interactions :

- entre les atomes du bain thermique, qui assurent la thermalisation au cours de l'évaporation forcée, et donc l'efficacité du refroidissement évaporatif,

- entre les atomes du bain thermique et les atomes à refroidir, pour qu'il y ait thermalisation entre les deux.

L'efficacité du refroidissement sympathique nécessite que la section de diffusion pour les deux types d'interactions soit suffisamment grande. L'atout de cette dernière technique est qu'en général les transitions atomiques (électroniques ou hyperfines) de différents isotopes ou espèces atomiques permettent une manipulation sélective de chaque type d'atomes. On peut alors n'évaporer que l'espèce « refroidissante », tout en gardant les atomes à refroidir.

1.2 Stratégie expérimentale

1.2.1 Critères de choix

Avant de démarrer l'expérience sur les fermions dégénérés, en 1997, la première question qui se posa fut : « Quel atome faut-il choisir pour produire un gaz de Fermi dégénéré ? ». En fait, bien que les atomes fermioniques stables que l'on sait refroidir avec des techniques laser ne soient pas nombreux (^{3}He, ^{6}Li , ^{40}K, Cr), le choix est important. Il faut choisir le fermion, la technique de refroidissement et, si c'est le refroidissement sympathique, il faut aussi choisir l'atome du bain thermique.

	^{6}Li	^{7}Li	^{6}Li /^{7}Li
a_T	-2160 ± 250	-27.6 ± 0.5	40.9 ± 0.2
a_S	45.5 ± 2.5	33 ± 2	-20 ± 10

TAB. 1.1: *Longueurs de diffusion pour interaction triplet et singulet pour les deux isotopes du lithium d'après [40]. Les longueurs sont exprimées en unités atomiques,* $a_0 = 0.53\,\mathring{A}$.

Le premier critère de choix a porté sur le groupe atomique. L'^{3}He a été exclu car, étant un gaz noble, il ne peut être refroidi que dans son état metastable, ce qui pose une difficulté importante. D'autre part le chrome se présente comme un atome exotique. La transition de refroidissement dans le bleu, et des raies d'intercombinaison [51] rendent le système laser pour cet atome complexe. En plus, en 1997, on n'avait aucune information à propos des propriétés collisionnelles de ces deux atomes.

Le choix était ainsi restreint aux deux atomes alcalins ^{6}Li et ^{40}K. Encore une fois l'argument collisionnel a joué un rôle important. Pour le ^{40}K aucune donnée n'avait été publiée à propos de ses propriétés collisionnelles, tandis que le ^{6}Li avait déjà été étudié d'une façon approfondie dans le cas d'une espèce atomique [36, 37, 38, 39, 42], ou d'un mélange avec le ^{7}Li [40, 41], justement dans l'éventualité de faire du refroidissement sympathique du ^{6}Li avec le ^{7}Li . Ces valeurs sont résumées dans les tableaux 1.1 et 1.2,

Si on adopte un critère collisionnel, le choix du ^{6}Li refroidi sympathiquement avec le ^{7}Li semble avoir plusieurs avantages :

- le refroidissement évaporatif sur le ^{7}Li a déjà montré son efficacité pour atteindre la dégénérescence quantique [12, 13]. Ces expériences, faites dans un piège magnétique à aimants permanents, ont montré la métastabilité d'un condensat de Bose-Einstein avec interactions attractives. L'étude de cette métastabilité dans un piège réalisé grâce à des électro-aimants avec la technique de temps de vol permettrait de faire des mesures complémentaires et plus soigneuses par la technique de temps de vol,
- a_T, la longueur de diffusion ^{6}Li -^{7}Li pour le potentiel triplet est suffisamment

Canal	$a\,(a_0)$	$G\,(10^{-11}\,\mathrm{cm}^{-3}/\mathrm{s})$
^{7}Li (2, 2)+^{6}Li (3/2, 3/2)	40.8 ± 0.2	
^{7}Li (1, -1)+^{6}Li (1/2, -1/2)	38.0 ± 0.2	
^{7}Li (2, 2)+^{6}Li (1/2, -1/2)	34.9 ± 0.4	2.7 ± 0.3
^{7}Li (1, -1)+^{6}Li (3/2, 3/2)	38.5 ± 0.2	0.15 ± 0.01
^{6}Li (3/2, 3/2)+^{6}Li (1/2, -1/2)	$-(17 \pm 6) \times 10^2$	$\rightarrow 0$
^{7}Li (2, 2)+^{7}Li (1, -1)	$-(14 \pm 1)$	2.4 ± 0.2

TAB. 1.2: *Longueurs de diffusion, à température et champ magnétique nuls, pour les deux isotopes du lithium dans les différents mélanges magnétiquement piégeables . Pour les mélanges instables par rapport à l'échange de spin, les coefficients de relaxation d'échange G sont indiqués. Pour ^{6}Li (3/2, 3/2)+^{6}Li (1/2, -1/2), G est proportionnel à $B^{1/2}$. Néanmoins à $B = 0$ il existe une forte dépendance en température, et à $T = 10\,nK$ $G \simeq 10^{-10}\,\mathrm{cm}^{-3}/\mathrm{s}$. Ces valeurs sont extraites de [41].*

grande pour permettre la thermalisation entre les deux isotopes au cours du refroidissement évaporatif,

- la longueur de diffusion en onde-s pour le potentiel triplet du ^{6}Li est très grande (-2160 a_0). Ceci implique un potentiel effectif d'interaction important, dans un gaz fermionique dégénéré non polarisé, et donc augmente considérablement la température critique pour la transition BCS (voir section 1.4),
- l'utilisation du ^{7}Li comme bain thermique pour le refroidissement évaporatif, donnant comme résultat intermédiaire un condensat de Bose-Einstein de champ moyen positif ($F = 1$, $a > 0$) on négatif ($F = 2$, $a < 0$) [35], donne accès à un ensemble d'expériences relative à l'effondrement (collapse) d'un condensat métastable [52, 53, 54, 55, 56, 57],
- les masses proches du ^{6}Li et ^{7}Li garantissent un bon transfert énergétique au cours des collisions élastiques, et donc un refroidissement sympathique efficace,
- le refroidissement sympathique par un gaz de bosons ouvre la voie aux études des mélanges fermion-boson dégénérés (voir section 1.3), ce qui constitue un domaine de recherche inexploré du point de vue expérimental,
- les deux isotopes du Li ont une transition optique à 671 nm, avec un écart de 10 GHz seulement. Ceci permet de baser le système optique de manipulation et détection entièrement sur des sources laser à semiconducteur,
- le Li, étant un atome plus léger que le K, à parité de confinement, a les fréquences d'oscillation, et donc l'énergie de Fermi E_F, plus élevées. Ceci sera un atout dans l'éventualité de faire des études sur la transition BCS.

A la suite de ces considérations nous avons décidé de refroidir le ^{6}Li avec son isotope bosonique ^{7}Li .

1.2.2 Approche expérimentale

La stratégie expérimentale consiste dans le prérefroidissement d'un mélange ^{6}Li - ^{7}Li issu d'un jet atomique ralenti, dans un PMO. Le rapport de population fermionique et bosonique est choisi pour que le refroidissement sympathique marche correctement ($N_{\text{bosons}}/N_{\text{fermions}} \geq 100$). L'ensemble du PMO et du piège magnétique est dessiné pour éviter les contraintes typiques des expériences de condensation d'atomes alcalins. D'une part il y a l'exigence d'approcher les bobines du champ magnétique pour maximiser le confinement (nécessaire pour le refroidissement évaporatif en général, et pour augmenter E_F dans le cas spécifique des fermions). D'autre part l'optimisation de la capture du PMO nécessite un volume de capture de l'ordre du cm^3 (pour les mêmes raisons que ci dessous). Nous avons décidé de séparer spatialement la région de capture magnéto-optique de celle du refroidissement évaporatif-sympathique (voir chapitre 4) : les atomes sont chargés dans le PMO à partir d'un jet ralenti. Ensuite ils sont transférés dans un piège magnétique quadrupolaire dont le centre peut bouger sur une distance de 5 cm, jusqu'à amener les atomes dans un appendice étroit de la cellule à vide. Grâce aux dimensions réduites de l'appendice ($\simeq$ 8 mm), dans cette région les bobines sont très proches des atomes, et le confinement est bien plus important que dans un piège magnétique standard.
Dès que le gaz se trouve dans la région d'évaporation, à haut confinement magnétique, le refroidissement sympathique prend place : un champ micro-onde à 800 MHz environ bascule les atomes de ^{7}Li du niveau magnétiquement piégeant ($|F = 2, M_F = +2\rangle$ ou $|F = 1, m_F = -1\rangle$), vers le niveau anti-piégeant (respectivement $|F = 1, m_F = +1\rangle$ ou $|F = 2, m_F = -2\rangle$), d'une façon sélective sur l'énergie potentielle des atomes. En variant la fréquence de la micro-onde, on règle la valeur du seuil énergétique pour l'évaporation. La sélectivité isotopique pendant l'évaporation est assurée par l'importante différence de structure hyperfine entre les deux isotopes du lithium (228,2 MHz pour ^{6}Li , 803.5 MHz pour ^{7}Li).
Une fois obtenu un gaz fermionique froid, nous comptons mesurer sa dégénérescence avec la technique de thermométrie décrite en chapitre 2. Cette technique s'adapte bien à notre expérience car, à la suite du refroidissement évaporatif, le gaz fermionique contiendra du ^{7}Li qui, lui, jouera le rôle de particule test. En fait, grâce à la sélectivité qu'il y a dans la manipulation des deux isotopes, on pourra facilement maîtriser et observer l'oscillation dipolaire d'un petit nuage de ^{7}Li dans le gaz fermionique.

1.3 Mélanges bosons-fermions

Le problème du mélange fermions-bosons dégénéré a fait l'objet de plusieurs travaux pendant ces dernières années [43, 44, 58, 59, 60]. D'une part les continuels développements dans la physique des gaz dilués dégénérés poussent les théoriciens à proposer des problèmes physiques originaux. D'autre part, les particularités des fermions imposent

l'utilisation de techniques autres que le refroidissement évaporatif pour atteindre la dégénérescence quantique. Dans la section 1.1.6, j'ai montré qu'une alternative est possible grâce au refroidissement sympathique, autrement dit le refroidissement d'un mélange d'espèces atomiques où la première est refroidie évaporativement et joue le rôle de « bain thermique »pour la deuxième. Cette technique impose un traitement un peu plus détaillé de la physique de mélanges des gaz dégénérés.

1.3.1 Approximation de Thomas-Fermi pour les bosons

Soit $V(\mathbf{r})$ le potentiel de piégeage des atomes. On suppose que $V(\mathbf{r})$ est le même pour les différentes espèces du mélange. On s'intéresse à la distribution spatiale du gaz, et notamment à sa modification sous l'effet de l'interaction mutuelle boson-fermion.

D'abord on considère un gaz bosonique dégénéré à une composante, dont l'énergie d'interaction est positive ($a > 0$). Les propriétés spatiales des condensats sont dérivées à partir de la théorie de champ moyen. On suppose que tous les atomes occupent le même état quantique, dont la fonction d'onde $\psi(\mathbf{r})$ satisfait l'équation de Gross-Pitaevskii [61] :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}) + Ng|\psi(\mathbf{r})|^2\right]\psi(\mathbf{r}) = \mu\,\psi(\mathbf{r}), \tag{1.27}$$

où $g = 4\pi\hbar^2 a/m$ est le coefficient d'interaction atome-atome, et μ potentiel chimique du gaz. Dans la plupart des cas le terme cinétique d'équation (1.27) est négligeable par rapport au terme d'énergie de champ moyen $Ng|\psi(\mathbf{r})|^2$, on peut alors dériver directement l'expression pour la densité spatiale du condensat (approximation de Thomas-Fermi) :

$$n(\mathbf{r}) = N|\psi(\mathbf{r})|^2 = (\mu - V(\mathbf{r}))\,/g. \tag{1.28}$$

μ peut être calculé analytiquement si $V(\mathbf{r})$ est un potentiel harmonique de fréquence moyenne $\omega = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$ [61] :

$$\mu = \left(\frac{m\omega^2}{2}\right)^{3/5}\left(\frac{15}{8\pi}Ng\right)^{2/5} \tag{1.29}$$

1.3.2 Approximation de Thomas-Fermi pour les fermions

Pour le cas fermionique le problème se pose différemment. A cause du principe d'exclusion de Pauli, l'occupation de chaque état quantique est 0 ou 1. Ceci a des conséquences importantes sur la distribution spatiale d'un gaz d'énergie minimale. En effet, en adoptant le critère selon lequel pour un gaz homogène le volume $d^3\mathbf{r}\,d^3\mathbf{k}$ dans l'espace de phase peut contenir au maximum $d^3\mathbf{r}\,d^3\mathbf{k}/(2\pi)^2$ atomes, on trouve que pour

un gaz fermionique à température $T = 0$, les atomes ont un vecteur d'onde compris entre 0 et k_F :

$$k_F = (6\pi^2 n)^{1/3}. \tag{1.30}$$

Dans un gaz confiné on peut appliquer le même critère si la largeur de la distribution spatiale est grande par rapport à la taille de la fonction d'onde de l'état fondamental du potentiel, autrement dit $N \gg 1$. Dans l'approximation de densité locale on définit la densité spatiale locale $n(\mathbf{r})$ en chaque point $\mathbf{r}$, et on généralise la définition (1.30) en posant :

$$k_F(\mathbf{r}) = \left[6\pi^2 n(\mathbf{r})\right]^{1/3}. \tag{1.31}$$

A chaque position on peut associer une énergie égale à l'énergie du fermion le plus énergétique $\hbar^2 k_F(\mathbf{r})^2/(2m)$ plus l'énergie potentielle relative. La condition d'équilibre statique dans le gaz impose que cette énergie totale, qu'on appelle énergie Fermi E_F, est constante sur le volume occupé par le gaz :

$$E_F = \hbar^2 k_F(\mathbf{r})^2/(2m) + V(\mathbf{r}) \tag{1.32}$$

Cette condition permet dans le cas particulier des fermions faiblement interagissants de trouver une forme explicite pour la densité spatiale du gaz [43] :

$$n(\mathbf{r}) = \left\{\frac{2m}{\hbar^2}\left[E_F - V(\mathbf{r})\right]\right\}^{3/2} \frac{1}{6\pi^2} \tag{1.33}$$

L'énergie de Fermi E_F est déterminée par la condition de normalisation, et pour un potentiel harmonique de fréquence moyenne ω. Elle vaut [8] :

$$E_F = \hbar\omega(6N)^{1/3} \tag{1.34}$$

Je souligne que, contrairement au cas bosonique, cette énergie interne du gaz n'a pas pour origine les interactions entre atomes.

1.3.3 Approximation de Thomas-Fermi pour un mélange boson-fermion

Pour déterminer la distribution spatiale d'un mélange dégénéré boson-fermion on peut combiner les résultats obtenus dans les sections 1.3.1 et 1.3.2, en ajoutant l'interaction mutuelle entre les deux espèces [43]. Dès maintenant on suppose que le potentiel extérieur de piégeage est isotrope et identique pour les deux espèces, de même pour leur masse. Soit h le coefficient d'interaction boson-fermion, les équations (1.28) et (1.33) pour la densité spatiale bosonique et fermionique deviennent alors couplées [43] :

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) + g n_B(\mathbf{r}) + h n_F(\mathbf{r}) &= \mu, \\ \tfrac{\hbar^2}{2m}\left[6\pi^2 n_F(\mathbf{r})\right]^{2/3} + V(\mathbf{r}) + h n_B(\mathbf{r}) &= E_F, \end{aligned} \tag{1.35}$$

où l'indice $_B$ se réfère aux variables bosoniques, et l'indice $_F$ aux variables fermioniques, g est le coefficient d'interaction boson-boson, introduit dans la section 1.3.1, et $h = 2\pi\hbar^2 a_{B-F}/m_r$ est le coefficient d'interaction boson-fermion (m_r masse réduite boson-fermion). Le système d'équations (1.35) peut être résolu numériquement par itérations successives, en incorporant les conditions de normalisation pour fixer μ et E_F. Une simplification importante peut être faite dans la limite où $N_F \ll N_B$. Dans ce cas on peut négliger la perturbation des fermions sur les bosons : on intègre la distribution spatiale bosonique d'équation (1.28) dans (1.35) pour obtenir l'équation pour la densité spatiale fermionique [43] :

$$\frac{\hbar^2}{2m}\left[6\pi^2 n_F(\mathbf{r})\right]^{2/3} + \left(1 - \frac{h}{g}\right) V(\mathbf{r}) + \frac{h}{g}\mu = E_F. \tag{1.36}$$

Ce résultat montre que si l'interaction boson-fermion est répulsive et est plus forte que l'interaction boson-boson (autrement dit $h > g$), le potentiel efficace vu par les fermions est du type « chapeau mexicain », avec un noyau central répulsif dû à la présence du condensat, et un potentiel confinant à l'extérieur. En fonction de la valeur de N_F, les fermions se disposeront de préférence dans la région autour du condensat, donnant lieu à une séparation de phase entre les deux espèces. Des calculs numériques montrent que cette séparation de phase se manifeste aussi dans le cas où la présence des fermions modifie la distribution spatiale du condensat [43]. On peut montrer aussi que la séparation de phase demeure valable, sous certaines conditions, à température finie [59].
Cette situation sera typique des mélanges de lithium car la longueur de diffusion ^{7}Li - ^{7}Li $|F = 1, m_F = -1\rangle$, la seule positive pour un gaz de ^{7}Li piégeable magnétiquement et stable, est réputée être de l'ordre de $10\,a_0$ [34], donc petite devant les longueurs de diffusion typiques ^{7}Li -^{6}Li (voir tableau 1.2).

Expérimentalement on s'attend à ce que cette séparation de phase limite l'échange d'énergie entre les bosons et les fermions à partir du moment où la température du mélange devient de l'ordre de la température de Fermi attendue. En effet la séparation de phase se manifeste lorsque la fraction condensée dépasse une certaine valeur et, puisque pour le même nombre de bosons et de fermions la température critique de condensation ($T_c = \hbar\omega(N/1.202)^{1/3}$) est la moitié de la température de Fermi, on ne s'attend pas à des limitations jusqu'à $T/T_F \sim 0.5$. Pour refroidir encore il faudra vraisemblablement réduire le nombre de bosons dans le condensat.

1.4 Transition BCS

1.4.1 Les paires de Cooper

Le problème de Cooper peut être formulé naïvement de la façon suivante : deux particules, soumises à une interaction attractive, dans une mer de Fermi peuvent toujours

former un état lié.

Ajoutons deux particules, 1 et 2, à un gaz de Fermi homogène dégénéré. A cause du principe d'exclusion de Pauli, ces particules ne pourront occuper que des états à l'extérieur de la sphère de Fermi. Pour un potentiel invariant par translation, $V = V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, la fonction d'onde à deux particules s'écrit :

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{\substack{|\mathbf{k}+\mathbf{q}/2| \geq k_F \\ |\mathbf{k}-\mathbf{q}/2| \geq k_F}} a_{\mathbf{k},\mathbf{q}}\, e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)}\, e^{i\mathbf{q}(\frac{\mathbf{r}_1+\mathbf{r}_2}{2})}, \tag{1.37}$$

où $a_{\mathbf{k},\mathbf{q}}$ sont les amplitudes de probabilité, $\mathbf{k}$ est l'impulsion dans le centre de masse, et $\mathbf{q}$ est le moment du centre de masse. On s'intéresse aux paires de particules d'impulsion totale nulle. On cherche donc les valeurs propres de l'hamiltonien associée sous la contrainte $\mathbf{q} = 0$:

$$(\frac{\hbar^2}{2m}\nabla + V)\,|\psi\rangle = E\,|\psi\rangle, \tag{1.38}$$

$$\frac{\hbar^2 k^2}{m}\, a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}'} \langle \mathbf{k}|V|\mathbf{k}'\rangle\, a_{\mathbf{k}'} = E\, a_{\mathbf{k}}. \tag{1.39}$$

Si le potentiel d'interaction est de contact $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = V\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, l'élément de matrice du potentiel entre deux états $|\mathbf{k}\rangle$ et $|\mathbf{k}\rangle'$ est constant :

$$\langle \mathbf{k}|V|\mathbf{k}'\rangle = \int d^3\mathbf{r}\, e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}}\, V(\mathbf{r}) = V. \tag{1.40}$$

Puisque les particules ajoutées se trouvent autour de la surface de Fermi, on s'attend à ce que les valeurs propres de (1.38) soit de l'ordre de $2E_F$, $E = 2E_F + \epsilon$. En définissant $\xi_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/m$, on peut réécrire (1.38) comme :

$$(E - \xi_{\mathbf{k}})\, a_{\mathbf{k}} = V \sum_{\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}'} \tag{1.41}$$

$$= V \int_0^{E_c} d\epsilon_{\mathbf{k}'}\, n(\epsilon_{\mathbf{k}'})\, a_{\mathbf{k}'}. \tag{1.42}$$

L'équation (1.41) tient compte de la nature discrète des niveaux énergétiques, tandis que dans (1.42) on suppose un spectre continuum ($n(\epsilon_{\mathbf{k}})$ densité d'états d'énergie $\xi_{\mathbf{k}} = 2(E_F + \epsilon_{\mathbf{k}})$). La coupure énergétique sur le terme d'interaction correspond au fait que le potentiel d'interaction, étant fini, ne couple que des particules dont la différence énergétique est petite. En (1.42) on peut substituer la densité d'état $n(\epsilon_{\mathbf{k}'})$ par sa valeur calculée à l'énergie de Fermi, car typiquement (pour les supraconducteurs, l'^{3}He, et les gaz atomiques) l'énergie d'interaction est petite par rapport à E_F :

$$(E - \xi_{\mathbf{k}})\, a_{\mathbf{k}} = V\, n(E_F) \underbrace{\int_0^{E_c} d\epsilon_{\mathbf{k}'}\, a_{\mathbf{k}'}}_{C}. \tag{1.43}$$

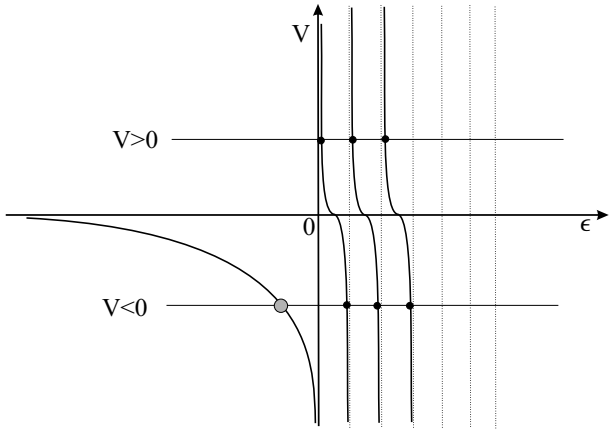

FIG. 1.3: *Solution graphique d'équation 1.46 : pour un potentiel d'interaction attractif, $V < 0$ il existe toujours un état lié (rond gris).*

Il vient :

$$a_{\mathbf{k}} = \frac{V\, n(E_F)\, C}{E - \xi_{\mathbf{k}}}, \tag{1.44}$$

et, en incluant (1.44) en (1.43,

$$\frac{1}{V} = n(E_F) \int_0^{E_c} d\epsilon_{\mathbf{k}} \frac{1}{E - \xi_{\mathbf{k}}}. \tag{1.45}$$

Cette dernière expression est plus parlante si on revient au spectre discret, où elle prend la forme :

$$\frac{1}{V} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{E - \xi_{\mathbf{k}}}. \tag{1.46}$$

De figure 1.3 on voit que si $V > 0$ les valeurs propres de (1.38) E sont plus grandes que $2E_F$. D'autre part, si $V < 0$ il existe toujours une solution $E < 2E_F$, autrement dit $\epsilon < 0$, il s'agit d'un état lié. Ces états liés à deux particules sont appelés paires de Cooper [9].

L'existence d'états liés dans un tel gaz de Fermi, propriété très générale, est due au fait que les atomes qui participent à la formation des paires ont une impulsion proche de k_F. Dans les intégrales du type (1.42) on peut fixer la densité d'états $n(E)$ par sa valeur calculée à la surface de Fermi $n(E_F)$. La mer de Fermi réduit la dimensionalité effective du problème en permettant de garder la densité d'état constante comme dans un problème 2D, au lieu d'avoir $n(\epsilon) \propto \sqrt{\epsilon}$.

1.4.2 Transition BCS pour les gaz faiblement interagissants

Le traitement de la section 1.4.1 a été dérivé pour la première fois en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer pour expliquer la supraconductivité dans les métaux à très faible température. Les paires de Cooper ici sont formées par des électrons de la bande de conduction, et l'interaction attractive est assurée par les modes d'excitation du réseau cristallin, les phonons. La supraconductivité s'explique en terme de condensation de Bose-Einstein des paires de Cooper qui, étant constituées d'un nombre pair de fermions, sont des bosons. Similairement à la superfluidité, la supraconductivité peut être naïvement expliquée en terme de courants superfluides chargées.

Pour les fermions atomiques le problème se pose différemment car cette fois l'interaction attractive est directe atome-atome. En section 1.3.1 j'ai parlé du fait que si on arrive à associer une longueur de diffusion a à l'interaction atome-atome, l'énergie d'interaction d'un gaz de densité spatiale n vaut $4\pi\hbar^2 a/m$ (énergie de champ moyen). Dans le cas d'un gaz de boson condensé a est due essentiellement à la contribution en onde-s puisque pour les autres ondes partielles la barrière énergétique centrifuge « cache » le potentiel d'interaction. Pour un gaz fermionique polarisé les composants en ondes partielles pairs ne donnent aucune contribution à la longueur de diffusion à cause du principe de symétrisation 1.1.4. D'autre part, la contribution en onde partiale impair chute dans le domaine d'énergie considéré (voir section 1.1.5). Le problème peut être détourné en dépolarisant le gaz de Fermi, pour que le principe de symétrisation ne s'applique plus [62, 63, 64]. Dans ce cas, on retrouve les collisions en onde-s et donc une interaction finie, même pour des collisions à très faible énergie.

On peut montrer que pour un gaz de Fermi homogène, dont l'interaction attractive est parametrisée par la longueur de diffusion a, subit une transition de phase du type BCS à une température [62, 64] :

$$T_c \propto T_F \exp\left(-\frac{\pi}{2k_F|a|}\right). \tag{1.47}$$

Ce résultat, qui est obtenu pour des gaz faiblement interagissants, montre que les paramètres du problème sont la température de Fermi T_F, et l'amplitude de l'interaction, $\propto a$. A T_F fixé, pour maximiser T_c il faut que $|a|$ soit plus le grand possible. De ce point de vue le ^{6}Li est un très bon choix car on a vu que sa longueur de diffusion en onde-s pour le potentiel triplet a_T est grande (voir tableau 1.1). Expérimentalement se pose le problème car :

- la diffusion en onde-s, n'existe pas dans un échantillon polarisé,
- en général si on dépolarise l'échantillon le potentiel d'interaction n'est plus uniquement dû à la contribution en triplet, mais également à celle singulet. Ceci modifie la phase accumulée au cours de la collision et donc modifie substantiellement la longueur de diffusion associée.

Cependant il est possible de polariser les spin électroniques des atomes tout en ayant un gaz dépolarisé. En appliquant un champ magnétique fort par rapport à la structure

hyperfine les degrés de liberté du spin électronique et nucléaire se découplent, on peut alors avoir un gaz polarisé électroniquement (pour profiter de la grande longueur de diffusion en onde-s du potentiel triplet), et dépolarisé nucléairement (pour éviter les problèmes dus à la symétrisation).

Il se trouve que, à champ magnétique faible (< 1 Tesla), le seul mélange stable vis-à-vis de la relaxation de spin est celui qui à champ magnétique nul correspond à $|F = 1/2, m_F = +1/2\rangle + |F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ [42]. La composante $|F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ ne souffre pas de relaxation dipolaire grâce au principe d'anti-symétrisation, et le mélange $|F = 1/2, m_F = +1/2\rangle + |F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ est déjà celui d'énergie minimale. La longueur de diffusion associée est petite et positive pour $0 < B < 800$ Gauss, à $B = 800$ Gauss il y a une résonance de Feshbach [65, 66] de largeur $\Delta B \simeq 200$ Gauss, et pour $B > 800$ Gauss on retrouve la valeur asymptotique a_T. Cette propriété permet en principe d'étudier des domaines d'interaction très variés, jusqu'à la condition où le paramètre d'interaction $k_F a$ est de l'ordre de l'unité (pour un gaz de ^{6}Li , avec $T_F = 2\,\mu$K, et $a = 1000$ Å). D'après l'équation (1.47), si $k_F a \simeq 1$ on trouve $T_C \simeq T_F$. Néanmoins il faut rappeler que (1.47) a été dérivée pour des gaz de Fermi faiblement interagissant, et l'extrapolation dans le domaine fortement interagissant peut ne pas être valable. On peut ajouter aussi que ces évaluations ne considèrent pas les instabilités dynamiques du gaz dues aux interactions attractives. En tenant compte de ces dernières aussi, on trouve que pour un gaz homogène de Fermi interagissant T_c ne dépasse pas 2.5 % de T_F, et que si $2k_F|a|/\pi \geq 1$ le gaz est instable [67]. Par ailleurs, dans le régime de forte interaction, les calculs de température critique et d'instabilité du gaz devraient tenir compte de la dépendance de la longueur de diffusion devant l'impulsion relative. Puisqu'on se base sur une longueur de diffusion associée à une résonance à énergie nulle, lorsqu'on entre dans les régimes $k_F|a| \simeq 1$ il faut tenir compte de la diminution de la longueur de diffusion due à l'entrée dans la limite unitaire [68]. Cette modification affecte les atomes proches de la surface de Fermi, qui donnent la contribution principale à la formation de paires de Cooper.

1.4.3 Détection d'un gaz BCS superfluide

La condensation des paires de Cooper dans les supraconducteurs a plusieurs signatures :

- grâce au fait que les particules condensées ont une charge coulombienne, les effets de superfluidité sont mis en évidence par l'annulation soudaine de la résistivité en dessous de la température critique T_c,
- pour des champs magnétiques suffisamment petits le supraconducteur se comporte comme une substance diamagnétique idéale,
- à la transition de phase la chaleur spécifique a une discontinuité d'ordre 1 (2) en absence (présence) d'un champ magnétique extérieur.

Dans le cas des gaz atomiques ces signatures n'existent pas car les atomes sont neutres et, puisque les échantillons sont microscopiques, les mesures de chaleur spécifique sont expérimentalement difficiles à réaliser. D'autre part la transition de phase ne peut pas être observée (comme dans le cas des condensat de Bose-Einstein) sur la distribution spatiale du gaz car elle concerne les atomes d'impulsion maximale ($k \simeq k_F$).

Les méthodes proposées pour la détection de la transition BCS dans les gaz neutres se basent essentiellement sur la différente réponse aux perturbations extérieures de la fraction condensée par rapport à la mer de Fermi non condensée. Comme dans les condensat de Bose-Einstein on peut montrer que les modes propres d'excitation d'un gaz piégé ont des énergies différentes selon que l'on considère la fraction condensée ou non [69]. Beaucoup de travaux montrent que la fraction BCS modifie les propriétés optiques du gaz. A partir de mesures d'indice de réfraction du gaz [70, 71], ou de diffusion de lumière [72], il est alors possible d'obtenir des informations sur les propriétés physiques de la fraction BCS.

Une autre technique encore consiste à mettre en évidence l'existence d'une phase superfluide dans la mer de Fermi. Ceci pourrait être fait en appliquant aux gaz de Fermi les études qui ont déjà été menées sur les modes « ciseaux » des condensat [73]. On peut montrer que le moment d'inertie d'un gaz est affecté par la présence d'une phase superfluide, et que, en faisant osciller les gaz dans un potentiel anisotropique, des nouveaux modes propres d'oscillation apparaissent [74, 75, 76].

Dans la section 2.2 je vais présenter une nouvelle méthode de détection d'une phase superfluide pour un gaz BCS. Cette méthode se base sur la mise en évidence d'un seuil dans le spectre d'excitation du gaz par une technique de relaxation collisionnelle. Le seuil énergétique du spectre d'excitation est directement lié à la présence d'une phase superfluide de paires de Cooper.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre je viens d'introduire les propriétés générales des gaz dégénérés liés aux interactions binaires entres atomes. Les interactions jouent un rôle fondamental dans ce domaine car, d'une part, elles jouent un rôle essentiel pour le refroidissement évaporatif et sympathique (qui permet d'atteindre le régime dégénéré), d'autre part elles ont des conséquences importantes sur les propriétés statiques et dynamiques des gaz, ou mélanges de gaz, dégénérés. Sans entrer dans les détails, j'ai montré qu'un gaz de Fermi avec des interactions attractives peut, comme un gaz de bosons, donner lieu à une transition de phase. Cette transition, et la phase superfluide ainsi produite, constituent un domaine de physique très riche et inexploré.

Chapitre 2

Dynamique collisionnelle dans un gaz fermionique

Un aspect important de l'étude des gaz dégénérés fermioniques consiste à déterminer le niveau de dégénérescence du gaz. Un gaz idéal fermionique piégé dans un puits de potentiel à l'équilibre thermodynamique occupe les différents niveaux du potentiel en suivant la distribution de Fermi-Dirac :

$$n(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{k_B T}\right) + 1} \tag{2.1}$$

où $n(E)$ est la probabilité moyenne qu'un état d'énergie E soit occupé et μ est le potentiel chimique. En régime de forte dégénérescence $k_B T \ll \mu$ tous les états d'énergie plus petite que μ ont une occupation 1 et ceux d'énergie supérieure à μ ont une occupation 0. Dans ce régime le potentiel chimique est aussi dit énergie de Fermi, et, pour un gaz de N atomes piégés dans un piège harmonique, il vaut [8] :

$$E_F = \hbar\omega_r (6\lambda N)^{1/3} \tag{2.2}$$

ω_r et ω_z étant les fréquences radiales et axiale d'un potentiel à symétrie cylindrique, et $\lambda = \omega_z/\omega_r$. Toutes les propriétés d'un gaz fermionique dégénéré peuvent être expliquées en considérant qu'à l'équilibre thermodynamique le gaz suit la distribution (2.1) et les transitions qui amènent un fermion dans un état déjà occupé sont interdites à cause du principe d'exclusion de Pauli.

Plusieurs études ont été faites sur l'interaction entre un gaz dégénéré et la lumière : modification de l'indice de réfraction ou du coefficient d'absorption du gaz [77, 78], la réduction du taux d'émission spontanée d'un atome à l'intérieur du gaz et sa dépendance angulaire [79, 80]. Ces études montrent des effets spectaculaires quand l'impulsion de Fermi p_F ($E_F = p_F^2/2m$) est plus grande que l'impulsion du photon. Malheureusement ici l'analyse quantitative de l'interaction entre le gaz et la lumière

résonante est difficile car la contrainte sur l'impulsion impliquent $n\lambda^3 > 1$, où n est la densité du gaz et λ la longueur d'onde de la lumière. Dans ces conditions la propagation de la lumière à travers le gaz est lourdement affectée par la diffusion multiple, et le traitement quantitatif devient complexe.

D'autres propositions de diagnostic de la dégénérescence de Fermi pour un gaz piégé considèrent l'étude de sa distribution spatiale, pour des gaz purs [81, 8, 82, 83, 58] ou bien pour des mélanges avec des condensats de Bose-Einstein [43, 44, 59, 60]. Ces méthodes se prêtent à l'étude du gaz dans le régime où la température est de l'ordre de la température de Fermi T_F ($k_B T_F = E_F$), mais deviennent moins sensibles à la température dans le régime de forte dégénérescence quand $T \ll T_F$. On peut aussi extraire des informations sur la dégénérescence par les processus inélastiques du gaz [80].

La récente production d'un échantillon fermionique dégénéré [22] a montré les limitations des mesures qui se basent sur la distribution spatiale de l'échantillon. Dans le régime de dégénérescence la température du gaz est proportionnelle aux déviations de la distribution par rapport à la distribution à $T = 0$. Ces déviations sont d'autant plus petites que la dégénérescence est forte, la précision des mesures diminue avec l'augmentation de la dégénérescence.

Puisque toutes ces propositions n'offrent pas une méthode expérimentale pour mesurer les paramètres de dégénérescence du gaz (T et T_F) qui soit fiable dans les régimes d'intérêt, et simple tant dans la réalisation que dans l'interprétation, dans ce chapitre je propose une autre technique de mesure qui se base sur la dynamique collisionnelle d'une particule test P oscillant à l'intérieur du nuage de fermions. Dans le section 2.1, j'explique le principe et l'application de la relaxation collisionnelle comme thermométrie d'un gaz fermionique. Dans la section 2.2, je présente une généralisation de cette technique pour la détection de paires de Cooper et d'une transition BCS dans un gaz fermionique interagissant.

2.1 Relaxation dans un gaz de Fermi

On suppose une particule test P dans le même potentiel que le gaz de Fermi. Supposons qu'on puisse préparer cette particule sur une orbite arbitraire du potentiel. En négligeant tous les processus inélastiques (collisions avec le gaz résiduel, relaxation dipolaire, collisions à trois corps) le seul moyen de changer la trajectoire de P est par interaction avec le gaz de Fermi. Le potentiel piégeant de la particule test $U(\mathbf{r})$ est harmonique et isotrope avec une fréquence $\omega/2\pi$. Pour simplifier on néglige la modification du potentiel due aux interactions de champ moyen entre P et le fermions. On peut alors calculer la dynamique de P par l'équation de transport de Boltzmann

quantique [4] dans l'approximation de densité locale :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} w + \nabla_{\mathbf{r}} U \cdot \nabla_{\mathbf{p}} w = \left.\frac{dw}{dt}\right|_{\text{coll.}} \tag{2.3}$$

où $w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est la densité dans l'espace de phase de P à l'instant t. En définissant $\mathbf{v} = \mathbf{p}/M$, où M est la masse de P , avec une notation similaire à [4] la contribution collisionnelle à l'équation de transport de Boltzmann quantique est :

$$\left.\frac{dw}{dt}\right|_{\text{coll.}} (\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = -\frac{\sigma}{4\pi\hbar^3} \int d^3p_f \; d^2\Omega \; [wf(1-f') - w'f'(1-f)] \; |\mathbf{v} - \mathbf{v}_f| \tag{2.4}$$

où σ est la section efficace de collision entre les fermions et P , et $\mathbf{v}_f = \mathbf{p}_f/m$ avec m masse du fermion. Comme on envisage des températures de Fermi de l'ordre de quelque μK on peut supposer que σ est constante, isotrope et coïncide avec la section efficace de collisions en onde-s. La première partie de l'intégrale collisionnelle correspond à la relaxation de la densité dans l'espace des phases en $\mathbf{r}$,$\mathbf{p}$ à cause des collisions entre P et un fermion d'impulsion $\mathbf{p}_f$: $\mathbf{p} + \mathbf{p}_f \to \mathbf{p}' + \mathbf{p}'_f$. La vitesse relative finale pointe dans la direction indiquée par Ω. La deuxième partie de l'intégrale décrit le processus opposé. On suppose qu'une seule particule test oscille dans le piège ou que le gaz de particules tests est suffisamment dilué pour être traité comme un gaz idéal de Boltzmann. On néglige aussi toutes les perturbations des particules tests sur le gaz de Fermi. Par compacité on utilise la notation $w' = w(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t)$, $f = f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p}_f)$ et $f' = f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p}'_f)$, où $f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ représentent la distribution dans l'espace des phases d'un gaz de Fermi à température T dans l'approximation de densité locale :

$$f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{1 + \exp\left\{\left[p^2/2m + U(r) - \mu\right]/(k_B T)\right\}}. \tag{2.5}$$

Le principe d'exclusion de Pauli est représenté dans l'intégrale collisionnelle par les facteurs $1 - f'$ et $1 - f$, qui coïncident avec l'occupation de l'état final de la collision [84]. L'approximation de densité locale est valable si $r_F p_F \gg \hbar$, où r_F et p_F sont les tailles de la distribution du gaz de Fermi dans l'espace de phase. A température très petite par rapport à la température de Fermi T_F cette contrainte sur les dimensions est équivalente à avoir $N \gg 1$ car $r_F = (48N)^{1/6} a_{\text{HO}}$ et $p_F = (48N)^{1/6} p_{\text{HO}}$ [1].

On suppose que $w(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ est initialement une distribution centrée en $\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0$ bien plus étroite que la distribution stationnaire de l'équation (2.3) : $w_s \propto \exp\{-[p^2/2M + U(r)]/(k_B T)\}$. Au fur et à mesure que la relaxation se déroule, la distribution pointue évolue vers une distribution plus étalée proportionnelle à w_s. C'est en étudiant la première phase de thermalisation, notamment la décroissance de la population dans la distribution étroite initiale, que l'on peut déterminer la température du gaz de fermion

[1] $a_{\text{HO}} = (\hbar/(m\omega))^{1/2}$ et $p_{\text{HO}} = (m\hbar\omega)^{1/2}$ étant les extensions dans l'espace réel et des impulsions de l'état fondamental de l'oscillateur.

et l'énergie de Fermi. La relaxation des particules tests a lieu avec un taux $\Gamma_T(\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0)$ dérivé de l'équation (2.4) :

$$\Gamma_T(\mathbf{r}_0, \mathbf{p}_0) = \frac{\sigma}{4\pi\hbar^3} \int d^3p_f \, d^2\Omega \, f(1-f') \, |\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_f| \tag{2.6}$$

On considère maintenant trois types de trajectoires pour P et on regarde comment la statistique affecte la relaxation de chacune. La plupart des calculs sont faits en prenant la masse de P et des fermions égales. Cette approximation est valable dans les cas où P et les fermions sont deux isotopes du même élément (^{7}Li et ^{6}Li , ^{39}K et ^{40}K). Pour la première trajectoire on montrera comment un rapport de masse différent (^{6}Li sondé par ^{133}Cs) modifie le blocage de Fermi (figure 2.1). Dans la suite on calcule numériquement l'intégrale (2.6) pour chaque trajectoire à différents niveaux de dégénérescence.

2.1.1 P au fond du potentiel

La première trajectoire de P consiste dans le cas trivial d'une particule arrêtée au fond du puits de potentiel ($E_P = 0$). Dans un gaz de Boltzmann avec le même nombre de particules on s'attend à un taux de collision de l'ordre de $\Gamma_T^{\text{Bol.}}(0,0) = n\sigma v_{\text{th}}$, où n est la densité spatiale au centre du piège et v_{th} est la vitesse plus probable ($v_{\text{th}} = (8k_BT/(\pi m))^{1/2}$). Pour mettre en relief les effets de statistique de Fermi en figure 2.1 on trace le taux $\Gamma_T(0,0)$ divisé par $\Gamma_T^{(\text{Bol.})}(0,0)$. Dans le régime non dégénéré ($T > T_F$) les déviations dues à la statistique de Fermi sont négligeables. Le début du régime dégénéré ($T < T_F$) se manifeste clairement par une diminution de Γ par rapport à $\Gamma^{(\text{Bol.})}$ proportionnelle à T^3. Cette loi de puissance a deux origines différentes

- pour le gaz de Boltzmann $n \propto T^{-3/2}$ et $v \propto \sqrt{T}$ tandis que dans le cas fermionique la densité et la vitesse plus probable restent finies quand $T \ll T_F$, ce qui donne un facteur T,
- si $T \ll T_F$, P a une probabilité finie d'interagir seulement avec les fermions dans un intervalle en énergie $\Delta E \sim k_BT$ à la surface de Fermi[2] (voir figure 2.2). Puisque l'angle solide $\Delta\Omega$ disponible pour les états finaux est lui aussi proportionnel à T le taux de collision se réduit par un facteur $\Delta E \, \Delta\Omega \propto T^2$.

Sur la figure 2.2 on trouve une démonstration géométrique de ce dernier point. Supposons que P et le fermion aient la même masse. Dans l'espace des impulsions, les états finaux permis par conservation de l'énergie et de l'impulsion dans une collision sont représentés par une circonférence, passant par le centre de la sphère de Fermi et ayant un diamètre égal à l'impulsion initiale du fermion (avant la collision P a une impulsion nulle). Dans le régime de forte dégénérescence tous les états qui se trouvent à l'intérieur de la sphère de Fermi sont occupés et à cause du blocage de Fermi ne peuvent être des états finaux d'une collision. Les états proches de la surface de Fermi,

[2] ces collisions transférant à P une énergie $\sim k_BT$ assurent la thermalisation avec le gaz de Fermi.

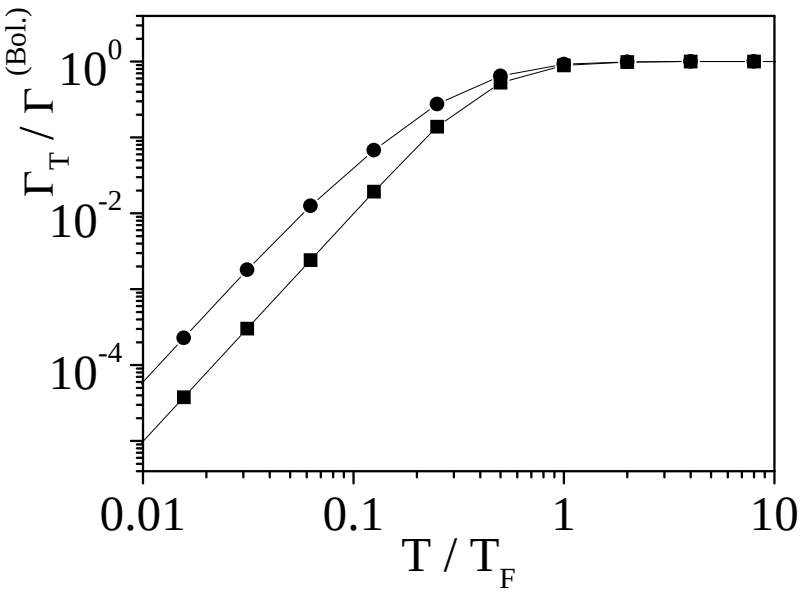

FIG. 2.1: *Taux de collision* $\Gamma_T(\mathbf{r} = 0, \mathbf{p} = 0)$ *d'une particule test (P) de masse M arrêté au fond du puits de potentiel contenant le gaz de Fermi à température T (masse atomique m). La température est tracée en unité de température de Fermi* T_F*, et* Γ_T *en unité du taux* $\Gamma_{\text{Bol.}}$ *d'un gaz de Boltzmann à la même température et avec le même nombre d'atomes. Carrées :* $M = m$*. Ronds :* $M = (133/6)m$ *(cas d'un gaz de* ^6Li *sondé par* ^{133}Cs*).*

sur une épaisseur mk_BT/p_F ont une occupation moyenne comprise entre 0 et 1, et peuvent donc donner une contribution à l'intégrale collisionnelle (2.6). Les états qui se trouvent à l'extérieur de la surface de Fermi ont une occupation 0. On peut expliquer la réduction du taux de collision en considérant les collisions entre P et différentes classes de fermions : ceux qui se trouvent à l'intérieur de la sphère de Fermi, et ceux qui se trouvent proches de la surface. Dans le premier cas il n'y a pas de contribution aux collisions car tous les états finaux restent à l'intérieur de la sphère de Fermi. Au contraire les collisions avec les fermions qui se trouvent à côté de la surface de Fermi, sur une épaisseur mk_BT/p_F donnent une contribution aux collisions car les états finaux ont une probabilité finie de tomber dans la couche "thermique" où l'occupation moyenne est comprise entre 0 et 1 (premier facteur T). Dans le cas $3D$ l'angle solide correspondant à l'intersection entre la couche "thermique" et la sphère des états finaux est proportionnelle à T (deuxième facteur T).

Si la masse de P est plus grande que celle des fermions on trouve (figure 2.1) que les effets de blocage de Fermi sont réduits. Cette réduction est due au fait que dans une

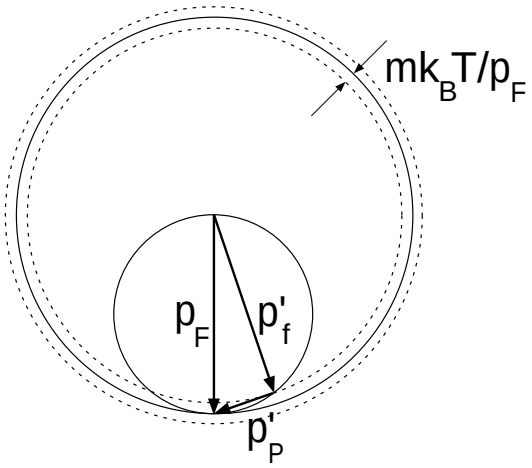

FIG. 2.2: *Diagramme d'impulsion d'une collision entre un fermion et une particule test P arrêtée au fond du puits de potentiel. Le fermion a initialement une impulsion égale à l'impulsion de Fermi p_F. p'_P et p'_F sont les impulsions de P et du fermion après la collision. La circonférence de diamètre p_F passant par le centre de la sphère de Fermi représente les états finaux permis par conservation d'énergie et impulsion dans le cas de masses égales. Le trait pointillé d'épaisseur mk_BT/p_F représente les états finaux disponibles pour un gaz de Fermi à température T (couche "thermique").*

collision élastique l'échange d'impulsion et d'énergie entre particules de masse différente est moins efficace que dans le cas de particules de masse identique. Sur la figure 2.3 est représenté le diagramme d'impulsion pour une collision entre ^{6}Li et une particule test de ^{133}Cs. On peut montrer que si m_F est la masse du fermion, et m_P est la masse de la particule test, la variation maximale θ de la direction de l'impulsion relative entre un fermion à la surface de Fermi et P vaut :

$$\cos\theta = \frac{(p_F-\delta)^2}{2p_F^2}\frac{(m_F+m_P)^2}{m_F m_P} - \frac{m_F}{2m_P} - \frac{m_P}{2m_F}, \tag{2.7}$$

où $\delta = mk_BT/p_F$ est l'épaisseur de la couche thermique en unité d'impulsion. La diminution de θ réduit l'angle solide permis pour l'impulsion relative, et donc le nombre d'états finaux des fermions, qui est proportionnel au taux de collision. Plus précisément le taux de collision est directement proportionnel à l'angle solide qu'occupe le vecteur d'impulsion relative. Dans le régime de forte dégénérescence ($\delta \ll p_F$) on trouve que la variation du taux de collision entre le cas de masses égales, et celui du ^{6}Li sondé par ^{133}Cs vaut :

$$\frac{\Delta\Omega|_{6-133}}{\Delta\Omega|_{1-1}} = \frac{1-\cos\theta_{6-133}}{1-\cos\theta_{1-1}} \simeq 6. \tag{2.8}$$

On retrouve avec ce modèle analytique le résultat numérique de la figure 2.1 pour $0.1T_F$.

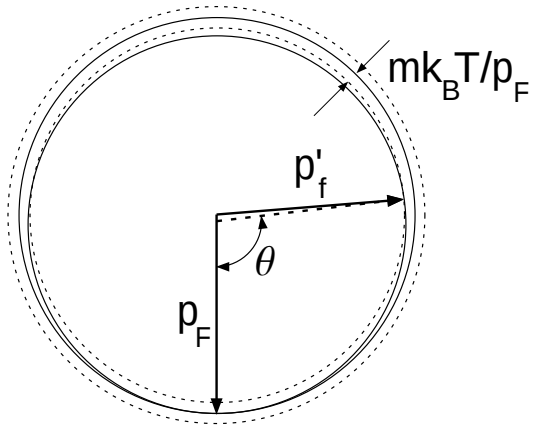

FIG. 2.3: *Diagramme analogue à celui de la figure 2.2 pour des particules de masse différente (^{6}Li fermion, ^{133}Cs particule test). θ représente la variation maximale de direction de l'impulsion relative permise entre les deux atomes.*

2.1.2 Oscillation linéaire

Un second type de trajectoire pour P consiste en une oscillation linéaire avec une énergie E (voir petit diagramme sur la figure 2.4). Pour calculer le taux auquel P est expulsée de sa trajectoire par une collision avec un fermion, on suppose que la relaxation est lente par rapport à la période d'oscillation (régime non collisionnel). Puisque $\Gamma_T(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ n'est pas constant sur la trajectoire on définit un taux de collision efficace :

$$\gamma_T(E, L = 0) = \frac{\omega}{2\pi} \oint \Gamma_T(r(t), p(t))\, dt \quad . \tag{2.9}$$

En fonction de la température des fermions et de l'énergie de l'oscillation on trouve différents régimes (voir figure 2.4). Comme prévu, pour $T > T_F$ le taux de relaxation est le même que pour un gaz de Boltzmann, il ne varie pas beaucoup avec l'énergie de l'excitation, même si $E > k_B T$ (dans l'hypothèse que les collisions sont toujours en onde-s). Ceci s'explique car si E croît, la vitesse relative entre P et le nuage augmente comme $E^{1/2}$, tandis que le temps passé dans le nuage décroît comme $E^{-1/2}$, donnant un taux de relaxation constant. Dans le régime dégénéré $T < T_F$, on trouve trois domaines d'énergie pour l'oscillation de P :

- si $E < k_B T$ les collisions entre P et les fermions dans la couche "thermique" sur la surface de Fermi dominent les effets dues à l'oscillation de P : on retrouve le taux $\Gamma_T(0, 0)$ illustré en figure 2.1,
- si $k_B T < E < E_F$ le taux de relaxation varie comme E^2. Ceci peut être expliqué en considérant un gaz de Fermi à température nulle dans la limite $E \ll E_F$. Un raisonnement similaire a celui de la section 2.1.1 montre que seulement les

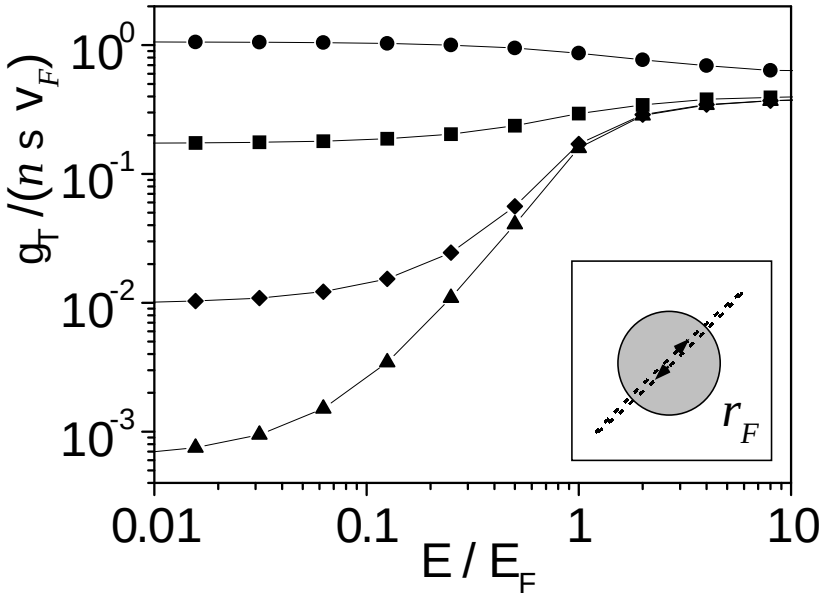

FIG. 2.4: *Taux de collision $\gamma_T(E, L = 0)$ pour une oscillation linéaire de P en fonction de son énergie E ($M = m$). E est exprimé en unité d'énergie de Fermi et γ_T est normalisé par le taux $n\sigma v_F$, où n est la densité de fermions au fond du potentiel, σ la section efficace de diffusion et v_F la vitesse de Fermi. Ronds : $T = T_F$; carrés : $T = T_F/4$; diamants : $T = T_F/16$; triangles : $T = T_F/64$. L'insert image représente la trajectoire de P à travers les fermions.*

fermions d'énergie proche de E_F, dans un créneau d'énergie E, participent aux collisions (premier facteur E), et l'angle solide disponible pour les états finaux est lui aussi proportionnel à l'énergie de l'oscillation donnant le deuxième facteur E,

- si $k_BT < E_F < E$, presque tous les états finaux pour les fermions tombent en dehors de la sphère de Fermi. Le blocage de Fermi n'affecte plus la dynamique de relaxation de P . On retrouve un taux indépendant de E comme pour un gaz de Boltzmann.

2.1.3 Oscillation circulaire

Le dernier type de trajectoire envisagé consiste en une orbite circulaire pour P dans le potentiel piégeant ($L = E/\omega$). Le taux de relaxation correspondant est tracé en figure 2.5 en fonction de l'énergie cinétique de P . Pour un gaz faiblement dégénéré on retrouve le même résultat que pour un gaz de Boltzmann : en augmentant l'énergie de

P , le taux de relaxation reste constant jusqu'à k_BT et après diminue, car l'orbite de P est à l'extérieur du nuage. Dans le régime dégénéré le taux de relaxation présente une résonance autour de $E = E_F$. Similairement au cas discuté en section 2.1.2 on trouve trois domaines d'énergie définis par k_BT et E_F. La différence ici est que sur une orbite circulaire, P sonde un gaz à densité, et donc à énergie de Fermi locale, constante. En augmentant l'énergie de P on augmente à la fois l'impulsion moyenne transférée au cours de la collision, et l'impulsion de Fermi locale sondée par P . Si l'énergie de P dépasse E_F, l'orbite sort du nuage et le taux de collision chute.

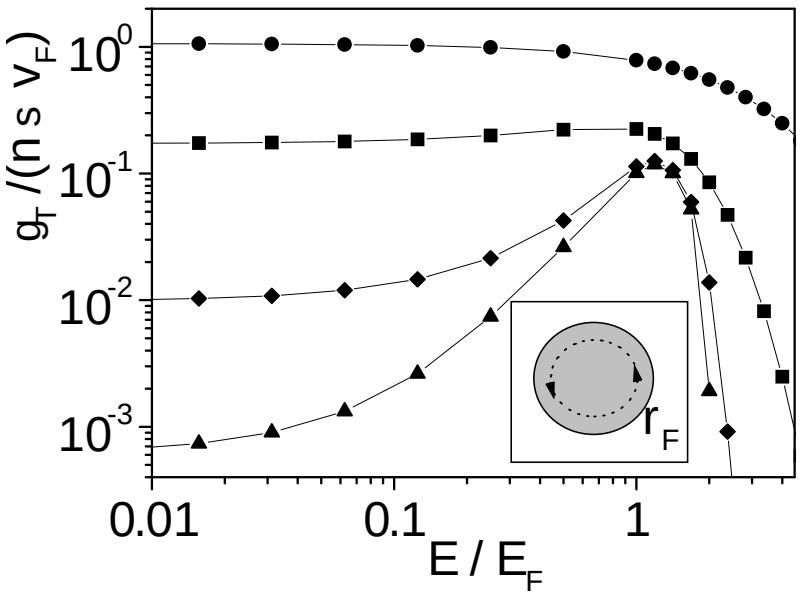

FIG. 2.5: *Taux de collision $\gamma_T(E, L = E/\omega)$ pour une orbite circulaire de P en fonction de son énergie E. Les notations et les normalisations sont identiques à celles de la figure 2.4.*

Dans cette section j'ai montré que, par l'étude de la relaxation collisionnelle d'une particule test dans un gaz de fermions confinés, on peut directement déterminer les propriétés de dégénérescence quantique du gaz. Dans le régime dégénéré, l'oscillation de P peut être considérée comme une oscillation "gelée" par le principe d'exclusion de Pauli. On peut ainsi déterminer la température du nuage fermionique à partir du taux de relaxation Γ pour $E \sim 0$, et la valeur de l'énergie de Fermi en exploitant le comportement résonnant de Γ autour de $E = E_F$.
Expérimentalement la particule test peut être un petit nuage d'atomes résultant du re-

froidissement sympathique des fermions. Grâce à la sélectivité sur les transitions atomiques, les atomes utilisés pour le refroidissement sympathique peuvent être préparés en nombre suffisamment petit pour ne pas perturber la distribution statique des fermions. Ensuite, à l'aide de transitions Raman [85] ou d'une excitation paramétrique résonnante du potentiel (en exploitant la différence des fréquences d'oscillation dans le piège des deux espèces), on peut exciter sélectivement le nuage jouant le rôle de particule test. En regardant la décroissance de la population oscillant dans le « mode dipolaire » on en déduit le temps de relaxation.

2.2 Relaxation dans un gaz BCS

Une approche différente pour comprendre microscopiquement la relaxation collisionnelle présentée au cours de ce chapitre, est de faire le lien avec le spectre d'excitation du gaz considéré. L'amortissement d'une particule test est résultat de la création d'excitations élémentaires dans le gaz.

Jusqu'ici j'ai considéré un gaz parfait, où les excitations sont celles d'une particule libre. Il est possible d'étendre cette idée à un gaz de Fermi superfluide ou à un condensat de Bose-Einstein. Pour tenir compte des interactions, il faut généraliser l'expression (2.6) en introduisant le facteur de structure dynamique du gaz en question [86].

Dans un condensat de Bose-Einstein interagissant avec interactions répulsives, les excitations élémentaires de petite impulsion sont données par les phonons de Bogolubov (dont la vitesse de propagation est $c = \sqrt{gn/m}$, où les notations sont les mêmes qu'en section 1.3.1). En tenant compte de ces excitations dans le calcul du facteur de structure dynamique, on en déduit pour l'amortissement d'une particule test dans le condensat un seuil qui correspond à la vitesse de propagation du son. Cet effet est généralement connu sous le nom de « critère de Landau », pour la superfluidité du gaz.

En ce que concerne le gaz fermionique dans le régime superfluide, le spectre d'excitation prévu dans le régime dilué contient essentiellement deux contributions :

- une partie continue due à la contribution de paires d'excitation de quasi-particule quasi-trou, qui présente un seuil coïncident avec deux fois l'énergie de liaison de la paire de Cooper Δ,
- une excitation phononique d'énergie inférieure à 2Δ, introduite par Bogolubov [87], qui a une vitesse de propagation $c = v_F/\sqrt{3}$ (où v_F est la vitesse de Fermi).

En principe, dans le calcul du taux d'amortissement, chaque effet donne une contribution et donc un seuil. Dans le régime dilué, quand $\Delta \ll E_F$, le seuil inférieur est donné par la contribution des excitations incohérentes. On s'attend donc de pouvoir mesurer le seuil δ par la technique de relaxation collisionnelle [88].

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai décrit brièvement les difficultés expérimentales que l'on rencontre lors des mesures de température et dégénérescence d'un gaz fermionique fortement dégénéré. La nécessité de mesurer des faibles déviations de l'énergie interne du gaz dues aux effets thermiques m'a conduit a proposer une méthode de mesure alternative à celle du temps de vol, qui a comme limitation ultime les effet de champ moyen pour les bosons, ou la pression de Fermi pour les fermions. Ici je propose une méthode originale qui se base sur la mesure directe de la dégénérescence du gaz, en faisant osciller à l'intérieur du gaz en question, un petit nuage de particules discernables (qui vraisemblablement seront issues du gaz utilisé pour refroidir sympathiquement les fermions). En faisant varier l'énergie d'oscillation des particules tests on déduit directement l'occupation moyenne, et donc la dégénérescence du gaz. La méthode, en donnant aussi accès à l'énergie de Fermi, permet de caractériser complètement un gaz de Fermi idéal à l'équilibre thermodynamique.
Dans la partie finale du chapitre j'ai présenté une généralisation de la méthode de thermométrie collisionnelle aux gaz fermioniques BCS. Je montre que, en pouvant mettre en évidence l'existence d'un seuil énergétique dans le spectre d'excitation, cette technique permet de détecter une phase superfluide BCS.

Chapitre 3

Montage expérimental

Dans ce chapitre je présente les motivations qui nous ont amenées à dessiner l'-expérience comme elle existe actuellement et les détails expérimentaux de réalisation. Au premier abord, les éléments de l'expérience ne se distinguent pas par rapport aux autres expériences de refroidissement laser et évaporatif d'atomes alcalins. Comme dans toutes ces expériences, on peut repérer :

- le système à vide,
- le système optique, avec tout ce qui concerne la stabilisation des laser, l'amplification et le système de détection optique,
- le piège magnétique,
- la gestion de l'expérience par ordinateur.

Cependant, je vais montrer dans la suite du chapitre que ces différentes parties présentent souvent des éléments d'innovation technique. La stratégie expérimentale choisie, et la volonté de construire un outil de recherche performant et flexible, nous ont fait aborder la problématique expérimentale avec une approche originale.
La structure du chapitre est la suivante : dans la section 3.1 je décris le système à vide. La section suivante 3.2 décrit la construction et le fonctionnement de la source d'atomes et du ralentisseur Zeeman. La section 3.3 est dédiée à tout ce qui concerne le système optique : les sources laser et le système de détection des atomes. La section 3.4 décrit le système informatique de gestion de l'expérience. A cause de son importance, l'ensemble du piégeage magnétique sera décrit dans le chapitre suivante.

3.1 Le système à vide

Le système à vide est dessiné autour de la cellule en Vicor où les atomes sont piégés. La cellule est un parallélépipède de dimension $4 \times 4 \times 10\,\mathrm{cm}$. Deux raccords verre-métal connectés sur les bases carrées du parallélépipède fournissent deux accès à l'intérieur de la cellule sur le même axe, l'axe du jet d'atomes ralentis (voir figure

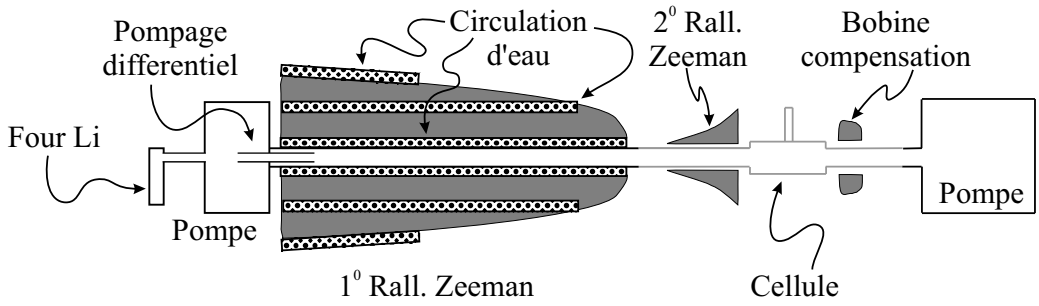

FIG. 3.1: *Schéma d'ensemble de la cellule de piégeage, du système à vide et de la source d'atomes lents. Dans la partie gauche du dessin on trouve la source du jet et la première station de pompage. La région ultra vide est séparée de la région du four par un tuyau de pompage différentiel. Les couches de refroidissement du 1er ralentisseur sont indiquées en pointillé.*

3.1). Sur la face superieur du parallélépipède est collé sur un petite appendice en Vicor de dimensions extérieures $0.7 \times 2 \times 4$ cm. Cet appendice, qui sera le site de piégeage magnétique final (voir chapitre 4), est collé de façon à avoir le côté le plus long aligné à la verticale, tandis que le côté le plus court est parallèle à la direction du jet d'atomes (voir figure 4.3). Puisque la cellule est très fragile, on a décidé de la connecter au reste du système à vide par des soufflets métalliques : du côté du ralentisseur Zeeman le standard est le même que la connexion verre-métal (CF40), tandis que du côté du groupe de pompage on a préféré utiliser un soufflet de taille plus importante (CF63), à l'aide d'une flange d'adaptation de dimension. La différence des deux sections sera à l'origine d'une translation de la cellule lors du pompage primaire, pour équilibrer la différence de pression atmosphérique aux deux extrémités de la cellule. Un support souple, issu d'une poêle Tefal, tient les extrémités des raccords verre-métal de la cellule tout en laissant le degré de liberté de translation nécessaire pour que, au cours du pompage et de l'étuvage, la cellule ne subisse pas de tension trop élevée. La plaque Tefal est elle même supportée par des vis en laiton pour pouvoir régler finement la position de la cellule.

Le pompage de la cellule est assuré par une pompe ionique de 100 l/s dotée d'éléments spécifiques pour les gaz rares (MECA2000 réf. 300-824), une pompe à sublimation de titane (Caburn-MDC réf. SUB-203) qui dépose le métal sur la surface interne du T sur lequel est branchée la pompe ionique. A l'intérieur du T on a placé aussi une dizaine de disques de graphite (4 cm diamètre, 5 mm épaisseur) qui sont activées en les chauffant sous vide lors de l'étuvage.
Le four, qui est « isolé » par un tuyau de pompage différentiel, est pompé par une autre pompe ionique (voir section 3.2.1).

3.2 Le ralentisseur Zeeman

Parmi les atomes alcalins, le lithium est le plus léger. Il est très réactif chimiquement et sa tension de vapeur à température ambiante est faible. Chacune de ces propriétés le rend peu adapté au chargement d'une piège magnéto-optique (PMO) à partir d'une vapeur en cellule : pour avoir une pression suffisante le gaz doit être à une température de 300 ^{0}C environ, et à cette température il réagit à tous types de verres sauf le saphir. Aussi, à cause de sa faible masse, la fraction de population dont la vitesse est plus petite que 20 m/s (valeur typique pour la vitesse maximale de capture pour un PMO) est bien plus faible que pour les atomes plus lourds à la même température. Une solution à ces problèmes est apporté par le ralentisseur Zeeman [89]. Cette source d'atomes lents est constituée par : une source d'atomes de direction définie (jet atomique), un tuyau entouré par un solénoïde pour produire un champ magnétique inhomogène et un faisceau laser résonnant avec une transition cyclante de l'atome contrepropageant au jet atomique. Si le faisceau laser a une intensité égale à l'intensité de saturation (5.2 mW/cm^2 pour le lithium), la décélération due à la diffusion des photons vaut

$$a = \frac{\Gamma}{4}\frac{\hbar k}{m} \tag{3.1}$$

où $1/\Gamma$ est la durée de vie de l'état excité (27 ns pour le lithium), $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde de la radiation lumineuse (λ=671 nm) et m est la masse de l'atome. Puisque la largeur naturelle de la transition atomique est 5.9 MHz (équivalent à 4 m/s de décalage Doppler) le ralentissement à résonance ne marche que pour quelques mètres par seconde. Pour que le ralentissement reste toujours à résonance on ajoute un champ magnétique inhomogène dont le décalage Zeeman, induit sur la transition atomique considéré, compense la variation de décalage Doppler due au ralentissement. Typiquement notre ralentisseur Zeeman ralentit les atomes de $8 \cdot 10^5$ m/s^2 sur une longueur d'un mètre, ce qui résulte une vitesse de capture v_c de 1100 m/s.

3.2.1 Le four

La région du four est constituée par un petit réservoir dans lequel se trouve le lithium, un écran mécanique qui permet d'arrêter le jet et un système de pompage. Le réservoir de lithium est un tuyau de 1.5×10 cm en acier inox soudé à un élément chauffant de Thermocoax et un thermocouple (Newport-Omega réf. XICB-K-1-1-3), autour de la sortie du jet. Un dispositif automatique (Newport-Omega réf. CN76133) stabilise activement la température du four autour de 500 ^{0}C. Le tuyau de collimation (4.5 mm de diamètre intérieur, 10 cm de longueur) est recouvert à l'intérieur par une toile d'acier inox (Alpha, diamètre fil 0.14 mm, type 304) qui a la fonction de ramener par capillarité les atomes du jet qui n'ont pas la direction correcte dans le réservoir. Face à la sortie du tuyau de collimation il y a un écran mécanique commandé de l'extérieur à l'aide d'un couplage mécanique (Caburn-MDC réf. HTBRM-275). L'ensemble du four

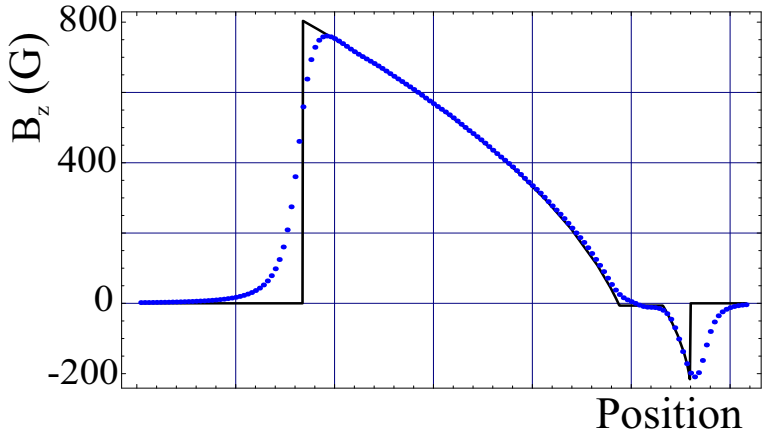

FIG. 3.2: *Valeurs du champ magnétique dans le ralentisseur Zeeman d'après l'équation 3.2 (trait continu), et valeurs mesurées (pointillé). Le champ magnétique positif correspond au premier ralentisseur Zeeman, les valeurs négatives au deuxième.*

et système de collimation est pompé par une pompe ionique de 50 l/s doté d'éléments spécifiques pour les gaz rares (MECA2000 réf. 300-823). La connexion entre la région du four et celle à ultra-vide est faite par un tuyau de pompage différentiel (dimensions intérieures $2.3 \times 120\,\mathrm{mm}$) qui garantit un rapport de pression de 1000 et une vanne à passage directe (MECA2000 réf. VUVD6). Cette vanne, dont les connections ont un standard CF16, a posé souvent des problèmes de fuite au niveau du joint côté four : le couple qu'on doit appliquer pour fermer et ouvrir la vanne est trop important pour une jonction CF16. Une vanne CF40 serait sûrement plus fiable. En condition d'opération la pression dans le four est $10^{(}-8)$ Torr environ, d'après le courant qui circule dans la pompe ionique.

3.2.2 Le solénoïde

Le solénoïde à été conçu pour :

- produire le champ magnétique inhomogène nécessaire au bon fonctionnement du ralentisseur Zeeman,
- dissiper la puissance Joule due au passage de courant,
- être étuvable jusqu'à $400\,^0$C.

Dans le ralentisseur Zeeman les atomes sont soumis à une décélération constante a, le champ magnétique, qui par effet Zeeman compense la variation du décalage Doppler le long du ralentissement, s'exprime comme :

$$B(z) = \frac{\hbar k v(z)}{\mu} = \frac{\hbar k \sqrt{v_c^2 - 2az}}{\mu}, \tag{3.2}$$

où μ est le magnéton de Bohr. Plusieurs spires enroulées autour du tuyau du ralentisseur sont parcourues par un courant de 22 A. La position de chaque spire a été calculée pour rendre le profil du champ magnétique réel, somme du champ produit par chaque spire, proche de l'expression 3.2 afin que la décélération des atomes soit uniforme et donc qu'il n'y ait pas de décrochage (voir figure 3.2).

Trois couches d'eau circulent à côté des spires pour dissiper les 2 KW environ de puissance Joule : le premier entre le tuyau qui donne vers le vide et un deuxième tuyau, autour duquel est enroulé le solénoïde. La deuxième et la troisième couche sont constituées par un tube de cuivre recuit 8×6 mm où circule l'eau de refroidissement. Ces trois circuits d'eau sont connectés au robinet, et un détecteur de débit surveille que le courant ne circule pas sans l'eau de refroidissement. Le fil conducteur (Omega, réf. HTMG-1CU-314), spécialement conçu pour être chauffé jusqu'à 450 ^{0}C, s'adapte bien aux exigences d'étuvage. Les différentes spires sont stabilisées en enrobant le solénoïde dans un ciment céramique (Sauereisen Ceramic Cement # 10).

D'après l'équation (3.2) on voit que la décélération des atomes est proportionnelle à la variation de champ magnétique entre de début et la fin du ralentisseur. La limitation principale à la production de champs intenses est la dissipation de la puissance Joule. On peut alors partager le ralentisseur en deux parties (figure 3.1) : dans la première (dite premier ralentisseur) la polarisation du laser par rapport au champ magnétique est σ^- et $|B|$ diminue avec la vitesse des atomes. $|B|$ diminue jusqu'à s'annuler pour ensuite augmenter avec orientation opposée. Dans cette deuxième région (dite deuxième ralentisseur), $|B|$ augmente quand la vitesse des atomes diminue et le laser est polarisé σ^+. Là où le champ magnétique change de direction les dipoles magnétiques basculent leur direction, les atomes passent du sous niveau $F = 2, m_z = -2$ au sous niveau $F = 2, m_z = +2$ (spin-flip). A cause de la structure hyperfine étroite de l'état électronique excité, le taux de dépompage dans le niveaux $F = 1$ est très important. On ajoute donc un laser repompeur pour ramener la population dans le correct état hyperfin.

Puisque la bobine du deuxième ralentisseur est ajoutée autour de la jonction verre-métal de la cellule après l'étuvage, il n'est pas nécessaire qu'elle soit étuvable. Elle est constituée de deux coques de cuivre refroidies à l'eau sur lesquelles on enroule du fil de cuivre (section 1.4 × 3.3 mm, avec isolation de nylon) après l'étuvage. Une petite bobine supplémentaire toujours sur l'axe du ralentisseur , opposée à la deuxième bobine du ralentisseur par rapport à la cellule (figure 3.1), compense le champ magnétique résiduel de cette dernière sur le PMO. La deuxième bobine et la bobine de compensation sont alimentées par la même source de courant à 26 A environ.
Pour résumer, on dire que les intérêts du « ralentisseur Zeeman spin-flip » sont :

- l'utilisation d'un laser hors résonance pour le ralentissement, qui ne perturbe pas le fonctionnement du PMO. Le laser, à champ magnétique nul, est résonnant aux atomes dans la région de spin-flip, qui ont typiquement une vitesse de 200 m/s,
- la dernière partie du ralentisseur (le deuxième ralentisseur) est enroulée sur la jonction verre métal de la cellule, ce qui minimise la distance parcourue par les

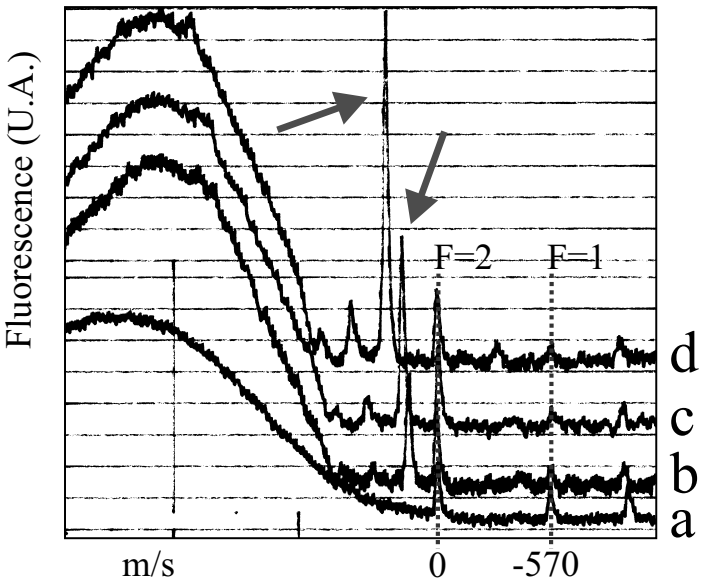

FIG. 3.3: *Spectre de vitesse du ^7Li après le ralentisseur Zeeman. a) jet thermique non ralenti. b) décalage du faisceau ralentisseur $\delta = 700\,MHz$ ($v_{capture} = 470\,m/s$). c) $\delta = 750\,MHz$ ($v_{capture} = 500\,m/s$). d) $\delta = 850\,MHz$ ($v_{capture} = 570\,m/s$). Le courant du solénoïde est gardé constant, les flèches indiquent la fraction d'atomes ralentie, et les lignes en pointillés indiquent les résonances atomiques à vitesse nulle.*

atomes ralentis, et donc les pertes dues à la divergence du jet ralenti.

3.2.3 Opération du ralentisseur Zeeman

Nous avons fait une première caractérisation du ralentisseur en faisant des mesures directes de la distribution en vitesse du jet atomique. On regarde la lumière de fluorescence d'un faisceau sonde contre-propageant au jet atomique à la hauteur de la cellule. La calibration absolue de la vitesse est faite en faisant passer la sonde orthogonalement à la direction du jet. Comme la fluorescence de ce dernier n'est pas affectée par le décalage Doppler, on résout la structure hyperfine de l'atome et donc on arrive à faire un étalonnage absolu de la vitesse ($v = \delta/k$, avec δ désaccord de la sonde). Sur les figures 3.3 et 3.4 on peut voir le fonctionnement du ralentisseur à champ magnétique croissant : à champ magnétique fixé, la vitesse de capture est proportionnelle au décalage du laser, et la variation de vitesse $v_{\text{capture}} - v_{\text{finale}}$ est constante (figure 3.3). D'autre part la variation de vitesse est proportionnelle au champ magnétique maximal du ralentisseur (figure 3.4). Après cette grossière caractérisation, on a fait une mise au point du ralentisseur plus soigneuse sur la base du taux de chargement du PMO. On a pu ainsi fixer les valeur des courants du premier et deuxième ralentisseur, et les décalages laser (autour de 350 MHz).

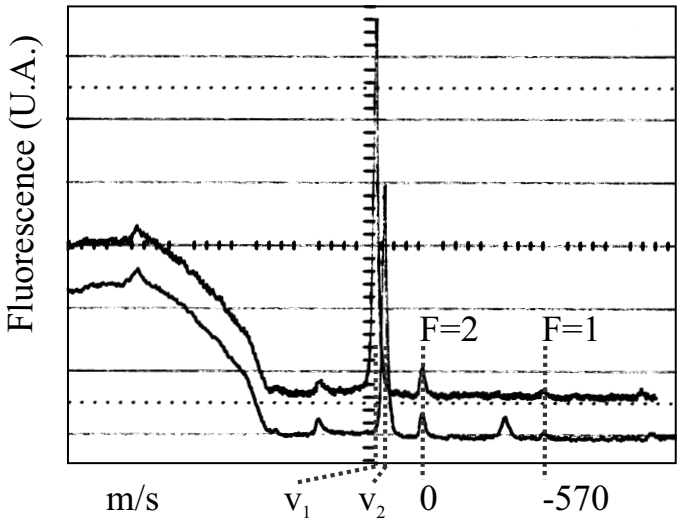

FIG. 3.4: *Spectre de vitesse du ^7Li après le ralentisseur Zeeman. En augmentant le champ magnétique de 47G, la vitesse finale passe de $v_1 = 200\,m/s$ à $v_2 = 156m/s$. $\delta = 1\ GHz$ ($v_{capture} = 670\,m/s$).*

3.3 Les sources laser

Dans la section 1.2, j'ai exposé la stratégie expérimentale que nous avons adoptée pour refroidir jusqu'à la dégénérescence quantique le ^{6}Li : refroidissement sympathique du ^{6}Li avec du ^{7}Li refroidi évaporativement, dans un piège magnétique. Les deux gaz sont préalablement refroidis dans un PMO qui piège les deux isotopes en même temps et qui charge le piège magnétique.

Au démarrage de l'expérience nous devions faire un choix pour la source de lumière : d'une part les laser accordables de haute puissance (lasers à colorant et titane-saphir), d'autre part les laser à semi-conducteur. Tous ces types de laser avait déjà permis d'obtenir un PMO avec le lithium [26, 30, 31]. Les laser à colorant, de même que ceux titane-saphir, donnent une puissance plutôt élevée, de l'ordre du Watt, mais présentent des inconvénients de nature pratique. Souvent ils nécessitent de longs réglages, et, à cause du fait qu'on ne fait pas fonctionner le laser dans la région de gain maximum (surtout pour le laser titane-saphir), ils ne sont pas très stables. Les diodes laser, par contre, offrent une stabilité bien meilleure, avec en contrepartie une puissance plus faible (~30 mW) et un mode spatial loin d'être gaussien. Mises à part ces sources laser, vers 1996 sont apparus sur le marché des amplificateurs lumineux dans le domaine de 670 nm, délivrant une puissance jusqu'à 500 mW. Ces amplificateurs (MOPA, *Master Oscillator-Power Amplifier*) sont des heterostructures semiconductrices où on couple la lumière à amplifier dans un guide d'onde. Celui-ci termine sur la région de gain, qui a une forme d'entonnoir. L'onde progressive sortant du guide d'onde s'élargit et

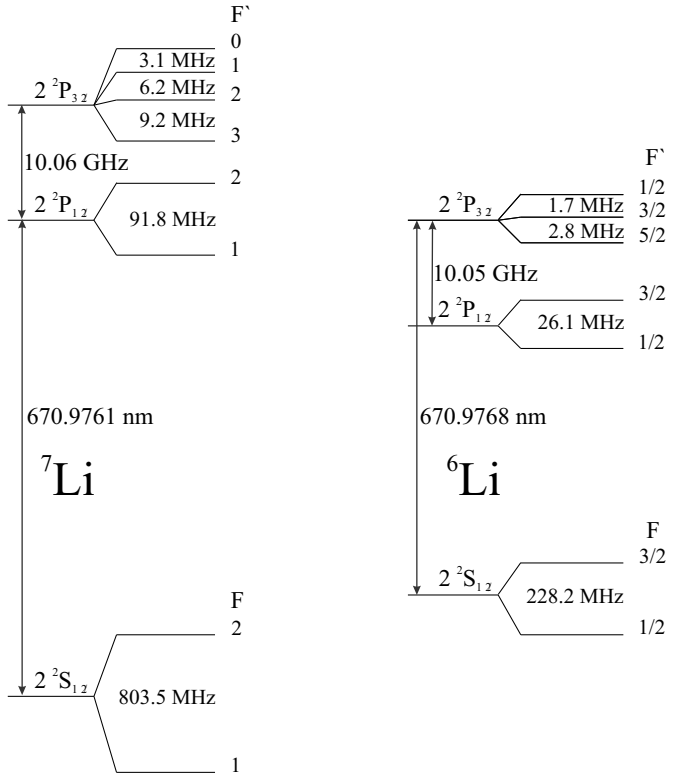

FIG. 3.5: *Schéma des niveaux énergétiques des deux isotopes du lithium. On notera la quasi coïncidence entre la raie D1 du ^7Li et la raie D2 du ^6Li.*

s'amplifie tout en gardant constante la densité d'énergie par unité de volume. Le facteur d'amplification est alors proportionnel au rapport des sections du guide d'onde à l'entrée et à la sortie de la région d'amplification.
Pour des raisons historiques aussi, car au laboratoire il y a une longue tradition de lasers à semi-conducteur, nous avons décidé d'utiliser un système hybride basé entièrement sur des éléments semi-conducteurs : des diodes laser et un MOPA.

Sur les figures 3.5 et 3.6 on voit que la structure hyperfine de l'état électronique excité est du même ordre que la largeur naturelle de la raie (5.9 MHz) pour l'isotope bosonique, et plus étroite pour l'isotope fermionique. En conséquence la description du PMO grâce à un le modèle à deux niveaux n'est plus valable puisque le taux de dépompage est du même ordre que le taux d'absorption des photons de refroidissement. Le laser repompeur doit avoir une saturation du même ordre que celle de la transition de refroidissement. La présence d'un faisceau repompeur unique introduirait une pression de radiation non équilibrée qui détruirait le PMO, il faut donc que la lumière du repompeur soit superposée à celle des faisceaux principaux sur les 6 faisceaux du PMO. En plus, comme nous voulons travailler avec deux isotopes en même temps, il faut toujours multiplier le nombre de fréquences nécessaires par 2. La source laser du

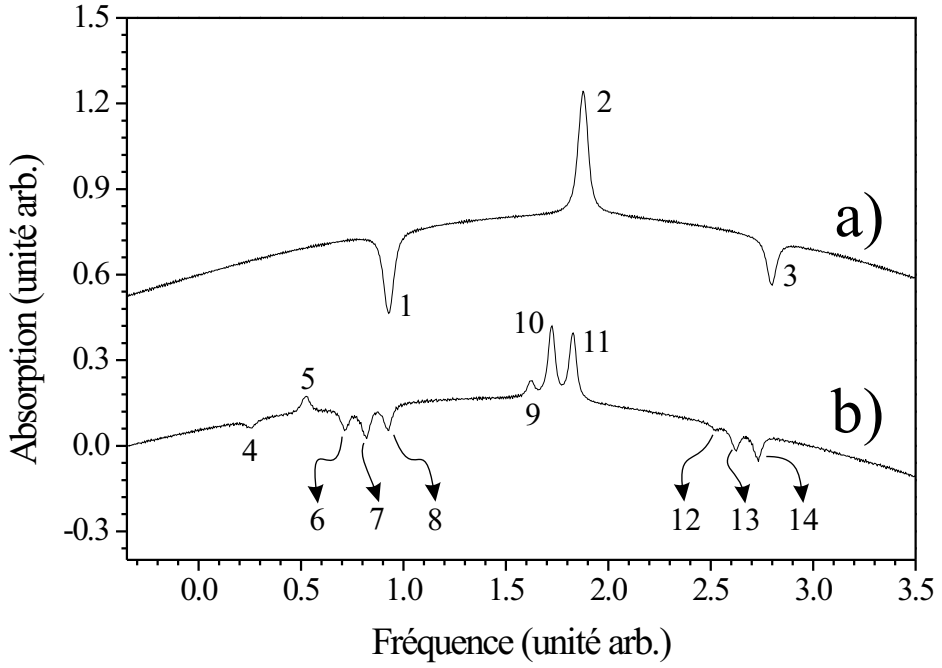

FIG. 3.6: *Spectre d'absorption sub-Doppler de la ligne D2 du* ^7Li *(a) et D1 (b), et de la ligne D2 du* ^6Li *(b). 1) multiplet partant de F = 2. 2) croisement de niveau (CN)* F = 1 − F = 2. *3) multiplet partant de F = 1. 4) multiplet partant de F = 3/2* ^6Li . *5) CN* F = 1/2 − F = 3/2 ^6Li . *6)* F = 2 → F′ = 1. *7) multiplet partant de F = 1/2* ^6Li *et CN* F = 2 → F′ = 1 − F = 2 → F′ = 2. *8)* F = 2 → F′ = 2. *9) CN* F = 2 → F′ = 1 − F = 1 → F′ = 1. *10) CN* F = 2 → F′ = 1 − F = 1 → F′ = 2 *et* F = 1 → F′ = 1 − F = 2 → F′ = 2. *11) CN* F = 1 → F′ = 2 − F = 1 → F′ = 2. *12)* F = 1 → F′ = 1. *13) CN* F = 1 → F′ = 1 − F = 1 → F′ = 2. *14)* F = 1 → F′ = 2.

PMO doit délivrer de la lumière avec 4 composantes de fréquence sur un intervalle de 10 GHz, dans le même mode spatial et de polarisation .
Une solution envisageable consiste à utiliser plusieurs sources et à superposer leurs faisceaux sur des cubes polariseurs ou non polariseurs. Cette méthode, qui marche pour deux faisceaux superposés [31], devient compliquée à utiliser si le nombre de composantes de fréquence augmente, et si le mode spatial du laser est de mauvaise qualité. Une autre solution consiste à ajouter à une fréquence porteuse des bandes latérales à l'aide de modulateurs électro-optiques. Cette solution aussi se révèle compliquée et peu flexible pour l'opération d'un PMO avec les deux isotopes de lithium. Elle ne permet pas de changer arbitrairement les rapports d'intensité relative des différentes composantes de fréquence, et, dans le cas spécifique du lithium, nécessite de faire marcher un modulateur électro-optique à une fréquence plutôt élevée (5 GHz). Nous avons choisi une solution originale qui se base sur l'injection d'un amplificateur à semi-conducteur avec plusieurs composantes de fréquences.

Par la suite je vais décrire les étapes de réalisation du système optique : après avoir stabilisé les laser sur les fréquences atomiques (section 3.3.1), on produit les fréquences dont on a besoin (fréquence principale et de repompe pour chaque isotope) par des modulateurs acousto-optiques et grâce à des fibres optiques on envoie sur la table principale la lumière, où l'expérience se déroule (section 3.3.2). Les sources laser à plusieurs fréquences pour le ralentisseur Zeeman et le PMO sont détaillées dans les sections 3.3.3 et 3.3.4 ; enfin je décris le système de détection dans la section 3.3.5.

3.3.1 Stabilisation des lasers

Le système laser comporte deux laser maîtres (un pour chaque isotope) stabilisés sur une raie du spectre sub-Doppler du ^{7}Li ou ^{6}Li , ensuite on dérive par des modulateurs acousto-optiques les fréquences dont on a besoin et seulement au dernier moment on augmente la puissance lumineuse par une ou deux étapes d'amplification.

Les lasers maîtres sont des diodes laser (Spectra Diode Laboratories SDL-7311-G1) stabilisées sur une cavité extérieure, avec un réseau optique, en configuration Littrow. La longueur de la cavité de 1 cm environ rend le laser très stable puisque la distance entre saut de mode est de 15 GHz. La lentille de collimation est une lentille asphérique (Geltech $f = 4.5$ mm, ouverture numérique 0.55) traitée anti-reflet. La cellule utilisée pour faire la spectroscopie sub-Doppler et pour stabiliser activement les lasers est constituée par un tube d'acier (diamètre 3 cm, longueur 45 cm) bouché aux extrémités par des fenêtres en verre (BK7). Un élément chauffant de Thermocoax soudé chauffe la partie centrale du tube à 300 ^{0}C environ, et les bouts sont refroidis à l'eau. Ceci empêche le gaz de lithium d'atteindre les fenêtres et de les faire noircir.

A l'intérieur de la cellule vapeur, une pression de 10 mTorr environ d'argon réduit le libre parcours moyen entre collisions pour éviter que les atomes de lithium puissent atteindre les fenêtres en vol balistique : le lithium diffuse dans l'argon vers les parois de la cellule ou les fenêtres. A cause du gradient de température le long de la cellule, dès que les atomes s'éloignent de la région centrale, ils restent collés aux parois et n'atteignent pas les fenêtres. Une toile en acier inox (Alpha, diamètre fil 0.14 mm, type 304) recycle par capillarité les atomes dans la région d'évaporation. La pression d'argon est réglée à la construction de la cellule pour ne pas introduire un élargissement collisionnel sur le spectre d'absorption sub-Doppler.

Les laser maîtres sont stabilisés par spectroscopie sub-Doppler dans une configuration *modulation-transfer* [90] (figure 3.7 a et b) : un faisceau pompe, modulé en fréquence par un modulateur acousto optique (AOM), est contrepropageant avec le faisceau sonde dans la cellule de spectroscopie. La modulation en fréquence du faisceau pompe introduit une modulation sur les populations sondées par le faisceau sonde et, à l'aide d'une détection synchrone, on extrait le signal dispersif nécessaire pour le verrouillage des lasers. Le signal de verrouillage est envoyé sur un cristal piézoélectrique qui règle la longueur de la cavité extérieure du laser, pour stabiliser les fluctuations à

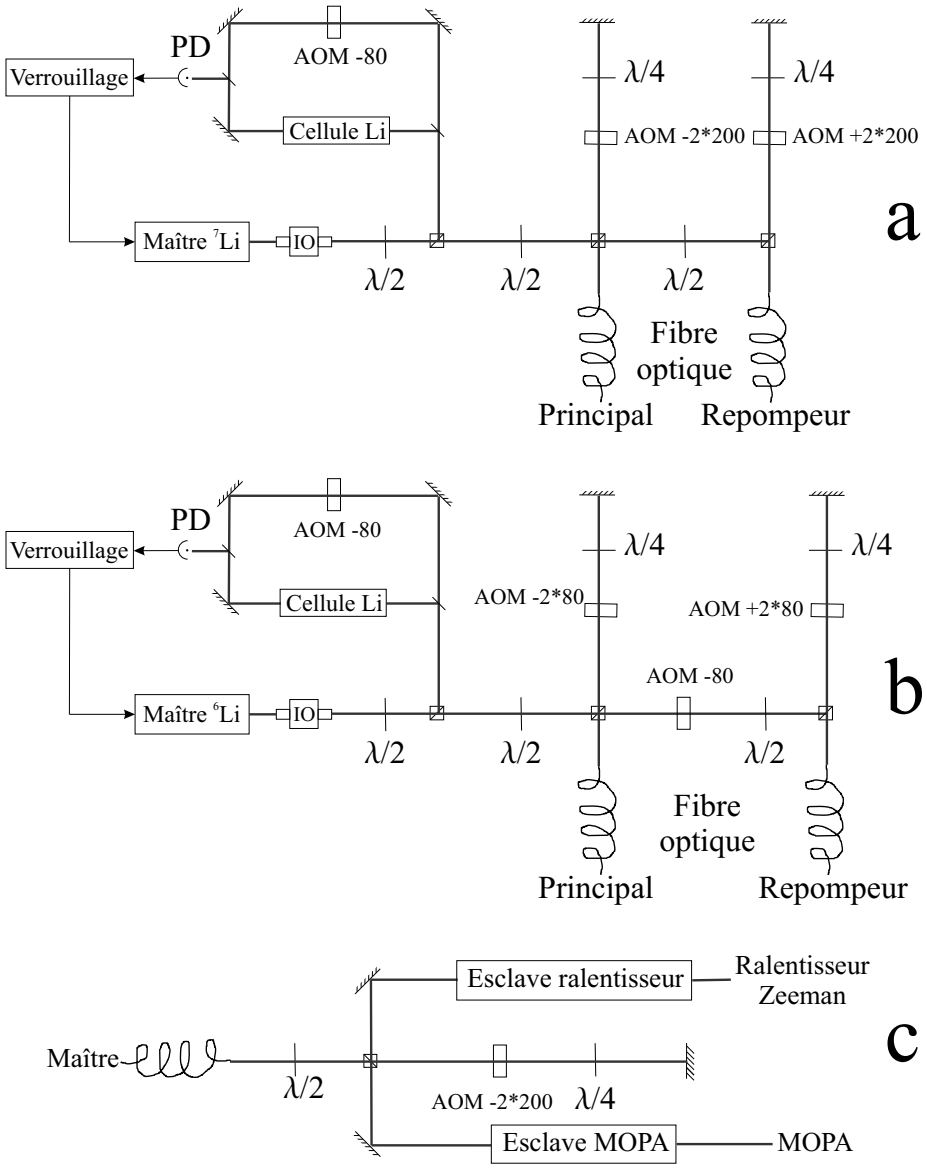

FIG. 3.7: *Schéma du verrouillage du laser maître, et de la production des fréquences principales et de repompage pour le* ^{7}*Li (a) et* ^{6}*Li (b). c) module de partage de la lumière d'injection pour les laser esclaves du MOPA et du ralentisseur Zeeman. IO : isolateur optique.*

basse fréquence du laser, et sur l'alimentation en courant de la diode, pour stabiliser les fluctuations à haute fréquence. La bande passante de la boucle de verrouillage est de l'ordre de quelque KHz.

3.3.2 Production des fréquences

Au cours de l'expérience on utilise un nombre considérable de fréquences laser, chaque opération (ralentissement Zeeman, piégeage magnéto-optique, détection, et pompage optique) nécessitant une fréquence principale et une fréquence de repompage, ceci pour les deux isotopes. Il est clair qu'on a fait un large usage des AOM. La figure 3.7 décrit les modules principaux employés. On a exploité également quelques petites ruses pour minimiser le nombre de cristaux AOM et rendre l'ensemble du système optique aussi stable que possible.

Tout d'abord les laser maîtres et l'optique de génération des fréquences principales et de repompage se trouvent sur une autre table par rapport à celle de l'expérience proprement dite. On gagne ainsi de l'espace, et on éloigne les laser des possibles sources de bruit acoustique et électro-magnétique (comme les alimentations de courant et les bobines du piège magnétique), et on introduit des points fixes le long du trajet des lasers (les alignements des laser maîtres et esclaves sont ainsi découplés). En envoyant par fibre optique la lumière de la table optique « maîtres » à la table optique principale on s'affranchit de toutes fluctuations dues aux variations de direction du faisceau. On garde les alignements des injections des lasers esclaves si on modifie les alignements en amont des fibres. La perte de puissance (typiquement 50 %) due à l'introduction des fibres optiques (de plusieurs marques, mais toujours à maintien de polarisation) est largement compensée par le gain sur la facilité de l'injection des laser esclaves dû à l'action filtrante sur le mode spatial des lasers maîtres. Les cristaux AOM de préparation des fréquences sont aussi utilisés comme interrupteurs optiques pour ne pas avoir de photons résonnants sur la table principale pendant la phase de l'évaporation ; leur temps de réponse est typiquement la centaine de ns.

Les fréquences du ralentisseur Zeeman et PMO sont produits par des sources laser dédiées (MOPA injecté avec plusieurs fréquences ou plusieurs lasers esclaves), tandis que les fréquences pour toutes les autres applications sont « recyclées » à partir des lasers esclaves du MOPA et préparées à la bonne fréquence par d'autres cristaux AOM. La figure 3.7 c représente le module de génération des fréquences du ralentisseur Zeeman à partir de la fréquence PMO correspondante.

3.3.3 Source laser du ralentisseur Zeeman

Le ralentisseur Zeeman nécessite lui aussi un faisceau laser avec quatre composantes de frequence[1] dans le même état de polarisation, mais il est moins critique pour ce qui concerne la qualité de la superposition des modes spatiaux. Les faisceaux de quatre laser esclaves sont rendus parallèles, de même taille et mis l'un à côté de l'autre à une distance de 3 mètres environ de la fenêtre terminale du ralentisseur Zeeman. Avant d'entrer dans

[1]dans la région de renversement du champ magnétique (région de *spin-flip*) les atomes sont dépompés dans le mauvais sous niveau hyperfin.

le ralentisseur Zeeman les faisceaux sont presque superposés et un télescope les prépare à la taille correcte et à la bonne divergence : focalisés au niveau de la vanne qui sépare le four de la région à ultra-vide, avec un diamètre de 1.5 cm au niveau du PMO. Les faisceaux, qui sont polarisés linéairement jusqu'à la sortie du télescope, sont ensuite polarisés circulairement par une lame de retard $\lambda/4$.

3.3.4 Injection du MOPA à plusieurs fréquences

Les lasers à semi-conducteur sont devenus des outils fondamentaux dans le domaine de la spectroscopie à haute résolution, comme dans le refroidissement laser. Les principaux avantages, par rapport aux autres sources laser à colorant ou à état solide, résident en leur coût limité, leur fiabilité, et leur facilité d'emploi. D'autre part, la puissance que ces sources peuvent délivrer dépend de la longueur d'onde à laquelle l'on s'intéresse. A 670 nm, par exemple, les diodes laser mono-mode délivrent au plus 30 mW.
L'arrivée sur le marché des amplificateurs optiques semiconducteurs [91] a donné une forte impulsion au développement des sources laser car ils donnent accès à un large domaine de longueurs d'onde, tout en gardant une puissance optique respectable (de l'ordre de 0.5 W). L'amplification de lumière par injection de quelque mW de lumière laser de bonne qualité spectrale dans un MOPA, et la vérification que ce dernier n'introduit pas de bruit appréciable [92, 93, 94], ont montré l'importance que ces objets peuvent avoir en physique atomique.
Notre exigence spécifique pour l'expérience était une source laser capable de délivrer plusieurs composantes de fréquence dans le même mode spatial et de polarisation. C'est pour cette raison que nous avons exploité l'amplificateur le plus possible dans son régime d'amplification linéaire. On va voir par la suite que la linéarité de l'amplificateur risque d'être difficile à réaliser car, pour des raisons expérimentales, l'amplificateur fonctionne dans le régime de forte saturation. Il existe également des conditions où l'amplificateur peut avoir un comportement fortement non-linéaire. Cependant je vais montrer que pour nos applications le comportement est essentiellement linéaire, dans la mesure où le spectre d'un faisceau laser à plusieurs composantes de fréquences est conservé. On va voir que les innovations introduites par cette source portent sur :

- la possibilité d'introduire un nombre en principe arbitraire de composantes de fréquences, en ajoutant des « modules de superposition de fréquence »,
- la possibilité d'avoir des composantes de fréquences sur toute la région de gain de l'amplificateur (qui dans notre cas a une largeur de 10 nm),
- l'assurance d'obtenir un unique mode spatial de polarisation fixée : un filtrage successif à l'étape d'amplification ne change pas les propriétés spectrales de la lumière.

La source laser à plusieurs composantes de fréquence est composée par un amplificateur optique monté en configuration *master oscillator-power amplifer* (MOPA) centré à 671 nm qui produit 170 mW sur quatre composantes de fréquences dans le même mode

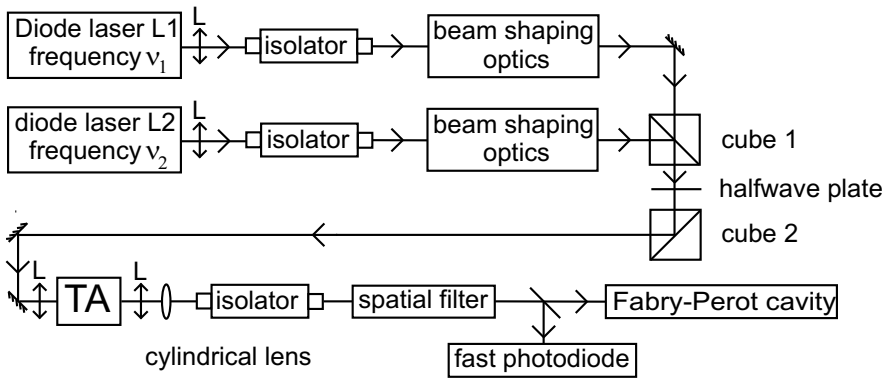

FIG. 3.8: *Schéma du MOPA dans la configuration à deux fréquences utilisée pour les tests préliminaires. L'analyseur de spectre Fabry-Perot a été utilisé pour mesurer l'intensité relative des composantes de fréquence. Une photodiode rapide connectée à un analyseur de spectre RF fournit le décalage en fréquence entre chaque composante et le bruit introduit par l'amplificateur. TA (Tapered Amplifier) représente l'amplificateur optique.*

de polarisation et spatial (mode gaussien). La superposition des différentes composantes de fréquence s'effectue en injectant l'amplificateur à semi-conducteur (Spectra Diode Laboratories réf. SDL-8630) avec la lumière produite par quatre diodes laser (diodes esclaves) stabilisées. La source a été caractérisée dans une configuration à deux composantes de fréquences (voir annexe A), et ensuite généralisée à quatre composantes de fréquences pour piéger les deux isotopes de lithium en même temps.

Quatre lasers esclaves de 30 mW (Spectra Diode Laboratories reference SDL-7311-G1) sont injectés avec la lumière amenée par fibre optique provenant des laser maîtres. Cette lumière d'injection est préparée à la fréquence du PMO moins 80 MHz. Ce décalage permet d'ajouter un AOM après le MOPA pour moduler ou couper l'intensité lumineuse du PMO.

La lumière émise par chaque esclave est collimatée par des lentilles asphériques (Geltech f=4.5 mm ; N.A. 0.55). Les faisceaux sont superposés par paires[2] sur des cubes polariseurs (voir figure 3.8). Les composantes de fréquence ont une polarisation linéaire orthogonale l'une par rapport à l'autre. A l'aide d'une lame de retard $\lambda/2$ et d'un autre cube polariseur on peut régler le rapport d'intensité des deux composantes de fréquence avec polarisation linéaire horizontale (qui est la polarisation à utiliser pour l'injection de l'amplificateur optique). Les faisceaux superposés sont alors injectés dans l'amplificateur. Un point critique de cette source est la qualité de l'injection car l'efficacité de la source dépend d'une façon importante de la précision de celle-ci. La fenêtre d'entrée de l'amplificateur émet quelque mW de lumière de fluorescence vers

[2]On superpose le couple de faisceaux principaux et le couple de faisceaux de repompage d'abord, et ensuite on superpose les faisceaux principaux et repompeurs.

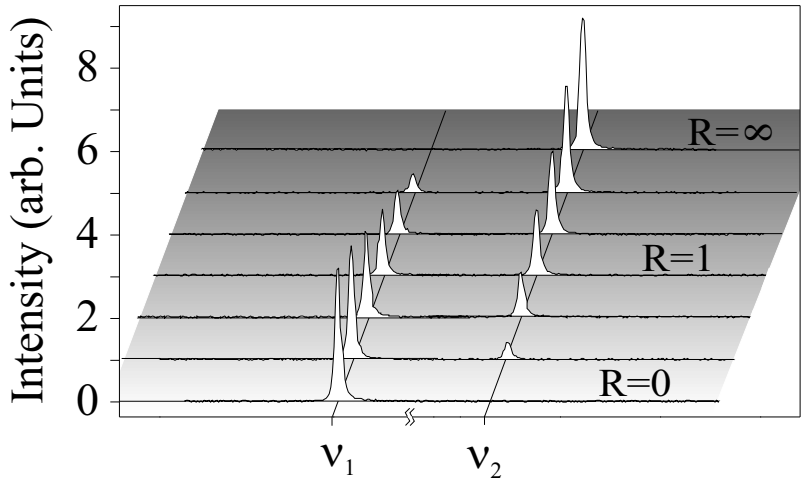

FIG. 3.9: *Spectre du TA injecté avec deux composantes de fréquence décalées de 10 GHz. Le MOPA amplifie linéairement le signal d'entrée sans introduire de bandes latérales appréciables. Le rapport d'intensité entre les deux composantes de fréquence R est réglable arbitrairement entre 0 et* ∞.

l'arrière, qui est très utile pour optimiser l'injection : les divergences et les tailles de la lumière de fluorescence et des faisceaux injecteurs sont adaptées. En utilisant la même lentille Geltech que celle des lasers esclaves pour focaliser la lumière dans l'amplificateur, puisque les divergences des diodes laser et MOPA « facette arrière » sont presque les mêmes, on obtient automatiquement les mêmes tailles sur les faisceaux parallèles. L'amplificateur est stabilisé en température par une jonction Peltier à 11 ^{0}C environ. Cette valeur est le résultat d'un compromis entre l'augmentation de l'efficacité quantique des semi-conducteurs à des températures de l'ordre de 0-10 ^{0}C, et le risque d'avoir de la condensation sur la facette d'entrée ou de sortie de l'amplificateur. L'amplificateur est fermé dans une boîte d'aluminium, percée pour laisser passer les faisceaux laser, et soumis à un faible débit continu d'air (séché sur des cristaux Rubson et filtré par deux filtres à papier et charbon actif).

La puissance totale d'injection avant l'amplificateur (avec la bonne polarisation) est de 15 mW environ. Avec cette puissance on sature l'amplificateur et on réduit la lumière de fluorescence. A la sortie de l'amplificateur la lumière est collimatée verticalement par le même objectif utilisé pour l'injection. Le fort astigmatisme de l'amplificateur est corrigé par une lentille cylindrique[3] (f=100 mm). Le faisceau est ensuite filtré spatialement par un trou de filtrage et traverse un AOM à 80 MHz pour pouvoir moduler son intensité ou le couper sur une échelle de temps de l'ordre de la μs. La puissance lumineuse à la sortie du trou de filtrage est typiquement de 180 mW.

[3]Ce choix de lentille résulte de la recherche d'un faisceau parallèle et circulaire à la sortie de la source laser MOPA.

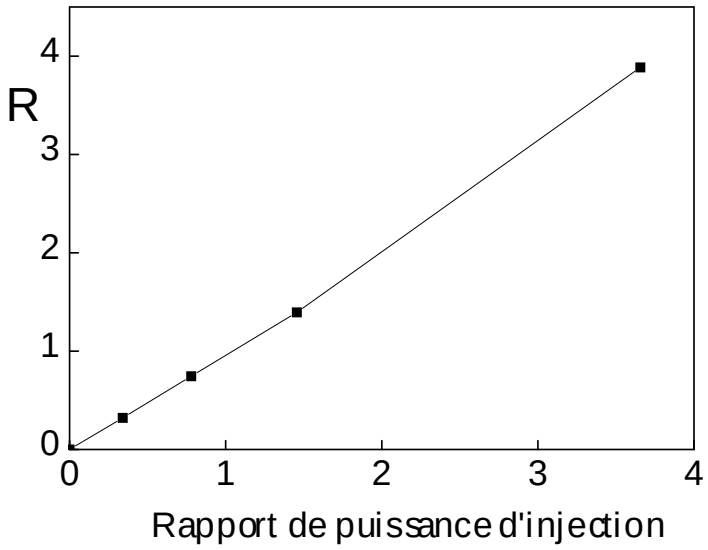

FIG. 3.10: *Linéarité de la réponse de l'amplificateur. Le rapport d'intensité des fréquences d'injection et de sortie R coïncident à différent régimes. Le décalage des fréquences d'injection est de 10 GHz.*

En injectant l'amplificateur avec deux composantes de fréquence, on trouve que pour un décalage en fréquence δ entre les faisceaux plus large que 2 GHz le signal de sortie est constitué essentiellement des deux composantes de fréquence amplifiées, comme illustré en figure 3.9 pour δ=10 GHz. En changeant l'intensité relative des faisceaux d'injection on peut varier le rapport de puissance R des deux composantes amplifiées. Bien que l'amplificateur fonctionne en régime de forte saturation, R est proportionnel au rapport de puissance des faisceaux injectants (figure 3.10). Avec une photodiode rapide nous avons vérifié que l'étape d'amplification n'ajoute pas de bruit de fréquence. A moins de 10 Hz (résolution de l'analyseur de spectre), le battement entre les deux faisceaux injectant est le même que la note de battement δ dans le faisceau amplifié. Pour des décalages δ plus petits que $\sim$2 GHz des bandes latérales supplémentaires, espacées de δ l'une de l'autre apparaît, (voir figure 3.11). Le battement entre les faisceaux d'injection module les propriétés du gain de l'amplificateur avec une fréquence δ et introduit des bandes latérales par amplification paramétrique. L'étude systématique de ces bandes latérales est présente en annexe A, ici je rappelle juste les valeurs maximales de puissance perdue dans les bandes latérales pour les décalages δ d'intérêt : δ = 200 MHz 26 %, δ = 800 MHz 15 %, δ = 10 GHz moins de 1 %. L'analyse du comportement du MOPA nous montre que l'existence des bandes latérales ne pose pas de problème pour le PMO à deux isotopes. On aurait pu rencontrer deux types d'inconvénients : une perte de puissance trop importante dans les bandes latérales, ou l'apparition de composantes de fréquence mauvaises pour la manipulation des atomes. En ce qui concerne ce dernier point, d'après le schéma des niveaux du ^{6}Li et ^{7}Li (figure 3.5) on voit déjà

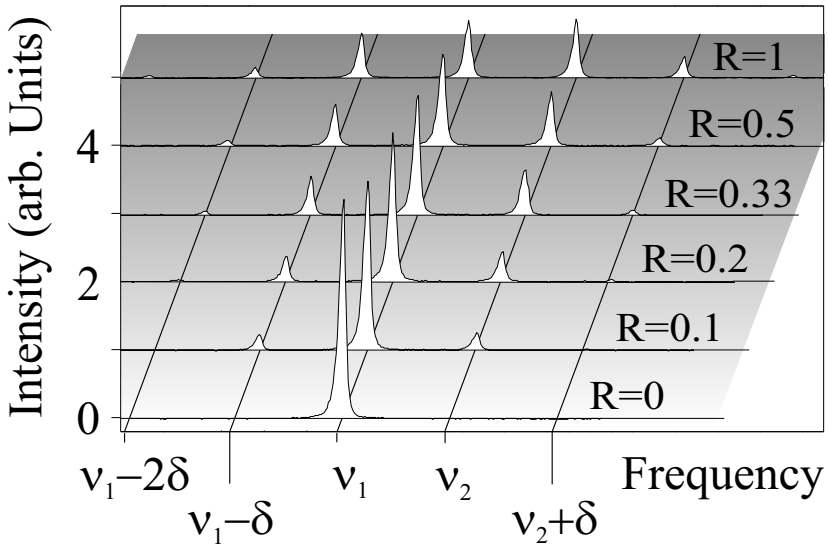

FIG. 3.11: *Spectre du MOPA injecté avec deux composantes de fréquence décalées de 100 MHz. Des bandes latérales supplémentaires apparaissent à cause de la modulation des propriétés optiques du milieu actif dû au battement entre les deux fréquences d'injection.*

qu'il n'y a pas de nouveaux problèmes. En ce qui concerne la perte de puissance dans les bandes latérales, là aussi il n'y a pas de complication. Comme cela est expliqué en section 5.1 le rapport d'intensité optimale entre les composantes de fréquence est dans l'ordre 8 : 8 : 2 : 1 pour principal et repompeur du ^{7}Li, principal et repompeur du ^{6}Li ; la majorité de puissance est répartie entre les deux composants du ^{7}Li décalées de 800 MHz avec un rapport d'intensité R=1. La puissance perdue provient presque uniquement du battement entre ces deux composantes puisque le battement à 10 GHz est négligeable (toujours $< 1\%$) et le battement des fréquences pour le ^{6}Li (décalé de 228MHz) est faible à cause de la faible amplitude des composantes du ^{6}Li . On peut alors estimer à 15% la puissance laser perdue dans cette configuration. En annexe A on trouve une description plus approfondie de la caractérisation de la source laser à plusieurs fréquences.

3.3.5 Système d'imagerie

La technique principale de détection adoptée dans l'expérience repose sur l'imagerie par absorption de faisceaux lasers résonnants. L'image de l'ombre du faisceau imageur, due à la diffusion de lumière des atomes, est focalisée sur une caméra CCD pour obtenir son profil spatial. Les images sont ensuite traitées par ordinateur pour obtenir la densité spatiale atomique intégrée le long de la direction de propagation du faisceau imagerie. Si on coupe le piège (magnétique ou magnéto-optique) et si on laisse s'étendre

balistiquement le nuage, chaque prise d'image correspond à un moment instantané de la dynamique atomique. En faisant varier le temps d'expansion atomique (typiquement entre 150 μs et quelque ms) on peut alors dériver la distribution spatiale à l'instant initial, et la température du gaz. Cette technique de mesure est normalement appelée imagerie en temps de vol.
Si z est la direction de propagation du faisceau sonde, le profil du faisceau sonde $I(x, y)$ s'écrit

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} n(x,y,z)\, dz}, \tag{3.3}$$

où $I_0(x, y)$ est le profil d'intensité de la sonde sans atomes, σ est la section efficace de diffusion des atomes, et $n(x, y, z)$ est la densité atomique 3D. De l'équation 3.3 on déduit la densité spatiale intégrée le long de la direction du faisceau imagerie

$$n(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z)\, dz = \frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_0(x, y)}{I_(x, y)}, \tag{3.4}$$

et ensuite le nombre d'atomes et la largeur de la distribution spatiale. En fait, à chaque prise de données, en plus des profils de faisceau avec et sans atomes, on prend une troisième image sans faisceau sonde. Cette image, qui contient le bruit dû à la lumière de fond et aux électrons « thermiques » produit dans le CCD, est soustraite aux deux profils de la sonde avant de faire le rapport de l'équation 3.4.

Le système de détection optique adapté à une expérience où l'échantillon est transféré entre deux régions au cours de la séquence expérimentale et portant sur deux espèces atomiques différents doit présenter les caractéristiques suivantes :

- détecter les espèces atomiques sélectivement,
- permettre de changer l'espèce détectée d'une façon « automatisable »,
- gérer la prise d'images avec plusieurs caméras focalisées sur les différents endroits où la manipulation se déroule.

Le système de détection optique que nous avons mis en place utilise deux caméras : une de moyenne qualité (I2S réf. iMC500, caméra standard vidéo déclenchable) pour vérifier le bon fonctionnement de l'expérience dans la région du PMO, une caméra bien plus performante (Andor Technologies, réf. V437-BV, caméra *slow-scan*, *frame transfer*, efficacité quantique 90%, 512×512 pixels, taille du pixel 13 μm^2) pour observer les atomes dans la région de piégeage magnétique final. 4 fréquences laser sont utilisées : fréquence principale et de repompe pour chaque isotope. Ces faisceaux sont issus des laser esclaves qui injectent le MOPA en utilisant ou bien les cubes polariseurs installés pour superposer les différents faisceaux (pour les faisceaux de repompage), ou bien des cubes polariseurs supplémentaires (pour dériver les fréquences principales du ^{7}Li et ^{6}Li séparément).
Les faisceaux principaux, avant d'être superposés sur un cube polariseur et couplés dans la même fibre optique à maintien de polarisation, peuvent être interrompus par

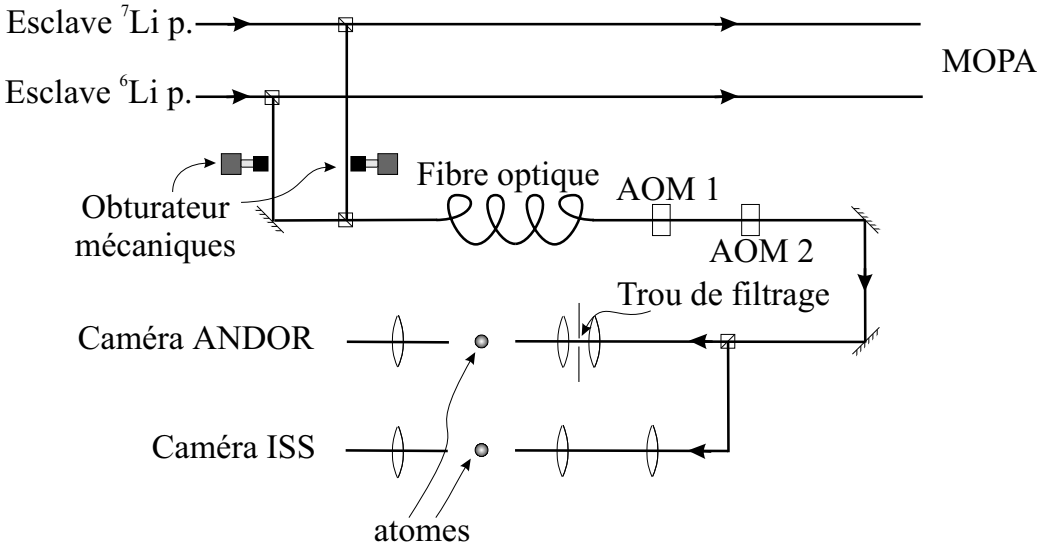

FIG. 3.12: *Schéma du système optique pour les fréquences principales d'imagerie. Les lames à retard $\lambda/2$ ne sont pas représentées sur le dessin.*

des obturateurs mécaniques clic-clac (voir figure 3.12) pour choisir sélectivement quel isotope détecter. Les 2 impulsions de lumière de prise d'image (image d'absorption avec atomes et profil du faisceau laser sans atomes) sont produites par deux AOM en cascade dont la puissance radiofréquence est gérée par un générateur de fonction SRS. Il faut utiliser deux AOM en cascade puisque le rapport de la puissance transmise d'un AOM en fonction ou éteint (typiquement 10^4) n'est pas suffisant pour ne pas avoir un signal résiduel sur la caméra Andor. En fait, les effets de cette lumière de fond sont amplifiés à cause du temps minimal d'exposition de la caméra (10 ms), qui est long par rapport au temps d'allumage du faisceau imagerie (50 μs environ). Les fréquences des AOM 1 et 2 de la figure 3.12 (+200 MHz et -80 MHz respectivement) sont gardées fixes et les changements fins de fréquences sont faits à partir des laser maîtres lors de la production des fréquences principales et de repompage (voir section 3.3.2). Pour pouvoir changer les fréquences des faisceaux imagerie dans le bleu et dans le rouge de la transition, les fréquences choisies pour AOM 1 et 2 sont telles que la lumière pour l'opération du PMO soient aussi proches que possibles des conditions de résonnance des faisceaux d'imagerie.

La calibration de la caméra peut être faite ou bien à partir de l'agrandissement du système de focalisation du nuage sur le CCD et la taille des pixels, ou bien en prenant l'image d'une règle graduée positionnée avant et après la région de détection : la moyenne des calibrations ainsi obtenues sera la calibration à adopter.
Le nombre d'atomes est donné à un facteur 2 près essentiellement à cause de l'incertitude sur la section efficace de diffusion. En fait, si on étudie les atomes dans un PMO, on sonde entre un niveau hyperfin de l'état électronique fondamental et le multiplet de l'état électronique excité, entre toutes les combinaisons permises, ce qui introduit une

indétermination sur la valeur du coefficient Clebsch-Gordan à utiliser. Une autre source d'incertitude vient du fait qu'à cause de la structure hyperfine très étroite, les atomes sont souvent dépompés dans le mauvais sous niveau hyperfin et repompés par un faisceau repompeur. Pour tenir compte de tous ces effets, nous avons décidé d'utiliser une valeur moyenne pour les coefficients Clebsch-Gordan égale à la moyenne quadratique des Clebsch possibles, qui vaut environ 1/2.

3.4 Gestion de l'expérience par ordinateur

La gestion de l'expérience et la prise de données repose sur deux ordinateurs synchronisés l'un sur l'autre. Le premier ordinateur, dont la puce est un Intel 486 qui tourne à 75 MHz, gère toute la séquence temporelle de l'expérience. Le programme de gestion, écrit en Turbo-Pascal, tourne sous MS-DOS pour s'affranchir des problèmes typiques de temporisation que l'on peut rencontrer en utilisant MS-Windows comme système d'exploitation. Les différentes parties de l'expérience sont contrôlées par un BUS à 16 bits d'information plus les bits d'adresse et de synchronisation. En fonction des nécessités, on branche sur le BUS différentes boîtes électroniques construites à l'atelier d'électronique du LKB. Actuellement nous avons installé trois modèles de boîte électronique : une avec 16 sorties digitales avec niveaux logiques TTL, une avec 4 sorties analogiques à 16 bits, et une avec 4 sorties analogiques à 16 bits chacune avec une masse flottante. Toutes les boîtes sont dotées d'une entrée TTL de sécurité qui programme les sorties au niveau 0 quand le signal de contrôle est 0. Cette sécurité est utilisée notamment pour la gestion du piège magnétique, où la boîte qui veille le bon fonctionnement du système de refroidissement des bobines, active ou coupe le courant dans les bobines en ouvrant les interrupteurs et en programmant les alimentation de courant à 0. L'ordinateur de gestion de l'expérience est opto-isolé par rapport au BUS pour éviter que d'éventuelles surtensions au niveau des boîtes électroniques se déchargent sur l'ordinateur. Les boites électroniques chargées du contrôle du piège magnétique présentent une étape ultérieure d'opto-isolation pour garantir l'indépendance des masses des sorties.

Le deuxième ordinateur est un Pentium à 450 MHz. Il gère les caméras via un programme écrit en C++ par Florian Schreck, Vision, qui traite les données aussitôt. La gestion des caméras comprend aussi la stabilisation en température de la puce CCD de la caméra Andor.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre je viens de décrire les éléments les plus importants du montage expérimental. Le ralentisseur Zeeman, qui présente la particularité d'avoir une région de renversement du champ magnétique et un four à recyclage, s'est révélé dans la suite une source d'atomes froids adaptée aux besoins prévus. Pour ce qui concerne le système

optique, on peut mentionner la grande stabilité de l'ensemble sur la journée. Il est très rare que les laser maîtres se déverrouillent pendant une journée, et la stabilité des 8 injections des diodes laser esclaves et de l'injection du MOPA permet le fonctionnement continu de l'expérience sur plusieurs heures, ce qu'il faut pour tirer profit de la gestion totalement automatisée de l'expérience par ordinateur.

Chapitre 4

Piégeage magnétique

Les expériences sur la production de gaz dégénérés d'atomes menées jusqu'à maintenant se fondent toutes sur le refroidissement évaporatif (voir l'introduction) dans des pièges conservatifs magnétiques [95, 96].

Dans ce chapitre je vais décrire le principe du piégeage magnétique et les types de piège que nous avons décidé d'utiliser. Une importante partie de mon travail de thèse a été le dessin et la réalisation d'un piège magnétique à fort confinement. Pour ceci nous avons réalisé un système innovant où la région de prérefroidissement laser et celle où le refroidissement évaporatif à lieu sont séparées spatialement. Le transfert entre les deux régions est fait à l'aide d'un ascenseur magnétique dont le principe de fonctionnement et la construction sont décrits dans les sections 4.1 et 4.2. Dans la section 4.3 je vais entrer dans le détail des dimensions physiques des bobines et du confinement qu'elles peuvent produire.

4.1 Principe du piégeage magnétique

Un dipole magnétique $\vec{\mu}$ dans un champ magnétique $\mathbf{B}$ possède une énergie magnétique

$$E(B) = -\vec{\mu} \cdot \mathbf{B} \tag{4.1}$$

et donc est soumis à une force

$$\mathbf{F} = -\vec{\nabla} E(B) = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \mathbf{B}) \tag{4.2}$$

Si le dipole est aligné selon le sens du champ magnétique, l'énergie magnétique devient de plus en plus négative quand on augmente le module de $|\mathbf{B}|$: le dipole est poussé vers les régions de champ magnétique plus intense. Au contraire, si le dipole est orienté dans la direction opposée au champ magnétique, il sera poussé vers les régions à champ magnétique plus faible. Le dipole peut être localisé autour d'un extrêmum du module du champ. Par ailleurs les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum

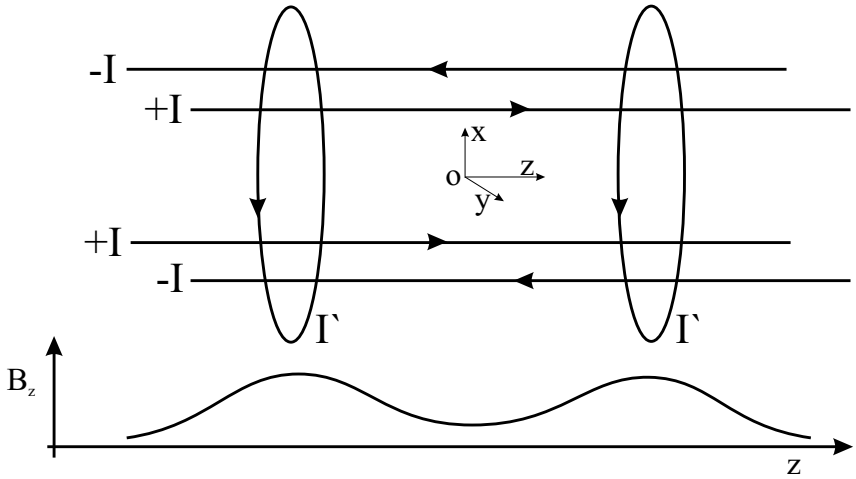

FIG. 4.1: *Schéma du piège magnétique Ioffe-Pritchard : deux bobines (dites bobines « pinch ») sont alignées sur le même axe (axe du piège, $\hat{z}$) et alimentées avec un courant I' en configuration Helmholtz . Parallèlement à l'axe du piège quatre fils (barres de « Ioffe ») sont alignés sur les coins d'un carré et alimentés avec un courant I de telle façon que sa direction soit opposée par rapport à celle des fils adjacents. Une autre paire de bobines, non représentées sur la figure, plus grandes que les bobines pinch, est montée de la même façon, mais avec un courant opposé pour compenser presque totalement le champ magnétique au centre du piège produit par les bobines pinch.*

local pour un champ magnétique statique dans le vide (théorème de Wing [97]). Par contre on peut créer des configurations de champ magnétique statique avec un minimum du module (nul ou fini) et piéger des dipoles dont la direction est opposée à celle du champ magnétique. Dans notre cas spécifique le dipole sera un atome de lithium dans un des deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental électronique.

Nous avons choisi un piège magnétique de type *Ioffe-Pritchard* [98]. Puisqu'il ne présente pas de zéro de $|\mathbf{B}|$ les atomes ne sont pas sujets aux pertes dues aux transitions non-adiabatiques [1]. Dans cette configuration le champ magnétique est la somme des champs produits par les bobines de confinement dans la direction principale du piège, par convention appelées bobines « *pinch* », 4 barres de confinement radiale, appelées barres de « *Ioffe* » dans la suite, et des bobines de compensation qui réduisent le champ magnétique résiduel $|B_0|$ au centre du piège.

On considère le champ produit par les bobines *pinch*. Les deux bobines se trouvent aux points $z = a$ et $z = -a$, et sont alignées de façon que leurs axes se superposent et coïncident avec l'axe z (axe du piège, voir figure 4.1). Si R est le rayon des bobines et

[1] Dites aussi « transitions Majorana ». Ces transitions apparaissent quand, à cause du changement de la direction du champ magnétique le long de la trajectoire atomique, le dipole change sa direction par rapport à celle du champ magnétique.

si le courant I circule dans la même direction, le champ à l'origine est :

$$|\mathbf{B}(0,0,z)| = B_z(0,0,z) = \mu_0 I \left(\frac{R^2}{2\left(R^2+(a-z)^2\right)^{3/2}} + \frac{R^2}{2\left(R^2+(a+z)^2\right)^{3/2}} \right) \quad (4.3)$$

en développant autour de l'origine on obtient :

$$B_z(0,0,z) \simeq B_0 + \frac{1}{2}B''z^2 \quad (4.4)$$

où

$$B_0 = \mu_0 I \frac{R^2}{(R^2+a^2)^{3/2}} \quad \text{et} \quad B'' = \mu_0 I \frac{3R^2}{2\left(R^2+a^2\right)^{5/2}} \left(4a^2 - R^2\right) \quad (4.5)$$

Le paramètre B'' est appelé courbure axiale du champ.

Le champ magnétique produit par les barres *Ioffe* est équivalent au champ produit par quatre fils parallèles (le long de l'axe z) placés sur les coins d'un carré de diagonale d, où la direction du courant est la même pour les fils sur la même diagonale et opposé si les fils appartiennent à 2 diagonales différents (figure 4.1). Par symétrie du système on obtient l'expression du champ au voisinage de l'origine :

$$\mathbf{B}(x,y,z) = \begin{pmatrix} B'x \\ -B'y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

$$\text{où} \quad B' = \frac{2\mu_0 I}{\pi d^2} \quad (4.7)$$

Le champ est un champ quadrupolaire $2D$.

Le champ magnétique total du piège Ioffe-Pritchard aux alentours de l'origine est alors :

$$\mathbf{B} \simeq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 + \frac{1}{2}B''z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B'x \\ -B'y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Pour un atome dont le dipole magnétique $\vec{\mu}$ est antiparallèle à $\mathbf{B}$ le potentiel de confinement est directement proportionnel à $|\mathbf{B}|$:

$$U(\mathbf{r}) = \mu|\mathbf{B}| \quad (4.9)$$

$$\simeq \mu\sqrt{(B_0 + \frac{1}{2}B''z^2)^2 + B'^2(x^2+y^2)} \quad (4.10)$$

$$\simeq \mu B_0 + \frac{1}{2}\mu B''z^2 + \frac{\mu B'^2}{2B_o}(x^2+y^2) \quad (4.11)$$

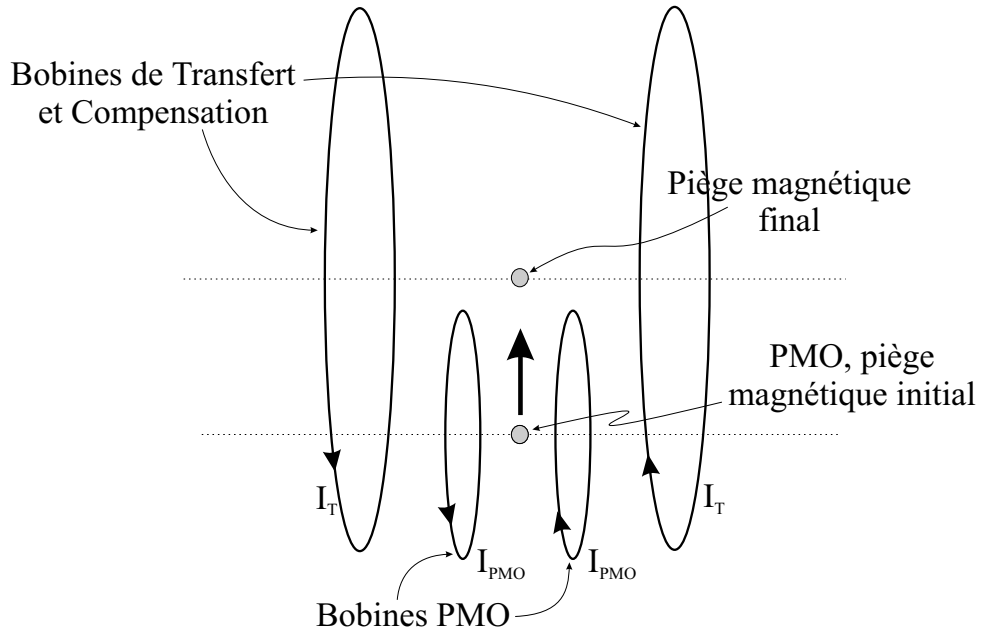

FIG. 4.2: *Schéma du transfert magnétique des atomes de la région de piégeage magnéto-optique à la région finale de piégeage magnétique. Les paires de bobines du PMO et de transfert sont montées en configuration anti-Helmholtz pour obtenir un champ quadrupolaire 3D. Les axes des deux paires sont décalés verticalement de 5 cm. En faisant varier le rapport des courants I_{PMO} et I_{T} le centre du quadrupole résultant de la somme des deux quadrupoles se déplace entre les deux axes.*

On trouve que le potentiel de confinement autour de l'origine est harmonique, et que le confinement radial peut être augmenté en réduisant la valeur de B_0. Pour ceci on ajoute une autre paire de bobines, dites de compensation, qui, en étant plus grandes et plus éloignées du centre du piège par rapport aux bobines *pinch*, peuvent compenser B_0 sans réduire d'une façon appréciable le confinement axial. Dans les expressions 4.5 et 4.7 on voit que le confinement est d'autant plus grand que les bobines sont proches des atomes. Ceci représente un critère à suivre dans la conception du piège magnétique. Une autre contrainte est due au fait que pour pouvoir charger le PMO avec beaucoup d'atomes à partir d'un jet d'atomes ralentis il faut un large volume de capture et donc un accès optique important. En général ces deux besoins ne sont pas compatibles si la région du PMO coïncide avec celle du piège magnétique. Nous avons résolu cette incompatibilité en séparant les deux régions. Les atomes sont piégés dans le PMO et transférés dans un premier piège magnétique quadrupolaire (dont les bobines coïncident avec celles du PMO, voir figure 4.4). Ensuite on déplace le centre du piège magnétique en ajoutant un autre champ quadrupolaire produit par les bobines de compensation où le courant circule en configuration anti-Helmholtz. Pendant cette phase, dite de transfert, les atomes qui au début se trouvaient sur l'axe des bobines

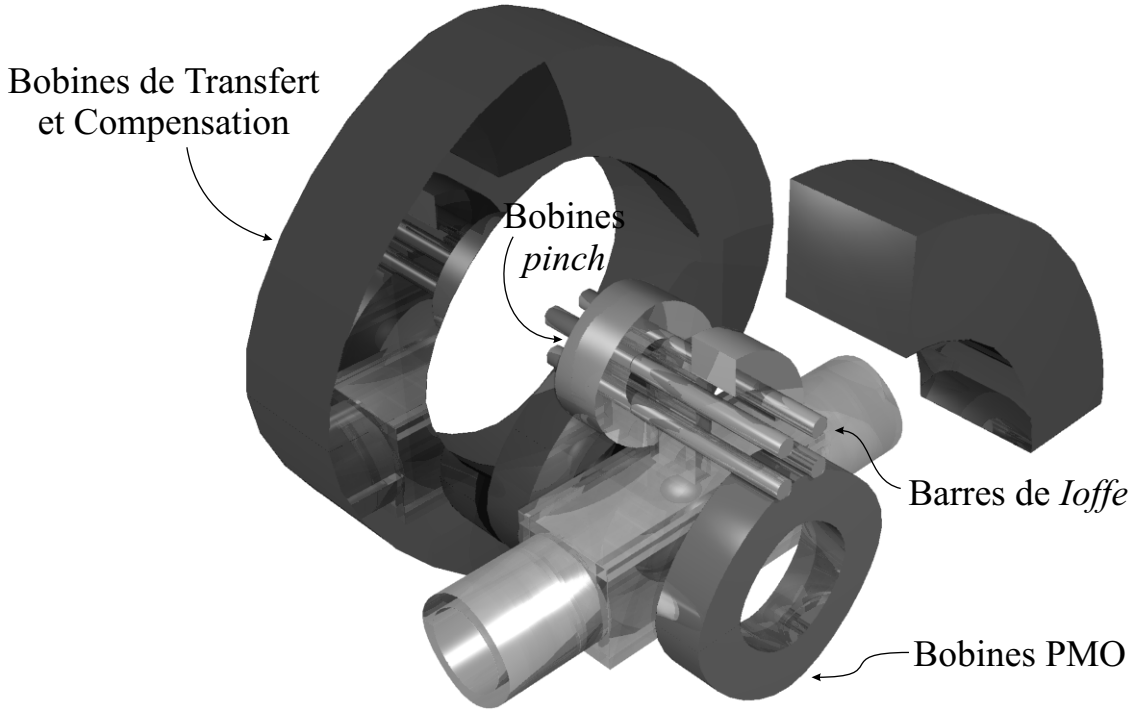

FIG. 4.3: *Vue d'ensemble du piège magnétique : les barres Ioffe s'insèrent dans les bobines pinch et avec celles-ci entourent l'appendice de la cellule en quartz. Les deux bobines autour de la cellule principale, dont l'axe croise l'axe du ralentisseur Zeeman, sont utilisées pour charger le PMO et pendant la phase initiale du piégeage magnétique. La plus grosse paire de bobines est utilisée dans un premier temps en configuration anti-Helmholtz pour le transfert magnétique de la région du PMO à celle de piégeage magnétique final. Après le transfert des atomes dans le piège Ioffe-Pritchard, les bobines de transfert sont utilisées en configuration Helmholtz pour compenser le champ biais des bobines pinch.*

du PMO arrivent sur l'axe des bobines de compensation, soit 5 cm plus en haut qu'au départ, à l'intérieur d'un petit appendice en verre. Dès que les atomes sont dans la position finale de piégeage on peut balayer la configuration du champ magnétique de quadrupolaire à Ioffe-Pritchard.

Le dessin d'ensemble du piège doit tenir compte de toutes les contraintes : géométriques de la cellule, liées au bon fonctionnement du piège magnétique pendant toutes les phases de piégeage, liées à l'accès optique pour le chargement du PMO et l'observation du gaz dégénéré dans le piège magnétique. Ceci nous a amené au schéma de la figure 4.3 : les barres de *Ioffe* entrent dans le creux des bobines *pinch* et entourent l'appendice de la cellule. Autour du corps principal de la cellule il y a les bobines du PMO, dont l'axe croise l'axe du ralentisseur Zeeman orthogonalement. Plus éloigné et sur le même axe

des bobines *pinch*, on trouve les bobines de compensation qui sont utilisées à la fois pour le transfert (en configuration anti-Helmholtz) et la compensation du champ biais des bobines *pinch* (en configuration Helmholtz).

4.2 Construction du piège magnétique

Dans cette section je décris toutes les étapes de la réalisation du piège magnétique. Dans la section 4.1 on a vu que le cœur du piège est représenté par plusieurs bobines à symétrie cylindrique (PMO, Transfert-Compensation, *pinch*) et une bobine de forme très allongée (barre de *Ioffe*). Outre ces bobines, le piège magnétique est constitué par :

- le support pour les bobines qui permet le montage de l'ensemble du piège autour de la cellule en verre, et qui garantit la stabilité nécessaire dans toutes les phases de la manipulation,
- les sources de courant qui alimentent les bobines,
- le système des interrupteurs de contrôle de la direction du courant dans les différentes mailles que l'on peut obtenir avec les bobines,
- le système de refroidissement pour la dissipation de la puissance Joule dans les bobines et les interrupteurs,
- un mécanisme de surveillance qui assure l'arrêt de la dissipation de puissance dans les bobines du piège magnétique en cas de dysfonctionnement du système de refroidissement.

Dans la suite de cette section je vais aborder les détails techniques de la construction de chaque partie du piège.

4.2.1 Construction des bobines à symétrie cylindrique

Les trois paires de bobines à symétrie cylindrique ont été construites en roulant du tuyau de cuivre autour d'un moule constitué par un cylindre en aluminium, et des anneaux en laiton qui permettent de déterminer l'épaisseur de la bobine. L'enroulage est fait en fixant le cylindre d'aluminium au mandrin d'un tour. Ce dernier est tourné à la main pour pouvoir contrôler finement l'avancement du tuyau sur la bobine. Une pince montée sur le chariot de translation d'outil du tour, en faisant glisser le tuyau avec une friction variable, permet de régler la tension du tuyau au cours de l'enroulage (voir figure 4.4). Le tuyau en cuivre utilisé a une section carrée (4 mm extérieur, 2 mm intérieur) pour les bobines PMO et *pinch* et rectangulaire (8×4 mm extérieur, 4×2 mm intérieur) pour les bobines de compensation (Friedrich W. Hermann GmBH). L'isolation électrique entre les différentes spires est assurée par une double couche de toile de verre mise en place pendant l'enroulage des bobines. Il s'agit d'un ruban de 20 mm de hauteur et 90 μm d'épaisseur (société Tisstech) qui est enroulé autour de la partie

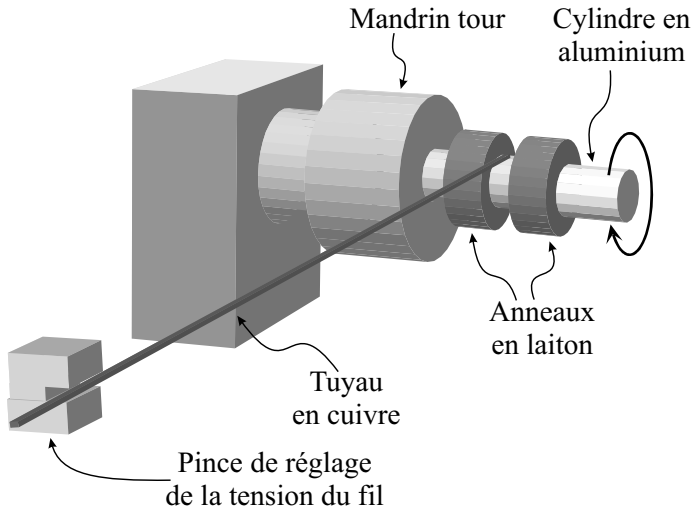

FIG. 4.4: *Principe de construction des bobines à symétrie cylindrique. Un moule formé par un cylindre d'aluminium et deux anneaux de laiton, est monté sur le mandrin d'un tour. Le tuyau de cuivre à enrouler est tendu par une pince solidaire au chariot de translation d'outil du tour. Avant d'être enroulé, le tuyau en cuivre est isolé électriquement et préparé au collage en l'enrobant avec un ruban de fibre de verre mouillé de colle époxy sur sa partie sous tension. Le mandrin du tour est tourné à la main pour garder la sensibilité maximale.*

sous tension du fil (comprise entre la pince de friction et le moule). Avant de l'enrouler, chaque tuyau a été arrondi sur les bords pour que ceux-ci ne coupent pas l'isolation électrique. Ensuite ils ont été recuits au chalumeau oxhydrique afin que le tuyau se mette dans la position correcte dans la bobine sans trop de résistance. Comme la longueur du tuyau nécessaire pour faire les bobines de compensation est plus grande que celle des tuyaux à disposition, plusieurs tuyaux ont été joints par une brasure. Après cette opération il est indispensable de s'assurer que la soudure n'a pas obturé le tuyau. Pour que la bobine soit rigide et garde sa forme initiale après être sortie du moule, le tuyau est mouillé avec de la colle époxy avant et après avoir mis l'isolation électrique. La colle époxy utilisée est le « *plus endfest 300* » de UHU, dont le temps de durcissement à température ambiante est de 12 heures environ, ce qui est suffisant pour enrouler les bobines de plus grosse taille. La colle époxy a une résistance finale à la traction de $120\,\mathrm{Kg/cm^2}$ pour un durcissement à température ambiante, et résiste à des températures de $160\,^0\mathrm{C}$. Utiliser de la colle époxy très résistante peut être dangereux car si la bobine se colle au moule, au cours du démoulage on risque de l'abîmer. Pour éviter ce problème on peut alors salir les surfaces du moule (cylindre et anneaux) avec de l'huile minérale et les couvrir avec un film de plastique à usage alimentaire. Avec les surfaces ainsi préparées, le démoulage est presque immédiat, pourvu qu'on utilise une presse hydraulique pour sortir le cylindre en aluminium de la bobine. Une fois terminé l'enroulage de la bobine, on comprime les deux anneaux en laiton l'un contre l'autre

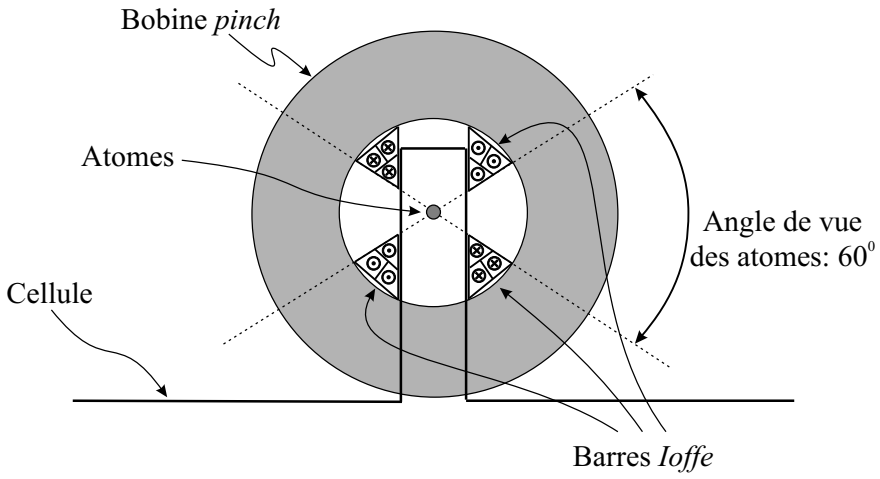

FIG. 4.5: *Section des barres Ioffe au niveau des atomes. Le profil des barres permet d'accueillir en son centre l'appendice de la cellule en quartz. Les dimensions extérieures sont limitées par le diamètre intérieur des bobines pinch dans lesquelles les barres s'insèrent. On peut noter le grand angle de vue des atomes autorisant une détection à haute résolution.*

par des serre-joints afin d'atteindre l'épaisseur choisie.

4.2.2 Construction des barres *Ioffe*

La construction de la bobine barres *Ioffe* (BI) est un peu plus complexe par rapport aux bobines à symétrie cylindrique puisqu'ici il est très important que la bobine soit compacte, stable et qu'elle soit proche des atomes. L'optimisation de ces trois paramètres oblige à construire une bobine dont le tuyau a un profil variable en fonction de sa position le long de la bobine. Les contraintes géométriques sont sévères puisque la bobine doit loger l'appendice de la cellule sous vide, en restant aussi proche que possible des atomes, et, en même temps, elle doit pouvoir glisser à l'intérieur des bobines *pinch* (voir figure 4.3). La construction de la bobine se divise en trois parties : préparation du tuyau avec une section correcte, le pliage du tuyau dans sa forme finale et le collage.

On commence par nettoyer la surface de deux mètres de tuyau de cuivre recuit 4×2 mm à l'aide de papier abrasif fin. On redresse le tuyau en utilisant un moule fixé sur les pinces d'un étau, ceci est formé par deux planches d'aluminium (12×1.5 cm environ) sur chacune desquelles il y a une ligne creuse avec la section d'un demi cercle de diamètre égale à celui du tuyau. En l'écrasant avec ce moule, le tuyau devient assez droit pour les opérations suivantes.

Avec des feutres on note sur le tuyau tous les repaires nécessaires : position de début

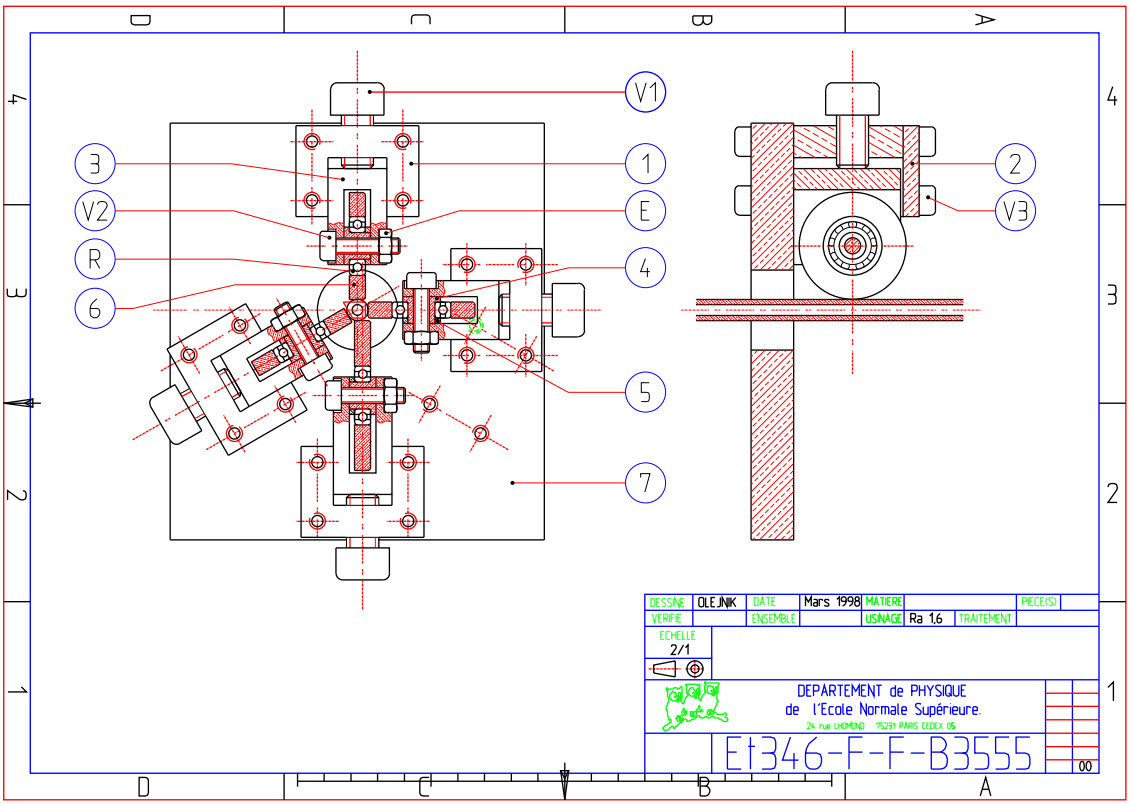

FIG. 4.6: *Schéma de la filière utilisée pour adapter le profil d'un tuyau rond à la section des barres Ioffe. En choisissant une configuration à trois roues on peut obtenir un profil triangulaire équilatéral. Dans la configuration à quatre roues on obtient des trapèzes "droit" ou "gauche" en fonction de l'orientation de la filière par rapport au tuyau (voir figure 4.5).*

et fin de la modification de la section, milieu de la zone à section modifiée (qui sera le centre du piège magnétique), positions des pliures du tuyau. Pendant les opérations il est facile de se tromper dans l'orientation du changement de profil ou dans la direction d'un pliage. Il est utile alors de tracer une ligne droite sur toute la longueur qui fera office de direction verticale de la bobine, et d'indiquer sur chaque partie à section modifiée sa position dans la bobine (triangle, trapèze "droit" ou "gauche", voir figure 4.5). Pour modifier le profil on fixe un bout du tuyau à l'aide du moule utilisé pour le redressage. Avec une filière à roulement (figure 4.6), on modifie les parties du tuyau concerné jusqu'à obtenir le profil recherché. Pour que le tuyau se modifie d'une façon uniforme, sans bosses ou entorses, il vaut mieux modifier le profil en plusieurs étapes, en commençant avec peu de pression sur les roulements, pour ensuite serrer les vis qui le poussent de plus en plus. Une des conséquences de cette opération est que le tuyau s'allonge au fur et à mesure qu'il s'écrase. Après quelques essais, on a trouvé qu'un allongement de 20% du tuyau était un bon compromis entre la modification de

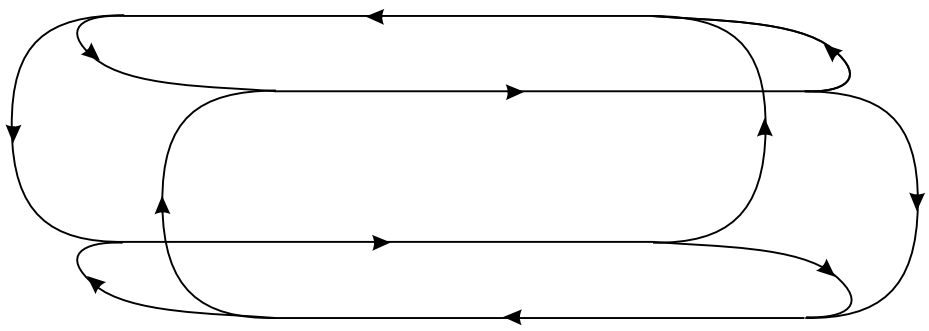

FIG. 4.7: *Schéma de pliage du tuyau pour les barres Ioffe et de la direction du courant. Les pliures sont similaires à celle d'une bobine baseball [98] sauf que la bobine est tournée de 90° entre couches successifs.*

la section et l'écrasement du creux du tuyau. On utilise donc ce critère pour obtenir une modification du profil homogène le long de toute la bobine. Toujours en faisant attention au maintien de la verticalité, on commence par modifier les quatre morceaux à section triangulaire (figure 4.5), ensuite on continue avec les huit morceaux de section trapézoïdale. Lorsqu'on produit une section trapézoïdale il faut faire attention à la chiralité du trapèze. En fait celui qui est plus proche de la cellule a une orientation différente par rapport à celui qui est plus écarté. En fonction de la partie de la bobine que l'on considère, il faut donc choisir l'orientation correcte de la filière par rapport au tuyau.

Après le changement de profil, le tuyau est rigide à cause des pliures successives subies : à chaque déformation le cuivre « s'écrouit » (devient plus rigide). Pour rendre le tuyau plus souple et faciliter le pliage on peut le recuire en chauffant avec un chalumeau oxhydrique jusqu'à ce qu'il devienne faiblement rouge. Avant de procéder au pliage il est utile de faire un modèle de bobine avec du tuyau rond pour apprendre à bien orienter les différentes pliures de la bobine. Le pliage est fait à l'aide d'une machine conçue spécialement dans ce but. Il s'agit d'une plieuse pour tuyaux de 6 mm de diamètre modifiée pour des tuyaux de 4 mm. Puisque la bobine présente des courbes de différents rayons de courbure, on a aussi préparé des têtes rondes de plusieurs diamètres. La barrette de branchement entre les deux poignées de la plieuse est alors réglable en longueur pour s'adapter aux têtes de différentes tailles. Les pliures ne sont pas exactement comme celle d'une bobine *baseball* [98] mais elles sont tournées de 90 degrés sur l'axe du piège chaque fois qu'on passe d'un coche à l'autre. Ceci limite le champ magnétique le long de l'axe du piège produit par les pliures au bout des barres et rend plus indépendant le confinement axial du confinement radial (voir figure 4.7). En fait, puisque les couches des barres de *Ioffe* sont impaires, cette astuce peut réduire seulement partiellement le champ magnétique parallèle à l'axe du piège dû aux barres.

Dès que la bobine a à peu près la bonne forme on la décape pour que la colle fasse

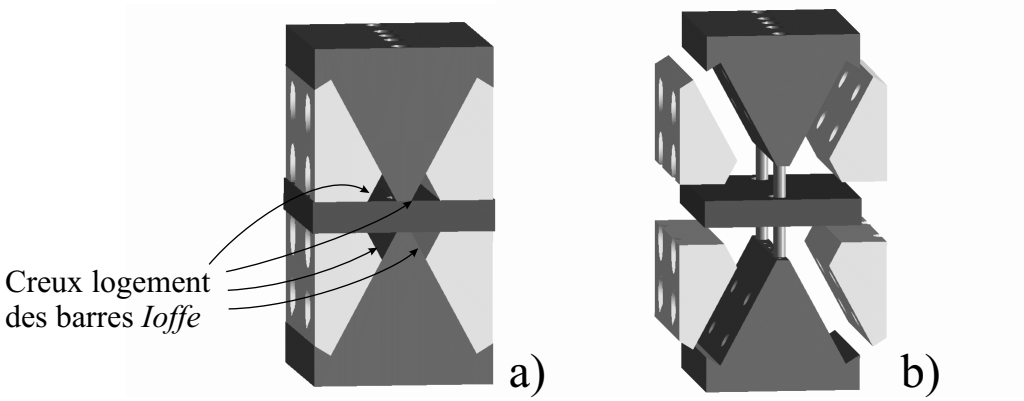

FIG. 4.8: *Schéma de la presse utilisée pour coller les barres Ioffe avec la forme correcte. a) vue assemblée de la presse, b) vue éclatée.*

bonne prise : on la chauffe avec un chalumeau oxhydrique et quand elle est encore brûlante on la jette dans un bain d'alcool éthylique dénaturé. L'isolation électrique est constituée par une gaine de fibre de verre de 3.5 mm de diamètre que l'on fait glisser le long de toute la longueur du tuyau. Bien que ça soit un peu long à faire, il est préférable de ne pas couper la gaine en plusieurs morceaux pour qu'elle ne s'effiloche pas trop aux bords.

Le collage est fait à l'aide d'un moule (figure 4.8) qui garde la bobine dans sa forme finale ; il est donc dessiné pour que la bobine puisse accueillir l'appendice de la cellule sans trop de jeu (0.7 mm en total), et pour qu'il y ait un bon accès optique. La procédure de collage est similaire à celle décrite en section 4.2.1 : les surfaces du moule sont traitées avec de l'huile minérale et recouvertes avec un film plastique transparent, la colle aussi identique. Une fois que la bobine a été recouverte de colle et mise dans le moule, on comprime le moule avec une presse hydraulique. Avant que la colle sèche il faut plier le tuyau qui sort du moule afin que la bobine ait les dimensions extérieures désirées (elle doit entrer dans un tuyau de diamètre interne égale à celui des bobines *pinch*), et qu'il y ait un bon accès optique le long de l'axe principal du piège magnétique.

Le démoulage est facilité par des vis qui se trouvent sur les deux parties extérieures du moule, ce qui permet d'écarter les différentes parties du moule entre elles. Avec une fraiseuse Dremel on enlève le surplus de colle et on nettoie la surface de la bobine qui fera face à l'appendice jusqu'au niveau du cuivre. L'isolation électrique ici est inutile et gênante si on veut une bobine aussi compacte que possible.

Deux séries de renforts en PVC sont collées à l'endroit où il y aura la bobine *pinch*. Ces renforts sont percés pour ne pas empêcher l'accès optique le long de l'axe principal du piège.

4.2.3 Le support des bobines

Le support des bobines est conçu pour garder l'ensemble du piège magnétique rigidement sans introduire de courants parasites pendant la coupure du champ magnétique. Deux coques en Delrin (DuPont) logent chaque type de bobines. A l'intérieur on trouve la bobine *pinch*, ensuite la bobine du PMO et à l'extérieur la bobine de compensation (figure 4.9 haut). Les deux coques peuvent glisser l'une vers l'autre sur quatre tiges filetées d'acier inox qui sont supportées sur quatre colonnes d'aluminium. Les tiges filetées sont isolées électriquement des colonnes par des tuyaux et des anneaux en PVC (voir figure 4.9 bas). Plusieurs écrous serrés sur les tiges assurent la rigidité de l'ensemble. La bobine *pinch* est poussée dans la coque par un pièce de PVC qui supporte aussi les barres *Ioffe* sur des vis en nylon. La bobine du PMO est poussée contre le support par la bobine de compensation et serrée par des brides, ainsi que la bobine de compensation. Des cales de teflon placées entre la bobine de compensation et la coque permettent de régler finement la position de la bobine. Le montage du piège magnétique autour de la cellule est fait en deux étapes : d'abord on assemble le piège sur une table optique, ensuite on le fait glisser verticalement autour de la cellule et de l'appendice à l'aide d'un système d'écrous et de tiges filetées montées à côté de chaque colonne (voir figure 4.9). Pendant cette phase il est utile d'utiliser des plaques de connexion entre les colonnes de support pour diminuer le "jeu".

4.2.4 Les sources de courant

Les sources de courant que nous avons utilisées pour le piège magnétique sont toutes du même type. Il s'agit d'alimentations Lambda Emi, modèle ESS 10-1000-10-D-TC-CE (10 V 1000 A), ESS 20-500-10-D-TC-CE (20 V 500 A) ou ESS 30-500-10D-TC-CE (30 V 500 A). D'après la documentation, ces alimentations ont une stabilité de 10^{-3} en mode de contrôle de tension et 10^{-4} en mode de contrôle courant. Le réglage en courant ou tension est fait par un signal analogique géré par ordinateur. Pour éviter tout problème de boucle de masse, toutes les alimentations sont flottantes. Par conséquent le signal analogique de contrôle est lui aussi flottant par rapport au BUS de l'ordinateur grâce à un système d'opto-coupleurs. Puisque les opto-coupleurs peuvent supporter des tensions allant jusqu'à 1000 V, la tension des alimentations est limitée à 1000 V par rapport à la masse du laboratoire par des varistors.

4.2.5 Interrupteurs et contrôle de courants

Dans la section 4.1, on a discuté de fonction de chaque bobine du piège. On a vu que par exemple certaines bobines sont utilisées dans configurations différentes, c'est le cas des bobines de transfert ou de compensation, qui dans une première phase sont utilisées en configuration quadrupolaire (anti-Helmholtz) et ensuite en configuration dipolaire (Helmholtz). Un autre point important pour le bon fonctionnement du piège

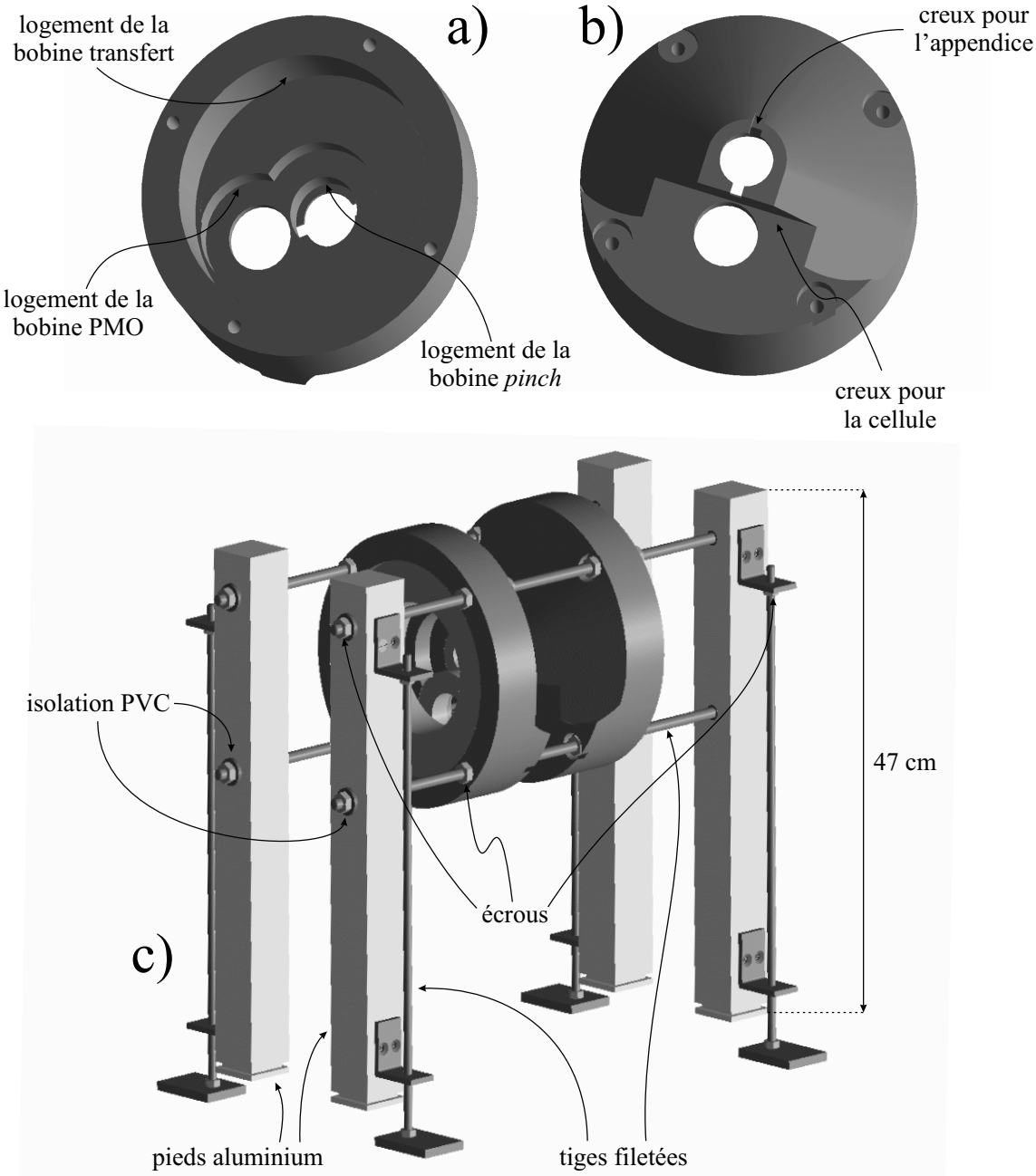

FIG. 4.9: *a), b) : dessin des coques en plastiques de logement des bobines pinch, PMO, et transfert. c) vue d'ensemble du support du piège magnétique complété du système pour le faire glisser verticalement autour de l'appendice. Des bouts de cornières attachées aux pieds du support glissent autour de quatre tiges filetées verticales fixées à la table optique. Des écrous vissés sur ces dernières permettent de régler finement la hauteur du support.*

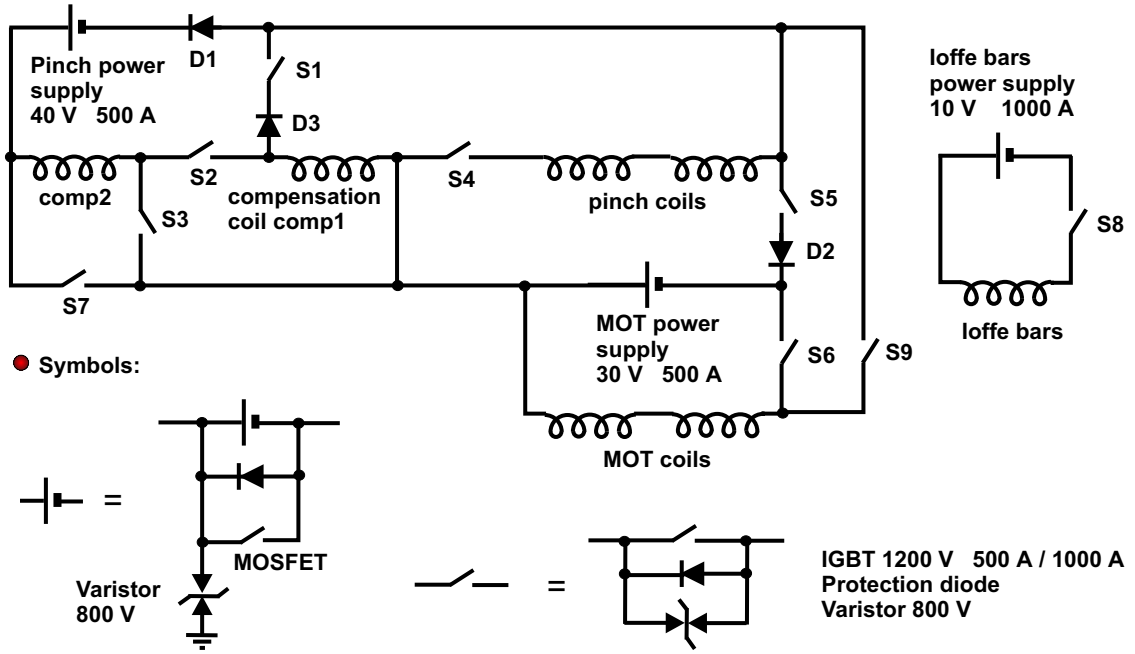

FIG. 4.10: *Schéma du circuit électrique de contrôle du piège magnétique. Les interrupteurs utilisés ont une diode en parallèle de protection contre des courants inverses. Des diodes ont été mises en place pour définir la direction de circulation du courant indépendamment de la configuration des interrupteurs.*

est la rapidité de réponse des bobines. A cause de l'inductance des bobines, le temps de réponse à l'allumage ($1/e$ environ) est de l'ordre de $500\,\mu$s pour les barres de *Ioffe*, 1 ms pour les bobines PMO et *pinch*, et 10 ms pour les bobines de compensation. La vitesse thermique du Li après le prérefroidissement laser est de l'ordre de 1 m/s. Si le temps d'allumage du piège magnétique est supérieur à la ms, cela induit une diminution de densité spatiale incompatible avec l'amorçage du refroidissement évaporatif. Dans la section 5.2.3, je discute la séquence de chargement du piège magnétique, mais on comprend ici que l'un des problèmes rencontré est qu'on ne peut pas allumer le piège avec la compensation du champ magnétique activée, à cause du long temps de réponse des bobines de compensation. L'allumage des bobines *pinch* sans compensation nécessite donc une autre source de courant. Le circuit électrique que nous avons adopté est représenté en figure 4.10. Les bobines de compensation 1 et 2 sont orientées de telle façon qu'avec l'alimentation *pinch* allumée, et S2 et S4 fermés, le champ biais des bobines *pinch* est compensé. Si à la place de S2 et S4 on ferme S1 et S3, les bobines de compensation produisent un champ quadrupolaire. Dans cette phase on peut indépendamment faire circuler du courant dans les bobines PMO à l'aide de l'alimentation PMO. Ceci est indispensable pour le transfert magnétique entre la région de piégeage magnéto-optique et *Ioffe-Pritchard*. Le circuit électrique contient des diodes

pour éviter que le courant ne circule dans la mauvaise direction pendant le transfert magnétique, quand la tension de l'alimentation PMO devient plus faible que celle de l'alimentation *pinch*, ou au cours de la coupure des champs magnétiques, à cause de l'inductance mutuelle.

Tous les interrupteurs (IGBT Powerex réf. CM600HA-24H, $I_{\mathrm{MAX}} = 600\,\mathrm{A}$, $V_{\mathrm{DS}} = 1200\,\mathrm{V}$) sont protégés par des varistances qui limitent la tension à 800 V, et donc dissipent l'énergie magnétique des bobines pendant la coupure des champs. Pour éviter les surchauffes, les interrupteurs dans lesquels le courant circule longtemps (S2, S4, S6 et S8 de figure 4.10) sont constitués de deux ou quatre (S8) IGBT en parallèle. Quand on met ce type d'interrupteur en parallèle il faut faire très attention à que le circuit reste "symétrique". Ceci signifie qu'ils doivent être triés pour que la chute de tension soit la même sur les IBGT en parallèle. Les connections électriques doivent être géométriquement symétriques. Le contrôle est fait par la même porte de commande et la dérivation pour les différents IGBT est faite la plus proche possible des interrupteurs. Puisque pour changer rapidement l'état de plusieurs IGBT il faut un courant de quelques dizaines d'Ampères, après le driver de l'IGBT se trouve une étape d'amplification de courant avec un circuit push-pull.

Les alimentations de courant sont protégées contre des courants inverses par des diodes. Des MOS-FET permettent de les court-circuiter pour décharger les capacités (pour les rampes de courant qui partent de zéro, par exemple). Tous les interrupteurs sont gérés par des commandes branchées sur le BUS de l'ordinateur après isolation par des opto- coupleurs.

4.2.6 Système de refroidissement à eau

Toutes les bobines sont refroidies par circulation d'eau à l'intérieur des tuyaux en cuivre. La pression est choisie en fonction de la résistance au passage d'eau et de la puissance à dissiper : les bobines *pinch* et PMO sont refroidies avec de l'eau à la pression du robinet, les barres *Ioffe* et les bobines de compensation reçoivent de l'eau à une pression de 15 bar environ car, aux 3 bars du réseau on ajoute 12 bars par une pompe. Avant d'être utilisée, l'eau est adoucie par un système électronique anti-incrustation et un filtre chimique. Après la pompe, une soupape de sécurité limite la pression au valeur indiqué par le fabricant.

Le circuit hydraulique à haute pression est fait avec un tuyau en caoutchouc souple de Swagelok branché avec des connecteurs adaptés,. Ce système est garanti par une pression de 20 bar. Les connexions de courant arrivent sur la table optique par des barres en cuivre de quelque cm^2 de section. En général, la section des connecteurs électriques se trouvant sur la plaque des interrupteurs ainsi que des barres qui amènent le courant jusqu'à la table optique, est choisie pour qu'il n'y ait pas une surchauffe par effet Joule. Les barres de cuivre se terminent par une sorte de pince qui serre le tuyau de terminaison de chaque bobine du piège magnétique. Sur la prolongation du

tuyau de la bobine on connecte les arrivées et les sorties de l'eau de refroidissement. Cette méthode permet d'avoir une connexion électrique suffisamment bonne pour ne pas avoir de surchauffe (jusqu'à 1000 A), et d'ajouter l'eau de refroidissement au circuit électrique des bobines. Les tuyaux d'eau sont en plastique armé : pour que les bobines restent flottantes il faut que l'armature ne soit pas un conducteur électrique.

Entre les terminaisons des barres de cuivre et les bobines proprement dites, la connexion est faite par un tuyau en cuivre écruit 8×6 mm, recuit sur les pliures. Pour faciliter le montage du piège, ces tuyaux sont coupés en plusieurs points et joints à l'aide de connecteurs en laiton de Swagelok. Ceux-ci conduisent le courant et en même temps garantissent l'étanchéité de la connexion.

4.2.7 Le système de sécurité

Le système que j'ai décrit jusqu'à maintenant dissipe quelque dizaines de KW (45 KW de puissance totale installée), à quelques millimètres de la cellule (voir quelques centaines de μm pour les barres *Ioffe*). Ceci représente un danger considérable si on tient compte de la fragilité de la cellule en quartz et d'éventuels dysfonctionnements du système de refroidissement des bobines. Pour éviter tous risques nous avons construit et installé un système de surveillance chargé de la sécurité de l'expérience. Deux types de détecteurs vérifient le fonctionnement correct du refroidissement : des composants LM35 vérifient que la température de l'eau à la sortie de chaque bobine ne dépasse pas le seuil imposé individuellement, et des détecteurs de débit (Omega réf. FPR121) vérifient que le débit d'eau dans les bobines ne baisse pas par rapport aux valeurs typiques. Une boîte électronique vérifie que les signaux de tous les détecteurs sont positifs. Dès qu'un détecteur signale une défaillance, la boîte envoie un signal aux contrôleurs des alimentations de courant et des interrupteurs pour annuler les courants et ouvrir les interrupteurs. Les niveaux logiques du circuit sont choisis de telle façon que si, par hasard, quelques liaisons se débranches, aucun courant ne circule.

4.3 Performances du piège magnétique

Dans cette section je vais faire le bilan des performances du piège magnétique. Les caractéristiques des bobines sont résumées en tableau 4.1. Rayons intérieur, extérieur, épaisseur et distance de la verticale des atomes ont été choisis en fonction des contraintes géométriques imposées par la cellule à vide, l'accès optique, la compatibilité mutuelle entre les bobines, et, bien sûr, le confinement magnétique résultant. En fait l'optimisation du confinement magnétique est une tâche plus compliquée par rapport à ce que l'on peut imaginer, puisqu'il ne suffit pas de maximiser le confinement des atomes dans la région du PMO et dans la région du piège *Ioffe-Pritchard* : il faut que les atomes soient bien confinés tout au long du trajet entre la région du PMO et du piège *Ioffe-Pritchard*. Avec le jeu de bobines décrites dans le tableau 4.1 le confinement

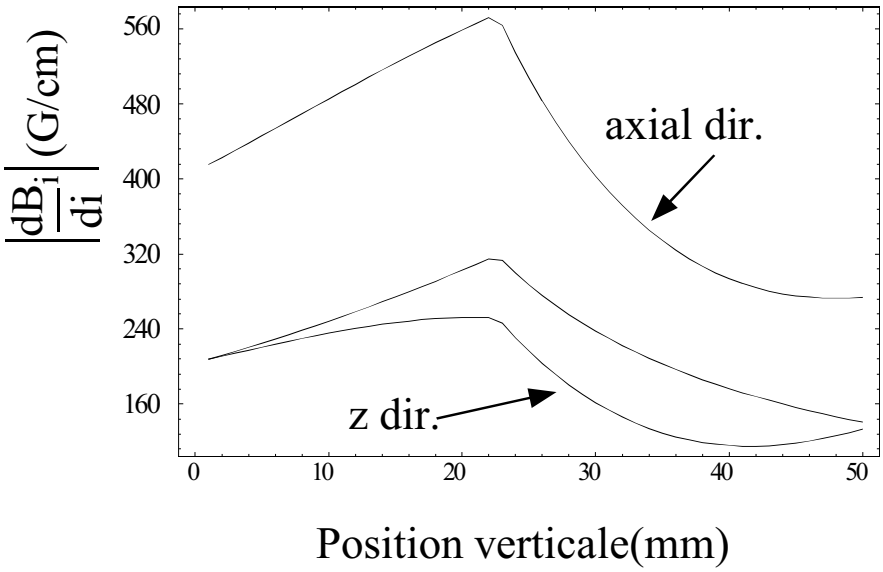

FIG. 4.11: *Allure du confinement magnétique le long du transfert entre la région du PMO (0 mm) et la région du piège Ioffe-Pritchard (50 mm). Le courant maximal permis est de 500 A dans les bobines PMO et de transfert.*

le long du trajet est indiqué en figure 4.11. Ici le confinement est donné en fonction

	R_{int}	R_{ext}	épaisseur	a	confinement	biais
PMO	2.4	4.2	1.9	2.8	400	
Transfert	6	9.8	4.4	4.7	270	1200
Pinch	1.3	2.7	1.9	1.2	650	1200

TAB. 4.1: *Paramètres des bobines du piège magnétique : rayons intérieur et extérieur, épaisseur, distance des atomes a, confinement (axial, G/cm pour les bobines PMO et transfert, G/cm^2 pour les bobines pinch) et champ biais (G) @ 500 A. Toutes les unités de longueur sont en centimètres.*

de la position du zéro du champ magnétique. Pour maximiser le confinement au début du transfert, I_{PMO} (le courant qui circule dans les bobines PMO) est maximal, ensuite on augmente $I_{\text{Transfert}}$ de zéro à sa valeur maximale. A la fin de cette phase les atomes se trouvent à mi-chemin. Pour terminer le transfert on fait alors baisser I_{PMO} jusqu'à l'annuler. Les rampes de courant pour I_{PMO} et $I_{\text{Transfert}}$ sont telles que le centre du piège bouge avec une accélération en module constante pour limiter les effets de chauffage.

La détermination du confinement le long du transfert est faite par intégration numérique du champ produit par chaque bobine. Pour ce qui concerne les barres de *Ioffe* le problème est plus complexe : les fils conducteurs ont une taille comparable à leur distance par rapport aux atomes, et leur section n'est pas connue exactement (à

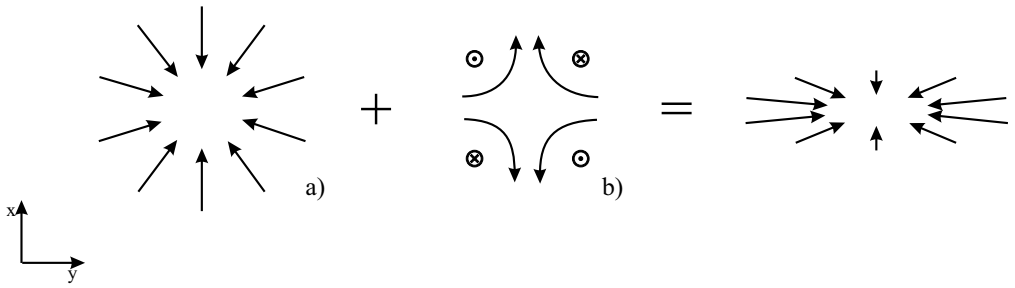

FIG. 4.12: *Diagramme de somme des gradient sur le plan orthogonal à l'axe du piège pour des quadrupoles 3D (a) et 2D (b). Les orientations des axes sont les mêmes qu'en figure 4.1. On peut observer la déformation du nuage atomique résultante en figure 5.5-F,G,H.*

cause du creux écrasé pour la circulation de l'eau de refroidissement). On peut faire des estimations de confinement, mais l'indication la plus précise reste le signal des atomes.

Le gradient 2D peut être déterminé par des méthodes dynamiques (excitation des modes propres radiaux) ou statiques. La méthode statique consiste à déterminer le rapport de courant dans les bobines transfert et barres *Ioffe* pour annuler le confinement vertical. L'orientation des bobines est telle que la composante verticale du gradient des bobines transfert est opposée à celle des barres *Ioffe* (voir figure 4.12). On trouve qu'il faut 41 A dans les barres *Ioffe* pour compenser le confinement vertical des bobines de transfert (où circulent 500 A), ce qui nous donne un étalonnage de $3\,\mathrm{G\,cm^{-1}A^{-1}}$.

Les derniers paramètres qui restent pour décrire le fonctionnement du piège magnétique concernent les temps de montée et de coupure des courants dus aux inductances des bobines. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 4.2.

	$T_{\text{monté}}$ (ms)	T_{coupure} (μs)
PMO	1.2	50
Transfert	10	350
Pinch	1	80
Barre *Ioffe*	0.6	20

TAB. 4.2: *Temps de montée et de coupure des champs magnétiques dans les différentes paires de bobines. Le temps de montée est évalué à $1/e$ tandis que le temps de coupure est le temps nécessaire pour que le champ devienne plus petit que quelque pourcents. Les courants ont les valeurs d'opération typique. Les temps d'allumage des bobines pinch concernent le boucle S5, MOT Power-Supply, S4 et bobines pinch de la figure 4.10.*

4.4 Ascenseur magnétique

Sur la figure 4.11 on voit que le confinement le plus faible en absolu est le long le la direction verticale, à 110 G/cm. Ceci ne pose pas de problèmes puisque le gradient de champ nécessaire pour compenser la gravité est de l'ordre du G/cm (1.2 G/cm pour ^{7}Li totalement polarisé). L'efficacité du transfert magnétique dépend essentiellement de la fraction d'atomes qui touchent les parois de l'appendice le long du trajet. Pour limiter ces pertes il faut bien confiner les atomes le long de la direction "étroite" de l'appendice (direction y d'après la convention de figure 4.1), et avoir un échantillon froid. Pour ce qui concerne le confinement, on a intérêt à choisir le sous-niveau Zeeman totalement polarisé ($m = 2$ pour ^{7}Li et $m = 3/2$ pour ^{6}Li).

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre j'ai décrit les différentes étapes qui nous ont amenées à notre piège magnétique, de la conception jusqu'aux détails d'opération. J'ai montré que la construction du piège magnétique présenté nous a amené à introduire des techniques nouvelles qui dès maintenant pourront être employées pour construire des bobines encore plus performantes.
Après la phase de mise au point, le piège montre une très bonne fiabilité au niveau des composants individuels (bobines, interrupteurs, ...), et un bon contrôle des champs magnétiques. Le confinement et le temps de réponse du piège se placent parmi les meilleurs valeurs que l'ont peut trouver en littérature pour des pièges magnétiques avec les mêmes finalités.

Une amélioration qu'on peut proposer pour les générations futures de bobines consiste à augmenter la puissance de refroidissement pour les barres *Ioffe*. En fait on pourrait doubler le débit d'eau de refroidissement en partageant la boucle de circulation d'eau en plusieurs boucles, tout en laissant inchangée la boucle du circuit électrique. Ceci permettrait éventuellement d'augmenter le courant dans la bobine, et surtout limiterait la circulation d'air par convection dans la région de prise d'image.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la description des résultats expérimentaux obtenus jusqu'à la rédaction de ce mémoire. Bien que nous ne soyons pas encore arrivés au seuil de dégénérescence ni avec le ^{6}Li , ni avec le ^{7}Li , nous avons accompli des pas importants vers la production de gaz, et mélanges de gaz, dégénérés.
Le premier pas consiste naturellement en la construction d'un piège magnéto-optique capable de piéger les deux espèces simultanément (section 5.1). Ensuite nous avons optimisé le transfert des atomes prérefroidis optiquement dans un premier piège magnétique à l'aide de pompage optique (section 5.2). Dans la section 5.3, je parle de l'optimisation du transfert d'atomes dans le piège magnétique final, où nous comptons atteindre le régime de dégénérescence. Dans la section 5.4 et 5.5, je discute des premiers signaux d'évaporation obtenus sur le ^{7}Li .

5.1 Piégeage magnéto-optique

Le premier pas vers le refroidissement sympathique d'un gaz de ^{6}Li par contact thermique avec un nuage de ^{7}Li consiste à charger un piège magnéto-optique (PMO) contenant les deux gaz simultanément. Grâce à la richesse de la physique des collisions atomiques ultra-froides, plusieurs groupes ont étudié des PMO contenant différentes espèces atomiques [99, 100, 101, 102, 103]. Cependant, on ne trouve dans la littérature qu'une démonstration d'un piégeage magnéto-optique des deux isotopes du même atome [99] (^{85}Rb et ^{87}Rb, deux bosons), et aucune démonstration de piégeage simultané d'un fermion et d'un boson.

La caractéristique principale d'un PMO destiné au refroidissement sympathique d'une espèce par contact thermique avec une autre est que le nombre d'atomes de l'espèce à refroidir sympathiquement (le ^{6}Li dans notre cas) doit être beaucoup plus petit que celui de l'autre espèce (le ^{7}Li). En effet au cours du refroidissement sympathique le nombre de fermions reste constant, tandis que l'évaporation a lieu sélectivement sur

le ^{7}Li . En partant d'une densité dans l'espace des phases de 10^{-7} environ (valeur typique que l'on obtient en chargeant un piège magnétique à partir d'un PMO), il faut évaporer typiquement 100 atomes pour en amener un au seuil de dégénérescence [11, 14, 12]. On peut alors estimer que, pour le refroidissement sympathique de deux atomes de masses à peu près identiques, dans le même potentiel piégeant, le nombre d'atomes « à refroidir » soit de l'ordre de 1/100 des atomes « refroidissants ». Dans cette section on décrit le principe de fonctionnement d'un PMO pour les deux isotopes de lithium et sa mise au point pour faire du refroidissement sympathique du ^{6}Li avec le ^{7}Li .

La source d'atomes lents est un ralentisseur Zeeman décrit en section 3.2. Le ralentisseur Zeeman se termine dans une cellule en Vycor dont les surfaces ont une qualité optique $\lambda/2$, et où les atomes sont piégés. Le PMO utilise les bobines, notées PMO sur la figure 4.3, et six faisceaux indépendants contrepropageants sur trois axes orthogonaux. Un axe est horizontal et parallèle à l'axe des bobines PMO, les deux autres sont à 45^0 par rapport à la direction verticale. Le centre du champ quadrupolaire est décalé de quelques mm vers le haut. En ajoutant au quadrupole des bobines PMO une petite composante du quadrupole des bobines de transfert, on évite que les faisceaux laser horizontaux soient partiellement coupés par les bobines de transfert (voir figure 4.4).

La lumière laser pour le PMO, dont la source est décrite dans la section 3.3.4, peut être modulée en intensité et coupée à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Les six faisceaux indépendants sont dérivés d'un faisceau gaussien de 3 cm de diamètre à $1/e^2$ et ont un diamètre de 2.5 cm sur le PMO. L'intensité maximale de chaque faisceau est de $6\,\mathrm{mW/cm^2}$. Les nuages des deux isotopes sont observés séparément avec un système d'imagerie en absorption, décrit en section 3.3.5. En faisant varier le temps de vol entre 150 μs et quelque ms, on peut déterminer la température, la densité et le nombre d'atomes du nuage de chaque espèce. Un faisceau repompeur supplémentaire, qui n'est pas envoyé sur la caméra, empêche le pompage optique vers le mauvais état hyperfin.

Les deux espèces sont piégées magnéto-optiquement en deux étapes. Dans un premier temps, pendant la phase de chargement, la vitesse de capture est optimisée pour maximiser le nombre d'atomes piégés. Ensuite, dans la phase de compression, les atomes déjà piégés sont refroidis et comprimés pour faciliter le transfert ultérieur dans le piège magnétique.

5.1.1 Chargement du PMO

Pour étudier le PMO à deux isotopes, on a d'abord caractérisé le PMO à une espèce pour chaque isotope, et ensuite on a étudié le mélange. Le PMO, que nous décrivons plus en détail dans l'annexe C, a montré des performances de premier plan par rapport à ce qui a été rapporté dans la littérature jusqu'à maintenant. Mise à part la possibilité de piéger les deux isotopes de lithium simultanément, nous avons pu piéger jusqu'à 1.8×10^{10} atomes de ^{7}Li et 1.5×10^9 atomes de ^{6}Li . Ces chiffres représentent un

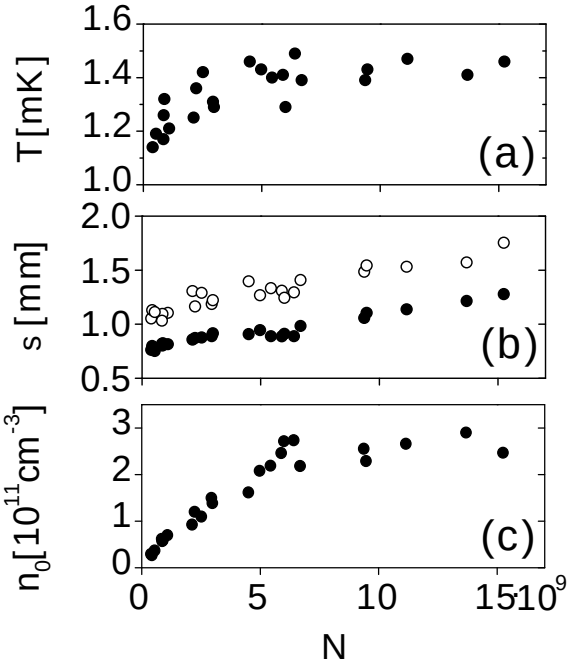

FIG. 5.1: *Température, largeur rms σ et densité maximale pour un PMO de ^7Li en fonction de son nombre d'atomes N. N a été changé en faisant varier le temps de chargement. En b) la valeur de σ le long de l'axe du quadrupole (rond pleins) est $\sim$ 40% plus petite que radialement (ronds creux), comme le prévoit un modèle simple du PMO ($1/\sqrt{2}$).*

gain d'un ordre de grandeur sur l'isotope bosonique [31] et sur l'isotope fermionique [104] par rapport à la littérature ($2\,10^8$ et $2\,10^9$ respectivement). Les nombres d'atomes N, les densités maximales n_0 et les températures T sont indiqués dans le tableau 5.1. Le nombre d'atomes, qui est donné à un facteur 2 près (voir section 3.3.5), domine l'incertitude dans la détermination de la densité. Les incertitudes sur les températures sont de l'ordre de 0.2 mK. Le chargement de chaque isotope a été optimisé à décalages en fréquence importants ($\delta \simeq -8\,\Gamma$), et avec la puissance lumineuse partagée également entre la transition cyclante (principale) et de repompage. Les valeurs optimales pour le gradient de champ magnétique B' le long de l'axe du quadrupole des bobines PMO est de l'ordre de 35 G/cm pour les deux isotopes.

Dans le PMO de ^{7}Li , à faible nombre d'atomes ($< 10^9$) la température est celle du modèle Doppler (1.1 mK pour $\delta_{P7} = -8\Gamma$). Sur la figure 5.1 on peut voir que pour des nombres d'atomes plus importants, entre 1×10^9 et 5×10^9, la température augmente linéairement avec N, tandis que pour $N > 5 \times 10^9$ elle reste presque constante et vaut 1.5 mK. Ce comportement, dû au passage entre le régime optiquement mince et épais du nuage d'atomes, se reflète aussi sur les valeurs de la taille du nuage et de densité. La densité augmente linéairement avec N jusqu'à $N = 6 \times 10^9$, où elle atteint la valeur

	PMO à un isotope		PMO à deux isotopes	
	^{7}Li	^{6}Li	^{7}Li	^{6}Li
N	1.8×10^{10}	1.5×10^9	9×10^9	4×10^8
n [cm^{-3}]	3×10^{11}	1.0×10^{11}	2.5×10^{11}	5×10^{10}
T [mK]	1.5	0.7	1.0	0.7
$\delta_{P7,6}$ [Γ]	-8.0	-2.7	-8.0	-2.7
$\delta_{R7,6}$ [Γ]	-5.8	-5.1	-5.8	-5.1

TAB. 5.1: *Comparaison du nombre d'atomes N, densité maximale n_0, température T et décalage de fréquence des lasers pour le PMO à un ou deux isotopes. Les décalages en fréquence des lasers principal (P) et repompeur (R), pour le ^{7}Li (7) et le ^{6}Li (6), sont donnés en unité de largeur naturelle ($\Gamma = 5.9$ MHz).*

asymptotique $n_0 = 3 \times 10^{11}$ cm^{-3}. Dans ce régime le nombre d'atomes de ^{7}Li piégés est limité par les collisions inélastiques assistées par lumière ou par collisions à changement de structure hyperfine. En régime stationnaire le débit d'atomes lents $\mathcal{D} = 2 \times 10^9$ s^{-1} est équilibré par les pertes en suivant la loi

$$\mathcal{D} = N/\tau + \beta n_0 N/\sqrt{8} \tag{5.1}$$

τ étant la durée de vie du piège due aux collisions avec le gaz résiduel. Le coefficient de pertes à deux corps $\beta \simeq 6 \times 10^{-13}$ cm^3/s ainsi déterminé est en accord avec des études précédentes de pertes dans des PMO de ^{7}Li [27, 29] (voir figure 5.2).

Le décalage hyperfin entre les états excités F$'$ = 3 et F$'$ = 2 du ^{7}Li est 1.6 Γ (Γ = 5.9 MHz est la largeur naturelle des transitions optiques), tandis que celui du ^{6}Li , entre les niveaux F$'$ = 5/2 et F$'$ = 3/2, vaut 0.5 Γ (voir figure 3.5). En dépit de la structure hyperfine inversée des états excités des deux isotopes, la structure hyperfine étroite résulte en l'excitation hors résonnance des transitions F=2→F$'$=2 pour le ^{7}Li , et F=3/2→F$'$=3/2 pour le ^{6}Li et ensuite en la relaxation avec une probabilité importante vers le niveau hyperfin inférieur du fondamental électronique. Ceci explique le fait que le chargement du PMO est maximal quand, à parité de décalage du faisceau principal et du repompeur, l'intensité des deux composantes de fréquence est la même. En fait, puisqu'on n'a pu faire marcher le PMO qu'en ayant le repompeur sur les six faisceaux du PMO et dans le même mode de polarisation que les faisceaux principaux, on peut dire que le PMO fonctionne autant sur la transition principale que sur la transition de repompage. Cette propriété est typique des atomes alcalins avec une structure hyperfine étroite (le potassium également [24]), et ne se retrouve pas sur les alcalins dont la structure hyperfine est plus large (Na, Rb et Cs).

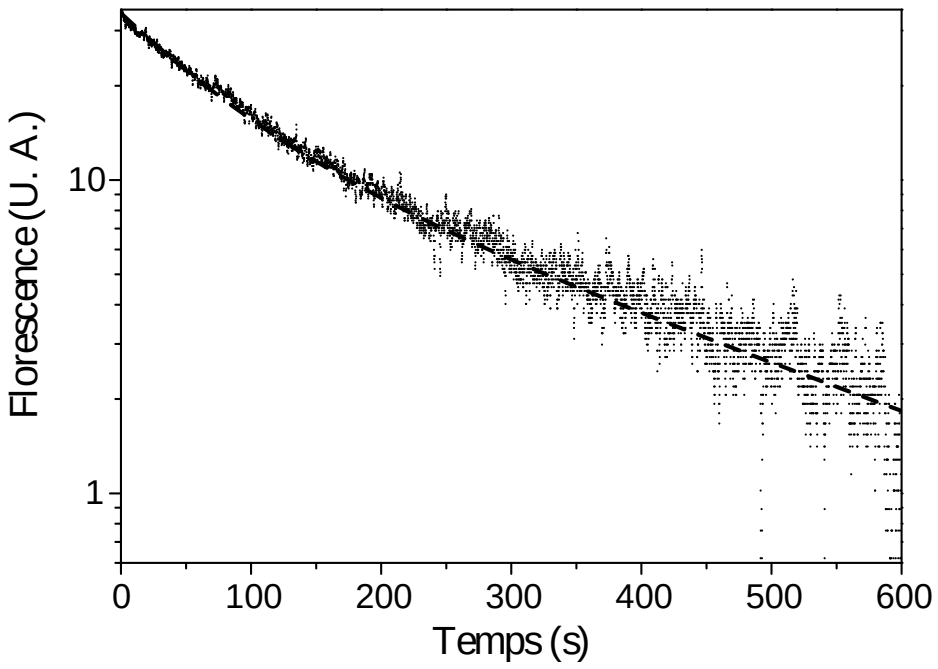

FIG. 5.2: *Fluorescence de déchargement du PMO. Les points représentent les valeurs expérimentales, l'ajustement est réalisé par décroissance exponentielle avec deux temps de vie. Le premier temps de vie τ_1=76 s est lié aux pertes à deux corps du PMO, dans le régime de diffusion multiple (densité constante). Le second temps de vie τ_2=286 s est imputable aux collisions avec le gaz résiduel.*

5.1.2 PMO à deux isotopes

Pour le PMO à deux isotopes il se pose un problème supplémentaire : puisque le décalage isotopique des transitions optiques (10 GHz) est presque égal à la structure fine (voir figure 3.5), il existe une coïncidence entre des transitions du ^{6}Li et ^{7}Li . Notamment on trouve que la transition de repompage du ^{6}Li sur la raie D2 est décalée de 40 MHz environ des transitions F=2→F′=1-2 du ^{7}Li sur la raie D1. La lumière du ^{6}Li excite le ^{7}Li d'une façon non piégeante, ce qui réduit le confinement du PMO et résulte en une perte d'atomes piégés. On pourrait éviter ce problème en faisant le repompage du ^{6}Li sur une transition de la raie D1. Cependant il existe des valeurs d'intensité lumineuse et des décalages de fréquence qui permettent d'éviter de faire le repompage sur la raie D1 (et donc d'asservir un laser supplémentaire). Mise à part ces effets dus aux coïncidences des transitions, nous n'avons pas remarqué de perte supplémentaire du PMO due à la présence mutuelle des deux isotopes (chauffage, modification de la distribution spatiale, etc). En choisissant un rapport d'intensité parmi les différentes composantes de fréquence de 8 :8 :2 :1 (principal ^{7}Li , repompeur ^{7}Li , principal ^{6}Li ,

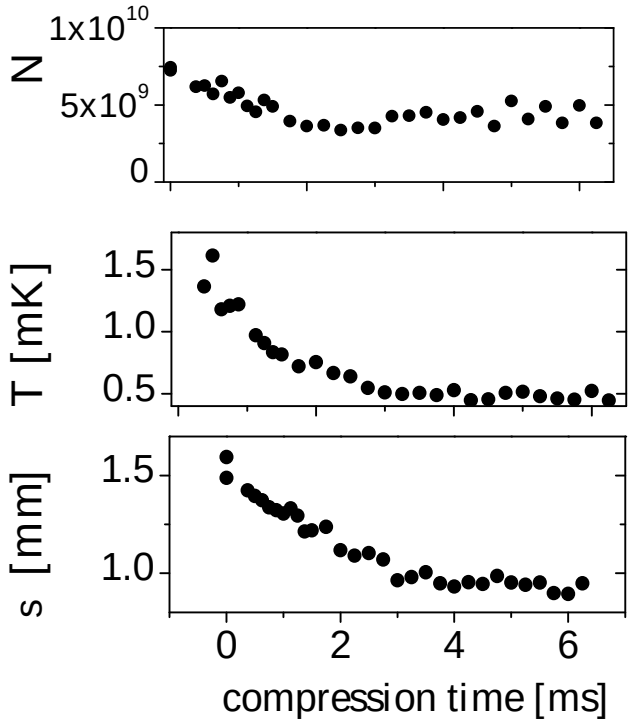

FIG. 5.3: *Dynamique temporelle de la phase de compression d'un PMO de ^7Li . Nombre d'atome N, température T et largeur rms σ après un changement abrupt des paramètres laser à l'instant $t = 0$.*

repompeur ^{6}Li) on arrive à piéger 9×10^9 atomes de ^{7}Li avec 4×10^8 atomes de ^{6}Li , soit un rapport de 20 environ. Il est clair que ce rapport peut être augmenté arbitrairement sans introduire de perte sur le ^{7}Li . Les valeurs optimisées pour le nombre, la densité, la température et les décalages laser pour les PMO à deux isotopes sont indiquées dans le tableau 5.1

5.1.3 PMO comprimé

Après le chargement du PMO il est possible de refroidir ultérieurement le gaz en changeant les paramètres du PMO pendant quelques ms. On appelle cette phase, le PMO comprimé, ou PMOC. En fait les paramètres qu'on change concernent uniquement les faisceaux laser. Les rapports d'intensité relative entre les différents composants de fréquence sont inchangés, tandis que la puissance lumineuse totale est réduite au 30% de la valeur initiale $I = 0.3 I_{\max} = 1.8\,\mathrm{mW/cm^2}$, et les décalages laser sont changés. Sur le tableau 5.2 sont indiquées les valeurs de N, n_0 et T pour le PMOC ainsi que les nouvelles valeurs des décalages laser. On trouve que la température baisse de 40% et que la densité augmente de 30%. Pendant cette phase de compression 30% des atomes sont perdus vraisemblablement à cause de collisions assistées par lumière ou aux collision

	PMOC à un isotope		PMOC à deux isotopes	
	^{7}Li	^{6}Li	^{7}Li	^{6}Li
N	7×10^9	5×10^8	6×10^9	3×10^8
n [cm^{-3}]	4×10^{11}	1.5×10^{11}	4×10^{11}	6.5×10^{10}
T [mK]	0.6	0.4	0.6	0.7
$\delta_{P7,6}$ [Γ]	-3.0	-2.7	-3.0	-2.7
$\delta_{R7,6}$ [Γ]	-9.0	-2.7	-9.0	-5.8

TAB. 5.2: *Comparaison du nombre d'atomes N, densité maximale n_0, température T et décalage de fréquence des lasers pour le PMO comprimé (PMOC) pendant 3 ms à un ou deux isotopes. Les notations sont les mêmes que dans le tableau 5.1.*

avec changement de structure hyperfine. Pendant le chargement, la profondeur du PMO est suffisante pour rattraper les atomes qui subissent une collision avec changement de structure hyperfine : la profondeur du PMO est de l'ordre du degré Kelvin, alors que l'énergie acquise par atome est équivalente à 250 mK (10 GHz partagées entre deux atomes). Le PMOC, ayant une profondeur mineure, ne garde pas piégés les produits de ces collisions inélastiques. On explique ainsi pourquoi le temps de vie du PMOC est de 30 ms environ, alors que celui du PMO est de l'ordre de 3 minutes (voir figure 5.2). La figure 5.3 montre la dynamique temporelle du nombre d'atomes, la largeur de la distribution atomique et la température d'un gaz de ^{7}Li dans un PMO comprimé pendant les premiers 6.5 ms de compression.

Le PMOC devient utile principalement lors du transfert des atomes dans le piège magnétique. En fait la compression ne fait pas beaucoup gagner sur la densité dans l'espace des phases, mais réduit considérablement la température du gaz. Une des principales causes de perte du transfert dans les pièges magnétiques est représentée par la diminution de la densité spatiale. L'expansion balistique ($\sim$1 m/s) pendant le temps de montée du champ magnétique ($\sim$1 ms) est du même ordre que la taille du nuage. Il s'ensuit qu'une diminution de la température du gaz comporte une augmentation considérable de densité spatiale dans le piège magnétique.

5.2 Pompage optique et chargement du piège magnétique quadrupolaire

Une fois piégés dans le piège magnéto-optique les atomes sont transférés dans un premier piège magnétique formé par le quadrupole des bobines PMO. Pour améliorer le chargement du PMO, son centre est élevé de quelque mm sur l'axe des bobines PMO. Il faut alors ramener le PMO sur le centre du potentiel magnétique : le courant circulant dans les bobines de transfert diminue linéairement pendant 15 ms pour éviter de faire osciller l'ensemble du nuage. Une fois centrés, les atomes sont éventuellement re-

froidis par une phase de PMO comprimé et ensuite pompés dans le sous-niveau Zeeman piégeant. En fonction de l'isotope que l'on veut piéger et du sous-niveau hyperfin que l'on choisit, la procédure de pompage optique change. Par la suite j'ai considéré seulement le pompage optique du ^{7}Li puisque c'est la quantité de ^{7}Li piégé qui détermine la quantité de ^{6}Li que on pourra refroidir. Le pompage optique peut être fait seulement entre les deux sous-états hyperfins ou également entre sous niveaux Zeeman.

5.2.1 Pompage optique dans $|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+2\rangle$

Le pompage optique vers $|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+2\rangle$ que l'on peut imaginer consiste à exposer pendant quelque μs les atomes à un laser résonnant avec une transition optique partant du sous-niveau hyperfin F=1. Les atomes excités vont relaxer sur quelques cycles vers le sous-niveau F=2 en peuplant tous les sous-niveaux Zeeman disponibles. En allumant le piège magnétique le filtrage des atomes magnétiquement piégeageables est automatique : les atomes $m_\mathrm{F}=-1$ et -2 sont expulsés du piège, les $m_\mathrm{F}=0$ tombent par gravité et $m_\mathrm{F}=+1$ et +2 restent piégés. Puisque l'échantillon n'est pas totalement polarisé, plusieurs canaux de collisions inélastiques peuvent réduire le temps de vie du piège et chauffer l'échantillon.

Les collisions inélastiques du type

$$2\times|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+1\rangle \rightarrow |\mathrm{F}=1, m_\mathrm{F}=+0\rangle + |\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+2\rangle + \mathrm{E_{HF}}$$

($\mathrm{E_{HF}}$ énergie hyperfine) limitent sensiblement la durée de vie du gaz, car l'énergie dégagée est dans ce cas bien supérieure à la profondeur du piège. Egalement les collisions

$$2\times|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+1\rangle \rightarrow |\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+0\rangle + |\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=+2\rangle$$

sont une source de perte et de chauffage du gaz car, à chaque collision, un atome est perdu, et celui qui reste piégé acquiert l'énergie potentielle de la paire initiale (tout en restant piégé). Dans figure 5.4, on peut observer la diminution d'atomes piégés due à ce mécanisme. Des prédictions théoriques [41] indiquent des taux d'échange pour des échantillons de Li non polarisés de l'ordre de $10^{-11}\,\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}$, ce qui est compatible avec les importantes pertes (jusqu'à un facteur 2) que l'on observe pendant la première centaine de ms du piégeage magnétique. Il faut alors pomper les atomes dans le sous-niveau magnétique extrême. Le pompage optique dans le même sous-niveau hyperfin, vers le sous-niveau Zeeman extrême (pompage Zeeman) est fait à l'aide d'un champ magnétique directeur, bien défini et homogène, et d'un faisceau laser polarisé σ^+ résonnant sur une transition $\mathrm{F}=2\rightarrow\mathrm{F}'=2$. Puisque la structure hyperfine de l'état électronique excité sur la ligne D2 est trop étroite pour permettre d'exciter d'une façon résonnante seulement un sous-niveau F', le pompage Zeeman est fait sur la ligne D1, où la structure hyperfine (91.8 MHz, voir figure 3.5) permet une bonne sélectivité. Ce faisceau est issu du laser esclave du repompeur ^{6}Li du PMO. Un autre

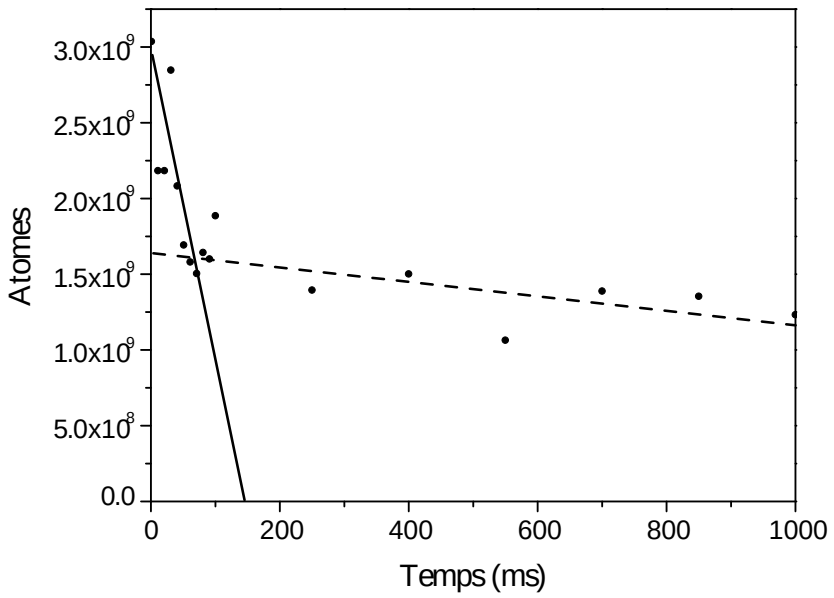

FIG. 5.4: *Temps de vie du piège magnétique pendant la première seconde après chargement. Les atomes de* ^7Li *ont été transférés dans le sous-niveau* F=2 *à l'aide d'un faisceau de pompage optique polarisé* σ^+*, résonnant sur la transition* $\mathrm{F} = 1 \rightarrow \mathrm{F}' = 2$*. La décroissance sur les premiers 100ms est due aux pertes par relaxation de spin des atomes piégés dans le sous niveau* $|\mathrm{F} = 2, m_\mathrm{F} = +1\rangle$*, l'échelle de temps est compatible avec les taux d'échange calculés dans [41] (*$\tau = 100$ *ms). La décroissance sur une échelle de temps plus longue est due aux collisions avec le gaz résiduel (*$\tau = 17$ *s).*

laser, dont la polarisation est la même que celui du pompage Zeeman, empêche le pompage optique vers le sous-niveau hyperfin inférieur. Dans cette configuration les atomes peuvent absorber des photons uniquement s'ils se trouvent dans des niveaux autres que $|\mathrm{F} = 2, m_\mathrm{F} = +2\rangle$. De plus le processus d'absorption des photons σ^+ et l'émission spontanée amènent les atomes vers cet état.
La séquence de pompage prévoit la coupure du champ quadrupolaire du PMO et l'allumage d'un champ magnétique directeur de 10 G. On attend 100 μs pour sortir du régime transitoire des inductances et ensuite on applique pendant 100 μs les faisceaux de pompage hyperfin et Zeeman. Les deux sont superposés à un faisceau PMO horizontal puisque le champ magnétique directeur est lui même parallèle à l'axe des bobines PMO. Dès que le pompage optique est terminé on monte le courant des bobines PMO aussitôt, en gardant le champ directeur 0.5 ms pour que l'axe de quantification reste bien défini. Dans le tableau 5.3 sont indiqués les résultats obtenus en suivant cette procédure. Le pompage Zeeman, permettant de transférer une fraction considérable d'atomes dans le piège magnétique, semble être un outil puissant pour le démarrage du refroidissement évaporatif. Cependant la situation change si on considère un nuage

Temps de piégeage magnétique	pas de repompage	repompage hyperfin	repompage Zeeman
10 ms	37 %	48 %	50 %
100 ms	31 %	39 %	49 %
1 s	20 %	30 %	45 %

TAB. 5.3: *Pourcentage d'atomes transférés dans un piège magnétique à partir d'un PMO, en fonction des différentes techniques de pompage optique. La détection est faite après recapture dans le PMO pour pouvoir considérer toujours le même coefficient de Clebsch-Gordan (voir section 3.3.5).*

optiquement épais. Dans ce cas on ne peut pas négliger la réabsorption de photons « Zeeman » diffusés qui, en ayant une polarisation π ou σ^- peuvent être absorbés par les atomes $|\mathrm{F} = 2, m_\mathrm{F} = +2\rangle$ aussi. Cette diffusion multiple ralentit le processus de pompage et conduit de plus à un chauffage important du gaz. A cause de ce phénomène on a pu mesurer des chauffages allant jusqu'à 3 mK au cours du pompage optique, pour des nuages contenant $7 \cdot 10^9$ atomes. Pour éviter des problèmes majeurs de chauffage il est préférable alors de se limiter à un pompage hyperfin dans les mêmes conditions expérimentales. Finalement le transfert du PMO au piège magnétique est plus efficace de quelques pourcents si la séquence de pompage optique est faite après la phase de PMO comprimé.

5.2.2 Pompage optique dans $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = -1\rangle$

Le piégeage magnétique dans le sous-niveau hyperfin F = 1 est moins critique par rapport à celui dans F = 2 puisque seulement l'état $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = -1\rangle$ est piégé magnétiquement (et dans un champ B < 150 G). Par conséquent un échantillon d'atomes dans le potentiel magnétique se polarise naturellement pendant les premières ms de piégeage, par expulsion des atomes dans les états anti-piégeants ($m_\mathrm{F} = 0$ et $m_\mathrm{F} = 1$). On peut alors se limiter à pomper tous les atomes du PMO dans l'état F = 1 en coupant le faisceau repompeur du PMO quelques dizaines de μs avant le faisceau principal. En faisant ce pompage, dont la polarisation n'est pas définie, on arrive à piéger magnétiquement 10 % des atomes du PMO. Ce faible taux de transfert dans le piège magnétique a deux origines. D'abord on a vu dans la section précédente que le pompage optique a une efficacité limité. D'autre part la profondeur du potentiel magnétique se réduit à cause de la nonlinéarité du potentiel magnétique par rapport au champ magnétique. Dans le régime de Breit-Rabi, on trouve que l'énergie potentielle maximale de l'état $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = -1\rangle$ est 2.4 mK pour $|B| = 150$ G. Les atomes dont l'énergie cinétique dépasse ce seuil ne sont pas piégés, même s'ils sont pompés dans le bon sous niveau Zeeman. Cette explication est compatible avec le fait que l'efficacité du

transfert diminue quand on augmente le nombre d'atomes initial[1] ($N_{\mathrm{PMO}} = 5\,10^9$, 18 % de transfert. $N_{\mathrm{PMO}} = 1.1\,10^{10}$, 17 % de transfert. $N_{\mathrm{PMO}} = 2.3\,10^{10}$, 14 % de transfert.)

Une autre technique consiste à illuminer les atomes alternativement avec un faisceau résonnant à la transition $\mathrm{F} = 1 \rightarrow \mathrm{F}' = 1$ ou $\mathrm{F} = 2 \rightarrow \mathrm{F}' = 2$. Chaque impulsion de lumière dure 50 μs environ et on répète le cycle une ou deux fois. La lumière est polarisée σ^- par rapport au champ magnétique directeur. De cette façon on arrive à transférer dans le piège magnétique 16 % environ des atomes du PMO.

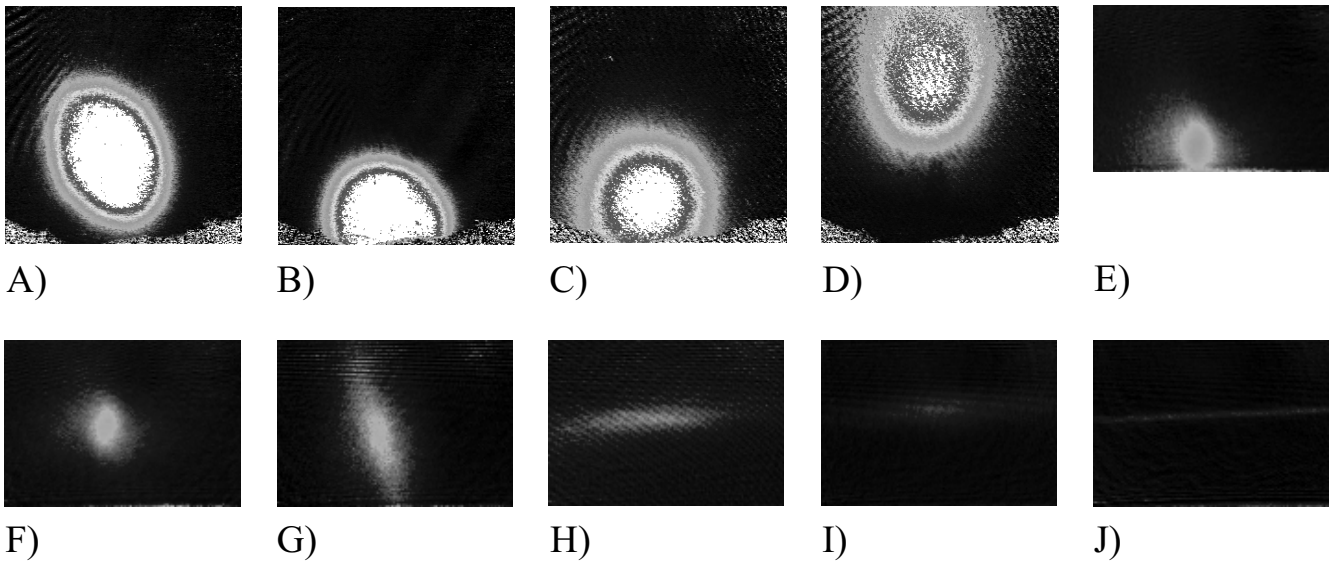

FIG. 5.5: *Transfert des atomes du PMO dans le piège magnétique Ioffe-Pritchard. A) Chargement du PMO décalé. B) Centrage du PMO sur le piège magnétique quadrupolaire du bas. C) Chargement du premier piège magnétique. D) Début du transfert. E) Arrivée des atomes dans la région de détection de l'appendice. F) Fin de la translation des atomes. G) Début de la déformation du piège magnétique quadrupolaire du haut. H) Fin de la déformation du piège magnétique quadrupolaire du haut. I) Piège Ioffe-Pritchard partiellement compensé. J) Piège Ioffe-Pritchard totalement compensé. Toutes les images du piège magnétique sont prises en présence d'un le champ magnétique allumé.*

5.2.3 Chargement du piège magnétique

Dès que les atomes sont pompés optiquement dans le bon sous-niveau Zeeman, on monte soudain le courant dans les bobines PMO pour allumer le potentiel magnétique. A cause des inductances des bobines et des capacités des alimentations de courant, le

[1]Comme indiqué en section 5.1.1, la température du PMO augmente avec le nombre d'atomes piégés. Le chauffage dû au pompage optique aussi augmente avec l'épaisseur optique de l'échantillon.

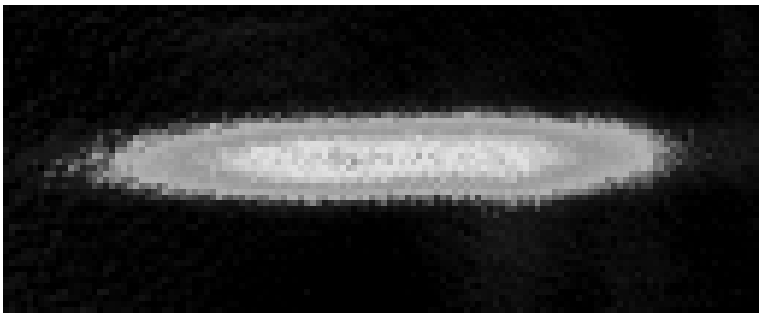

FIG. 5.6: *Image en temps de vol des atomes piégés dans le piège Ioffe-Pritchard. Temps d'expansion axial 600 µs, temps d'expansion radial 30 µs.*

courant varie continûment sur une échelle de temps de l'ordre de quelques ms. Pour minimiser la perte de densité dans l'espace des phases (chauffage et diminution de densité spatiale), il faut faire en sorte que le courant monte le plus vite possible et qu'en même temps il n'oscille pas.

Au début du pompage optique, quand on ouvre l'interrupteur S6 (voir figure 4.10), on programme l'alimentation de courant PMO à tension et courant maximal (30 V, 500 A). Dès que le pompage optique est terminé on ferme S6 et le courant commence à monter. Si on laisse l'alimentation de courant atteindre l'état stationnaire, après quelque centaine de µs il passe en mode contrôle courant après avoir atteint un pic de courant à 600 A environ. On évite cette oscillation (qui est une source de chauffage) en reprogrammant la tension maximale de l'alimentation PMO à une valeur stationnaire pour un courant de 500 A. Le moment où on reprogramme la tension est choisie de façon à éliminer l'oscillation de courant. En général on applique cette procédure d'optimisation de l'allumage à toutes les bobines du piège magnétique.

5.3 Transfert magnétique

5.3.1 Séquence temporelle

Le principe du transfert magnétique a déjà été anticipé en section 4.1. Les atomes du PMO sont chargés dans un premier piège magnétique quadrupolaire centré sur le PMO, les bobines des deux pièges étant les mêmes. Ensuite, la translation du piège magnétique démarre en ajoutant d'une façon continue le champ quadrupolaire des bobines de transfert. Le champ produit par ces bobines a la même orientation que celui des bobines PMO, mais l'axe de symétrie se trouve 5 cm plus en haut. Le centre du quadrupole résultant de la somme des deux se déplace vers l'axe des bobines de transfert d'autant plus que le rapport $\chi = I_{\mathrm{PMO}}/I_{\mathrm{Transfert}}$ diminue. Afin que le confinement pendant le transfert soit maximal, la diminution de χ est faite en deux étapes. La

première consiste à augmenter $I_{\text{Transfert}}$ de 0 à 500 A tout en gardant le confinement des bobines PMO maximal (I_{PMO}=500 A) ; ainsi les atomes parcourent environ la moitié du chemin. La deuxième étape consiste à réduire continûment I_{PMO} jusqu'à l'annuler. Pendant le transfert, la variation de χ est faite de façon que le centre du quadrupole bouge avec accélération et décélération constantes pour que les atomes ne soient pas trop secoués. Le temps employé pour monter les atomes dans la région d'évaporation est de 100 ms.
Dès que les atomes arrivent dans la région du piège *Ioffe-Pritchard*, on commence la phase d'adaptation de la distribution spatiale des atomes pour qu'il y ait *mode-matching* avec le piège *I-P*. Les atomes piégés dans le quadrupole des bobines de transfert ont une distribution spatiale en forme de crêpe avec un rapport des axes de 2. D'autre part la distribution des atomes dans le piège *I-P* non comprimé a une forme de cigare avec un rapport des axes de l'ordre de 6. Il est clair qu'en changeant abruptement entre les deux potentiels on fait beaucoup chauffer le gaz. L'adaptation de la forme du potentiel linéaire à celle du piège *I-P* est faite en ajoutant au champ quadrupolaire 3D des bobines de transfert, le champ quadrupolaire 2D des barres *Ioffe*. Si le confinement radial (plus important que celui axial) est produit essentiellement par les barres *Ioffe*, et le confinement longitudinal est produit par les bobines transfert, le nuage atomique acquiert une distribution spatiale analogue à celle du piège *I-P*. Cependant, la déformation du quadrupole se révèle délicate. A cause des différentes symétries des bobines, si les confinements radiaux dus aux deux quadrupoles séparés sont égaux, la somme des deux ne confine pas une direction dans le plan radial (voir figure 4.12). Dans notre expérience il s'agit de la direction verticale. Une solution consiste à faire une première rampe de courants de transfert et *Ioffe* jusqu'à ce que le confinement vertical ne devienne pas trop faible, et à faire un petit saut de courant pour passer le seuil, et ensuite continuer la rampe jusqu'aux valeurs choisies. Les figures 5.5-F,G,H montrent l'allure du nuage atomique lors de l'adaptation du quadrupole au confinement du piège *I-P*.

Les atomes sont maintenant prêts pour être chargés dans le piège *I-P*. L'allumage de ce dernier consiste en une reprogrammation des interrupteurs du circuit du piège pour interrompre le courant des bobines transfert et allumer les bobines *pinch* en série avec l'alimentation PMO. En même temps le courant des barres *Ioffe* est programmé à sa valeur maximale. La fin de la séquence de chargement du piège *I-P* consiste en la compensation du champ magnétique biais B_0 produit par les bobines *pinch* : en gardant le courant *pinch* constant on passe d'une façon continue de l'alimentation PMO à l'alimentation *pinch*. Ainsi on arrive à avoir le même courant dans les bobines *pinch* et compensation, pour avoir une compensation de B_0 stable. Les prises d'image en temps de vol du piège *I-P* sont effectuées en coupant les courants des barres de *Ioffe* et de confinement axial (bobines *pinch* et compensation) à des moments différents. Les temps de coupure du courant ne sont pas du même ordre de grandeur (voir tableau 4.2). Pour que les confinements radial et axial s'annulent simultanément, on coupe d'abord le courant de confinement axial, et ensuite, typiquement à 400-600 μs, on coupe le courant

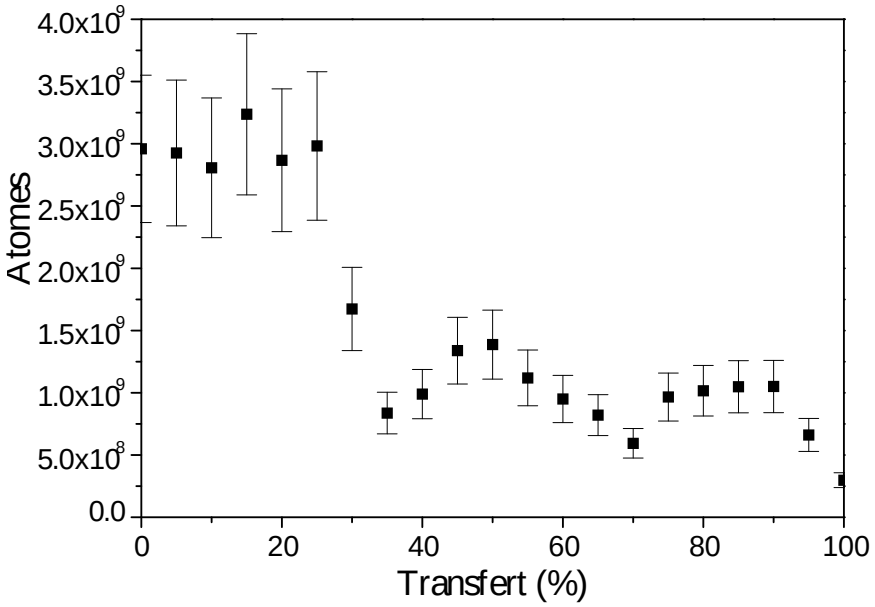

FIG. 5.7: *Atomes restants dans le piège magnétique après une fraction du transfert total, et retour dans la position initiale. Le bruit sur la courbe est imputable aux fluctuations d'atomes transférés dans le piège magnétique (15 % environ), et de température du gaz, puisque la taille du nuage est proportionnelle à sa température.*

des barres de *Ioffe*.

5.3.2 Efficacité du transfert

La figure 5.7 représente le nombre d'atomes qui restent dans le piège magnétique en fonction de la fraction du chemin de transfert. Les atomes après avoir accompli la fraction de transfert choisie, attendent 100 ms sur place, et ensuite reviennent dans la position initiale pour la prise d'image. On trouve que le nombre d'atomes diminue lorsque le centre du piège dépasse 30 % du transfert, à cause de l'arrivée des atomes dans l'appendice. La taille du nuage est du même ordre que l'appendice (pour $T \simeq 1\,\mathrm{mK}$), et lorsque les atomes y entrent, ceux, dont l'énergie dépasse le potentiel magnétique à la surface interne de l'appendice, sont perdus. En fait la sélection est spatiale, et seulement après un temps de l'ordre du temps d'ergodicité la coupure devient aussi énergétique. Sur la figure 5.8 on peut bien voir les effets de la coupure spatiale après 55 % de transfert. Pour un transfert compris entre 35 et 90 % la fraction d'atomes restant piégés est à peu près constante, tandis que sur les derniers 10 % du transfert on perd encore un facteur 3. Cette dernière perte a une origine encore différente car à travers la figure 5.8 on voit que l'ellipticité due à la coupure spatiale disparaît. Le nuage, qui est très allongé verticalement, touche en partie le sommet de l'appendice en perdant

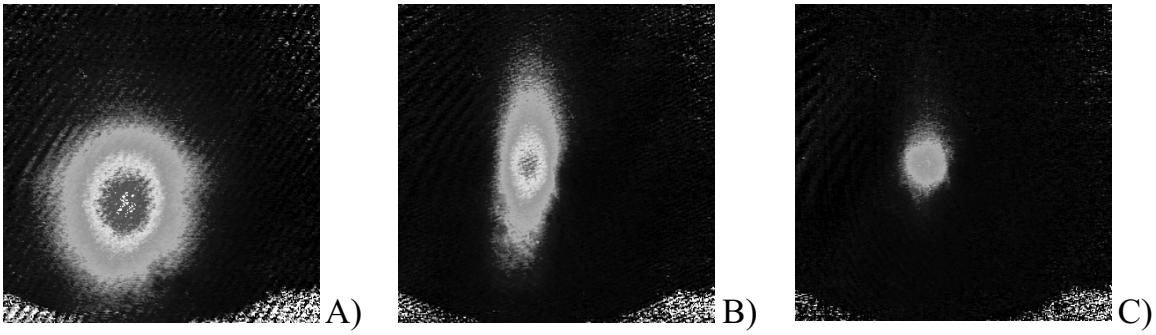

FIG. 5.8: *Images du nuage atomique piégé magnétiquement dans la région du PMO. A) Piège magnétique initial. B) Atomes au retour après 55 % du transfert. C) Atomes au retour après être arrivés dans la région du piège I-P (100 % du transfert). On notera la forte ellipticité du nuage après 55 % du transfert, produite par la coupure spatiale due à l'entrée dans l'appendice.*

les atomes les plus écartés du centre, et en acquérant une distribution plus isotrope. Nous avons essayé de diminuer les pertes sur la dernière partie du transfert en activant les barres de *Ioffe* lorsque les atomes s'approchent de la région d'évaporation, mais nous n'avons pas trouvé d'effets bénéfiques. La température du nuage après une aller-retour de 100 % est de 300 μK, valeur compatible avec ce que l'on peut calculer à partir du confinement pendant le transfert, et des contraintes géométriques de l'appendice.

Pour ce qui concerne l'efficacité du transfert dans le piège *I-P*, la perte sur le nombre d'atomes est négligeable, tandis qu'on enregistre un chauffage du gaz. En supposant que la densité dans l'espace des phases reste constante, on peut calculer une température de l'ordre de 3 mK en partant des atomes piégés dans le quadrupole inférieur à $T = 300\,\mu$K, pour piège *I-P* de paramètres I_{Ioffe}=700 A (2100 G/cm), I_{Pinch}=500 A (560 G/cm^2), et un champ biais complètement compensé. En fait si on fait l'expérience on trouve plutôt des températures de l'ordre de 5 mK, ce qui implique que quelque part la modification du potentiel est non-adiabatique. Les opérations qui vraisemblablement ne sont pas adiabatiques sont au nombre de deux. La première est le saut du courant des barres de *Ioffe* fait lors de l'adaptation du piège quadrupolaire supérieur au piège *I-P*, pour qu'il y ait toujours le confinement vertical. La deuxième source de chauffage est le changement abrupt du potentiel linéaire du quadrupole au potentiel harmonique du piège *I-P* non compensé. Lors du transfert des atomes dans le piège *I-P*, le champ biais n'est pas compensé (1200 G environ) et, d'après l'équation (4.11), l'approximation harmonique du potentiel est correcte. En supposant une température initiale de 1 mK, à la suite du changement du profil du potentiel, on s'attend à une augmentation de 20 % de la température. Néanmoins cette estimation ne tient pas compte du fait que vraisemblablement le gaz n'est pas à l'équilibre thermodynamique après la déformation du piège quadrupolaire.

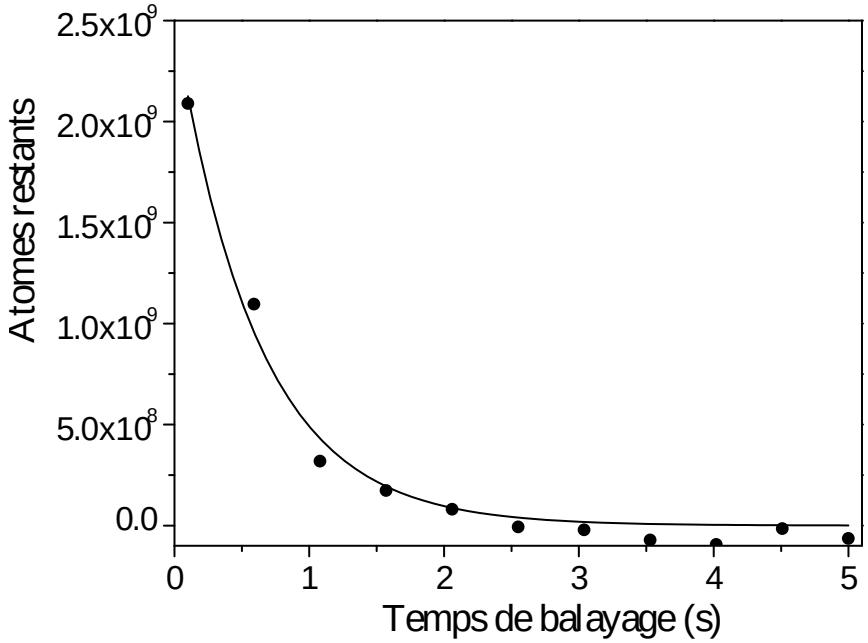

FIG. 5.9: *Efficacité du couteau micro-onde d'évaporation. La fréquence micro-onde est balayée linéairement entre 1 GHz et 800 MHz (résonnance à champ nul), sur une durée variable. Le nombre d'atomes restants dans le piège diminue exponentiellement sur un temps caractéristique de 600 ms.*

5.4 Mesures préliminaires dans le piège magnétique quadrupolaire

5.4.1 Expulsion R.F. et μ-onde des atomes

Nous avons utilisé deux méthodes d'évaporation. La première consiste à induire des transitions entre sous-niveaux Zeeman du même sous-niveau hyperfin dépendant de l'énergie potentielle atomique. Ainsi on peut coupler d'une façon résonnante le sous-niveau magnétiquement piégeant à celui anti-piégeant, si le décalage Zeeman est petit devant la structure hyperfine de l'état électronique fondamental. Si cette condition n'est pas satisfaite, l'atome peut osciller pendant quelques périodes dans un sous-niveau Zeeman partiellement polarisé avant d'être expulsé du piège, et ensuite introduire des pertes supplémentaires par relaxation de spin. Par la suite cette méthode est appelée « évaporation RF » . La seconde consiste à induire des transitions, toujours dépendantes de l'énergie potentielle atomique, entre sous-niveaux hyperfins différents. Ici l'efficacité de la sélection énergétique est meilleur puisque le basculement du spin électronique est direct vers le niveau anti-piégeant. Ainsi on n'introduit pas de pertes par relaxation

de spin par opposition à l'évaporation RF en champ magnétique intense. Par la suite cette méthode est appelée « μ-onde » .

La radio-fréquence (RF) et la micro-onde (μ-onde) pour l'évaporation sont produites par un synthétiseur (Marconi Instruments réf.2030) qui, géré par ordinateur, produit le signal de fréquence choisi. La RF (ou μ-onde) est ensuite amplifiée par un amplificateur (RF : Mini-Circuits ZHL-1-2W, μ-onde : Mini-Circuits TIA-1000-4) et envoyée à une boucle de fil de cuivre qui fait office d'antenne. Chaque antenne est ensuite terminée sur une résistance de 50 Ω pour mieux adapter l'impédance. Les deux circuits ont été optimisés empiriquement en faisant attention à ce que la puissance réfléchie sur la ligne ne dépasse pas le seuil de destruction de l'amplificateur. Typiquement, on envoit 7 W à l'antenne μ-onde, et 1,5 W à l'antenne RF. Sur le circuit μ-onde on a aussi installé un circuit d'accord interférentiel pour minimiser la puissance réfléchie dans l'amplificateur. L'efficacité de couplage antenne-atomes la plus élevée a été trouvée pour des antennes avec une seule boucle, les diamètres sont 1 cm pour la μ-onde, et 3 cm pour la RF. Sur la figure 5.9 est indiquée l'efficacité de la source μ-onde : les atomes sont chassés du piège magnétique avec une rampe linéaire de 1 GHz (ce qui correspond à une barrière énergétique de 6 mK) à 800 (fréquence de la transition à champ magnétique nul). La durée de la rampe linéaire est variée de quelques centaines de ms à 5 s. La diminution des atomes qui restent dans le piège est exponentielle en fonction du temps de balayage, et le temps de décroissance est de 600 ms.

5.4.2 Pertes Majorana

Dans un piège magnétique dont le minimum du module du champ vaut zéro, un atome passant au voisinage du centre voit tourner la direction du champ. Si la trajectoire atomique passe suffisamment près du centre du piège, la vitesse de rotation du champ magnétique aperçue dans le référentiel atomique peut être du même ordre que la fréquence de Larmor. Le moment spin atomique peut alors avoir un suivi non adiabatique, et sortir du sous-niveau Zeeman magnétiquement piégeant. Ce processus est communément appelé « transition Majorana ».

Un atome piégé dans un piège quadrupolaire, suivant un trajectoire rectiligne, avec un paramètre d'impact a par rapport au centre du piège, voit tourner la direction du champ magnétique à une vitesse

$$\Omega_{\mathrm{R}} \sim \frac{v}{a}. \tag{5.2}$$

D'autre part, au point où la vitesse de rotation de la direction du champ magnétique est maximale, son module vaut ab', avec b' gradient local du champ magnétique. La fréquence minimale de Larmor Ω_{L} le long de la trajectoire atomique est donc de l'ordre de

$$\Omega_{\mathrm{L}} = \frac{\mu}{\hbar} ab'. \tag{5.3}$$

Le suivi non adiabatique du spin atomique a lieu dès que $\omega_L < \omega_R$, autrement dit pour un paramètre d'impact inférieur au valeur critique

$$a_0 \sim \sqrt{\frac{\hbar v}{\mu b'}} \tag{5.4}$$

les atomes seront perdus. L'estimation du taux de pertes dû aux transitions Majorana est faite en calculant le nombre d'atomes par unité de temps qui passent dans la sphère critique [105] :

$$\frac{dN}{dt} \sim -\frac{N}{l^3} v a_0^2, \tag{5.5}$$

avec l largeur de la distribution atomique. On dérive ainsi le temps de durée de vie τ_0 due aux pertes Majorana

$$\tau_0 \sim l^3 \frac{\mu b'}{\hbar v^2}. \tag{5.6}$$

En exploitant la relation valable dans un piège magnétique $mv^2 \sim \mu b' l$, on obtient enfin

$$\tau_0 \sim \frac{m}{\hbar} l^2 \tag{5.7}$$

Le gaz de ^{7}Li piégé dans notre piège quadrupolaire inférieur à 1 mK aurait, d'après ce modelé, une durée de vie de 20 s. Cette source de perte d'atomes est donc un effet d'autant plus forte que la masse de l'atome est petite.

Expérimentalement nous avons eu une première preuve des pertes Majorana en faisant des essais d'évaporation dans le piège quadrupolaire inférieur. Des atomes de ^{7}Li ont été piégés dans le quadrupole magnétique PMO avec un courant de 500 A à 1.3 mK. En absence de couteau radio-fréquence, le temps de vie du piège magnétique est de 18 s environ (voir figure 5.10), ce qui correspond au temps de collision avec le gaz résiduel. Ce temps de vie, plutôt court, a été amélioré dans la suite des expériences. La même mesure de temps de vie, a été faite après avoir balayé le couteau RF entre 5 et 3 mK en 5 s, on obtient ainsi un temps de vie deux fois plus court. Cette dépendance du temps de vie de l'énergie moyenne du gaz est une conséquence directe des pertes Majorana.

Une autre indication de perte Majorana peut être identifiée à partir du chauffage du nuage. Sur la figure 5.11 est indiquée la largeur d'un nuage piégé dans le piège inférieur à 250 A. La température initiale du gaz est de 1 mK, et le temps de vie mesuré sur la base de la diminution des atomes piégés est de 62 s. De l'élargissement du nuage atomique on déduit un taux de chauffage de 10 μK/s. Ce chauffage peut avoir plusieurs origines : techniques, ou intrinsèques au piège quadrupolaire. Le chauffage technique dépend essentiellement des fluctuations de courant du piège magnétique. Nous n'avons pas remarqué de fluctuation de courant qui pourrait expliquer un chauffage si fort.

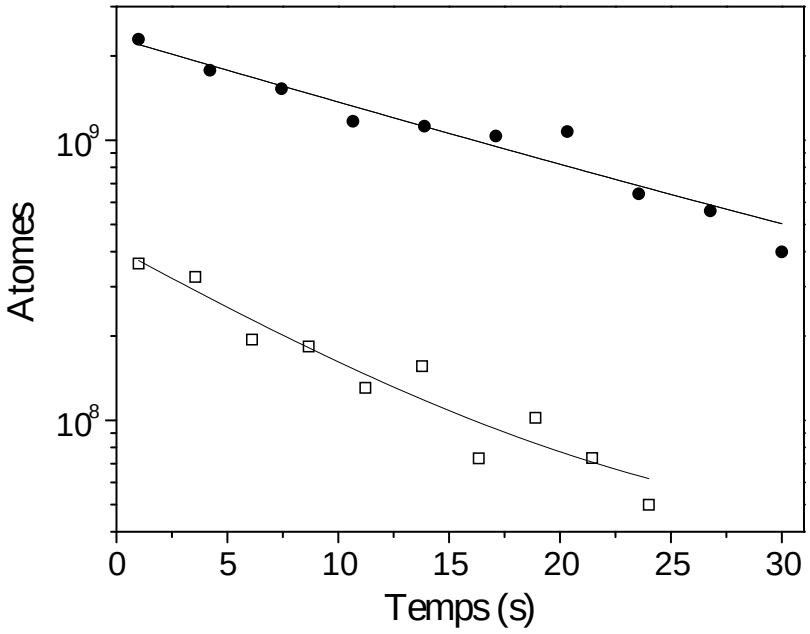

FIG. 5.10: *Pertes Majorana pour les atomes piégés dans le piège magnétique quadrupolaire inférieur à faible température. Ronds : temps de vie du piège magnétique directement après chargement du PMO (18 s). Carrés : temps de vie après sélection des atomes d'énergie inférieure à 3 mK (9 s).*

Avec une stabilité de l'ordre de 10^{-4} des alimentations de courant, il est hautement improbable qu'un tel chauffage provienne des alimentations de courant. D'autre part nous n'avons pas retrouvé un tel chauffage dans le piège *I-P* comprimé, qui se base sur un circuit analogue à celui du piège quadrupolaire inférieur. Une autre explication, intrinsèque au piège quadrupolaire, tient compte des transitions Majorana et de la relaxation par échange de spin, que les atomes ainsi produits peuvent avoir. Les atomes $|F=2, m=+1\rangle$ sont éliminés du piège magnétique via de trois canaux inélastiques :

i $|F=2, m=+2\rangle + |F=2, m=+1\rangle \rightarrow |F=2, m=+2\rangle + |F=1, m=+1\rangle + E_{\mathrm{HF}}$

ii $2 \times |F=2, m=+1\rangle \rightarrow |F=2, m=+2\rangle + |F=1, m=0\rangle + E_{\mathrm{HF}}$

iii $2 \times |F=2, m=+1\rangle \rightarrow |F=2, m=+2\rangle + |F=2, m=0\rangle$

Les deux premiers canaux comportent un changement d'état hyperfin qui s'accompagne d'une libération d'énergie importante conduisant à la perte des a tomes effectuants une telle collision. Le troisième canal conserve l'énergie cinétique totale, mais comporte la perte d'un atome par événement. En ce qui concerne le chauffage de l'échantillon, dans les deux premiers cas, le chauffage est négligeable puisque dans le régime non-collisionnel les produits de relaxation s'échappent du piège (E_{HF} est grande devant la profondeur du potentiel) avant de déposer de l'énergie. Le troisième type de processus,

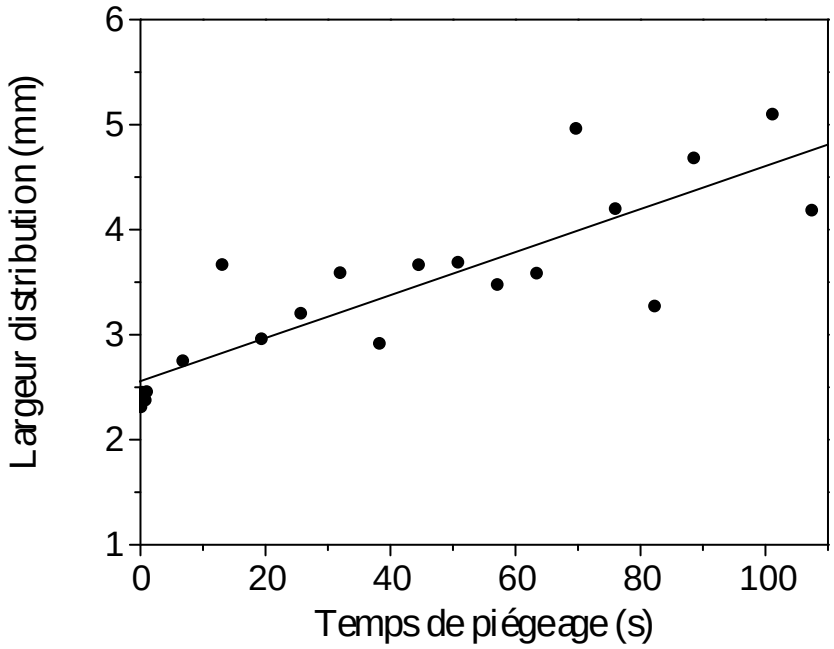

FIG. 5.11: *Largeur de la distribution spatiale d'un nuage chargé dans le piège magnétique quadrupolaire inférieur à 250 A. La température du gaz après chargement est de 1 mK, et la durée de vie mesurée sur la base du nombre d'atomes piégés est de 62 s. Le chauffage de 10 μK/s, que l'on peut déduire de l'augmentation de la taille du nuage, est compatible avec un modelé simple qui tient compte des pertes dues au transitions Majorana et des collisions à échange de spin.*

au contraire, comporte un chauffage puisque l'atome qui reste piégé acquiert l'énergie potentielle des atomes entrants. Dans le régime où ce taux de collision est important par rapport au taux de perte Majorana[2], la vitesse du processus est dominée par le taux de pertes Majorana, et le chauffage est de l'ordre du taux de perte, fois la température du gaz. Ce modèle simple est en accord avec le chauffage du piège quadrupolaire indiqué en figure 5.11. Ici les atomes sont piégés dans le piège quadrupolaire inférieur à 250 A. La température initiale du gaz est de 1 mK, et la durée de vie du piège calculé sur le nombre d'atomes piégés vaut 62 s. En supposant qu'il y ait seulement des collisions inélastiques du troisième type, on s'attendrait à un chauffage de 16 μK/s. La différence avec la valeur expérimentale est vraisemblablement imputable à la présence de collisions du premier et deuxième type, causant une diminution d'atomes piégés sans qu'il y ait un chauffage du gaz notable.

D'après ces mesures préliminaires sur le taux de relaxation Majorana, il nous est

[2]ce qui est notre cas si on considère que le taux de relaxation de spin est du même ordre que ceux indiqués en [41].

apparu difficile de poursuivre le refroidissement évaporatif dans le piège quadrupolaire, et nous avons décidé de continuer les essais d'évaporation dans le piège *I-P*, où cette source de perte n'est pas présente.

5.5 Mesures préliminaires dans le piège magnétique *Ioffe-Pritchard*

5.5.1 Evaporation dans le piège *I-P*

Les premiers essais d'évaporation dans le piège *I-P* ont été faits avec les paramètres suivants de piégeage :

- courant des barres de *Ioffe* $I_{\text{Ioffe}} = 700\,\text{A}$ ($B' = 2100\,\text{G/cm}$),
- courant bobines *pinch* $I_{\text{pinch}} = 500\,\text{A}$ ($B'' = 650\,\text{G/cm}^2$),
- compensation du champs biais à 10 G.

Le nombre d'atome est typiquement de $2\,10^8$ et la température du gaz de 5 mK. En supposant que la section efficace de diffusion, σ_{el}, ne varie pas en fonction de l'énergie de la collision, le taux de collision élastique vaut :

$$\Gamma = \frac{1}{2m(2\pi\hbar)^6} \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{p}_1 \int d^3\mathbf{p}_2\, |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|\, \sigma_{\text{el}}\, f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1)\, f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2), \tag{5.8}$$

où $f_T(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ est la fonction de distribution à température T. L'intégrale 5.8 est intégrable analytiquement pour un gaz classique et vaut [106] :

$$\Gamma = \sqrt{2}\, \bar{v} \sigma_{\text{el}} \frac{n_0(T)^2}{n_0(T/2)}, \tag{5.9}$$

où on a défini $\bar{v} = \sqrt{8k_BT/\pi m}$ vitesse moyenne thermique, et $n_0(T)$ densité atomique maximale dans le piège à température T :

$$n_0(T) = \frac{N(2\pi m k_B T)^{3/2}}{A\,(6(k_BT)^4 + 4B_0\mu(k_BT)^3)\,h^3}. \tag{5.10}$$

La définition de densité d'eq. 5.10 tient compte du potentiel réel magnétique indiqué en eq. 4.10, où en plus on tient compte des corrections de courbure radiale dues à la courbure axiale. Les paramètres de l'eq. 5.10 sont :

$$A = \frac{(2m\pi^2)^{3/2}}{\sqrt{2}\, h^3 B''_{\text{rad}} B_0 \sqrt{B''_{\text{ax}}}\, \mu^{5/2}} \tag{5.11}$$

$$B''_{\text{rad}} = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''_{\text{ax}}}{2} \tag{5.12}$$

où B_0 est le champ magnétique biais, B''_{ax} la courbure axiale du champ magnétique, B''_{rad} la courbure radiale efficace, B' le gradient radial 2D produit par les barres de *Ioffe*, et μ le magnéton de Bohr. De l'expression 5.9 on peut déduire un taux de collision élastique pour notre gaz piégé de l'ordre de $2\,\mathrm{s}^{-1}$, ce qui, d'après une simulation numérique qui considère le temps de vie de 72 s du piège *I-P*, permettrait d'atteindre le régime d'emballement au cours du refroidissement évaporatif. Pour ce qui concerne le temps de vie du piège *I-P*, nous avons mesuré 72 s, d'autre part le temps de vie du PMO est de l'ordre de 280 s (voir figure 5.2). Puisque la durée de vie du PMO est vraisemblablement limitée par les collisions avec le gaz résiduel, il se peut que la durée de vie du piège *I-P* soit limitée par d'autres causes comme l'absorption de photons résonnants. Nous sommes en train d'améliorer cet aspect de l'expérience.
En fait nous avons essayé plusieurs rampes différentes d'évaporation, et nous n'avons jamais obtenu de preuves que le refroidissement évaporatif marche réellement. Ces essais sont basés sur la comparaison de la densité optique du nuage entre des rampes d'évaporation différentes. Dans ces rampes, la coupe énergétique diminue linéairement de 7 à 3 mK sur un temps variable jusqu'à 30 s. A la fin de l'évaporation la coupe est ramenée à 7 mK jusqu'à la prise d'image, après 30 s de temps de piégeage magnétique total. L'évaporation est faite sur la transition hyperfine afin d'éviter une éventuelle dépolarisation de l'échantillon. Si le refroidissement évaporatif marchait correctement, la densité optique du gaz devrait dépendre de la durée de la rampe linéaire, mais nous n'avons jamais vu une signature de ce type.

Ce résultat peut avoir différentes origines :

- chauffage technique,
- problème de nature collisionnelle.

Le chauffage technique dépend uniquement des fluctuations de champs magnétiques dues au bruit sur les sources de courant, ou bien des vibrations mécaniques des bobines (dues par exemple à la circulation de l'eau de refroidissement). Cependant, d'après les mesures de chauffage que l'on a effectué pour des températures du gaz autour de 3 mK, cet effet peut être négligé.
Dans la section suivante on va montrer que la raison principale de la non efficacité du refroidissement évaporatif réside dans la forte réduction de la section efficace de collision élastique dans le régime de température autour de 3 mK.

5.5.2 Dépendance énergétique de σ_{el}

Dans la section 1.1.5, j'ai discuté les propriétés collisionnelles d'un gaz dans la limite de faible température. Le résultat principal était que dans un gaz bosonique polarisé à faible température, les collisions sont essentiellement en onde-s, et la section de diffusion élastique $\sigma_{\mathrm{el}} = 8\pi a^2$ est constante ($a = -\lim_{k\to 0} \frac{\tan\delta_0(k)}{k}$ longueur de diffusion, $\delta(k)$ déphasage entre l'onde entrante et sortante du processus de diffusion). On va voir que cette approximation, qui en général s'applique sur tout l'intervalle énergétique

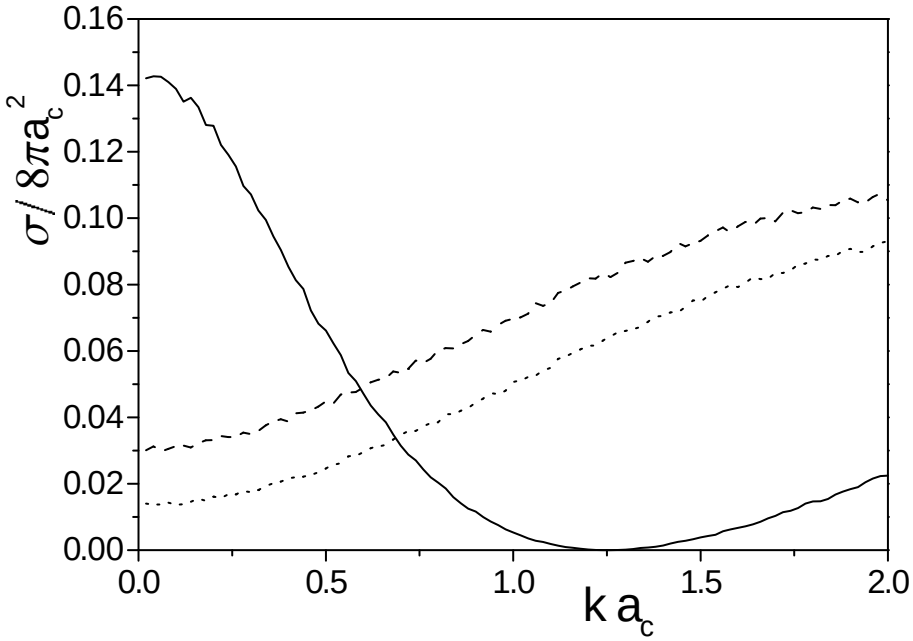

FIG. 5.12: *Section efficace de diffusion élastique en fonction de l'impulsion dans le centre de masse de la collision. Ces valeurs ont été calculées par J. Dalibard, et représentent le cas spécifique au* ^{7}*Li des résultats présentés par l'auteur en [47].* $a_0 = (2m_r C_6/\hbar^2)^{1/4}$ *est la longueur caractéristique associée au potentiel* C_6/r^6*,* k *est l'impulsion relative des atomes qu'interagissent. Trait continu :* σ *pour un échantillon totalement polarisé* $|F = 2, m = 2\rangle$*. Trait pointillé : gaz piégé en* $|F = 1, m = -1\rangle$*, on suppose* $a = 4\,nm$*. Tireté : comme avant, avec* $a = 6\,nm$*. Pour le gaz non totalement polarisé sont indiqués deux valeurs pour tenir compte de l'incertitude sur* a *à énergie nulle; dans ce cas la présence de deux types de potentiels (triplet et singulet) n'est pas considérée.*

d'évaporation des atomes comme ^{23}Na ou ^{87}Rb, n'est pas valable pour notre gaz de ^{7}Li après chargement dans le piège *I-P*.
En [68] est indiqué un simple modèle pour dériver la première correction au comportement en $-ak$ de $\tan\delta(k)$ à faible énergie. La dépendance énergétique du déphasage de l'onde diffusée peut être exprimée comme

$$\tan\delta(k) \simeq -ak - \frac{1}{2} r_e a^2 k^3 \tag{5.13}$$

où on a défini la grandeur positive r_e portée effective du potentiel. La conséquence principale est que si la longueur de diffusion à énergie nulle est négative, au fur et à mesure que k augmente, δ diminue jusqu'à s'annuler. La section efficace de diffusion 1.23 aussi, si $a < 0$, diminue avec l'augmentation de l'impulsion relative. La figure 5.12 montre le résultat du calcul numérique de la section de diffusion à partir de

l'intégration de l'eq. 1.12. Cette simulation, faite par J. Dalibard en considérant un potentiel de Van der Waals plus un noyau de cœur, considère le cas spécifique du ^{7}Li des résultats présentés par l'auteur en [47]. Pour un échantillon de ^{7}Li totalement polarisé ($a = -1.35\,\mathrm{nm}$), on trouve que la section efficace de diffusion s'annule autour de $ka_c = 1.2$ ($a_c = (2m_r C_6/\hbar^2)^{1/4} = 3.5\,\mathrm{nm}$ est la longueur caractéristique associée au potentiel C_6/r^6, k est l'impulsion relative des atomes interagissant, cette impulsion relative correspond à une énergie de $6\,\mu\mathrm{K}$).
Le changement du taux de collision dû à la variation de la section efficace de diffusion peut être estimé à partir de $\bar{p}_r = \bar{v}m_r$, l'impulsion moyenne dans le centre de masse des collisions dans un gaz à l'équilibre thermique. m_r est la masse réduite, et $\bar{v}$ est la vitesse relative moyenne des atomes :

$$\bar{v} = \iint d\mathbf{v}\, d\mathbf{v}'\, |\mathbf{v} - \mathbf{v}'|\, n(\mathbf{v}) n(\mathbf{v}') = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\, v_0, \tag{5.14}$$

où on utilise la notation $n(v) = \exp(-v^2/2v_0^2)/v_0^3(2\pi)^{3/2}$, et $v_0 = \sqrt{k_B T/m}$. Dans un gaz où σ_{el} est constant, la thermalisation est due principalement aux collisions dont la vitesse atomique relative vaut $\bar{v}$. Si σ_{el} varie, en première approximation le changement du taux de collision sera proportionnel à la section de diffusion σ_{el} correspondant à $\bar{v}$. Pour un gaz de ^{7}Li à $4\,\mathrm{mK}$ (valeur typique après chargement du gaz dans le piège *I-P*), la vitesse moyenne de collision correspond au paramètre $ka_c \simeq 1$: dans la figure 5.12 on trouve que la réduction de la section de diffusion est un facteur 10 environ. Il n'est pas correct de dire que le taux de collision est réduit d'un facteur 10 par rapport au cas de σ_{el} constante, il faudrait calculer l'intégrale collisionnelle

$$\gamma = \frac{n(0)}{4\sqrt{2\pi}v_0^3} \int_0^\infty dv_r\, v_r^3\, \sigma_{\mathrm{el}}(v_r)\, \exp\left(-\frac{v_r^2}{4v_0^2}\right), \tag{5.15}$$

en tenant compte cette fois de la dépendance σ_{el} de la vitesse relative v_r. Néanmoins il est clair que cette réduction du taux de collision peut expliquer le non fonctionnement du refroidissement évaporatif présenté en section 5.5.1. Dans le refroidissement évaporatif, les collisions dont l'énergie est voisine de l'énergie de coupure jouent un rôle très important. A température $T \leq 4\,\mathrm{mK}$ ces collisions sont les plus pénalisées par la réduction de la section de diffusion élastique.

D'après la figure 5.12 on voit qu'à hautes températures on aurait intérêt à refroidir évaporativement dans l'état hyperfin inférieur $|F = 1, m = -1\rangle$, pour lequel $a > 0$. Cependant il se trouve que $\sigma_{F=1} < \sigma_{F=2}$ dans le régime énergétique où l'état $|F = 1, m = -1\rangle$ est magnétiquement piégeable.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur l'expérience. L'ensemble de prérefroidissement laser, composé d'un jet atomique

ralenti à l'aide d'un ralentisseur Zeeman et d'un piège magnéto-optique, représente un outil idéal pour la production de gaz et mélange de gaz à la dégénérescence quantique. Le piège magnéto-optique présente des performances jamais atteintes auparavant au niveau d'un seul isotope ($1.8\,10^{10}$ atomes de ^{7}Li , ou $1.5\,10^9$ atomes de ^{6}Li), et représente une source d'atomes froids unique dans sa configuration à deux isotopes.

Bien que nous ne soyons pas encore arrivés au régime de dégénérescence quantique avec aucun des deux isotopes du Lithium, nous avons obtenu des résultats très encourageants qui présagent d'un futur fécond pour l'expérience. L'ensemble du piège magnétique, comprenant « l'ascenseur magnétique » et le piège à haut confinement, a démontré une bonne efficacité. A cause des températures plutôt élevées du lithium dans le piège magnéto-optique, l'efficacité du transfert des atomes dans l'appendice est limitée par la taille thermique du nuage, du même ordre que les dimensions intérieures de l'appendice. On pourrait penser à redessiner la cellule en verre, mais ceci serait une lourde tâche sur le plan expérimental, et vraisemblablement ferait perdre une partie des avantages acquis sur le confinement. Le confinement magnétique est d'ailleurs le point fort de l'expérience. Grâce à la séparation spatiale de la région de piégeage magnéto-optique de celle d'évaporation, nous avons pu dessiner un piège magnétique entièrement basé sur des électro-aimants, capable de confiner très fortement les a tomes, avec un gain d'un ordre de grandeur par rapport aux pièges analogues. Le haut confinement sera très utile lors de l'optimisation des paramètres des gaz dégénérés, et en favorise général le refroidissement évaporatif. Cependant j'ai montré que, contrairement à ce qui se passe avec les autres alcalins qui on été amenés à la dégénérescence, le gaz de lithium avec nos paramètres voit son taux de collisions diminuer quand on augmente le confinement. L'origine de cet effet réside dans la forte dépendance en énergie de la section efficace de diffusion élastique. Pour l'instant le refroidissement évaporatif du ^{7}Li dans l'état $|F = 2, m = 2\rangle$ n'a pas marché à cause du produit $\gamma_{\text{coll}}\,\tau_{\text{vie}}$ défavorable. Les voies à poursuivre sont alors l'augmentation du temps de vie du piège magnétique τ_{vie} par l'amélioration du vide et l'élimination de photons résiduels, et l'augmentation du taux de collision initial. Pour ce dernier point nous pensons ajouter une étape de refroidissement optique dans le piège magnétique en configuration finale. La mélasse optique dans un piège magnétique en champ intense a déjà montré la possibilité de refroidir le lithium presque à la limite Doppler ($200\,\mu$K) [12]. Dans ce régime de température, l'augmentation de la densité spatiale et de la section efficace de diffusion amènerait le gaz dans le régime d'emballement.

Chapitre 6

Refroidissement Zeeman assisté par collisions

Depuis la première proposition d'Alfred Kastler en 1950 [107], le pompage optique a été un sujet d'étude et un outil de travail majeur en physique quantique et notamment en physique atomique. Son application aux gaz atomiques a conduit à d'importantes découvertes et développements. D'autre part, le pompage optique possède de nombreuses applications dans le refroidissement des systèmes microscopiques et macroscopiques.

Les mécanismes de refroidissement pour les systèmes macroscopiques se basent essentiellement sur l'absorption d'un photon de pompage et l'émission spontanée d'un photon d'énergie plus élevée par diffusion anti-Stokes. La différence d'énergie entre les photons absorbés et émis résulte de l'intervention des degrés de liberté externes au cours des processus d'émission de photons. La diffusion anti-Stokes a permis de refroidir un gaz moléculaire de CO_2 [108], des solutions liquides de colorants [109] ou bien des solides [110, 111]. Une des limitations intrinsèques de cette méthode au refroidissement à températures proche du zéro absolu est représentée par la réduction exponentielle de la diffusion anti-Stokes avec la diminution de la température.

Dans le domaine microscopique le pompage optique a été appliqué avec succès au refroidissement de gaz d'atomes [112, 113, 114, 115, 116, 117] et d'ions [118, 119]. Associé au refroidissement évaporatif [17, 18], le refroidissement laser a été une étape essentielle pour la production de condensats de Bose-Einstein de gaz d'atomes dilués [11, 47]. Pour les gaz d'atomes neutres le refroidissement par gradient de polarisation a permis d'atteindre des températures de l'ordre de $10\,T_{\mathrm{r}}$ ($T_{\mathrm{r}} = \hbar^2\mathbf{k}^2/mk_B$ est la température associée au recul d'un atome au cours de la diffusion d'un photon résonnant avec la transition optique, dont $\mathbf{k}$ est le vecteur d'onde). Le refroidissement par bande latérale en 3D a atteint $1.5\,T_{\mathrm{r}}$ [120] et la limitation due à la diffusion multiple des photons a été mise en évidence [121]. Le refroidissement sub-recul 3D [122] a permis d'obtenir $T_{\mathrm{r}}/20$ mais possède une perte d'efficacité si les atomes sont piégés à haute densité [123]. D'autre

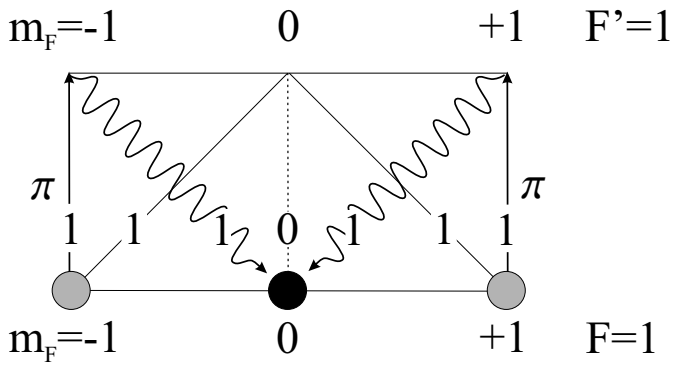

FIG. 6.1: *Schéma de refroidissement dans un sous-niveau hyperfin avec facteur de Landé négatif. Les collisions entre atomes* $|F=1, m_F=0\rangle$ *(rond noir) produisent un couple d'atomes en* $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$ *dont l'énergie interne totale est plus élevée (ronds gris). La conservation de l'énergie au cours de la collision est assurée par une réduction de l'énergie cinétique du mouvement relatif. Le pompage optique sur une transition* $F=1 \rightarrow F'=1$ *avec de la lumière polarisé* π *ramène les atomes dans l'état initial. Dans la figure sont indiquées les normes carrées des coefficients de Clebsch-Gordan multipliés par 2.*

part le refroidissement évaporatif, en éliminant les atomes les plus énergétiques produit au cours des collisions élastiques, ne présente pas les limitations dues à la diffusion de la lumière. Par contre il souffre d'importantes pertes d'atomes pendant l'évaporation.

Dans ce chapitre je vais présenter une nouvelle méthode de refroidissement qui en combinant le pompage optique aux collisions peut refroidir efficacement des gaz d'atomes neutres sans perte d'atomes. En principe, ce refroidissement peut atteindre des températures sub-recul et éventuellement pourrait être appliqué pour produire des condensats de Bose-Einstein avec des moyens purement optiques. Dans la section 6.1 je vais décrire le principe du refroidissement et son application aux gaz alcalins. Dans la section 6.2 je discuterai d'une généralisation aux mélanges d'atomes avec différents facteurs de Landé g_F, et dans la section 6.3 je montrerai comment cette technique, sélective en énergie, peut être appliquée pour faire du transfert de spin. Eventuellement pour dépolariser un gaz à la dégénérescence de Fermi, tout en gardant la densité dans l'espace des phases.

6.1 Principe du refroidissement

Le refroidissement Zeeman assisté par collision se base sur quelques points clés :

- le gaz est piégé dans un piège optique très loin de résonnance (en anglais optical Far Off-Resonance Trap (FORT) [124]) dans un sous-niveau Zeeman bien défini de l'état fondamental électronique,

- on applique au gaz un champ magnétique uniforme telle que les corrections énergétiques du deuxième ordre soient du même ordre de $k_B T$,
- des collisions inélastiques produisent des atomes dans différents sous-niveaux Zeeman d'énergie supérieure, et donc transforment une partie de l'énergie cinétique en énergie interne,
- les atomes sont ensuite ramenés dans l'état interne initial par pompage optique.

Ce cycle enlève une énergie de l'ordre de l'énergie Zeeman du deuxième ordre et se répète à l'échelle de temps des collisions dans le gaz.

Par la suite on applique cette méthode à un gaz d'atomes alcalins de spin nucléaire 3/2 (comme ^{7}Li, ^{23}Na ou ^{87}Rb). Les décalages énergétiques des différents sous-niveaux Zeeman dans un champ magnétique B se calculent en définissant :

$$\xi = \frac{\mu_B B}{2\hbar\omega_{\mathrm{HF}}} = \frac{\omega_L}{\omega_{\mathrm{HF}}} \tag{6.1}$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, $\hbar\omega_L$ est le décalage Zeeman linéaire entre sous-niveaux Zeeman adjacents et $\hbar\omega_{\mathrm{HF}}$ est l'énergie associée à la structure hyperfine de l'état électronique fondamental. Les corrections Zeeman, au deuxième ordre en ξ deviennent :

$$\delta_{F,m_F}(\xi) = (-1)^F[\hbar\omega_{\mathrm{HF}} m_F \xi + \hbar\omega_{\mathrm{HF}}(4 - m_F^2)\xi^2]. \tag{6.2}$$

Si le gaz est suffisamment froid, dans le développement en ondes partielles pour le calcul de la section de diffusion, seul le terme $L = 0$ donne une contribution [68], autrement dit les collision se déroulent uniquement en onde-s. Puisque la projection du moment angulaire sur l'axe de quantification est conservée, un couple d'atomes $|F = 1, m_F = 0\rangle$ reste ou bien dans le même état interne (A), ou bien change d'état interne en devenant $|F = 1, m_F = -1\rangle + |F = 1, m_F = +1\rangle$ (B) (ce processus a déjà été observé en [125], voir figure 6.1). L'énergie totale des paires A et B est égale au premier ordre en ξ, mais diffèrent au deuxième ordre : $E_{\mathrm{A}}(\xi) = -8\xi^2\hbar\omega_{\mathrm{HF}}$, $E_{\mathrm{B}}(\xi) = -6\xi^2\hbar\omega_{\mathrm{HF}}$. Puisque $E_{\mathrm{A}}(\xi) < E_{\mathrm{B}}(\xi)$, un couple d'atomes $|F = 1, m_F = 0\rangle$ peut changer d'état interne seulement si leur énergie dans le centre de masse est plus grande que la barrière énergétique $\Delta = E_B(\xi) - E_A(\xi)$. En enlevant de l'énergie cinétique au gaz, ces collisions peuvent être appelées collisions endo-énergétiques (CE). La répétition des CE est assurée par un laser polarisé π résonnant avec une transition optique $F = 1 \rightarrow F' = 1$. Les atomes dans le niveau $m_F = 0$ ne sont pas couplés à la lumière puisque le coefficient de Clebsch-Gordan associé est nul, tandis que les atomes dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$ une fois excités en $|F' = 1, m_F = \pm 1\rangle$ relaxent vers l'état initial $|F = 1, m_F = 0\rangle$ avec une probabilité de l'ordre de 1/2. En fait au cours du pompage les atomes ont une probabilité finie de relaxer dans l'autre sous-niveau hyperfin $F = 2$. Cette probabilité dépend de la transition optique utilisée pour faire le pompage optique (sur la raie D1 ou D2). Un autre laser de pompage à partir du sous-niveau hyperfin $F = 2$ doit empêcher le pompage optique vers le mauvais sous-niveau hyperfin. L'efficacité

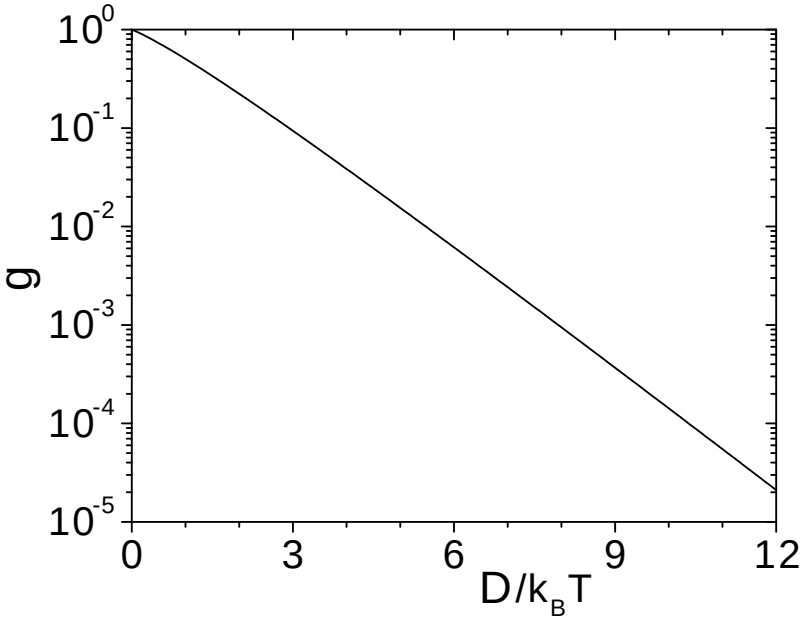

FIG. 6.2: $\gamma(\Delta/k_BT) = \Gamma(\Delta,T)/\Gamma(0,T)$ *est le taux de collision à changement d'état interne avec barrière énergétique exprimée en unité de température, divisé par le même taux à barrière énergétique nulle.*

du refroidissement est déterminée par le rapport de l'énergie enlevée par la collision endo-thermique et le chauffage dû au pompage optique vers l'état initial. Au cours de l'absorption et émission des photons de pompage, les atomes peuvent gagner plusieurs énergies de recul E_r ($E_r = k_BT_r/2$). Pour des paramètres expérimentaux réalistes on peut envisager deux régimes :

- la température est grande par rapport à la température de recul $k_BT \gg E_r$,
- la température est du même ordre que la température de recul $k_BT \sim E_r$.

Dans le premier cas le chauffage associé au pompage peut être négligé et la puissance de refroidissement est égale au taux de CE fois Δ. Si la température devient du même ordre que la température de recul le bilan énergétique du refroidissement doit tenir compte aussi du chauffage dû au pompage optique.

La puissance de refroidissement dépend du taux Γ auquel CE se produisent et de la quantité d'énergie enlevée sur un cycle. Pour calculer Γ on peut supposer que le gaz est homogène et qu'il suit la statistique de Maxwell-Boltzmann. Γ coïncide avec l'intégrale de collision de l'équation de Boltzmann relative à la population dans l'état initial pour des collisions qui enlèvent Δ à l'énergie du centre de masse $E_{\rm CM}$:

$$\Gamma(\Delta,T) \propto \sigma \int d\mathbf{p}_1\, d\mathbf{p}_2\, n(1,T)n(2,T)\Theta(E_{\rm CM}-\Delta)\, |\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2|, \qquad (6.3)$$

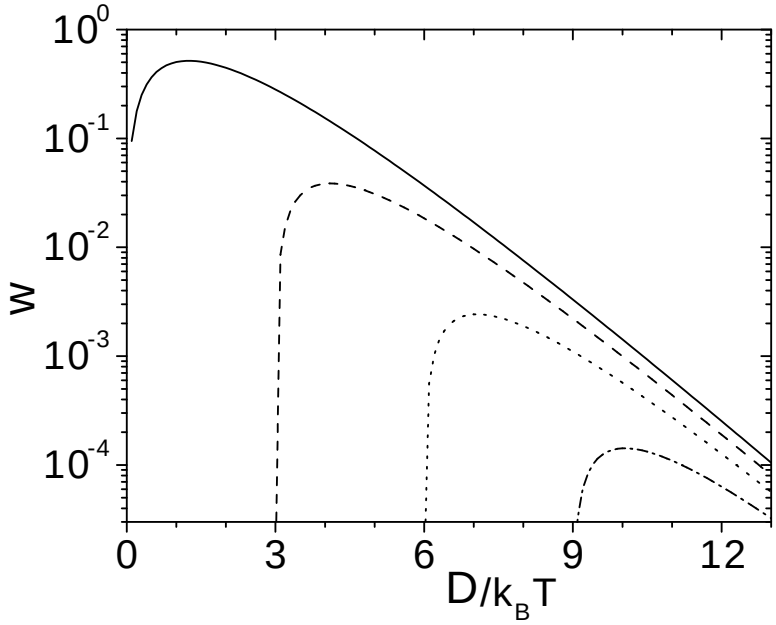

FIG. 6.3: $\omega = (\Delta - E_p)\gamma(\Delta/k_BT)/(k_BT)$ *est la puissance de refroidissement en unité d'énergie du gaz et taux de collision à changement d'état interne à barrière énergétique nulle.* $E_p = 0$ *(ligne continue),* $E_p = 3\,k_BT$ *(tiretés),* $E_p = 6\,k_BT$ *(pointillés),* $E_p = 9\,k_BT$ *(tiretés-pointillés).*

où σ est la section efficace de diffusion pour une collision qui change l'état interne atomique, 1 et 2 représentent les deux atomes qui entrent en collision, $n(i,T) \propto \exp(-mv_i^2/2k_BT)$ est le facteur de Boltzmann de l'atome 1 à température T (m est la masse atomique), Θ est la fonction de Heaviside égale à 1 si $E_{CM} > \Delta$ et zéro autrement, $\mathbf{p}'_i$ est l'impulsion de l'atome i après le changement de sous-niveau Zeeman. Le facteur $|\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2|$ en équation (6.3) représente le changement de la densité d'états finaux lorsque l'énergie du mouvement relatif change au cours de la collision ([48] §141).

La figure 6.2 montre $\gamma(\Delta/k_BT)$, le taux $\Gamma(\Delta,T)$ divisé par le taux collisionel à barrière énergétique nulle $\Gamma(0,T)$. En définissant E_p l'énergie acquise au cours du pompage optique (typiquement quelque E_r), dans la limite où le taux de pompage est rapide par rapport à $\Gamma(\Delta,T)$ la puissance de refroidissement W vaut :

$$W(\Delta,T,E_p) = \Gamma(\Delta,T)(\Delta - E_p). \tag{6.4}$$

Ces puissances de refroidissement sont tracées en figure 6.3 pour différents chauffages dû au pompage optique. On trouve que pour différentes valeurs E_p/k_BT la puissance de refroidissement est optimale si $\Delta \simeq k_BT + E_p$. Il est possible alors de faire une

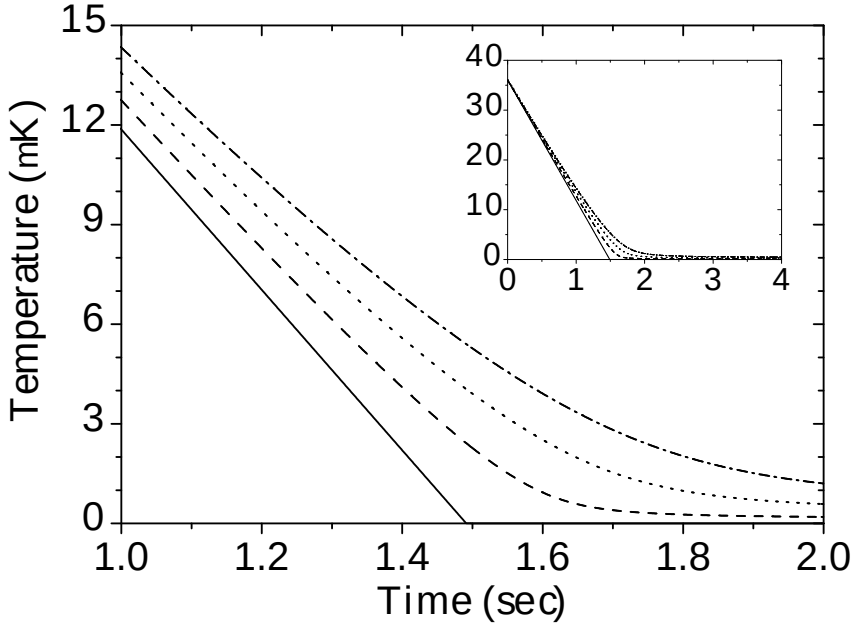

FIG. 6.4: *Dynamique de refroidissement d'un gaz de ^{87}Rb initialement à $36\,\mu K$ et $2\,10^{11}$ cm^{-3} densité pic, pour plusieurs énergies de pompage optique E_p. Le gaz est confiné dans un potentiel optique et la section de diffusion σ est choisie égale à celle des collisions élastiques (58 Å). $E_p = 0$ (ligne continue), $E_p = 6\,E_r$ (tiretés), $E_p = 12\,E_r$ (pointillé), $E_p = 18\,E_r$ (tiretés-pointillé). L'insertion montre la même figure sur une échelle temporelle plus large.*

estimation de la dynamique du refroidissement en considérant

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = -\frac{(\Delta - E_p)}{6k_B}\Gamma(\Delta, T) \tag{6.5}$$

$$= -\frac{T_{in}}{6}\Gamma(0, T_{in})\,\gamma\left(1 + \frac{E_p}{k_B T}\right), \tag{6.6}$$

où T_{in} est la température du gaz avant le début du refroidissement, après le transfert dans le FORT. Le dénominateur de l'équation (6.5) représente la chaleur spécifique d'un gaz mono-atomique, 3D, confiné ($3k_B$), et le fait que l'énergie enlevée par une collision endo-énergétique est partagée entre deux atomes. Dans l'équation (6.6) on fait l'approximation de densité locale et on exploite le fait que dans un potentiel harmonique (comme le fond d'un FORT) $\Gamma(0, T) \propto T^{-1}$. Le refroidissement se déroule différemment en fonction du régime de température : si $E_p/k_BT \ll 1$ l'argument de γ est constant et la température décroît linéairement, une fois que $E_p/k_BT \simeq 1$ le taux de collision normalisé γ ne reste plus constant et, puisqu'il peut être approximé par une fonction exponentielle (voir figure 6.2) la température varie logarithmiquement avec le temps.

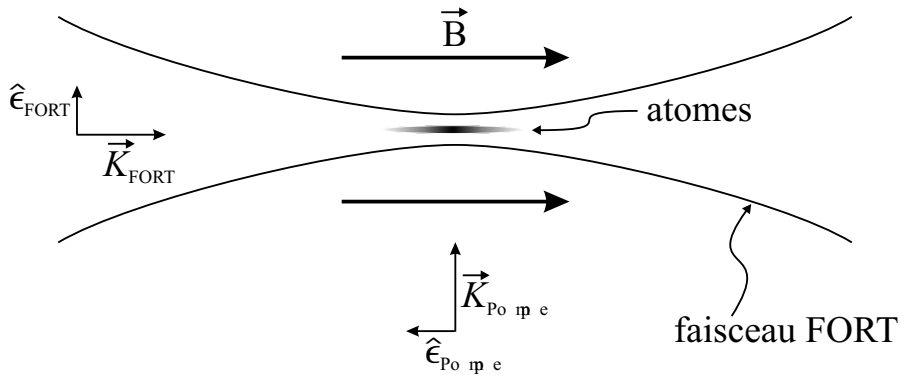

FIG. 6.5: *Configuration expérimentale du refroidissement pour le champ magnétique, le laser du piègeage optique (FORT), et le laser de pompage. $\vec{K}$ représente le vecteur d'onde du laser et $\hat{\epsilon}$ la polarisation, linéaire, relative.*

6.1.1 Application au ^{87}Rb

Comme exemple on peut appliquer ce principe de refroidissement à un gaz de ^{87}Rb à $36\,\mu$K et à une densité pic de $2\,10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ dans un potentiel harmonique (valeurs typiques pour le chargement d'un FORT à partir d'un MOT). Pour ce qui concerne la section efficace de diffusion inélastique σ en littérature on ne trouve pas des valeurs spécifiques, ici on considère une section de diffusion pour les collisions à changement d'état interne du même ordre que celle des collisions élastiques [23] et on trouve $\Gamma(0, T_{\mathrm{in}}) \sim 8\,\mathrm{s}^{-1}$. Dans la figure 6.4 sont tracés les résultats de l'intégration de l'équation (6.6) pour E_{p} allant de 0 à $18\,E_{\mathrm{r}}$ ($E_{\mathrm{r}} = 180\,\mathrm{nK}$ pour le ^{87}Rb). Pour ce choix de paramètres la température chute presque linéairement pendant les 2 premières secondes. Après 2 secondes, on trouve $T \simeq E_{\mathrm{p}}/4k_B$ et après 3 secondes $T \simeq E_{\mathrm{p}}/6k_B$. Sur les temps de refroidissement long $T \propto [\log t]^{-1}$ et atteint $E_{\mathrm{p}}/12k_B$ après 50 secondes. En fait ce traitement n'est pas valable dans le régime de faibles températures quand l'approximation de gaz classique n'est plus valable, et les effets de piégeage des photons de pompage ne sont plus négligeables. Expérimentalement il est intéressant de balayer Δ d'une valeur correspondante à la température initiale du gaz, jusqu'à un peu plus que E_{p}.

En général le potentiel optique dépend du sous-niveau Zeeman de l'atome et du vecteur de polarisation du laser de piégeage $\hat{\epsilon} = 1/2(\hat{x}\sqrt{1+\varepsilon} + i\hat{y}\sqrt{1-\varepsilon})$, avec ε ellipticité[1]. Si l'axe de quantification est parallèle à la direction de propagation de la

[1]On définie l'ellipticité de la polarisation à partir de l'intensité minimal, I_{min}, et maximal, I_{max}, transmise par un polariseur d'analyse sur le faisceau : $\varepsilon = \frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}$.

lumière, le déplacement optique vaut [126]

$$U_0 = \frac{\hbar\gamma I_0}{24 I_S}\left[\left(\frac{1}{\delta_{1/2}}+\frac{1}{\delta_{3/2}}\right) - g_F m_F\sqrt{1-\varepsilon^2}\left(\frac{1}{\delta_{1/2}}-\frac{1}{\delta_{3/2}}\right)\right], \tag{6.7}$$

où γ est la largeur naturelle de la transition ($2\pi \times 6.1$MHz pour le Rb), $\delta_{1/2}$ et $\delta_{3/2}$ sont les décalages par rapport aux lignes D1 et D2 (en unité de γ), $g_F = [F(F+1)+S(S+1)-I(I+1)]/F(F+1)$ est le facteur de Landé, et $I_S = 2\pi^2\hbar c\gamma/3\lambda^3$ est l'intensité de saturation. D'équation 6.7 on voit que pour un faisceau propageant le long du champ magnétique **B** avec une polarisation linéaire (voir figure 6.5), la dépendance du potentiel de m_F disparaît. Une composante σ résiduelle ne change pas le cadre physique puisque le potentiel optique d'un couple d'atomes est proportionnel à la somme des m_F, qui est une quantité conservée au cours des CE.

Un aspect important est le contrôle du champ magnétique **B**. Comme indiqué auparavant, la direction de **B** doit être bien définie et parallèle à la polarisation du laser de pompage. Tout désalignement produit une composante σ dans la polarisation de la pompe qui introduit d'autres termes de chauffage. Puisque la composante π est absorbée seulement par les atomes dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$ et la composante σ est absorbée aussi par les atomes $m_F = 0$, en choisissant une fréquence de Rabi de l'ordre du taux des CE on peut réduire le chauffage dû à une mauvaise polarisation. Les contraintes sur l'intensité de **B** sont moins fortes. Pour refroidir du ^{87}Rb ($\omega_{\mathrm{HF}} = 2\pi \times 6.8\,$GHz) dans le sous-niveau hyperfin inférieur $F = 1$, le champ magnétique nécessaire pour avoir Δ correspondant à $100\,\mu$K est 100 Gauss. L'intensité de **B** est ensuite réduite à un valeur de l'ordre de E_{p}, $\Delta \simeq 1\,\mu$K (quelque fois Er). Puisque $\Delta \propto \mathbf{B}^2$, le champ magnétique à la fin de la rampe est de l'ordre de 10 Gauss.

6.1.2 Les cas $g_F > 0$

On peut généraliser cette méthode de refroidissement aux mêmes atomes dans le niveau hyperfin supérieur (facteur de Landé g_F positif). En utilisant l'équation 6.2 on trouve que l'énergie d'un couple d'atomes $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ est $6\xi^2\hbar\omega_{\mathrm{HF}}$ plus basse que celle du couple $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$, et $8\xi^2\hbar\omega_{\mathrm{HF}}$ plus basse que celle du couple $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Le pompage optique sur une transition $F = 2 \rightarrow F' = 1$ avec de la lumière polarisé π (voir figure 6.6) permet encore une fois de répéter CE qui baissent $|m_F|$. Un problème important pour ce dernier type de refroidissement est représenté par les collisions inélastiques qui changent l'état hyperfin. Malgré cela le refroidissement peut être faisable pour des choix particuliers d'atomes. Pour le ^{87}Rb on a montré que la section efficace pour les collisions d'échange de spin est suffisamment petite pour qu'un gaz froid non-polarisé soit stable [23]. Ce refroidissement peut aussi être appliqué aux atomes avec spin nucléaire différent de 3/2, dans l'état hyperfin plus énergétique. Comme avant les atomes sont polarisés dans les sous-niveaux magnétiques extrêmes $m_F = \pm F$, et CE produisent les atomes dans sous-niveaux Zeeman de $|m_F|$

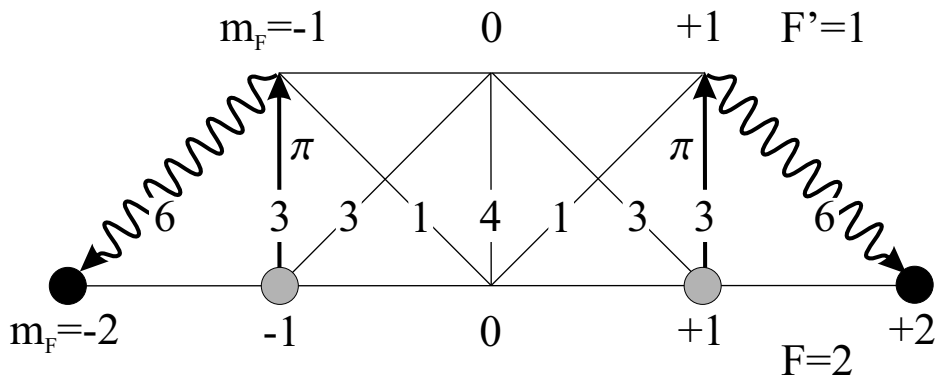

FIG. 6.6: *Schéma du refroidissement dans un état hyperfin avec facteur de Landé positif. Les atomes en $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ (ronds noirs) produisent par collision des paires d'atomes en $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ d'énergie interne plus élevée (ronds gris) en transformant une partie de l'énergie du mouvement relatif en énergie interne. Le pompage optique sur une transition $F = 2 \rightarrow F' = 1$ avec de la lumière polarisée π ramène les atomes dans les sous-niveaux initiaux. Les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan multipliés par 10 sont indiqués sur le schéma.*

plus faible. Le pompage optique est fait par de la lumière polarisée π et résonante sur une transition $F \rightarrow F' = F - 1$.

6.2 Refroidissement de mélanges d'atomes différents

Le refroidissement décrit dans la section 6.1 peut être appliqué pour refroidir d'autres systèmes que les gaz d'atomes alcalins comme les mélanges de gaz dont les facteurs de Landé g_F sont différents. On peut avoir des mélanges d'espèces atomiques différents, ou des mélanges de différents isotopes de la même espèce atomique. Comme décrit dans la section 6.1, le refroidissement des mélanges d'atomes se base sur les points clés suivants :

- les gaz sont piégés dans un piège optique (FORT),
- l'énergie est soustraite au système par des collisions inélastiques en onde-s qui, en changeant l'état interne des atomes, transforment une partie de l'énergie cinétique du mouvement relatif en énergie interne,
- les atomes reviennent dans l'état initial par pompage optique.

La différence est que si les g_F des différentes espèces ne sont pas les mêmes, l'énergie d'un couple d'atomes qui change d'état interne dépend linéairement du champ magnétique. Considérons le cas de gaz d'alcalins, le décalage énergétique Zeeman en première approximation peut être écrit en considérant la partie linéaire en B de l'équation 6.2 :

$$\delta_{m_F} = \mu g_F m_F B, \tag{6.8}$$

où μ est le magnéton de Bohr. Deux espèces atomiques a et b, de facteur de Landé $g_{a,F}$ et $g_{b,F}$ respectivement, sont polarisées dans le sous-niveau Zeeman $m_{a,F} = -F_a$ et $m_{b,F} = F_b$, les interactions résultent en collision élastiques, qui assurent la thermalisation du système, ou bien en collisions inélastiques qui changent le sous-niveau Zeeman des atomes. En supposant que la projection du moment angulaire se conserve au cours de la collision, et que la température du gaz soit suffisamment basse pour considérer seulement les collisions en onde-s, les collisions inélastiques satisfont la condition $\Delta m = \Delta m_{a,F} = -\Delta m_{b,F}$. La variation d'énergie magnétique d'un couple d'atomes qui subit une collision inélastique vaut alors :

$$\Delta E = \mu B \Delta m (g_{a,F} - g_{b,F}). \tag{6.9}$$

Il se trouve que si $g_{a,F} > g_{b,F}$ les collisions telles que $\Delta m > 0$ en augmentant l'énergie interne du gaz, sont des collisions endo-thermiques (CE). On peut alors préparer le mélange des gaz de telle façon que seulement les collision $\Delta m > 0$ puissent se produire. Pour cela il suffit de faire du pompage optique pour que le gaz a se trouve dans le sous-niveau Zeeman $m_{a,F} = -F_a$, et le gaz b soit dans $m_{b,F} = +F_b$. Dans un tel mélange $\Delta m = 0$ ou 1, mais jamais -1. Le pompage optique est fait sur des transitions $F \to F' = F$ avec polarisation σ^- pour l'espèce a et σ^+ pour l'espèce b.

6.2.1 Application à un mélange ^{85}Rb-^{87}Rb

La dynamique du refroidissement est la même que celle décrite dans la section 6.1. Au niveau expérimental la différence plus importante par rapport au refroidissement d'un gaz à une composante atomique est la précision avec laquelle il faut contrôler le champ magnétique.

Comme application concrète on peut supposer vouloir refroidir un mélange de ^{85}Rb (spin nucléaire 5/2) et ^{87}Rb (spin nucléaire 3/2)(voir figure 6.7) dans le sous-état hyperfin électronique inférieur : $g_{85} = -1/3$ et $g_{87} = -1/2$. ^{85}Rb sera alors pompé optiquement en $m = -2$, et ^{87}Rb en $m = +1$. Les collisions $\Delta m = +1$ ($\Delta m_{85} = +1$, $\Delta m_{87} = -1$)augmentent alors l'énergie interne du couple d'atomes de $\Delta = 1/6\mu B$. Contrairement au cas précèdent où $\Delta \propto B^2$, ici $\Delta \propto B$ ce qui rend le contrôle de **B** plus critique au niveau de l'intensité. En fait un mélange ^{85}Rb-^{87}Rb nécessite un champ magnétique de l'ordre de 100 mG pour que $\Delta/k_B = 1\,\mu$K.

6.3 Transfert de spin sélectif en énergie

Dans la section, 1.4 on a introduit le concept de transition BCS : une interaction attractive entre fermions de spin différents ($\pm 1/2$, ou d'après la notation courante $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$) donne origine à une cohérence entre ceux ci à température suffisamment basse. Le couple ainsi formé, en ayant spin entier, peut éventuellement donner lieu à une transition de phase, dit transition BCS.

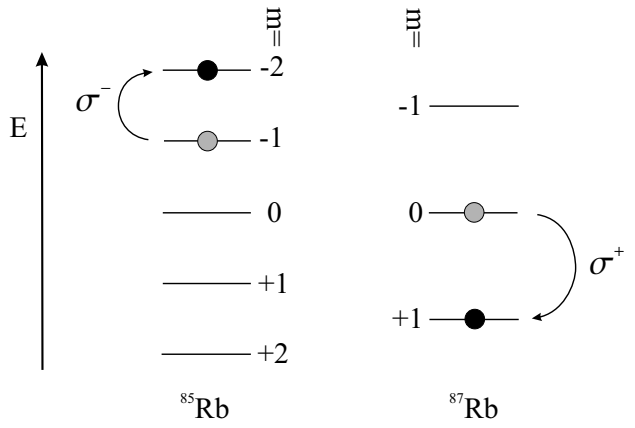

FIG. 6.7: *Refroidissement Zeeman assisté par collisions appliqué à un mélange ^{85}Rb ($g_{85} = -1/3$) et ^{87}Rb ($g_{87} = -1/2$). Des collisions inélastiques qui conservent la projection du moment angulaire total, en diminuant $|m|$ transforment paires d'atomes ^{85}Rb-^{87}Rb de faible énergie interne (ronds noir) en couple d'énergie interne plus élevée (ronds gris). La conservation de l'énergie totale est assurée par la diminution d'énergie cinétique du mouvement relatif. Le pompage optique σ^- sur l'atome avec g le plus élevé (et vice-versa pour celui de g le plus bas) ramène les atomes dans l'état initial.*

Une des difficultés que l'on peut rencontrer dans l'étude expérimentale de la transition BCS dans un gaz d'atomes fermioniques neutres est le dépolarisation de l'échantillon refroidi. En fait le chemin expérimental que l'on peut envisager est de refroidir un gaz de fermions par refroidissement sympathique avec un autre gaz (par exemple ^{6}Li avec ^{7}Li [41]) dans un piège magnétique. Ceci implique qu'à la fin du refroidissement les fermions sont totalement polarisé dans un sous-niveau Zeeman extrême $|m_F| = F$. Une façon triviale de dépolariser l'échantillon pourrait être de transférer le gaz dans un piège dipolaire, pour que le confinement ne dépende pas du sous-niveau Zeeman, et d'appliquer un champ radio-fréquence pour mélanger les sous-niveaux que l'on désire. L'inconvénient de cette procédure est que en partant d'un gaz dont la densité dans l'espace de phase est 1 (en supposant $T = 0$), si on veut la même population pour les deux orientations de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$, on obtient une densité de $1/2$ pour chaque population, ce qui est bien loin des conditions nécessaires pour observer une transition BCS.

Une méthode pour éviter cet inconvénient peut être le changement de spin des fermions fait d'une façon sélective en énergie (voir figure 6.8). Le gaz de fermions se trouve initialement en $|\uparrow\rangle$ (^{6}Li $F = 1/2, m = +1/2$ par exemple) dans un piège dipolaire, en présence du gaz utilisé pour le refroidissement sympathique qui, lui, est polarisé $|\downarrow\rangle$ (^{7}Li $F = 1, m = -1$ par exemple). Les deux gaz sont à température nulle et le nombre d'atomes utilisé pour faire le refroidissement sympathique est plus grand que la moitié de celui des fermions. On peut alors envisager des processus analogues à

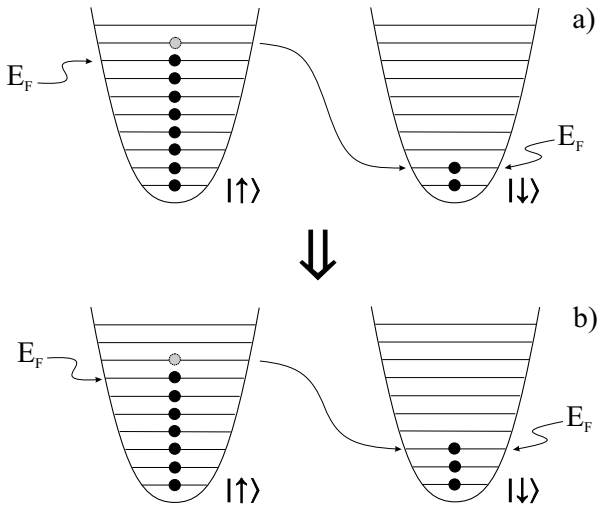

FIG. 6.8: *Schéma du transfert de spin pour transformer un gaz fermionique dégénéré polarisé* $|\uparrow\rangle$ *en une mélange* $|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle$, *de même dégénérescence. Les fermions à la surface de Fermi échangent une énergie* $\Delta = E_{|\uparrow\rangle} - E_{|\downarrow\rangle}$ *et un quantum de moment angulaire avec un gaz tampon (non indiqué, le gaz utilisé pour le refroidissement sympathique par exemple). L'énergie échangé doit être adaptée aux variation des énergies de Fermi de* $|\uparrow\rangle$ *et* $|\downarrow\rangle$ *le long du transfert.*

ceux décrit dans la section 6.2 où d'une façon sélective en énergie on enlève de l'énergie aux fermions et en même temps on bascule leur spin vers $|\downarrow\rangle$ comme schématisé sur la figure 6.8. Ce processus produit des atomes du "bain thermique" de spin plus large qui doivent être enlevés du piège (avec des transitions optiques appropriées) pour ne pas introduire des canaux de pertes. L'idée est d'amener des fermions à la surface de Fermi au fond du puits, en changeant en même temps l'état interne. La modélisation faite auparavant, qui suppose des particules libres et néglige l'extension de la fonction d'onde des atomes, n'est plus valable et il faut considérer aussi la présence du potentiel de piégeage. Cependant les arguments de conservation d'énergie restent valables. Au fur et à mesure que l'on dépolarise les fermions, l'énergie de Fermi de la population $|\uparrow\rangle$, $E_{|\uparrow\rangle}$, diminue, tandis que $E_{|\downarrow\rangle}$ augmente. Ceci signifie que si on veut faire un transfert de spin sans chauffer l'échantillon, la barrière énergétique doit diminuer au cours de la dépolarisation. En fait pour que le transfert soit optimal, la barrière énergétique Δ doit être réglée pour que

$$\Delta = E_{|\uparrow\rangle} - E_{|\downarrow\rangle}. \tag{6.10}$$

Un des problèmes qui peut se poser si on veut le même nombre d'atomes $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ est que Δ (qui en ce cas $\propto B$) diminue jusqu'à s'annuler à la fin du transfert. La sensibilité dans la détermination des populations finales dépendra de la sensibilité dans le contrôle de $\mathbf{B}$. En supposant d'avoir des températures de Fermi typiques de $3\,\mu$K

et de vouloir régler $E_{|\uparrow\rangle}$ et $E_{|\downarrow\rangle}$ au pourcent près, pour un mélange ^{6}Li et ^{7}Li comme décrit avant, il faut pouvoir contrôler **B** jusqu'à 2 mG. Une autre possibilité est de choisir la polarisation de la lumière de piégeage tel que $|\uparrow\rangle$ soit plus confiné que $|\downarrow\rangle$. Ceci permet d'avoir $E_{|\uparrow\rangle} > E_{|\downarrow\rangle}$ à parité de populations, et donc de garder Δ finie. Au cours de l'expérience on pourra réadapter la polarisation de la lumière de piégeage pour que le confinement ne dépende pas du sous-niveau magnétique.

6.3.1 Vitesse de transfert de spin

En ce qui concerne la vitesse du procès, en supposant que les interactions atome-atome soient dues à un potentiel de contact, la probabilité de transition est proportionnelle au recouvrement entre l'état initial $|n_\uparrow, n_B\rangle$ et l'état final $|n_\downarrow, n'_B\rangle$, avec $n_{\uparrow,\downarrow}$ nombre du niveau énergétique fermionique plus élevé occupé :

$$P \propto |\langle n_\downarrow, n'_B|V|n_\uparrow, n_B\rangle|^2. \tag{6.11}$$

$V = g\,\delta(\mathbf{x}_\uparrow - \mathbf{x}_B)$ est le potentiel de contact fermion-boson (g constante d'interaction). Au début du transfert $n_\downarrow \ll n_\uparrow$: même si les fonctions d'onde ne sont pas exactement celle de l'oscillateur harmonique[2], l'intégral de recouvrement (6.11) est petit, et donc le transfert de spin sera lent. Cependant, puisque la densité d'état d'un potentiel harmonique 3D est proportionnelle à E^2, le remplissage des niveaux d'énergie plus faible demande le transfert d'un nombre limité d'atomes.

6.4 Perspectives et conclusions

La technique de refroidissement proposée dans la section 6.1 semble être très prometteuse dans plusieurs domaines de physique atomique. D'abord elle pourrait être appliquée pour produire des condensats de Bose-Einstein avec des moyens relativement simples, et purement optiques. En fait, puisque les collisions entre atomes dans différents sous-niveaux Zeeman ne sont pas une cause de perte, on peut choisir un taux de pompage optique très faible pour ainsi satisfaire l'approche *festina lente* [127], où le taux de pompage optique est petit par rapport aux fréquences d'oscillation de l'atome dans le piège. La limite ultime du refroidissement est représentée vraisemblablement par la réabsorption des photons diffusés au cours du pompage optique. Dans la première phase de refroidissement, quand le gaz est encore relativement chaud, l'épaisseur optique ne pose pas des problèmes pour la diffusion des photons de pompage. Lorsqu'on arrive à la transition de phase la densité spatiale augmente soudain et l'épaisseur optique peut atteindre des valeurs de l'ordre de 100 (pour un nuage de ^{87}Rb d'une taille de 2 μm et densité $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Cette limitation peut être contournée au moins partiellement en

[2] à cause du champ moyen produit par les bosons, le potentiel efficace vu par les fermions n'est pas exactement harmonique.

réduisant la dimensionalité du potentiel de piégeage, pour avoir un nuage très allongé [128], mais reste toujours présente. Une possibilité pour s'affranchir des problèmes de réabsorption pourrait être le refroidissement Zeeman assisté par collision jusqu'au seuil de condensation, et ensuite la déformation du profil du potentiel du piège pour augmenter adiabatiquement la densité dans l'espace des phases [129, 130] afin de franchir le seuil de condensation.
Un autre aspect qui pourrait poser des problèmes est la photoassociation causée par les laser sur le gaz dense [131, 132, 133]. Ceci ne constitue pas un obstacle majeur si on évite les intervalle de longueur d'onde concernés, mais doit être quand même gardé dans l'esprit.

Une autre application de la méthode proposée dans la section 6.1 est l'augmentation de la brillance des fontaines atomiques. Le point clé est que le gaz est, en même temps, refroidi et polarisé dans le bon sous-niveau Zeeman ($m_F = 0$). Le ^{87}Rb, qui satisfait toutes les conditions requises pour le refroidissement, est un bon candidat comme étalon primaire de fréquence [134].

Dans la section 6.2, j'ai proposé une généralisation du refroidissement à un mélange de différentes espèces atomiques, ou isotopes, dont le facteur de Landé n'est pas le même. Cette technique permet d'augmenter d'une façon considérable le nombre des systèmes physiques sur lesquels on peut appliquer le refroidissement Zeeman assisté par collision. Ainsi la probabilité de trouver des mélanges où la section efficace de collision inélastique pour les collisions endo-énergétiques est très grande, pour que le refroidissement soit plus rapide, et en général d'une façon plus efficace, augmente considérablement.

Dans la section 6.3, j'ai enfin décrit une application de la méthode énoncée auparavant comme technique pour transférer du moment angulaire entre deux espèces atomiques d'une façon sélective en énergie. La méthode pourrait être utilisée pour dépolariser un gaz fermionique dégénéré afin d'étudier la transition BCS sur un gaz de fermions faiblement interagissants.

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse, j'ai décrit la conception, la réalisation, et la mise au point des différentes parties d'une expérience dont l'objectif est la production d'un mélange de gaz fermionique et bosonique dans le régime de dégénérescence quantique. Bien que nous n'ayons pas atteint le seuil de dégénérescence avec aucun des atomes piégés (^{6}Li fermion et ^{7}Li boson), nous avons réalisé un montage qui se classe parmi les meilleurs dans le domaine.

Au cours des chapitres, je montre que maintenant nous disposons des outils experimentaux et théoriques pour atteindre l'objectif fixé au démarrage de l'expérience il y a trois ans. Nous sommes capables de piéger un mélange de ^{6}Li et ^{7}Li dans un piège magnétique à haut confinement. Une méthode de mesure de la dégénérescence fermionique dans le régime de forte dégénérescence a été proposée. Et j'ai présenté une nouvelle méthode de refroidissement qui, parmi plusieurs applications, pourrait aussi être utilisée pour dépolariser un échantillon fermionique afin d'étudier la formation de paires de Cooper. Ces éléments vont nous permettre d'aborder avec optimisme les prochaines étapes de l'expérience. Le but sur lequel nous nous focalisons actuellement est la production d'un condensat de Bose-Einstein avec le ^{7}Li , puisque c'est grâce à celui-ci que nous voulons atteindre la dégénérescence de Fermi sur le ^{6}Li . En même temps, la production d'un condensat de ^{7}Li représente un objectif expérimental important. Ceci, qui n'a jamais été fait dans un piège électro-magnétique, donnerait accès aux mesures complémentaires à celles qui ont déjà été faites. Notre piège magnétique présente aussi l'avantage de pouvoir compenser le champ biais presque complètement. Ainsi on pourrait piéger les atomes dans le niveau hyperfin inférieur pour produire un condensat de Bose-Einstein stable. D'autre part, le piège magnétique que nous avons réalisé, en associant fort confinement et découpage entre le confinement axial et radial, sera bien adapté à l'étude de la formation de solitons avec un condensat métastable dans un guide d'onde 1D. Nous pensons faire ces mesures dès que nous aurons un gaz dégénéré.

En ce qui concerne les fermions, je ne présente pas de résultats expérimentaux à part le piégeage magnéto-optique. Après avoir démontré la possibilité de piéger magnétiquement un mélange de gaz de deux isotopes, nous avons donné la priorité au refroidissement du ^{7}Li . Cependant, le choix de refroidir sympathiquement le ^{6}Li avec le ^{7}Li , d'une part nous permet de refroidir le mélange sans affecter le nombre de

fermions, ce qui représente un des atouts de notre expérience par rapport à ce qui à déjà été fait sur le ^{40}K à Boulder. D'autre part, ceci va nous permettre de sonder les propriétés de dégénérescence et éventuellement de cohérence (dans un gaz BCS) du gaz fermionique dégénéré par la méthode collisionnelle exposée dans le manuscrit. Enfin je peut ajouter que nous sommes en train de développer un piège optique pour pouvoir manipuler le gaz dégénéré indépendamment du sous-niveau Zeeman, pour pouvoir, par exemple, dépolariser le gaz fermionique et étudier la formation de paires de Cooper.

Annexe A

High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier

G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck and C. Salomon

Optics Letters,
Volume **24**, Numéro 3, pages 151-153, Février 1999.

1

2

3

Annexe B

Collisional relaxation in a Fermi gas

G. Ferrari
Physical Review A,
Volume **59**, Numéro 6, pages R4125-R4128, Juin 1999.

1

2

3

4

Annexe C

Simultaneous magneto-optical trapping of two lithium isotopes

M.-O. Mewes, G. Ferrari, F. Schreck, A. Sinatra, and C. Salomon
Physical Review A,
Volume **61**, pages 11403-1-11403-4, 8 Décembre 1999.

1

2

3

4

Annexe D

Collision-assisted Zeeman cooling of neutral atoms

G. Ferrari
cond-mat/0004236,
à paraître sur European Physical Journal D

1

2

3

4

Bibliographie

[1] S.N. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.*, **26**, 178, (1924).

[2] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, , 261, (1924).

[3] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung. *Sitzungsberg. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, , 3, (1925).

[4] K. Huang. *Statistical Mechanics*. Wiley, London, (1966).

[5] V. Bagnato, D. E. Pritchard, et D. Klepner. Bose-Einstein condensation in an external potential. *Phys. Rev. A*, **35**, 4354, (1987).

[6] E. Fermi. Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico. *Rend. Lincei*, **3**, 145, (1926).

[7] E. Fermi. Zur Quantelung das idealen einatomigen Gases. *Z. Phys.*, **36**, 902, (1926).

[8] D. A. Butts et D. S. Rokhsar. Trapped Fermi gases. *Phys. Rev. A*, **55**, 4346, (1997).

[9] J. Bardeen, L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, **108**, 1175, (1957).

[10] J. L. Lin et J. P. Wolfe. Bose-Einstein condensation of paraexcitons in stressed Cu_2O. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1222, (1993).

[11] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell. Obervation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, **269**, 198, (1995).

[12] C. C. Bradley, C. A. Sackett, et R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1687, (1995).

[13] C. C. Bradley, C. A. Sackett, et R. G. Hulet. Bose-Einstein Condensation of Lithium : Obervation of Limited Condensate Number. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 985, (1997).

[14] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, et W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969, (1995).

[15] T. C. Killian, D. G. Fried, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, T. J. Greytak, et D. Kleppner. Cold Collision Frequency Shift of the 1S-2S Transition in Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3807, (1998).

[16] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, et T.J. Greytak. Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3811, (1998).

[17] H. F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, **34**, 3476, (1986).

[18] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess, et G. P. Kochanski. Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 935, (1988).

[19] S. Chu. The manipulation of neutral particules. *Reviews of Modern Physics*, **70**, 685, (1998).

[20] C. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Reviews of Modern Physics*, **70**, 707, (1998).

[21] W. D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics*, **70**, 721, (1998).

[22] B. DeMarco et D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, **1703**, 285, (1999).

[23] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, et C. E. Wieman. Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 586, (1997).

[24] F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci, et G. M. Tino. Magneto-optical trapping of Fermionic potassium atoms. *Phys. Rev. A*, **57**, 1136, (1998).

[25] B. DeMarco, J. L. Bohn, J. P. Burke Jr., M. Holland, et D. S. Jin. Measurement of p-Wave Threshold Law Using Evaporatively Cooled Fermionic Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4208, (1999).

[26] Z. Lin, K. Shimizu M. Zhan, F. Shimizu, et H. Takuma. Laser Cooling and Trapping of Li. *Jap. J App. Phys.*, **30**, 1324, (1991).

[27] J. Kawanake, K. Shimizu, H. Tanaka, et F. Shimizu. Quadratic collisional loss rate of a ^{7}Li trap. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **48**, 883, (1993).

[28] B. P. Anderson et M. A. Kasevich. Enhanced loading of a magneto-optic trap from an atomic beam. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **50**, 3581, (1994).

[29] N. W. M. Ritchie, E. R. I. Abraham, et R. G. Hulet. *Laser Phys.*, **4**, 1066, (1994).

[30] V. VULETIC, T. HÄNSCH, ET C. ZIMMERMANN. Steep magnetic trapping of ultra cold atoms. *Europhys. Lett.*, **36**, 349, (1996).

[31] U. SCHÜNEMANN, H. ENGLER, M. ZIELONKOWSKI, M. WEIDEMÜLLER, ET R. GRIMM. Magneto-optic trapping of lithium unsing semiconductor lasers. *Opt. Com.*, **158**, 263, (1998).

[32] J. J. TOLLETT, C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, ET R. G. HULET. Permanent magnet trap for cold atoms. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **51**, 22, (1995).

[33] V. VULETIC, T. FISCHER M. PRAEGER, T. W. HÄNSCH, ET C. ZIMMERMANN. Microscopic Magnetic Quadrupole Trap for Neutral Atoms with Extreme Adiabatic Compression. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1634, (1998).

[34] A. J. MOERDJIK, W. C. STWALLEY, R. G. HULET, ET B. J. VERHAAR. Negative Scattering Length of Ultracold ^{7}Li Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 40, (1994).

[35] A. J. MOERDJIK ET B. J. VERHAAR. Prospects for Bose-Einstein Condensation in Atomic ^{7}Li and ^{23}Na. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 518, (1994).

[36] R. CÔTÉ, A. DALGARNO, ET M. J. JAMIESON. Elastic Scattering of two ^{7}Li Atoms. *Phys. Rev. A*, **50**, 399, (1994).

[37] A. J. MOERDIJK, B. J. VERHAAR, ET A. AXELSSON. Resonances in ultracold colllisions of ^{6}Li,^{7}Li, and ^{23}Na. *Phys. Rev. A*, **51**, 4852, (1995).

[38] E. R. I. ABRAHAM, W. I. MCALEXANDER, C. A. SACKETT, ET R. G. HULET. Spectroscopic Determination of the *s*-Wave Scattering Length of Lithium. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1315, (1995).

[39] E. R. I. ABRAHAM, W. I. MCALEXANDER, J. M. GERTON, R. G. HULET, R. CÔTÉ, ET A. DALGARNO. Single *s*-wave scattering lengths of ^{6}Li and ^{7}Li. *Phys. Rev. A (Rapid. Comm.)*, **53**, 3713, (1996).

[40] E. R. I. ABRAHAM, C. A. SACKETT, ET R. G. HULET. Triplet *s*-wave resonance in ^{6}Li collisions and scattering lengths of 6Li and ^{7}Li. *Phys. Rev. A (Rapid. Comm.)*, **55**, 3299, (1997).

[41] F. A. VAN ABEELEN, B. J. VERHAAR, ET A. J. MOERDIJK. Sympathetic cooling of ^{6}Li atoms. *Phys. Rev. A*, **55**, 4377, (1997).

[42] M. HOUBIERS, H. T. C. STOOF, W. I. MCALEXANDER, ET R. G. HULET. Elastic and inelastic collisions of ^{6}Li atoms in magnetic and optical traps. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **57**, 1497, (1998).

[43] K. MØLMER. Bose Condensates and Fermi Gases at Zero Temperature. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1804, (1998).

[44] N. NYGAARD ET K. MØLMER. Interacting Fermi gas in a harmonic trap. *Phys. Rev. A*, **59**, 2974, (1999).

[45] B. DESRUELLE, V. BOYER, P. BOUYER, G. BIRKL, M. LÉCRIVAIN, F. ALVES, C.I. WESTBROOK, ET A. ASPECT. Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet. *Eur. Phys. D*, **1**, 255, (1998).

[46] DAVID GUÉRY-ODELIN. *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI, novembre 1998.

[47] M. INGUSCIO, S. STRINGARI, ET C. WIEMAN. *Proceeding of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL : "Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases".* IOS Press, Amsterdam, (1999).

[48] L.D. LANDAU ET E.M. LIFSHITZ. *Quantum Mechanics, Non Relativistic Theory.* Pergamon Press, Oxford, (1977).

[49] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, ET F. LALOË. *Mécanique Quantique.* Hermann, (1973).

[50] J. VIGUÉ. Possibility of applying laser-cooling techniques to the observation of collective quantum effects. *Phys. Rev. A*, **34**, 4476, (1986).

[51] A. S. BELL, J. STUHLER, S. LOCHER, S. HENSLER, J. MLYNEK, ET T. PFAU. A magneto-optical trap for chromium atoms with population repumping via intercombination lines. *à paraître en Europhys. Lett.*, (2000).

[52] Y. KAGAN, G. V. SHLYAPNIKOV, ET J. T. M. WALRAVEN. Bose-Einstein condensation in trapped atomic gases. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2670, (1996).

[53] E. SHURYAK. Metastable Bose condensate made of atoms with attractive interaction. *Phys. Rev. A*, **54**, 3151, (1996).

[54] H. T. C. STOOF. Macroscopic Quantum Tunneling of a Bose Condensate. *J. Stat. Phys.*, **87**, 1353, (1997).

[55] M. UEDA ET A. J. LEGGETT. Macroscopic Quantum Tunneling of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interaction. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1576, (1998).

[56] C. A. SACKETT, H. T. C. STOOF, ET R. G. HULET. Growth and Collapse of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2031, (1998).

[57] C. A. SACKETT, J. M. GERTON, M. WELLING, ET R. G. HULET. Measurements of Collective Collapse in a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 876, (1999).

[58] L. VICHI, M. INGUSCIO, S. STRINGARI, ET G. M. TINO. Quantum degeneracy and interaction effects in spin-polarized Fermi-Bose mixtures. *J. Phys.* **B** *: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, 899, (1998).

[59] M. AMORUSO, A. MINGUZZI, S. STRINGARI, M. P. TOSI, ET L. VICHI. Temperature-dependent density profiles of trapped boson-fermion mixtures. *Eur. Phys. J. D*, **4**, 261, (1998).

[60] L. VICHI, M. AMORUSO, A. MINGUZZI, S. STRINGARI, ET M. P. TOSI. Kinetic energy of a trapped Fermi gas interacting with a Bose-Einstein condensate. *Eur. Phys. J. D*, **9999**, 999999, (2000).

[61] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, et S. Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 463, (1999).

[62] H. T. C. Stoof, M. Houbiers, C. A. Sackett, et R. G. Hulet. Superfluidity of Spin-Polarized ^{6}Li. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 10, (1996).

[63] M. Houbiers, R. Ferwerda, H. T. C. Stoof, W. I. McAlexander, C. A. Sackett, et R. G. Hulet. Superfluid state of atomic ^{6}Li in a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, **56**, 4864, (1997).

[64] M. A. Baranov et D. S. Petrov. Critical temperature and Ginzburg-Landau equation for a trapped Fermi gas. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **58**, 801, (1998).

[65] H. Feshbach. A unified theory of nuclear reactions. *Ann. Phys.*, **19**, 287, (1962).

[66] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H. J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, et W. Ketterle. Obervation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate. *Nature*, **392**, 151, (1998).

[67] R. Combescot. Trapped ^{6}Li : A High T_c Superfluid ? *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3766, (1999).

[68] C. Cohen-Tannoudji. *Condensation de gaz atomiques dilués.* Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, année scolaire 98-99.

[69] M. A. Baranov, Y. Kagan, et M. Kagan. On the possibility of a superfluid transition in a Fermi gas of neutral particles at ultra low temperatures. *Sov. Phys. JETP*, **64**, 301, (1996).

[70] J. Ruostekoski. Optical response of a superfluid state in dilute atomic Fermi-Dirac gases. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **60**, 1775, (1999).

[71] J. Ruostekoski. Scattering of light and atoms in a Fermi-Dirac gas with Bardeen-Cooper-Schrieffer pairing. *Phys. Rev. A*, **61**, 033605, (2000).

[72] W. Zhang, C. A. Sackett, et R. G. Hulet. Optical detection of a Bardeen-Cooper-Schrieffer phase transition in a trapped gas of fermionic atoms. *Phys. Rev. A*, **60**, 504, (1999).

[73] S. Stringari. Communication privé. (1999).

[74] D. Guéry-Odelin et S. Stringari. Scissors Mode and Superfluidity of a Trapped Bose-Einstein Condensed Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4452, (1999).

[75] O. M. Maragò, S. A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, et C. J. Foot. Observation of the Scissors Mode and Evidence for Superfluidity of a Trapped Bose-Einstein Condensed Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2056, (2000).

[76] A. Minguzzi et M. P. Tosi. Scissors mode in a superfluid Fermi gas. *cond-mat*, page 0005098, (2000).

[77] Olivier Morice. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 1995.

[78] J. Ruostekoski et J. Javanainen. Off-resonance light scattering form low-temperature Bose and Fermi gases. *Phys. Rev. A*, **52**, 3033, (1995).

[79] T. Busch, J. R. Anglin, J. I. Cirac, et P. Zoller. Inhibition of spontaneous emission in Fermi gases. *Europhys. Lett.*, **44**, 1, (1998).

[80] B. DeMarco et D. S. Jin. Exploring a quantum degenerate gas of fermionic atoms. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **76**, 10, (1998).

[81] I. F. Silvera et J. T. M. Walraven. Spin-polarized atomic hydrogen : A magnetic gas. *J. Appl. Phys.*, **52**, 2304, (1981).

[82] J. Schneider et H. Wallis. Mesoscopic Fermi gas in a harmonic trap. *Phys. Rev. A*, **57**, 1253, (1998).

[83] G. M. Bruum et K. Burnett. Interacting Fermi gas in a harmonic trapp. *Phys. Rev. A*, **58**, 2427, (1998).

[84] L. P. Kadanoff et G. Baym. *Quanutm Statistical Mechanics.* Benjamin/Cummings, Menlo Park, CA, (1962).

[85] M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, et S. Chu. Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2297, (1991).

[86] P. Nozierès et D. Pines. *The theory of quantum liquids, Vol.2.* Addison-Wesley, (1990).

[87] N. N. Bogolubov, V. V. Tolmachev, , et D. V. Shirkov. *New Method in the Theory of Superconductivity.* Academy of the Sciences of the U.S.S.R., Moscow, 1958, (1958).

[88] A. Minguzzi, G. Ferrari, et Y. Castin. *en préparation.*

[89] J. Prodan, W. Phillips, et H. Metcalf. Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1149, (1982).

[90] J. L. Hall, L. Hollberg, Ma Long-sheng, T. Baer, et H. G. Robinson. in : *Troisième Symposium sur les Etalons de Fréquence et la Metrologie. Aussois, France 12-15 octobre 1981. Journal de Physique*, supplément au n^0 12, **42**, déc. 1981, (1999).

[91] J. N. Walpole. Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 623, (1996).

[92] D. Mehuys, D. F. Welch, et L. Goldberg. 2.0 W CW, diffraction-limited tapered amplifier with diode injection. *Electron. Lett.*, **28**, 1944, (1992).

[93] F. Z. Cruz, M. Rauner, J. H. Marquart, L. Hollberg, et J. C. Bergquist. in *Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology,* J. C. Bergquist ed. World Scientific, Singapore, (1995).

[94] A. C. Wilson, J. C. Sharpe, C. R. McKenzie, P. J. Manson, et D. M. Warrington. Narrow-linewidth master-oscillator power-amplifier baser on semiconductor tapered amplifier. *Appl. Opt.*, **37**, 4871, (1998).

[95] K. J. Kugler *et al.* Piege magnetique. *Phys. Lett.*, **72B**, 422, (1978).

[96] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergman, et H. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2596, (1985).

[97] C. Cohen-Tannoudji. *Atomes ultrafroids — Piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif.* Cours de Physique atomique et moléculaire, Collège de France, (1996).

[98] T.Bergeman, G. Erez, et H.J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, **35**, 1535, (1987).

[99] W. Süptitz, G. Wokurka, F. Strauch, P. Khons, et W. Ertmer. Simultaneous cooling and trapping of ^{85}Rb and ^{87}Rb in a magneto-optical trap. *Opt. Lett*, **19**, 1571, (1994).

[100] M. S. Santos, P. Nussenzveig, L. G. Marcassa, K. Helmerson, J. Flemming, S. C. Zilio, et V. S. Bagnato. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **52**, 4340, (1995).

[101] G. D. Telles, L. G. Marcassa, S. R. Muniz, S. G. Miranda, A. Antunes, C. Westbrook, et V. S. Bagnato. Inelastic cold collisions of a Na/Rb mixture in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **59**, 23, (1999).

[102] J. P. Shaffer, W. Chalupczak, et N. P. Bigelow. Photoassociative Ionization of Heteronuclear Molecules in a Novel Two-Species Magneto-optical Trap. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1124, (1999).

[103] U. Schlöder, H. Engler, U. Schünemann, R. Grimm, et M. Weidemüller. Cold inelastic collision between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap. *Eur. Phys. J. D*, **7**, 331, (1999).

[104] B. Ghaffari, J. M. Gerton, W. I. McAlexander, K. E. Strecker, D. M. Homan, et R. G. Hulet. Laser-free slow atom source. *Phys. Rev. A*, **60**, 3878, (1999).

[105] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher, et E. Cornell. Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3352, (1995).

[106] Pepijn Pinkse. *Evaporatively Cooled Atom Hydrogen Investigated by One- and Two-Photon Otpical Methods.* Thèse de Doctorat, Univesiteit van Amsterdam, décembre 1997.

[107] A. Kastler. Quelques suggestions concernant la production et la détection optique d'une inègalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. *J. Phys. Radium*, **11**, 255, (1950).

[108] N. Djeu et W. T. Whitney. Laser cooling by spontaneous anti-Stokes scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 236, (1981).

[109] J. L. Clark et G. Rumbles. Laser Cooling in the Condensed Phase by Frequency Up-Conversion. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2037, (1996).

[110] R. I. Epstein, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, T. R. Gosnell, et C. E. Mungan. Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid. *Nature*, **377**, 500, (1995).

[111] C. E. Mungan, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, R. I. Epstein, et T. R. Gosnell. Laser Cooling of a Solid by 16 K Starting from Room Temperature. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1030, (1997).

[112] T. W. Hänsch et A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Comm.*, **13**, 68, (1975).

[113] D. E. Pritchard. Cooling of neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1336, (1983).

[114] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, et A. Ashkin. Three Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Trapping. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48, (1985).

[115] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, et A. Cable. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314, (1986).

[116] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, et D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631, (1987).

[117] E. Arimondo, W. D. Phillips, et F. Strumia. *Proceeding of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXVIII : "Laser Manipulation of Atoms and Ions"*. North Holland, Amsterdam, (1992).

[118] D. J. Wineland, R. E. Drullinger, et F. L. Walls. Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 1639, (1978).

[119] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, et H. Dehmelt. Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well. *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 233, (1978).

[120] A. J. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, et S. Chu. Beyond Optical Molasses : 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 439, (2000).

[121] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, et A. Clairon. Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μK. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **53**, 3734, (1996).

[122] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, et C. Cohen-Tannoudji. Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4194, (1995).

[123] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, et S. Chu. Raman Cooling of Atoms in an Optical Dipole Trap. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2658, (1996).

[124] J. D. Miller, R. A. Cline, et D. J. Heinzen. Far-off-resonance otical trap of atoms. *Phys. Rev. A Rapid Comm.*, **47**, 4567, (1994).

[125] J. Stenger, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, et W. Ketterle. Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates. *Nature*, **396**, 345, (1998).

[126] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho, et C. E. Wieman. Spin-Polarized Atoms in a Circularly Polarized Optical Dipole Trap. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1311, (1999).

[127] J. I. Cirac, M. Lewenstein, et P. Zoller. Collective laser cooling of trapped atoms. *Europhys. Lett.*, **35**, 647, (1996).

[128] Y. Castin, J. I. Cirac, et M. Lewenstein. Reabsorption of Light by Trapped Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 5305, (1998).

[129] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidmüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, et J. T. M. Walraven. Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 990, (1997).

[130] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, et W. Ketterle. Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2194, (1998).

[131] H. R. Thorsheim, J. Weiner, et P. S. Julienne. Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2420, (1987).

[132] P. D. Lett, K. Helmerson, W. D. Phillips, L. P. Ratliff, S. L. Rolston, et M. E. Wagshul. Spectroscopy of Na_2 by photoassociation of laser-cooled Na. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2200, (1993).

[133] J. D. Miller, P. A. Cline, et D. J. Heinzen. Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2204, (1993).

[134] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, et C. Salomon. High-accuracy measurement of ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. *Europhys. Lett.*, **45**, 558, (1999).