

**UNIVERSITÉ PARIS-NORD
INSTITUT GALILÉE**

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XIII
spécialité : Physique**

présentée par
Quentin BEAUFILS

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

Sujet de la thèse :
CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN DU CHROME
et étude de collisions inélastiques dues aux interactions
dipolaires

Soutenue le 29 octobre 2009, devant le jury composé de :

M.	Pierre PILLET	Président
M.	Denis BOIRON	Rapporteur
M.	David GUERY-ODELIN	Rapporteur
M.	Ennio ARIMONDO	Examineur
M.	Daniel BLOCH	Examineur
M.	Olivier GORCEIX	Directeur de thèse

Table des matières

Table des matières	IV
Introduction	3
I Condensation de Bose-Einstein du ^{52}Cr	9
1 Piégeage magnéto-optique du chrome	11
1.1 Le Chrome	11
1.2 Dispositif expérimental	13
1.3 Les sources Laser	18
1.4 Le piègeage magnéto-optique du ^{52}Cr	28
2 Chargement d'un piège conservatif	33
2.1 Le piègeage optique	34
2.2 Le dispositif expérimental	38
2.3 Accumulation en continu des états métastables dans le piège optique .	43
2.4 Annulation des forces magnétiques pendant l'accumulation	54
3 Refroidissement évaporatif et caractérisation du condensat de Bose-Einstein	65
3.1 Suppression de la relaxation dipolaire	65
3.2 Le refroidissement évaporatif	71
3.3 Caractérisation du condensat	80
II	89
4 Condensat habillé par un champ RF intense loin de résonance	91
4.1 Calcul du facteur de Landé de l'atome dans un champ rf	92
4.2 Expériences de renormalisation du facteur de Landé d'un condensat . .	96
4.3 Relaxation dipolaire assistée par la rf	105

5	Etude d'une résonance de Feshbach en onde d	115
5.1	Description de la résonance de Feshbach	115
5.2	Caractérisation du processus de pertes	118
5.3	Estimation théorique de $\Gamma_m(\epsilon)$	125
5.4	Mesure du paramètre de pertes	127
6	Association RF de molécules	133
6.1	Calcul du taux de couplage Feshbach habillé par la rf	134
6.2	Association rf de molécules dans un gaz thermique de ^{52}Cr	136
7	Développements récents et perspectives	145
7.1	Chargement du condensat dans un réseau optique	145
7.2	Résultats récents	152
7.3	Perspectives	153
	Conclusion	157
	Bibliographie	163

Introduction

Introduction générale

La physique des atomes ultra-froids a connu un essor considérable depuis le début des années 80, et tout particulièrement depuis l'observation en 1995 des premiers condensats de Bose-Einstein (BEC) dans un gaz atomique dilué [1, 2]. Ce nouvel état de la matière, prédit en 1925 par Albert Einstein [4] à partir de la statistique bosonique développée par Satyendra Nath Bose [5], est caractérisé par une population macroscopique de l'état quantique de plus basse énergie. Il apparaît à très basse température T , quand la taille du paquet d'onde associé à chaque boson - la longueur d'onde de de Broglie $\Lambda_{dB} \propto 1/\sqrt{T}$ - devient du même ordre de grandeur que la distance inter-particule moyenne. La condensation de Bose-Einstein est un phénomène de physique statistique quantique où l'indiscernabilité des particules joue un rôle majeur, poussant les atomes à partager la même fonction d'onde.

La possibilité de réaliser de tels systèmes a ouvert de nombreuses perspectives en physique fondamentale et appliquée. La physique des gaz quantiques dégénérés a des applications, pratiques ou théoriques, dans de nombreux domaines tels que la physique de l'état solide (des atomes chargés dans un réseau sont analogues à des électrons dans un solide), la matière condensée (par exemple l'hélium superfluide), la physique non-linéaire (la non-linéarité est due aux interactions entre atomes), l'optique quantique et l'information quantique.

Les interactions entre particules, qui jouent un rôle majeur dans la physique des condensats de Bose-Einstein, en font des systèmes idéaux pour les étudier. La stabilité du condensat dans un piège dépend par exemple de la nature des interactions. La dégénérescence quantique a été obtenue pour de nombreuses espèces atomiques dominées à basse température par la diffusion en onde s . Dues à l'interaction de Van der Waals, ces collisions caractérisées par la longueur de diffusion a sont isotropes et effectives à courte portée, ce qui les rend modélisables par un potentiel d'interaction de contact. Le potentiel interatomique est bien supérieur à l'énergie cinétique des atomes, mais on peut généralement décrire son effet sur un condensat par une approximation de type champ moyen car la distance moyenne entre les particules est grande devant la longueur de diffusion. C'est dans ce contexte qu'ont été obtenus les premiers résultats liés à la condensation tels que l'observation de vortex [7, 6], de l'interférence entre condensats [8], ainsi que la réalisation d'un laser à atomes [9].

Le développement d'outils expérimentaux permettant de modifier les interactions entre atomes a ouvert la voie vers l'étude de nouveaux régimes. Les résonances de Feshbach permettent de modifier la longueur de diffusion en onde s [10] d'un condensat, rendant possible l'observation de son effondrement [11]. Le chargement de condensats dans des réseaux optiques a permis l'observation de la transition de phase entre un gaz superfluide et un isolant de Mott [108].

Un intérêt grandissant s'est récemment développé pour l'interaction dipôle-dipôle.

De nombreux articles théoriques mettent en évidence l'existence de nouveaux comportements liés à son caractère anisotrope et de longue portée, deux caractéristiques que ne partage pas l'interaction de Van der Waals. Le potentiel d'interaction dipôle-dipôle entre deux particules dipolaires (magnétique ou électrique) polarisées s'écrit :

$$V_{dd}(\vec{r}) = \frac{d^2}{|\vec{r}|^3} (1 - 3 \cos^2(\theta)) \quad (1)$$

où d est proportionnel au moment dipolaire, \vec{r} est le vecteur position reliant les deux particules et θ est l'angle entre \vec{r} et l'orientation commune aux deux dipôles.

La longue portée de ce potentiel ($\propto 1/r^3$) a des conséquences importantes sur la diffusion entre atomes. A très basse énergie, l'interaction de contact se résume à la diffusion en onde s , la barrière de potentiel centrifuge des autres ondes partielles (paires pour les bosons) empêchant toute diffusion. En présence d'interaction dipôle-dipôle par contre, toutes les ondes partielles paires contribuent à la diffusion, celle-ci ayant lieu à grande distance inter-particules.

Dans un réseau optique, en l'absence d'effet tunnel, l'interaction de Van der Waals n'a pas une portée suffisante pour intervenir entre deux sites voisins. La longue portée de l'interaction dipôle-dipôle en revanche doit permettre d'observer des effets d'interaction intersites ayant pour conséquences l'existence de nouvelles phases quantiques [118, 120] et l'apparition d'ondes de spin dans un condensat multicomposant [12].

Le caractère anisotropique de l'interaction dipôle-dipôle est illustré par la figure 1. Si $\theta = \pi/2$ elle est purement répulsive et si $\theta = 0$ elle est purement attractive.

Cette particularité a des conséquences sur la stabilité d'un condensat dipolaire [13, 14, 36].

La diffusion inélastique due à l'interaction dipôle-dipôle, appelée relaxation dipolaire, peut s'accompagner d'une modification de la projection du spin des dipôles. Quand la projection totale du spin de la paire de particules en collision n'est pas conservée, le processus produit un moment cinétique orbital. Cet effet, appelé effet Einstein-DeHaas, peut être à l'origine de l'apparition spontanée de vortex dans un condensat [71]. Par ailleurs, des propositions théoriques décrivent la possibilité de réaliser les composants élémentaires d'un ordinateur quantique avec des moments dipolaires permanents [15].

Plusieurs voies sont susceptibles de mener à un gaz quantique dégénéré dipolaire. L'observation récente de molécules froides hétéronucléaires dans le plus bas état d'excitation ro-vibrationnelle ouvre la voie vers l'obtention d'un condensat de molécules polaires possédant un fort moment dipolaire électrique [16, 17]. Les atomes de Rydberg sont également un candidat du fait de leur forte polarisabilité (ils ont cependant une durée de vie très faible).

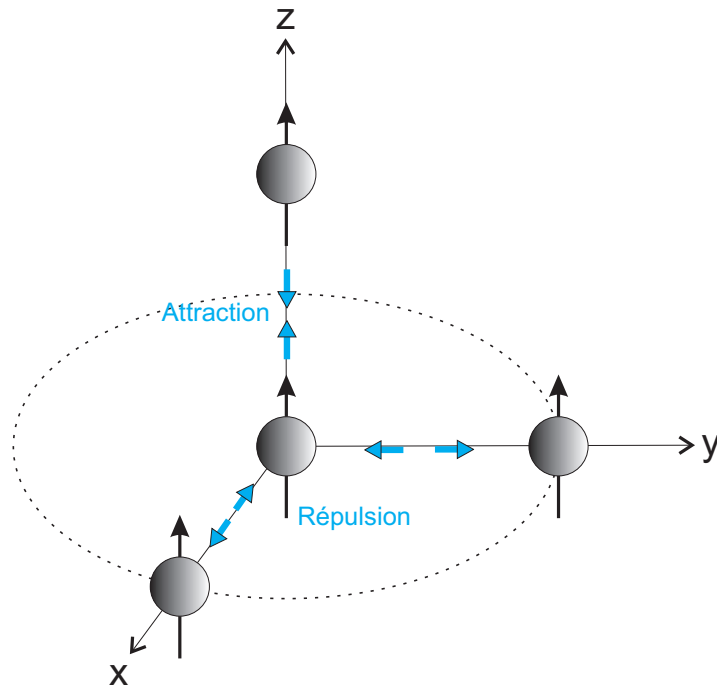


FIG. 1 – *L'interaction dipôle-dipôle entre particules polarisées est répulsive dans le plan perpendiculaire aux dipôles et attractive dans l'axe des dipôles.*

A cause de sa configuration électronique particulière, le chrome est un des atomes possédant le moment magnétique le plus élevé : $\mu = 6\mu_B$ dans l'état fondamental. Les interactions dipôle-dipôle sont donc pour cet atome 36 fois plus élevées que pour les alcalins, dont le moment magnétique vaut μ_B . La première équipe à avoir condensé le ^{52}Cr [41] a rapporté de nombreux résultats liés à la force des interactions dipôle-dipôle, dont l'observation de l'effondrement du condensat [36] et l'obtention d'un ferrofluide quantique [35].

Notre équipe est la seconde à avoir obtenu un condensat de ^{52}Cr [51]. Il s'agit du résultat principal de cette thèse.

Présentation de la thèse

Mon doctorat a débuté en septembre 2006 dans le groupe atomes froids dirigé par Olivier Gorceix, au *Laboratoire de Physique des Lasers* de l'*Université Paris Nord* à Villetaneuse, France.

Première partie

La première partie de cette thèse, contenant trois chapitres, est consacrée à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr .

Le premier chapitre présente les propriétés importantes du ^{52}Cr , ainsi que le dispositif expérimental permettant le fonctionnement du piège magnéto-optique (MOT) de ^{52}Cr . La plus grande partie de ce dispositif était déjà mis en place au moment de mon arrivé dans l'équipe. Ce chapitre s'inspire donc largement des thèses de Radu Chicioreanu [53] et d'Arnaud Pouderous [52].

Le chargement d'un piège optique conservatif à partir du MOT s'est avéré être un travail expérimental important. Le très faible nombre d'atomes accessible dans un piège magnéto-optique de chrome nous a obligé à développer des techniques originales afin d'obtenir un point de départ favorable pour le refroidissement évaporatif menant à la condensation. Le processus de chargement extrêmement efficace décrit dans le chapitre 2 nous permet d'obtenir un piège optique contenant plus d'atomes que dans le MOT, ce qui est à notre connaissance un cas unique. Le taux de chargement du piège est également du même ordre de grandeur que celui du MOT.

Le chapitre 3 décrit l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr par refroidissement évaporatif. Le condensat contient typiquement 10 000 atomes (au mieux 25 000), la température critique vaut 300 nK. Le chapitre décrit également des expériences de caractérisation du condensat : mesure des rayons de Thomas-Fermi et observation de l'expansion anisotrope.

Seconde partie

La seconde partie du manuscrit présente différentes études menées sur un condensat ou sur un gaz thermique piégé de ^{52}Cr .

Dans le chapitre 4, nous étudions la possibilité de modifier la sensibilité magnétique d'un condensat de ^{52}Cr par l'application d'un champ magnétique radiofréquence intense. Cette étude est motivée par la possibilité d'amener les différents sous-états Zeeman de l'atome à dégénérescence, permettant ainsi à leur degré de liberté de spin de jouer un rôle.

Le chapitre 5 est consacré à l'étude d'une résonance de Feshbach du chrome dont la particularité est d'impliquer un canal de collision en onde d . La barrière centrifuge associée au potentiel de collision rend cette résonance extrêmement fine, les atomes devant la traverser par effet tunnel (résonnant) pour atteindre l'état moléculaire lié.

Dans le chapitre 6 nous développons un modèle théorique décrivant le couplage induit par un champ magnétique radiofréquence entre une paire d'atomes en collision et une molécule de Feshbach. La formule simple obtenue permet d'éclairer la physique de l'association rf de molécules en utilisant le formalisme de l'atome habillé. Ce résultat

est ensuite démontré expérimentalement en utilisant la résonance de Feshbach étudiée au chapitre 5.

Enfin, dans le chapitre 7, je présente d'une part mes derniers résultats expérimentaux concernant le chargement du condensat de ^{52}Cr dans un réseau optique 1D, et d'autre part les récentes expériences et améliorations réalisées par l'équipe depuis que j'ai commencé la rédaction de ce manuscrit, ainsi que les perspectives du groupe.

Première partie

Condensation de Bose-Einstein du ^{52}Cr

Piégeage magnéto-optique du chrome

1.1 Le Chrome

Le chrome (Cr) est un atome de la série des métaux de transition, de numéro atomique $Z = 24$. C'est un métal dur, d'une couleur gris acier-argenté, de hautes températures de fusion (1857°C) sous pression atmosphérique. Un échantillon naturel de chrome contient quatre isotopes, dont les propriétés sont résumées dans le tableau 1.1.

Isotope	^{50}Cr	^{52}Cr	^{53}Cr	^{54}Cr
Abondance	4.35%	83.79%	9.50%	2.37%
Spin nucléaire	$I = 0$	$I = 0$	$I = 3/2$	$I = 0$
Statistique	boson	boson	fermion	boson

TAB. 1.1 – *Propriétés des quatre isotopes naturels du chrome.*

Le premier résultat de l'expérience Nanochrome, antérieur à mon arrivée dans l'équipe, fut le piégeage magnéto-optique simultané des deux isotopes majoritaires : le boson ^{52}Cr et le fermion ^{53}Cr [46, 53, 52]. Seul l'isotope le plus abondant, ^{52}Cr qui est un boson, sera utilisé dans les expériences présentées dans cette thèse.

Propriétés spectroscopiques du ^{52}Cr

Le chrome a une configuration électronique particulière ($[\text{Ar}]3d^54s^1$) dans l'état fondamental $^7\text{S}_3$ qui ne suit pas la règle de classement des orbitales de Klechkovski. La sous-couche $3d$ est à moitié remplie et ne contient que des électrons célibataires. Avec l'électron de la sous-couche $4s$ cela porte le total d'électrons de valence célibataires à six, qui suivant la première règle de Hund sont alignés pour donner un spin total $S = 3$. Le facteur de Landé dans cet état est $g_J = 2.01$ [23] et son moment magnétique est donc $\mu = 6\mu_B$.

Le ^{52}Cr n'a pas de structure hyperfine car son spin nucléaire est nul. La figure 1.1 présente sa structure électronique simplifiée contenant les niveaux d'intérêt pour notre expérience.

Nous utilisons la transition cyclante à $425,553\text{nm}$ entre l'état fondamental $^7\text{S}_3$ et l'état excité $^7\text{P}_4$ pour le refroidissement laser. L'atome dans l'état $^7\text{P}_4$ peut se désexciter

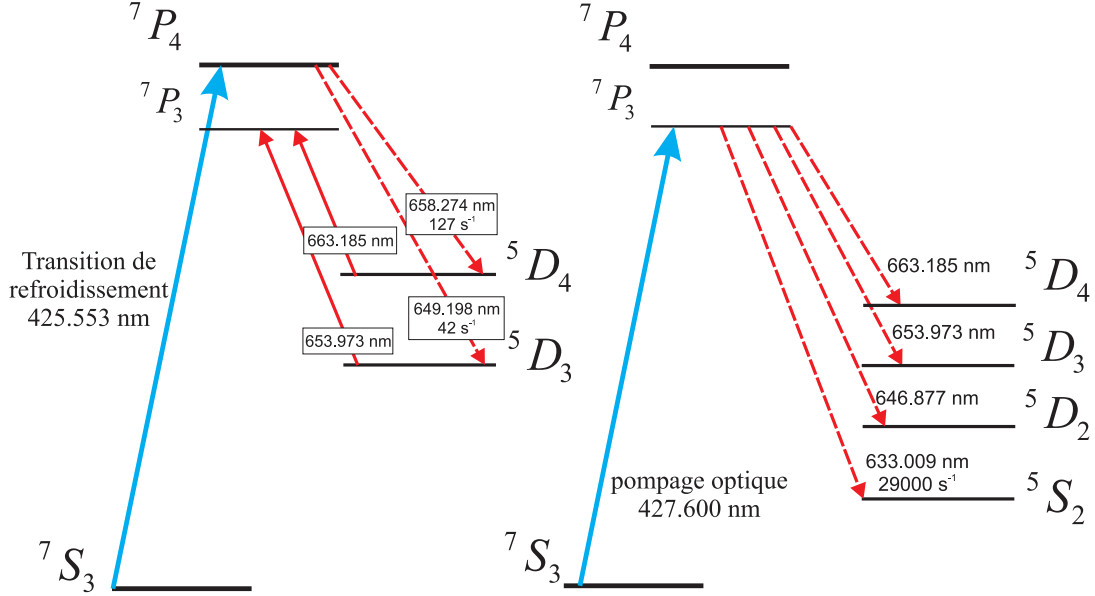


FIG. 1.1 – Structure électronique du ^{52}Cr . À gauche, les transitions liées au refroidissement laser via 7P_4 ; à droite, les transitions liées au pompage optique via 7P_3

radiativement vers les états métastables 5D_3 et 5D_4 de temps de vie supérieurs à 50 s [55] (voir figure 1.1 gauche). Ces deux transitions, bien qu'interdites car elles ne conservent pas le spin, ont des taux associés non nuls valant respectivement $\gamma_{{}^5D_3} = (42 \pm 6)\text{s}^{-1}$ et $\gamma_{{}^5D_4} = (127 \pm 14)\text{s}^{-1}$ [56]. (Ces valeurs non nulles s'expliquent par le fait que les atomes excités ne sont pas exactement dans un état 7P_4 mais dans une superposition de 7P_4 et d'autres états [23]. Le spin n'est pas un bon nombre quantique, seul J en est un pour un atome à plusieurs électrons). Les rapports entre ces taux et celui de la désexcitation vers le fondamental étant de l'ordre de 10^{-5} , le refroidissement laser est possible. Les propriétés de la transition de refroidissement sont résumées dans le tableau 1.2.

Longueur d'onde dans le vide	$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 425.553 \text{ nm}$
Energie de la transition	$\frac{hc}{\lambda} = 2,62 \text{ eV}$
Largeur naturelle du niveau 7P_4	$\Gamma = \frac{1}{\tau} = 31.8 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
Intensité de saturation	$I_{sat} = \frac{\pi hc \Gamma}{3\lambda^3} = 8.52 \text{ mW/cm}^{-2}$
Température Doppler	$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} = 124 \text{ } \mu\text{K}$
Température de recul	$T_{rec} = \frac{(\hbar k)^2}{mk_B} = 1.02 \text{ } \mu\text{K}$
Vitesse de recul	$v_{rec} = \frac{\hbar k}{m} = 1.8 \text{ cm/s}$

TAB. 1.2 – Propriétés de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ servant au refroidissement laser.

La transition non cyclante ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ à $427.600nm$ est appropriée pour le pompage optique car $|m_S = -3\rangle$ est un état noir pour une polarisation σ^- . Nous l'utilisons pour polariser les atomes dans l'état fondamental de sous-état Zeeman de plus basse énergie $|{}^7S_3, m_S = -3\rangle$ (voir paragraphe (3.1)). L'atome dans l'état 7P_3 peut aussi se désexciter radiativement vers les états métastables 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 (voir figure 1.1 droite), avec un faible rapport de branchement.

Les quatre états métastables peuplés par les états excités 7P_3 et 7P_4 ont une importance particulière dans notre expérience, liée à notre méthode de chargement du piège dans lequel nous procédons à la condensation du ${}^{52}Cr$ (voir chapitre 2). Leurs propriétés magnétiques sont résumées dans Le tableau 1.3.

Niveau	J	Energie [cm^{-1}]	g_J	$ \vec{\mu} $
7S	3	0	2.01	$6\mu_B$
$z {}^7P$	4	23498.84	1.75	$7\mu_B$
$z {}^7P$	3	23386.35	1.92	$5.8\mu_B$
$a {}^5D$	4	8307.57	1.50	$6\mu_B$
$a {}^5D$	3	8095.21	1.50	$4.5\mu_B$
$a {}^5D$	2	7927.47	1.50	$3\mu_B$
$a {}^5S$	2	7593.16	2.00	$4\mu_B$

TAB. 1.3 – Propriétés magnétiques des niveaux électroniques de l'isotope ${}^{52}Cr$ [23]. g_J : facteur de Landé, $|\vec{\mu}|$: moment magnétique.

1.2 Dispositif expérimental

1.2.1 La source atomique

La très haute température de fusion du chrome ($1857^\circ C$ à pression atmosphérique) rend la mise en place d'une source atomique pour le piège magnéto-optique (MOT) difficile. Afin de créer un jet effusif ayant un flux atomique suffisamment élevé, nous utilisons un four à haute température composé d'une cellule et de deux filaments en tungstène (W), entourant un creuset également en tungstène (voir figure 1.2). Dans ce creuset est placé un insert en zircone¹ dans lequel se trouve un barreau de chrome. L'utilisation d'un insert en zircone permet d'éviter la fusion eutectique² du chrome en contact avec le tungstène.

Nous avons choisi de porter le barreau de chrome à une température de $1500^\circ C$, qui permet d'obtenir un flux atomique suffisant avec une durée de vie du four de l'ordre

¹Le zircone, ou dioxyde de zirconium (ZrO_2) est une céramique industrielle de température de fusion $\approx 2700^\circ C$.

²Deux corps purs en contact peuvent réagir et fondre à une température plus basse que leurs températures de fusion respectives

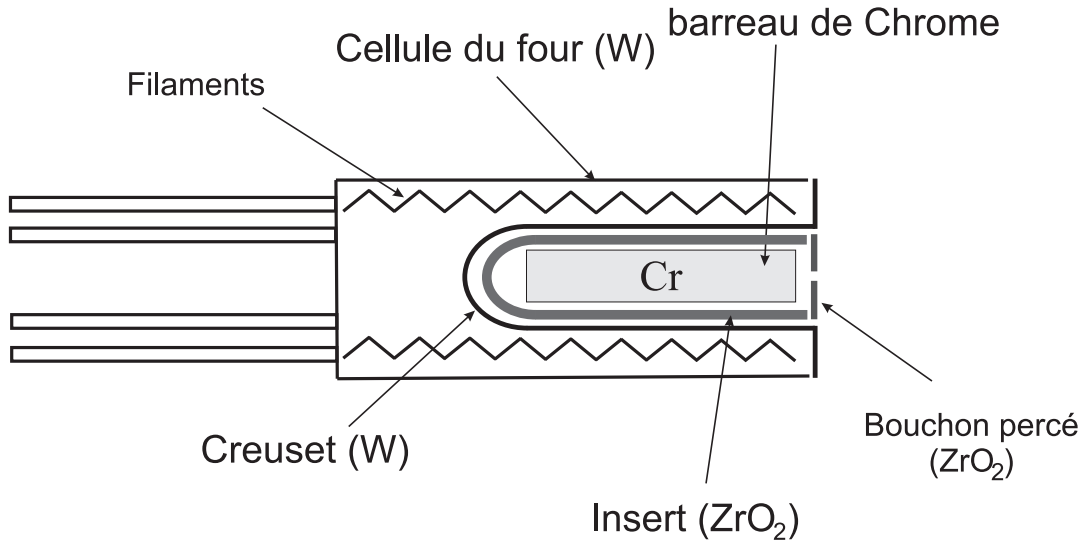


FIG. 1.2 – Schéma du four créant un jet effusif de chrome.

d'une année. Un système de contrôle électronique de la température permet de fixer la température à 1500°C pendant les périodes de travail sur l'expérience et à 1000°C le reste du temps. Les changements de température se font progressivement (environ trois heures pour passer de 1000 à 1500°C) afin d'éviter les chocs thermiques.

1.2.2 Le système d'ultra-vide

Notre système est constitué de deux enceintes à ultra-vide reliées par un ralentisseur Zeeman (voir figure 1.3). Les expériences de piégeage et de refroidissement d'atomes ont lieu dans la seconde enceinte, où la pression est plus faible que dans la première qui contient le four à 1500°C . A l'entrée du ralentisseur Zeeman, long de 90 cm et de diamètre intérieur de 14 mm, nous avons ajouté un tube différentiel de 9 mm de diamètre intérieur et long de 25 cm qui, associée à l'utilisation de pompes de chaque côté, permet une réduction théorique de la pression d'un facteur ≈ 400 entre les deux enceintes. Une vanne tout métal actionnée par air comprimé commandée par un système de sécurité électronique permet d'isoler les deux chambres en cas de montée de pression dans l'enceinte du four.

L'enceinte du four

Le four est placé dans une enceinte à vide cylindrique (diamètre 30 cm, longueur 50 cm) dont le vide est assuré par une pompe turbomoléculaire³, elle-même pré-pompée par une pompe à spirale⁴. La pression dans cette enceinte atteint 6×10^{-11} mbar

³Modèle Navigator V301, Varian. Vitesse de pompage 250 L/s.

⁴Modèle SH-100, Varian. Vitesse de pompage 110 L/min

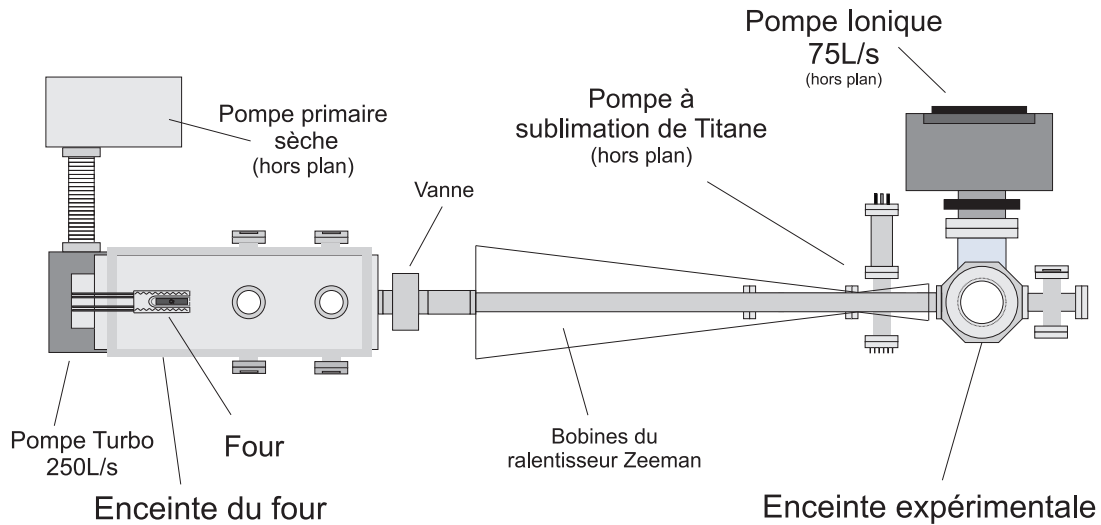


FIG. 1.3 – Schéma du dispositif d'ultra-vide.

quand le four est à $T = 1000^{\circ}\text{C}$ et 2×10^{-10} mbar quand il est à $T = 1500^{\circ}\text{C}$. Ces pressions exceptionnellement basses pour de telles températures sont dues aux propriétés adsorbantes du chrome issu du four qui se dépose sur les parois de l'enceinte. Une jauge à ionisation permet de mesurer la pression. Huit hublots sont répartis autour de cette enceinte.

L'enceinte expérimentale

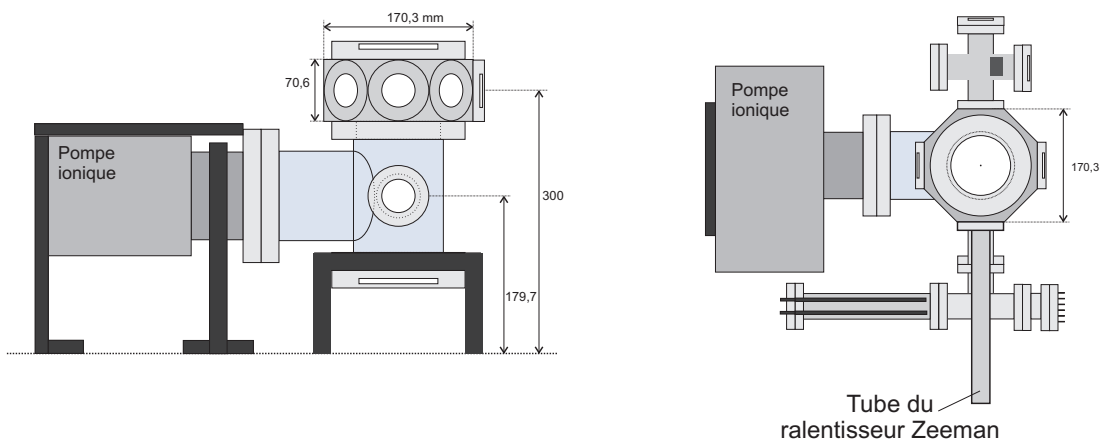


FIG. 1.4 – Schéma de l'enceinte expérimentale vue selon l'axe du jet atomique (à gauche) et du dessus (à droite).

C'est dans cette enceinte qu'ont lieu les expériences de piégeage et de refroidisse-

ment du chrome. Le pompage y est assuré par une pompe ionique⁵ et une pompe à sublimation de titane en complément. La cellule où sont piégés les atomes est de forme octogonale, elle possède huit hublots CF40 verticaux et deux hublots CF100 horizontaux. La pression dans cette enceinte est de 5×10^{-11} mbar, soit quatre fois plus basse que dans la chambre du four quand la température du four atteint 1500°C .

1.2.3 Le système d'imagerie

Notre système optique est adapté à la fois aux images par fluorescence et aux images par absorption⁶. Il est constitué de deux télescopes : le premier est symétrique de grandissement 1 et composé de deux doublets de distance focale $f = 20$ cm ; le second a un grandissement de 3, il est composé de deux lentilles de focales $f = -2$ cm et $f = 6$ cm. L'image du MOT est enregistrée sur une caméra CCD 12 bit de la marque PixelFly (modèle QE) ayant une résolution de 1392×1024 pixels. Son efficacité quantique est de 50% à 425 nm.

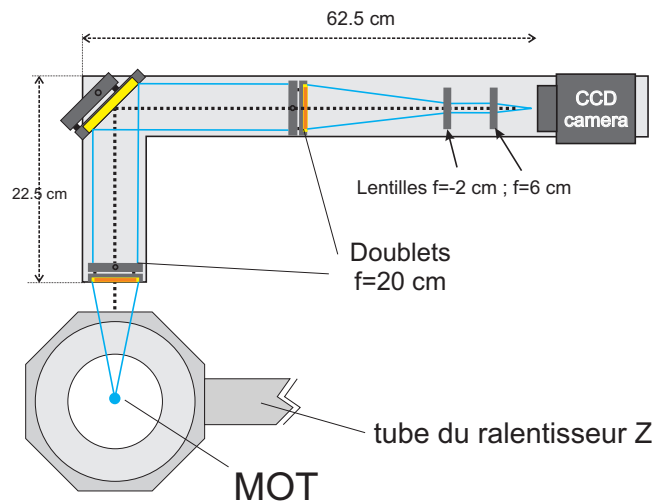


FIG. 1.5 – *Schema du dispositif d'imagerie (vue de dessus).*

Un photomultiplicateur permet également de mesurer la fluorescence du MOT. La lumière est collectée par une lentille de focale $f = 7.5$ cm placée à 15 cm du MOT.

1.2.4 Les champs magnétiques

Le champ magnétique du MOT

Le gradient magnétique du MOT est produit par une paire de bobines en configuration anti-Helmoltz, positionnées symétriquement par rapport au centre de la chambre

⁵Vaclon Plus 75, Varian. Vitesse de pompage 75 L/s.

⁶L'imagerie par absorption est décrite au paragraphe (2.2.2)

expérimentale. L'axe des bobines est vertical et elles sont séparées par une distance de 10 cm. Chacune est composée de 130 spires de fil de cuivre de section 1,5 mm. Leur diamètre moyen vaut ~ 18 cm.

Alimentée par un courant de 11.6 A, la paire de bobines produit un gradient de champ magnétique de 18 G/cm selon l'axe vertical et 9 G/cm selon les axes horizontaux. Un circuit de refroidissement à eau permet d'absorber les ~ 200 W dissipés par ce système.

Autres bobines

Trois paires de bobines en configuration de Helmholtz sont placées dans chaque direction de l'espace afin de compenser le champ magnétique résiduel dû à la pompe ionique proche de l'enceinte et au champ magnétique terrestre.

Une paire de bobines en configuration de Helmholtz supplémentaire nous sert à créer un champ magnétique homogène pouvant aller jusqu'à ~ 20 G orienté selon l'axe du système d'imagerie.

Nous avons également disposé deux paires de bobines supplémentaires en configuration anti-Helmholtz. Ces bobines permettent d'appliquer des gradients allant jusqu'à ~ 1 G/cm selon l'axe vertical pour une paire et dans la direction du faisceau d'imagerie pour l'autre. Ces gradients ont diverses applications décrites par la suite.

1.2.5 Le système de contrôle informatique

Notre expérience est pilotée par ordinateur via une carte digitale comprenant 64 canaux (Viewpoint Systemes DIO-64) et une carte analogique de 8 canaux (National Instruments PCI 6713). C'est la carte digitale qui assure la synchronisation temporelle entre les données analogiques et digitales. Sa résolution temporelle est de 100 ns, ce qui est suffisant pour une expérience d'atomes froids. Un programme Labview permet de prédéfinir l'enchaînement de consignes données aux différents éléments de l'expérience (voir figure 1.6).

Acquisition des données

Un second ordinateur est utilisé pour l'acquisition des données provenant de la caméra CCD d'imagerie. Un programme Labview récupère et traite les images envoyées par la caméra, puis ces images sont transférées automatiquement vers une procédure d'analyse des données développée sur IGOR Pro. La communication entre Labview et IGOR Pro est possible grâce aux contrôles *ActiveX* de Windows.

L'analyse des images en temps réel est rendue possible par une procédure IGOR Pro écrite par Radu Chicireanu et moi. Les données sont ajustées par des fonctions

différentes selon la nature du nuage atomique étudié (nuage thermique, condensat) et les paramètres mesurables sont extraits (température, nombre d'atomes, position).

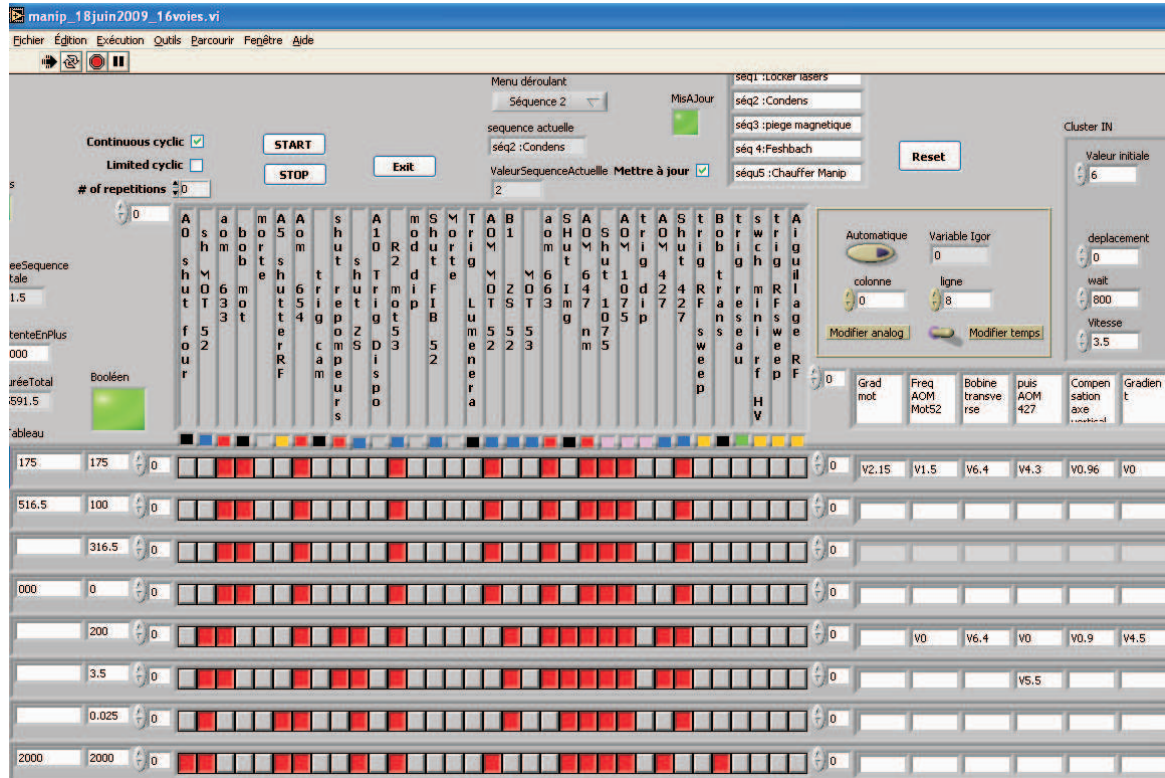


FIG. 1.6 – L'interface labview développée par Etienne Maréchal permettant de définir une séquence expérimentale.

1.3 Les sources Laser

Les différentes sources laser utilisées pour manipuler et refroidir le ^{52}Cr dans notre expérience peuvent être classées en cinq catégories :

- Le refroidissement laser (longueur d'onde $\lambda = 425 \text{ nm}$)
- Les lasers repompeurs (longueur d'onde comprise entre 600 et 700 nm)
- Le pompage optique (longueur d'onde $\lambda = 427 \text{ nm}$)
- Le piège optique (longueur d'onde $\lambda = 1075 \text{ nm}$)
- Le réseau optique (longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$)

Les trois premiers systèmes laser sont décrits dans ce chapitre. Le laser utilisé pour le piégeage optique est décrit dans le chapitre 2, et le réseau optique est décrit dans le chapitre 7.

Parmis les trois systèmes laser décrits ici, seul celui concernant le pompage optique est décrit en détail, car c'est le seul que j'ai mis en place personnellement. Une description plus détaillée des deux autres systèmes laser se trouve dans [52].

1.3.1 Les lasers de refroidissement

Le refroidissement laser utilise la transition entre l'état fondamental 7S_3 et l'état excité 7P_4 à une longueur d'onde de 425,553 nm. Il n'existe pas de diode laser commerciale à cette longueur d'onde. Nous utilisons donc un système de doublement de fréquence en cavité afin d'obtenir la longueur d'onde désirée à partir d'un faisceau à 851,106 nm délivré par un laser Titane-saphir.

La cavité de doublement est asservie au laser titane-saphire, qui est lui-même asservi sur une cavité Fabry-Pérot de référence. La longueur de cette cavité est ensuite asservie à la transition atomique ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ à l'aide d'une lampe à cathode creuse contenant du chrome. La figure 1.7 présente un schéma du système laser complet, dont les éléments sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Le laser Titane-saphir

Un laser Titane-saphir commercial de la marque *Tekhnoscan* (modèle TIS-SF-07) délivre un faisceau laser infrarouge monomode de puissance 1,7 W à la longueur d'onde $\lambda = 851,106$ nm. Il est pompé par un faisceau vert monomode de puissance 13,5 W et de longueur d'onde 532 nm fourni par un laser Verdi de la marque Coherent (la puissance maximale délivrée par ce laser est 18 W). L'efficacité du laser Titane-saphir est donc de l'ordre de 12%. Le cristal de ce laser est maintenu à une température de 12,5°C par un circuit de refroidissement à eau indépendant. Une température plus basse permettrait un meilleur fonctionnement mais augmenterait les risques de détérioration du cristal due à la condensation d'eau.

La cavité de doublement.

Une cavité externe de doublement en fréquence (modèle FD-SF-07 de la marque *Tekhnoscan*) nous permet d'obtenir un faisceau à 425,553 nm. Il s'agit d'une cavité symétrique en nœud papillon (voir figure 1.7) contenant un cristal non-linéaire biaxe de triborate de lithium (LiB_3O_5 dit LBO) asservi en température (à 30°C). Le cristal est taillé perpendiculairement à l'axe de propagation lumineuse et traité anti-reflet.

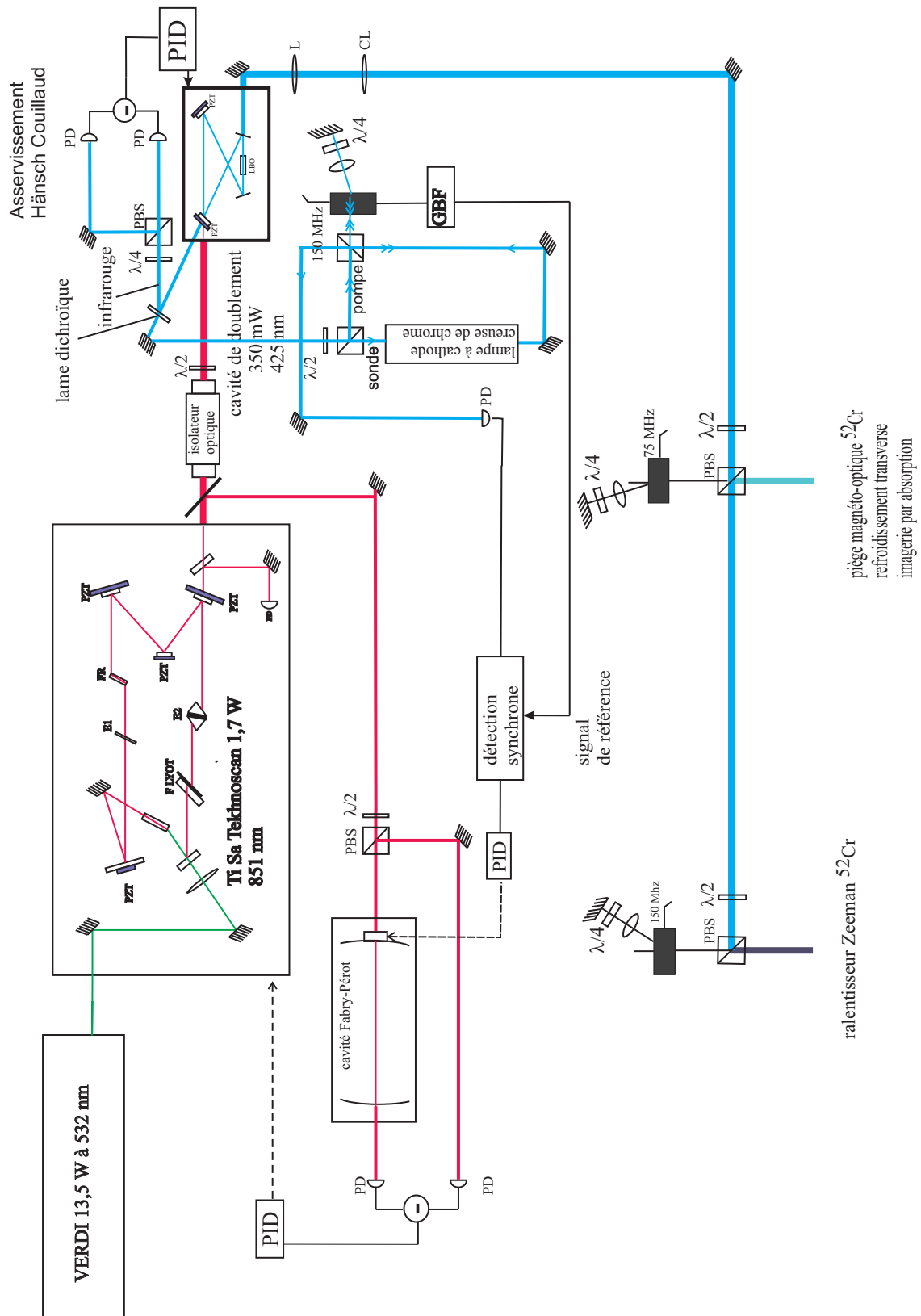


FIG. 1.7 – Schema du système laser bleu. PBS = cube polariseur ; PD = photodiode ; PID = correcteur proportionnel-intégrateur-dérivateur ; PZT = cale piézoélectrique ; L = lentille et CL = lentille cylindrique.

Le faisceau du laser titane-saphir passe par un isolateur optique (transmission 93%) avant d'être injecté dans la cavité, afin d'éviter les réflexions vers le laser qui le rendent instable (notamment la réflexion provenant du cristal doubleur lui-même). La longueur de la cavité de doublement est asservie sur la fréquence du laser titane-saphir par la technique de Hänsch-Couillaud [28], de telle façon que le faisceau infrarouge est résonant avec cette cavité quand elle est asservie. L'efficacité de doublement est de l'ordre de 20% et nous obtenons finalement une puissance de ~ 350 mW à 425,553 nm.

L'asservissement du laser titane-saphir sur une cavité de référence

La fréquence (infrarouge) du laser titane-saphir est asservie sur une cavité Fabry-Pérot de référence. Il s'agit d'une cavité confocale de longueur 0,5 m. Son intervalle spectral libre vaut $\Delta_{FP} = c/2L = 300$ MHz et la réflectivité de ses miroirs vaut $R = 98.5\%$. Sa finesse théorique vaut donc $\mathfrak{S}_{th.} = 107$. Nous avons mesuré une finesse expérimentale de 60. La cavité est placée dans une chambre à vide de pression ~ 10 mbar afin de la préserver des variations de pression atmosphérique et des perturbations acoustiques.

La fréquence du laser titane-saphire est asservie sur le flanc d'un pic de la cavité Fabry-Pérot. Le signal d'erreur est généré par une photodiode différentielle, qui délivre un signal électrique proportionnel à la différence entre l'intensité lumineuse transmise par la cavité Fabry-Pérot et une intensité lumineuse de référence⁷. Le signal de réaction est envoyé aux cales piézoélectriques de la cavité laser du titane-saphire.

Asservissement de la longueur de la cavité de référence sur la transition atomique

La longueur d'onde du faisceau infrarouge, et donc également celle du faisceau bleu, sont fixées par la longueur de la cavité Fabry-Pérot. Nous pouvons balayer ces deux fréquences à l'aide d'une cale piézoélectrique placée dans la cavité sur une largeur de l'ordre de quelques GHz. Afin d'être sûr de pouvoir régler la longueur d'onde du faisceau bleu à résonance avec la transition atomique, il faut donc régler au préalable (avant de le locker) le laser titane-saphir à la longueur d'onde 851,106 nm à l'aide d'un lambda-mètre (wavemaster de la marque Coherent) permettant de mesurer la longueur d'onde d'un faisceau laser à 0.001 nm près.

La référence atomique utilisée pour asservir la cavité Fabry-Pérot est une vapeur de chrome obtenue par une décharge de Krypton dans une lampe à cathode creuse commerciale. L'asservissement utilise la technique de l'absorption saturée. Le faisceau

⁷Le but de ce système différentiel est de minimiser l'effet des fluctuations d'intensité laser sur l'asservissement.

utilisé pour l'asservissement provient de la réflexion de la cavité de doublement (voir figure 1.7).

Le faisceau prélevé pour l'asservissement est séparé par un cube polariseur en un faisceau pompe et un faisceau sonde. Un AOM en double passage permet de décaler la fréquence du faisceau pompe de 300 MHz et de moduler son intensité à une fréquence de 100 kHz. Ce faisceau est ensuite envoyé à travers un échantillon de ^{52}Cr gazeux. Le faisceau sonde est envoyé dans ce même échantillon de manière contra-propageante par rapport au faisceau pompe, puis son intensité est mesurée par une photodiode.

La figure 1.8 présente un signal proportionnel à l'intensité du faisceau sonde transmis par la cellule en fonction de sa fréquence : à cause de l'effet Doppler les atomes absorbent la lumière à une fréquence qui dépend de leur vitesse longitudinale. On observe donc la distribution de ces vitesses sur la figure 1.8. Une anti-résonance apparaît quand le faisceau pompe, de plus forte intensité, est à résonance avec la même classe de vitesse longitudinale que le faisceau sonde et sature l'absorption. Les deux faisceaux ne sont simultanément résonants avec des atomes de même classe de vitesse que lorsque le faisceau sonde a une fréquence décalée de 150 MHz en dessous de la résonance atomique.

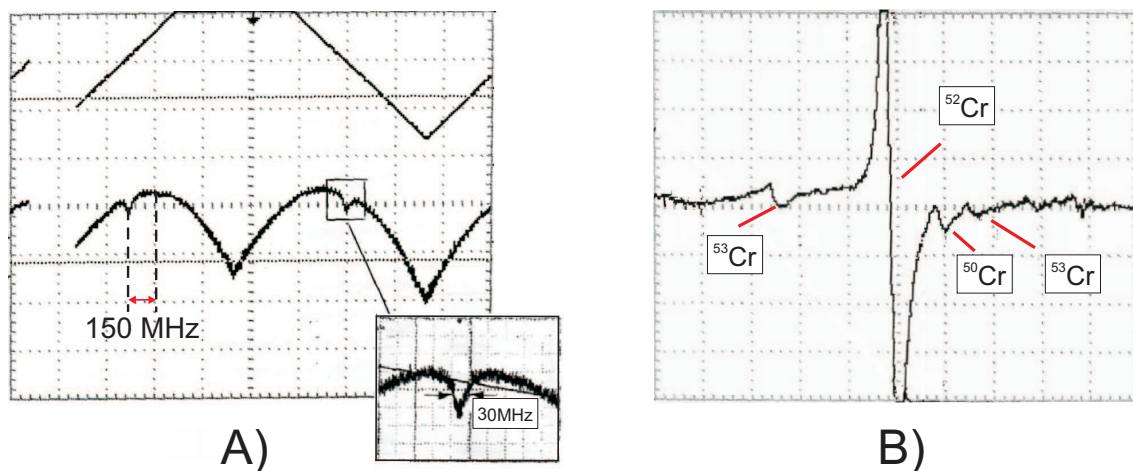


FIG. 1.8 – A) Signal proportionnel à la transmission du faisceau sonde par les atomes en fonction de la fréquence du faisceau sonde. Le signal d'absorption saturé est décalé de 150 MHz par rapport au centre de la distribution Doppler. B) Signal d'erreur obtenu en démodulant à 100 kHz le signal d'absorption saturée. On observe également les résonances liées aux autres isotopes du chrome.

La largeur du pic d'absorption saturée vaut 30 MHz, ce qui représente six fois la largeur naturelle de l'état excité. Cette différence s'explique par des effets de collisions dans la vapeur de chrome.

Le signal de la photodiode recueillant la transmission du faisceau sonde est démodulé à 100 kHz afin de récupérer le signal d'erreur dispersif tracé sur la figure 1.8 B).

On observe également des pics d'absorption saturée correspondants à des transitions atomiques d'autres isotopes du chrome présents dans la lampe à cathode creuse. Le signal d'erreur est utilisé pour locker la cavité Fabry-Pérot via une boucle PID. Le faisceau bleu est donc stabilisé à une fréquence de 150 MHz en dessous de la transition atomique.

Nous avons estimé en comparant l'amplitude du signal d'erreur quand le laser est asservi à la largeur du signal d'absorption saturée que sa fréquence est stabilisée à $\sim 2,5$ MHz près. Cette limite provient probablement de la bande passante des cales piézo-électriques utilisées pour asservir la cavité Fabry-Pérot. Cette technique nous permet d'asservir la longueur d'onde sans moduler le faisceau principal.

Le faisceau obtenu de puissance 350 mW est ensuite séparé en deux faisceaux de longueur d'onde légèrement différentes, obtenues à l'aide de modulateurs acousto-optiques utilisés en double passage (voir figure 1.7). L'un des faisceaux est utilisé pour le ralentissement Zeeman du jet atomique (~ 100 mW) et l'autre est utilisé pour le piège magnéto-optique (~ 25 mW), le refroidissement transverse du jet atomique (~ 20 mW) et l'imagerie par absorption (~ 50 μ W). Les pertes en puissance sont principalement dues aux doubles passages dans les modulateurs acousto-optiques (efficacités de l'ordre de 50%).

1.3.2 Les repompeurs rouges

La transition cyclante utilisée pour le piège magnéto-optique n'est pas parfaitement fermée : il existe une fuite vers les états métastables 5D_4 et 5D_3 . De plus, notre technique de chargement du piège optique est basée sur l'accumulation de l'état métastable 5S_2 via l'état 7P_3 , qui peuple également les états 5D_4 , 5D_3 et 5D_2 (voir figure 1.1). Par conséquent, plusieurs faisceaux repompeurs sont nécessaire afin de transférer les atomes de ces états métastables vers l'état fondamental.

La situation qui a prévalu pendant la majeure partie de ma thèse, et qui a permis d'obtenir les premiers condensats de Bose-Einstein de ^{52}Cr , était que nous négligions les atomes dans les états 5D_3 et 5D_2 dont les taux d'accumulation sont bien plus faibles que pour les deux autres états métastables. Nous avons donc travaillé uniquement avec les deux diodes nécessaires au repompage des états 5D_4 et 5S_2 . Par la suite, un nouveau système laser indépendant, que je ne décris pas dans ce manuscrit, a été mis en place pour disposer de faisceaux repompeurs pour les états 5D_3 et 5D_2 . L'ajout de ce dispositif a permis d'augmenter le nombre d'atomes dans le condensat.

Dans ce paragraphe, je décris le système laser permettant d'obtenir un faisceau repompeur à 663,184 nm à résonance avec la transition $^5D_4 \rightarrow ^7P_3$ et un faisceau à 633,183 nm à résonance avec la transition $^5S_2 \rightarrow ^7P_3$. Ces faisceaux sont fournis par des diodes laser à cavité étendue de la marque Toptica (modèle DL100), de puissance

typique 5-30 mW et de largeur spectrale de l'ordre de 1 MHz.

Les diodes sont asservies sur la cavité de référence Fabry-Pérot décrite au paragraphe précédent par la technique de Pound-Drever-Hall [29]. Une fraction (~ 1 mW) de la lumière émise par chaque diode est injectée dans la cavité. La lumière réfléchie par la cavité est détectée sur une photodiode. Le courant de chaque diode est modulé par une fréquence différente (6,5 MHz et 11 MHz), ce qui permet de démoduler les deux signaux électriques provenant de la lumière des deux diodes séparément. Nous obtenons donc deux signaux d'erreur indépendants qui sont envoyés à une boucle de correction PID puis sur les diodes (voir figure 1.9). Au total, trois lasers sont asservis sur la même cavité Fraby-Pérot : les deux diodes rouges et le laser Titane-Saphire.

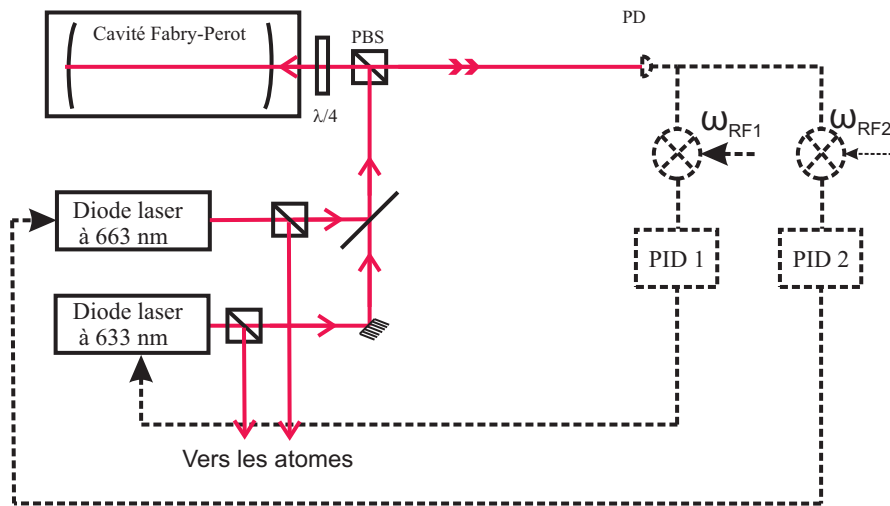


FIG. 1.9 – *Schema du système laser rouge. Les diodes sont asservies sur la cavité Fabry-Pérot par la méthode de Pound-Drever-Hall.*

Quand une diode est asservie sur la cavité Fabry-Pérot, elle n'est pas a priori à résonance avec la transition atomique mais il est possible d'accorder sa longueur d'onde à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Nous utilisons pour chaque diode un AOM de bande passante 70 MHz en double passage. Cela nous permet d'accorder la longueur d'onde de la diode sur une largeur de 140 MHz, ce qui représente environ la moitié de l'intervalle spectral libre de la cavité, ce qui est suffisant.

En pratique, nous commençons par régler la longueur d'onde de la diode à 10^{-3} nm près à l'aide d'un lambda-mètre. Ensuite, nous modulons cette longueur d'onde afin d'observer la résonance atomique directement sur le MOT. En effet, celui-ci produit des atomes dans les états métastables, qui s'accumulent dans le gradient magnétique en quelques secondes. Appliquer le faisceau repompeur à résonance sur ces atomes a pour effet de les réinjecter dans le cycle de refroidissement du MOT, ce qui augmente sa fluorescence. Nous observons cette fluorescence à l'aide du photomultiplicateur. Quand

la longueur d'onde de la diode est modulée, nous pouvons observer simultanément deux signaux contenant des pics : le signal de fluorescence sur lequel on observe un pic qui signifie que la diode est à résonance avec la transition, et le signal de transmission de la cavité contenant des pics qui signifient que la diode est à résonance avec celle-ci. En modifiant la fréquence envoyée à l'AOM placé juste avant le MOT, nous déplaçons le pic de fluorescence mais pas ceux de la cavité. Nous ajustons donc cette fréquence afin de faire coïncider le pic de fluorescence avec un pic de transmission de la cavité, puis nous asservissons la diode sur ce pic.

1.3.3 Le laser de pompage optique

Un faisceau laser à résonance avec la transition atomique ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ à 427.600 nm est nécessaire pour polariser les atomes dans le sous-état de plus basse énergie Zeeman $|m_S = -3\rangle$ de l'état fondamental 7S_3 (voir introduction du chapitre 2 et première partie du chapitre 3). Ce faisceau est également utilisé pour créer une fuite du MOT vers l'état métastable 5S_2 via l'état 7P_3 (voir paragraphe (2.3.2)).

Comme pour le faisceau à 425 nm, nous avons dû utiliser une cavité de doublement en fréquence afin d'obtenir un faisceau à 427 nm. Tout le système optique décrit ci-dessous est installé sur une table indépendante, et le faisceau est envoyé sur les atomes à l'aide d'une fibre optique à maintien de polarisation dont l'efficacité de transmission vaut $\sim 50\%$.

La diode laser

Le laser source utilisé est une diode laser à cavité étendue de la marque Toptica (modèle SYS DLL100L) qui délivre une puissance de 170 mW à 855 nm. Ce système est composé d'une diode laser, d'une lentille de collimation et d'un réseau de diffraction.

Le faisceau infrarouge à 855,200 nm est doublé en fréquence dans une cavité externe commerciale de la marque Spectra-Physics (modèle Wavetrain) contenant un cristal non linéaire LBO. Cette cavité de doublement est basée sur le modèle breveté *DeltaConcept*TM dont la spécificité est d'utiliser un prisme pour contrôler la longueur de la cavité (voir figure 1.10). Cela permet de réduire les pertes intracavité car les pertes produites par les surfaces de Brewster du prisme sont bien inférieures aux pertes par transmission de miroirs diélectriques. Un autre avantage annoncé est que cela permet une grande stabilité de pointé pour de grands balayages. L'inconvénient est que le prisme est relativement lourd, ce qui induit des fluctuations de puissance du faisceau doublé quand la cavité est asservie.

La longueur de la cavité est asservie à la fréquence de la diode par la méthode de Pound-Drever-Hall : le faisceau incident de pulsation ω_0 est modulé en phase à une pulsation $\Omega = 80$ MHz par un modulateur électro-optique. Le champ électrique

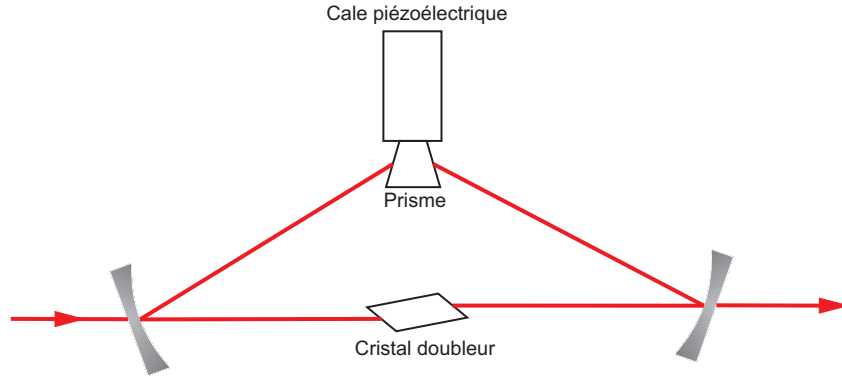


FIG. 1.10 – Schéma de la cavité de doublement. Le prisme dévie le faisceau et permet d'accorder la longueur de la cavité en faisant varier le chemin optique.

classique s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
 E(t) &= E_0 e^{i(\omega_0 t + m \sin(\Omega t))} \\
 &= E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{i(\omega_0 t + m \times n \times \Omega t)}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où m est l'indice de modulation ($m \ll 1$) et J_n la fonction de Bessel d'ordre n . Si on néglige les composantes d'ordre supérieur à 1, on obtient une onde composée d'une porteuse à la fréquence ω_0 et de deux bandes latérales de fréquences $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$:

$$E(t) \simeq E_0 [J_0(m) e^{i\omega_0 t} + J_1(m) e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - J_1(m) e^{i(\omega_0 - \Omega)t}] \tag{1.2}$$

Le faisceau est ensuite injecté dans la cavité. Le champ électrique réfléchi par la cavité s'écrit :

$$E_r = E_0 [R(\omega_0, L) J_0(m) e^{i\omega_0 t} + R(\omega_0 + \Omega, L) J_1(m) e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - R(\omega_0 - \Omega, L) J_1(m) e^{i(\omega_0 - \Omega)t}] \tag{1.3}$$

où

$$R(\omega, L) = r \frac{1 - e^{-2i\omega L/c}}{1 - r^2 e^{-2i\omega L/c}} \tag{1.4}$$

est le coefficient de réflexion en amplitude de la cavité, exprimé en fonction de la longueur de la cavité L et du coefficient de réflexion des miroirs r .

Le faisceau réfléchi est envoyé dans une photodiode qui mesure sa puissance $P_r = |E_r(t)|^2$:

$$\begin{aligned}
P_r(t) &= P_0 |R(\omega_0)|^2 + P_1 |R(\omega_0 + \Omega)|^2 + P_1 |R(\omega_0 - \Omega)|^2 \\
&+ 2\sqrt{P_0 P_1} \operatorname{Re} \{R(\omega_0) [R^*(\omega_0 + \Omega) - R^*(\omega_0 - \Omega)]\} \cos(\Omega t) \\
&+ 2\sqrt{P_0 P_1} \operatorname{Im} \{R(\omega_0) [R^*(\omega_0 + \Omega) + R^*(\omega_0 - \Omega)]\} \sin(\Omega t) \\
&+ 2P_1 \operatorname{Re} \{R^*(\omega_0 + \Omega) R(\omega_0 - \Omega)\} \cos(2\Omega t)
\end{aligned} \quad (1.5)$$

Une démodulation à la fréquence Ω du signal délivré par la photodiode permet ensuite d'extraire la partie de cette expression proportionnelle à $\sin(\Omega t)$. Ce signal démodulé $\epsilon(L)$ est utilisé comme signal d'erreur pour asservir la longueur de la cavité :

$$\epsilon(L) = 2\sqrt{P_0 P_1} \operatorname{Im} \{R(\omega_0, L) [R^*(\omega_0 + \Omega, L) + R^*(\omega_0 - \Omega, L)]\} \quad (1.6)$$

La forme de ce signal en fonction de L est tracée sur la figure 1.11. Il s'annule lorsqu'un mode de la cavité est résonant avec l'onde porteuse de pulsation ω_0 .

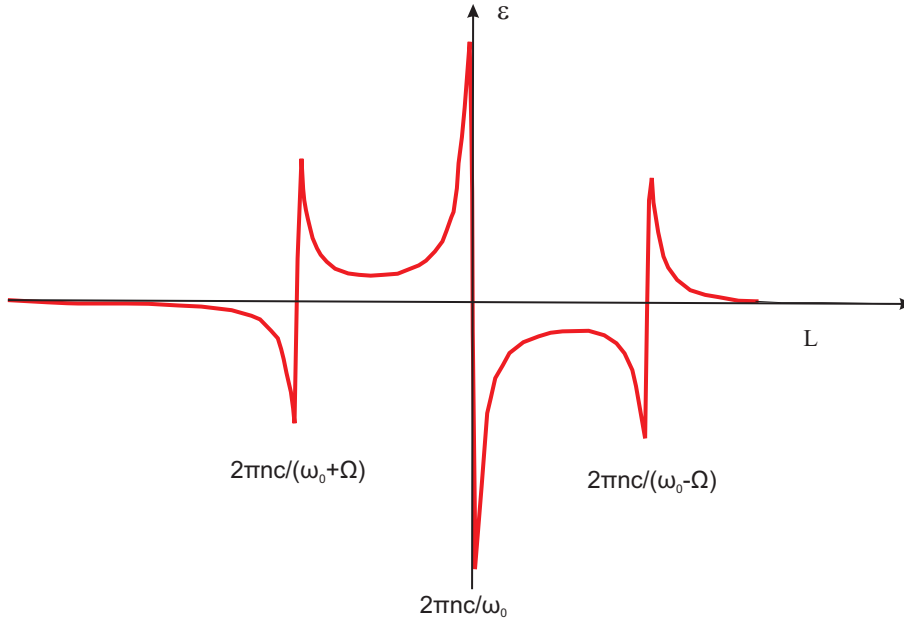


FIG. 1.11 – Forme du signal d'erreur $\epsilon(L)$ autour d'une longueur de cavité résonante avec la fréquence du faisceau incident.

Une fois la longueur de la cavité asservie à la fréquence de la diode laser, nous obtenons un faisceau bleu à 427 nm d'une puissance de 5 mW. L'efficacité de conversion de fréquence est donc de $\sim 3\%$.

Cette efficacité est satisfaisante étant donnée la relativement basse puissance d'infrarouge injectée dans la cavité (~ 140 mW). Nous sommes les seuls à utiliser cette

cavité commerciale pour une puissance de cet ordre de grandeur. Les 5 mW de bleu obtenus sont largement suffisants pour l'asservissement du faisceau sur la transition atomique et le pompage optique.

Asservissement de la fréquence de la diode sur la transition atomique

La fréquence de la diode doit ensuite être stabilisée afin d'obtenir un faisceau à résonance avec la transition atomique. Pour cela nous prélevons ~ 1 mW du faisceau sortant de la cavité de doublement afin de réaliser un asservissement par absorption saturée sur une vapeur de ^{52}Cr dans une lampe à cathode creuse. Le principe est le même que celui décrit au paragraphe (1.3.1). Le faisceau bleu est ainsi stabilisé 200 MHz en dessous de la transition atomique.

La partie du faisceau bleu restante, soit environ 4 mW, est injectée dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation après être passé par un AOM permettant de l'accorder sur une largeur de 200 MHz. Le couplage du faisceau dans la fibre atteint une efficacité de $\sim 60\%$, et la puissance obtenue en sortie vaut environ 2 mW. Le faisceau est collimaté avec un rayon à $1/e^2$ de 1.6 mm et envoyé vers l'emplacement du piège magnéto-optique dans la chambre expérimentale. L'intensité au centre de ce faisceau vaut $50\text{mW}/\text{cm}^2$ ($\sim 6I_{\text{sat}}$).

1.4 Le piègeage magnéto-optique du ^{52}Cr

1.4.1 Le ralentisseur Zeeman

La vitesse longitudinale moyenne des atomes provenant du four à $1500\text{ }^\circ\text{C}$ vaut environ 1000 m/s (si on fait l'hypothèse d'un jet effusif), et seule une partie négligeable de ces atomes ont une vitesse inférieure à la vitesse de capture typique d'un piège magnéto-optique. Il est donc nécessaire de ralentir une partie de ces atomes afin d'augmenter le flux d'atomes arrivant au centre de l'enceinte expérimentale avec une vitesse adéquate. Pour cela, nous utilisons un ralentisseur Zeeman fonctionnant sur la transition cyclante $|^7S_3, m_J = +3\rangle \rightarrow |^7P_4, m_J = +4\rangle$.

Principe

Le ralentisseur Zeeman utilise la force de pression de radiation d'un rayonnement laser sur des atomes afin de les ralentir [30]. Un faisceau laser contra-propageant de fréquence ν_l est appliqué au jet atomique issu du four, les atomes ayant une transition cyclante de fréquence ν_{at} . A cause de l'effet Doppler, les atomes de vitesse longitudinale v ont un désaccord effectif par rapport au laser :

$$\delta(v) = \delta_0 + v \frac{\nu_l}{c} \quad (1.7)$$

où $\delta_0 = \nu_l - \nu_{at}$ est le désaccord pour un atome au repos. Une modification de la vitesse des atomes implique donc une variation du désaccord. Afin que les atomes soient à résonance avec le laser assez longtemps pour atteindre la vitesse désirée, la variation du désaccord par effet Doppler doit être compensée. On utilise pour cela l'effet Zeeman induit par un champ magnétique inhomogène $B(z)$. En présence de ce champ magnétique, le désaccord s'écrit :

$$\delta(v, z) = \delta_0 + v \frac{\nu_l}{c} - \frac{\mu}{h} B(z) \quad (1.8)$$

Un profil de champ magnétique adapté permet de garder à résonance un atome qui a la bonne vitesse à la sortie du four sur toute la longueur du ralentisseur, avec une décélération constante. Cette décélération est égale à la variation de vitesse de l'atome quand il absorbe un photon ($v_{rec} = \hbar k/m = 1,8 \text{ cm/s}$ est la vitesse de recul pour le chrome) divisée par le temps moyen d'un cycle d'absorption-émission $\Delta t = 1/\Gamma_{diff}$, où Γ_{diff} est le taux de diffusion.

La valeur limite de cette décélération a_D appelée décélération Doppler, correspond au cas où le désaccord est toujours nul et où l'intensité laser I est très grande devant l'intensité de saturation I_{sat} . Dans ce cas $\Gamma_{diff} \simeq \Gamma/2$ où Γ est la largeur naturelle de l'état excité de la transition considérée. Pour le chrome $a_D = 5,6 \times 10^6 \text{ m/s}^2$.

Choix des paramètres

La vitesse de capture v_c est la vitesse à laquelle les atomes sont à résonance avec le laser à leur entrée dans le ralentisseur Zeeman (en $z = 0$). Elle dépend de la valeur du champ magnétique à cette position. Seuls les atomes du jet ayant une vitesse inférieure à v_c peuvent être capturés par le ralentisseur Zeeman, elle doit donc être la plus élevée possible.

La décélération constante appliquée aux atomes est limitée par l'intensité laser disponible et les imperfections du système :

$$a = \eta \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}} a_D \quad (1.9)$$

où $\eta < 1$, appelé paramètre de sécurité, est lié aux irrégularités du champ magnétique.

Ces deux paramètres fixent le profil de vitesse longitudinale en fonction de z :

$$v^2(z) = v_c^2 - 2az \quad (1.10)$$

La vitesse des atomes à la sortie, appelée vitesse d'extraction v_e , dépend de la longueur du ralentisseur L :

$$v_e = \sqrt{v_c^2 - 2aL} \quad (1.11)$$

Si on impose que le désaccord soit toujours nul, le profil de champ magnétique se déduit de l'équation (1.8) :

$$B(z) = \frac{h}{\mu} \left(\delta_0 + \frac{v_l}{c} \sqrt{v_c^2 - 2az} \right) \quad (1.12)$$

La puissance laser disponible et le choix d'un paramètre de sécurité $\eta = 0,85$ fixent la décélération à : $a \simeq 0.61a_D$. La vitesse d'extraction doit valoir $v_e \simeq 40$ m/s. Nous avons choisi une vitesse de capture $v_c \simeq 550$ m/s qui permet d'obtenir un flux atomique suffisant et de concevoir un ralentisseur Zeeman d'une longueur raisonnable $L \simeq 0.9$ m. Le désaccord au repos δ_0 doit être suffisamment élevé pour que le faisceau Zeeman ne perturbe pas le piège magnéto-optique : nous avons choisi $\delta_0 = -450$ MHz. Le profil de champ magnétique à réaliser est alors bien défini.

1.4.2 Le refroidissement transverse du jet atomique

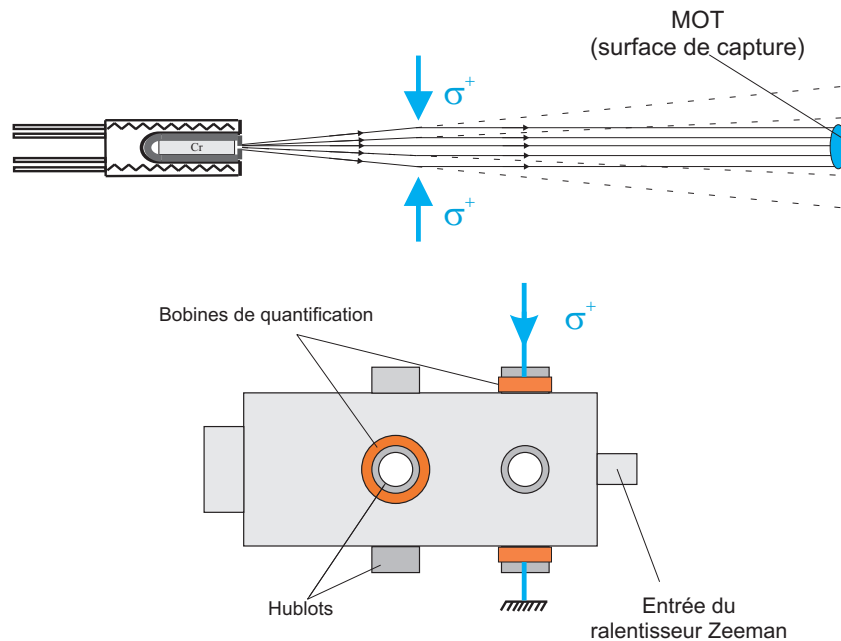


FIG. 1.12 – *En haut : schéma illustrant le principe du refroidissement transverse : la vitesse transverse des atomes est réduite par des faisceaux rétro-réfléchis. Le flux d'atomes arrivant dans la surface de capture du MOT est augmenté. En bas : Schéma du dispositif expérimental (vue de dessus).*

Nous avons mis en place un système de refroidissement laser transverse au jet atomique afin d'augmenter le flux d'atomes ralentis par le ralentisseur Zeeman. Le principe

est illustré sur la figure 1.12 : des faisceaux contra-propageants deux à deux sont envoyés perpendiculairement au jet atomique dans le plan horizontal et dans le plan vertical. Ils sont prélevés sur le faisceau du MOT (environ 20 mW) et dirigés sur le jet atomique à travers les hublots de l'enceinte du four. Le refroidissement transverse a donc lieu à une distance intermédiaire entre le four et l'entrée du ralentisseur Zeeman. Le profil transverse des faisceaux est modifié par des télescopes cylindriques $\times 5$ afin d'augmenter la longueur d'interaction entre les atomes du jet et la lumière à 2 cm, ce qui correspond à un temps d'interaction de $\sim 40 \mu\text{s}$ pour les atomes ayant la vitesse de capture du ralentisseur Zeeman.

La fréquence des faisceaux étant la même que celle du MOT, ils sont décalés dans le rouge de la transition atomique $|^7S_3, m_J = +3\rangle \rightarrow |^7P_4, m_J = +4\rangle$. Afin de pouvoir régler le désaccord indépendamment de celui du MOT des paires de bobines de même axe que les faisceaux sont installées de part et d'autre de l'enceinte, autour des hublots, en configuration de Helmholtz.

Ce système de refroidissement transverse permet d'augmenter le flux d'atomes ralentis d'un facteur 7,4 [53].

1.4.3 Le piège magnéto-optique

Notre piège magnéto-optique (MOT) est composé d'un piège magnétique quadrupolaire et de six faisceaux lasers désaccordés dans le rouge par rapport à la transition atomique $|^7S_3, m_J = +3\rangle \rightarrow |^7P_4, m_J = +4\rangle$ à 425,553 nm et orientés dans les trois directions de l'espace, contra-propageants deux à deux.

Les quatre faisceaux horizontaux du MOT sont obtenus en recyclant le même faisceau après chaque passage par le piège comme l'illustre la figure 1.13. Cette configuration peut être appliquée dans notre expérience car la densité atomique accessible dans le MOT est relativement faible. La diminution de puissance du faisceau par absorption est donc suffisamment faible et peut être compensée (ainsi que les pertes dues aux éléments optiques) en focalisant légèrement afin que l'intensité au centre soit la même à chaque passage. Le faisceau vertical est également rétro-réfléchi.

Nous obtenons un nombre maximal d'atomes dans le MOT de 5×10^6 atomes pour un désaccord de -22 MHz et une intensité laser de 116 mW/cm^2 . La densité atomique au centre maximale est obtenue pour un désaccord de -12 MHz, elle vaut 8×10^{10} atomes/cm³.

La température du MOT, déduite de l'analyse de l'expansion libre du nuage d'atomes libéré du MOT, vaut $T = 120 \pm 20 \mu\text{K}$. La densité dans l'espace des phases est de l'ordre de 10^{-6} . Le temps de chargement du MOT varie de 10 à 100 ms en fonction du désaccord. Le taux de chargement vaut $\sim 5 \times 10^8$ atomes/s.

Ces résultats reproduisent ceux obtenus précédemment par les groupes de J.J. McClelland [31] et de T. Pfau [32]. Le nombre d'atomes typique dans un MOT de chrome est très

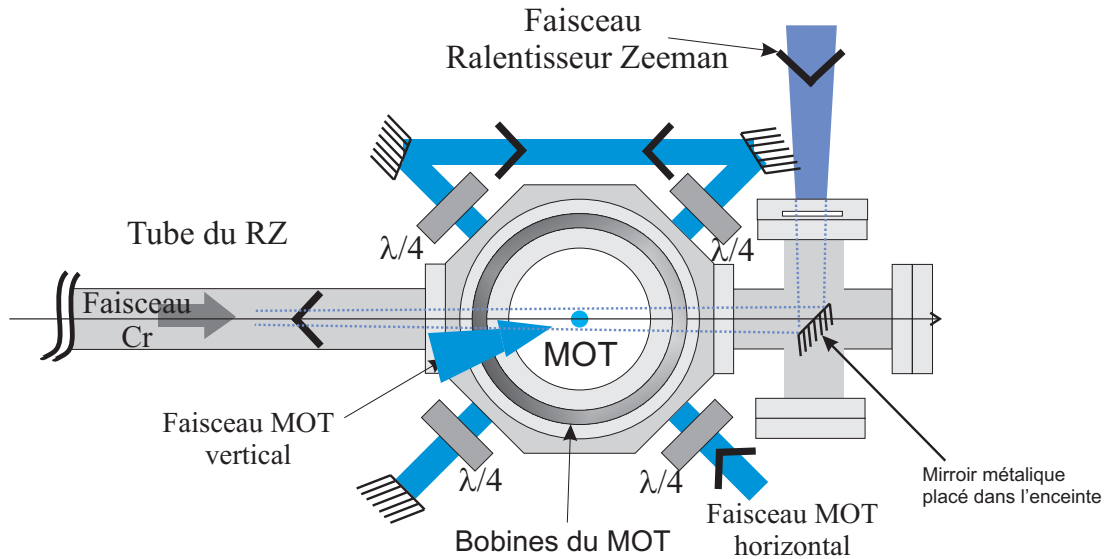


FIG. 1.13 – Schéma du montage expérimental du MOT (vue de dessus).

faible par rapport aux expériences de piégeage magnéto-optique utilisant des atomes alcalins, pour lesquelles un MOT peut contenir plusieurs milliards d'atomes. Des processus de collisions inélastiques assistées par la lumière constituent le principal facteur limitant. Une étude de ces collisions a été effectuée dans la thèse de Radu Chicireanu [53]. Cette étude montre que le taux de collisions inélastiques assistées par la lumière dans un MOT de chrome est supérieur de deux à trois ordres de grandeur au cas des alcalins. Cette limitation du nombre d'atomes constitue une des principales difficultés pour l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. Elle est à l'origine de la stratégie originale que nous avons développée, décrite dans les deux chapitres suivants.

CHAPITRE 2

Chargement d'un piège conservatif

Une étape décisive pour l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein consiste à charger un nombre suffisant d'atomes froids à partir du piège magnéto-optique dans un piège conservatif. Le refroidissement par évaporation forcée, méthode la plus couramment mise en œuvre à ce jour pour augmenter la densité dans l'espace des phases d'un nuage d'atomes neutres jusqu'à la dégénérescence quantique, s'accompagne d'une forte diminution du nombre d'atomes piégés. Du fait du très faible nombre d'atomes dans un MOT de chrome, l'étape de chargement du piège est particulièrement décisive dans notre expérience et a nécessité de développer un certain nombre de techniques originales que je présenterai dans ce chapitre.

Pourquoi ne pas évaporer dans un piège magnétique ?

L'énergie d'interaction d'un atome avec un champ magnétique inhomogène $\vec{B}(\vec{r})$ s'écrit :

$$V(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \quad (2.1)$$

où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique de l'atome.

La projection de $\vec{\mu}$ sur l'axe du champ magnétique est quantifiée et le potentiel magnétique pour un atome dans le sous-état Zeeman m_S (entier ou demi-entier compris entre $-S$ et S) est :

$$V(x, y, z) = m_S g_J \mu_B B(x, y, z) \quad (2.2)$$

où g_J est le facteur de Landé de l'atome ($g_J = +2,00$ pour le chrome dans l'état fondamental [23]) et B est la norme de \vec{B} .

Des atomes pour lesquels le produit $m_S g_J$ est positif, dits *low-field seekers* sont donc attirés vers les régions de plus faible champ magnétique tandis que ceux pour lesquels $m_S g_J$ est négatif (dits *high-field seekers*) sont attirés vers les régions de champ magnétique plus élevé.

On peut montrer qu'il est impossible de réaliser un maximum local de champ magnétique statique dans un espace vide à trois dimensions. En revanche il est possible de créer un minimum local de $B(\vec{r})$, et de constituer ainsi un piège conservatif pour des atomes dans un état tel que $m_S g_J > 0$. Cette méthode a été utilisée pour obtenir les

premiers condensats de Bose-Einstein [1, 2]. Elle reste majoritaire dans les expériences de condensation.

Pour le chrome, le facteur de Landé g_J dans l'état fondamental étant positif, le piégeage magnétique n'est possible que pour des atomes dans des états m_S positifs. Cependant les taux de relaxation dipolaire du chrome sont tels [40] qu'il est difficile d'envisager d'atteindre la condensation de Bose-Einstein dans de tels états¹. En effet ces collisions inélastiques à deux corps changent le spin total de la paire d'atomes en jeu, convertissant l'énergie Zeeman $\Delta m_S g_J \mu_B B$ en énergie cinétique :

$ m_S, m_S\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (m_S - 1, m_S\rangle + m_S, m_S - 1\rangle)$	$\Delta m_S = 1$	$\Delta E = g_J \mu_B B$
$ m_S, m_S\rangle \rightarrow m_S - 1, m_S - 1\rangle$	$\Delta m_S = 2$	$\Delta E = 2g_J \mu_B B$

TAB. 2.1 – Les deux canaux possibles de relaxation dipolaire au cours d'une collision entre deux atomes dans l'état m_S

Ce processus se traduit non seulement par un chauffage de l'échantillon, mais également par une dépolarisation des atomes qui finissent dans des états non piégés magnétiquement ($m_S \leq 0$). A titre d'exemple l'équipe de Tilman Pfau à Stuttgart a été limitée à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-2} pour des atomes dans un piège magnétique [38].

Un moyen de supprimer ce mécanisme de pertes est de transférer les atomes dans l'état de plus basse énergie Zeeman ($m_S = -3$), pour lequel la conservation de l'énergie interdit toute collision avec changement de spin si l'énergie Zeeman est supérieure à l'énergie thermique des atomes. La solution est donc d'utiliser un piège dipolaire optique, le potentiel dipolaire ne dépendant pas en première approximation du sous-niveau Zeeman de l'atome².

2.1 Le piégeage optique

Ce paragraphe regroupe des considérations théoriques sur le piégeage optique de particules neutres, une application au cas du Chrome, et une présentation du dispositif expérimental mis en œuvre pour créer un piège optique ainsi que pour observer les atomes piégés.

¹Le mécanisme de relaxation dipolaire est étudié plus en détail au chapitre 5

²Le champ électromagnétique génère en fait un effet quadratique [45] qui modifie légèrement le potentiel selon le sous-niveau Zeeman, mais ce qui importe ici est qu'on peut piéger les atomes dans le sous-niveau de plus faible énergie

2.1.1 Le potentiel dipolaire pour un atome à deux niveaux

La présentation du modèle classique pour le potentiel dipolaire d'un atome dans un champ électromagnétique est largement inspirée de l'article de revue de R. Grimm et al. [21].

Interaction champ classique - dipôle induit

Un atome placé dans un faisceau laser subit une force proportionnelle au gradient d'intensité lumineuse $I(\vec{r}) = 2\epsilon_0 c |E_0(\vec{r})|^2$, où $E_0(\vec{r})$ est l'amplitude du champ électrique oscillant du laser polarisé linéairement :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{\epsilon}(E_0(\vec{r})\exp(-i\omega t) + c.c.) \quad (2.3)$$

Le champ électrique \vec{E} induit en effet sur l'atome un moment dipolaire $\vec{p}(\vec{r}, t)$ qui oscille avec la pulsation ω et dont l'amplitude $p_0(\vec{r})$ est proportionnelle à l'amplitude du champ :

$$p_0(\vec{r}) = \alpha E_0(\vec{r}) \quad (2.4)$$

où α est la polarisabilité de l'atome et peut prendre des valeurs complexes.

Le potentiel d'interaction de ce moment induit avec le champ électrique est donné par la relation :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \left\langle \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \right\rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (2.5)$$

où les crochets désignent la moyenne temporelle sur un temps long devant la période d'oscillation du champ, très petite devant l'échelle de temps du mouvement des atomes. Le potentiel dipolaire est proportionnel à l'intensité locale du champ laser et à la partie réelle de la polarisabilité α , c'est à dire la partie du dipôle induit qui oscille en phase avec le champ électrique. La force conservative dérivant de ce potentiel, appelée force dipolaire, est donc :

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U_{dip}(\vec{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \vec{\nabla} I(\vec{r}). \quad (2.6)$$

La puissance moyenne absorbée par un atome est quant-à-elle donnée par la relation :

$$P_{abs} = \left\langle \dot{\vec{p}}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \right\rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}). \quad (2.7)$$

Cette fois c'est la partie en quadrature de phase du dipôle atomique qui joue un rôle via la partie imaginaire de α . Si on raisonne en terme de photons absorbés, on peut exprimer le taux de diffusion de photons d'énergie $\hbar\omega$:

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}(\vec{r})}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}). \quad (2.8)$$

Ces expressions sont valables pour n'importe quelle particule neutre polarisable dans un champ électrique oscillant. Nous avons ainsi exprimé en fonction de l'intensité laser et de la polarisabilité de l'atome les deux quantités pertinentes dans l'étude des pièges optiques. L'expression du potentiel dipolaire nous montre qu'on peut piéger des atomes en créant un minimum ou un maximum local d'intensité laser, suivant le signe de $\text{Re}(\alpha)$. L'expression du taux de diffusion de photons nous renseigne sur les taux de chauffage associés à ce type de piège.

Calcul de la polarisabilité

Le modèle classique de Lorentz de l'électron élastiquement lié nous permet de calculer la polarisabilité de l'atome α . Dans ce modèle on considère un électron de masse m_e et de charge e élastiquement lié au noyau avec une fréquence d'oscillation propre $\frac{\omega_0}{2\pi}$ correspondant à la fréquence de transition atomique. Cet oscillateur est excité par le champ électrique extérieur oscillant à la pulsation ω . Le rayonnement de l'électron accéléré induit un amortissement de la vitesse $\Gamma_\omega = \frac{e^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3}$ (formule de Larmor pour une particule chargée oscillante [22]). La résolution de l'équation classique du mouvement de l'électron $\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE(t)}{m_e}$ nous donne l'évolution temporelle du dipôle induit $p = ex$ dont on déduit la polarisabilité :

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (2.9)$$

où l'on a introduit le taux d'amortissement $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = (\frac{\omega_0}{\omega})^2 \Gamma_\omega$.

Ce calcul classique peut être remplacé par une approche semi-classique, où l'on considère l'atome comme un système quantique à deux niveaux interagissant avec le rayonnement classique. Dans l'expression de la polarisabilité, le taux d'amortissement ne peut alors plus être calculé à partir de la formule de Larmor mais en utilisant l'élément de matrice du dipôle électrique entre les niveaux fondamental et excité :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \left| \langle e | \hat{d} | f \rangle \right|^2 \quad (2.10)$$

Potentiel dipolaire et taux de diffusion

En introduisant la formule (2.9) dans l'expression générale du potentiel dipolaire (2.5), on obtient pour un grand désaccord dans le rouge :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}). \quad (2.11)$$

Le signe du potentiel dépend donc du signe du désaccord. Pour un laser désaccordé dans le bleu ($\omega > \omega_0$) les atomes seront attirés par les minima d'intensité, alors que pour un laser désaccordé dans le rouge ($\omega < \omega_0$) les atomes seront attirés par les maxima d'intensité.

Le taux de diffusion devient :

$$\Gamma_{diff}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\vec{r}). \quad (2.12)$$

2.1.2 Cas du chrome - atome à plusieurs niveaux

Dans le cas d'un atome réel beaucoup de niveaux atomiques sont couplés par la lumière et le modèle de l'atome à deux niveaux ne suffit plus. Afin d'évaluer le déplacement lumineux d'un niveau considéré par le champ électrique, nous devons maintenant tenir compte de tous les couplages significatifs avec d'autres niveaux. De plus les différents sous-états Zeeman sont couplés différemment aux états excités et le déplacement lumineux ne dépend pas seulement du moment angulaire total J mais aussi de m_J et de la polarisation du laser.

Le taux de couplage $\Gamma_{m_{J_i}, n}$ entre un sous niveau (i, J_i, m_{J_i}) et un niveau excité (n, J_n, m_{J_n}) s'écrit :

$$\Gamma_{m_{J_i}, n} = \Gamma_{ni}(2J_n + 1) \times C_{J_i, m_{J_i}, J_n, \text{sign}(\omega_{ni}) \times q}^2 \quad (2.13)$$

où q est la polarisation du laser ($q = -1, 0, +1$ pour une polarisation σ^- , π ou σ^+)
Et le coefficient $3J$ est $C_{J_i, m_{J_i}, J_n, q} = \begin{pmatrix} J_i & 1 & J_n \\ -m_{J_i} & -q & m_{J_i} + q \end{pmatrix}$. De plus les règles de sélection imposent $\Delta m_J = -1, 0$ ou $+1$.

Nous pouvons donc écrire le potentiel [21, 24] :

$$U_{i, m_{J_i}}(\vec{r}) = -3\pi c^2 I(\vec{r}) \sum_n \frac{\text{sign}(\omega_{ni}) \Gamma_{m_{J_i}, n}}{\omega_{ni}^2 (\omega_{ni}^2 - \omega^2)} \quad (2.14)$$

Ceci est la généralisation de l'équation (2.11) dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux.

Nous avons utilisé l'équation (2.14) pour évaluer la profondeur du piège optique de longueur d'onde $\lambda_{IR} = 1075$ nm et de polarisation linéaire que nous utilisons, en fonction de l'intensité au centre du faisceau. Voici les résultats pour l'état fondamental 7S_3 et pour les états métastables 5D_4 et 5S_2 pour un faisceau de puissance 35 W rétro-réfléchi de waist 42 μm , obtenus en sommant sur toutes les transitions identifiées dans [23] :

$$\begin{aligned} U_{\tau S_3, m_{J_i}}/k_B &=_{\sigma} (502 + 0.8 \times m_{J_i}^2) \mu K \\ U_{{}^5D_4, m_{J_i}}/k_B &=_{\sigma} (382 + 2.9 \times m_{J_i}^2) \mu K \\ U_{{}^5S_2, m_{J_i}}/k_B &=_{\sigma} (748 - 2.7 \times m_{J_i}^2) \mu K \end{aligned} \quad (2.15)$$

Où I_0 est l'intensité laser en W/m^2 . On note que la profondeur dépend de m_J de manière quadratique. Pour l'état fondamental cette dépendance est faible ($\simeq 3\%$), mais pour les états métastables elle crée des différences allant jusqu'à 20% entre les différents sous-niveaux. Ce résultat est particulier au chrome.

A titre de comparaison, on obtient pour l'état fondamental en utilisant la formule classique de Larmor et l'expression (2.11) pour la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ une profondeur :

$$U_{7S_3}/k_B \simeq 576\mu K \quad (2.16)$$

2.2 Le dispositif expérimental

2.2.1 Le piège optique

Nous utilisons pour créer le piège optique un laser fibré continu Ytterbium de modèle YLR-50-LP de la marque IPG. La puissance délivrée par ce laser est de 50 W et sa longueur d'onde est $\lambda_0 = 1075 \text{ nm}$. Le faisceau est monomode transversalement et son waist vaut 2.2 mm. Afin de contrôler précisément la puissance du laser et donc la profondeur du piège, nous utilisons un modulateur accousto-optique (AOM) (voir figure 2.1), qui est également utilisé pour couper ou allumer le piège rapidement (~ 800 nanosecondes). Cet AOM de la marque A&A (modèle MTS 80 - A3 - 1064) est prévu pour fonctionner à basse puissance rf ce qui réduit les effets thermiques. La puissance laser disponible dans l'ordre 1 de cet AOM est de 35W.

Après un isolateur optique (transmission 93%) permettant de protéger le laser des réflexions, un premier telescope (2 : 1) permet de réduire le diamètre du faisceau à 1.1 mm afin d'adapter sa taille à l'ouverture de l'AOM et d'optimiser l'efficacité de diffraction. Un second telescope (1 : 2) placé après l'AOM permet de rendre au faisceau son diamètre initial.

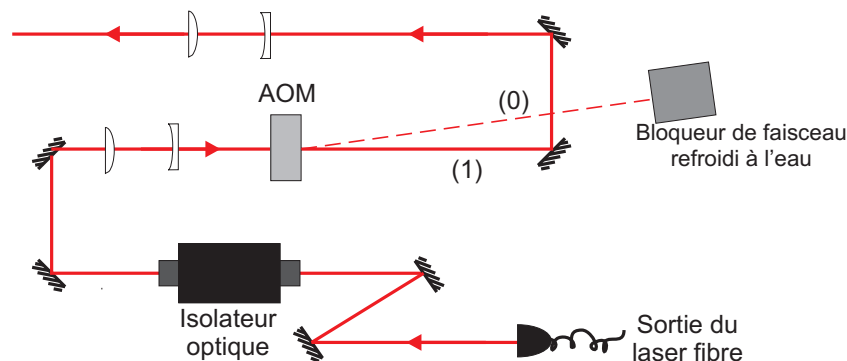


FIG. 2.1 – Schéma du système de mise en forme du faisceau à la sortie du laser fibré.

Le faisceau est ensuite séparé en deux par un cube polariseur et une lame $\lambda/2$

montée sur une rotation motorisée³ contrôlée par ordinateur. Les deux faisceaux ainsi créés sont focalisés dans la chambre expérimentale et se croisent avec un angle de 84° au niveau de leurs waists (voir figure 2.2), formant ainsi un piège croisé, appelé dimple dans ce manuscrit, dont les fréquences de confinement dans les trois directions de l'espace sont du même ordre de grandeur⁴. Afin d'augmenter la puissance disponible nous rétro-réfléchissons le faisceau horizontal nous le focalisons à nouveau sur les atomes.

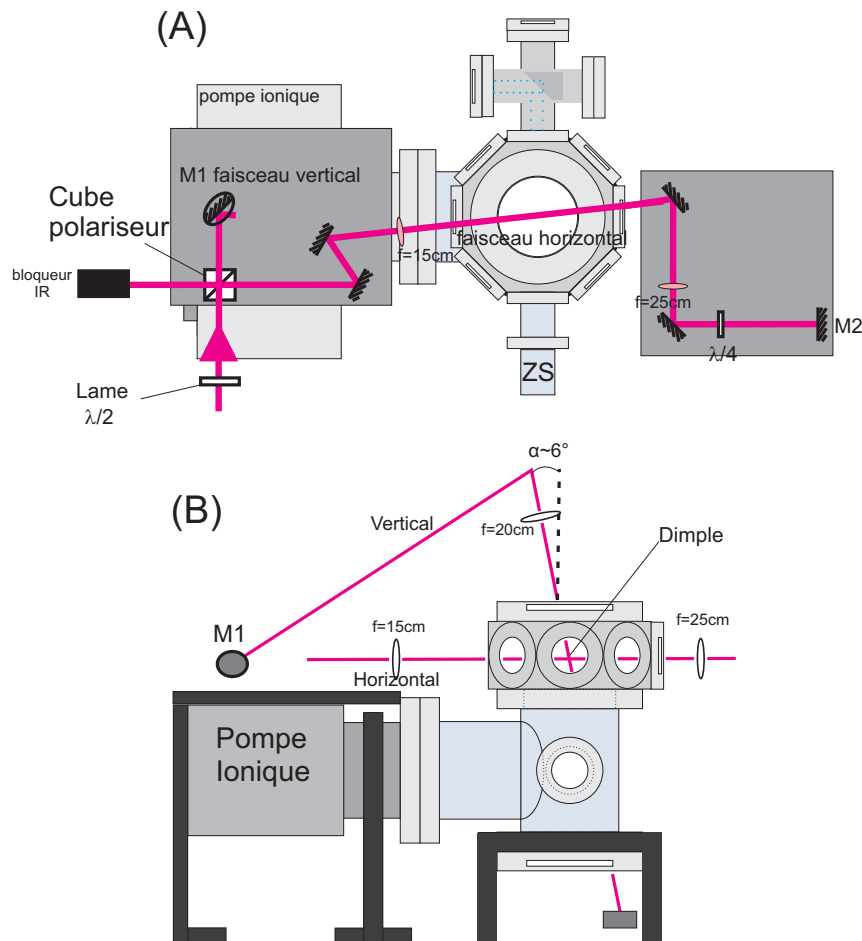


FIG. 2.2 – Schéma de la configuration du piège optique constitué du dimple formé par les deux faisceaux croisés horizontal et vertical. (A) Vue du dessus où apparaissent le cube polariseur et la lame $\lambda/2$ qui permettent de séparer le faisceau en deux. (B) Vue de côté des deux faisceaux qui se croisent au centre de la chambre expérimentale.

³Modèle PR50 de la marque Micro-control (Newport).

⁴Ces fréquences dépendent en particulier de la répartition des puissances entre les deux bras, déterminée par la position de la lame $\lambda/2$

Mesure du waist

Nous avons effectué une mesure du waist du faisceau à l'aide d'une caméra CCD. Nous avons mesuré le rayon à $1/2$ du faisceau transmis par le miroir M1 (voir figure 2.2) en fonction de la position de la mesure, après une lentille de focale 20 cm identique à celle utilisée sur le faisceau réfléchi par M1 pour le focaliser sur les atomes (faisceau piège vertical). La valeur mesurée, correspondant au waist du faisceau vertical, est : $w_V \simeq 52 \mu m$. La même mesure effectuée avec une lentille de focale 15 cm, correspondant à celle utilisée pour le faisceau horizontal, nous donne une estimation de son waist : $w_H \simeq 40 \mu m$.

Cette méthode de mesure ne prend pas en compte les éventuelles modifications du waist générées par les hublots de l'enceinte expérimentale. De plus la transmission par le miroir M1 peut également modifier la forme du faisceau transmis utilisé pour les mesures.

Dépendance en puissance de la forme du faisceau

Le fait d'utiliser le faisceau transmis nous permet d'effectuer la mesure à puissance laser maximale sans endommager la caméra grâce au faible coefficient de transmission du miroir. Nous avons pu de cette façon vérifier que la forme du faisceau ne change pas en fonction de la puissance transmise par l'AOM. Par contre elle varie fortement en fonction de la puissance délivrée par le laser : nous avons observé une augmentation de 40% du waist quand la puissance varie de 0 à 50 W (voir figure 2.3). Nous avons également observé une modification de la position du faisceau au niveau des atomes (mesurée à une position équivalente en distance à celle des atomes) allant jusqu'à $10 \mu m$. Il est donc nécessaire de toujours utiliser la même puissance délivrée par le laser afin de s'assurer que la forme du piège ne change pas entre les expériences, et de modifier la puissance laser au niveau des atomes uniquement avec l'AOM.

Le piège optique horizontal

Suivant l'orientation de la lame $\lambda/2$, nous pouvons répartir la puissance entre les deux bras du piège. Par convention nous définissons cette position par un angle θ compris entre 0° et 45° et nous notons $\theta = 0^\circ$ quand toute la puissance est envoyée dans le bras horizontal. La répartition des puissances s'écrit donc : $P_{hor} = 2P_0 \cos(2\theta)^2$ et $P_{vert} = P_0 \sin(2\theta)^2$ avec $P_0 = 35$ W. Le facteur 2 dans l'expression de la puissance du bras horizontal vient du fait que ce bras est rétro-réfléchi. Comme nous le verrons aux paragraphes suivants, différentes valeurs de θ sont utilisées lors de la séquence permettant d'atteindre la condensation. Pendant son chargement le piège optique est constitué uniquement du faisceau horizontal rétro-réfléchi, alors que l'évaporation a lieu dans un piège croisé.

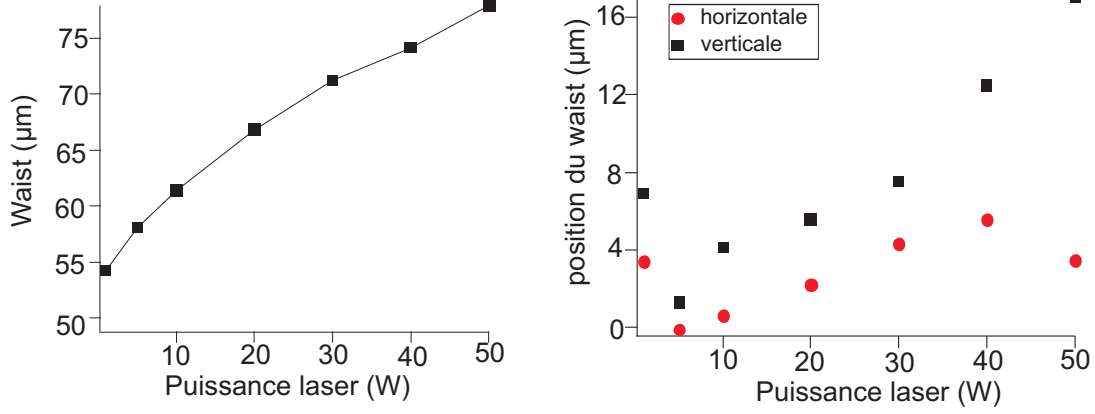


FIG. 2.3 – *A gauche : waist du faisceau transmis par le miroir M1, en fonction de la puissance délivrée par le laser fibré. A droite : position du faisceau au niveau des atomes dans la direction horizontale (cercles rouges) et verticale (carrés noirs), en fonction de la puissance délivrée par le laser fibré.*

Quand toute la puissance est envoyée dans le bras horizontal ($\theta = 0^\circ$), le piège optique est très anisotrope. Le confinement selon l'axe de propagation du faisceau (axe z') est bien plus faible que selon les axes transverses (x' et y'). Le potentiel dipolaire créé par ce faisceau s'écrit :

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{U_0}{1 + (z'/z_R)^2} \exp\left(-\frac{2(x'^2 + y'^2)}{w^2(z')}\right) \quad (2.17)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh ($z_R = \frac{\pi w_H^2}{\lambda}$ pour un faisceau gaussien) ; et $w(z')$ le rayon à $1/e^2$ du faisceau, donné par la relation : $w(z') = w_H \sqrt{1 + ((z' - z'_0)/z_R)^2}$, où w_H est le waist du faisceau dont la position est $z' = 0$. U_0 est la profondeur du piège, proportionnelle à l'intensité au centre du faisceau I_0 qui est reliée à la puissance P_0 par la relation : $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_H^2}$.

Pour des atomes dont la température est faible devant la profondeur du piège, on peut considérer le potentiel comme harmonique. En développant en série l'expression du potentiel dipolaire (2.17) autour de $\vec{r} = \vec{0}$ on obtient :

$$U_{dip}(x', y', z') \simeq U_0 \left(\frac{2(x'^2 + y'^2)}{w_H^2} + \frac{z'^2}{z_R^2} \right) \equiv \frac{m(\omega_x^2 x'^2 + \omega_y^2 y'^2 + \omega_z^2 z'^2)}{2} \quad (2.18)$$

Les fréquences d'oscillation de ce piège sont donc :

$$\omega_{x',y'} = \frac{2}{w_H} \sqrt{\frac{U_0}{m}}, \quad \omega_{z'} = \frac{1}{z_R} \sqrt{\frac{2U_0}{m}}. \quad (2.19)$$

U_0 dépend de l'état électronique de l'atome considéré comme vu au paragraphe précédant.

2.2.2 L'imagerie par absorption

Afin d'observer les atomes dans le piège optique nous utilisons un système d'imagerie par absorption : un faisceau laser à résonance avec la transition atomique ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ est envoyé sur les atomes puis sur une caméra CCD. La modification du profil d'intensité laser enregistré sur la caméra nous permet de déduire des informations sur le nuage atomique telles que le nombre d'atomes, la densité et la température.

Loin de saturation ($I \ll I_{sat}$), la loi de Beer-Lambert nous donne le profil d'intensité obtenu en fonction de la densité du nuage ($n(x, y, z)$) pour un faisceau se propageant selon l'axe z :

$$\frac{dI(x, y, z)}{I(x, y, z)} = -\sigma_{abs}n(x, y, z)dz. \quad (2.20)$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption des atomes et $n(x, y, z)$ la densité atomique. Il est utile d'introduire la profondeur optique ($PO(x, y)$) définie par :

$$PO(x, y) \equiv -\ln \left(\frac{I(y, x, z=0)}{I_0(x, y, z=0)} \right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{abs}n(x, y, z)dz \quad (2.21)$$

où $I_0(x, y, z=0)$ et $I(x, y, z=0)$ sont les profils d'intensité laser avant et après absorption par les atomes. Il est en effet aisé d'obtenir le profil de profondeur optique à partir des profils d'intensité pris avec et sans atomes (I et I_0). Le nombre d'atomes se déduit ensuite en intégrant ce profil selon x et y : $N_{at} = \frac{1}{\sigma_{abs}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} PO(x, y) dx dy$.

La température quant-à-elle se déduit de l'observation de l'expansion libre du nuage après temps de vol.

L'équation (2.21) montre que la qualité du signal est liée à la section efficace d'absorption atomique σ_{abs} . A résonance, $\sigma_{abs} = \frac{3C^2\lambda^2}{2\pi}$ où $\lambda = 425nm$ est la longueur d'onde de l'imagerie et C est le coefficient de Clebsch-Gordan normalisé de la transition. Le faisceau d'imagerie est polarisé circulairement (σ^- par rapport au champ magnétique de quantification) ce qui signifie que C et donc σ_{abs} dépendent du sous-niveau Zeeman de l'atome. La plupart du temps nous imageons des nuages polarisés dans le sous-niveau $m_J = -3$ de l'état fondamental 7S_3 (voir chapitre 3). L'absorption a alors lieu sur la transition $|{}^7S_3, m_J = -3\rangle \rightarrow |{}^7P_4, m_J = -4\rangle$ avec un coefficient de Clebsch-Gordan $C = 1$.

Dans le cas où l'imagerie se fait sur un nuage non polarisé, ou polarisé dans un autre sous-état, c'est le faisceau d'imagerie lui-même qui polarise l'échantillon. Il faut

alors prendre en compte une section efficace d'absorption qui varie pendant la durée du pulse d'imagerie pour atteindre sa valeur maximale quand tous les atomes sont dans $m_J = -3$.

Le faisceau utilisé pour l'imagerie par absorption est horizontal et croise le faisceau horizontal du piège optique avec un angle de 7° (voir figure 2.4). En plus de ceux accumulés dans le dimple, il est donc possible d'observer les atomes accumulés le long du piège horizontal. Sur la figure 2.4 nous avons introduit deux bases de coordonnées orthogonales : la base (x, y, z) est utilisée pour décrire les images (le faisceau d'imagerie se propage le long de l'axe z) ; la base (x', y', z') est une base naturelle pour décrire les coordonnées du piège optique horizontal (le faisceau horizontal du piège optique se propage le long de l'axe z'). Les axes z et z' forment donc un angle de 7° , alors que les axes y et y' sont confondus.

Les hublots de l'enceinte sont traités anti-reflet, mais ce traitement n'est pas parfait et une faible partie du faisceau d'imagerie se réfléchit sur chaque face des hublots. Nous n'avons pas mis le faisceau d'imagerie perpendiculaire aux hublots pour éviter que ces multiples réflexions n'interfèrent entre elles, car cela crée des franges sur l'image.

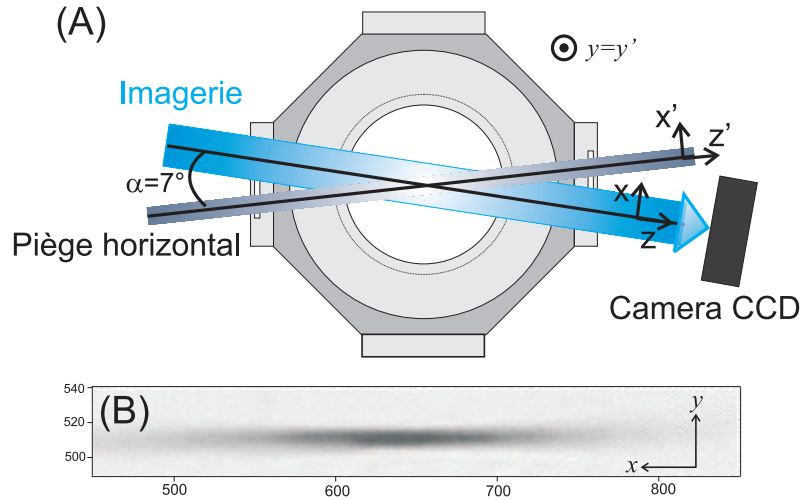


FIG. 2.4 – (A) (Vue de dessus). Le faisceau d'imagerie par absorption croise le bras horizontal du piège optique avec un angle de 7° , dans le plan horizontal. (B) Un exemple d'image par absorption (*in situ*) d'un nuage d'atomes dans le piège optique horizontal.

2.3 Accumulation en continu des états métastables dans le piège optique

Les pièges optiques ont une profondeur relativement faible ($< 1 \text{ mK}$), ce qui les rend plus difficiles à charger efficacement que les pièges magnétiques. La technique la

plus couramment utilisée consiste à transférer directement les atomes du MOT dans le piège optique : soit en superposant simplement le piège optique au MOT pendant le chargement de ce dernier [18], soit en utilisant diverses techniques de refroidissement sub-Doppler afin d'améliorer le chargement [19, 20].

Dans un MOT de chrome, les collisions inélastiques assistées par la lumière limitent le nombre d'atomes à des valeurs si faibles que même avec un taux de transfert du MOT au piège optique excellent, le nombre d'atomes chargés serait insuffisant pour espérer atteindre la condensation de Bose-Einstein. On peut cependant tirer partie de la désexcitation spontanée des atomes du MOT vers des états métastables (voir chapitre 1), dont la durée de vie est supérieure à 50 s [44]. Les atomes dans ces états peuvent être piégés optiquement, ils sont à la température du MOT (100 μK) et ils ne subissent pas de collisions inélastiques assistées par la lumière car ils ne sont plus à résonance avec le laser de refroidissement du MOT (425 nm).

Notre stratégie est donc de superposer directement le piège optique horizontal au MOT, afin d'y accumuler des atomes de chrome produits dans des états métastables. L'état 5D_3 étant beaucoup moins peuplé, nous nous concentrerons sur l'accumulation dans 5D_4 dans un premier temps.

2.3.1 Accumulation dans le piège mixte de l'état 5D_4

La procédure de chargement consiste à appliquer le faisceau horizontal (rétro-réfléchi) du piège optique dès le début de la séquence, c'est à dire au début du chargement du MOT. Ainsi, les atomes du MOT qui se désexcitent de l'état 7P_4 vers l'état métastable 5D_4 et dont le sous-niveau Zeeman est positif ($m_S \geq 0$) s'accumulent dans le piège mixte formé par le gradient magnétique du MOT auquel est superposé le faisceau horizontal du piège optique s'ils ont une énergie suffisamment faible⁵. Les atomes dont le sous-niveau Zeeman est strictement négatif ($m_S < 0$) sont expulsés du piège par le gradient magnétique du MOT qui domine dans la direction longitudinale du piège optique. Une fois que le nombre d'atomes dans le piège a atteint un état stationnaire nous éteignons les lasers et le gradient magnétique du MOT afin d'obtenir un piège purement optique, en vue de procéder au refroidissement évaporatif.

Géométrie du piège mixte magnétique plus optique

Le potentiel magnétique vu par les atomes métastables pendant l'accumulation s'écrit :

$$U_M(\vec{r}) = m_J g_J \mu_B b' \sqrt{x'^2 + 4y'^2 + z'^2} \quad (2.22)$$

⁵La profondeur du piège optique est de 400 μK et la température du MOT d'environ 100 μK

où m_J prend des valeurs entières comprises entre -4 et 4 pour l'état 5D_4 et b' est le gradient magnétique.

A ce potentiel s'ajoute le potentiel dipolaire créé par le piège optique horizontal (voir paragraphe 2.2.1). La figure 2.5 représente le potentiel total le long des axes transverse et longitudinale au piège optique, pour des atomes dans l'état $|{}^5D_4, m_J = +4\rangle$. Pour les atomes dont le sous-état Zeeman est strictement positif, le potentiel magnétique domine dans la direction longitudinale (axe z'). Dans les directions transverses (axes x' et y') c'est le potentiel dipolaire qui domine à proximité du centre du piège (sur une largeur de l'ordre du waist).

Les atomes dans le sous-état $m_J = 0$ ne sont pas piégés magnétiquement, ils sont affectés uniquement par le potentiel dipolaire.

Les atomes dans un sous-état $m_J < 0$ sont quant à eux expulsés du piège par le potentiel magnétique, qui domine le potentiel dipolaire dans la direction longitudinale (selon z').

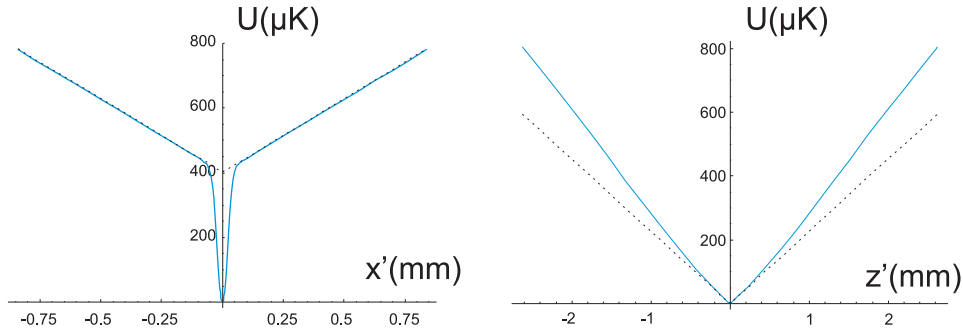


FIG. 2.5 – Somme des potentiels théoriques magnétique et optique pour des atomes dans l'état $|{}^5D_4, m_J = +4\rangle$ dans la direction transverse (à gauche) et longitudinale (à droite). Les pointillés représentent le potentiel magnétique. Les paramètres du piège optique sont : $U_0 = 400 \mu K$, $w_H = 42 \mu m$ et $z_R = 2,5 mm$.

Premiers résultats de chargement du piège

Afin de mesurer le nombre d'atomes piégés optiquement et leur température après un temps de chargement donné, nous éteignons les faisceaux résonants du MOT et du ralentisseur Zeeman, ainsi que le gradient de champ magnétique du MOT. Nous appliquons ensuite un champ magnétique quantificateur de $1,8 G$ parallèle à la direction du faisceau d'imagerie par absorption, ce qui nous prend environ $20 ms$ ⁶. Au même moment nous appliquons un pulse du faisceau repompeur à $663 nm$ afin de transférer

⁶Ce temps d'attente nous permet également de nous assurer que les courants de Foucault générés par l'extinction du gradient du MOT ont disparu

les atomes de l'état métastable 5D_4 vers l'état fondamental 7S_3 , l'image par absorption étant prise sur la transition $|^7S_3, m_J = -3\rangle \rightarrow |^7P_4, m_J = -4\rangle$. Nous pouvons également polariser les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_S = -3$ afin d'augmenter la section efficace d'absorption de la transition d'imagerie⁷ (voir paragraphe 2.2.2).

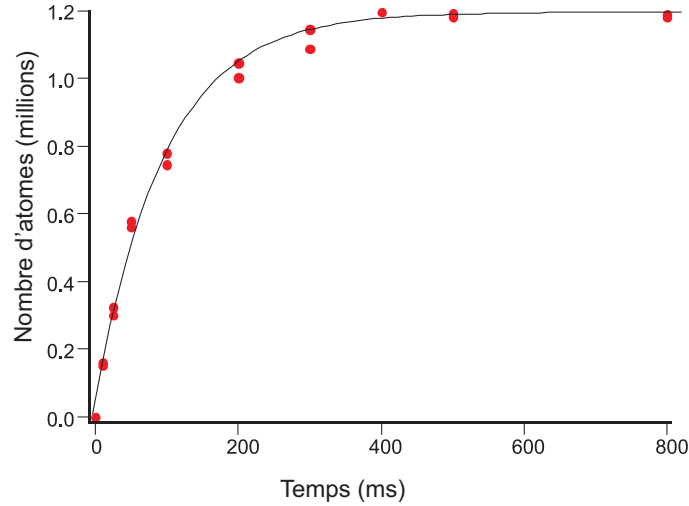


FIG. 2.6 – Nombre d'atomes chargés dans le piège optique dans l'état 5D_4 en fonction du temps de chargement.

La figure 2.6 présente le nombre total d'atomes accumulés dans le piège optique en fonction du temps de chargement. L'état stationnaire, d'environ 1,2 millions d'atomes, est atteint en quelques centaines de millisecondes. La pente à $t = 0$ nous donne un taux de chargement de $\sim 1.1 \times 10^7 \text{ atomes/s}$. La densité au centre du piège optique est $n_0 = 1,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Il est important de noter qu'il s'agit ici de la densité dans le piège optique après que nous ayons éteint le gradient du MOT, les atomes ayant donc eu le temps de s'expandre le long de l'axe de propagation du laser peu confinant. La densité au centre du piège mixte, quand le nombre d'atomes est maximal, est difficile à mesurer à cause de la géométrie du piège, nous l'évaluons cependant à environ 10^{12} cm^{-3} . La température du nuage, déduite de l'expansion en temps de vol dans la direction verticale, est $T = 100 \pm 10 \mu\text{K}$.

L'expérience nous montre qu'il est important de laisser le MOT allumé pendant toute la durée du chargement : nous observons très peu d'atomes chargés si nous éteignons le laser de refroidissement du MOT avant le gradient magnétique. Cela nous indique que les atomes sont injectés dans le piège optique à partir du MOT et non depuis le piège magnétique.

⁷L'intérêt principal de la polarisation des atomes est de supprimer les collisions inélastiques par relaxation dipolaire. La procédure est décrite au paragraphe 3.1

De plus si on n'applique pas le faisceau repompeur à 663 nm avant de prendre une image, on observe un signal quasiment nul (quelques dizaines de milliers d'atomes seulement), ce qui montre que les atomes ne s'accumulent pas dans l'état fondamental. Le taux de transfert des atomes dans l'état 7S_3 du MOT vers le piège optique est négligeable, le chargement de ce dernier se fait uniquement via les états métastables. Cela s'explique par le fait que les collisions inélastiques assistées par la lumière limitent fortement la densité d'atomes dans l'état fondamental.

Dynamique d'accumulation de l'état 5D_4

L'évolution du nombre d'atomes dans l'état métastable dans le piège pendant l'accumulation est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Gamma_c - \alpha N(t) - \beta \int_V n^2(\vec{r}, t) d^3\vec{r} - \gamma \int_V n^3(\vec{r}, t) d^3\vec{r} \quad (2.23)$$

où N est le nombre d'atomes et $n(x, y, z)$ la densité. Γ_c est le taux de chargement, α est le taux de perte à un corps, β le paramètre de collisions à deux corps et γ le paramètre de collisions à trois corps.

Nous ne connaissons pas le paramètre de pertes à trois corps γ , mais nous pouvons raisonnablement supposer que les collisions à trois corps sont négligeables pour les densités mises en jeu pendant le chargement. A titre d'exemple, certains paramètres γ ont été mesurés pour le chrome 52 en présence de résonances de Feshbach [33], où les collisions à trois corps sont fortement augmentées. La valeur la plus élevée mesurée est $\gamma = 4 \times 10^{-36} m^6/s$ pour une résonance de Feshbach à 205 G. Même dans ces conditions extrêmes, le taux de collisions à trois corps pour la densité au centre mise en jeu pendant le chargement ne dépasse pas les quelques $10^{-2} s^{-1}$, soit un temps de vie associé de 100 s très long devant le temps de chargement.

L'équation (2.23) peut donc se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Gamma_c - \alpha N(t) - \frac{\beta}{\bar{V}} N(t)^2 \quad (2.24)$$

où nous avons négligé les pertes à trois corps et intégré la densité sur le volume du piège, en supposant la distribution de densité gaussienne. $\bar{V} = 2\sqrt{2}\pi^{3/2}x_0y_0z_0$ est le volume de collision et dépend de la géométrie du piège. x_0 , y_0 et z_0 sont les dimensions caractéristiques du MOT : $x_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m} \frac{1}{\omega_x}}$.

Taux de chargement : Le taux de chargement Γ_c peut s'écrire :

$$\Gamma_c = N_{MOT} \cdot P_{E < U_0} \cdot \Gamma_{^5D_4} \cdot P_{m_J \geq 0} \quad (2.25)$$

où :

- N_{MOT} est le nombre d'atomes du MOT, qui vaut 5 millions. Le rayon à $1/e$ du MOT vaut $100 \mu m$
- $P_{E < U_0}$ est la probabilité pour qu'un atome du MOT ait une énergie totale (cinétique plus potentielle due au piège optique) inférieure à la profondeur du piège optique U_0 . Elle représente donc la probabilité pour qu'un atome du MOT qui retombe dans un état métastable soit piégé par le piège optique. Cette probabilité peut être évaluée en intégrant la densité dans l'espace des phases du MOT sur un domaine restreint D défini par la condition $E_{tot}(p, \vec{r}) = \frac{p^2}{2m} + U_{dip}(\vec{r}) < U_0$:

$$P_{E < U_0} = \frac{\int n_{ph,MOT}(p, \vec{r}) d^3p d^3r}{\int_{R^6} n_{ph,MOT}(p, \vec{r}) d^3p d^3r}. \quad (2.26)$$

où $n_{ph,MOT} \propto \exp\left(-\frac{p^2/2m}{k_B T_{MOT}} - \frac{2x^2+4y^2+2z^2}{w_{MOT}^2}\right)$ est la densité dans l'espace des phases du MOT. Nous avons calculé numériquement l'intégrale au numérateur et nous avons estimé $P_{E < U_0} \simeq 0.35$.

- $\Gamma_{^5D_4}$ est le taux de production de 5D_4 par atome du MOT, soit le taux de diffusion du MOT multiplié par la probabilité qu'un atome dans 7P_4 retombe dans 5D_4 . Il vaut $\Gamma_{^5D_4} \simeq 11 s^{-1}$.
- $P_{m_J \geq 0}$ est la probabilité pour qu'un atome produit dans 5D_4 soit dans un sous-état Zeeman de $m_J \geq 0$. Dans le cas contraire, il serait expulsé du piège par le gradient magnétique. Cette probabilité dépend de la polarisation des atomes du MOT, elle a été estimée pour un MOT 3D de chrome standard, en prenant en compte le désaccord des lasers MOT, à ~ 0.30 [39].

On en déduit un taux de chargement théorique du piège de l'ordre de $\Gamma_c \simeq 5,5 \times 10^6 \text{ atomes/s}$. Ce résultat est du même ordre de grandeur que la valeur mesurée expérimentalement ($\sim 1,1 \times 10^7 \text{ atomes/s}$).

Pertes à un corps, mise en évidence des pertes de Majorana Les pertes à un corps sont dues à des collisions avec le gaz résiduel, ou à des transitions diabatiques vers des sous-états Zeeman anti-piégés ($m_J < 0$) quand les atomes traversent la région de faible champ magnétique (pertes de Majorana).

Nous avons mesuré le temps de vie lié aux pertes à un corps lié aux collisions avec le gaz résiduel et avec les atomes du jet atomique venant du four⁸ dans le piège optique horizontal, où il n'y a pas de pertes de Majorana car tous les sous-états sont piégés :

⁸Un obturateur mécanique placé juste après le four permet de supprimer ce jet pendant la séquence d'évaporation. Pendant le chargement, il est nécessaire pour alimenter le MOT.

$T_{\text{gaz résiduel}} = \alpha_{\text{gaz résiduel}}^{-1} \simeq 20 \text{ s}$. Le temps d'accumulation étant de l'ordre de quelques centaines de millisecondes, on peut conclure que les pertes à un corps dues aux collisions avec le gaz résiduel et le jet atomique ne jouent aucun rôle pendant le chargement.

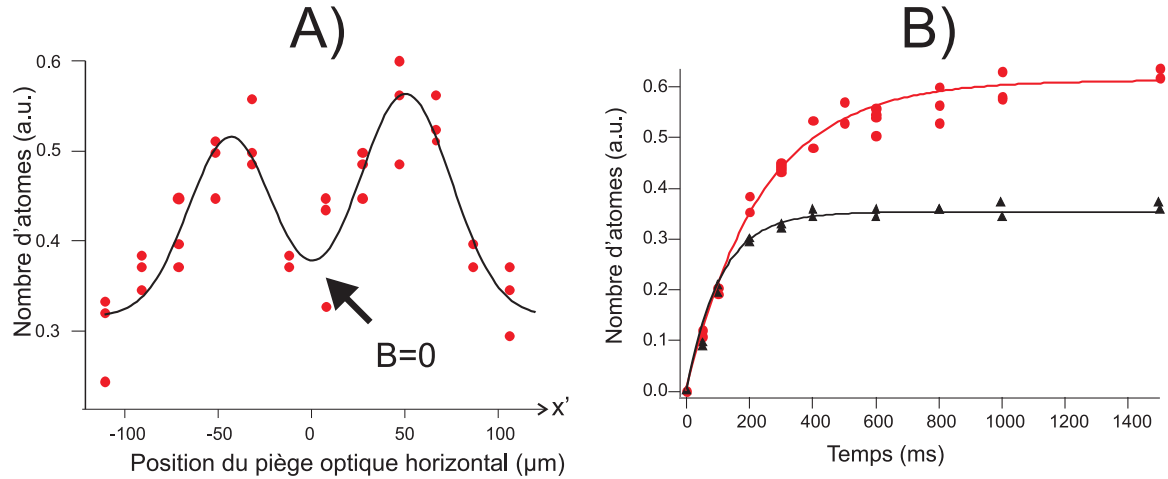


FIG. 2.7 – (A) Nombre d'atomes accumulés dans le piège optique horizontal en fonction de sa position par rapport au centre du MOT. (B) Nombre d'atomes chargés en fonction du temps, pour $x' = 0$ (triangles) et $x' = 50 \mu\text{m}$ (cercles). Les traits pleins représentent des ajustements exponentiels des données. Ces données ont été prises avec un faisceau piège de waist $w_H \simeq 50 \mu\text{m}$ différent du waist actuellement utilisé.

Nous avons évalué le taux de pertes de Majorana, quand le piège optique est centré sur le MOT, à $\alpha_{\text{majorana}}^{-1} \simeq 300 \text{ ms}$ [53, 47]. Ces pertes peuvent être diminuées en décalant le piège optique du centre du MOT, afin que le zéro du champ magnétique soit en dehors de la zone de piégeage. La figure 2.7A présente le nombre d'atomes chargés en fonction de la position du piège optique par rapport au centre du MOT. On observe effectivement deux maxima de part et d'autre du centre du MOT, correspondant à des positions où les pertes de Majorana sont minimisées, alors que la densité d'atomes du MOT superposés au piège optique, déterminante pour le taux de chargement, n'a pas trop diminué. La figure 2.7B, qui présente les courbes de chargement au centre du MOT et pour un des maxima, montre en effet que les pentes à $t = 0$ sont sensiblement les mêmes dans les deux cas.

Pertes à deux corps : Si on minimise les pertes de Majorana, les pertes à deux corps dont le taux dépend de la densité sont le principal facteur limitant le nombre d'atomes stationnaire. Ces pertes sont dues principalement à des collisions inélastiques entre atomes métastables et à de l'évaporation. Nous avons mesuré [53, 47] le paramètre de collision inélastique entre deux atomes dans l'état 5D_4 : $\beta_{DD} \simeq 3 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{s}$.

Bilan : Les pertes à un corps et à trois corps sont négligeables sur l'échelle de temps très rapide du chargement. Celui-ci est donc limité par les pertes à deux corps (collisions inélastiques entre métastables et évaporation). Si on néglige les pertes à un corps et à trois corps l'équation du chargement (2.23) devient :

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma_c - \frac{\beta}{V} N^2 \quad (2.27)$$

Dans ce cas, le nombre d'atomes stationnaire s'écrit : $N_\infty = \sqrt{\frac{\Gamma_c V}{\beta}}$. Les deux paramètres à optimiser pour augmenter l'efficacité du chargement sont donc le taux de chargement et le volume de collisions. Augmenter le volume de collision signifie changer la géométrie du piège afin de réduire la densité et donc les collisions entre atomes. Le taux de chargement peut être amélioré en augmentant le nombre d'atomes dans le MOT, mais aussi en augmentant le taux de production d'atomes métastables. Les paragraphes suivants décrivent les améliorations que nous avons apportées à notre technique de chargement.

2.3.2 Accumulation de l'état métastable 5S_2

Les premiers résultats de chargement du piège optique via la désexcitation des atomes du MOT vers les états métastables 5D_4 et 5D_3 se sont montrés insuffisants pour atteindre la dégénérescence quantique mais suffisamment encourageants pour nous convaincre de poursuivre dans cette voie [53]. Nous avons donc étudié la possibilité d'accumuler les atomes dans un autre état métastable, l'état 5S_2 .

L'état 5S_2 peut être peuplé par la désexcitation spontanée de l'état 7P_3 (voir figure 2.8). Le rapport de branchement de cette transition est de l'ordre de cent fois plus élevé que celui de l'état 7P_4 vers les états D [23], ce qui rend l'état 5S_2 plus facile à charger, même si cela nécessite de dépomper les atomes du MOT vers l'état 7P_3 . De plus on s'attend à ce que le taux de collisions inélastiques entre atomes dans l'état 5S_2 soit plus faible qu'entre atomes dans les états D^9 . Enfin les calculs de déplacements lumineux prédisent que la profondeur du piège optique est deux fois plus élevée pour 5S_2 (voir tableau 2.16).

Afin d'accumuler les atomes dans l'état 5S_2 nous allumons pendant le chargement un faisceau dépompeur de faible puissance à résonance avec la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ à 427 nm^{10} . Ce faisceau provoque une fuite supplémentaire des atomes du MOT vers les états 5S_2 , 5D_2 , 5D_3 et 5D_4 qui s'ajoute à la fuite vers 5D_4 et 5D_3 via l'état 7P_4 . A la fin du chargement nous utilisons un faisceau repompeur à 633 nm pour transférer les atomes chargés dans l'état 5S_2 vers l'état fondamental. Les taux de désexcitation vers

⁹Notamment du fait de l'absence de couplage spin-orbite dans un état S

¹⁰Nous utilisons le laser décrit au paragraphe 1.3.3

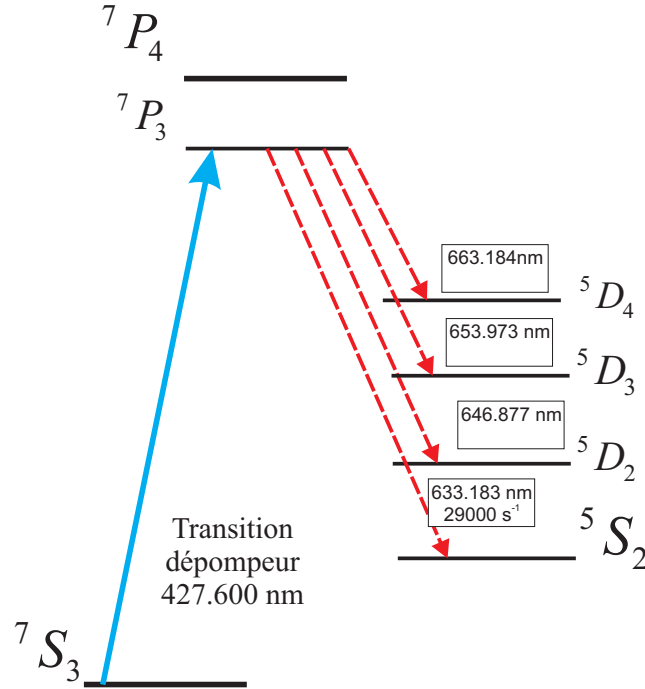


FIG. 2.8 – L'état 7P_3 se désexcite vers 5S_2 avec une probabilité $\frac{1}{1000}$. Les atomes dans l'état 5S_2 peuvent être repompés vers l'état fondamental via 7P_3 (transition à 633 nm). Les désexcitations possible svers les états D sont indiquées, les taux correspondants sont inconnus.

5D_2 et 5D_3 étant à priori très faibles¹¹, nous négligeons l'accumulation dans ces états pour l'étude du chargement. Nous nous restreignons donc aux atomes chargés dans 5S_2 et 5D_4 ¹².

Le faisceau dépompeur doit être suffisamment intense pour peupler efficacement l'état 5S_2 , mais il ne doit pas détruire le MOT en dépompeant les atomes trop rapidement. Une première condition pour que le MOT ne soit pas détruit est que le taux d'absorption de photons dépompeurs soit faible devant le taux d'absorption de photons de refroidissement du MOT. Mais une autre condition plus exigeante doit être remplie : le temps de piégeage du MOT, c'est à dire le temps requis pour qu'un atome soit capturé dans le MOT (de l'ordre de 20 ms ¹³ [53]) doit être court devant le temps typique

¹¹Ils n'ont jamais été mesurés

¹²Cependant, même si ces deux états ne contribuent que très peu au nombre d'atomes chargés, ils peuvent avoir une influence sur l'évaporation dans le piège optique, qui sera étudiée au chapitre suivant. En effet la faible part d'atomes chargés dans ces deux états métastables peut être à l'origine de collisions inélastiques avec les atomes repompés dans l'état fondamental à partir des états métastables 5S_2 et 5D_4 majoritaires. La possibilité de repomper ces deux états sera discutée au chapitre 7.

¹³Pour évaluer ce temps, nous observons la formation du MOT à partir d'un nuage d'atomes piégés

pour qu'un atome absorbe un photon du faisceau dépompeur et retombe dans l'état 5S_2 où il ne sera plus refroidi par les faisceaux du MOT. Ce temps vaut à résonance $\tau_{^5S_2}^{-1} = \Gamma_{diff,depompeur} P_{^5S_2}$ où $\Gamma_{diff,depompeur}$ est le taux d'absorption et $P_{^5S_2} \simeq 1/1000$ [23] est la probabilité pour qu'un atome dans l'état 7P_3 retombe dans un l'état 5S_2 (nous négligeons les désexcitations vers les autres états métastables). Cette condition est remplie quand la puissance du faisceau dépompeur (dont le waist vaut 3 mm, et le désaccord vaut $\delta_{depompeur} = 6 MHz$) est inférieure à 200 μW .

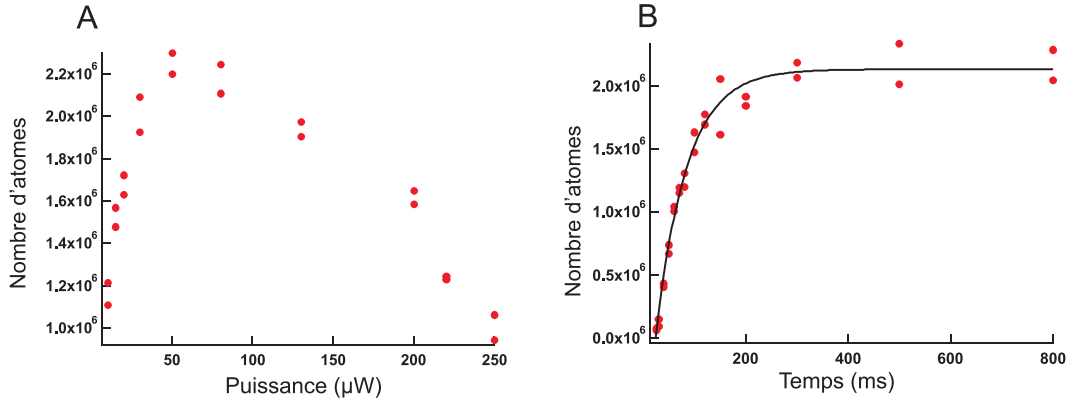


FIG. 2.9 – A) Nombre d'atomes chargés dans le piège optique via les états 5D_4 et 5S_2 après un temps long en fonction de la puissance du faisceau dépompeur. B) Nombre d'atomes chargés dans le piège optique via les états 5D_4 et 5S_2 en fonction du temps de chargement, pour une puissance du dépompeur de 50 μW .

La figure 2.9A présente le nombre total d'atomes (5D_4 et 5S_2) chargés dans le piège optique longitudinal en fonction de la puissance du faisceau dépompeur. L'optimum est obtenu pour une puissance de 50 μW , ce qui correspond à une durée d'absorption théorique de $\Gamma_{diff,depompeur}^{-1} = 80 \mu s$, soit un taux de production de 5S_2 par atome du MOT de $\tau_{^5S_2}^{-1} = \Gamma_{diff,depompeur}/1000 = 12 s^{-1}$. Au taux de production de l'état 5D_4 de $\sim 12 s^{-1}$ on ajoute donc un taux de production à peu près équivalent de 5S_2 .

L'utilisation du faisceau dépompeur permet donc d'augmenter fortement le taux de chargement dans piège optique ($3 \times 10^7 atomes/s$ au lieu de 1, 1) (voir figure 2.9 B) et d'accumuler jusqu'à 2.2×10^6 atomes dans les état 5S_2 et 5D_4 .

Utilisation d'un faisceau 'dark spot'

Afin de diminuer l'effet des désexcitations spontanées vers les métastables sur le MOT, nous utilisons des faisceaux repompeurs (à 633 nm et 663 nm) obturés en leur centre afin qu'ils n'illuminent pas la partie du MOT superposée au piège optique (voir

dans le gradient magnétique du MOT. Pour cela nous chargeons le piège magnétique, puis nous éteignons les lasers de refroidissement et laissons le temps aux atomes de s'expandre. Nous rallumons ensuite les lasers MOT et observons le rayon du MOT en fonction du temps.

figure 2.10). Ces faisceaux repompent les atomes du MOT qui se désexcitent vers les états métastables 5S_2 et 5D_4 quand ils se trouvent hors du piège optique, mais pas quand ils se trouvent dans celui-ci. Cela a pour effet d'augmenter le nombre d'atomes dans le MOT d'environ 50%, tout en gardant un taux de désexcitation constant dans le volume du piège optique.

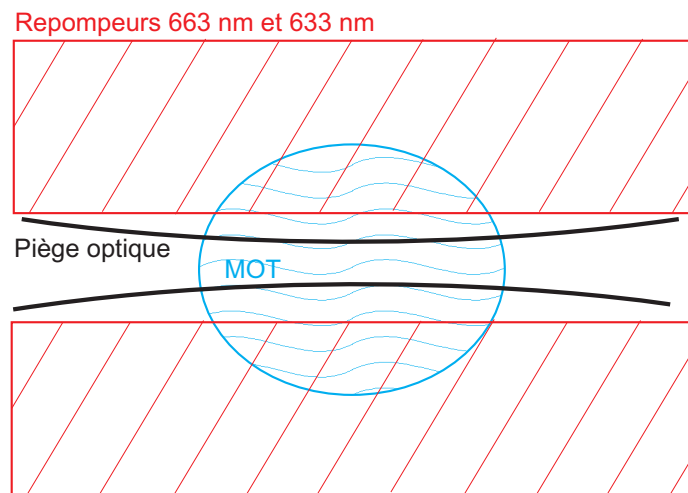


FIG. 2.10 – Schéma illustrant la configuration du faisceau repompeur 'darkspot'. Le faisceau à 633nm illumine une partie du MOT qui n'est pas contenue dans le piège optique.

Pour créer ce darkspot nous utilisons un morceau de fil de fer horizontal placé sur le chemin des faisceaux repompeurs. Nous utilisons des lentilles pour faire l'image de ce fil de fer dans le plan du MOT. Les faisceaux au niveau du MOT ont ainsi un profil d'intensité coupé par une bande horizontale de $300 \mu\text{m}$ de largeur. Nous avons enregistré le nombre d'atomes accumulés dans le piège optique en fonction de la position verticale du fil de fer sur la figure 2.11. Le signal atomique tombe à une valeur très faible quand le dark spot n'est pas superposé au piège optique linéaire. En effet, dans ce cas les faisceaux repompeurs empêchent les atomes du MOT de s'accumuler dans les états métastables quand ils sont dans le piège optique, le chargement est donc inefficace. On observe un plateau de largeur égale à la taille du darkspot pour lequel le nombre d'atomes est maximal. Quand le dark spot sort de la zone couverte par le piège optique, le signal commence à diminuer. Cette expérience nous permet de régler finement la position du darkspot afin d'optimiser le chargement. Le nombre d'atomes chargés est augmenté de 20% avec le dark spot.

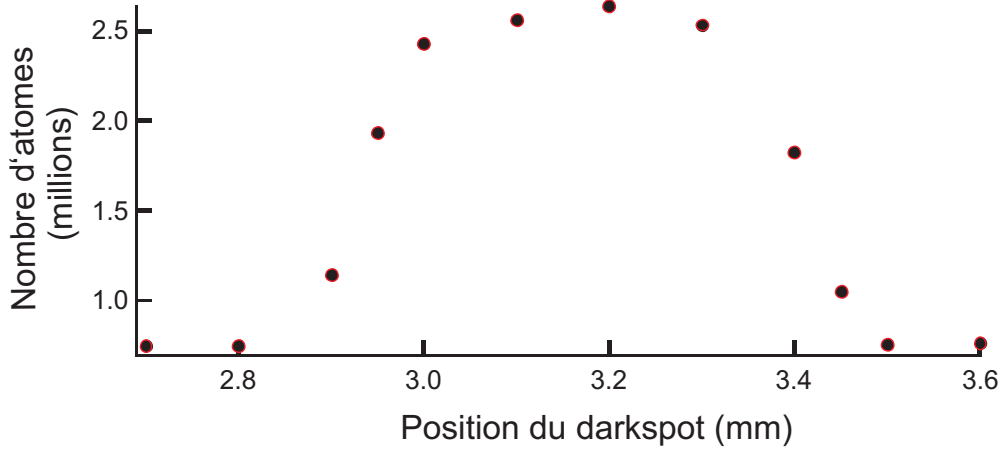


FIG. 2.11 – Nombre d'atomes chargés dans le piège optique en fonction de la position verticale du fil de fer créant un dark spot dans les faisceaux repompeurs au niveau des atomes.

2.4 Annulation des forces magnétiques pendant l'accumulation

Nous avons vu au paragraphe précédent que le chargement a lieu dans un piège mixte formé par la superposition du piège optique longitudinal dans lequel nous voulons charger les atomes, et du piège magnétique formé par le gradient du MOT. Ce gradient est indispensable au fonctionnement du MOT, mais il a deux inconvénients du point de vue du chargement des atomes métastables : il confine fortement les atomes de m_J positifs dans la direction longitudinale du piège optique (axe z'), augmentant la densité au centre et donc les pertes par collisions inélastiques à deux corps entre métastables ; de plus il expulse du piège les atomes de m_J négatifs ce qui ne permet de piéger qu'une fraction des atomes métastables produits.

Dans ce paragraphe, je montrerai comment des rampes de champ magnétique radiofréquence (rf) nous permettent de moyenner à zéro les forces magnétiques subies par les atomes métastables pendant le chargement sans perturber le MOT. Cette technique nous permet d'augmenter le nombre d'atomes chargés de 80%.

2.4.1 Principe

Nous utilisons un champ magnétique rf pour basculer le spin des atomes par passage rapide adiabatique (ARP). Un champ rf à résonance avec la fréquence de Larmor d'un atome couple ses différents sous-niveaux Zeeman entre eux. Quand la fréquence rf est rapidement balayée à travers la résonance, le sous-niveau Zeeman de l'atome m_J change de signe sans changer de valeur absolue. La force magnétique $\vec{F} = -m_J \cdot g_J \cdot \mu_B \vec{\text{grad}}(B(\vec{r}))$ appliquée à cet atome dans un gradient est donc inversée

mais sa norme reste inchangée. Si on applique de telles rampes rf avec un taux de répétition τ_{rf}^{-1} , l'atome initialement dans le sous-état $m_J = m$ bascule alternativement entre $m_J = +m$ et $m_J = -m$ à chaque intervalle de temps τ_{rf} . La force subie par l'atome moyennée sur un temps $2\tau_{rf}$ est alors nulle. Si ce temps est court devant le temps caractéristique du mouvement de l'atome dû à la force magnétique, alors l'effet du gradient magnétique sur la trajectoire de l'atome est réduite à de petites oscillations.

En pratique, nous voulons appliquer cet effet à tous les atomes métastables produits par le MOT pendant le chargement, afin qu'ils ne subissent plus la force magnétique due au gradient du MOT. Nous devons donc balayer la fréquence rf sur un intervalle qui couvre les fréquences de Larmor $\nu_L(\vec{r}) = g_J\mu_B B(\vec{r})/h$ de tous les atomes contenus dans le piège mixte. Chaque rampe rf a alors pour effet de basculer le spin de tous les atomes. Nous appliquons ces rampes continûment pendant tout le chargement.

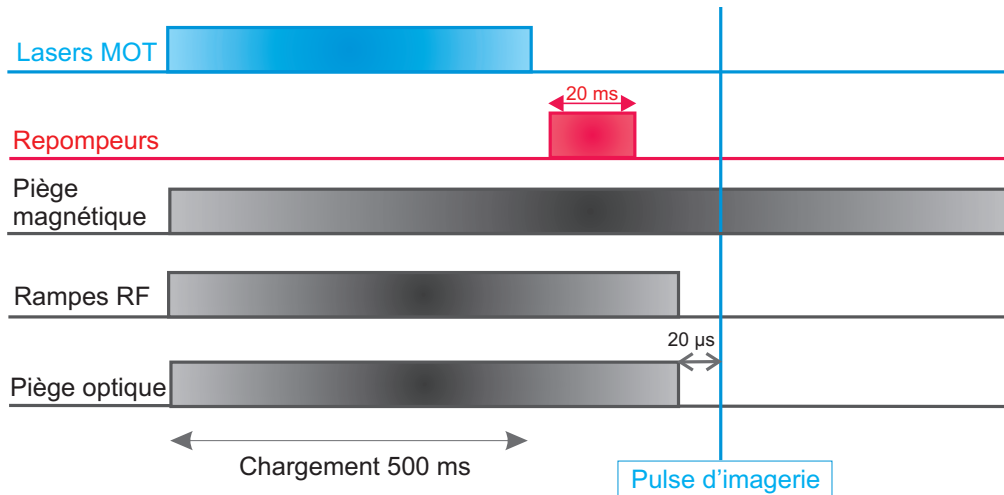


FIG. 2.12 – Séquence temporelle utilisée pour observer l'image in situ de droite sur la figure 2.13. L'image de gauche est obtenue avec la même séquence sans les rampes rf.

Mise en évidence de l'effet des rampes

La figure 2.13 montre des images in situ du piège mixte chargé avec et sans rampes rf. La figure 2.12 présente la séquence utilisée. Les images par absorption ont été prises juste après le chargement, lasers du MOT éteints mais gradient magnétique toujours allumé. Les atomes chargés dans l'état 5D_4 uniquement pour ces données ont été repompés dans l'état fondamental pour effectuer l'image. Les rampes rf sont effectuées par une bobine de cuivre de huit tours de 8 cm de diamètre, placée à 4.5 cm des atomes, alimentée par un courant alternatif sinusoïdal délivré par un générateur de fonctions rf et un amplificateur de 150 W. Pour cette image nous avons appliqué des rampes rf

entre 500 kHz et 7 MHz , avec un taux de répétition $\tau_{rf}^{-1} = 10\text{ kHz}$ [48] ($\tau_{rf} = 100\ \mu\text{s}$ est donc la durée d'une rampe).

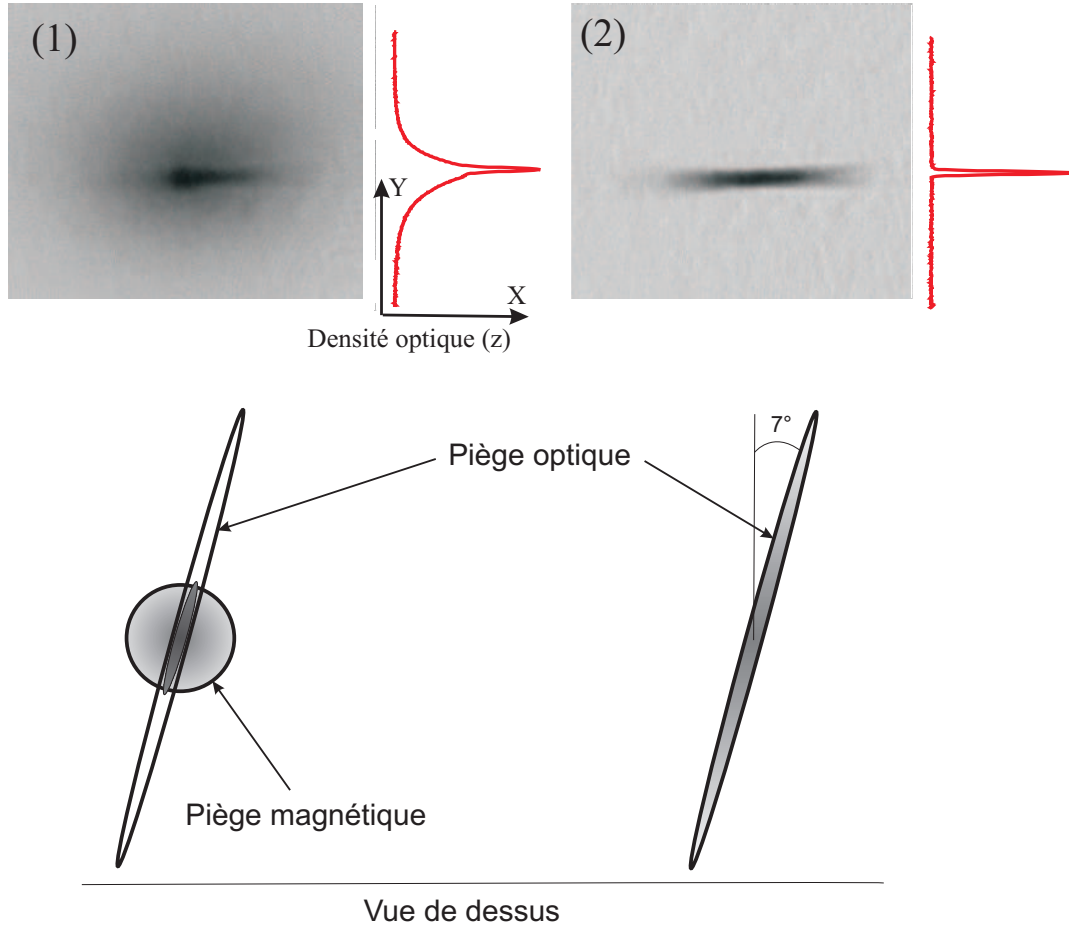


FIG. 2.13 – En haut : 1) Image in situ des atomes chargés dans le piège magnétique et le piège optique superposés. 2) Image de la même configuration, en présence de rampes rf. Les courbes représentent la densité optique intégrée selon x . Pour ces données seuls les atomes dans l'état 5D_4 sont repompés. En bas : Schéma des pièges et nuages atomiques vus du dessus.

Sur l'image de gauche, sans rf, on observe les atomes dans le piège optique longitudinal entourés d'atomes dans le piège magnétique. Sur l'image de droite, en présence de rampes rf, il n'y a pas d'atomes dans le piège magnétique, et les atomes dans le piège optique couvrent une largeur dans la direction longitudinale plus grande car ils ne sont pas confinés par le potentiel magnétique. Le piège magnétique a une symétrie circulaire dans le plan horizontal alors que le piège optique est très anisotrope : il a la forme d'un cigare dont le grand axe forme un angle de 7° avec l'axe du faisceau d'imagerie. Pour cette raison le nuage d'atomes piégés apparaissant sur l'image de droite ne semble pas plus large que le piège magnétique. En fait, la largeur du nuage dans l'axe

du piège optique est plus grand d'un facteur ~ 8 que celle apparaissant sur l'image et vaut environ 2.6 mm alors que la largeur du piège magnétique dans le plan horizontal vaut 500 μm . Les rampes rf permettent donc aux atomes de s'accumuler dans le piège optique dans un volume plus grand.

En outre nous avons observé que le MOT n'est pas modifié par les rampes rf. En effet la fréquence de Rabi rf est toujours plus faible que le taux de pompage optique dans le MOT. De plus à chaque instant seule une petite fraction des atomes est à résonance avec la rf.

Le piège que nous obtenons grâce à cette technique peut être comparé à d'autres pièges dépendants du temps comme le piège de Paul[27], ou les pièges de type "TOP traps" (time-averaged orbiting potential)[26]. Cependant à la différence de ces pièges où le potentiel est modulé dans le temps, notre piège repose sur la modulation de l'état interne des particules. Dans un piège de Paul, la modulation d'un potentiel quadratique a un effet de piégeage au second ordre, alors que dans notre cas, le potentiel linéaire modulé crée une force nulle en moyenne.

2.4.2 Etude des paramètres de la rf

Dans le but d'optimiser l'efficacité des rampes rf nous avons étudié l'influence des différents paramètres qui les définissent.

Amplitude des rampes

Nous avons étudié l'influence des fréquences extrêmes des rampes sur l'efficacité du chargement. Théoriquement, pour que la rf s'adresse à tous les atomes du piège, elle doit atteindre toutes les fréquences de Larmor des atomes dans le piège mixte. On s'attend donc qualitativement à devoir balayer la fréquence entre $\nu_{min} = 0\text{Hz}$ et $\nu_{max} = \frac{1}{\hbar}g_J\mu_B b' z_R = 5\text{ MHz}$ où $b' = 9\text{ G/cm}$ est le gradient magnétique du MOT dans le plan horizontal et $z_R = 2.5\text{ mm}$ la longueur de Rayleigh du faisceau piège. Pourtant, comme le montre la figure 2.15, l'efficacité du processus sature pour une fréquence minimale de $\nu_{min} = 500\text{ kHz}$. Les atomes se trouvant proches du zéro du champ magnétique, qui ont des fréquences de Larmor inférieures à 500 kHz , sont en fait fortement couplés à la rf à 500 kHz car la fréquence de Rabi devient du même ordre que la fréquence d'oscillation rf [25]¹⁴. Il n'est donc pas nécessaire d'atteindre des fréquences plus basses que 500 kHz . La fréquence maximale expérimentale se trouve aux alentours de 7 MHz , ce qui est en bon accord avec l'estimation théorique.

¹⁴Ce cas de figure est décrit dans le chapitre 4.

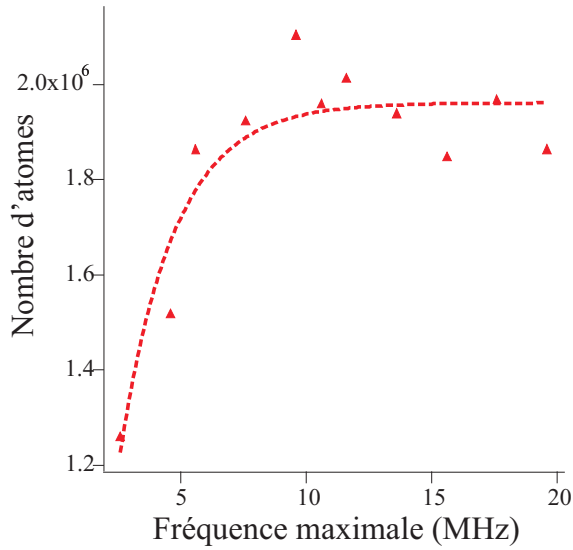


FIG. 2.14 – Nombre d'atomes accumulés dans le piège en fonction de la borne supérieure des rampes de fréquence.

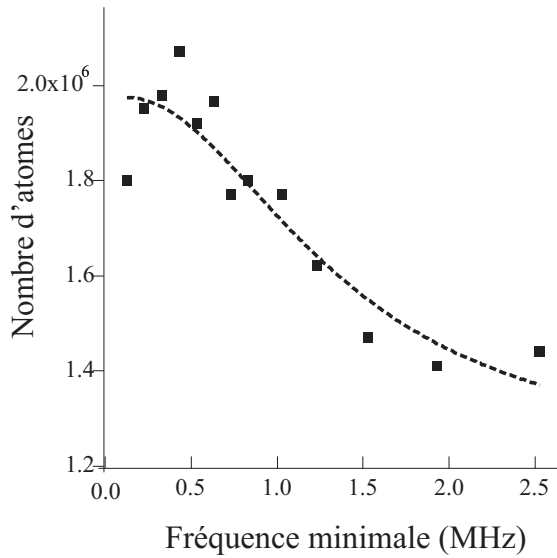


FIG. 2.15 – Nombre d'atomes accumulés dans le piège en fonction de la borne inférieure des rampes de fréquence.

Puissance rf

La puissance rf doit être suffisamment élevée pour qu'à chaque passage, tous les atomes voient leur spin s'inverser. La figure 2.16 montre que quand elle est trop faible, le signal est diminué par rapport à la situation sans rf. Cela s'explique par le fait qu'à basse puissance rf les transitions ne sont pas adiabatiques, mais le champ rf est assez élevé pour coupler les états de m positif aux états de m négatifs qui sont expulsés du piège.

Pour que le processus soit efficace, le taux avec lequel les spins basculent doit être égal au taux de répétition des rampes rf. Pour cela les transitions doivent être adiabatiques. A une fréquence ν_{rf} donnée, la rf couple efficacement les atomes dont la fréquence de Larmor vaut ν_{rf} , sur une largeur $\Omega/2\pi$, où $\Omega = g_J\mu_B B_{rf}/\hbar$ est la

pulsation de Rabi associée au champ rf. Par conséquent, les atomes couplés efficacement par la rf à un instant donné se trouvent à une distance du centre du piège r telle que $g_J\mu_B b' r = \hbar\nu_{rf}$, sur un intervalle Δr tel que :

$$g_J\mu_B b' \Delta r \approx \hbar\Omega \quad (2.28)$$

où b' est le gradient magnétique.

Pour une rampe de durée τ_r et d'amplitude $\Delta\nu$, les atomes contenus dans l'intervalle Δr sont couplés par la rf pendant un temps $\frac{g_J\mu_B b' \Delta r}{\hbar\Delta\nu}\tau_r$. La condition pour que tous les spins soient efficacement basculés est que ce temps soit supérieur à $2\pi/\Omega$, soit :

$$\left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \geq \frac{\Delta\nu}{\tau_r} \quad (2.29)$$

On retrouve ici une interprétation quantitative du critère d'adiabaticité de Landau-Zener.

En pratique dans notre expérience, Ω n'est pas constant pendant une rampe car l'impédance de la bobine de champ rf dépend de la fréquence et la puissance rf est constante. Les données de la figure 2.16 sont donc difficiles à comparer au critère d'adiabaticité. A la fréquence rf moyenne (3,5 MHz), l'équation (2.29) prédit une puissance minimale de 25 W, que nous avons indiquée par une flèche sur la figure 2.16. C'est environ à cette puissance que l'efficacité du chargement commence à saturer, ce qui correspond théoriquement à la puissance à laquelle le taux de basculement des spins devient égale au taux de répétition des rampes.

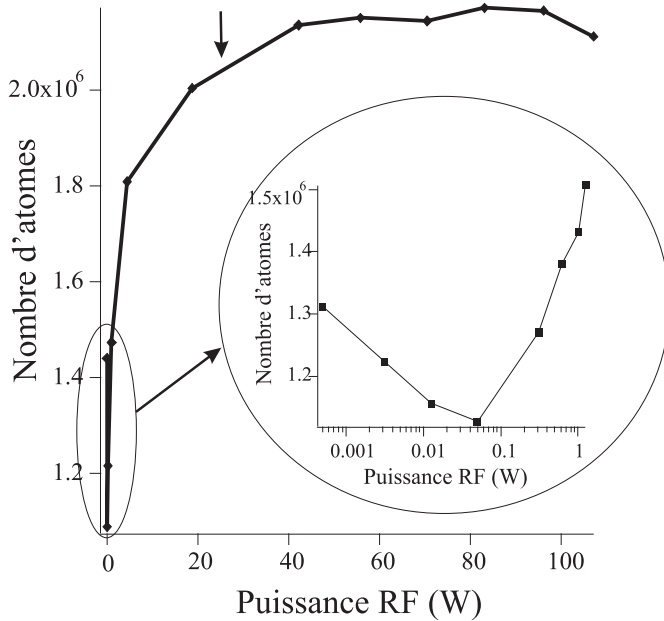


FIG. 2.16 – Nombre d'atomes accumulés dans le piège en fonction de la puissance rf. Le nombre d'atomes diminue pour des puissances trop faibles. Les rampes commencent à avoir un effet positif à partir de 1 W. La flèche indique la puissance théorique satisfaisant le critère d'adiabaticité (2.29) pour une fréquence rf moyenne de 3.5 MHz

Taux de répétition des rampes rf

Le dernier paramètre important que nous avons étudié est le taux de répétition, ou la cadence, des rampes rf. C'est ce taux qui définit à quelle fréquence les atomes basculent d'un état piégé à un état anti-piégé. Pour que la force magnétique du gradient ne modifie pas la trajectoire des atomes, il faut que le temps entre deux basculements de spin soit court devant la période d'oscillation des atomes dans le piège magnétique. Comme ce piège n'est pas harmonique, il est impossible de définir une unique période d'oscillation. De plus les atomes dans les différents m_J subissent des forces différentes. Cependant on peut qualitativement estimer, pour un m_J moyen égal à 2, sachant que la température du gaz est de $100 \mu K$ et son rayon à $1/e$ typique de $500 \mu m$, que la fréquence moyenne d'oscillation vaut environ 70 Hz. Le taux de répétition des rampes rf doit donc être supérieur à cette valeur. La valeur maximale de ce taux dépend de la puissance rf accessible, car les rampes doivent rester adiabatiques, critère qui dépend également de la durée de la rampe (voir équation ??). D'après la figure 2.17, les rampes rf ont un effet positif sur le chargement à partir de 100 Hz et cet effet sature au dessus de 1 kHz. Le fait que le nombre d'atomes sature sans diminuer montre que la puissance rf utilisée (100 W en moyenne) est largement suffisante pour que les rampes restent adiabatiques à des cadences élevées.

Quand la cadence est trop faible, le nombre d'atomes chargés diminue. Dans ce cas de figure, les atomes ont en moyenne suffisamment de temps pour être expulsés du piège quand ils sont dans un état anti-piégé, avant de basculer à nouveau dans un état piégé.

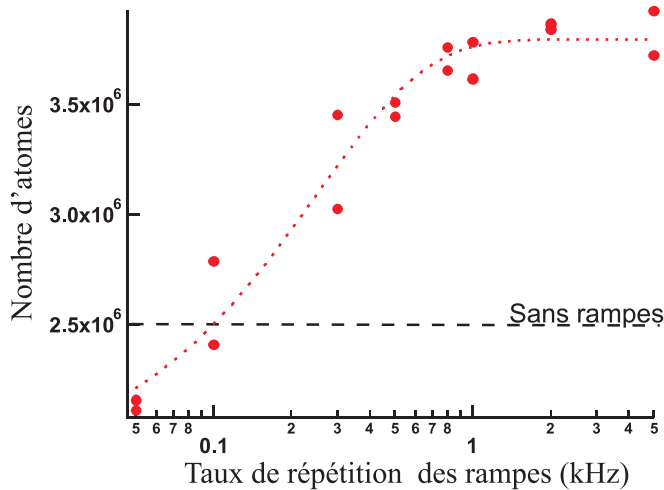


FIG. 2.17 – Nombre d'atomes accumulés dans le piège en fonction du taux de répétition des rampes rf, pour une puissance rf moyenne de 100 W et des rampes comprises entre 500 kHz et 7MHz. Si le taux est trop faible (< 100 Hz), les rampes rf ont un effet négatif sur l'accumulation.

Le produit de l'amplitude des rampes et de leur taux de répétition fixe la puissance rf minimale à appliquer pour que les rampes soient adiabatiques. En pratique, nous avons

choisi un taux de répétition de 10 kHz, bien plus grand que les fréquences d'oscillations des atomes dans le piège (dont nous ne connaissons qu'un ordre de grandeur) afin de s'assurer que les forces magnétiques sont moyennées à zéro. L'amplitude des rampes est fixé par la taille du piège, nous faisons varier la fréquence rf entre 400 kHz et 10 MHz. Une puissance moyenne de 100 W suffit largement à assurer l'adiabaticité dans ces conditions.

2.4.3 Efficacité et dynamique de chargement

La figure 2.18 présente le chargement des atomes dans le piège optique avec et sans rampes rf. Le nombre d'atomes chargés avec les rampes RF est : $N_\infty \simeq 4 \times 10^6$. L'augmentation du nombre d'atomes chargés peut aller juque $\sim 80\%$.

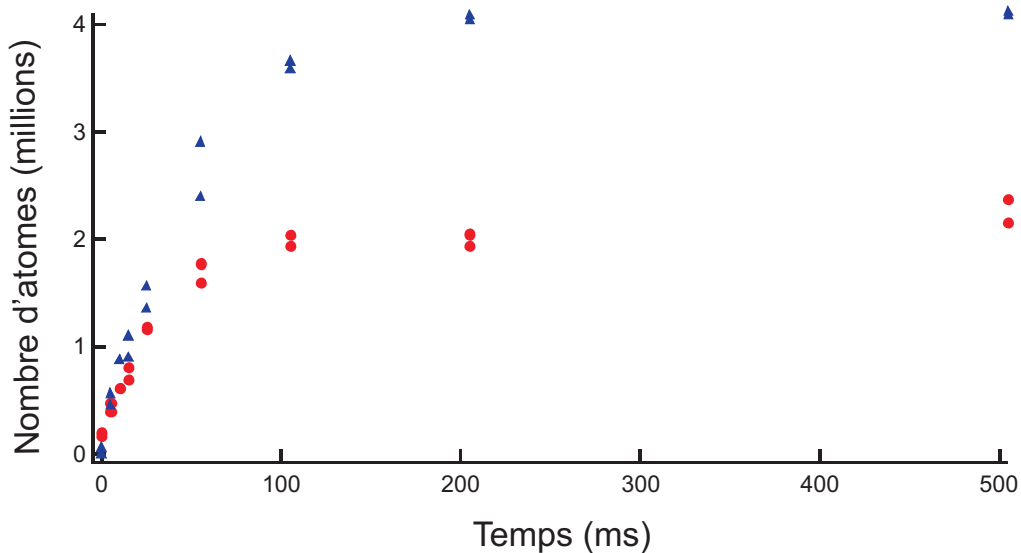


FIG. 2.18 – Dynamique d'accumulation des atomes dans le piège en présence de rampes rf (triangles bleus) et sans rampes rf (cercles rouges).

Le taux de chargement peut être déduit des courbes de la figure 2.18 par un ajustement linéaire des points aux temps courts. Il est passé de $3,5 \times 10^7 \text{ atome/s}$ à $\sim 10^8 \text{ atome/s}$. Cette augmentation d'un facteur ~ 3 est due au fait que la rf permet à un plus grand nombre d'atomes métastables d'être piégés optiquement. Il est possible que l'augmentation du volume de collision joue également un rôle dans l'augmentation du nombre d'atomes chargés. Cependant l'augmentation du taux de chargement d'un facteur ~ 3 explique une augmentation du nombre d'atomes d'un facteur ~ 1.7 car le nombre d'atomes stationnaires est proportionnel à la racine du taux de chargement.

2.4.4 Bruit technique

Pour obtenir une puissance rf de 100 W, nous utilisons un amplificateur 150 W *Research Amplifier*. Le signal radiofréquence est fourni par un générateur de fonctions agilent et le champ magnétique est créé par une bobine de 8 spires et de 8 cm de diamètre, placée à 4 cm du piège.

L'ampli rf délivre un signal rf parasite de basse puissance à une fréquence de l'ordre de 200 kHz. Ce bruit n'a pas de conséquences sur le MOT, mais il peut perturber l'évaporation et le condensat quand nous effectuons des expériences nécessitant un champ statique de fréquence de Larmor proche de 200 kHz. Nous utilisons donc un swich rf placé entre l'ampli et la bobine. Ce swich de la marque *Spinner* peut supporter de hautes puissances rf mais a un temps de basculement de ~ 25 ms.

L'utilisation d'un champ magnétique radiofréquence de 100 W est également susceptible de perturber les nombreux asservissements lasers de l'expérience.

Nous avons observé plusieurs perturbations résonantes sur les diodes rouges qui assurent le repompage des atomes métastables dans l'état fondamental. Cependant, ces perturbations ne sont pas suffisantes pour les faire délocker. Comme elles ne sont utilisées qu'après que la rf soit éteinte, cela ne pose pas de problème sur notre expérience.

La rf a également un effet perturbateur sur les asservissements en température utilisés dans l'expérience. L'asservissement en température de la cavité Fabry-Pérot de référence a dû être désactivé, ce qui n'a pas eu de conséquences sur l'expérience. L'asservissement en température du cristal non linéaire de la cavité de doublement de fréquence produisant le faisceau à 425 nm est également perturbé. Comme nous ne pouvons pas nous en passer, il est nécessaire de limiter la durée des séquences d'utilisation de la rf. En pratique le chargement du piège optique dure 500 ms et se répète toutes les 30 s, ce qui est suffisamment court pour que la cavité de doublement fonctionne correctement.

Enfin, nous avons dû blinder avec de l'aluminium plusieurs fils électriques servant au contrôle en intensité des bobines de champs magnétique.

2.4.5 Conclusion

Le moyennage à zéro des forces magnétiques pendant l'accumulation grâce à des rampes de champ magnétique radiofréquence [48] augmente le taux de chargement et diminue les collisions à deux corps, ce qui permet une augmentation du nombre d'atomes chargés dans le piège optique pouvant aller jusqu'à 80%. Cette amélioration est un pas décisif vers l'obtention d'un condensat, car le gain possible en densité dans l'espace des phases par refroidissement évaporatif est fortement non linéaire par rapport au nombre d'atomes initialement chargés dans le piège conservatif [57].

Conclusion du chapitre

Les deux principales difficultés spécifiques au chrome pour obtenir un gaz ultra froid sont la nécessité de procéder au refroidissement évaporatif dans un piège optique afin de pouvoir supprimer la relaxation dipolaire en polarisant le gaz, et la forte limitation du nombre d'atomes dans un MOT de chrome par les collisions inélastiques assistées par la lumière. Ce chapitre décrit les différentes étapes qui nous ont permis d'obtenir un nombre suffisant d'atomes dans un piège conservatif pour obtenir un gaz dégénéré par refroidissement évaporatif : la mise en place d'un piège optique et l'optimisation du chargement de ce piège par le MOT.

Notre technique de chargement originale consiste à accumuler les atomes qui s'échappent du MOT vers des états métastables dans un piège optique indépendant. L'utilisation de rampes de champ magnétique radiofréquence permet de découpler totalement du MOT les atomes accumulés en annulant les forces créées par le gradient magnétique.

A l'issue de cette optimisation, nous avons obtenu un gaz contenant environ $4,5 \times 10^6$ atomes, à une température de $100 \mu K$ dans le piège optique. La densité au centre vaut $n_0 \approx 5 \times 10^{11}$ atomes/cm³ et la densité dans l'espace des phases vaut $\sim 5 \times 10^{-6}$. Cette densité dans l'espace des phases constitue un point de départ relativement éloigné de l'objectif. Cependant, le nombre d'atomes chargés est presque aussi élevé que le nombre d'atomes que contient le MOT. De plus, le taux de chargement du piège optique, de l'ordre de 10^8 atomes/s, est du même ordre de grandeur que celui du MOT ($\sim 5 \times 10^8$ atomes/s).

Refroidissement évaporatif et caractérisation du condensat de Bose-Einstein

Ce chapitre est consacré à l'obtention expérimentale d'un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr par refroidissement évaporatif d'un gaz d'atomes froids piégés optiquement, ainsi qu'à la caractérisation de ce condensat.

Introduction

Le chapitre précédent montre la façon dont nous obtenons un gaz d'environ 4,5 millions d'atomes de ^{52}Cr dans l'état fondamental à une température de $100\ \mu\text{K}$ dans un piège optique horizontal très anisotrope. La densité dans l'espace des phases vaut alors 5×10^{-6} . La première étape en vue de l'augmenter consiste à supprimer les collisions inélastiques liées à la relaxation dipolaire; c'est le sujet du premier paragraphe. Le refroidissement par évaporation forcée dans un piège croisé est décrit dans le second paragraphe. Dans le troisième paragraphe, je présente les caractéristiques du condensat de Bose-Einstein obtenu.

3.1 Suppression de la relaxation dipolaire

Pour le chrome dans l'état fondamental, dans un champ magnétique de quelques Gauss, le paramètre de collision pour la relaxation dipolaire est plusieurs centaines de fois plus élevé que pour le rubidium [40]. Ces collisions à deux corps, dans lesquelles le sous-niveau Zeeman m_J d'un ou des deux atomes diminue, s'accompagnent de la conversion de l'énergie Zeeman en énergie cinétique : $\Delta E = g_J \mu_B B$, où g_J est le facteur de Landé et B est la norme du champ magnétique. Cela se traduit, selon respectivement que ΔE est plus grand ou plus petit que la profondeur du piège, par des pertes ou par du chauffage. L'augmentation de la densité du nuage pendant la phase de refroidissement évaporatif s'accompagne d'une augmentation du taux de relaxation dipolaire, ce qui rend le processus inefficace.

Il est possible de limiter le chauffage dû à la relaxation dipolaire en annulant le champ magnétique de sorte que l'énergie Zeeman libérée lors d'une collision soit proche de zéro. La température atteinte au moment de la condensation est de l'ordre de $100\ \text{nK}$. Pour que l'énergie Zeeman libérée par la relaxation dipolaire soit négligeable à

cette température, il faut que le champ magnétique soit de l'ordre de 0.5 mG. Réaliser un champ magnétique aussi faible sur le volume de piégeage constitue une prouesse technologique incompatible avec la structure de notre montage.

Une méthode plus efficace et plus facile à réaliser consiste à interdire toute relaxation dipolaire en polarisant les atomes dans le sous-niveau Zeeman de plus basse énergie $m_J = -3$. Dans ce cas, toute collision avec changement de sous-niveau Zeeman se traduit par une conversion de l'énergie cinétique en énergie Zeeman. Si la température est suffisamment faible par rapport à l'énergie Zeeman $k_B T \ll g_J \mu_B B$ alors l'énergie cinétique de deux atomes en collision n'est pas suffisante pour leur permettre de changer de m_J . Dans le cas contraire, les collisions dipolaires inélastiques se traduisent par une augmentation de m_J : l'énergie cinétique de la collision est convertie en énergie Zeeman. Il en résulte une augmentation de la densité dans l'espace des phases du gaz [42].

3.1.1 Le pompage optique

Nous polarisons les atomes dans l'état $|m_J = -3\rangle$ par pompage optique via la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$, avec un faisceau à résonance (427.600 nm)¹, polarisé σ^- par rapport à un champ magnétique quantificateur de 2,3 G colinéaire à sa direction de propagation. Un atome dans l'état $|{}^7S_3, m_J = m\rangle$ qui absorbe un photon de ce faisceau est excité dans $|{}^7P_3, m_J = m - 1\rangle$, puis se désexcite spontanément dans un des trois états $|{}^7S_3, m_J = m; m - 1; m - 2\rangle$. La répétition de ce cycle absorption/émission spontanée conduit finalement l'atome dans l'état noir $|{}^7S_3, m_J = -3\rangle$ dans lequel il ne pourra plus absorber de photons σ^- .

En présence d'un champ magnétique de quantification, le désaccord du faisceau polariseur σ^- dépend du sous-niveau Zeeman de départ :

$$\delta_{m_J} = \delta_0 - \left[m_J g_{\tau S_3} - (m_J - 1) g_{\tau P_3} \right] \mu_B B / h$$

où δ_0 est le désaccord en champ nul et g est le facteur de Landé du niveau considéré. Cependant les facteurs de Landé des deux niveaux de la transition sont suffisamment proches ($g_{\tau S_3} = 2,01$ et $g_{\tau P_3} = 1,92$) pour que la différence entre les fréquences des deux transitions extrêmes $|{}^7S_3, m_J = +3\rangle \rightarrow |{}^7P_3, m_J = +2\rangle$ et $|{}^7S_3, m_J = -2\rangle \rightarrow |{}^7P_3, m_J = -3\rangle$ dans un champ magnétique de 2,3 G ne dépasse pas 2 MHz², ce qui permet de pomper efficacement à une longueur d'onde fixée. En revanche dans ce champ magnétique, avec un désaccord $\delta_0 = 5,5$ MHz, toute composante σ^+ non voulue du faisceau polariseur sur l'axe quantificateur (due à une erreur d'alignement ou de polarisation du faisceau) aura un désaccord de l'ordre de 12 MHz soit plus de deux fois la

¹Le dispositif expérimental correspondant est décrit dans le paragraphe 1.3.3

²La largeur de l'état excité 7P_3 vaut $\Gamma_{7P_3} \simeq 5 \text{ MHz}$

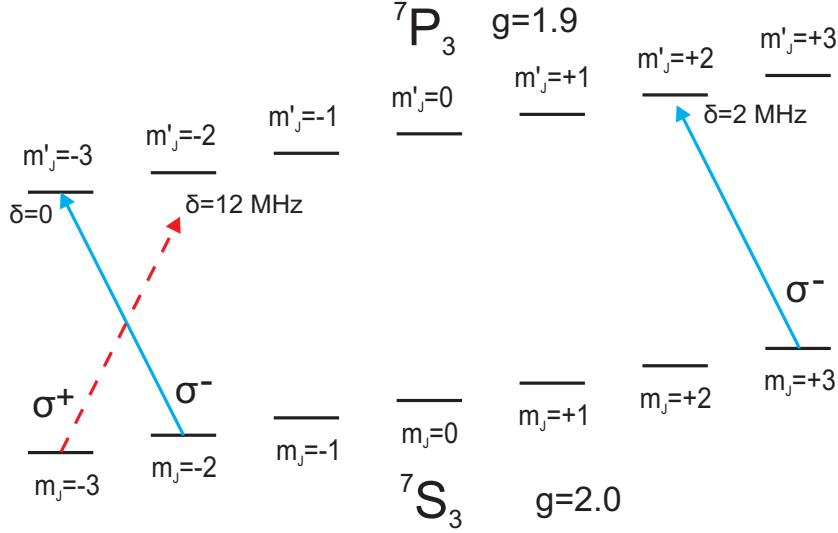


FIG. 3.1 – Schéma des sous-niveaux Zeeman mis en jeu dans le pompage optique. Le désaccord du faisceau polariseur ne dépasse pas 2 MHz pour sa composante polarisée σ^- (flèche pleine) alors qu'il est bien plus élevé ($\simeq 12$ MHz) pour une éventuelle composante perturbatrice polarisée σ^+ (flèche discontinue).

largeur de l'état excité.

Enfin, dans un champ quantificateur $B = 2, 3$ G, la condition $k_B T \ll g_J \mu_B B$ nécessaire pour qu'il n'y ait pas de dépolarisation du gaz par collisions est remplie pour une température de $100 \mu\text{K}$ ou moins. En effet on a alors $g_J \mu_B B / h \simeq 6$ MHz et $k_B T / h < 2$ MHz.

Le nombre moyen de photons que chaque atome de l'échantillon doit absorber pour atteindre l'état $|m_J = -3\rangle$, si on suppose une répartition initiale entre les sous-niveaux Zeeman uniforme, est de l'ordre de 3. Il en résulte une augmentation moyenne de l'énergie cinétique de chaque atome de :

$$\Delta E_c = N_{abs}^2 \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \approx 9 \times \frac{1}{2} k_B T_{rec} \approx \frac{1}{2} k_B \times 9 \mu\text{K} \quad (3.1)$$

où $T_{rec} \simeq 1 \mu\text{K}$ est la température de recul. Cette augmentation n'est pas négligeable par rapport à la température à laquelle a lieu la polarisation des atomes : $T = 100 \mu\text{K}$. Afin de limiter le chauffage dû au pulse de polarisation, nous ajoutons un faisceau contre propageant par réflexion du faisceau polariseur. Dans ce cas, l'énergie cinétique moyenne gagnée par atome devient :

$$\Delta E_c = N_{abs} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \approx 3 \times \frac{1}{2} k_B T_{rec} \approx \frac{1}{2} k_B \times 3 \mu\text{K} \quad (3.2)$$

L'augmentation de la température est alors de l'ordre de 3%.

Spectroscopie de la transition de pompage optique

Afin d'ajuster expérimentalement la longueur d'onde du faisceau polariseur à résonnance avec la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ à 427.600 nm, nous procédons à une mesure de l'absorption par les atomes en envoyant ce faisceau dans la caméra CCD utilisée pour l'imagerie après avoir traversé le nuage atomique. La figure 3.2 présente le spectre d'absorption obtenu en faisant varier la fréquence du faisceau autour de 427 nm à l'aide d'un modulateur accousto-optique.

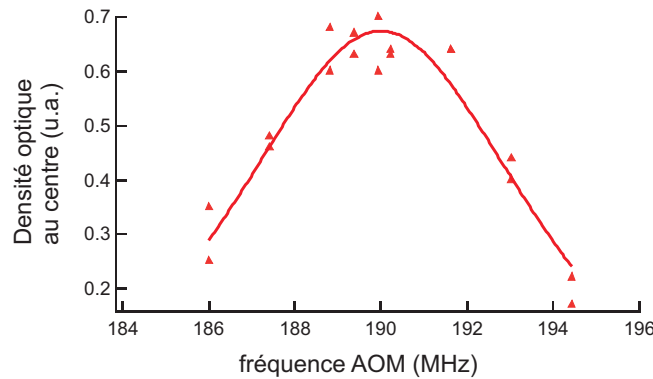


FIG. 3.2 – Spectroscopie de la transition ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$: la densité optique au centre de l'image par absorption du gaz d'atomes est tracée en fonction de la fréquence du faisceau polariseur contrôlée par un AOM. Le trait plein représente l'ajustement du spectre par une lorentzienne de largeur à mi-hauteur ~ 5.5 MHz.

3.1.2 Caractérisation de la polarisation

Mesure du temps de pompage optique

Afin d'effectuer une première caractérisation de la polarisation du gaz, nous tirons parti du fait que les atomes dans l'état $m_J = -3$ ont une section efficace d'absorption du faisceau d'imagerie à 425 nm (polarisé σ^- par rapport au champ quantificateur) supérieure aux atomes dans les autres états (la transition $|{}^7S_3, m_J = -3\rangle \rightarrow |{}^7P_4, m_J = -4\rangle$ a le coefficient de Clebsch-Gordan le plus élevé)³. Si le pulse d'imagerie est suffisamment court pour que le faisceau n'ait pas le temps de pomper lui-même les atomes vers d'autres sous-états, l'intensité du signal obtenu dépend de leur polarisation initiale. Le signal obtenu par l'imagerie par absorption nous fournit donc une mesure qualitative de l'état de polarisation de l'échantillon.

Cette méthode nous permet de mesurer le temps nécessaire à la polarisation de l'échantillon (voir figure 3.3). Les atomes sont au départ dans un état non polarisé que nous supposons équiréparti entre les sept composantes. Nous appliquons un court pulse

³Voir le paragraphe sur l'imagerie par absorption 2.2.2

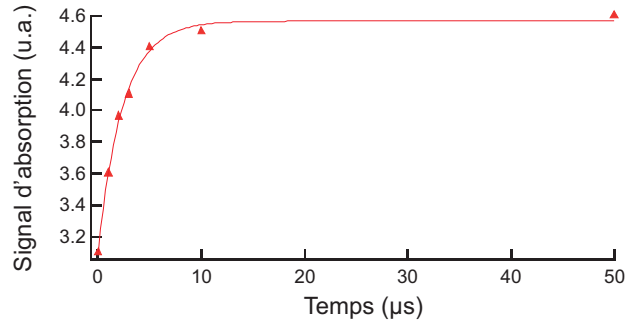


FIG. 3.3 – Détermination du temps caractéristique de pompage optique : le signal d'absorption au centre du nuage atomique obtenu par l'imagerie est tracé en fonction de la durée du pulse de polarisation appliqué juste avant la photo. Le trait plein est un ajustement exponentiel donnant comme temps caractéristique $\tau = 25 \mu s$.

laser du faisceau polariseur à 427 nm de durée variable, puis nous prenons une image par absorption du nuage atomique avec le faisceau à 425 nm. Pour cette expérience le faisceau d'imagerie est atténué à une intensité de $\approx 0,2 \text{ mW/cm}^2$ (soit un paramètre de saturation $s_0 \approx 0.02$) afin que le pompage optique dû au pulse d'imagerie soit négligeable. L'augmentation de l'absorption en fonction de la durée du pulse de polarisation, observé sur la figure 3.3 est due au fait que les atomes sont pompés vers $m_S = -3$ et absorbent donc plus de photons à 425 nm. Le signal sature quand l'échantillon atomique a atteint un état où la répartition des populations ne varie plus. La composition de cet état final dépend de la qualité de la polarisation du faisceau polariseur, et de son alignement par rapport au champ magnétique. La seule information quantitative que nous tirons de cette expérience est le temps caractéristique (temps à 1/e donné par un ajustement exponentiel) nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre : $\tau_{pol} \simeq 2.5 \mu s$ pour une intensité de $\approx 50 \text{ mW/cm}^2$ (paramètre de saturation $s_0 \approx 6$). Nous choisissons un temps de pulse pour les expériences suivantes de $\approx 10 \mu s$.

Obtention d'un état noir

L'alignement précis du champ magnétique quantificateur avec le faisceau polariseur se fait en vérifiant que l'état $|^7S_3, m_J = -3\rangle$ est bien un état noir. Si les atomes dans cet état n'absorbent plus de photons alors le faisceau polariseur est bien σ^- par rapport au champ magnétique. L'expérience suivante nous permet de nous en assurer : en plus du champ de 2 G créé par une paire de bobines en configuration Helmholtz dont l'axe est aligné avec le faisceau polariseur (horizontal), nous appliquons un faible champ vertical perpendiculaire au faisceau, permettant d'ajuster finement la direction du champ quantificateur. Nous observons ensuite le nombre d'atomes restant dans le piège optique après un pulse de faisceau polariseur de 10 ms, soit bien plus que le temps nécessaire pour polariser les atomes ($\approx 10 \mu s$). Si le champ et le faisceau sont bien alignés, les atomes n'absorbent qu'une dizaine de photons en quelques microsecondes

avant d'atteindre l'état noir ; sinon ils continuent d'absorber des photons pendant toute la durée du pulse et sont expulsés du piège. Le résultat présenté sur la figure 3.4 nous permet de choisir la valeur du champ transverse vertical qui aligne le mieux champ quantificateur et faisceau laser. Nous répétons l'opération avec un champ transverse horizontal.

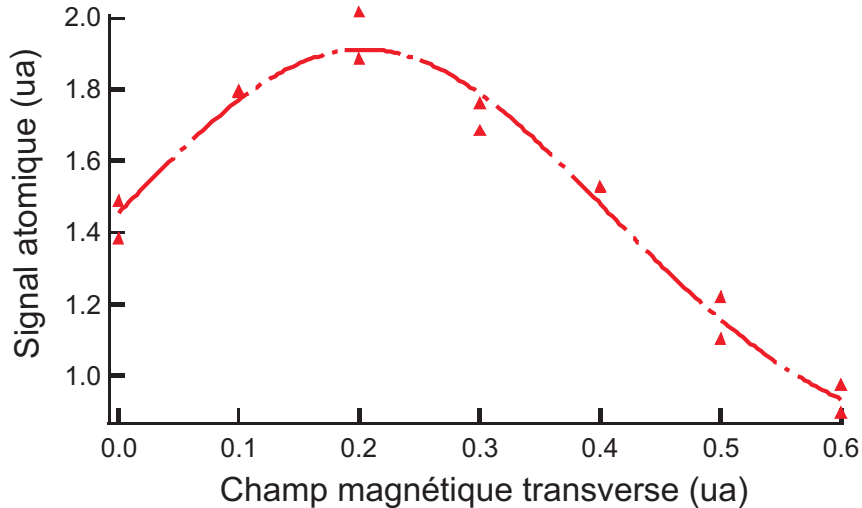


FIG. 3.4 – Détermination de l'alignement du champ quantificateur et du faisceau polariseur : Un signal proportionnel au nombre d'atomes restant dans le piège après un pulse de faisceau polariseur de 10 ms est tracé en fonction de la valeur d'un champ magnétique vertical ajouté au champ quantificateur horizontal. Ce champ vertical modifie l'orientation du champ quantificateur : quand celui-ci est bien aligné avec le faisceau polariseur, les atomes atteignent un état noir et ne sont plus poussés. Le trait discontinu est un guide pour les yeux.

Durée de vie du gaz polarisé

Il nous est difficile d'évaluer la qualité de la polarisation de l'échantillon atomique. Avec notre dispositif, une expérience de Stern et Gerlach consistant à séparer spatialement les différents sous-états Zeeman dans un gradient de champ magnétique est difficile à réaliser pour un gaz à 100 μK , pour lequel la vitesse d'expansion thermique est élevée : un gradient de 10 G/cm ne sépare les atomes de composantes de spin extrêmes que d'environ 70 μm au bout d'un temps de vol d'1.5 ms, alors que les largeurs thermiques sont de 200 μm . Il est possible d'effectuer cette expérience à plus basse température, mais pendant l'évaporation nécessaire pour atteindre cette température les atomes de sous-niveau Zeeman supérieur à -3 sont expulsés du piège par relaxation dipolaire, de sorte que l'état de polarisation du gaz évolue vers 100% et n'est plus celui que nous voulions mesurer.

L'étude de la durée de vie du gaz dans le piège optique nous renseigne cependant sur l'efficacité de la polarisation. La figure 3.5 présente la décroissance du nombre d'atomes dans le piège optique horizontal en fonction du temps, pour des atomes non polarisés et pour des atomes polarisés dans $m_J = -3$. Dans le premier cas, la relaxation dipolaire induit des pertes supplémentaires alors que dans le second cas seules les collisions élastiques (évaporation) et les collisions avec le gaz résiduel jouent un rôle. Il est difficile d'analyser quantitativement ces données : l'évaporation impose une décroissance non-exponentielle, de plus nous ne connaissons pas l'état de polarisation initial du gaz, enfin la relaxation dipolaire tend également à polariser l'échantillon dans l'état de plus basse énergie Zeeman. Cependant on peut observer que la durée de vie du gaz ayant subit le pompage optique est légèrement supérieure. La différence est relativement faible pour cette expérience où la densité n'est que de $\sim 5 \times 10^{11}$ atomes/cm³ mais pendant le refroidissement évaporatif la densité augmente de plusieurs ordres de grandeur.

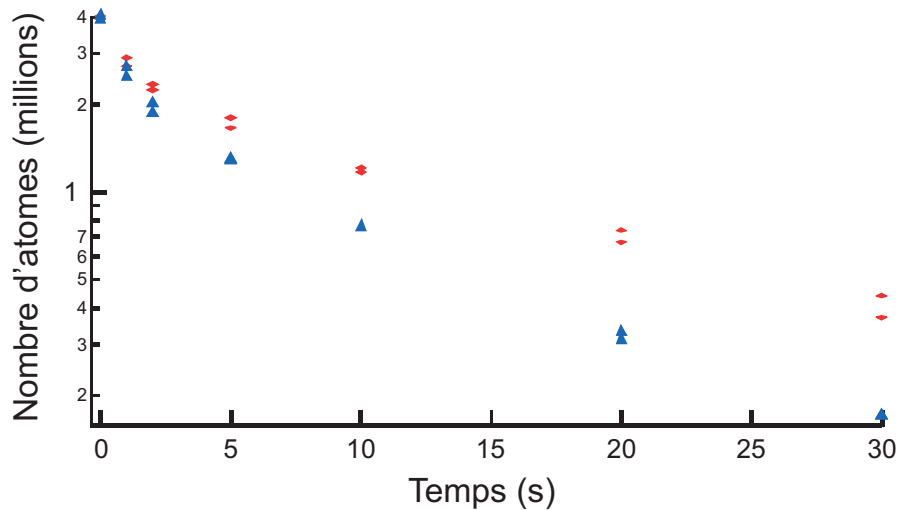


FIG. 3.5 – *Durée de vie du gaz dans le piège optique longitudinal en présence du champ magnétique quantificateur de 2.3 G . Triangles : gaz non polarisé ; losanges : gaz polarisé.*

3.2 Le refroidissement évaporatif

3.2.1 Transfert des atomes dans un piège croisé

Une fois la relaxation dipolaire supprimée, seules les pertes à un corps (collisions avec le gaz résiduel de l'enceinte) et les collisions élastiques à deux corps entre atomes jouent un rôle dans l'évolution du nombre d'atomes et de la température du gaz. L'augmentation de la densité dans l'espace des phases par évaporation forcée repose sur la capacité du gaz à thermaliser rapidement par l'intermédiaire de ces collisions élastiques,

au fur et à mesure que l'on élimine les particules les plus chaudes en abaissant la profondeur du piège. Le taux moyen de collisions élastiques par atome et par seconde γ s'écrit (dans la partie harmonique du piège) [54] :

$$\gamma = \sqrt{2\bar{v}\bar{n}}\sigma$$

où $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ est la vitesse thermique moyenne, $\bar{n} = \frac{n_0}{2\sqrt{2}}$ la densité moyenne pour un piège harmonique et $\sigma = 8\pi a^2$ la section efficace de collision élastique. a est la longueur de diffusion en onde s ($a \simeq 100a_0$ [37]). On peut réécrire ce taux en fonction des fréquences du piège $\omega_{x,y,z}$, du nombre d'atomes N et de la température :

$$\gamma = \frac{m\omega_x\omega_y\omega_z\sigma}{2\pi^2 k_B} \frac{N}{T} \quad (3.3)$$

Pour notre expérience ce taux vaut au début de l'évaporation : $\gamma = 25s^{-1}$. L'équation (3.3) montre qu'il peut être augmenté en rendant le piège plus confinant.

Le produit du taux de collisions et de la durée de vie des atomes piégés en l'absence d'évaporation est un paramètre expérimental important :

$$K = \gamma_0\tau$$

Si ce paramètre est trop faible, l'emballement de l'évaporation ne peut pas avoir lieu. La valeur seuil pour laquelle on atteint le régime d'emballement, dans lequel le taux de collision augmente pendant l'évaporation, est $K_c \approx 140$ [58]. La valeur de ce paramètre pour notre piège longitudinal atteint 250, cependant la diminution de la profondeur du piège pendant l'évaporation forcée (au moyen d'une diminution de l'intensité laser) s'accompagne d'une diminution du confinement qui joue en défaveur de l'augmentation du taux de collisions. L'évaporation avec emballement est donc généralement exclue dans un piège optique, à moins d'utiliser des gradients magnétiques.

Pour augmenter la densité et donc le taux de collisions, nous transférons les atomes dans un piège croisé plus confinant, en particulier dans la direction longitudinale du faisceau horizontal. Pour cela nous transférons de la puissance laser du faisceau horizontal au faisceau vertical en tournant la lame demi-onde décrite au paragraphe 2.2.1. Pendant cette étape, une première phase d'évaporation forcée a lieu. La température diminue et le nuage devient plus dense, jusqu'à ce que tous les atomes soient confinés dans le piège croisé (couramment appelé dimple).

La figure 3.6 illustre cette étape. A $t = 0$, le piège est composé uniquement du faisceau horizontal rétro-réfléchi, sa profondeur est $U_0 \simeq 500 \mu\text{K}$ et il contient 4 millions d'atomes à $100 \mu\text{K}$. La gravité est compensée par un gradient de champ magnétique $|\vec{grad}(B)| = \frac{m_C r g}{6\mu_B}$, créé par une bobine placée à 10 cm au-dessus de la chambre expérimentale. La lame demi-onde tourne d'un angle $\theta = 32^\circ$ en 9 s : l'évolution de la

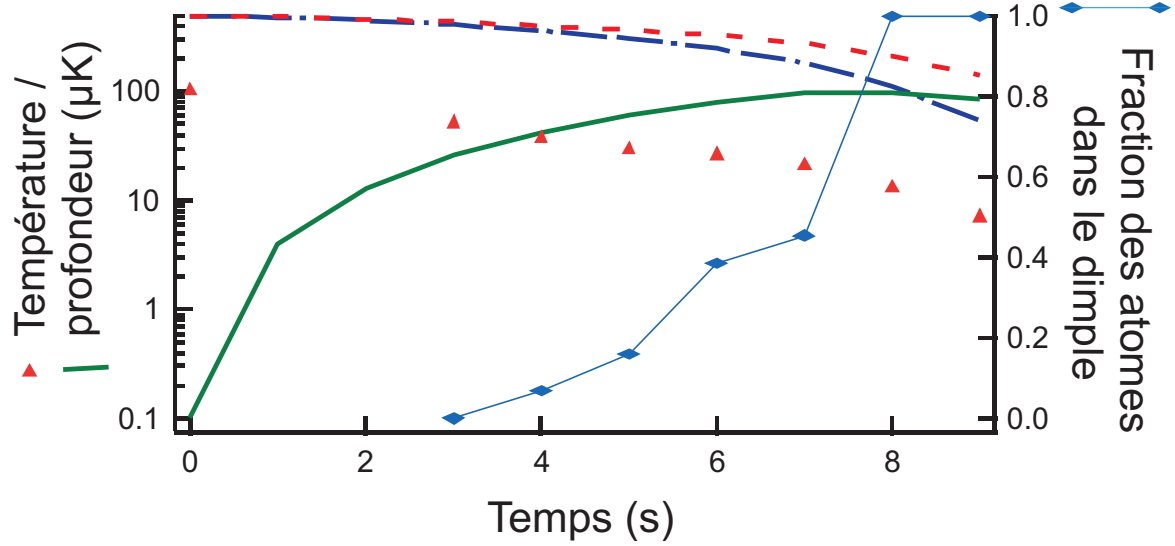


FIG. 3.6 – Profondeurs (calculées) créées par le faisceau vertical (trait plein, vert), horizontal (trait mixte, bleu) et profondeur totale du piège (trait discontinu, rouge) pendant l'étape de transfert des atomes vers le piège croisé. Triangles rouges : température du gaz mesurée. Losanges bleus : fraction des atomes dans le dimple.

profondeur totale du piège ($U(\theta)$), de la profondeur due au faisceau horizontal ($U_h(\theta)$) et due au faisceau vertical ($U_v(\theta)$) s'écrivent :

$$U_h(\theta) = U_0 \cos^2(2\theta) \quad (3.4)$$

$$U_v(\theta) = \frac{U_0}{2} \left(\frac{w_h}{w_v} \right)^2 \sin^2(2\theta) \quad (3.5)$$

$$U(\theta) = U_h(\theta) + U_v(\theta) = U_0 \left[\cos^2(2\theta) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_h}{w_v} \right)^2 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{w_h}{w_v} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

où $U_0 = U_h(t=0)$ est la profondeur du piège horizontal avant de tourner la lame et $w_h \simeq 42 \mu\text{m}$ et $w_v \simeq 52 \mu\text{m}$ sont les waists des faisceaux horizontal et vertical. Le facteur $\frac{1}{2}$ provient du fait que le faisceau vertical n'est pas rétro-réfléchi. Comme le terme $\frac{1}{2} \left(\frac{w_h}{w_v} \right)^2$ est inférieur à 1, quand θ augmente la profondeur totale du piège diminue. Au bout de 6 s nous commençons à diminuer la puissance totale du laser pour augmenter le taux d'évaporation.

En parallèle à l'évolution de la profondeur du piège et des profondeurs liées aux faisceaux vertical et horizontal, la figure 3.6 présente l'évolution de la température du gaz, ainsi que la fraction des atomes qui est effectivement piégée dans le dimple et non

dans le piège horizontal. Après 9 s, la lame demi-onde est arrivée à la valeur finale de θ et le dimple est totalement chargé. A cet instant, le rapport η entre la profondeur due au faisceau vertical et la température est de 10. Le nombre d'atomes vaut alors environ 80 000 et la densité dans l'espace des phases vaut 10^{-2} .

Calcul des fréquences du piège croisé

A la fin de la séquence de rotation de la lame, les fréquences de la partie harmonique du piège croisé ne sont pas égales mais elles sont du même ordre de grandeur. Si on néglige les contributions respectives du faisceau vertical à la fréquence verticale $\omega_{y'}$ et du faisceau horizontal à la fréquence selon son axe $\omega_{z'}$ (voir figure 2.4 du chapitre 2), les trois différentes pulsations s'écrivent :

$$\omega_{y'} = \frac{2}{w_h} \sqrt{\frac{U_h}{m}} \quad \omega_{z'} = \frac{2}{w_v} \sqrt{\frac{U_v}{m}} \quad \omega_{x'} = \sqrt{\omega_{y'}^2 + \omega_{z'}^2} \quad (3.7)$$

où $w_{h,v}$ désigne les waists des faisceaux horizontal et vertical, et $U_{h,v}$ les profondeurs. y' est la direction verticale, z' la direction de propagation du faisceau horizontal, et x' la direction horizontale transverse. A l'instant $t = 9$ s où la lame demi-onde atteint sa valeur finale, les fréquences théoriques estimées à partir de mesures de la puissance et des waists des faisceaux croisés sont :

$$\frac{\omega_{y'}}{2\pi} \simeq 700Hz \quad \frac{\omega_{z'}}{2\pi} \simeq 700Hz \quad \frac{\omega_{x'}}{2\pi} \simeq 1000Hz \quad (3.8)$$

Polarisation des faisceaux du piège croisé

Bien que la longueur de cohérence du laser utilisé pour former le piège optique soit bien inférieure à la différence de chemin optique entre les trois faisceaux qui se croisent au niveau des atomes (faisceau horizontal rétro-réfléchi et faisceau vertical), nous avons observé expérimentalement une forte réduction de l'efficacité du chargement dans le piège croisé quand les polarisations respectives de ces trois faisceaux ne sont pas orthogonales. La figure 3.7 présente le nombre d'atomes chargés dans le dimple à partir du piège optique linéaire, en fonction du temps. $t = 0$ correspond au moment où la lame de répartition des puissances commence à tourner.

Nous n'avons pas pu expliquer avec certitude la réduction du temps de vie dans le dimple quand les polarisations ne sont pas croisées, mais il est probable que l'interprétation de ce phénomène soit liée à l'existence de modes du laser. Ces modes peuvent être à l'origine d'interférences, ou de transitions Raman stimulées.

La figure 3.8 présente le spectre de bruit d'intensité du laser. On observe une structure relativement régulière liée à la structure du laser fibré.

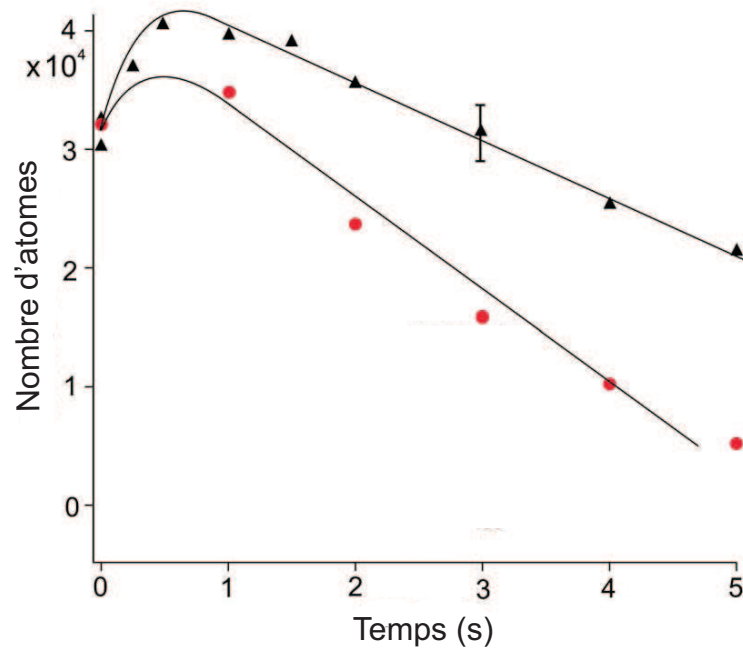


FIG. 3.7 – Nombre d'atomes chargés dans le dimple en fonction du temps pendant la séquence de chargement, quand les faisceaux ont des polarisations linéaires orthogonales entre elles (triangles noirs) et parallèles (cercles rouges). Les traits pleins sont des guides pour les yeux. Le chargement est plus efficace quand les polarisations sont orthogonales.

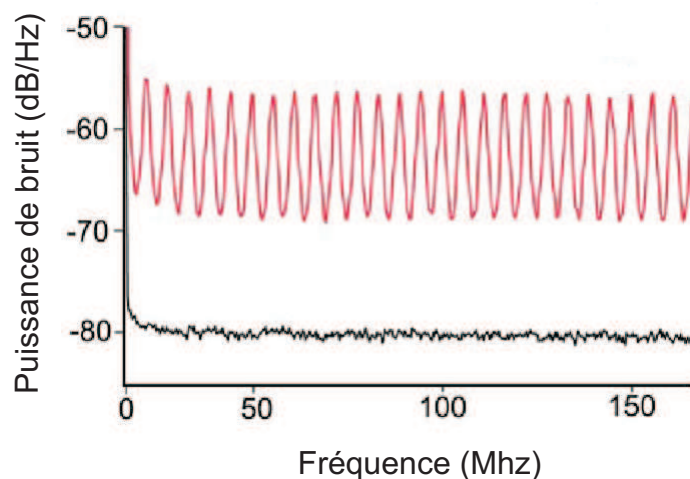


FIG. 3.8 – Spectre de bruit d'intensité du laser mesuré avec un photodétecteur de bande passante 1 GHz (courbe du haut, rouge). La courbe noire du bas est une référence sans laser.

3.2.2 Evaporation dans le piège croisé

Forme du potentiel

A partir de l'instant où la lame demi-onde est arrivée au bout de sa rotation ($t = 9$ s), l'évaporation forcée se fait uniquement en diminuant la puissance totale du laser, et le rapport entre les fréquences du piège ne change plus. Durant cette dernière étape l'expérience nous a montré qu'il était plus favorable de ne pas compenser totalement la gravité et d'appliquer un gradient de champ magnétique dans la direction de propagation du faisceau horizontal du piège Oz' . De cette façon, les atomes évaporés du piège croisé ne restent pas piégés dans les faisceaux horizontal et vertical : les confinements très "mous" le long des faisceaux sont dominés par la gravité et le gradient magnétique horizontal.

Le profil de potentiel dans la direction verticale Oy' est représenté sur la figure 3.9 : sans gravité, le piège est composé de deux potentiels superposés, l'un fortement confinant créé par le faisceau horizontal, et l'autre peu confinant créé par le faisceau vertical (figure de gauche). Sur la figure de droite, la gravité (compensée à 80%) domine totalement le potentiel longitudinal créé par le faisceau vertical, alors qu'elle modifie peu le potentiel transverse du faisceau horizontal. Un faible gradient magnétique a le même effet dans la direction horizontale Oz' . La profondeur du piège est alors celle d'un seul faisceau $U_{totale} \equiv U_v \simeq U_h$ et non plus la somme des deux. Les atomes chauds expulsés du dimple ne restent pas dans les pièges optiques linéaires et ne reviennent pas collisionner avec ceux qui sont restés dans le dimple.

Régime collisionnel

Afin de déterminer si le régime collisionnel est favorable au refroidissement évaporatif, la distance moyenne d que doit parcourir un atome entre le moment où elle subit une collision élastique et le moment où elle sort du piège, doit être comparée au libre parcours moyen l_m du piège, rapport de la vitesse thermique moyenne et du taux moyen de collision : $l_m = \frac{\bar{v}}{\gamma}$. Dans le cas d'une évaporation à trois dimensions, la distance d est égale au rayon moyen du piège $\bar{r} = \frac{\bar{v}}{\bar{\omega}}$ ($\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$). Les deux régimes collisionnels possibles sont les suivants :

- Si $\bar{\omega} \ll \gamma$ (ce qui est équivalent à $l_m \ll \bar{r}$), une particule subit de nombreuses collisions après avoir acquis l'énergie nécessaire à son évaporation, et son énergie est répartie à nouveau dans le gaz avant qu'elle n'ait pu s'échapper. Il s'agit du

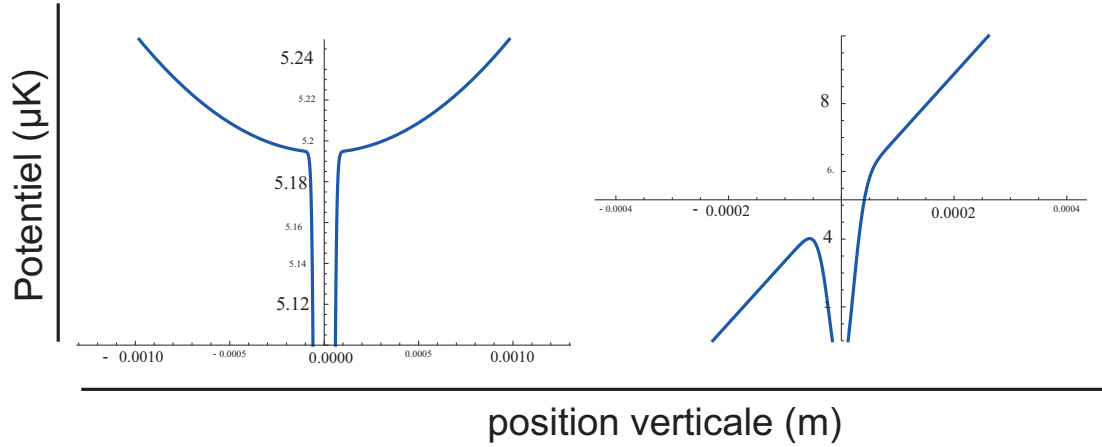


FIG. 3.9 – Profils de potentiel du piège dans la direction verticale. *A gauche : la gravité est totalement compensée ; a droite : la gravité n'est compensée qu'à 80%.*

régime hydrodynamique. Ce régime est très défavorable au refroidissement évaporatif : la majorité des collisions produisant des particules d'énergie supérieure à la profondeur du piège sont inefficaces car ces particules restent dans le piège à cause de nouvelles collisions.

- Si $\bar{\omega} \gg \gamma$, alors les particules ayant acquis une énergie supérieure à U sont évaporées sans subir de nouvelles collisions. Il s'agit du régime de Knudsen. C'est le régime idéal pour le refroidissement évaporatif.

Supprimer les confinements longitudinaux associés aux pièges optiques permet d'évaporer dans un piège confinant sans que le rapport η entre la température et la profondeur ne soit trop élevé. Cette configuration présente cependant un inconvénient : l'expulsion des atomes lors de l'évaporation n'a lieu que dans les deux directions privilégiées par les gradients. Par conséquent, une particule ayant acquis dans une collision élastique une énergie totale supérieure à la profondeur ne sortira du piège qu'au bout d'un temps moyen supérieur à sa période d'oscillation. En d'autres termes la distance moyenne qu'une particule parcourt dans le piège après une collision avant d'être évaporée est supérieure au cas d'une évaporation à trois dimensions.

Au début de la phase d'évaporation dans le piège croisé ($t = 9$ s) on a $\gamma/\bar{\omega} \simeq 0,05$, on peut donc conclure que notre système est dans le régime de Knudsen. Cependant dans notre cas, la distance parcourue par les atomes d est supérieure au rayon moyen du piège. Il est possible que cela ait une influence sur l'efficacité du refroidissement évaporatif. On peut malgré tout supposer que d reste du même ordre de grandeur que \bar{r} et donc inférieur à l_m .

Obtention d'un condensat

Pendant la phase d'évaporation dans le piège croisé, nous diminuons la profondeur du piège de $U/k_B \simeq 13 \mu K$ à $U/k_B \simeq 1 \mu K$ en 4,5 s. La température critique théorique[62]

$$T_c \simeq 0.94 \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} N^{1/3} \quad (3.9)$$

dépend des fréquences du piège, qui varient pendant l'évaporation. Si on prend les fréquences du piège à la profondeur à laquelle une fraction condensée non négligeable apparaît, on obtient la valeur :

$$T_c \simeq 400 \text{ nK} \quad (3.10)$$

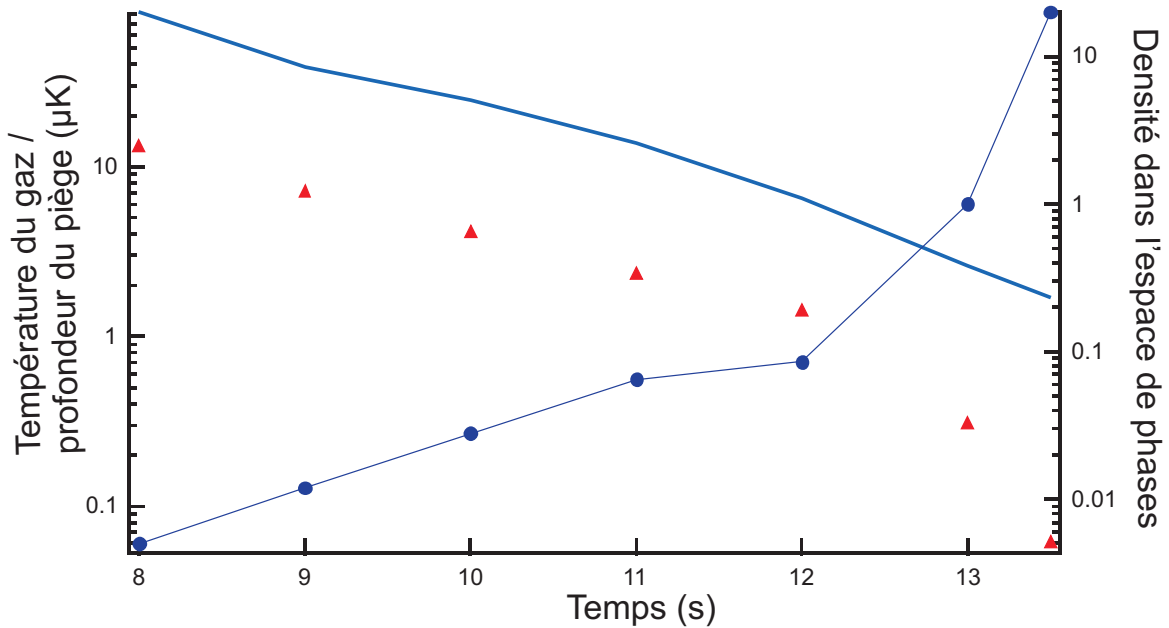


FIG. 3.10 – *Triangles rouges : Température du gaz ; trait plein : profondeur du piège ; cercles bleus : densité dans l'espace des phases en fonction du temps pendant la rampe d'évaporation forcée.*

La figure 3.10 présente la profondeur du piège, la température du gaz et la densité dans l'espace des phases en fonction du temps pendant la phase d'évaporation. Le nombre d'atomes varie de 100 000 à 10 000.

Nous avons effectué des images par absorption du nuage pour différentes profondeurs finales de la rampe d'évaporation (figure 3.11). La structure bimodale caractéristique de la condensation de Bose-Einstein apparaît pour une profondeur de $\sim 2,8 \mu K$, à une température de $\sim 450 \mu K$.

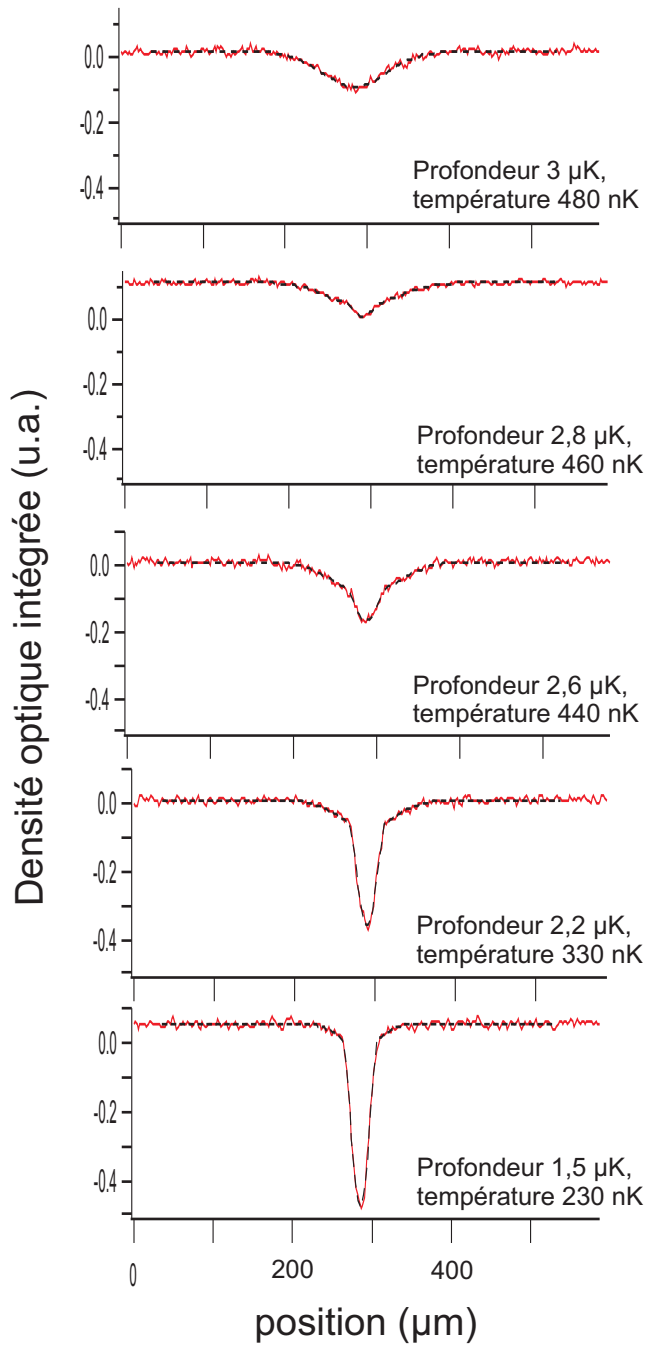


FIG. 3.11 – Signal de densité optique intégrée selon x (l'axe horizontal de l'image par absorption), obtenu sur l'image après un temps de vol de 5 ms du nuage pour différentes profondeurs finales de la rampe d'évaporation (trait plein rouge). Les profils sont ajustés par la somme d'un profil gaussien et d'un profil de Thomas Fermi intégrés selon deux dimensions (traits discontinus noirs). La température indiquée provient de ces ajustements.

Une fois que le gaz est devenu un condensat quasiment pur contenant typiquement entre 10 000 et 15 000 atomes, nous recomprimons le piège adiabatiquement afin de stopper l'évaporation et d'augmenter légèrement les fréquences. Cela nous permet également d'effectuer toutes les expériences ultérieures dans le même piège malgré d'éventuelles modifications de la rampe d'évaporation en fonction des conditions expérimentales. La recompression adiabatique dure 1 s pendant laquelle la profondeur du

piège varie de $\sim 1 \mu K$ à $\sim 3 \mu K$.

3.3 Caractérisation du condensat

3.3.1 Mesure des fréquences du piège

Les fréquences du piège sont des paramètres importants car elles nous permettent de calculer la densité atomique à partir du nombre d'atomes quand le gaz est à l'équilibre thermique. Pour des gaz atomiques très denses, nous ne pouvons pas mesurer directement la taille du nuage dans le piège : nous ne pouvons prendre d'images qu'après temps de vol⁴. Il est donc important de connaître précisément les fréquences du piège et nous avons mis en œuvre deux expériences afin de les mesurer.

Quand le piège a atteint sa profondeur finale, après recompression, les fréquences théoriques⁵ valent :

$$\frac{\omega_y}{2\pi} \simeq 280 Hz \quad \frac{\omega_z}{2\pi} \simeq 300 Hz \quad \frac{\omega_x}{2\pi} \simeq 410 Hz \quad (3.11)$$

La principale incertitude sur ces résultats provient de notre incertitude sur les waists des faisceaux et de notre manque d'information sur la position exacte des atomes par rapport aux waists des faisceaux du piège. Une incertitude de 2 mm sur la position des atomes se traduit par une incertitude de plus de 100 Hz sur les fréquences théoriques.

Nous avons mesuré la fréquence d'oscillation verticale ($\frac{\omega_{y'}}{2\pi}$) des atomes dans le piège à la profondeur finale, en observant le mouvement d'ensemble du condensat dans le piège après une excitation créée par une brusque accélération verticale. Pour cela nous éteignons le piège pendant 500 μs puis nous le rallumons. Les atomes sont accélérés en bloc vers le bas sous l'effet de la gravité puis, quand le piège est rallumé, vers le centre de celui-ci. Si le piège est suffisamment profond pour être considéré comme harmonique, le condensat oscille alors à la fréquence $\frac{\omega_{y'}}{2\pi}$ dans la direction verticale. Nous laissons un temps d'oscillation libre τ variable puis nous éteignons à nouveau le piège et prenons une photo du condensat après un temps de vol de 5 ms. La figure 3.12 présente la vitesse du condensat dans le piège au moment où celui-ci est éteint, en fonction du temps d'oscillation libre τ . Celle-ci est déduite de la mesure de la position du condensat après temps de vol. Un ajustement de cette courbe par une sinusoïde nous donne la fréquence verticale d'oscillation libre du condensat dans le piège $\frac{\omega_{y'}}{2\pi} \simeq 220$ Hz.

Une seconde expérience de mesure des fréquences consiste à moduler la constante de rappel du piège afin d'obtenir le spectre d'excitation paramétrique du gaz [59]. Si le rapport entre la profondeur du piège et la température des atomes est assez grand,

⁴La résolution de l'imagerie est limitée à 2 μm et la taille typique d'un condensat vaut $\sim 4 \mu m$

⁵calculées à partir de la puissance mesurée et des waists des faisceaux vertical et horizontal mesurés avec une caméra ccd.

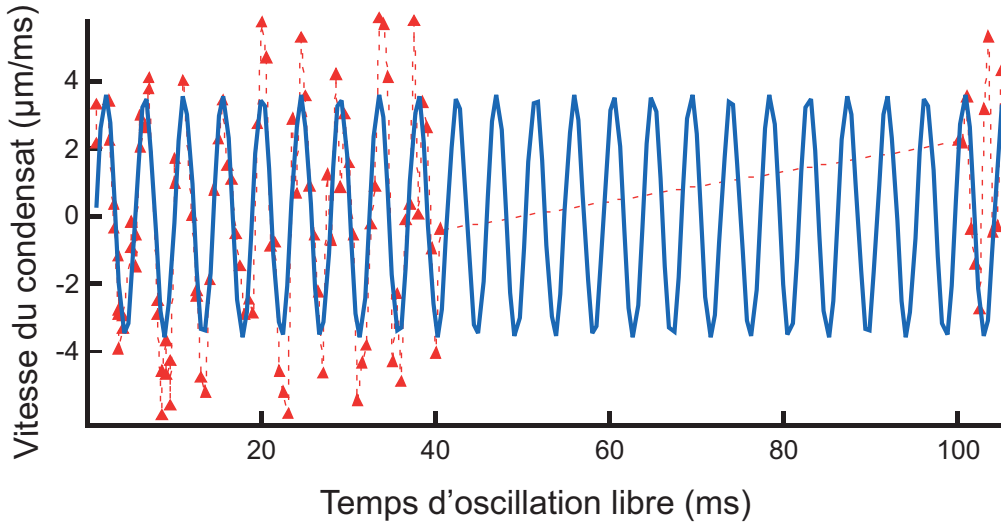


FIG. 3.12 – Vitesse du condensat au début du temps de vol, en fonction du temps d'oscillation libre dans le piège (temps écoulé entre la fin de l'excitation et le début du temps de vol). Le trait plein est un ajustement sinusoïdal de la courbe, de fréquence 220 Hz.

on peut considérer le piège comme harmonique. Dans ce cas, une modulation de la constante de rappel à une fréquence égale à deux fois la fréquence du piège a pour effet une augmentation exponentielle de l'énergie moyenne des atomes [60]. Si on observe la température du gaz après quelques secondes d'excitation, en fonction de la fréquence de modulation, des pics apparaissent aux fréquences $2\omega_x/2\pi$, $2\omega_y/2\pi$, et $2\omega_z/2\pi$.

Nous effectuons cette expérience pour un gaz thermique, proche de la condensation, afin que les fréquences d'excitation ne soient pas modifiées par les interactions entre atomes. Les fréquences de rappel du piège étant liées à la puissance laser, il nous suffit de moduler cette dernière via le modulateur acousto-optique. Nous mesurons la température par temps de vol après une phase d'excitation de 1 s pendant laquelle nous modulons la puissance laser de 6%. L'augmentation de la température pendant l'excitation peut permettre aux atomes d'explorer la partie non harmonique du piège, ce qui se traduit par un élargissement et un décalage des pics. Cependant on n'observe aucune perte pendant cette expérience, ce qui montre que les atomes restent assez proches du centre du piège.

Le résultat de cette expérience est présenté sur la figure 3.13. En plus des trois résonances attendues à $2\omega_{x,y,z}/2\pi$, on observe deux résonances supplémentaires à $\omega_y/2\pi$ et $\omega_z/2\pi$. Nous interprétons ces résonances comme les résultats d'une excitation dipolaire du nuage due à la modulation de la position du centre du piège. Cette expérience étant effectuée en présence de gravité (selon Oy) et d'un gradient le long de l'axe Oz, une modification de la puissance laser s'accompagne d'un déplacement du centre du piège selon y et z. Dans la direction verticale par exemple, le calcul de la position du centre

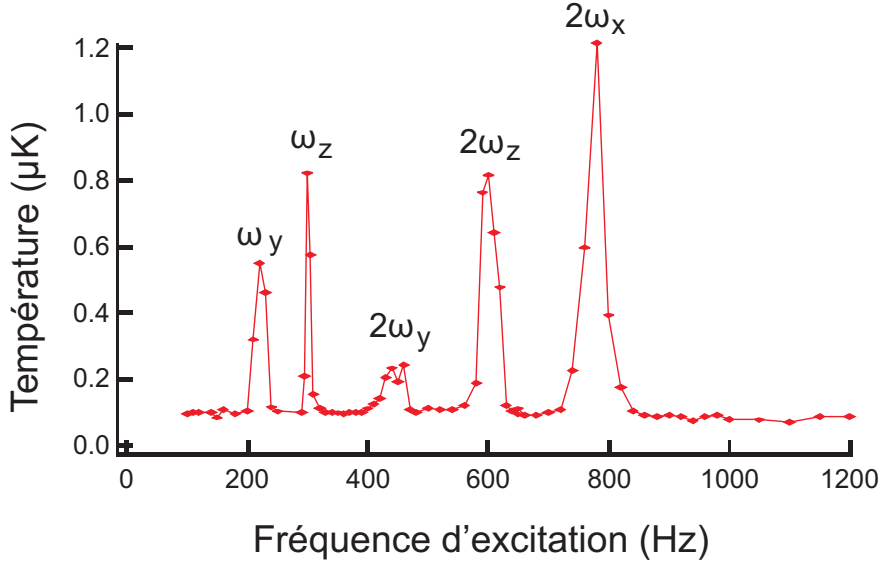


FIG. 3.13 – *Spectre d'excitation paramétrique du piège : température après une seconde d'excitation en fonction de la fréquence de modulation.*

du piège en fonction de la puissance montre qu'elle est modulée d'une amplitude de $0.2 \mu\text{m}$.

Les trois fréquences ont été indentifiées en répétant l'expérience pour une répartition différente des puissances entre faisceau vertical et horizontal : la direction dans laquelle les pics se déplacent nous indique sans ambiguïté à quelle direction ils correspondent. De plus la mesure de la fréquence verticale $\omega_y/2\pi = 220 \text{ Hz}$ correspond parfaitement à la mesure effectuée en observant les oscillations libres du condensat. Les fréquences mesurées :

$$\frac{\omega_y}{2\pi} = 220 \pm 5 \text{ Hz} \quad \frac{\omega_z}{2\pi} = 300 \pm 5 \text{ Hz} \quad \frac{\omega_x}{2\pi} = 390 \pm 5 \text{ Hz} \quad (3.12)$$

sont utilisées dans toutes les expériences suivantes. Pour des puissances lasers différentes, nous échelonnons ces valeurs en fonction de la profondeur théorique en supposant que la forme du piège ne change pas considérablement.

L'accord avec les fréquences évaluées théoriquement à partir des waists :

$$\frac{\omega_y}{2\pi} \simeq 280 \text{ Hz} \quad \frac{\omega_z}{2\pi} \simeq 300 \text{ Hz} \quad \frac{\omega_x}{2\pi} \simeq 410 \text{ Hz} \quad (3.13)$$

est bon pour ω_z et ω_x . Pour l'axe vertical Oy la fréquence est largement surestimée. Nous interprétons ce désaccord par le fait que nous ne connaissons pas précisément la position du waist du faisceau horizontal rétro-réfléchi. La superposition de deux faisceaux est source d'une incertitude sur la forme du piège au niveau des atomes.

3.3.2 Propriétés de l'état fondamental du condensat

Une fois les fréquences du piège déterminées précisément, nous pouvons étudier les propriétés du condensat dans le piège croisé. Le potentiel confinant est restreint à sa partie harmonique de la forme :

$$V(\vec{r}) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (3.14)$$

Si on néglige les interaction entre atomes, l'état fondamental du condensat est obtenu en mettant les N particules dans l'état fondamental à une particule de l'oscillateur harmonique à trois dimensions [61] :

$$\phi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = \prod_i \varphi_0(\vec{r}_i) \quad (3.15)$$

où $\varphi_0(\vec{r})$ vaut :

$$\varphi_0(\vec{r}) = \left(\frac{m\omega_{oh}}{\pi\hbar} \right)^{3/4} \exp \left[-\frac{m}{2\hbar} (\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2) \right] \quad (3.16)$$

et où $\omega_{oh} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la pulsation moyenne du piège.

Dans ce cas la distribution de densité est gaussienne et augmente avec N : $n(\vec{r}) = N |\varphi_0(\vec{r})|^2$; alors que la largeur du nuage est fixée par les caractéristiques de l'oscillateur harmonique et ne dépend pas du nombre d'atomes :

$$a_{oh} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{oh}}} \quad (3.17)$$

Pour notre piège $a_{oh} \simeq 2 \mu m$.

Les interactions répulsives entre atomes modifient fortement ces résultats. Afin de déterminer le profil de densité en tenant compte des interactions, nous utilisons l'équation de Gross-Pitaevskii :

$$i\hbar \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) + g |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (3.18)$$

où $\Phi(\mathbf{r}, t)$ est la fonction d'onde du condensat et $V_{ext}(\mathbf{r})$ est le potentiel confinant. Le terme $g |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2$ est le potentiel de champ moyen créé par les interactions.

Ici, nous avons pris en compte uniquement les interactions de contact en onde s , du fait de la très faible énergie de collision dans un condensat. Nous avons négligé le potentiel d'interaction dipole-dipole magnétique : bien que son effet ait déjà été observé sur l'expansion libre d'un condensat de ^{52}Cr [43], son effet est faible comparé au potentiel d'interaction de contact. Pour comparer la force relative de ces deux interactions, il est commode d'introduire le paramètre sans dimension [35] :

$$\epsilon_{dd} = \frac{\mu_0 \mu^2 m}{12\pi \hbar^2 a} \quad (3.19)$$

où a est la longueur de diffusion en onde s et μ le moment magnétique. L'interaction dipôle-dipôle rend un condensat de Bose-Einstein instable quand $\epsilon_{dd} > 1$. Pour le chrome $\mu = 6\mu_B$ et $a \approx 100a_0$ [37] et ϵ_{dd} vaut donc environ 0,16.

L'interaction de contact est caractérisée par a , la longueur de diffusion en onde s qui est reliée à la constante de couplage g par l'équation :

$$g = \frac{4\pi \hbar^2 a}{m} \quad (3.20)$$

L'équation de Gross-Pitaevskii est valable si la longueur de diffusion en onde s est petite devant la distance moyenne interatomique, soit pour un gaz de densité moyenne \bar{n} , à la condition : $\bar{n}a^3 \ll 1$. La densité moyenne dans le condensat, si on néglige les interactions, vaut $\bar{n} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. En prenant cette valeur comme borne supérieure pour la densité, les interactions répulsives ayant tendance à la diminuer, le produit $\bar{n}a^3$ est de l'ordre de 10^{-3} .

L'hamiltonien étant indépendant du temps, on peut réécrire la fonction d'onde sous la forme $\Phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\mu t/\hbar)$ où μ est le potentiel chimique et où $N\phi^2(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r})$. L'équation 3.18 devient alors :

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) + Ng\phi^2(\mathbf{r}) \right) \phi(\mathbf{r}) = \mu\phi(\mathbf{r}) \quad (3.21)$$

L'approximation de Thomas-Fermi [61] consiste à négliger l'énergie cinétique des atomes dans le piège. Dans l'état fondamental de l'oscillateur harmonique, le rapport entre l'énergie d'interaction et l'énergie cinétique s'écrit :

$$\frac{E_{int}}{E_{cin}} = \frac{8\pi \hbar^2 a N}{ma_{ho}^2} \times \frac{ma_{ho}^2}{\hbar^2} = \frac{8\pi Na}{a_{ho}} \quad (3.22)$$

Quand le nombre d'atomes est grand, l'énergie d'interaction domine largement l'énergie cinétique. Dans notre cas, pour un condensat contenant 10 000 atomes, on a : $\frac{E_{int}}{E_{cin}} \sim 600$.

Dans cette approximation, l'équation (3.21) devient :

$$n(\mathbf{r}) = \frac{\mu - V_{ext}(\mathbf{r})}{g} \quad (3.23)$$

dans la région où $\mu > V_{ext}(\mathbf{r})$ et $n(\mathbf{r}) = 0$ à l'extérieur. Il faut cependant remarquer que ce profil de densité ayant la forme d'une parabole inversée n'est pas valable quand la densité devient trop faible, c'est-à-dire au bord du condensat.

La condition $\int n(\mathbf{r})d\mathbf{r} = N$ permet de calculer le potentiel chimique en fonction du nombre d'atomes :

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{oh}}{2} \left(\frac{15Na}{a_{oh}} \right)^{2/5} \quad (3.24)$$

Dans notre système, le potentiel chimique du condensat dans le piège recomprimé calculé à partir du nombre d'atomes, des fréquences du piège et de la valeur de la longueur de diffusion mesurée dans [37] vaut : $\mu/h = 2600 \pm 100$ Hz.

La densité atomique s'annule au point de rebroussement \vec{R} défini par la relation : $\mu = V_{ext}(\vec{R})$. Les rayons de Thomas-Fermi définis par $\mu = m\omega_i^2 R_{iTF}^2/2$ valent :

$$R_{xTF} = 2,6 \pm 0,2 \mu m \quad R_{yTF} = 4,6 \pm 0,2 \mu m \quad R_{zTF} = 3,4 \pm 0,2 \mu m \quad (3.25)$$

Enfin, la densité au centre du piège vaut $n_0 = (9,0 \pm 0,5) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

3.3.3 Expansion libre du condensat

La résolution de notre système d'imagerie ($\sim 2\mu m$) ne nous permet pas de mesurer in situ les rayons de Thomas-Fermi du condensat dans le piège. Il est possible cependant d'observer l'expansion du condensat en temps de vol, après une extinction brusque du piège optique. L'évolution de la fonction d'onde macroscopique d'un condensat de Bose-Einstein dans un potentiel dépendant du temps, dans l'approximation de Thomas-Fermi, est décrite dans [63]. En particulier, la densité du condensat est une parabole inversée dépendant du temps :

$$n_{TF}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu - \frac{m}{2} [\omega_x^2 x^2 / \lambda_x^2(t) + \omega_y^2 y^2 / \lambda_y^2(t) + \omega_z^2 z^2 / \lambda_z^2(t)]}{g\lambda_x(t)\lambda_y(t)\lambda_z(t)} \quad (3.26)$$

quand le terme de droite est positif, et nulle quand il est négatif. Son évolution temporelle est décrite par les trois facteurs d'échelle $\lambda_{x,y,z}$ satisfaisant l'équation :

$$\ddot{\lambda}_i = \frac{\omega_i^2(0)}{\lambda_i\lambda_x\lambda_y\lambda_z} - \omega_i^2(t)\lambda_i \quad (i = x, y, z). \quad (3.27)$$

Dans le cas d'une coupure brusque du piège, les fréquences $\omega_i(t)$ sont nulles pour $t > 0$ et l'équation devient :

$$\ddot{\lambda}_i = \frac{\omega_i^2(0)}{\lambda_i\lambda_x\lambda_y\lambda_z} \quad (i = x, y, z). \quad (3.28)$$

La résolution numérique de cette équation nous permet de tracer l'évolution temporelle des rayons de Thomas-Fermi du condensat :

$$R_{iTF}(t) = \sqrt{\frac{2\mu}{m} \frac{\lambda_i(t)}{\omega_i}} = R_{iTF}(0)\lambda_i(t) \quad (3.29)$$

après l'extinction du piège (voir les droites en trait plein de la figure 3.14).

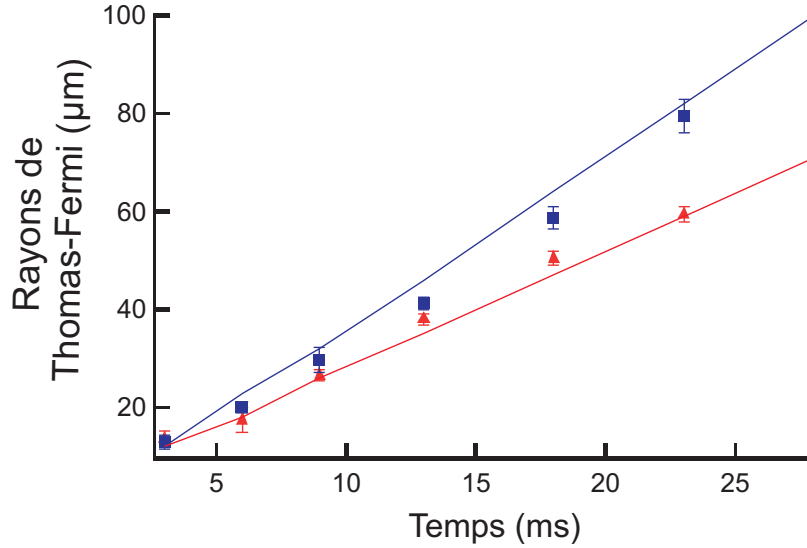


FIG. 3.14 – Evolution temporelle des rayons de Thomas-Fermi (mesurés) selon x (triangles rouges) et selon y (carrés bleus). Traits pleins : rayons de Thomas Fermi évalués via la résolution numérique de l'équation 3.28.

Nous avons par ailleurs mesuré les rayons R_{xTF} et R_{yTF} , pour des temps de vol supérieurs à 4 ms, par ajustement du profil de densité du nuage obtenu par l'imagerie par absorption (données expérimentales de la figure 3.14). On peut en effet réécrire le profil de densité en fonction des rayons de Thomas-Fermi :

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{g\lambda_x(t)\lambda_y(t)\lambda_z(t)} \left(1 - (x/R_{xTF}(t))^2 - (y/R_{yTF}(t))^2 - (z/R_{zTF}(t))^2 \right) \quad (3.30)$$

et déduire par un ajustement le rayon de Thomas-Fermi.

Cette expérience a été réalisée dans un piège non recomprimé de rayons de Thomas-Fermi :

$$R_{xTF} = 3,75 \pm 0,25\mu m \quad R_{yTF} = 5 \pm 0,25\mu m \quad R_{zTF} = 5 \pm 0,25\mu m \quad (3.31)$$

La figure 3.15 présente un exemple d'image par absorption du nuage résultant de la libération du condensat. Sur cette image on observe une partie thermique non négligeable. La partie condensée est ajustée par le profil de Thomas-Fermi intégré selon deux directions afin d'obtenir une mesure du rayon de Thomas-Fermi.

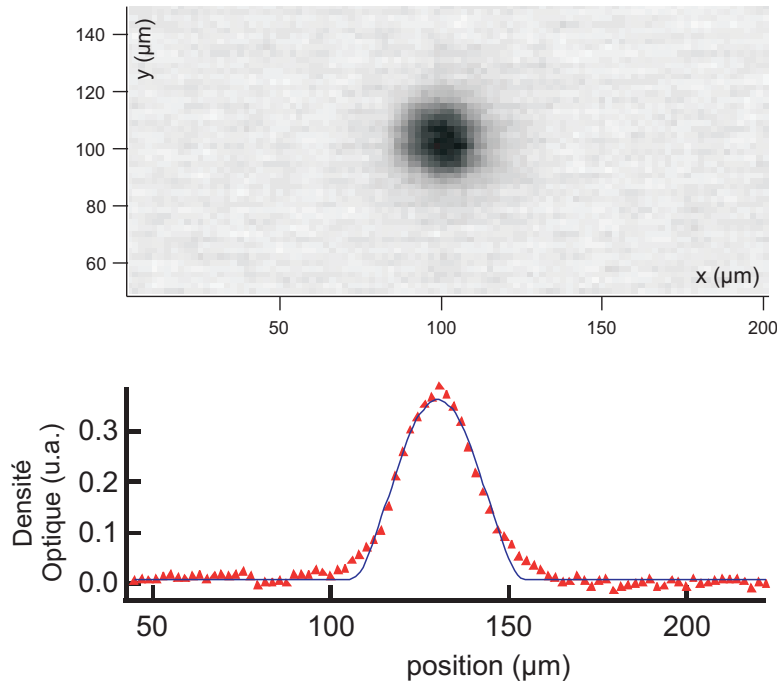


FIG. 3.15 – *Haut* : Image par absorption du condensat après un temps de vol de 9 ms. *Bas* : profil de densité optique intégré selon y . Le trait plein est un ajustement par un profil de Thomas-Fermi intégré selon y et z .

L'anisotropie de l'expansion libre du condensat, due à l'anisotropie du piège dans lequel il était confiné, est une des signatures classiques de l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. Dans un gaz classique interagissant faiblement, l'expansion est isotrope.

Conclusion

Notre procédure nous permet d'obtenir un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr au terme d'une phase de refroidissement évaporatif dans un piège optique d'une durée typique de 13,5 s. Le chargement particulièrement rapide (~ 200 ms) rend la durée du cycle expérimental d'obtention du condensat relativement courte : environ 20 s, 6 s supplémentaires étant nécessaires à la fin de la séquence pour réinitialiser les paramètres de départ⁶, contre 35 s dans ???. Le condensat contient typiquement 10 000 atomes. Ce nombre peut varier selon les conditions expérimentales (par exemple la qualité du vide ou la qualité du flux atomique provenant du four) : le nombre maximal d'atomes condensés que nous ayons observé est 30 000 atomes. La durée de vie à $1/e$ typique du

⁶La lame $\lambda/2$ sur rotation motorisée permettant de répartir les puissances du piège optique doit être replacée à sa position de départ.

condensat est de l'ordre de 10 s.

Deuxième partie

Condensat habillé par un champ RF intense loin de résonnance

Introduction

L'étude décrite dans ce chapitre s'inscrit dans le prolongement des travaux menés par Serge Haroche et Claude Cohen-Tannoudji au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure en 1970 [64, 65, 66] sur l'effet d'un champ magnétique radio-fréquence (rf) intense sur des atomes dans un champ statique, dans le régime où la fréquence rf est bien plus grande que la fréquence de Larmor associée au champ statique. Le spectre Zeeman de l'atome habillé par la rf est fortement modifié, malgré l'absence de transitions résonnantes. En particulier, il est possible d'annuler l'écart en énergie des sous-niveaux Zeeman de l'atome dans un champ magnétique statique non nul.

Dans la majorité des condensats de Bose-Einstein, le degré de liberté lié au spin des atomes ne joue aucun rôle car les différents sous-états Zeeman sont séparés par une énergie plus élevée que l'énergie typique d'interaction entre atomes. C'est le cas en particulier pour un condensat dans un piège magnétique où il est impossible de contrôler l'énergie Zeeman. Dans un piège optique, il est possible d'imposer un champ magnétique homogène et d'observer des manifestations de la nature spinorielle du condensat [69]. Des condensats multi-composantes ("spinor condensate" en anglais) de spin 1 [70, 71] et de spin 2 [72, 73, 74] ont été étudiés dans le cadre de collisions entre atomes avec échange de spin, pour lesquelles le spin total des atomes est conservé. Des oscillations cohérentes entre états de spin ont été observées mais l'état fondamental du condensat multi-composantes n'a pas été obtenu. Pour cela, il est nécessaire que les sous-états Zeeman soit dégénérés par rapport à l'énergie d'interaction entre les atomes. Cela nécessite un champ magnétique statique inférieur à ~ 1 mG ce qui n'est accessible que dans un environnement blindé magnétiquement.

Dans ce chapitre, nous explorons une voie différente, consistant à utiliser un champ magnétique radiofréquence pour modifier la sensibilité magnétique des atomes [50].

4.1 Calcul du facteur de Landé de l'atome dans un champ rf

Un champ magnétique radiofréquence $B_{rf}(t) = B_{rf} \cos(\omega t)$ de pulsation de Rabi $\Omega_{rf} = g_J \mu_B B_{rf} / \hbar$ appliqué à des atomes dans un champ statique de fréquence de Larmor $\omega_0 = g_J \mu_B B$, dans la limite où $\omega \gg \omega_0$, a pour effet de modifier le facteur de Landé atomique pour la partie du champ statique perpendiculaire au champ rf [64] :

$$g_{J\perp}(\Omega_{rf}/\omega) = g_{J\perp} J_0(\Omega_{rf}/\omega) \quad (4.1)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0

Les énergies propres des sous états Zeeman $|m\rangle$ habillés par la rf en présence d'un champ statique s'écrivent alors :

$$E_m\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) = mg_J \mu_B \sqrt{B_{\perp}^2 J_0^2\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) + B_{\parallel}^2} \quad (4.2)$$

où B_{\perp} et B_{\parallel} sont les composantes du champ statique perpendiculaire et parallèle au champ rf.

Elles sont représentées sur la figure 4.1 pour un atome de ^{52}Cr dans l'état fondamental $^7\text{S}_3$.

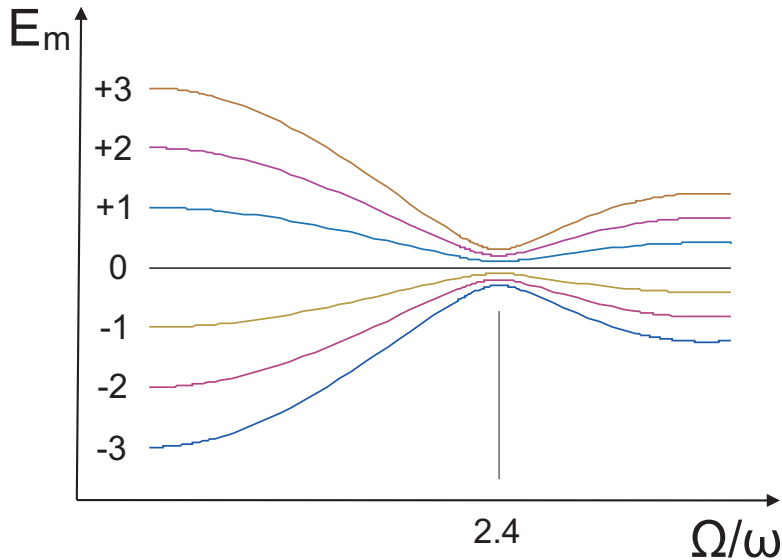


FIG. 4.1 – Energies propres des sept sous niveaux Zeeman du niveau fondamental $^7\text{S}_3$ du ^{52}Cr habillés par la rf, en fonction du rapport Ω_{rf}/ω . La fonction de Bessel d'ordre zéro s'annule en $\Omega_{rf}/\omega = 2.4$ où la dégénérescence entre les niveaux n'est plus levée que par le champ statique parallèle : $\Delta E_m(2.4) = \hbar\omega_{0\parallel}$.

Dans cette partie, je présente deux calculs permettant d'arriver à ce résultat. Le premier utilise le formalisme de l'atome habillé par la rf pour un spin 1/2 et les notions qui y sont abordées seront utilisées dans les chapitres suivants. Le second est un calcul classique.

4.1.1 Le facteur de Landé habillé par un champ rf

Considérons un atome habillé par un champ magnétique rf $\vec{B}_{rf}(t) = B_{rf}\cos(\omega t)\vec{x}$ de pulsation de Rabi $\Omega_{rf} = g_J\mu_B B_{rf}/\hbar$. On considère également que le champ statique $\vec{B}_0 = B_{\parallel}\vec{x} + B_{\perp}\vec{z}$, est tel que sa pulsation de Larmor $\omega_0 = g_J\mu_B B_0$ est très petite devant la pulsation du champ rf : $\omega_0 \ll \omega$. On introduit les fréquences de Larmor associées aux composantes du champ statique parallèle ($\omega_{0\parallel} = g_J\mu_B B_{\parallel}$) et perpendiculaire ($\omega_{0\perp} = g_J\mu_B B_{\perp}$) au champ rf.

Dans un premier temps nous négligeons la composante perpendiculaire du champ statique, que nous traiterons ultérieurement en perturbation, pour calculer de manière exacte les états propres de l'atome habillé par le champ rf dans un champ statique parallèle. Son hamiltonien vaut alors [106] :

$$H = \hbar\omega a^\dagger a + \lambda S_x(a + a^\dagger) + \hbar\omega_{0\parallel} S_x \quad (4.3)$$

où λ est une constante de couplage ayant la dimension d'une énergie : $\lambda\sqrt{N} = 2\hbar\Omega_{rf}$

Comme H commute avec S_x , il suffit de calculer les états propres de H_ϵ ($\epsilon = +1$ ou -1), restriction de H aux sous espaces propres de S_x :

$$H_\epsilon = \hbar\omega a^\dagger a + \frac{\epsilon}{2}\lambda(a + a^\dagger) + \frac{\epsilon}{2}\hbar\omega_{0\parallel} \quad (4.4)$$

$$= \hbar\omega \left(a^\dagger + \frac{\epsilon\lambda}{2\hbar\omega} \right) \left(a + \frac{\epsilon\lambda}{2\hbar\omega} \right) - \frac{\lambda^2}{4\hbar\omega} + \frac{\epsilon}{2}\hbar\omega_{0\parallel} \quad (4.5)$$

A ce stade il est commode d'introduire l'opérateur translation $T(\alpha) = \exp[\alpha a^\dagger - \alpha^* a]$ qui a pour effet de translater les opérateurs de création et d'annihilation de la quantité α :

$$T(\alpha)aT^\dagger(\alpha) = a - \alpha \quad (4.6)$$

$$T(\alpha)a^\dagger T^\dagger(\alpha) = a^\dagger - \alpha \quad (4.7)$$

L'application de $T(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)$ à H_ϵ le ramène à l'hamiltonien :

$$H_\epsilon^{trans} = T(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)H_\epsilon T^\dagger(\epsilon\lambda/2\hbar\omega) = \hbar\omega a^\dagger a - \frac{\lambda^2}{4\hbar\omega} + \frac{\epsilon}{2}\hbar\omega_{0\parallel} \quad (4.8)$$

de valeurs propres :

$$E_N = N\hbar\omega - \lambda^2/4\hbar\omega + \frac{\epsilon}{2}\hbar\omega_{0\parallel} \quad (4.9)$$

et d'états propres $|\epsilon_x\rangle \otimes |N\rangle$; $|+_x\rangle$ et $|-_x\rangle$ étant les états propres de S_x .

Le terme $\lambda^2/4\hbar\omega \sim \frac{\hbar\omega}{N}$ peut être négligé dans la limite $N \gg 1$, si Ω_{rf} et ω sont du même ordre de grandeur.

Finalement, l'application de l'opérateur $T^\dagger(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)$ à H_ϵ^{trans} nous ramène aux états propres de H_ϵ :

$$T^\dagger(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)H_\epsilon^{trans}|\epsilon_x\rangle \otimes |N\rangle = H_\epsilon T^\dagger(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)|\epsilon_x\rangle \otimes |N\rangle \quad (4.10)$$

$$= E_N T^\dagger(\epsilon\lambda/2\hbar\omega)|\epsilon_x\rangle \otimes |N\rangle \quad (4.11)$$

Les états propres de H_ϵ s'écrivent donc :

$$\widetilde{|\epsilon_x, N\rangle} = \exp[-\epsilon\lambda(a^\dagger - a)/2\hbar\omega]|\epsilon_x\rangle \otimes |N\rangle \quad (4.12)$$

Nous pouvons maintenant calculer l'effet de l'hamiltonien Zeeman $H_z = \hbar\omega_{0\perp}S_z$ lié au champ statique perpendiculaire à l'ordre 1 de la théorie des perturbations en diagonalisant la matrice 2×2 représentant $H + H_z$ dans le sous espace $\widetilde{|\pm_x, N\rangle}$.

La matrice représentant H_z a pour éléments :

$$\begin{aligned} \langle \widetilde{\epsilon_x, N} | H_z | \widetilde{\epsilon_x, N} \rangle &= 0 \\ \langle \widetilde{+_x, N} | H_z | \widetilde{-_x, N} \rangle &= \frac{\hbar\omega_{0\perp}}{2} \langle N | \exp\left[\frac{\lambda}{\hbar\omega}(a^\dagger - a)\right] | N \rangle \end{aligned} \quad (4.13)$$

A la limite où $N \gg 1$, le terme $\langle N | \exp[\lambda(a^\dagger - a)/\hbar\omega] | N \rangle$ s'exprime en fonction de la fonction de Bessel d'ordre 0 [106] :

$$\langle N | \exp\left[\frac{\lambda}{\hbar\omega}(a^\dagger - a)\right] | N \rangle = J_0\left(\frac{2\lambda\sqrt{\langle N \rangle}}{2\hbar\omega}\right) = J_0\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) \quad (4.14)$$

$H + H_z$ s'écrit donc :

$$\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_{0\parallel} & \omega_{0\perp} J_0\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) \\ \omega_{0\perp} J_0\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) & -\omega_{0\parallel} \end{pmatrix}$$

Sa diagonalisation est immédiate, ses énergies propres s'écrivent :

$$E_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\omega_{0\perp}^2 J_0^2 \left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega} \right) + \omega_{0\parallel}^2} \quad (4.15)$$

Ce résultat est valable quel que soit Ω_{rf} , même quand il est supérieur à ω . En effet, l'approximation de l'onde tournante n'a pas été utilisée pour ce calcul. Le domaine de validité est défini par $\omega_{0\perp} \ll \omega$. $\omega_{0\parallel}$ peut être quelconque.

4.1.2 Interprétation classique

La résolution de l'équation classique du mouvement d'un spin en présence d'un champ rf permet également d'arriver à ce résultat quand $\omega_0 = 0$. L'évolution d'un moment magnétique $\vec{\mu}$ dans un champ rf $\vec{B}(t) = B_{rf} \cos(\omega t) \vec{z}$ vérifie l'équation :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \frac{gJ\mu_B}{\hbar} \vec{\mu} \times \vec{B}(t) \quad (4.16)$$

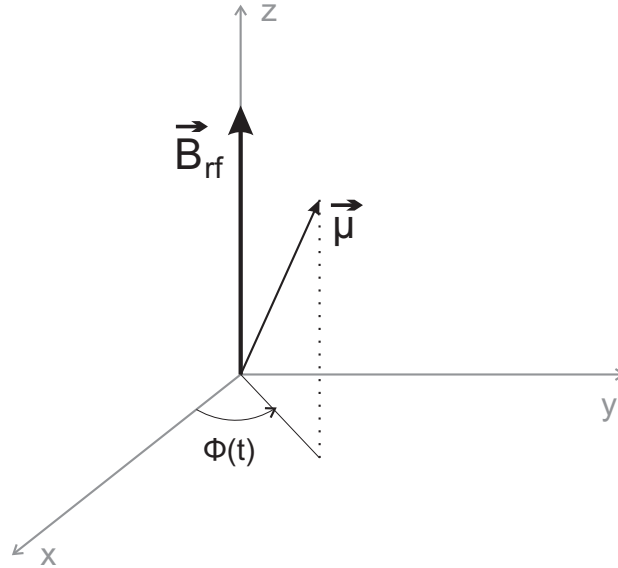


FIG. 4.2 –

Sa projection sur le plan xOy perpendiculaire à l'axe du champ rf a pour composantes :

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_x(t) &= \mu_{\perp} \cos(\phi(t)) \vec{x} \\ \vec{\mu}_y(t) &= \mu_{\perp} \sin(\phi(t)) \vec{y} \end{aligned} \quad (4.17)$$

En injectant 4.17 dans l'équation 4.16 on obtient :

$$\phi(t) = \frac{g_J \mu_B B_{rf}}{\hbar \omega} \sin(\omega t) = \frac{\Omega_{rf}}{\omega} \sin(\omega t) \quad (4.18)$$

La composante de $\vec{\mu}$ selon un axe perpendiculaire à la rf vaut donc $\mu_x(t) = \mu_{\perp} \cos(\frac{\Omega_{rf}}{\omega} \sin(\omega t))$ et sa moyenne temporelle sur un temps $T \gg \frac{2\pi}{\omega}$:

$$\langle \mu_x(t) \rangle = \frac{\mu_{\perp}}{T} \int_0^T \cos(\frac{\Omega_{rf}}{\omega} \sin(\omega t)) dt = \mu_{\perp} J_0(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}) \quad (4.19)$$

Un champ magnétique statique très faible devant le champ rf modifiera peu ce résultat.

4.2 Expériences de renormalisation du facteur de Landé d'un condensat

4.2.1 Caractérisation des champs magnétiques

Expérience de Stern et Gerlach

Nous aurons souvent besoin par la suite de mesurer les populations atomiques dans les différents sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental 7S_3 . Pour cela, nous procédons à une expérience de Stern et Gerlach, qui consiste à laisser évoluer le condensat pendant quelques millisecondes dans un gradient de champ magnétique. Ce gradient exerce une force magnétique sur les atomes qui dépend de leur état de spin.

En pratique nous appliquons un gradient de 0.3 G/cm le long de l'axe du faisceau piège horizontal. Ensuite nous coupons brusquement le faisceau vertical du piège optique afin de laisser les atomes libres selon l'axe z' du faisceau horizontal. Sous l'effet du gradient, les différentes composantes de spin se séparent et se déplacent selon z' tout en restant confinées selon les deux autres directions. Nous prenons une image au bout de 30 ms. Un résultat typique est présenté sur la figure 4.3.

Sur ces images on observe des atomes dans les sous états $m = 3$ et $m = -3$. Les différentes composantes du condensat se déplacent selon l'axe du piège optique horizontal, qui forme un angle de 7° avec l'axe du faisceau d'imagerie. Les distances réellement parcourues par les atomes sont donc $1/\sin(7^\circ) \approx 8.2$ fois plus grandes que les projections observées. Cela signifie également que les atomes se déplacent le long de l'axe de propagation du faisceau d'imagerie et s'éloignent beaucoup du plan objet du système d'imagerie. Cela explique l'apparition de franges autour des composantes extrêmes et le fait que certaines semblent plus grandes que d'autres. Ce type d'images permet de déterminer la position et le nombre d'atomes des composantes mais il n'est pas possible d'en tirer une information sur la température. Pour cela il faut faire une image d'un nuage proche du plan objet du système d'imagerie.

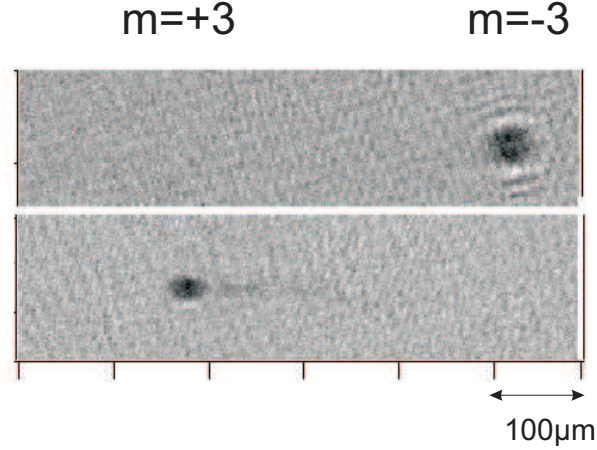


FIG. 4.3 – Images par absorption des atomes dans les sous niveaux Zeeman 3 et -3 après 30 ms d'évolution dans le piège optique horizontal en présence d'un gradient de champ magnétique dirigé selon son axe de 0.3 G/cm.

Caractérisation du champ statique

Une mesure précise du champ magnétique à la position des atomes est obtenue par spectroscopie rf : nous appliquons au condensat une rampe rf de faible intensité et de fréquences extrêmes ν_{min} proche de ν_{Larmor} et ν_{max} bien supérieure à ν_{Larmor} . Nous répétons l'opération en faisant varier ν_{min} autour de ν_{Larmor} et mesurons le nombre d'atomes restant dans $m = -3$ par une expérience de Stern et Gerlach. Un résultat typique est présenté sur la figure 4.4 : Quand ν_{min} devient inférieure à ν_{Larmor} , le spin des atomes bascule vers +3. Nous pouvons ainsi mesurer avec une précision de 2 mG la valeur de ν_{Larmor} . Nous avons effectué cette opération pour plusieurs champs magnétiques afin de calibrer notre système permettant de contrôler le champ magnétique (alimentation et bobine) (voir figure 4.5). Nous avons répété cette opération pour toutes les bobines du système (Bobines de compensation selon les axes y (vertical) et x (horizontal perpendiculaire à l'imagerie)).

Caractérisation du champ rf

Le champ rf est créé par une bobine de 8 spires et de 8 cm de diamètre, dont le centre est placé à 4 cm au dessus des atomes, et alimentée par un ampli rf 150 W et un générateur rf de la marque Agilent. Le champ magnétique délivré par cette bobine oscille dans l'axe vertical Oy et s'écrit : $B(t) = B_{rf} \cos(\omega t)$. Il est perpendiculaire au champ statique selon z .

Afin de mesurer la pulsation de Rabi $\Omega_{rf} = g_J \mu_B B_{rf}$ associée à ce champ nous observons les oscillations de Rabi effectuées par les atomes quand la rf est à résonance : $\omega = \omega_0$. La population oscille alors entre les différents sous-niveaux Zeeman à la fré-

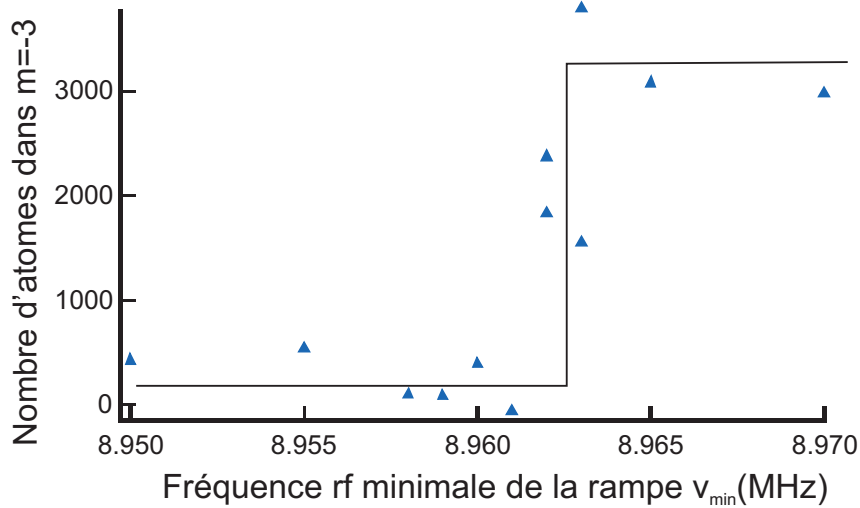


FIG. 4.4 – Nombre d'atomes dans le sous-niveau Zeeman $m = -3$ de l'état fondamental en fonction de la fréquence minimale de la rampe rf appliquée aux atomes. Quand cette fréquence minimale atteint la fréquence de Larmor associée au champ statique les atomes basculent dans -3 . Le trait plein est un guide pour les yeux.

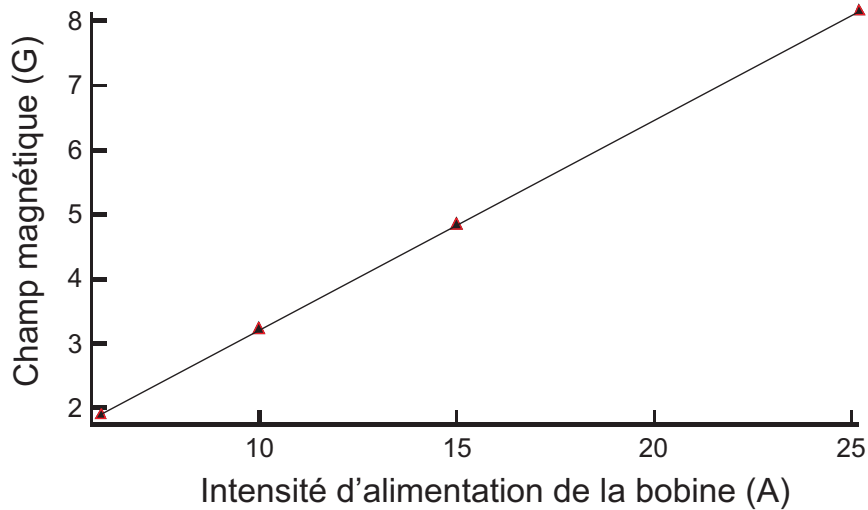


FIG. 4.5 – Champ magnétique statique déduit par l'application de rampes rf en fonction de l'alimentation de la bobine qui crée le champ. Le trait plein est un ajustement linéaire. La droite obtenue nous permet de connaître le champ magnétique statique.

quence $\Omega_{rf}/2\pi$. Afin d'observer ces oscillations nous prenons des images par absorption du nuage pour différents temps d'oscillation. Nous appliquons un pulse d'imagerie très court, afin que le signal obtenu dépende de la polarisation des atomes (voir paragraphe (2.2.2) : les atomes dans $m=-3$ ont une plus grande section efficace d'absorption que dans $+3$). Ainsi, le signal obtenu par l'imagerie est maximal quand tous les atomes sont

dans $m = +3$ et minimal quand ils sont dans $m = -3$. Comme la seule information qui nous intéresse est la fréquence d'oscillation, nous n'avons pas besoin de connaître précisément le nombre d'atomes. Un ajustement sinusoïdal de la courbe obtenue nous permet de déterminer Ω_{rf} (voir figure 4.6).

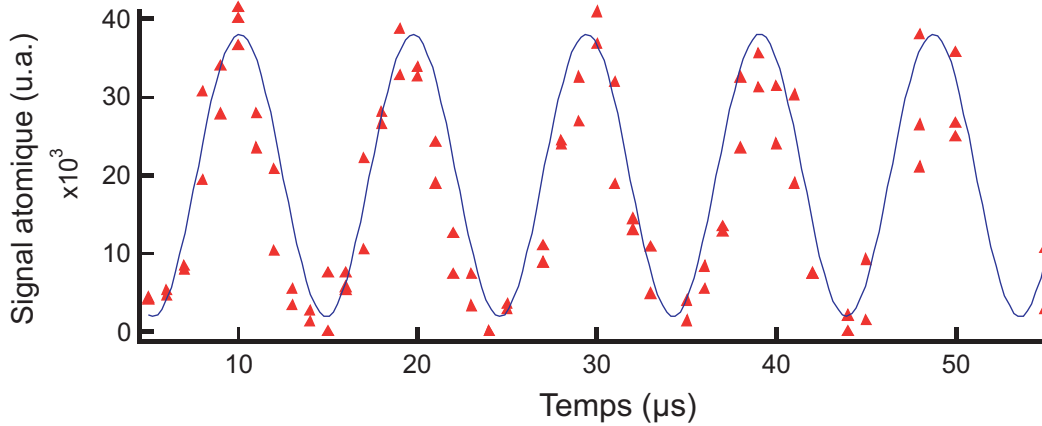


FIG. 4.6 – *Oscillations de Rabi : évolution temporelle du signal d'imagerie par absorption en présence d'un champ rf à résonance. La fréquence d'oscillation de cette population nous permet de remonter à l'amplitude du champ rf. Cette expérience a été effectuée sur un gaz thermique proche de la condensation.*

Nous avons répété cette mesure pour plusieurs amplitudes ainsi que pour plusieurs fréquences rf ω , car l'impédance de la spire qui délivre le champ rf en dépend fortement. Ainsi nous avons une mesure précise de Ω_{rf} qui est un paramètre important pour l'expérience que nous voulons mener.

4.2.2 Mesure du facteur de Landé

L'expérience visant à mettre en évidence la modification du facteur de Landé des atomes d'un condensat de chrome par le champ rf consiste à observer la trajectoire du gaz dans un gradient de champ magnétique, en présence d'un champ rf intense perpendiculaire au champ statique.

Le condensat contenant 10 000 atomes se trouve dans le piège croisé. Il est polarisé dans l'état $m = -3$ et le champ quantificateur valant initialement 2,3 G est réduit à 30 mG (soit une fréquence de Larmor $\omega_0/2\pi = 85$ kHz) pour l'expérience. Sa direction, selon Oz , est perpendiculaire au champ rf. Nous appliquons également un gradient de champ magnétique de $b' = 0,25$ G/cm le long de l'axe du piège optique horizontal Oz .

L'expérience consiste à éteindre brusquement le piège optique vertical afin de mesurer le déplacement du condensat sous l'action du gradient magnétique. Les atomes

sont confinés le long du piège horizontal et se déplacent uniquement selon Oz . Ils sont soumis à la fois à la force dérivant de ce gradient et à la force longitudinale créée par le piège optique qui ne peut être négligée. Cependant la trajectoire relative entre les atomes dans différents sous états $|m_J\rangle$ est indépendante des forces optiques. En particulier le déplacement relatif d'un sous-état $|m_J\rangle$ par rapport à $|m_J = 0\rangle$ après un temps t s'écrit :

$$\Delta_m(t) = \frac{mg_J\mu_B b'}{M} t^2 \quad (4.20)$$

où M est la masse atomique et b' le gradient magnétique.

Nous avons mesuré la trajectoire d'atomes dans $m=0$ dans le piège optique horizontal (voir figure 4.7). Pour cela nous avons mis les atomes dans une superposition cohérente de sous états Zeeman grâce à un pulse Rabi $\pi/2$. On s'aperçoit que les atomes dans $m=0$ sont légèrement accélérés longitudinalement, ce qui signifie que le faisceau piège vertical ne croise pas le faisceau horizontal exactement en son waist.

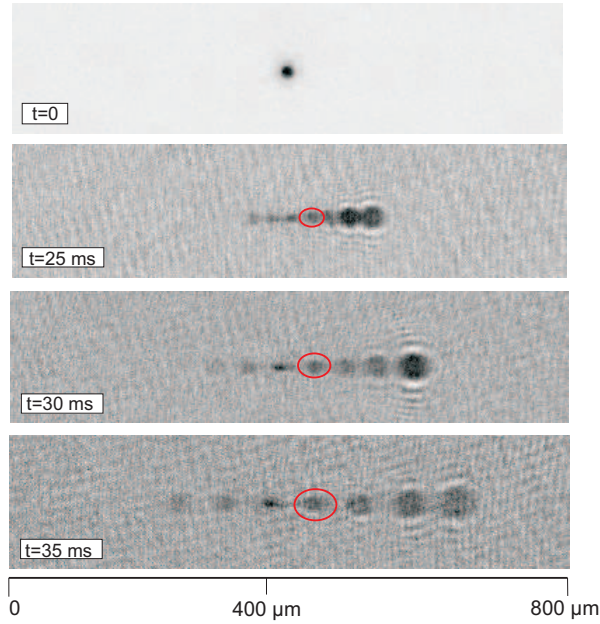


FIG. 4.7 – Images par absorption des atomes dans une superposition de sous états Zeeman, après avoir évolué un temps t dans le piège optique horizontal seul et en présence du gradient magnétique. $|m_J = 0\rangle$, entouré d'un cercle, a une trajectoire déterminée uniquement par le piège optique.

A partir de la connaissance de la trajectoire d'atomes dans $m=0$ dans le piège optique, nous pouvons déduire $\Delta_{-3}(t) = z_0(t) - z_{-3}(t)$, où z_i est la position des atomes dans l'état i , à partir de la position du condensat polarisé dans $m = -3$. La mesure de

Δ_{-3} équivaut à une mesure de g_J qui en présence de rf est proportionnel à $J_0(\Omega_{rf}/\omega)$ si le champ statique est perpendiculaire au champ rf.

Nous avons mesuré le déplacement $\Delta_{-3}(t, \Omega_{rf}/\omega)$, relatif à $m = 0$, du condensat après un temps $t = 35$ ms, en fonction du rapport des paramètres Ω_{rf} et ω du champ rf, pour trois différentes valeurs de ω , toutes bien supérieures à la fréquence de Larmor statique, quelle que soit la position des atomes. La rf est allumée en 1 ms au début de l'expérience. Le résultat, présenté sur la figure 4.8, est en très bon accord avec le déplacement théorique tracé sans paramètre ajustable :

$$\Delta_{-3}(\Omega_{rf}/\omega) = \Delta_{-3}(0) \times J_0(\Omega_{rf}/\omega) \quad (4.21)$$

pour $\Omega_{rf}/\omega < 2.4$.

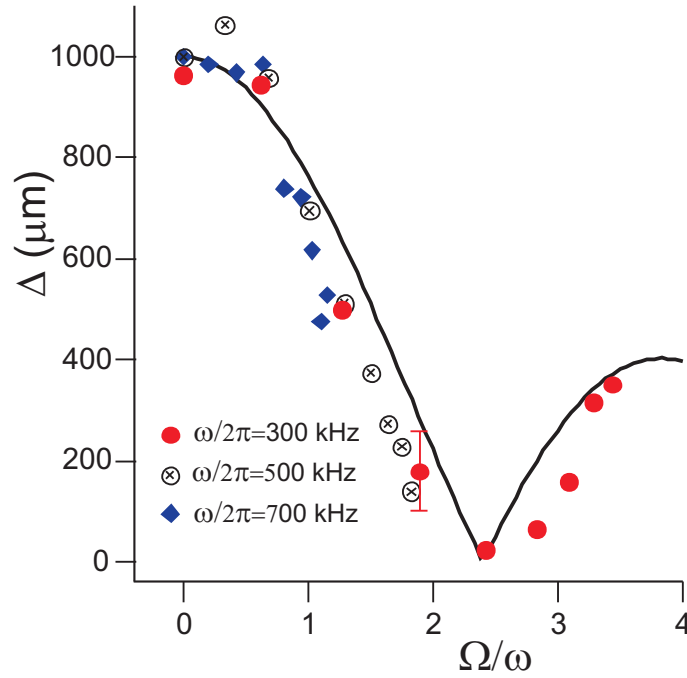


FIG. 4.8 – Déplacement observé du condensat après 35 ms dans le gradient magnétique en présence de rf, en fonction du rapport Ω_{rf}/ω . Trait plein : $\Delta(0) |J_0(\Omega_{rf}/\omega)|$

$\Omega_{rf}/\omega \simeq 2.4$ correspond au premier zéro de la fonction de Bessel pour lequel les sous états habillés sont quasi-dégénérés malgré un champ statique non nul. Au delà de ce point l'équation 4.1 prédit que $g_J(\Omega_{rf}/\omega)$ change de signe, cependant notre expérience montre que g_J reste positif au delà du premier zéro. La présence d'une composante du champ statique parallèle au champ rf B_{\parallel} non nulle explique ce comportement. Les états habillés suivent le potentiel adiabatique (représenté sur la figure 4.1) :

$$E_{-3}\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) = -3g_J\mu_B\sqrt{B_{\perp}^2(r)J_0^2\left(\frac{\Omega_{rf}}{\omega}\right) + B_{\parallel}^2(r)}. \quad (4.22)$$

La composante B_{\parallel} crée un croisement évité en $\Omega_{rf}/\omega \simeq 2.4$ de largeur $g_J\mu_B B_{\parallel}$. Le fait que la force magnétique ne soit pas inversée au delà du premier zéro dans notre expérience montre que ce croisement est traversé adiabatiquement. Les points expérimentaux suivent approximativement la valeur absolue de la fonction de Bessel, représentée sur la figure 4.8.

4.2.3 Adiabaticité au croisement évité

Nous avons étudié la question de l'adiabaticité en modifiant le temps de mise en place et de coupure de la rf. Dans une première expérience, nous faisons varier la puissance de la rf de zéro à une valeur telle que $\Omega_{rf}/\omega > 2.4$ en $20 \mu s$, de façon à ce que la traversée du croisement ne soit pas adiabatique. Nous laissons ensuite les atomes se déplacer sous l'action du gradient dans le piège optique horizontal pendant 45 ms puis observons leur position : au delà du croisement évité, le condensat est projeté sur une superposition de tous les états habillés. Sur la figure 4.9 nous avons représenté les déplacements des deux états extrêmes. L'un suit la fonction de Bessel et l'autre sa valeur absolue, ce qui indique que le croisement évité a été traversé de façon non adiabatique.

Une étude plus précise a été représentée sur la figure 4.10 : cette fois nous allumons la rf lentement pour traverser le croisement évité de façon adiabatique, puis nous l'éteignons en imposant une rampe descendante de durée variable τ . Nous séparons ensuite les différentes composantes de spin afin de mesurer la population restante dans $m = -3$. Pour des rampes d'extinctions lentes ($\tau > 100 \mu s$), le critère d'adiabaticité est satisfait et le condensat se retrouve dans un état pur polarisé dans $m = -3$. Pour des rampes plus rapides les atomes sont projetés à la traversée du croisement évité sur une superposition des différents sous-niveaux Zeeman.

Le critère d'adiabaticité n'est pas seulement lié à la vitesse de variation de l'énergie mais également à la largeur du croisement évité. Cette largeur étant proportionnelle à B_{\parallel} , nous avons étudié son influence sur l'échelle de temps d'adiabaticité sur la figure 4.11. La rf est élevée de zéro à $\Omega_{rf}/\omega \simeq 3.25$ en $20 \mu s$, et nous mesurons pour différentes valeurs de B_{\parallel} la population d'atomes qui suivent la trajectoire adiabatique. B_{\parallel} est modifié en ajoutant un faible champ statique selon Oy , perpendiculaire au champ statique initial. Le critère d'adiabaticité de Landau-Zener prédit l'influence de B_{\parallel} sur l'échelle de temps :

$$\frac{dE}{\hbar dt} \approx (g_J\mu_B B_{\parallel})^2 \quad (4.23)$$

Plus B_{\parallel} est grand, plus les atomes ont de chances de suivre le potentiel adiabatique. Dans cette expérience, $dE/dt \simeq 3\hbar\omega_{\perp}/\Delta t$, avec $\Delta t = 20 \mu s$ le critère d'adiabaticité est

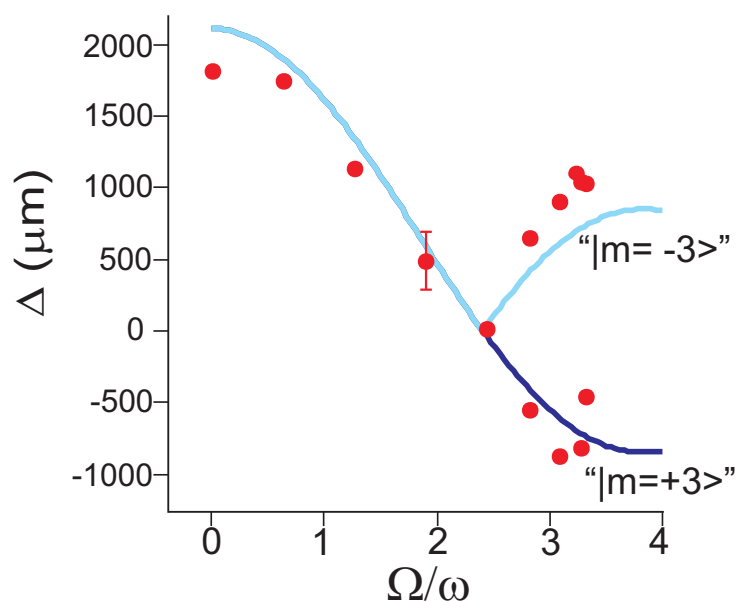


FIG. 4.9 – Déplacement observé du condensat dans $|m_J = -3\rangle$, similaire aux résultats de la figure 4.8 à la différence près que la rf est allumée en $20 \mu\text{s}$ et non 1 ms . Seules les trajectoires des deux états extrêmes sont représentées. Traits pleins : $\Delta(0)J_0(\Omega_{rf}/\omega)$ et $\Delta(0)|J_0(\Omega_{rf}/\omega)|$

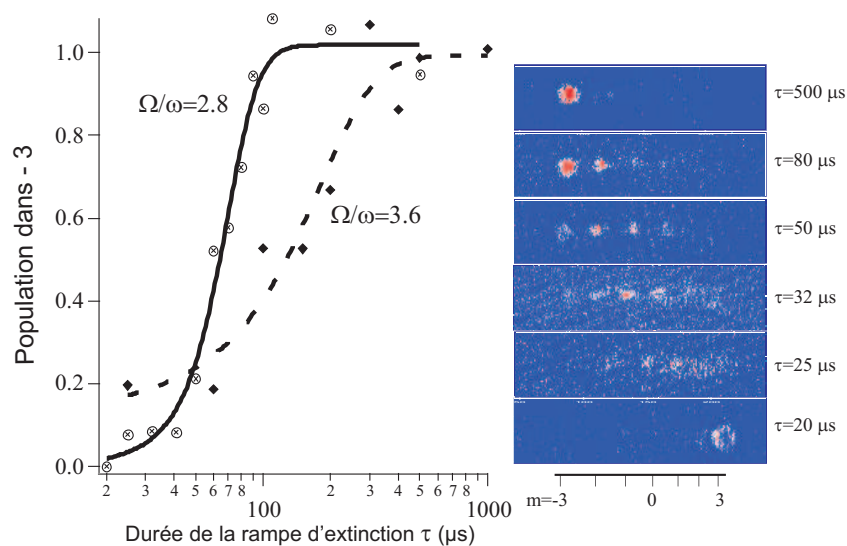


FIG. 4.10 – Population restant dans l'état fondamental $|m = -3\rangle$ après habillage par la rf, en fonction du temps d'extinction de la rf τ entre $\Omega_{rf}/\omega = 2.8$ et zéro. A droite : image par absorption des différentes composantes, après habillage du condensat par la rf puis expansion de 35 ms dans le piège optique horizontal plus le gradient magnétique, pour différentes valeurs de τ .

respecté pour $B_{\parallel} \approx 20$ mG ce qui est cohérent avec la figure 4.11.

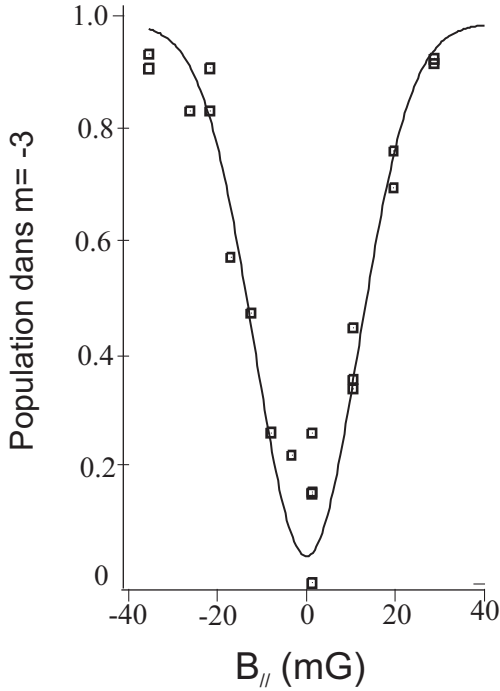


FIG. 4.11 – Probabilité que le processus d'allumage de la rf soit adiabatique, en fonction de la composante du champ statique parallèle à la rf B_{\parallel} . La rf est allumée en $20 \mu\text{s}$ à une valeur $\Omega_{rf}/\omega = 3.25$, puis les différents sous-états habillés sont séparés par un gradient afin de mesurer la population restant dans l'état habillé de plus basse énergie. Le trait plein est un ajustement par une fonction gaussienne.

Cette expérience nous permet d'ajuster la composante parallèle B_{\parallel} afin que les états soient le plus proche possible de la dégénérescence quand la fonction de Bessel s'annule. Le fait que l'on puisse traverser le croisement évité de façon diabatique montre que les états sont proches de la dégénérescence quand la fonction de Bessel s'annule. Cependant, nous n'avons pas observé de signature de cette dégénérescence, comme des oscillations cohérentes entre les composantes de spin. L'écart d'énergie entre les sous-états habillés, qui vaut $g_J \mu_B B_{\parallel}$, est trop élevé dans notre expérience, car nous n'avons pas un contrôle suffisamment précis de B_{\parallel} .

Une solution envisagée est l'utilisation d'un asservissement du champ magnétique pour rendre la composante parallèle suffisamment faible pour que l'écart d'énergie entre les sous-états habillés soit bien plus faible que le potentiel chimique du condensat.

Une autre solution encore à l'étude consisterait à d'utiliser deux champs rf indépendants, perpendiculaires, afin d'annuler g_J dans les trois directions de l'espace.

Le fait de pouvoir habiller adiabatiquement les atomes est une nouveauté par rapport aux études spectroscopiques des références [65, 66]. Ce résultat est essentiel si l'on veut utiliser la rf pour obtenir un condensat multi-composantes dans l'état fondamental.

4.3 Relaxation dipolaire assistée par la rf

Nous avons étudié la stabilité du condensat en présence de rf. Les collisions entre atomes habillés ont fait l'objet de plusieurs études théoriques [68, 67]. Dans la référence [68] les auteurs s'intéressent en particulier aux collisions inélastiques entre atomes habillés par un champ magnétique radiofréquence au cours desquelles la paire d'atomes change de multiplicité rf. Dans de nombreuses expériences de condensation de Bose-Einstein, le refroidissement évaporatif repose sur un champ rf qui habille les atomes et permet d'expulser ceux dont l'énergie cinétique est la plus élevée [1, 3, 2]. La question des collisions inélastiques dans ce type de piège habillé par la rf est cruciale car ces collisions sont la source de pertes et de chauffage. Les collisions inélastiques à deux corps étudiées dans [68] reposent sur le couplage entre un état collisionnel entrant est un état collisionnel sortant de plus basse énergie (appartenant à une autre multiplicité). Ce couplage peut être dû à l'interaction d'échange de spin ou à l'interaction dipôle-dipôle magnétique. D'après [68], les collisions inélastiques entre états habillés impliquant l'émission ou l'absorption d'un photon rf sont négligeables dans les conditions expérimentales typiques des expériences de condensation d'atomes alcalins. Jusqu'à notre expérience, aucune mise en évidence expérimentale de ce type de collisions n'a été démontrée.

4.3.1 Mise en évidence du phénomène

Dans le cas du chrome, l'interaction dipôle-dipôle est 36 fois plus élevée que pour les alcalins. De plus, dans notre expérience nous pouvons imposer des champs rf de puissance élevée. Nous avons observé une diminution spectaculaire de la durée de vie du condensat polarisé dans le sous-état habillé de plus basse énergie en présence de rf. La durée de vie du condensat dans $|m = -3\rangle$ sans rf, due essentiellement à des collisions avec le gaz résiduel, est de l'ordre de 10 s. Le condensat habillé par la rf a une durée de vie qui diminue quand la puissance rf augmente, jusqu'à quelques dizaines de millisecondes pour les paramètres de champs magnétiques (rf et statique) typiques de l'étude précédente (paragraphe 4.2).

La relaxation dipolaire

Contrairement aux collisions d'échange de spin, dans lesquelles la projection du spin total sur l'axe de quantification m_S est conservée, les collisions avec relaxation dipolaire impliquent une modification de m_S . En effet l'interaction dipôle-dipôle ne conserve pas le spin mais plutôt le moment angulaire total. Le potentiel d'interaction entre deux moments magnétiques $\vec{\mu}_1 = g_J \mu_B \vec{S}_1$ et $\vec{\mu}_2 = g_J \mu_B \vec{S}_2$ de positions \vec{r}_1 et \vec{r}_2 s'écrit :

$$V_{dd}(\vec{r}) = \mu_0 (g_J \mu_B)^2 \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 - 3 (\vec{S}_1 \cdot \hat{r}) (\vec{S}_2 \cdot \hat{r})}{4\pi r^3} \quad (4.24)$$

où \vec{S}_1 et \vec{S}_2 sont les matrices de spin, $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ et $\hat{r} = \vec{r}/r$.

Dans le cas spécifique de deux atomes de ^{52}Cr dans l'état fondamental et dans le sous-état Zeeman $|m_J = 3\rangle$, les deux canaux de relaxation sont :

– Canal 1 :

$$|3, 3\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|3, 2\rangle + |2, 3\rangle) \quad (4.25)$$

$$\Delta E = g_J \mu_B B \quad (4.26)$$

– Canal 2 :

$$|3, 3\rangle \longrightarrow |2, 2\rangle \quad (4.27)$$

$$\Delta E = 2g_J \mu_B B \quad (4.28)$$

où ΔE est le gain en énergie cinétique de la paire d'atomes dû à la relaxation. Pour deux atomes dans $|m_J = 3\rangle$ la relaxation dipolaire est toujours possible et est exo-énergétique. Au contraire, pour deux atomes dans $|m_J = -3\rangle$ la relaxation dipolaire est endoénergétique.

Relaxation dipolaire entre états habillés par la rf

Nous observons des pertes inélastiques alors que le condensat, initialement polarisé dans $|m_S = -3\rangle$, est habillé adiabatiquement par la rf. L'atome reste pourtant dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie : ces collisions inélastiques s'accompagnent de l'absorption ou de l'émission d'un photon rf, la paire atomique change de multiplicité rf. Il s'agit d'un processus de relaxation dipolaire assistée par la rf. Pour un condensat dans $|m = -3\rangle$ la relaxation dipolaire est interdite énergétiquement à basse température. En présence de rf, cette interdiction n'est plus valable si la relaxation dipolaire s'accompagne de l'absorption d'un ou plusieurs photons rf. La figure 4.12 présente les états habillés, groupés dans une série de multiplets ayant une structure de spin identique au cas sans rf.

Deux atomes dans l'état $m_S = -3$, dans un champ statique B , en présence de N photons rf d'énergie $\hbar\omega_{rf}$, peuvent subir une relaxation dipolaire suivant deux séries de canaux, déclenchée par l'absorption de $\Delta N = N - N'$ photons rf :

– Canal 1 :

$$|-3, -3, N\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|-3, -2, N'\rangle + |-2, -3, N'\rangle) \quad (4.29)$$

$$\Delta E = -g_J \mu_B B + \Delta N \hbar\omega_{rf} \quad (4.30)$$

– Canal 2 :

$$|-3, -3, N\rangle \longrightarrow |-2, -2, N'\rangle \quad (4.31)$$

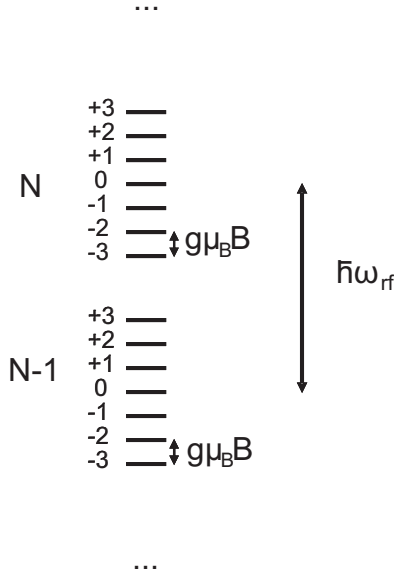


FIG. 4.12 – Niveaux d'énergie de l'atome habillé par la rf, pour un champ rf de fréquence grande devant la fréquence de transition atomique. Seuls les multiplets correspondant à la présence de \$N\$ et \$N-1\$ photons sont représentés.

$$\Delta E = -2g_J\mu_B B + \Delta N\hbar\omega_{rf} \quad (4.32)$$

Ces collisions sont permises énergétiquement à basse température pourvu que l'énergie de sortie ΔE soit positive, ce qui est le cas pour un nombre de photons absorbés suffisant : $\Delta N > g_J\mu_B B/\hbar\omega_{rf}$. Il est intéressant de noter que pour un champ rf de fréquence grande devant la fréquence de Larmor, la quasi totalité de l'énergie du photon rf est convertie en énergie cinétique. Il s'agit donc d'une énergie bien supérieure à l'effet de recul habituellement observé lors de l'absorption d'un photon, celui-ci est négligeable dans ce processus.

Les pertes à deux corps induites par la relaxation dipolaire sont caractérisées par le paramètre de pertes à deux corps β . L'évolution de la densité atomique vérifie l'équation (en l'absence d'évaporation et si on néglige les pertes à trois corps) :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\Gamma_1 n(t) - \beta n(t)^2 \quad (4.33)$$

où Γ_1 est le taux de pertes à un corps et β le paramètre de pertes à deux corps. $\Gamma_1 \simeq 0.04 \text{ s}^{-1}$ étant connu, nous pouvons déduire β de l'évolution temporelle du nombre d'atomes dans le piège.

Dans le cas d'un gaz thermique, l'équation (4.33) intégrée en supposant une distribution gaussienne devient :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\beta \frac{n_0}{2^{3/2}} N - \Gamma_1 N \quad (4.34)$$

où n_0 est la densité au centre du piège. Cette équation a pour solution :

$$N(t) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma_1 t)}{1 + \frac{K_2 n_0}{\Gamma_1^{23/2}} [1 - \exp(-\Gamma_1 t)]} \quad (4.35)$$

Dans le cas d'un condensat, la distribution de densité n'est pas gaussienne (voir paragraphe (3.3.2)). L'équation (4.33) intégrée selon le profil de densité de Thomas-Fermi s'écrit :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\beta c_2 N^{7/5} - \Gamma_1 N \quad (4.36)$$

où $c_2 = \frac{15^{2/5}}{14\pi} \left(\frac{m\bar{\omega}}{\hbar\sqrt{a}} \right)^{6/5}$ [76]. $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)$ est la fréquence moyenne du piège et a est la longueur de diffusion en onde s.

Le nombre d'atomes dans le piège au bout d'un temps t vaut donc :

$$N(t) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma_1 t)}{1 + \frac{N_0^{2/5} \beta c_2}{\Gamma_1} [1 - \exp(-\frac{2}{5}\Gamma_1 t)]^{5/2}} \quad (4.37)$$

Nous avons mesuré β pour un condensat soumis à un champ rf hors résonance, en fonction de la puissance rf (voir figure 4.13). Pour l'évaluer, nous mesurons le nombre d'atomes dans le condensat au bout d'un temps fixe et nous en déduisons β grâce à l'équation (4.37).

Nous avons mené cette expérience pour deux configurations différentes. Dans le premier cas, le champ statique (horizontal) est perpendiculaire au champ rf (vertical). Dans le second cas, le champ statique est vertical et parallèle au champ rf. Dans les deux cas cependant le champ statique est très faible devant le champ rf, ce qui explique la similarité des résultats : on peut supposer que dans la limite où le champ statique tend vers zéro, l'orientation relative des deux champs n'a pas d'importance.

Dans le cas perpendiculaire, nous observons une résonance de pertes autour de $\Omega_{rf}/\omega_{rf} \approx 0.5$. Nous avons identifié la cause de cette résonance comme étant un bruit technique dû à l'amplificateur rf. Celui-ci délivre des fréquences parasites dans la bobine rf qui sont à résonance avec la fréquence de Larmor statique pour certaines valeurs de Ω_{rf} . Cela se traduit par un couplage entre différents sous-états Zeeman au sein d'une même multiplicité (dans le cas parallèle, le couplage rf est nul entre états habillés). Les sous-états supérieurs à $m_S = -3$ ainsi produits sont ensuite éjectés du piège par des collisions avec relaxation dipolaire indépendantes de la rf.

4.3.2 Taux de relaxation dipolaire assistée par la rf dans le cas parallèle

Bien que nous ayons observé ces collisions en premier lieu pour un champ statique perpendiculaire au champ rf, nous avons étudié plus en détail le cas parallèle pour lequel

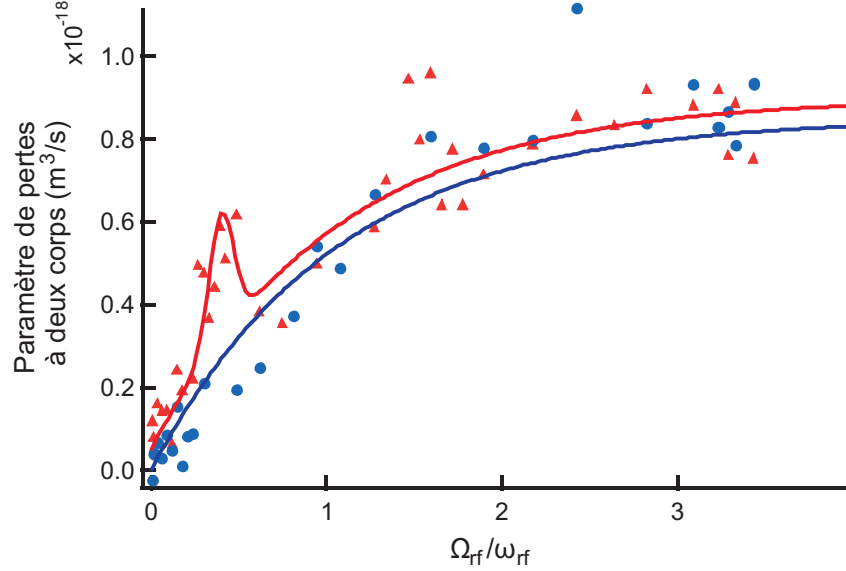


FIG. 4.13 – Paramètre de pertes à deux corps du condensat en présence d'un champ rf non résonnant en fonction du rapport Ω_{rf}/ω_{rf} pour un champ statique parallèle (cercles bleus) et perpendiculaire (triangles rouges) au champ rf. Les traits pleins sont des guides pour les yeux.

le calcul théorique du taux de collision est plus simple. Notre théorie n'est pas valable dans le cas perpendiculaire. Néanmoins, la similarité des résultats entre les deux cas mise en évidence sur la figure 4.13 indique que l'interprétation physique est la même.

La détermination du taux de relaxation dipolaire assistée par la rf se fait à partir des états habillés décrits au paragraphe (4.1.1). Le couplage dû à l'interaction dipolaire entre états habillés est ensuite calculé au premier ordre de la théorie des perturbations.

Calcul de la section efficace de relaxation dipolaire assistée par la rf

On reprend ici le formalisme développé au paragraphe (4.1.1). En l'absence de l'interaction dipolaire, l'hamiltonien décrivant deux particules dans un champ statique B en présence d'un champ rf strictement parallèle s'écrit :

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2M} \Delta + g_J \mu_B B S_z + \hbar \omega_{rf} a^\dagger a + \lambda S_z (a + a^\dagger) \quad (4.38)$$

où $M = m/2$ est la masse réduite et $\lambda = 2\hbar\Omega_{rf}/\sqrt{N}$.

Les états propres de ce Hamiltonien s'écrivent :

$$\widetilde{|\vec{k}, m_1, m_2, N\rangle} = T_{m_1, m_2}^\dagger |\vec{k}, m_1, m_2, N\rangle \quad (4.39)$$

où $T_{m_1, m_2} = \exp \left[-\frac{(m_1 + m_2)\lambda}{\hbar\omega_{rf}} (a - a^\dagger) \right]$ est l'opérateur translation associé au champ rf, \vec{k} est le vecteur d'onde relatif des deux atomes et m_1 et m_2 décrivent les états de spin des deux atomes.

Leurs énergies propres sont :

$$E_{\vec{k}, m_1, m_2, N} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} + N\hbar\omega_{rf} + g_J \mu_B B(m_1 + m_2) - \frac{\lambda^2(m_1 + m_2)^2}{\hbar\omega_{rf}}. \quad (4.40)$$

Le terme $\frac{\lambda^2(m_1 + m_2)^2}{\hbar\omega_{rf}}$ peut être négligé quand $N \gg 1$.

Nous calculons ensuite l'élément de matrice du couplage par l'interaction dipôle-dipôle V_{dd} entre deux états habillés, au premier ordre de la théorie des perturbations :

$$A = \left\langle \widetilde{\vec{k}'}, m'_1, m'_2, N' \left| V_{dd} \right| \widetilde{\vec{k}}, m_1, m_2, N \right\rangle \quad (4.41)$$

$$A = \left\langle \vec{k}', m'_1, m'_2 \left| V_{dd} \right| \vec{k}, m_1, m_2 \right\rangle \langle N' | \exp \left[\frac{\lambda\Delta m}{\hbar\omega_{rf}} (a^\dagger - a) \right] | N \rangle$$

où $\Delta m = m'_1 + m'_2 - m_1 - m_2$.

Le premier terme de cette équation $\left\langle \vec{k}', m'_1, m'_2 \left| V_{dd} \right| \vec{k}, m_1, m_2 \right\rangle$ décrit la relaxation dipolaire sans rf. Le second terme vaut¹ :

$$\langle N' | \exp \left[\frac{\lambda\Delta m}{\hbar\omega_{rf}} (a^\dagger - a) \right] | N \rangle = J_{N'-N} \left(\frac{2\Omega_{rf}\Delta m}{\hbar\omega_{rf}} \right). \quad (4.42)$$

J_N étant la fonction de Bessel d'ordre N .

Les sections efficaces de collision correspondant aux canaux de relaxation dipolaire 1 et 2 se calculent dans l'approximation de Born selon la méthode décrite dans [40], qui consiste à intégrer sur toutes les valeurs possibles des vecteurs d'onde initial (\vec{k}_i) et final (\vec{k}_f) la norme au carré de la transformée de Fourier du couplage $\left| \tilde{A}(\vec{k}_f - \vec{k}_i) \right|^2$:

$$\sigma_1 = \frac{8\pi}{15} S^3 \left(\frac{d^2 M}{\hbar^2} \right)^2 f \left(\frac{k_f^{(1)}}{k_i} \right) \frac{k_f^{(1)}}{k_i} \left| J_{N'-N} \left(\frac{2\Omega_{rf}}{\omega_{rf}} \right) \right|^2 \quad (4.43)$$

$$\sigma_2 = \frac{8\pi}{15} S^2 \left(\frac{d^2 M}{\hbar^2} \right)^2 f \left(\frac{k_f^{(2)}}{k_i} \right) \frac{k_f^{(2)}}{k_i} \left| J_{N'-N} \left(\frac{4\Omega_{rf}}{\omega_{rf}} \right) \right|^2 \quad (4.44)$$

¹Calcul en appendice ?

où $S = 3$ est le spin, $d^2 = \frac{\mu_0}{4\pi}(g_J\mu_B)^2$, et

$$f(x) = 1 + \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{8} \frac{(1-x^2)^2}{x(1+x^2)} \log \left(\frac{(1-x)^2}{(1+x)^2} \right) \right) \quad (4.45)$$

k_i et k_f sont reliés par l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\hbar^2 k_f^2}{2M} = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M} + \hbar\omega_{rf}(N - N') - g_J\mu_B B\Delta m \quad (4.46)$$

L'énergie de sortie étant bien plus grande que l'énergie de collision, la fonction $f\left(\frac{k_f}{k_i}\right)$ vaut 2 [40].

La section efficace totale de relaxation dipolaire σ se déduit des équations (4.43) et (4.44) en sommant sur tous les nombres de photons absorbés et tous les vecteurs d'onde finaux possibles. Elle est reliée au paramètre que nous mesurons, le paramètre de pertes à deux corps β , par la relation :

$$\beta = 2\sigma v_{rel} = \frac{2\hbar}{M}\sigma k_i \quad (4.47)$$

où v_{rel} est la vitesse relative des deux atomes en collision. Comme $\sigma \propto 1/k_i$, on en déduit que le paramètre de relaxation dipolaire assistée par la rf ne dépend pas du vecteur d'onde initial de la collision.

Mesure du paramètre de relaxation dipolaire

Nous avons mesuré le paramètre de relaxation dipolaire β en fonction de la puissance rf, pour un condensat et pour un gaz thermique proche de la condensation polarisés dans $m_S = -3$. Dans les deux cas l'énergie de collision est beaucoup plus faible que l'énergie de sortie et β ne dépend pas de la température car $f(k_f/k_i) \simeq 2$.

Afin de mesurer β nous appliquons un champ statique vertical faible (≈ 30 mG correspondant à une fréquence de Larmor de 100 kHz) ainsi qu'un champ rf polarisé verticalement de fréquence 300 kHz et de pulsation de Rabi variable, pendant un temps fixe (20 ms) court devant le temps de vie du gaz sans rf (≈ 10 s). Le nombre d'atomes restants après les 20 ms de rf nous permet de déduire le paramètre de pertes assistées par la rf d'après les équations (4.35) pour un gaz thermique et (4.37) pour un condensat.

Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 4.14. Il est comparé à la prédiction des équations (4.43) et (4.44) pour un gaz thermique, tracée sans paramètre ajustable. Pour ce calcul nous n'avons pris en compte que la contribution des collisions avec absorption de moins de 10 photons car les fonctions de Bessel d'ordre supérieur à 10 sont négligeables pour les valeurs de Ω_{rf}/ω_{rf} accessibles².

L'accord des mesures avec la théorie est cohérent avec nos incertitudes systématiques sur le nombre d'atomes et les fréquences du piège. Le paramètre de pertes pour

²Par exemple, $J_{10}(5) \simeq 0.0015$

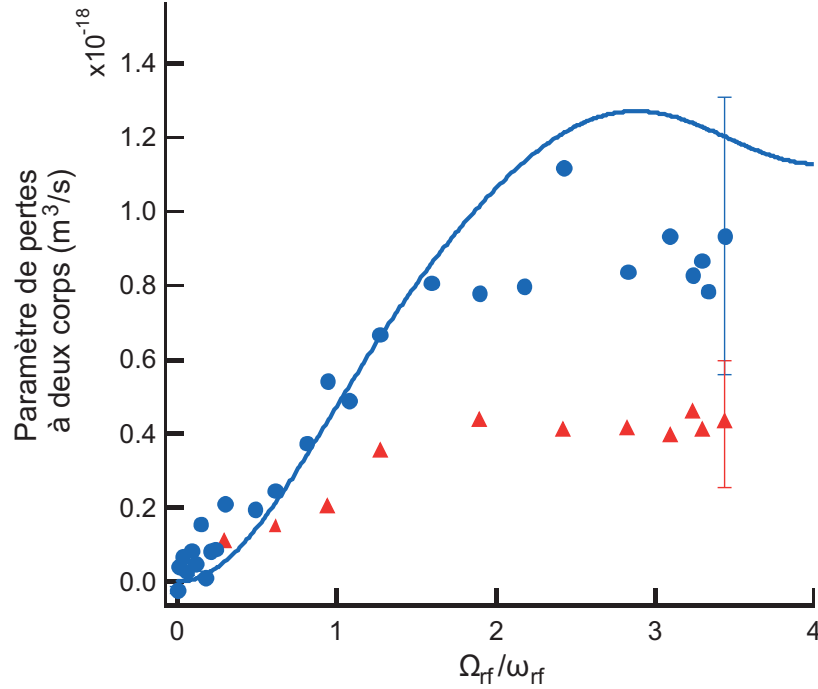


FIG. 4.14 – Paramètre de pertes à deux corps du condensat en présence d'un champ rf parallèle non résonnant en fonction du rapport Ω_{rf}/ω_{rf} pour un gaz thermique (cercles bleus) et pour un condensat (triangles rouges). Trait plein : Paramètre de pertes à deux corps calculé numériquement à partir des équations (4.43) et (4.44) pour $N \leq 10$.

un condensat est systématiquement inférieur d'un facteur deux au cas d'un gaz thermique, ce qui est attendu comme conséquence de la différence d'un facteur deux entre la fonction de corrélation d'un condensat et celle d'un gaz thermique.

4.3.3 Contrôle de la relaxation dipolaire

L'utilisation d'un champ rf pour fournir l'énergie nécessaire à la relaxation dipolaire entre atomes dans l'état $m_S = -3$ constitue un moyen d'en contrôler à la fois le taux de collision et l'énergie de sortie.

Le taux de collision dépend du paramètre Ω_{rf}/ω via la fonction $\sum_{\Delta N} |J_{\Delta N}(\Omega_{rf}/\omega)|^2 k_f$. La fonction de Bessel $J_{\Delta N}(\Omega_{rf}/\omega)$ ne prend des valeurs non négligeables que pour des valeurs de Ω_{rf}/ω de l'ordre de ΔN ou supérieures. Le nombre de photons intervenant dans la collision est donc fixé par Ω_{rf}/ω .

L'énergie libérée lors de la collision est déterminée dans les équations 4.30 et 4.32 par la fréquence rf ω , et par le nombre de photons mis en jeu.

Relaxation dipolaire dans un grand champ statique

Afin de vérifier notre capacité à maîtriser les caractéristiques de la relaxation dipolaire, nous avons observé les pertes par relaxation dipolaire dans un condensat polarisé dans $m_S = -3$, en présence d'un champ rf parallèle au champ statique et de fréquence ω inférieure à la fréquence de Larmor ω_0 , de sorte que l'absorption de plusieurs photons rf est nécessaire pour que la collision soit permise énergétiquement.

Nous avons fixé le champ statique à $\omega_0/2\pi = 1,21$ MHz et la fréquence rf à $\omega/2\pi = 300$ kHz. Au moins cinq photons rf doivent alors être absorbés pour fournir une énergie suffisante à la collision. Nous avons mesuré le paramètre de pertes à deux corps β correspondant en fonction du rapport Ω_{rf}/ω , présenté sur la figure 4.15. Sur cette figure le paramètre β correspondant à une fréquence de Larmor inférieure à la fréquence rf a également été tracé à titre de comparaison. Dans le cas où le champ statique est grand, le paramètre β est très faible pour $\Omega_{rf}/\omega < 1$, ce qui est en accord avec le calcul théorique : les fonctions de Bessel correspondant à l'absorption de cinq photons ou plus tendent vers zéro.

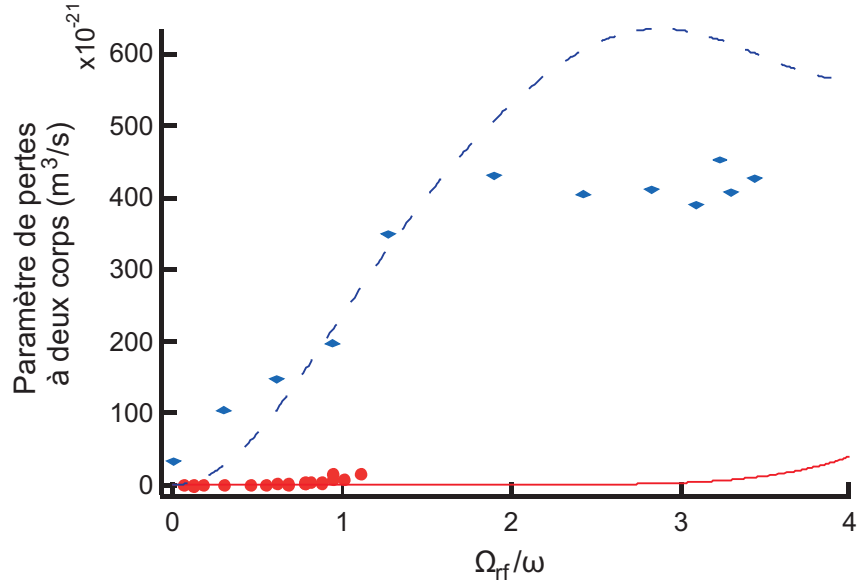


FIG. 4.15 – Paramètre de pertes à deux corps en fonction de la pulsation de Rabi rf, pour deux valeurs différentes du champ statique. Cercles rouges : Le champ statique vaut $\omega_0/2\pi = 1,21$ MHz alors que la fréquence rf vaut $\omega/2\pi = 300$ kHz, au moins cinq photons rf doivent alors être absorbés pour fournir une énergie suffisante à la collision, ce qui n'est possible que pour un rapport Ω_{rf}/ω élevé. Losanges bleus : Le champ statique vaut $\omega_0/2\pi = 100$ kHz alors que la fréquence rf vaut $\omega/2\pi = 300$ kHz, l'absorption d'un seul photon rf suffit à la collision. Les traits plein et discontinu correspondent au calcul théorique présenté au paragraphe 4.3.2.

Cependant, β prend des valeurs plus grandes que ce que prédit la théorie quand

Ω_{rf}/ω est supérieur à 1. Une interprétation probable de ces pertes supplémentaires est le fait que le champ rf n'est pas parfaitement parallèle au champ statique. De ce fait, la rf peut induire un couplage entre les sous-états Zeeman et être à l'origine d'un petit nombre d'atomes dans $|m_J = -2\rangle$, qui subissent de la relaxation dipolaire sans échange de photon rf.

Effet Einstein-De Haas

Lors d'une collision avec changement du spin total de la paire atomique, telle que la relaxation dipolaire, la conservation du moment cinétique total impose la création de moment cinétique orbital. Cet effet, analogue à l'effet Einstein-De Haas, n'a jamais été observé avec des atomes froids. Une possibilité serait d'utiliser un condensat. La relaxation dipolaire peut se traduire par la mise en rotation de celui-ci, avec l'apparition de structures similaires à des vortex [71, 75]. Cependant l'observation de ces vortex nécessite le maintien d'une cohérence de phase : l'énergie libérée lors de la collision doit être bien inférieure à une énergie de l'ordre du potentiel chimique du condensat. Pour cela, il faut que le champ statique soit très bien contrôlé à une valeur proche de zéro, ce qui est techniquement difficile. Pour notre expérience par exemple, le potentiel chimique peut atteindre une valeur de l'ordre de 10 kHz, ce qui implique que le champ statique soit très inférieur à 3 mG. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un blindage magnétique, ce qui est peu compatible avec une expérience de condensation telle que la nôtre, qui nécessite beaucoup d'accès optique.

Une autre possibilité est d'utiliser un champ rf, afin de fixer l'énergie de sortie de la relaxation dipolaire assistée par la rf à une valeur inférieure au potentiel chimique du condensat. Si le champ rf, parallèle au champ statique, est très proche de résonance, et le rapport Ω_{rf}/ω inférieur à 1 de sorte que seules les collisions avec absorption d'un seul photon sont non négligeables ; alors l'énergie de sortie $\Delta E \simeq g_J \mu_B B - \hbar\omega$ peut être proche de zéro. Pour qu'elle soit inférieure au potentiel chimique de l'ordre de 10 kHz, il faut contrôler le champ statique au milligauss près, mais cette fois pour un champ non nul, ce qui est techniquement plus facile. La principale difficulté technique réside dans la nécessité que les deux champs, statique et rf, soient parfaitement parallèles, afin que la rf ne couple pas les sous-niveaux Zeeman entre eux.

Etude d'une résonance de Feshbach en onde d

Ce chapitre présente l'étude d'une résonance de Feshbach du ^{52}Cr , qui a la particularité d'impliquer des collisions en onde d. Il en résulte plusieurs conséquences sur les manifestations physiques de cette résonance dans un gaz d'atomes froids, que nous avons caractérisées.

Le terme de résonance de Feshbach dans le cadre des gaz d'atomes froids se réfère à l'augmentation résonante de la section efficace de diffusion entre deux particules en raison de la présence d'un état moléculaire lié d'énergie égale à l'énergie de collision des atomes¹, quand il existe un couplage entre ces deux potentiels. Une des applications de ce phénomène est la possibilité de modifier les interactions entre atomes qui dépendent de la longueur de diffusion [83]. Dans le cas du chrome par exemple, une résonance de Feshbach a permis d'obtenir un condensat dominé par les interaction dipôle-dipôle en annulant la longueur de diffusion en onde s [35]. Il est également possible d'utiliser une résonance de Feshbach pour produire des molécules diatomiques ultra-froides [84]. Pour les gaz de bosons polarisés les résonances de Feshbach en onde s sont les plus courantes, car la diffusion en onde s est dominante dans les collisions à basse température. Pour les fermions, les résonances en onde s sont également utilisées pour étudier la transition BEC-BCS [85]. Enfin, le cas d'une résonance en onde p a été étudié pour un gaz de fermions polarisés [86].

Dans le cas de la résonance que nous avons étudiée, mentionnée pour la première fois dans [33], c'est l'interaction dipôle-dipôle qui couple un potentiel de collision de moment orbital $l = 2$ à un état moléculaire lié de moment orbital nul. Cette résonance n'a pas d'effet sur un condensat, pour lequel la section efficace de collision en onde d est négligeable. Nous l'avons donc étudiée dans un gaz thermique, pour des températures comprises entre $4 \mu\text{K}$ et $20 \mu\text{K}$.

5.1 Description de la résonance de Feshbach

L'existence de la résonance de Feshbach que nous avons étudiée est une manifestation de l'interaction dipôle-dipôle, qui couple l'état moléculaire entrant :

¹Pour des atomes froids, celle-ci est proche de la limite de dissociation du potentiel moléculaire entrant.

$$|1\rangle = |S = 6, m_S = -6, l = 2, m_l = 1\rangle \quad (5.1)$$

à l'état sortant :

$$|2\rangle = |S = 6, m_S = -5, l = 0, m_l = 0\rangle. \quad (5.2)$$

Ce couplage devient résonant quand le champ magnétique statique est tel que l'énergie du dernier état vibrationnel lié de l'état $|2\rangle$ est dégénérée avec celle de l'état dissocié $|1\rangle$. La section efficace de collision en onde d est négligeable à basse température car les atomes doivent traverser par effet tunnel la barrière centrifuge associée au potentiel en onde d (voir figure 5.1). Cette barrière a une hauteur de l'ordre du milliKelvin. Cependant dans le cas d'une résonance de Feshbach, la présence de l'état lié à résonance avec l'état collisionnel en onde d augmente fortement la probabilité d'effet tunnel et le couplage entre ces deux états n'est plus négligeable.

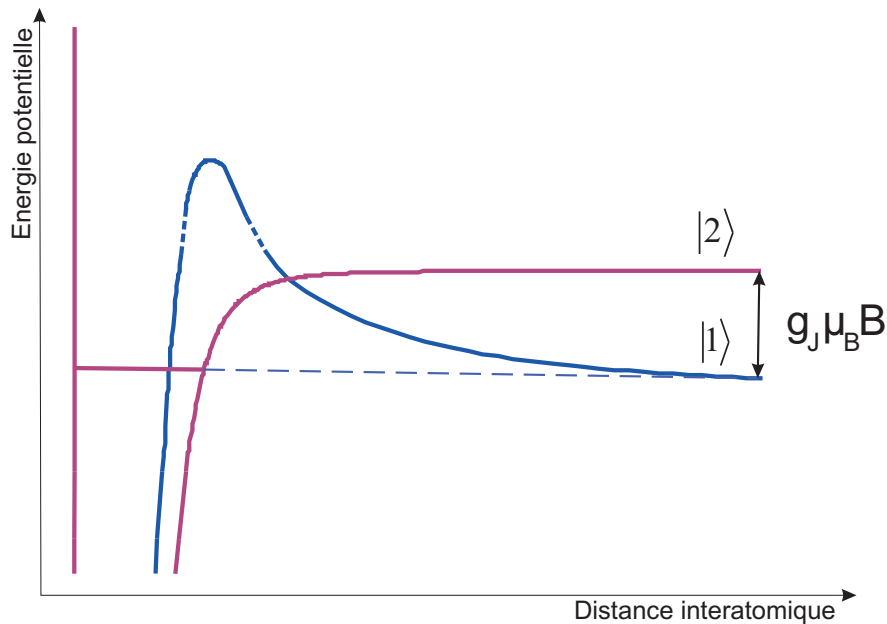


FIG. 5.1 – Schéma des potentiels interatomiques des états moléculaires $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Les énergies ne sont pas à l'échelle.

Dans un condensat isotrope, la section efficace de collisions en onde d est nulle car la symétrie de la fonction d'onde de chaque paire d'atomes est purement s . D'autre part, comme nous le verrons par la suite, la largeur de la résonance étudiée diminue fortement avec la température. C'est pour cette raison que nous avons étudié cette résonance de Feshbach dans un gaz thermique.

Afin de caractériser la résonance de Feshbach nous mesurons les pertes atomiques dans un gaz de ^{52}Cr polarisé dans $m_S = -3$, en fonction du champ magnétique statique.

Quand les états moléculaires $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont dégénérés, des paires d'atomes en collision sont couplées à l'état moléculaire lié. Cet état, dans le plus haut état vibrationnel, a une durée de vie dans le piège très courte car il subit des collisions inélastiques avec les atomes du piège, dans lesquelles une partie de son énergie vibrationnelle est transférée en énergie cinétique (désexcitation vibrationnelle).

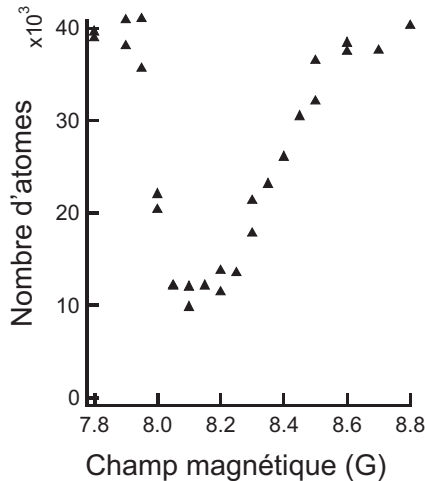


FIG. 5.2 – a) Nombre d'atomes restant dans le piège après 10 s en fonction du champ magnétique, pour un gaz de température $T \simeq 15 \mu K$. La résonance de Feshbach crée un pic de pertes autour de $B \simeq 8.1 G$.

La figure 5.2 présente le nombre d'atomes restants après 10 secondes dans le piège optique en présence d'un champ magnétique statique, en fonction de la valeur du champ magnétique. On observe un pic de pertes autour de $B = 8,3 G$ dû à la résonance de Feshbach. En dehors du pic, la diminution du nombre d'atomes entre $t = 0$ et $t = 10$ s, de l'ordre de 50 %, est exponentielle. Elle est due principalement aux pertes à un corps. Dans le pic, les pertes sont non-exponentielles, comme illustré sur la figure 5.3. Pour ces données nous laissons le gaz thermaliser afin que les pertes par évaporation deviennent négligeables. La courbe du bas de la figure 5.3 présente la température du gaz en fonction du temps. On observe une diminution de la température du gaz pendant les cinq premières secondes, c'est pour cette raison que la mesure à la résonance se fait en modifiant le champ au bout de cinq secondes. On observe également une légère augmentation de la température du gaz quand le champ magnétique est dans la résonance de Feshbach. Ce chauffage peut être due aux pertes à trois corps : ces pertes dont le taux dépend de la densité sont plus importantes pour les atomes au centre du piège où la densité est la plus élevée. Ce sont également les atomes qui ont l'énergie la plus faible. Expulser du piège les atomes les plus froids mène donc à une augmentation de la température du gaz après thermalisation. Cette augmentation est inférieure à 10%.

Le pic de pertes est la signature de la résonance de Feshbach que nous étudions. Comme nous le verrons par la suite, les molécules produites ont un temps de vie trop court pour s'accumuler dans le piège. Par conséquent, la seule manifestation de la résonance de Feshbach que nous observons est la présence de pertes résonantes, non exponentielles et qui dépendent du champ magnétique. De plus la largeur de cette

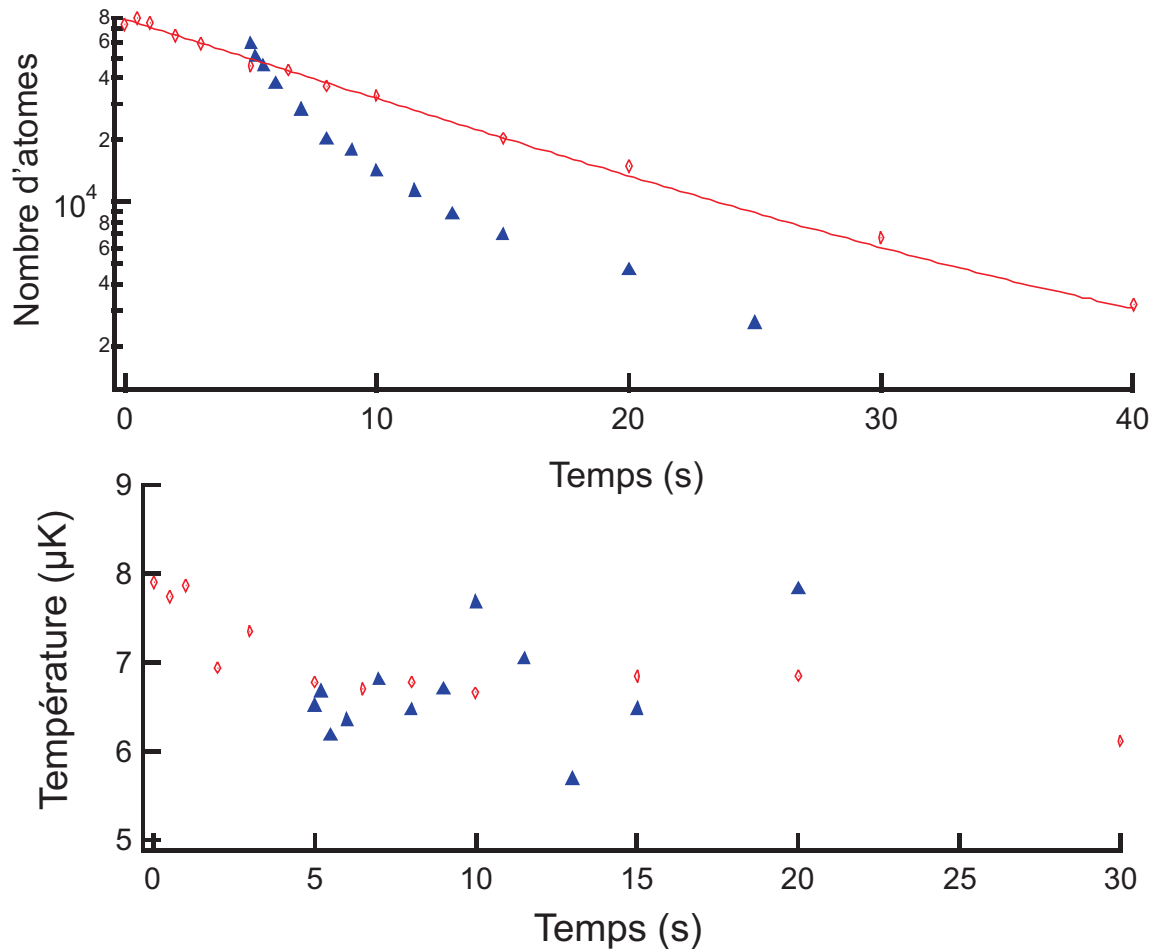


FIG. 5.3 – Haut : nombre d'atomes dans le piège en fonction du temps pour un gaz de température $T \simeq 7 \mu\text{K}$. Cercles bleus : pour un champ magnétique en dehors de la résonance ($B \simeq 7.9$ G). Le trait plein correspond à un ajustement exponentiel. Triangles rouges : au bout de cinq secondes, on modifie brusquement le champ magnétique de $B \simeq 7.9$ G à $B \simeq 8.1$ G. L'évolution du nombre d'atomes est alors non exponentielle à cause de la résonance de Feshbach. Bas : Température en fonction du temps, dans les mêmes conditions.

résonance étant très petite comme nous le verrons par la suite, nous ne pouvons pas mesurer de modification de la section efficace de collision élastique.

5.2 Caractérisation du processus de pertes

Les collisions dues à la résonance de Feshbach se traduisent par la perte de trois atomes : les deux atomes couplés à l'état moléculaire et un troisième atome collisionnant avec cette molécule. Notre interprétation de ce phénomène repose sur les études menées

dans les références [78] et [81] dans le cadre de résonances en onde s.

Ce processus de collisions à trois corps se fait en deux étapes. Dans une première étape, deux atomes collisionnent en onde d. La présence d'un état lié résonant avec l'énergie de collision permet aux atomes de traverser la barrière de potentiel par effet tunnel et la paire d'atomes entrante est couplée à cet état lié. Ce couplage est décrit par la réaction :



Dans la seconde étape, un troisième atome collisionne avec la paire d'atomes liés Cr_2^* avant qu'elle se dissocie à nouveau par effet tunnel. Dans cette collision l'état vibrationnel de la molécule est modifié, ce qui libère de l'énergie cinétique. L'atome et la molécule sont alors expulsés du piège.

Le processus est donc caractérisé par deux taux différents : le taux $\Gamma_m(\epsilon)$ dépendant de l'énergie de collisions ϵ , qui caractérise la réaction (5.3) ; et l'inverse du temps de vie associé aux collisions inélastiques entre une molécule et un atome $\Gamma_d(n) = \beta_d n$, où n est la densité et β_d est le paramètre de pertes associé à cette réaction. Dans le régime de seuil de Wigner, quand l'énergie de collision est faible, on a $\hbar\Gamma_m(\epsilon) \propto \epsilon^{l+1/2}$ [82]. Le rapport entre ces deux taux est déterminant dans la dynamique de ces pertes que nous nous proposons d'analyser.

La section efficace d'une collision à trois corps renforcée par une résonance est donnée par l'expression de Breit-Wigner [78, 80] :

$$\sigma(k) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_m(\epsilon)\Gamma_d(n)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2/\hbar^2 + [\Gamma_m(\epsilon) + \Gamma_d(n)]^2/4} \equiv \frac{\pi}{k^2} |S(\epsilon, n)|^2 \quad (5.4)$$

où $\epsilon = \hbar^2 k^2/2M$ est l'énergie de collision associée à la réaction (5.3) (M est la masse réduite et \vec{k} le vecteur d'onde de la collision). ϵ_0 est la différence entre l'énergie de l'état lié et l'énergie de dissociation de l'état entrant : $\epsilon_0 = g_J \mu_B (B - B_{res})$, soit le désaccord par rapport à la résonance de Feshbach. La quantité $\Delta\epsilon = |\epsilon - \epsilon_0|$ représente donc la différence entre l'énergie de collision et l'énergie de l'état lié (voir figure 5.4).

La section efficace de collision à trois corps est reliée à la dynamique de pertes par l'équation :

$$\dot{n} = -3 [n\sigma(k)v_r] n \quad (5.5)$$

où $v_r = \hbar k/M$ est la vitesse thermique relative. Par ailleurs, on définit le paramètre de pertes $K_3(k)$ associé à un processus de perte à trois corps, par l'équation :

$$\dot{n} = -K_3(k)n^3 \quad (5.6)$$

On en déduit :

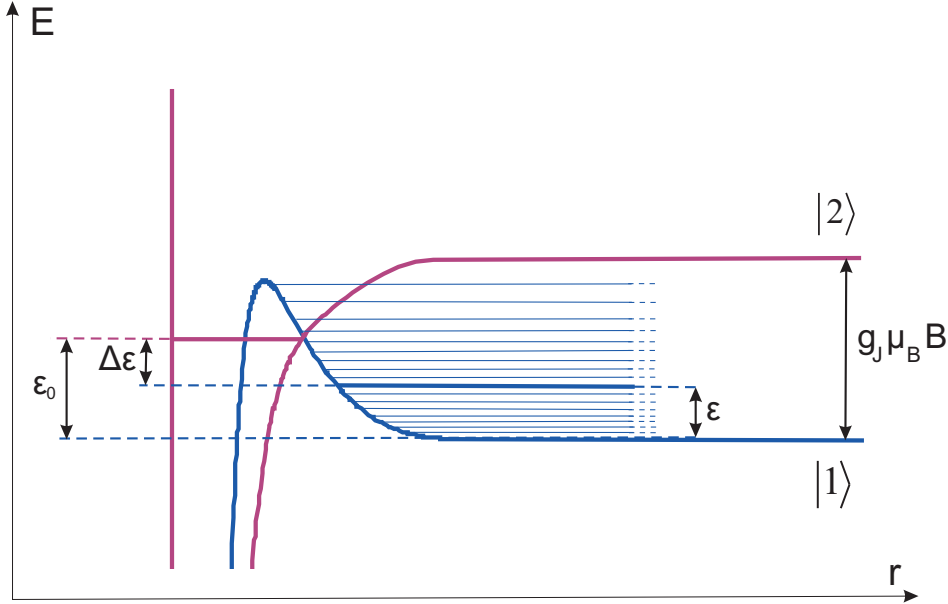


FIG. 5.4 – Potentiels moléculaires en fonction de la distance interatomique r . $\epsilon_0 = g_J \mu_B (B - B_{res})$ est le désaccord par rapport à la résonance de Feshbach. Les échelles d'énergie ne sont pas respectées.

$$K_3(k) = \frac{3\pi v_r}{nk^2} |S(\epsilon, n)|^2 \quad (5.7)$$

Dans un gaz thermique les collisions n'ont pas toutes le même vecteur d'onde k . Le paramètre de pertes qui détermine l'évolution de la densité du gaz à une température donnée s'obtient en moyennant $K_3(k)$ sur la distribution thermique des vitesses, supposée Maxwellienne :

$$K_3(T) = \frac{3}{nhQ_T} \int |S(\epsilon, n)|^2 e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon \quad (5.8)$$

où $Q_T = (2\pi M k_B T / h^2)^{3/2}$ est la fonction de partition translationnelle. L'expression obtenue est proche de celle décrivant dans la référence [77] les pertes d'atomes piégés par photoassociation.

Le résultat de ce calcul est radicalement différent selon les valeurs relatives des trois échelles d'énergie mises en jeu dans l'expression de K_3 : $\hbar\Gamma_m(\epsilon)$, $\hbar\Gamma_d(n)$ et $k_B T$. Afin de déterminer le régime dans lequel se trouve notre système, nous avons confronté à l'expérience les différentes possibilités.

Dans un premier temps, nous comparons le taux de couplage Feshbach Γ_m au taux de relaxation moléculaire Γ_d . $\Gamma_m(\epsilon)$ dépend de l'énergie de collision, mais nous ferons l'hypothèse que la largeur caractéristique du couplage est de l'ordre de $\hbar\Gamma_m^{max} =$

$\hbar\Gamma_m(\epsilon_0^{max})$, où ϵ_0^{max} est la valeur de ϵ_0 pour laquelle les pertes sont maximales. Nous prendrons donc Γ_m^{max} comme taux caractéristique, à comparer à Γ_d . Il est important de remarquer que ϵ_0^{max} n'est pas nécessairement nul : le champ magnétique pour lequel les pertes sont maximales peut être différent de B_{res} . Cela est dû à la distribution thermique des énergies de collisions ϵ , que traduit le terme $\exp[-\epsilon/k_B T]$ dans l'intégrale (5.8).

- Si $\Gamma_d \ll \Gamma_m^{max}$, Γ_d peut être négligé dans le dénominateur de l'équation 5.4. $|S(\epsilon, n)|^2$ est alors proportionnel à Γ_d et donc à la densité n . Par conséquent, $K_3(T)$ ne dépend plus de la densité, et le taux de pertes \dot{n} de l'équation 5.5 est proportionnel à n^3 . Ce résultat peut s'interpréter de la manière suivante : le temps caractéristique nécessaire pour qu'une molécule soit formée par une collision entre deux atomes selon la réaction 5.3, qui est aussi le temps caractéristique pour qu'elle se dissocie selon la réaction inverse, est bien plus court que le temps de vie collisionnel de cette molécule. Par conséquent, une molécule formée a le temps de se dissocier avant de subir une collision inélastique. Pour qu'une collision inélastique ayant pour conséquence la perte de la paire d'atomes formant un dimère et d'un troisième atome ait lieu, il faut que les trois atomes collisionnent au même instant, phénomène dont la probabilité est proportionnelle à la densité au cube.
- Si $\Gamma_m^{max} \ll \Gamma_d$, on ne peut plus négliger le terme dépendant de la densité au dénominateur de l'équation 5.4, le taux de pertes n'est donc pas proportionnel à n^3 . Les molécules formées par la réaction 5.3 ont un temps de vie très court devant le temps de dissociation. Par conséquent, chaque association de molécule donne lieu à une collision inélastique avec un atome.

Afin de déterminer expérimentalement si une des deux hypothèses énoncées ci-dessus doit être considérée, nous avons procédé à une analyse de la dynamique d'évolution du nombre d'atomes au champ magnétique pour lequel les pertes sont maximales $B^{max} = B_{res} + \epsilon_0^{max}/g_J\mu_B$. La décroissance du nombre d'atomes est non-exponentielle. Comme la température varie peu pendant la diminution du nombre d'atomes (moins de 15%), à chaque instant la densité est approximativement proportionnelle au nombre d'atomes. Le mécanisme de pertes est dépendant de la densité, nous le décrivons par l'équation suivante :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma_1 n - K_p n^p \quad (5.9)$$

où Γ_1 est le taux de pertes à un corps dues aux collisions avec le gaz résiduel, et K_p est le paramètre de pertes dépendant de la densité. Comme les atomes sont dans l'état fondamental $|^7S_3, m_S = -3\rangle$ il n'y a pas de collisions inélastiques entre deux atomes. Malgré le fait que les pertes impliquent trois corps, nous ne supposons pas $p = 3$. Au contraire, nous utilisons nos mesures de l'évolution du nombre d'atomes afin de déter-

miner p .

L'évolution du nombre d'atomes est décrite par l'équation suivante, obtenue en intégrant l'équation (5.9) dans l'espace en supposant une distribution gaussienne de taille constante :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} + \Gamma_1 = -\beta_p N^{p-1} \quad (5.10)$$

où

$$\beta_p = \frac{K_p}{p^{3/2} (x_0 y_0 z_0 \pi^{3/2})^{p-1}}. \quad (5.11)$$

Au lieu de tracer le nombre d'atomes dans le piège en fonction du temps, il est utile de tracer la quantité $\xi = \log_{10} \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} + \Gamma_1 \right)$ en fonction de $\log_{10}(N)^2$; la pente de cette droite donne une mesure de $p - 1$.

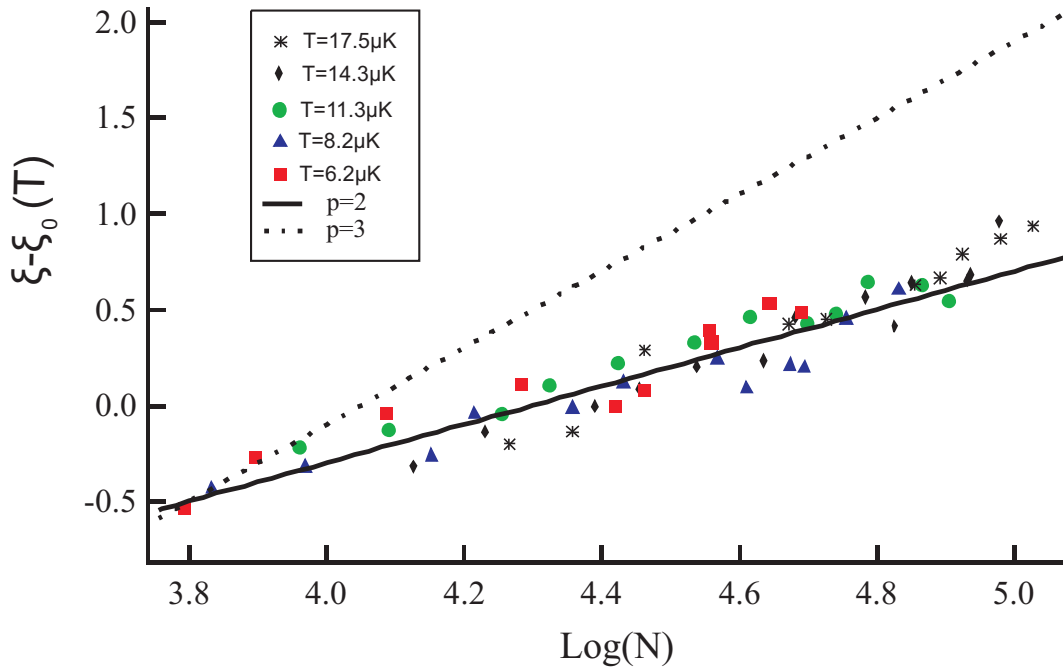


FIG. 5.5 – La quantité ξ définie dans le texte en fonction du logarithme de base 10 du nombre d'atomes, pour cinq températures différentes. Les cinq droites sont décalées sur l'axe des abscisses car on ne s'intéresse qu'à leur pente. La pente de la droite obtenue vaut $p - 1 = 1$. Une droite de pente 2 a été tracée à titre de comparaison (pointillés).

La figure 5.5 présente ce type de droite tracée à partir des données obtenues en menant la même expérience que sur la figure 5.3 pour différentes températures. Comme

² $\Gamma_1 \simeq 5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ayant été mesuré indépendamment.

seule la pente de ces droites nous intéresse, nous avons décalé chaque droite d'une valeur $\xi_0(T)$ sur l'axe des abscisses afin de les faire coïncider pour une valeur donnée du nombre d'atomes. Pour ces données l'évaporation est négligeable. En effet la température varie peu et la décroissance du nombre d'atomes est exponentielle hors résonance (voir figure 5.3).

Toutes les droites obtenues ont une pente de 1, ce qui nous mène à la conclusion que $p = 2$. La décroissance du nombre d'atomes est de la forme :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma_1 n - K_2 n^2 = -\Gamma_1 n - \left[\frac{K_2}{n} \right] n^3 \quad (5.12)$$

Le paramètre de pertes K_3 est donc inversement proportionnel à la densité : $K_3 = K_2/n$. Nous pouvons faire l'hypothèse que $\Gamma_m^{max} \ll \Gamma_d$: le temps de vie des molécules par collision avec un atome est très courte, et chaque molécule formée subit une collision inélastique. Cette dynamique de pertes est décrite par un formalisme de collisions à deux corps, malgré le fait qu'elle se traduise par la perte de trois atomes.

D'après l'hypothèse $\Gamma_m^{max} \ll \Gamma_d$ nous pouvons réécrire l'expression de $|S(\epsilon, n)|^2$:

$$|S(\epsilon, n)|^2 \simeq \frac{\Gamma_m(\epsilon)\Gamma_d(n)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2/\hbar^2 + \Gamma_d(n)^2/4} \quad (5.13)$$

Pour les températures expérimentales (supérieures à $2 \mu\text{K}$), $k_B T/h$ est de l'ordre de 100 kHz. Le temps de relaxation vibrationnelle des molécules de chrome n'est pas connu, mais si l'on suppose qu'il est du même ordre de grandeur que pour les autres espèces bosoniques [82], étant données les densités expérimentales, on peut faire l'hypothèse que $\hbar\Gamma_d(n) \ll k_B T$. La fonction Lorentzienne de l'équation (5.4) est alors très fine et seules les énergies de l'ordre de ϵ_0 contribuent à l'intégrale (5.8). Nous pouvons donc faire l'approximation :

$$\int_0^\infty \frac{\hbar^2 \Gamma_m(\epsilon) \Gamma_d}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{\Gamma_d(n)^2 \hbar^2}{4}} e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon \simeq \Gamma_m(\epsilon_0) e^{-\epsilon_0/k_B T} \int_0^\infty \frac{\hbar^2 \Gamma_d}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma_d^2}{4}} d\epsilon \quad (5.14)$$

L'intégrale de droite se calcule à l'aide du changement de variable : $\epsilon = u\hbar\Gamma_d/2$:

$$\int_0^\infty \frac{\hbar^2 \Gamma_d}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma_d^2}{4}} d\epsilon = 2\hbar \int_0^\infty \frac{du}{(u - u_0)^2 + 1} \quad (5.15)$$

$$= 2\hbar \left(\frac{\pi}{2} + \arctan(u_0) \right) \quad (5.16)$$

Comme $u_0 = \frac{2\epsilon_0}{\hbar\Gamma_d} \gg 1$ ($\epsilon_0 \approx k_B T$), $\arctan(u_0) \simeq \frac{\pi}{2}$. On en déduit l'expression finale de K_3 :

$$\boxed{K_3(T, \epsilon_0) = \frac{3}{nQ_T} \Gamma_m(\epsilon_0) e^{-\epsilon_0/k_B T}} \quad (5.17)$$

On retrouve bien dans cette expression la dépendance en $1/n$ de K_3 mise en évidence par l'expérience de la figure (5.5). On observe en outre que K_3 est indépendant de Γ_d . Cela s'explique par la très courte durée de vie collisionnelle des molécules par rapport à l'échelle de temps pour que cette molécule soit dissociée par le couplage Feshbach : de ce fait, la dynamique de perte est fixée uniquement par la réaction lente (5.3).

En dérivant l'expression (5.17), sachant que $\Gamma_m(\epsilon_0) \propto \epsilon_0^{l+1/2} = \epsilon_0^{5/2}$; on obtient la valeur de ϵ_0 pour laquelle les pertes sont maximales : $\epsilon_0^{max} = \frac{5}{2} k_B T$. Le pic Feshbach représentant K_3 en fonction de ϵ_0 a donc un maximum proportionnel à la température :

$$K_3^{max}(T) = K_3(\epsilon_0^{max}, T) \propto \frac{3}{nQ_T} \left(\frac{5}{2} k_B T\right)^{5/2} e^{5/2} \propto T \quad (5.18)$$

Sa largeur est également proportionnelle à T .

Le fait que $\Gamma_m \ll k_B T$ a pour conséquence que très peu d'atomes à la fois sont couplés à l'état moléculaire (seuls ceux qui ont la bonne énergie de collision). La thermalisation permet de peupler les niveaux du piège à résonance avec l'état lié suffisamment rapidement pour que les pertes dues à cette résonance soient observables.

Interprétation de l'équation (5.17) en termes de règle d'or de Fermi

En injectant l'équation (5.17) dans l'équation d'évolution de la densité (5.12) on peut écrire :

$$\dot{n} = -6\sqrt{2} \Gamma_m(\epsilon_0) \exp(-\epsilon_0/k_B T) (n\Lambda_{dB}^3) n \quad (5.19)$$

où l'on a fait apparaître la densité dans l'espace des phases $n\Lambda_{dB}^3$, avec $\Lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ la longueur d'onde thermique de de Broglie.

$\hbar\Gamma_m(\epsilon)$ est le couplage Feshbach entre la fonction d'onde entrante d'énergie ϵ et la fonction d'onde de l'état moléculaire lié. On peut l'écrire : $\hbar\Gamma_m(\epsilon) = 2\pi V^2 \rho(\epsilon)$ où V est l'élément de matrice du couplage entre l'état lié et un état vibrationnel du piège, et $\rho(\epsilon) = \frac{dv}{d\epsilon}$ est la densité d'états vibrationnels v dans le piège.

Si Δv est le nombre d'états vibrationnels du piège couvrant une largeur $\hbar\Gamma_d$, on peut réécrire $\rho(\epsilon) = \frac{\Delta v}{\hbar\Gamma_d}$. On a alors :

$$\frac{\dot{n}}{n} = -6\sqrt{2} \exp(-\epsilon_0/k_B T) (n\Lambda_{dB}^3) \frac{2\pi V^2 \Delta v}{\hbar\Gamma_d} \quad (5.20)$$

or $(n\Lambda_{dB}^3) \Delta v \exp[-\epsilon/k_B T]$ est égal au nombre d'atomes d'énergie vibrationnelle résonante avec l'état moléculaire lié dont la largeur est $\hbar\Gamma_d$. Si on note ce nombre d'atomes N_{res} , on peut réécrire :

$$\frac{\dot{n}}{n} \propto \frac{V^2}{\Gamma_d} N_{res} \quad (5.21)$$

On reconnaît là une règle d'or de Fermi : les états vibrationnels du piège sont des canaux de collision indépendants, couplés à l'état moléculaire lié dont le temps de vie est si court qu'il peut être vu comme un continuum dont la densité d'états est $1/\Gamma_d$. Le taux de couplage entre un état vibrationnel du piège et le continuum est égal à la densité d'états du continuum multipliée par l'élément de matrice au carré entre cet état et l'état moléculaire lié. Seuls les N_{res} atomes ayant la bonne énergie de collision sont concernés et le taux de pertes est donc N_{res} multiplié par le taux de couplage.

5.3 Estimation théorique de $\Gamma_m(\epsilon)$

5.3.1 Calcul numérique

Le paramètre de pertes dépend du taux de couplage Feshbach $\Gamma_m(\epsilon)$. Ce taux est défini par une règle d'or de Fermi comme :

$$\hbar\Gamma_m(\epsilon) = 2\pi |\langle \psi_{lie} | H_{dd} | \psi_\epsilon \rangle|^2 \quad (5.22)$$

où H_{dd} est l'hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle, $|\psi_{lie}\rangle$ l'état moléculaire lié, et $|\psi_\epsilon\rangle$ l'état collisionnel en onde d d'énergie ϵ ($|\psi_\epsilon\rangle$ à pour dimension : $[Energie]^{-1/2}$). L'estimation théorique de cet élément de matrice a été effectué numériquement par Anne Crubellier, DR au laboratoire Aimé Cotton à Orsay [49]. Le résultat de ce calcul donne :

$$\hbar\Gamma_m(\epsilon) = (6.4 \pm 0.3) \times 10^{36} \epsilon^{5/2} \quad (5.23)$$

où $\hbar\Gamma_m$ et ϵ sont exprimés en J . L'incertitude provient essentiellement de celle sur la valeur de la longueur de diffusion du chrome ($a = (96 \pm 20)a_0$ où a_0 est le rayon de Bohr d'après [37]).

Je ne décris pas ici comment le calcul numérique est effectué car je n'y ai pas contribué. Il s'agit d'une méthode dite "asymptotique" qui traite exactement l'effet des potentiels moléculaires sur la fonction d'onde de collision à longue distance, sans calculer explicitement les fonctions d'onde à courte distance qui interviennent peu dans le calcul de l'intégrale (5.22).

5.3.2 Calcul d'ordre de grandeur

Un calcul d'ordre de grandeur permet également d'estimer une valeur approchée de Γ_m . Pour ce calcul, on considère que l'essentiel de la fonction d'onde $\psi_{lie}(r)$ se trouve

au point tournant externe de la molécule, à la distance interatomique r_0 . On approxime $\psi_{lie}(r)$ par une fonction carrée centrée autour de r_0 et de largeur $\Delta r \approx r_0/N$ (voir figure 5.6) : le nombre d'oscillations de la fonction d'onde est noté $N \gg 1$, seule la dernière située en r_0 n'est pas négligée.

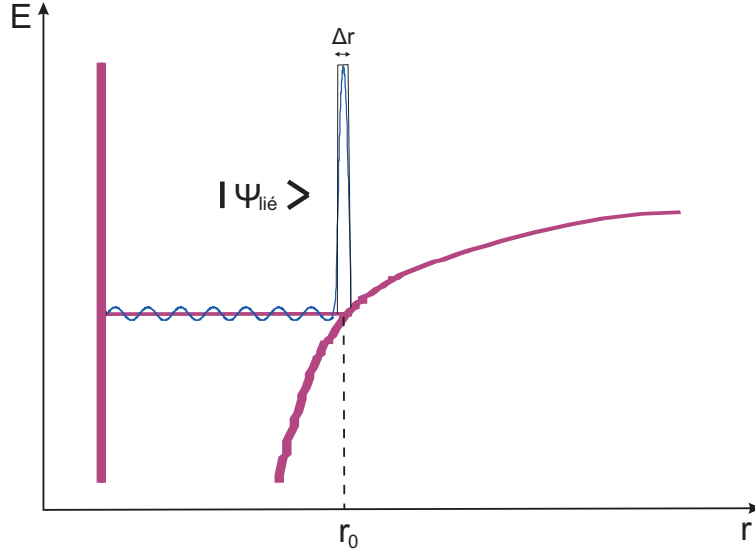


FIG. 5.6 – Schéma représentant la fonction d'onde $\psi_{lie}(r)$. L'approximation consiste à la considérer comme une fonction carrée centrée autour de r_0 et de largeur très petite devant r_0 .

On veut calculer :

$$\begin{aligned} \hbar\Gamma_m &= 2\pi \left(\int \psi_{lie}(\mathbf{r})\psi_\epsilon(\mathbf{r})V(\mathbf{r})d^3\mathbf{r} \right)^2 \\ &= 2\pi \left(\int \psi_{lie}(r)\psi_\epsilon(r)V(r)4\pi r^2 dr \right)^2 \end{aligned} \quad (5.24)$$

où le couplage s'écrit :

$$V(r) = 3S^{3/2} \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) (g_J\mu_B)^2 \sqrt{\frac{2}{15}} \frac{1}{r^3} \quad (5.25)$$

où $S = 3$ est le spin.

La fonction d'onde entrante s'écrit :

$$\psi_\epsilon(r) = \frac{\sqrt{mk}}{h} j_2(kr) \approx \frac{\sqrt{mk}}{h} \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} \frac{1}{15} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (kr)^{5/2} \quad (5.26)$$

où m est la masse, k le vecteur d'onde de la collision, et j_2 la fonction de Bessel sphérique d'ordre 2. $\psi_\epsilon(r)$ est donc proportionnel à $k^{5/2}$.

$\psi_{lie}(r)$ étant un pic très fin centré autour de r_0 , on peut faire l'approximation :

$$\hbar\Gamma_m \approx 2\pi\psi_\epsilon^2(r_0)V^2(r_0) \left(\int \psi_{lie}(r)4\pi r^2 dr \right)^2 \quad (5.27)$$

où l'intégrale peut également s'écrire :

$$\int \psi_{lie}(r)4\pi r^2 dr \approx 4\pi\psi_{lie}(r_0)r_0^2\Delta r \quad (5.28)$$

avec $\Delta r = r_0/N$.

La normalisation de ψ_{lie} impose : $\psi_{lie}^2(r_0)\Delta r4\pi r_0^2 \approx 1$, soit $\psi_{lie}(r_0) \approx \frac{N^{3/2}}{2\sqrt{\pi}r_0^{3/2}}$.

On en déduit :

$$\hbar\Gamma_m \approx 2\pi\psi_\epsilon^2(r_0)V^2(r_0) \left(\frac{4\pi r_0^3}{N} \right) \quad (5.29)$$

La position du point tournant r_0 est ajustée pour reproduire approximativement l'énergie du premier état lié du potentiel moléculaire $S = 6$ du chrome ($\sim -23 MHz$), à partir de la valeur de $C_6 \simeq 733$ unités atomiques. Ces deux valeurs ont été mesurées dans [33]. On en déduit $r_0 \sim 4$ nm.

Pour $N \sim 100$, on obtient un ordre de grandeur du coefficient de proportionnalité entre $\hbar\Gamma_m$ et $\epsilon^{5/2}$:

$$\hbar\Gamma_m \sim 10^{35} \epsilon^{5/2} SI \quad (5.30)$$

Ce calcul très approximatif permet de retrouver la loi de seuil de Wigner ($\Gamma(\epsilon) \propto \epsilon^{5/2}$), ainsi qu'un ordre de grandeur cohérent avec la valeur calculée numériquement.

5.4 Mesure du paramètre de pertes

Afin de confronter le calcul théorique de Γ_m à l'expérience, nous avons procédé à des séries de mesures de $K_2 = K_3 n$, en fonction du champ magnétique (proportionnel à ϵ_0) et de la température. La figure 5.7 présente K_2 en fonction du champ magnétique pour cinq températures différentes.

Ces données ont été obtenues en mesurant le nombre d'atomes restants dans le piège au bout de 10 secondes en présence d'un champ magnétique afin d'obtenir des courbes similaires à celle de la figure (5.2a). Des gaz thermiques de températures différentes sont produits en procédant au refroidissement par évaporation forcée dans le piège optique croisé jusqu'à des profondeurs variables : nous modifions la profondeur et la

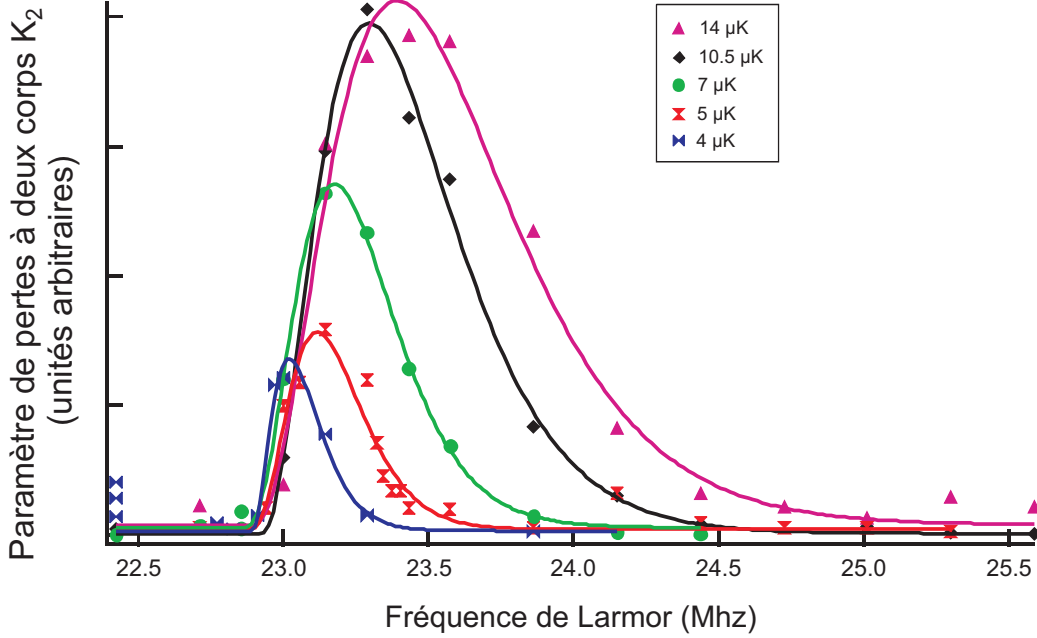


FIG. 5.7 – Paramètre de pertes à deux corps $K_2 = nK_3$ en fonction du champ magnétique exprimé en unités de fréquence $h\nu(B) = g_J\mu_B B$, pour des gaz à cinq températures différentes. Les traits plein sont des ajustements par l'équation (5.17), en prenant la température comme paramètre ajustable.

géométrie du piège optique changeant le rapport de puissance entre les faisceaux vertical et horizontal (voir chapitre 3). Ainsi nous obtenons des températures comprises entre 2 et 16 μK , pour des gaz contenant entre 3×10^4 et 10^5 atomes. Le fait qu'il n'y ait pas le même nombre d'atomes entre les différentes courbes n'a pas de conséquence sur la mesure de K_2 qui dépend de l'évolution de la densité. Une fois que le piège a atteint sa profondeur finale, nous laissons le gaz pendant 5 s dans un champ magnétique hors de la résonance de Feshbach afin que l'évaporation libre devienne négligeable et que la température atteigne une valeur constante. A $t = 0$, nous modifions brusquement le champ magnétique jusqu'à la valeur B , puis nous laissons évoluer le nombre d'atomes pendant 10 s. Enfin nous mesurons le nombre d'atomes et la température par temps de vol. A partir du rapport des nombres d'atomes entre $t = 0$ et $t = 10$ s, nous déduisons K_2 grâce à la relation :

$$N(t) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma_1 t)}{1 + \frac{K_2 n_0}{\Gamma_1^{23/2}} [1 - \exp(-\Gamma_1 t)]} \quad (5.31)$$

solution de l'équation d'évolution du nombre d'atomes (5.10). n_0 est la densité au centre, elle est estimée à partir des fréquences du piège en supposant une distribution thermique gaussienne et de N_0 .

Comme prédit par l'équation (5.17), on observe sur la figure 5.7 que la largeur et l'amplitude du pic de pertes Feshbach diminuent avec la température. Pour une température inférieure à $T = 2 \mu\text{K}$ nous n'observons plus aucune manifestation de la résonance de Feshbach. Le champ magnétique pour lequel les pertes sont maximales se déplace avec la température mais le champ auquel les pertes apparaissent est fixe : il s'agit du champ B_{res} pour lequel l'énergie du niveau moléculaire lie est à résonance avec la limite de dissociation de l'état non lié, soit la position exacte de la résonance de Feshbach. Quand $B \leq B_{res}$ le paramètre de pertes est nul.

Nous avons procédé à des ajustements par la fonction (5.17) des pics obtenus, en prenant la température, B_{res} et $\Gamma_m(\epsilon_0^{max})$ comme paramètres ajustables. La température donnée par l'ajustement est systématiquement plus faible d'environ 20% que la température mesurée. Cette différence peut provenir du fait que les pertes dues à la résonance de Feshbach, dont le taux dépend de la densité, produisent un léger chauffage de l'échantillon. En effet dans un gaz thermique, les zones de plus forte densité, dans lesquelles le taux de pertes est le plus élevé, sont aussi celles où l'énergie des atomes est la plus faible. Les atomes les plus "froids" du gaz sont ceux qui ont le plus de chances d'être expulsés, ce qui est à l'origine d'une augmentation de la température. Cette augmentation de la température au centre du pic est à son tour à l'origine d'une augmentation de K_2 , et donc la largeur à mi-hauteur mesurée est diminuée. Le résultat de l'ajustement est donc inférieur à la température mesurée. En outre, nous ne pouvons pas exclure des erreurs systématiques sur nos mesures de la température par temps de vol. Celles-ci peuvent être causées par la présence d'une courbure de gradient de champ magnétique qui modifie légèrement la trajectoire des atomes.

Nous avons tracé sur la figure 5.8 la largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics de la figure 5.7 en fonction de la température. D'après l'équation (5.17), on peut écrire :

$$K_2(\epsilon_0) \propto \epsilon_0^{5/2} \exp(-\epsilon_0/k_B T) \quad (5.32)$$

La largeur de cette fonction est proportionnelle à T , ce qui est en accord avec les observations expérimentales de la figure 5.8.

L'avantage de la méthode de mesure de K_2 utilisée précédemment est sa rapidité : une seule mesure du nombre d'atomes permet de déduire K_2 . Une méthode plus lente mais plus précise consiste à enregistrer la courbe d'évolution du nombre d'atomes $N(t)$ et d'effectuer un ajustement par la fonction (5.31). Nous avons utilisé cette méthode pour mesurer le paramètre de pertes maximal K_2^{max} (pour $\epsilon_0 = \epsilon_0^{max} = 5/2 k_B T$), en fonction de la température. L'équation (5.17) prédit :

$$K_2^{max}(T) = \frac{3}{Q_T} \Gamma_m \left(\epsilon_0^{max} = \frac{5}{2} k_B T \right) e^{-\frac{5}{2}} \propto T \quad (5.33)$$

On observe sur la figure 5.9 que K_2 est proportionnel à la température dans les limites de l'incertitude expérimentale.

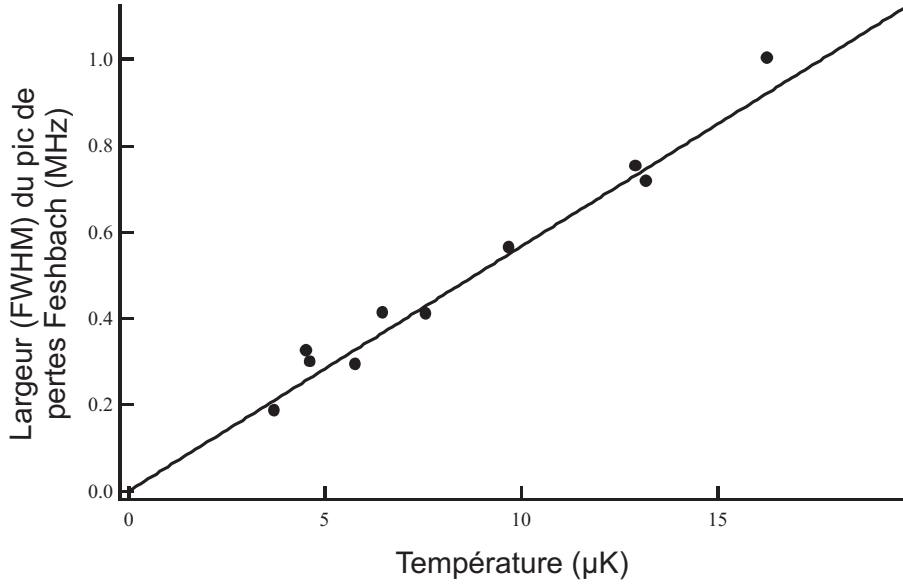


FIG. 5.8 – Largeur à mi-hauteur du pic de paramètre de pertes $K_2(\epsilon_0)$ en fonction de la température. Le trait plein est un ajustement linéaire.

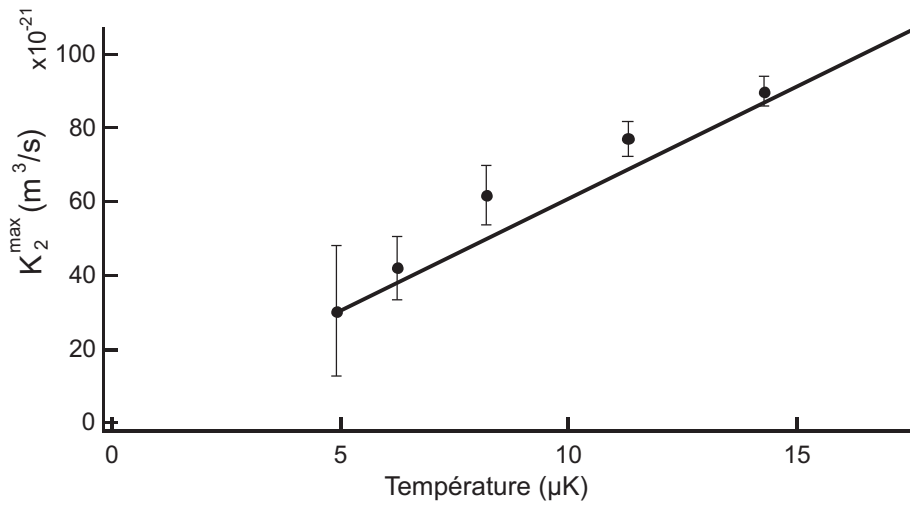


FIG. 5.9 – Valeur du paramètre de pertes maximal $K_2^{\max}(T)$ en fonction de la température du gaz. Le trait plein est un ajustement linéaire. L'incertitude provient de celle sur les mesures de nombres d'atomes et sur les fréquences du piège.

L'accord des données expérimentales avec l'équation (5.17) est donc satisfaisant. Nous avons utilisé cette équation pour obtenir une valeur expérimentale de $\Gamma_m(\epsilon)$: en injectant $\hbar\Gamma_m(\epsilon^{\max}) = A_l(\epsilon^{\max})^{5/2} = A_l(5/2k_B T)^{5/2}$ dans l'équation 5.17, on obtient un coefficient de proportionnalité entre $K_2(T)$ et T , qui dépend de A_l . En ajustant par une droite les données obtenues sur la figure 5.9, on obtient ce coefficient de proportionnalité

dont on déduit une valeur expérimentale de A_l :

$$\hbar\Gamma_m(\epsilon) \simeq (7.6 \pm 1.7 \pm 3.4) \times 10^{36} \epsilon^{5/2} \quad (5.34)$$

où $\hbar\Gamma_m$ et ϵ sont exprimés en J . Les barres d'erreur sont dues respectivement à l'incertitude statistique sur la mesure de K_2 et à l'incertitude systématique principalement liée aux valeurs des fréquences du piège. Cette valeur est très proche de la valeur théorique ($\hbar\Gamma_m(\epsilon) = (6.4 \pm 0.3) \times 10^{36} \epsilon^{5/2}$).

On peut maintenant vérifier a posteriori la validité de l'hypothèse $\Gamma_m^{max} \ll \Gamma_d \ll k_B T$: pour une température de $10 \mu\text{K}$, $\Gamma_m^{max}/2\pi \simeq 25 \text{ Hz}$; $\Gamma_d/2\pi$ est de l'ordre de 1 kHz , valeur typique des espèces bosoniques pour les densités expérimentales; et $k_B T/h$ vaut 200 kHz .

L'expérience nous donne une mesure précise de la position de la résonance de Feshbach, qui correspond au champ magnétique B_{res} pour lequel l'état moléculaire lié est à résonance avec la limite de dissociation du continuum. Il ne s'agit pas du champ magnétique auquel le paramètre de pertes est maximal (celui-ci varie avec la température), mais du champ magnétique pour lequel le paramètre de pertes s'annule, à gauche du pic. En effet, quand $B = B_{res}$, $\epsilon_0 = 0$ et $K_2(\epsilon_0 = 0) = 0$. D'après la figure 5.7, on mesure : $B_{res} = 8.155 \pm 0.015 \text{ G}$. La précision de cette mesure est meilleure d'un facteur 6 par rapport à la mesure précédemment publiée [34].

Conclusion

L'étude de cette résonance de Feshbach nous a permis de mettre en évidence plusieurs particularités liées au canal de collision en onde d mis en jeu. En effet, la barrière de potentiel centrifuge diminue fortement le couplage car les atomes en collision doivent la traverser par effet tunnel pour atteindre l'état lié. Il en résulte un taux de couplage Feshbach particulièrement faible que nous avons mesuré. Pour une température de $10 \mu\text{K}$ et dans le champ magnétique qui le maximise, ce taux vaut $\Gamma_m^{max}/2\pi \simeq 25 \text{ Hz}$. Malgré cette valeur particulièrement faible, il est possible d'observer des pertes liées à cette résonance au bout de quelques secondes.

Nous avons également montré que le temps de vie des molécules produites par cette résonance de Feshbach est très court devant le temps nécessaire pour les produire. Une des conséquences est que le processus de pertes, bien que mettant en jeu trois atomes, est bien décrit par un paramètre de pertes à deux corps : seul le taux de couplage Feshbach est déterminant dans le calcul de ce taux, chaque molécule produite est perdue. Pour cette raison il semble impossible d'utiliser cette résonance de Feshbach pour créer un grand nombre de molécules froides de Cr_2 en balayant le champ magnétique à travers la résonance[82].

Nous avons mis en évidence une dépendance linéaire en température de la largeur et de l'amplitude du pic résonant du paramètre de pertes en fonction du champ magnétique. Ce cas de figure est différent du cas des résonances de Feshbach en onde s larges, pour lesquelles le paramètre de pertes ne dépend pas de la température [82]. Nous avons développé un modèle théorique qui explique ces propriétés.

Enfin, nous avons mesuré avec précision la position de cette résonance de Feshbach.

Association RF de molécules

Dans ce chapitre nous développons un modèle théorique décrivant le couplage entre une paire d'atomes de ^{52}Cr en collision et un état moléculaire lié par une résonance de Feshbach assistée par un champ magnétique radiofréquence. Ce modèle théorique est ensuite validé expérimentalement en utilisant la résonance de Feshbach étudiée dans le chapitre précédent.

Une des applications majeures des résonances de Feshbach est la production de molécules froides à partir d'un gaz d'atomes froids [88, 89, 90]. La première méthode utilisée a été de balayer le champ magnétique de part et d'autre de la résonance afin de transférer adiabatiquement les paires d'atomes de l'état collisionnel à l'état lié, aussi bien avec des fermions [92, 91] qu'avec des bosons [96, 95, 94, 93]. Tous ces articles ont été publiés en 2003.

Une autre méthode largement répandue, démontrée pour la première fois en 2005 dans [97], consiste à utiliser un champ magnétique oscillant à fréquence radio (rf) à proximité de la résonance de Feshbach. Dans le cadre des molécules froides, des champs rf ont également été utilisés pour dissocier des molécule de Feshbach et mesurer leur énergie de liaison [91, 102], ou pour transférer des molécules entre différents états vibrationnels [103].

Aujourd'hui un certain nombre d'expériences produisent des molécules de Feshbach par association rf [98, 100, 101]. La méthode consiste à régler le champ magnétique statique légèrement hors résonance de façon à ce que l'énergie de l'état moléculaire entrant soit supérieure à celle de l'état moléculaire lié, puis d'appliquer un champ rf de fréquence égale au désaccord entre les deux états moléculaires. Ce champ résonnant stimule l'émission d'un photon rf par la paire atomique en collision, qui tombe alors dans l'état lié dont l'énergie est plus faible. Le couplage entre les deux états n'est pas créé par le champ rf¹, celui ci sert uniquement à combler leur différence d'énergie afin de rendre le couplage résonnant malgré le désaccord. Ce processus est différent de la photoassociation, pour laquelle les potentiels moléculaires sont couplés entre eux par l'opérateur dipolaire électrique [104] et où la transition est accompagnée de l'absorption d'un photon.

¹La nature du couplage varie selon les expériences. Il peut être lié à la statistique quantique (interaction d'échange de spin), ou être dû à l'interaction dipolaire magnétique comme dans notre expérience.

Toutes ces expériences sont réalisées avec un champ statique très proche de la résonance, c'est à dire avec un désaccord plus petit que la largeur de la résonance de Feshbach, car il a été montré que l'efficacité du processus décroît quand ce désaccord augmente [105]. Des calculs théoriques reposant sur des simulations numériques existent [107, 99], mais ils dépendent fortement du système étudié. De plus aucun traitement théorique n'a démontré quantitativement le lien entre l'efficacité de l'association et la proximité à la résonance. Notre calcul, présenté en première partie de ce chapitre, se base sur le formalisme de l'atome habillé. Il propose une loi analytique générale donnant la force du couplage Feshbach habillé par le champ rf, en fonction de la fréquence et de la puissance de celui-ci. La seconde partie du chapitre décrit la mesure expérimentale du couplage Feshbach assisté par la rf dans le cas d'une résonance de Feshbach particulière du ^{52}Cr , et la confrontation des données obtenues aux résultats théoriques de la première partie.

6.1 Calcul du taux de couplage Feshbach habillé par la rf

Pour ce modèle général nous considérons l'interaction d'une paire d'atomes en collision avec un champ magnétique radiofréquence, dans un champ statique parallèle au champ rf. Le calcul qui suit est similaire à ceux des paragraphes (4.1.1) et (4.3.2), il consiste à calculer les états moléculaires habillés par la rf [106] en l'absence de couplage Feshbach puis de traiter le couplage au premier ordre de la théorie de perturbations.

L'hamiltonien total décrivant une paire d'atomes en présence d'un champ statique de pulsation de Larmor $\omega_0 = g_J \mu_B B / \hbar$ et d'un champ rf linéaire de fréquence $\omega/2\pi$ et de pulsation de Rabi Ω , parallèles et dirigés suivant z s'écrit :

$$H = H_{mol} + \hbar\omega_0 S_z + H_{rf} + H_c \quad (6.1)$$

où H_{mol} est l'hamiltonien moléculaire, $\hbar\omega_0 S_z$ décrit l'interaction Zeeman entre le champ statique et les atomes, $H_{rf} = \hbar\omega a^\dagger a + \lambda S_z (a + a^\dagger)$ décrit l'énergie du champ rf et son interaction avec les atomes, et H_c est l'hamiltonien d'interaction qui produit le couplage Feshbach entre les états moléculaires. Le terme d'interaction entre la rf et les atomes λ est relié à la pulsation de Rabi du champ rf et au nombre de photons $N \gg 1$ par $\lambda\sqrt{N} = 2\hbar\Omega$.

Couplage Feshbach sans rf

En l'absence de rf, la résonance de Feshbach repose sur le couplage des états moléculaires "nus" entre eux par H_c . Considérons deux états moléculaires dans un champ

magnétique statique, états propres de $H_{mol} + \hbar\omega_0 S_z$: $|A\rangle = |\psi_\epsilon\rangle$ est l'état moléculaire entrant (une paire d'atomes d'énergie de collision ϵ) et $|B\rangle = |\psi_{lie}\rangle$ est l'état moléculaire lié. Leurs énergie propres sont respectivement :

$$\begin{aligned} E_A &= E_A^{mol} + M_A \hbar\omega_0 \\ E_B &= E_B^{mol} + M_B \hbar\omega_0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

où E_X^{mol} est l'énergie propre de la molécule X sans champ statique et M_X est la projection de son spin sur le champ statique. La résonance de Feshbach a lieu quand ces états sont dégénérés soit quand :

$$(E_A^{mol} - E_B^{mol}) + \hbar\omega_0(M_A - M_B) = 0 \quad (6.3)$$

L'intensité du couplage entre ces deux états est mesurée par la grandeur [78] :

$$\hbar\Gamma_0(\epsilon) = 2\pi |\langle \psi_\epsilon | H_c | \psi_{lie} \rangle|^2 \quad (6.4)$$

Etats habillés par la rf

En présence de rf, si on néglige H_c , les états moléculaires habillés sont les états propres de $H_0 = H_{mol} + \hbar\omega_0 S_z + H_{rf}$. La diagonalisation de H_0 est exacte et ses états propres s'écrivent (voir le paragraphe (4.1.1)) :

$$|\widetilde{X}, N\rangle = T_X^\dagger |X, N\rangle \quad (6.5)$$

où $|X, N\rangle$ sont les états propres de $H_{mol} + \hbar\omega_0 S_z + \hbar\omega a^\dagger a$, sans interaction molécule - rf : $|X\rangle$ est l'état interne de la molécule incluant son interaction avec le champ statique et $|N\rangle$ est l'état du champ rf. T_X^\dagger est un opérateur translation :

$$T_X^\dagger = \exp \left[-\frac{M_X \lambda}{\hbar\omega} (a - a^\dagger) \right] \quad (6.6)$$

où M_X est la projection totale du spin de l'état moléculaire X sur le champ statique.

Les énergies propres de ces états habillé sont :

$$W_X = E_X^{mol} + \hbar\omega_0 M_X + \hbar\omega N - \frac{M_X^2 \lambda^2}{\hbar\omega}. \quad (6.7)$$

Le terme $\frac{M_X^2 \lambda^2}{\hbar\omega}$ est négligeable car $N \gg 1$.

Les résonances entre les états $|\widetilde{A}, N_A\rangle$ et $|\widetilde{B}, N_B\rangle$ habillés par la rf ont lieu quand :

$$(E_A^{mol} - E_B^{mol}) + \hbar\omega_0(M_A - M_B) + \hbar\omega(N_A - N_B) = 0 \quad (6.8)$$

En plus de la résonance au sein d'une multiplicité rf donnée (quand $N_A = N_B$), on voit donc apparaître d'autres résonances entre états habillés de multiplicités différentes, avec émission ou absorption de photons rf.

Le couplage entre ces états s'écrit :

$$\begin{aligned} \hbar\Gamma_{N_A, N_B}(\epsilon) &= 2\pi \left| \langle \widetilde{A, N_A} | H_c | \widetilde{B, N_B} \rangle \right|^2 \\ &= 2\pi \left| \langle A | H_c | B \rangle \langle N_A | T_A T_B^\dagger | N_B \rangle \right|^2 \\ &= \hbar\Gamma_0(\epsilon) \left| \langle N_A | \exp \left[\frac{(M_A - M_B)\lambda}{\hbar\omega} (a - a^\dagger) \right] | N_B \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (6.9)$$

Le calcul du terme de droite de cette dernière équation [106] fait apparaître la fonction de Bessel d'ordre $N_B - N_A$ notée $J_{N_B - N_A}$:

$$\Gamma_{N_A, N_B}(\epsilon) = \Gamma_0(\epsilon) J_{N_B - N_A}^2 \left((M_A - M_B) \frac{\Omega}{\omega} \right) \quad (6.10)$$

Ce résultat est général. $\Gamma_{N_A, N_B}(\epsilon)$ est toujours inférieur à $\Gamma_0(\epsilon)$ car les fonctions de Bessel d'ordre non nul sont toujours inférieures à 1. L'association rf de molécules ne permet pas d'obtenir un meilleur couplage qu'une rampe de champ magnétique autour de la résonance de Feshbach. De plus la valeur du couplage pour un nombre de photons donné ne dépend que du rapport Ω/ω . En pratique la fréquence rf est toujours fixée de façon à utiliser un processus d'échange d'un seul photon. Le couplage est alors maximal pour $\Omega \simeq 1.8\omega/(M_A - M_B)$. Le processus est efficace arbitrairement loin de la résonance (c'est à dire pour des valeurs de ω arbitrairement élevés) pourvu que Ω soit de l'ordre de ω .

Ce calcul nous fournit une formule simple permettant de comprendre les dépendances en puissance rf et désaccord de l'association rf de molécules. Le point remarquable est que le terme lié à la rf intervenant dans le calcul du taux de couplage ne fait intervenir que la fréquence de Rabi atomique.

6.2 Association rf de molécules dans un gaz thermique de ^{52}Cr

Nous appliquons le formalisme développé au paragraphe précédent à la résonance de Feshbach du ^{52}Cr située à $B_{res} = 8.155$ G que nous avons déjà étudiée au chapitre 5. Cette résonance implique l'état moléculaire entrant en onde d

$$|A\rangle = |S = 6, m_S = -6, l = 2, m_l = 1\rangle$$

et l'état moléculaire lié

$$|B\rangle = |S = 6, m_S = -5, l = 0\rangle.$$

C'est l'interaction dipôle-dipôle qui couple ces deux états entre eux. La différence d'énergie en champ nul entre les deux états vaut donc :

$$E_A - E_B = g_J \mu_B B_{res} \quad (6.11)$$

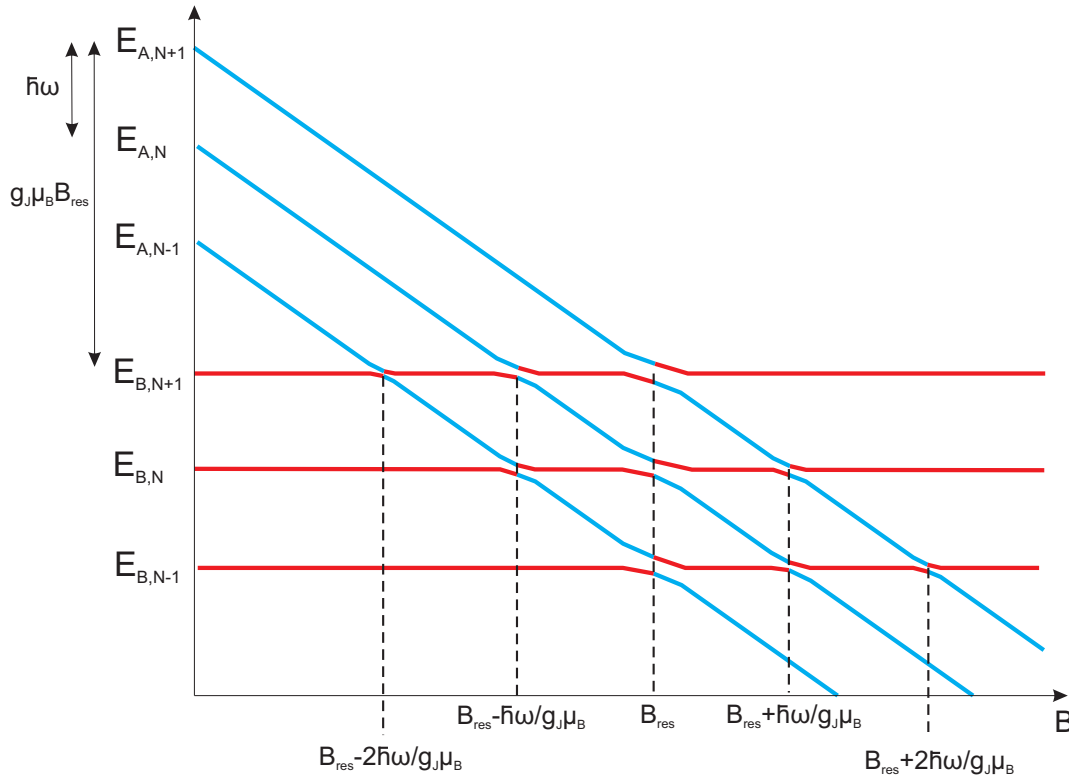


FIG. 6.1 – Energies propres des états moléculaires habillés par la rf, dans un champ rf de fréquence $\omega/2\pi < g_J \mu_B B_{res}/h$, en fonction du champ magnétique. En plus de la résonance entre états de même multiplicité à $B = B_{res}$, des nouvelles résonances apparaissent entre états de multiplicités voisines. Nous n'avons fait apparaître que trois multiplicités et donc des processus à un et deux photons uniquement. Pour plus de simplicité nous avons pris $M_A = -1$ et $M_B = 0$.

En présence d'un champ rf de fréquence $\omega/2\pi$ et de pulsation de Rabi Ω , parallèle au champ statique de pulsation de Larmor $\omega_0 = g_J \mu_B B$, des résonances à N photon ont lieu aux champs magnétiques $B_{res} \pm N \hbar \omega / (g_J \mu_B)$ (voir figure 6.1). Leurs taux de couplage valent :

$$\Gamma_N(\epsilon) = \Gamma_0(\epsilon) J_N^2 \left(\frac{\Omega}{\omega} \right) \quad (6.12)$$

Rappelons les propriétés de la résonance de Feshbach en question :

La barrière centrifuge du potentiel entrant en onde d rend le taux de couplage Feshbach $\Gamma_0(\epsilon)$ particulièrement faible par rapport aux résonances de Feshbach en onde s. De plus l'inverse du temps de vie des molécules associées est très grand devant leur taux d'association. De ce fait la résonance se traduit par des pertes dont le taux est uniquement déterminé par le couplage Feshbach (voir chapitre 5). L'observation de l'évolution du nombre d'atomes permet donc une mesure directe du couplage. L'évolution de la densité atomique due à la résonance de Feshbach s'écrit :

$$\frac{dn}{dt} = -K_2^0(\epsilon_0)n^2 \quad (6.13)$$

où K_2^0 est le paramètre de pertes à deux corps et $\epsilon_0 = g_J\mu_B(B - B_{res})$ est le désaccord à la résonance. Le taux de production de molécules vaut K_2^0n . $K_2^0(\epsilon_0)$ s'exprime en fonction du couplage Feshbach $\Gamma_0(\epsilon_0) \propto \epsilon_0^{5/2}$ et de la température :

$$K_2^0(\epsilon_0) = 6\sqrt{2} \Lambda_{dB}^3 \Gamma_0(\epsilon_0) \exp\left[-\frac{\epsilon_0}{k_B T}\right] \quad (6.14)$$

où $\Lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}}$ est la longueur d'onde thermique de de Broglie. $K_2^0(\epsilon_0)$ est maximal pour $\epsilon_0 = \frac{5}{2}k_B T$. Ce paramètre, ainsi que la largeur du pic de pertes en fonction de ϵ_0 , diminuent quand la température diminue. Pour cette raison nous n'observons des pertes dues à cette résonance que pour des températures supérieures à $2 \mu\text{K}$.

C'est le paramètre de pertes à deux corps que nous utilisons comme paramètre expérimental afin de caractériser le couplage rf. Les résonances supplémentaires assistées par la rf impliquant l'échange de ΔN photons se traduisent par un paramètre de pertes à deux corps $K_2^{\Delta N}(\Omega, \epsilon_0, \omega)$ proportionnel à $\Gamma_{\Delta N}(\epsilon_0 + \Delta N\hbar\omega)$, soit :

$$K_2^{\Delta N}(\Omega, \epsilon_0, \omega) = K_2^0(\epsilon_0 + \Delta N\hbar\omega) \times J_{\Delta N}^2\left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \quad (6.15)$$

Le paramètre K_2 est relié au nombre d'atomes restants dans le piège après un temps τ par la relation (voir paragraphe (5.4)) :

$$N(\tau) = \frac{N_0 \exp(-\Gamma_1 \tau)}{1 + \frac{K_2 n_0}{\Gamma_1 2^{3/2}} [1 - \exp(-\Gamma_1 \tau)]} \quad (6.16)$$

où Γ_1 est le taux de pertes à un corps qui a été mesuré indépendamment et n_0 est la densité au centre à $t = 0$, estimée à partir des fréquences du piège.

Pour mettre en évidence ces résonances, nous travaillons avec des gaz thermiques de ≈ 50000 atomes à $T = 7 \mu\text{K}$, qui sont obtenus de la façon décrite au paragraphe (5.4). Nous avons mesuré le nombre d'atomes restant dans le piège après un temps fixe de 8 s en fonction du champ magnétique statique B proche de B_{res} , en présence d'un champ rf parallèle au champ statique de fréquence $\omega/2\pi = 900 \text{ kHz}$ et de pulsation de Rabi

telle que $\frac{\Omega}{\epsilon} = 1$, et sans champ rf. De ces mesures nous avons déduit le paramètre de pertes à deux corps K_2 . Les résultats sont tracés sur la figure 6.2. Le champ magnétique est exprimé en unités de fréquence : $\nu(B) = g_J \mu_B B/h$. Dans cette unité la position de la résonance est $g_J \mu_B B_{res}/h = 22.83$ MHz.

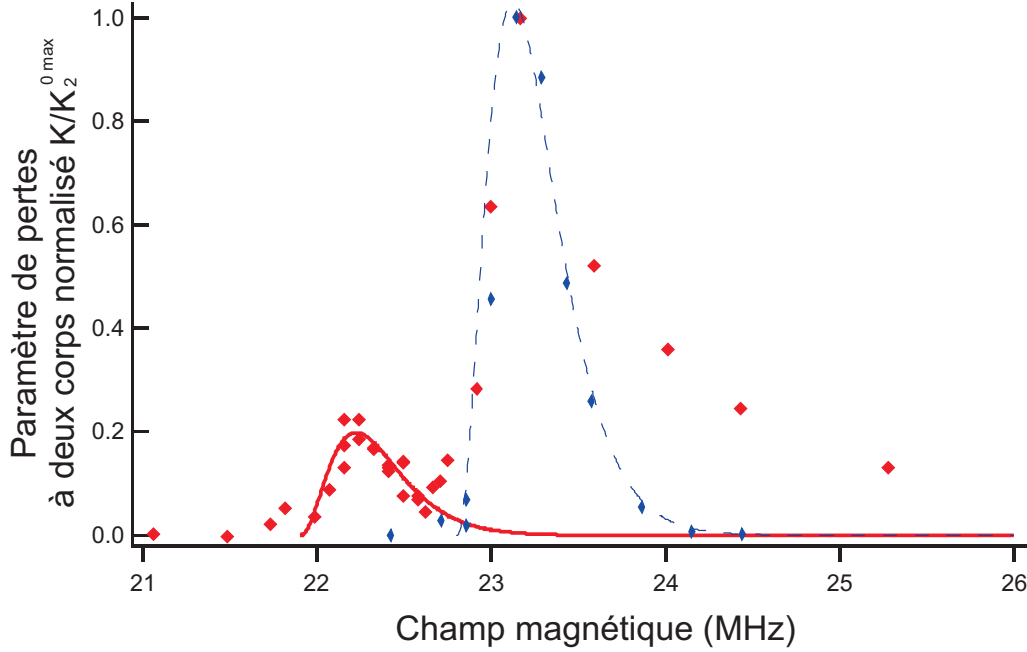


FIG. 6.2 – Paramètre de pertes à deux corps en fonction du champ magnétique. Losanges rouges : sans champ rf; carrés bleus : en présence d'un champ rf de fréquence $\omega/2\pi = 900$ kHz. Trait discontinu bleu : ajustement des données sans rf par la fonction (6.14), avec la température comme paramètre ajustable. Trait plein rouge : résultat de l'ajustement sans rf décalé de 900 kHz et multiplié par $J_1^2(1)$.

Sur la courbe effectuée en présence de rf, on observe en plus du pic dû à la résonance de Feshbach (pic Feshbach), un second pic plus petit à un champ magnétique inférieur (pic rf). Ce pic est dû au couplage entre les états moléculaires habillés de multiplicités différentes, accompagné de l'émission d'un photon rf. Pour le démontrer, nous avons effectué un ajustement par la fonction (6.14) du pic Feshbach sans rf (voir figure 6.2 trait discontinu bleu), puis nous avons multiplié cet ajustement par $J_1^2(1)$ et décalé de 900 kHz (figure 6.2 trait plein rouge). Le résultat coïncide parfaitement avec le pic rf.

On observe également une modification de la forme du pic Feshbach en présence de rf : le taux de pertes est plus élevé que sans rf pour des champs magnétiques compris entre 23 MHz et 25 MHz. On suppose que ces pertes sont dues au couplage entre états habillés accompagné de l'absorption d'un photon rf. Le pic dû à ce processus doit être centré autour d'un champ magnétique de 900 kHz supérieur à celui du pic Feshbach, soit environ 24 MHz. Le pic Feshbach étant dissymétrique, les deux pics se recouvrent et nous ne pouvons pas résoudre le pic rf de droite avec précision.

On n'observe pas de pic rf dû à l'absorption ou à l'émission de 2 photons rf ou plus sur la figure 6.2 car pour la puissance rf utilisée, les couplages correspondants sont trop faibles. Avec $\Omega/\omega = 1$, l'amplitude du pic rf à deux photons est égale à $J_2^2(1) \simeq 0.01$ fois l'amplitude du pic Feshbach. Une telle amplitude est noyée dans le bruit expérimental.

Nous avons observé des pertes résonantes à une distance de 2ω de la résonance sans rf, pour des rapports Ω/ω plus élevés. Cependant ces pertes sont difficiles à analyser, en particulier à cause des harmoniques parasites délivrées par l'amplificateur qui produit le signal rf. Nous avons en effet détecté des signaux de seconde harmonique non négligeables. La résonance à deux photons de fréquence ω est donc indissociable d'une résonance à un photon de fréquence 2ω .

Position du pic rf

Dans ce qui suit, nous nous intéressons uniquement à la résonance impliquant l'émission d'un photon rf. Nous avons tracé sur la figure 6.3 le paramètre de pertes à deux corps $K_2^1(\Omega, \epsilon_0, \omega)$ en fonction de ω , pour trois champs magnétiques statique B différents inférieurs à B_{res} .

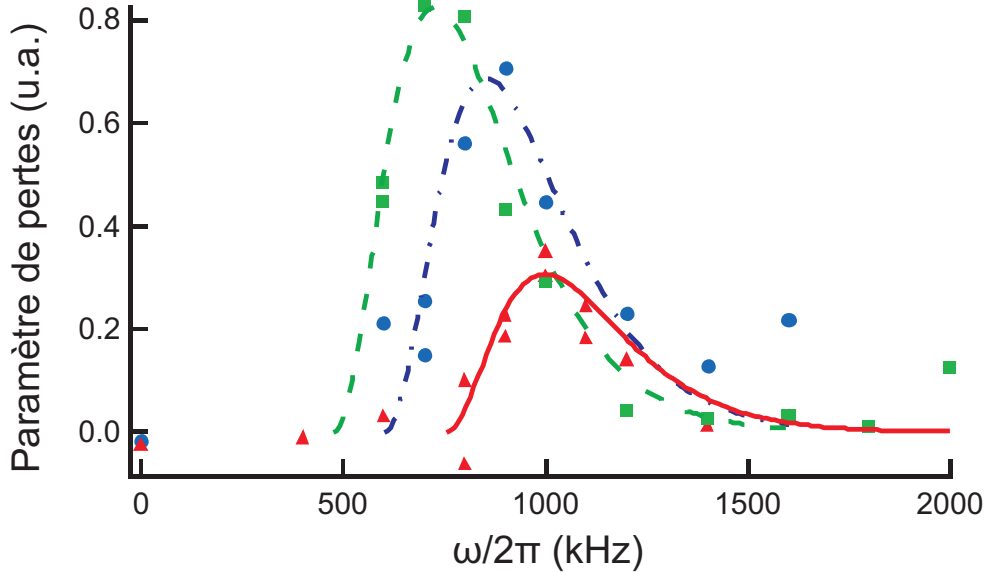


FIG. 6.3 – Paramètre de pertes à deux corps K_2^1 associé à la résonance à un photon, en fonction de la fréquence rf ω , pour différents champ magnétiques statiques inférieurs à B_{res} . Triangles rouges : $g_J\mu_B B/h = 22.11$ MHz, cercles bleus : $g_J\mu_B B/h = 22.25$ MHz, carrés verts : $g_J\mu_B B/h = 22.39$ MHz. Les traits sont des ajustements par l'équation (6.17).

D'après les équations (6.14) et (6.15) le paramètre de pertes lié à cette résonance

vaut :

$$K_2^1(\Omega, \epsilon_0, \omega) = 6\sqrt{2} \Lambda_{dB}^3 \Gamma_0(\epsilon_0 + \hbar\omega) \exp\left[-\frac{\epsilon_0 + \hbar\omega}{k_B T}\right] \times J_1^2\left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \quad (6.17)$$

Chacune des trois courbes présente un pic de pertes dont la position dépend de B par l'intermédiaire de $\epsilon_0 = g_J \mu_B (B - B_{res})$. L'amplitude de ces pics décroît quand $|\epsilon_0|$ augmente par l'intermédiaire du facteur $J_1^2(\Omega/\omega)$, Ω étant fixé et ω prenant des valeurs proches de $|\epsilon_0|$ (le maximum du pic se trouve en $\hbar\omega + \epsilon_0 = \frac{5}{2}k_B T$).

Nous avons effectué des ajustements des courbes de la figure 6.3, ainsi que d'autres courbes similaires prises pour des champs magnétiques B différents, par l'équation (6.17), en utilisant ϵ_0 comme paramètre ajustable. Ainsi nous obtenons la valeur de ϵ_0 pour différents champs magnétiques B. Nous avons tracé $|\epsilon_0|$ en fonction de B sur la figure 6.4. La droite $|\epsilon_0(B)|$ obtenue passe par zéro pour $B = B_{res}$. Un ajustement linéaire de cette droite prédit $B_{res} = 8.149 \pm 0.01$ G, ce qui correspond avec une bonne précision à la mesure de B_{res} effectuée au chapitre 5 : 8.155 ± 0.015 G.

La différence d'énergie Zeeman entre les deux états moléculaires est linéaire en B car la largeur de la résonance ($\Gamma_0 \approx 10$ Hz à $7 \mu\text{K}$ [49]) est très petite devant le désaccord typique : $\Gamma_0/\omega \approx 10^{-5}$. Cela correspond à la situation illustrée sur la figure 6.1, où chaque résonance assistée par la rf est bien séparée des autres.

Ce régime est très différent de celui de [97] par exemple, où la résonance est beaucoup plus large. Dans ce cas, les résonances impliquant différents nombres de photons se recouvrent. Par ailleurs, pour des désaccords inférieurs à la largeur de la résonance, la différence d'énergie Zeeman entre les deux états moléculaires n'est pas linéaire en champ magnétique à cause du croisement évité [82].

Amplitude du pic rf

Le paramètre de pertes maximal $K_2^{1,max}(\Omega, \omega)$ vaut d'après l'équation (??) :

$$K_2^{1,max}(\Omega, \omega) = K_2^{0,max} \times J_1^2\left(\frac{\Omega}{\omega}\right) \quad (6.18)$$

où $K_2^{0,max} = 4 \times 10^{-20} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ est le paramètre de pertes maximal de la résonance de Feshbach sans rf.

Nous avons mesuré $K_2^{1,max}$ en fonction du rapport Ω/ω , pour différentes valeurs de ω . Pour cela, nous appliquons un champ magnétique B inférieur à B_{res} , nous ajustons ω de façon à ce que les pertes soient maximales (nous nous plaçons au sommet d'un pic du type de ceux de la figure 6.3), puis nous enregistrons $K_2^{1,max}$ en fonction de Ω . Nous avons répété l'opération pour 6 valeurs de B (et donc de ω). Le résultat est

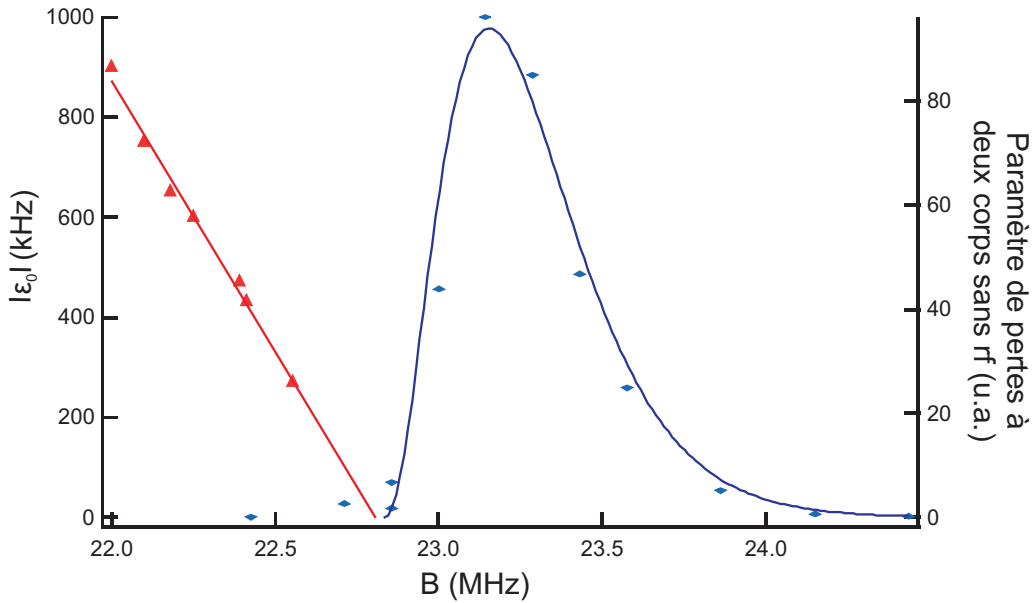


FIG. 6.4 – Triangles rouges : Position du pic de pertes rf à un photon $K_2^1(\omega)$, déterminée par un ajustement utilisant l'équation (6.17), en fonction du champ magnétique. L'ajustement linéaire de la droite obtenue croise l'axe des abscisses en $B = B_{res} = 8.149 \pm 0.01$. Losanges bleus : Paramètre de pertes $K_2^0(B)$ en fonction du champ magnétique, sans rf (il s'agit de la même courbe que sur la figure 6.2). B_{res} , position de la résonance, n'est pas le champ magnétique où K_2^0 est maximal mais celui où les pertes commencent à apparaître (voir chapitre 5 sur la résonance de Feshbach en onde d). Le trait plein est un ajustement par l'équation (6.14) donnant $B_{res} = 8.155 \pm 0.015$

tracé sur la figure 6.5. Il coïncide avec l'équation (6.18) sans paramètres ajustables : Ω est déterminé indépendamment par des oscillations de Rabi (voir méthode détaillée au paragraphe 4.2.1).

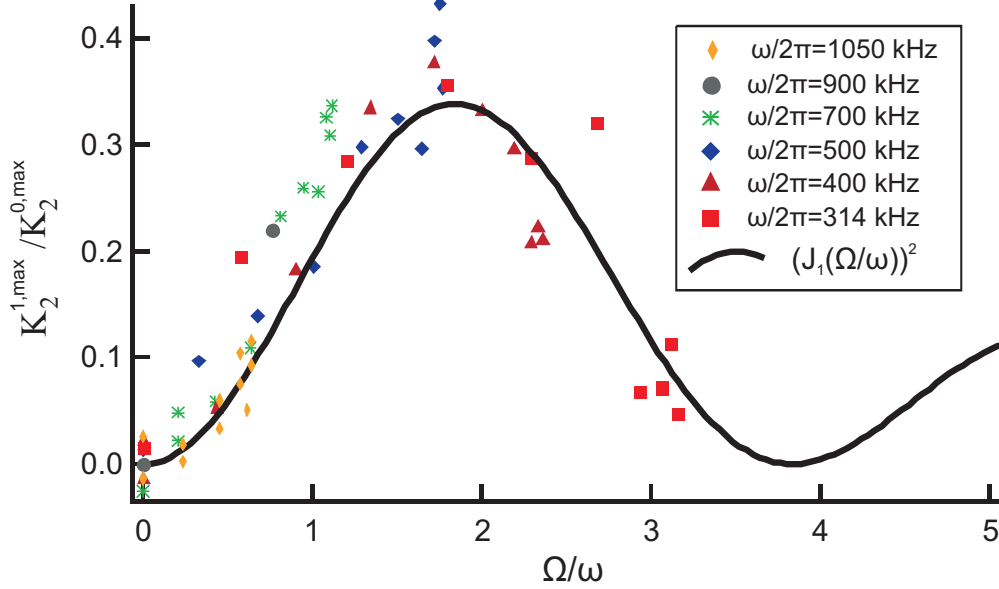


FIG. 6.5 – Amplitude du pic rf à un photon, divisée par l’amplitude du pic sans rf, en fonction du paramètre Ω/ω , pour différentes valeurs de ω . Le trait plein est $(J_1(\Omega/\omega))^2$.

Conclusion

Nous avons démontré une formule simple pour la force du couplage entre un état moléculaire lié et une paire d’atomes en collision quand un champ rf est à résonance avec la différence d’énergie entre ces deux états. Cette formule est valable arbitrairement loin de la résonance de Feshbach, tant que la fréquence rf est plus grande que la largeur de la résonance. En particulier, nous montrons qu’il est possible d’associer efficacement des molécules loin de la résonance si la puissance rf disponible est suffisante. Le calcul effectué reste valable en présence d’une structure hyperfine à condition que l’effet Zeeman reste linéaire sur un intervalle de champ magnétique de l’ordre de l’amplitude de modulation de la rf.

Nous avons confronté notre modèle théorique à la résonance de Feshbach en onde d étudiée au chapitre 5. Cette résonance est très fine et nous nous savons mesurer le taux de couplage Feshbach associé, ce qui la rend idéale pour cette étude. La formule coïncide avec les mesures sans paramètres ajustables (figure 6.5) pour une fréquence rf allant jusqu’à 10^5 fois la largeur de cette résonance.

Développements récents et perspectives

Dans ce chapitre je présente les derniers développements de l'expérience ayant eu lieu à la fin de ma thèse concernant le développement d'un réseau optique que j'ai personnellement mis en place. La seconde partie présente les derniers développements de l'expérience ainsi qu'une description succincte des derniers résultats expérimentaux obtenus par l'équipe. Enfin, dans la troisième partie je présente quelques-unes des perspectives ouvertes à l'équipe.

7.1 Chargement du condensat dans un réseau optique

En faisant interférer des faisceaux laser, il est possible de créer des potentiels périodiques, communément appelés réseaux optiques, constitués de centaines de milliers de pièges optiques de taille microscopique. Le fort confinement selon l'axe de propagation des faisceaux permet également de réaliser des pièges très anisotropes dans lesquels la dimensionalité du mouvement des atomes est réduite.

Le chargement de condensats de Bose-Einstein dans un potentiel périodique a des applications dans de nombreux domaines tels que la modélisation de systèmes à l'état solide [110, 109], l'interférométrie atomique [114, 115], l'information quantique [116] et la métrologie [117]. Les réseaux optiques ont également permis l'étude de gaz quantiques en dimension réduite [111, 113].

L'influence des interactions dipôle-dipôle sur les propriétés d'un condensat chargé dans un potentiel périodique a fait l'objet de plusieurs études théoriques mais à ce jour, aucune réalisation expérimentale d'un gaz dipolaire dégénéré dans un réseau optique n'a été rapportée. Parmi les effets d'intérêt attendus dans un tel système, on peut citer l'apparition de nouvelles phases quantiques [118, 120], la stabilité des solitons brillants [119], ou encore la modification des modes d'excitations collectives d'un condensat dans un piège 1D [112].

Une confusion sur la terminologie peut exister entre la dimensionalité de la périodicité du potentiel du réseau, et celle du mouvement des atomes dans les pièges formés par ce réseau. En me basant sur [108], j'appelle réseau 1D un réseau créé par une paire de faisceaux rétro-réfléchis formant une onde stationnaire. Les pièges de ce réseau

ont la forme de disques et le mouvement des atomes y est réduit à deux dimensions. Deux paires de faisceaux rétro-réfléchis perpendiculaires entre elles forment un réseau 2D dont les pièges sont des tubes dans lesquels le mouvement des atomes est réduit à une dimension. Enfin, un réseau 3D formé par trois ondes stationnaires mutuellement orthogonales est constitué de pièges isotropes très confinants.

Nous avons débuté la mise en place d'un réseau 3D afin d'y charger un condensat de ^{52}Cr . Les fortes interactions dipôle-dipôle dans le chrome en font un bon candidat pour l'étude des effets cités ci-dessus. Ces interactions sont anisotropes, ce qui implique une forte influence de la dimensionalité du piège sur leurs propriétés. De plus elles ont une portée plus longue que les interaction de contact et peuvent jouer un rôle important dans les interactions entre atomes situés dans des sites voisins du réseau. Nous prévoyons la possibilité de charger le condensat dans un réseau 1D, 2D ou 3D.

Dans cette partie je décris la mise en place du réseau 1D et sa caractérisation. Les réseaux 2D et 3D sont en cours de développement et ne seront pas décrits dans ce manuscrit.

7.1.1 Mise en place du réseau 1D

Le faisceau utilisé pour le réseau est prélevé sur le laser Verdi utilisé pour pomper le laser titane-saphir qui fournit le faisceau bleu principal (voir chapitre 1). Le laser Verdi délivre une puissance maximale de 18 W à $\lambda = 532$ nm, nous utilisons 13,5 W pour pomper le laser titane-saphire et nous prélevons 1,5W juste avant l'injection dans celui-ci.

Le faisceau passe par un isolateur optique (transmission 89%) afin de protéger le laser Verdi des réflexions puis dans un AOM (efficacité de diffraction dans l'ordre 1 de 86%) qui est utilisé pour la coupure rapide du réseau. Il est ensuite injecté dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation (efficacité de l'injection 80%). Il n'était a priori pas évident que la fibre puisse supporter une telle puissance laser. Les tests effectués ont cependant révélé une bonne tenue au flux. En sortie de fibre le faisceau est focalisé sur les atomes par une lentille de focale $f = 25$ cm et rétro-réfléchi par un miroir diélectrique (voir figure 7.1). Afin que la taille du faisceau réfléchi corresponde à celle du faisceau incident, une lentille de focale $f = 40$ cm est placée à mi-chemin entre les atomes et le miroir de rétro-réflexion, avec une distance de 40 cm de part et d'autre. Les différents miroirs de renvoi pour lesquels la polarisation du faisceau n'est pas dans le plan d'incidence sont métalliques, afin que celle-ci soit conservée.

Le waist du faisceau mesuré à l'aide d'une caméra CCD vaut $w_0 = 40 \mu\text{m}$ et sa longueur de Rayleigh vaut $z_R = 13$ mm.

La polarisation du faisceau est linéaire. La fibre à maintien de polarisation induit des fluctuations de la polarisation de $\sim 5\%$. Ces fluctuations sont des variations de la

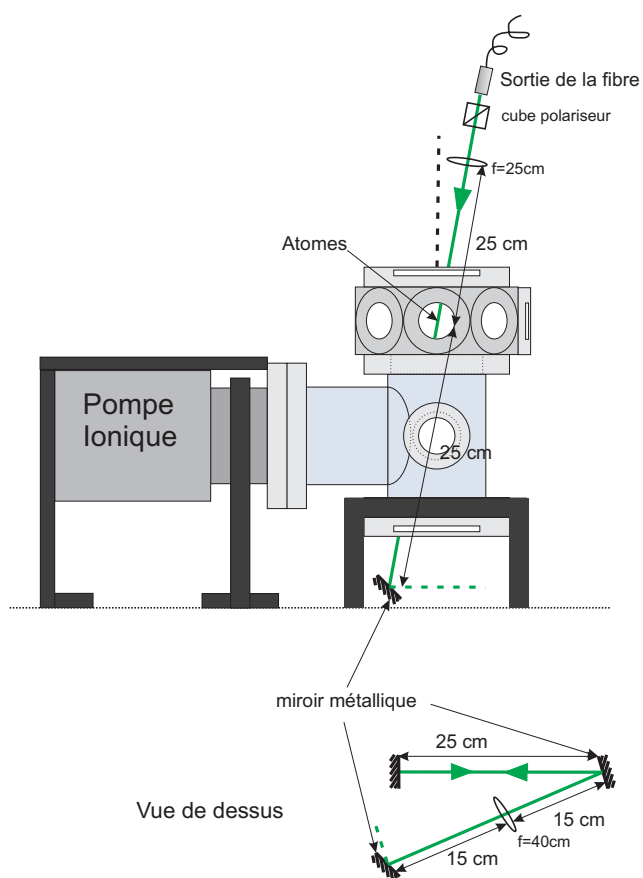


FIG. 7.1 – *Schema de l'installation du réseau 1D. En haut : vue selon l'axe du jet atomique. En bas, vue de dessus de l'installation optique au niveau de la table.*

différence de phase entre la lumière injectée selon le grand axe (la grande majorité de la puissance) et selon le petit axe (une faible part) de la fibre. Cela se traduit par une polarisation en sortie qui oscille entre linéaire et elliptique, la puissance selon chaque axe restant constante. Nous avons placé un cube polariseur en sortie de la fibre afin de ne laisser passer que la partie polarisée selon le grand axe, de cette façon les fluctuations sont supprimées.

Le faisceau rétro-réfléchi est réinjecté dans la fibre en sens inverse (efficacité $\sim 70\%$) afin de récupérer l'essentiel de la puissance laser (~ 500 mW après les pertes) sur un mesureur de puissance. Celle-ci est en effet essentiellement réfléchi par le second cube de l'isolateur optique. La puissance ainsi mesurée nous sert de référence d'alignement du faisceau rétro-réfléchi.

Lors des premiers essais d'alignement, nous nous sommes aperçu que l'interface de sortie de la fibre et le miroir de rétro-réflexion formaient une cavité résonnante Fabry-Pérot, ce qui induisait de fortes fluctuations de l'intensité liées aux mouvements du miroir de renvoi. En effet le faisceau rétro-réfléchi est réinjecté dans la fibre et une partie de celui-ci est réfléchi. Nous avons remplacé la fibre dont l'interface était coupée perpendiculairement à son axe (connecteur de marque Thorlabs, modèle FC/PC) par une fibre dont le connecteur est coupé avec un angle de 8° (modèle FC/APC) afin que cette réflexion ne soit pas renvoyée dans l'axe du réseau.

7.1.2 Caractérisation du réseau

Forme du potentiel

Les atomes placés dans l'onde stationnaire formée par le faisceau rétro-réfléchi subissent un potentiel dipolaire $U(r = \sqrt{x^2 + y^2}, z)$ proportionnel à l'intensité laser (voir paragraphe (2.2.1)), où l'axe Oz est l'axe de propagation du faisceau. Leur énergie étant bien plus faible que la profondeur du piège formé par cette onde, ils n'explorent que la partie harmonique et on peut écrire :

$$U(r, z) \simeq -U_0 \cos^2(kz) \left(1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right) \quad (7.1)$$

où w_0 est le waist du faisceau, z_R sa longueur de Rayleigh et $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde. U_0 est la profondeur et vaut quatre fois la profondeur associée à un seul faisceau non rétro-réfléchi. En pratique on peut négliger le terme $\left(\frac{z}{z_R} \right)^2$ car la taille typique du nuage vaut quelques micromètres et $z_R = 13$ mm. On peut réécrire le potentiel :

$$U(r, z) \simeq -U_0 \cos^2(kz) + \frac{1}{2} m \omega_\perp^2 r^2 \quad (7.2)$$

où m est la masse de l'atome et

$$\omega_{\perp} = \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{U_0}{m}} \quad (7.3)$$

est la fréquence transverse du piège.

Ce potentiel est donc périodique dans le direction longitudinale et confinant dans les directions transverses. Le calcul théorique de U_0 se fait à partir des transitions atomiques connues du chrome (voir paragraphe 2.1.2). Nous estimons pour une puissance laser de 1 W :

$$U_0/k_B \simeq 50 \mu K \quad (7.4)$$

Soit environ 75 fois l'énergie de recul $E_R = \hbar^2 k^2 / 2m$.

La longueur d'onde du laser étant $\lambda = 532$ nm, la période du potentiel vaut : $u = \pi/k = \lambda/2 = 266$ nm.

Diffraction du condensat par le réseau

Si on se limite à un traitement à une dimension le long de l'axe z , l'Hamiltonien d'un atome dans le réseau s'écrit :

$$H = \frac{p_z^2}{2m} - U_0 \cos^2(kz) = \frac{p_z^2}{2m} - \frac{U_0}{2} - \frac{U_0}{2} \cos(2kz) \quad (7.5)$$

L'état de l'atome d'impulsion initiale p_0 évolue en présence de cet hamiltonien indépendant du temps :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-iHt/\hbar} |p_0\rangle \quad (7.6)$$

Si on applique le potentiel pendant un temps T très court devant le temps caractéristique d'oscillation d'une particule dans le réseau (le long de z), alors on peut négliger le mouvement des atomes pendant ce temps, ce qui revient à négliger le terme d'énergie cinétique dans l'hamiltonien. Ce régime est appelé régime de Kapitza-Dirac [121] et est l'analogie de la limite de réseau mince en optique. On peut alors écrire l'état atomique au bout de T (à une phase près) :

$$|\psi(T)\rangle = \exp\left[\frac{iU_0 T \cos(2kz)}{2\hbar}\right] |p_0\rangle \quad (7.7)$$

$$= \left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right) e^{-2inkz} \right) |p_0\rangle \quad (7.8)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (i)^n J_n\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right) |p_0 - 2n\hbar k\rangle \quad (7.9)$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n .

L'atome se trouve donc dans une superposition d'états d'impulsions séparées de $2\hbar k$. L'intensité de chaque ordre n diffracté par le réseau est donnée par le carré de la fonction de Bessel : $J_n^2\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right)$.

Appliquer ce résultat à un condensat permet de mesurer sa profondeur. Nous produisons un condensat dans le piège optique croisé puis nous éteignons brusquement celui-ci. Les atomes se déplacent alors sous l'action de la gravité. Quelques microsecondes après avoir éteint le piège croisé, nous appliquons le réseau en un pulse carré de durée variable T (temps de montée et descente de la puissance laser ~ 200 ns). Juste après ce pulse, les atomes sont tous dans l'état $|\psi(T)\rangle$ de l'équation (7.9). Nous laissons alors le condensat tomber en temps de vol pendant 5 ms puis nous prenons une image par absorption.

Une image correspondant à une durée $T = 2 \mu s$ est présentée sur la figure 7.2. L'image fournit une mesure de l'amplitude de probabilité de présence de l'atome à une position donnée, correspondant à une impulsion $p_0 - 2n\hbar k$ au début du temps de vol. Sur la figure 7.2 on observe des atomes dans les ordres allant de -3 à $+3$. La distance entre les différents nuages mesurée sur l'image vaut $\Delta z \simeq 142,8 \mu m$, la résolution de notre système d'imagerie et l'incertitude sur son grandissement étant les principales sources d'erreur. La distance théorique entre les pics vaut $\Delta z = 2\hbar k T_{tof}/m = 144 \mu m$ où $T_{tof} = 5$ ms est le temps de vol.

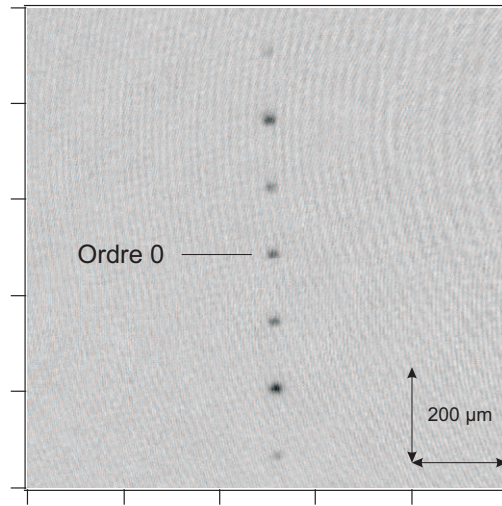


FIG. 7.2 – Image par absorption du condensat après diffraction par le réseau. Le réseau est appliqué pendant $2 \mu s$ puis le condensat tombe en chute libre pendant 5 ms.

La population dans chaque ordre est égale, dans le régime de Kapitza-Dirac, à $J_n^2\left(\frac{U_0 T}{2\hbar}\right)$. Ce régime est valable si on néglige l'évolution de l'état atomique due au

terme d'énergie cinétique du Hamiltonien par rapport à celle due au terme de l'ordre de U_0 . Cette condition s'écrit :

$$\frac{|p_0^2 - (p_0 + 2n\hbar k)^2|}{2m} \ll U_0 \quad (7.10)$$

La fonctions de Bessel $J_n(x)$ ne prend une valeur non négligeable que pour $n \leq x$, ce qui nous permet de nous restreindre aux ordres $n \sim U_0 T / 2\hbar$. De plus, on remarque sur la figure 7.2 que p_0 est bien plus petit que $\hbar k$. Si on néglige p_0 on peut donc réécrire l'inégalité (7.10) :

$$4 \left(\frac{U_0 T}{2\hbar} \right)^2 E_R \ll U_0 \quad (7.11)$$

où E_R est l'énergie de recul, soit :

$$T^2 U_0 E_R / \hbar^2 \ll 1 \quad (7.12)$$

pour notre système $E_R/k_B = 0,65 \mu K$. L'expérience a été effectuée pour une puissance laser de $\sim 0,5 W$ soit une profondeur théorique $U_0/k_B \simeq 28 \mu K$. L'approximation est donc valable pour un temps $T \ll 2 \mu s$. On peut remarquer que ce régime signifie également que le déplacement des atomes dû à la force créée par le réseau est très petit devant la période du potentiel : le pulse n'a pas le temps de modifier considérablement la densité atomique, il ne fait qu'imposer une phase aux atomes.

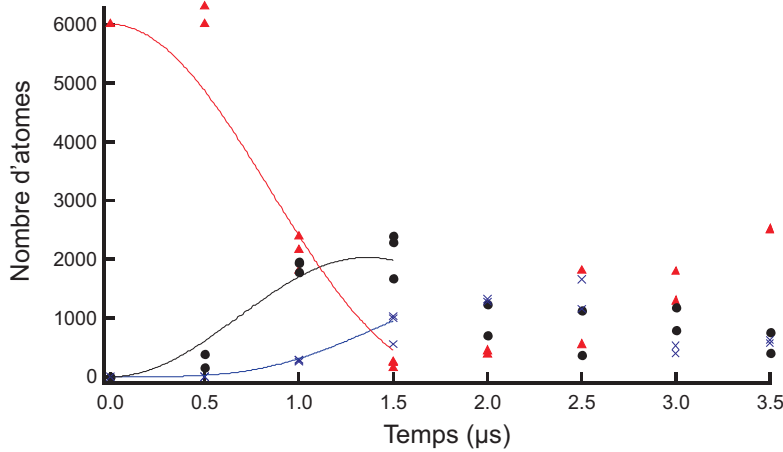


FIG. 7.3 – Population dans l'ordre 0 (triangles rouges), dans l'ordre 1 (cercles noirs) et dans l'ordre 2 (croix) en fonction de la durée du pulse T . Les traits pleins sont des ajustements par le carré de la fonction de Bessel d'ordre correspondant.

Nous avons mesuré les populations dans les différents ordres pour un temps T variable (voir figure 7.3). Les courbes ont été ajustées par les fonctions de Bessel (au carré) correspondantes en prenant la profondeur comme paramètre ajustable, pour des

temps inférieurs à $2 \mu\text{s}$. La profondeur déduite de ces ajustements vaut $U_0/k_B \simeq 23 \mu\text{K}$ soit $\sim 35E_R$. La profondeur mesurée est plus faible que celle estimée en fonction de la puissance. Cette différence peut provenir de pertes de puissance laser à la traversée des hublots, d'un mauvais positionnement du waist, ainsi qu'à d'éventuelles modifications de la polarisation entre le faisceau incident et le faisceau rétro-réfléchi.

7.2 Résultats récents

Les résultats décrits succinctement dans ce paragraphe ont été obtenus pendant la rédaction de ce manuscrit.

7.2.1 Relaxation dipolaire dans un gaz 2D

Nous avons mesuré le taux de relaxation dipolaire entre atomes dans l'état $|^7S_3, m_S = +3\rangle$ dans un condensat 2D chargé dans le réseau 1D, et observé une réduction de ce taux quand l'énergie Zeeman est inférieure à l'énergie vibrationnelle du réseau.

Le temps pour un atome de passer d'un site du réseau à l'autre par effet tunnel ($\sim 400 \text{ ms}$) étant très long devant l'échelle de temps caractéristique des expériences effectuées pour observer la relaxation dipolaire ($\sim 100 \text{ ms}$), on peut considérer le condensat chargé dans le réseau comme un ensemble de condensats 2D indépendants. La fréquence des pièges 2D selon l'axe de fort confinement (l'axe de la périodicité du réseau) vaut $\omega_L \sim 100 \text{ kHz}$, ce qui est bien supérieur à toutes les autres échelles d'énergie du système ($k_B T$, potentiel chimique du condensat). Nous avons mesuré le paramètre de pertes à deux corps associé à la relaxation dipolaire entre atomes dans l'état $|^7S_3, m_S = +3\rangle$, en fonction de la fréquence de Larmor associée au champ magnétique statique. Nous avons observé une forte diminution de ce paramètre quand la fréquence de Larmor devient inférieure à la fréquence du piège ω_L . Le fort confinement le long de l'axe du réseau crée un gap dans le spectre d'énergie qui réduit la densité d'états dans le canal de sortie, quand l'énergie Zeeman libérée lors de la relaxation dipolaire est suffisamment faible.

7.2.2 Mise en place de repompeurs pour les états métastables 5D_2 et 5D_3

Le chargement du piège optique repose sur la fuite des atomes du MOT vers des états métastables. En présence du faisceau dépompeur (voir paragraphe (2.3.2)), les atomes s'accumulent dans les états 5S_2 (via 7P_3), 5D_2 (via 7P_3), 5D_3 (via 7P_3 et 7P_4) et 5D_4 (via 7P_3 et 7P_4). L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein et toutes les expériences décrites dans ce manuscrit ont été réalisées en repompant vers l'état fondamental à la fin du chargement uniquement les atomes dans les états 5S_2 et 5D_4 . Les états 5D_2

et 5D_3 n'étaient pas repompés car nous n'avons pas les lasers nécessaires. La présence d'atomes dans ces deux états dans le piège optique au début de l'évaporation, bien que minoritaires, peut induire des collisions inélastiques avec les atomes repompés dans l'état fondamental, ce qui rend le processus moins efficace.

Nous avons mis en place deux diodes laser à résonance avec la transition $^5D_2 \rightarrow ^7P_3$ à 646,877 nm et la transition $^5D_3 \rightarrow ^7P_3$ à 653,973 nm afin de repomper les états métastables vers l'état fondamental au début de l'évaporation. Les deux diodes sont asservies à une cavité Fabry-Pérot passive ultrastable. Cette cavité en verre ULE (ultra low expansion) est stabilisée en température afin de maintenir sa longueur constante. Sa stabilité à long terme est meilleure que 1 MHz.

L'effet du repompage de ces deux états vers l'état fondamental est en cours d'étude. Nous avons déjà observé une augmentation du nombre d'atomes condensés, allant jusqu'à 30 000 atomes.

7.3 Perspectives

Etude du condensat dans un réseau 2D et 3D

Les perspectives d'études fondamentales concernant un condensat dipolaire dans un réseau sont nombreuses. Le caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle laisse attendre de nombreux effets intéressants liés à la géométrie du piège. Dans un piège 2D, la répulsion à longue portée due à l'interaction dipolaire peut induire une forte diminution du taux de recombinaison à trois corps. Dans un piège 1D, la présence de forces attractives peut mener à l'apparition de solitons. L'équipe travaille actuellement à la mise en place de réseaux 2D et 3D.

Chargement du fermion ^{53}Cr dans le piège optique et refroidissement sympathique

L'équipe a déjà rapporté le piégeage magnéto-optique simultané de l'isotope bosonique ^{52}Cr et de l'isotope fermionique ^{53}Cr du chrome [46]. La prochaine étape consiste à charger le fermion dans le piège optique. Ensuite, le refroidissement sympathique par le boson sera expérimenté en vue d'obtenir la première mer de Fermi, ainsi que le premier mélange bosons-fermions dégénéré, avec de fortes interactions dipolaires.

Avant ce résultat, l'interaction dipôle-dipôle pourrait mener à l'observation de thermalisation dans un gaz de fermions polarisés.

Conclusion

L'obtention en novembre 2007 d'un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr constitue le résultat principal de cette thèse. Refroidir le ^{52}Cr jusqu'à la dégénérescence quantique pose de nombreuses difficultés techniques. Nombre d'entre elles (mise en place d'un four à 1500°C , montage d'une chaîne laser à 425 nm) ont été résolues au cours des thèses de mes prédécesseurs Radu Chicireanu [53] et Arnaud Pouderos [52], ce qui a permis d'obtenir un MOT.

La forte limitation en nombre d'atomes d'un piège magnéto-optique, due principalement aux collisions inélastiques assistées par la lumière, a nécessité de développer une stratégie originale, consistant à charger continuellement des atomes métastables de ^{52}Cr issus du MOT dans un piège optique. Nous avons démontré le piégeage d'atomes métastables dans un piège optique (première année de thèse), puis optimisé ce chargement en utilisant une technique de dépompage vers l'état métastable $^5\text{S}_2$. Cette technique, associée au moyennage à zéro des forces magnétiques sur les atomes métastables par des rampes de champ rf pendant le chargement, nous permet d'accumuler jusqu'à 4,5 millions d'atomes à une température de $100\ \mu\text{K}$ dans un piège optique constitué d'un seul faisceau rétro-réfléchi, en un temps particulièrement court (temps à $1/e \sim 100\text{ ms}$). Le nombre d'atomes dans le piège optique est supérieur à celui dans le MOT, et les taux de chargement sont du même ordre de grandeur. La mise en place de cette technique de chargement particulièrement originale a été un pas essentiel vers la condensation.

La phase suivante consistant à forcer l'évaporation en diminuant la profondeur du piège optique est plus classique. Après avoir été repompés dans l'état fondamental $^7\text{S}_3$, les atomes sont polarisés dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie afin d'empêcher la relaxation dipolaire. La densité dans l'espace des phases à l'issue du chargement a une valeur relativement basse à cause des fortes collisions entre atomes métastables, c'est pourquoi la rampe d'évaporation est plus lente que pour la plupart des expériences utilisant un piège optique. Durant cette étape, l'échantillon passe d'un gaz thermique contenant 4,5 millions d'atomes à une température de $100\ \mu\text{K}$ et dont la densité dans l'espace des phases vaut $\sim 5 \times 10^{-6}$, à un condensat de Bose-Einstein contenant typiquement 10 000 atomes. La transition de phase est observée à une température typique d'environ 450 nK (voir figure 7.4). Les fortes interactions dipôle-dipôle dans un condensat de chrome sont à l'origine des phénomènes décrits ci-dessous.

L'étude de l'effet d'un champ magnétique radiofréquence intense sur un condensat de chrome nous a permis de montrer qu'il était possible de modifier *de manière réversible* la sensibilité magnétique des atomes. Un condensat habillé par un champ rf perpendiculaire au champ statique et de fréquence ω bien supérieur à la fréquence de Larmor ω_0 voit en effet son facteur de Landé modifié selon l'équation :

$$g_J(\Omega) = g_J J_0 \left(\frac{\Omega}{\omega} \right) \quad (7.13)$$

où Ω est la pulsation de Rabi associée au champ rf et J_0 la fonction de Bessel d'ordre

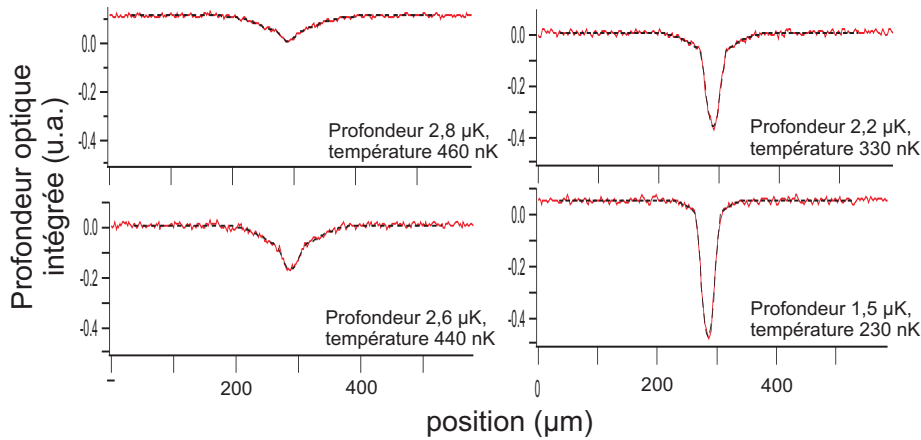


FIG. 7.4 – Observation de la transition de phase d'un gaz thermique à un condensat de Bose-Einstein. Profondeur optique intégrée selon x (l'axe horizontal de l'image par absorption) après un temps de vol de 5 ms du nuage pour différentes profondeurs finales de la rampe d'évaporation (trait plein rouge). Les profils sont ajustés par la somme d'un profil gaussien et d'un profil de Thomas Fermi intégrés selon deux dimensions (traits discontinus noirs). La température indiquée provient de ces ajustements.

0. Nous avons démontré expérimentalement la possibilité d'amener adiabatiquement les sous-états Zeeman des atomes condensés proches de dégénérescence malgré la présence d'un champ magnétique statique de ~ 100 mG (voir figure 7.5). Cette pourrait être utilisée en vue d'étudier les propriétés spinorielles d'un condensat de chrome multicomposantes. S'affranchir de l'effet Zeeman permettrait en effet de modifier l'état fondamental du système, qui en présence d'un champ magnétique non nul est un condensat polarisé dans $|m_S = -3\rangle$. Le chrome est un élément particulièrement intéressant pour la physique des spinors car il possède un spin $S = 3$ dans l'état fondamental, et parce que l'interaction dipôle-dipôle couple les degrés de liberté de spin au moment cinétique orbital.

Nous avons également mesuré le temps de vie du condensat dans ces conditions (fort champ rf hors résonance) et identifié un processus de relaxation dipolaire assistée par la rf. Les atomes sont initialement dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $|m_S = -3\rangle$ pour lequel la relaxation dipolaire est interdite énergétiquement. Quand ils sont habillés par la rf, ils peuvent cependant subir des collisions inélastiques pendant lesquelles la paire d'atomes change de multiplicité (c'est-à-dire absorbent un ou plusieurs photons rf). Dans ces collisions la totalité de l'énergie des photons absorbés est convertie en énergie Zeeman et en énergie cinétique atomiques. Ce type de collisions n'avait jamais été observées, notre système nous permet de les étudier grâce aux fortes interactions dipôle-dipôle.

Nous avons étudié une résonance de Feshbach du chrome due aux interactions

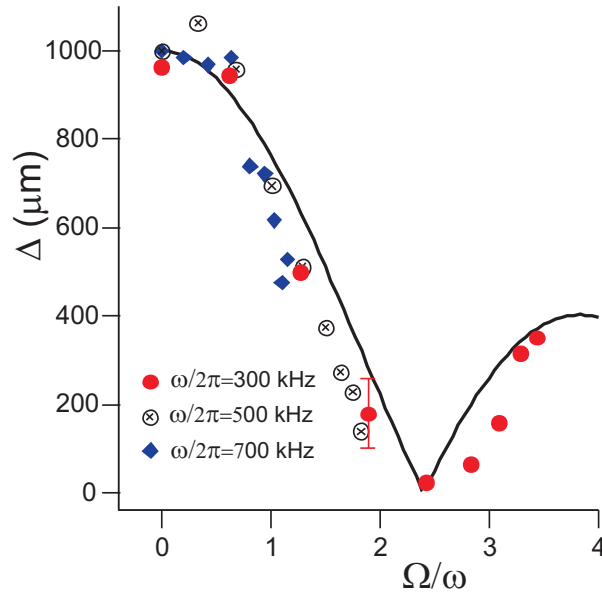


FIG. 7.5 – Déplacement du condensat $\Delta(\Omega/\omega)$ sous l'effet d'un gradient de champ magnétique linéaire, en présence d'un champ rf, en fonction du rapport Ω_{rf}/ω . Ce déplacement est proportionnel au facteur de Landé des atomes. Trait plein : $\Delta(0) |J_0(\Omega_{rf}/\omega)|$

dipôle-dipôle et impliquant un canal de collision en onde d . Du fait de son caractère anisotrope, l'interaction dipolaire couple ce canal à un état moléculaire lié de moment cinétique orbital $l = 0$. Lorsque l'énergie de ce niveau lié est égale à l'énergie de collision, la probabilité de traverser par effet tunnel la barrière de potentiel $l = 2$ est augmentée de façon résonante. Ceci augmente la probabilité de présence à courte distance de la paire d'atomes en collision, il se produit donc des pertes à trois corps.

Nous avons observé que la largeur du couplage Feshbach est très petite devant le taux de relaxation moléculaire. Par conséquent les molécules de Cr_2 produites ont une durée de vie trop courte pour être observées. De plus le taux de pertes à trois corps est proportionnel au carré de la densité. La largeur de la résonance et son amplitude sont proportionnelles à la température. Toutes ces observations sont originales par rapport aux résonances larges en onde s . Nos mesures nous ont permis d'améliorer la précision de la détermination de la position de la résonance de Feshbach d'un facteur 6. Nous avons interprété les résultats expérimentaux par un modèle théorique. Celui-ci reproduit nos résultats sans paramètres ajustables.

Nous avons également développé un modèle théorique décrivant le couplage en présence d'un champ rf entre une paire d'atomes en collision et une molécule de Feshbach quand le champ magnétique statique est arbitrairement loin de la résonance de Feshbach. En utilisant le formalisme de l'atome habillé, nous montrons que la force du couplage en présence de rf est égale à la force du couplage Feshbach sans rf multipliée

par le carré d'une fonction de Bessel. Ce résultat est valable quand la fréquence rf est supérieure à la largeur de la résonance de Feshbach. Nous avons confronté ce modèle à la résonance de Feshbach en onde d étudiée au chapitre 5 et observé un accord sans paramètres ajustables. Ces résultats permettent une réinterprétation du phénomène d'association rf de molécules en terme de résonance de Feshbach habillée par la rf.

Enfin, ce manuscrit décrit la mise en place d'un réseau optique 1D. Une étude de la diffraction du condensat par ce réseau nous a permis d'estimer sa profondeur à ~ 35 fois l'énergie de recul. Ce résultat est un pas vers l'étude d'un condensat dipolaire en dimension réduite, ainsi que vers l'observation d'effets de l'interaction dipôle-dipôle entre les sites du réseau.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a dilute Atomic Vapor* - Science, **269**, 198 (1995)
- [2] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms* - Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995)
- [3] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet - *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions* - Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995)
- [4] A. Einstein - *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases* - Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. 1, 3 (1925)
- [5] S. N. Bose - *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese* - Z. Phys 26, 178 (1924)
- [6] K. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben and J. Dalibard - *Vortex Formation in a stirred Bose-Einstein condensate* - Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000)
- [7] M. Matthews, B. Anderson, P. Haljan, D. Hall, C. Wieman and E. Cornell - *Vortices in a Bose-Einstein Condensate* - Phys. Rev. Lett. **83**, 2498 (1999)
- [8] M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.-J. Miesner, D.S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle - *Observation of interference between two Bose condensates* - Science, **275**, 637 (1997)
- [9] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend and W. Ketterle - *Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms* - Phys. Rev. Lett. **78** 582 (1997)
- [10] J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish and C. E. Wieman - *Magnetic Field Dependence of Ultracold Inelastic Collisions Near a Feshbach Resonance* - Phys. Rev. Lett. **85**, 728 (2000)
- [11] J. M. Gerton, D. Strekalov, I. Prodan and R. G. Hulet - *Direct Observation of Growth and Collapse of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions* - Nature **408**, 692 (2000)
- [12] Han Pu, Weiping Zhang, and Pierre Meystre - *Ferromagnetism in a Lattice of Bose-Einstein Condensates* - Phys. Rev. Lett. **87**, 140405 (2001)
- [13] L. Santos, G.V. Shlyapnikov, P. Zoller and M. Levenstein - *Bose-Einstein condensation in trapped dipolar gases* - Phys. Rev. Lett. **85**, 1791 (2000)

- [14] K.Goral, K. Rzazewski and T. Pfau - *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces* - Phys. Rev. A **61**, 051601 (2000)
- [15] D. DeMille - *Quantum computation with trapped polar molecule* - Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002)
- [16] S. Ospelkaus, A. Peer, K.-K. Ni, J. J. Zirbel, B.Neyenhuis, S. Kotochigova, P. S. Julienne, J. Ye and D. S. Jin - *Efficient State Transfer in an Ultracold Dense Gas of Heteronuclear Molecules* - Nature Phys. **4**, 622 (2008)
- [17] J. Deiglmayr, A. Grochola, M. Repp, K. M"ortlbauer, C. Gl"uck, J. Lange, O. Dulieu, R.Wester and M.Weidem"uller - *Formation of Ultracold Polar Molecules in the Rovibrational Ground State* - Phys. Rev. Lett. **101**, 133004 (2008).
- [18] K. M. O'Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm, and J. E. Thomas, - *Loading dynamics of CO₂ laser traps* - Phys. Rev. A, **63** 043403 (2001)
- [19] D.L. Haycock, S. E. Hamman, G. Klose, and P. S. Jessen, - *Atom trapping in deeply bound states of a far-off-resonance optical lattice* - Phys. Rev. A, **55**, R3991 (1997)
- [20] T. Weber, thèse de doctorat, *Bose-Einstein condensation of optically trapped Cesium* - Universität Stuttgart - (2003)
- [21] R. Grimm, M. Weidem"uller, and Y. B. Ovchinnikov, - *Optical dipole traps for neutral atoms* - Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics, **42**, 95 (2000)
- [22] J. D. Jackson, - *Classical electrodynamics* - Wiley, New York (1962)
- [23] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- [24] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Franck Laloë, - *Mécanique Quantique* - Hermann (1997)
- [25] S. Haroche *et al.*, Phys. Rev. Lett **24**, 861 (1970)
- [26] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher, and E. Cornell - *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms* - Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995)
- [27] W. Paul - *Electromagnetic traps for charged and neutral particles* - Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990)
- [28] T. W. Hänsch and B. Couillaud - *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity* - Optics. Comm. **35** 441 (1980)
- [29] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward - *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator* - Appl. Phys. B. **31** 97 (1983)
- [30] W. D. Phillips and H. Metcalf - *Laser Deceleration of an Atomic Beam* - Phys. Rev. Lett. **48** 596 (1982)
- [31] C. C. Bradley, J.J. McClelland, W. R. Anderson and R.J. Celotta - *Magneto-optical trapping of chromium atoms* - Phys. Rev. A, **61**, 053407 (2000)

- [32] A.S. Bell, J. Stuhler, S. Locher, S. Hensler, J. Mlynek and T. Pfau – *A magneto-optical trap for chromium with population repumping via intercombination lines* – Europhys. Lett., **45**, 156 (1999)
- [33] J. Werner, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau - *Observation of Feshbach Resonances in an Ultracold Gas of ^{52}Cr* Phys. Rev. Lett., **94**, 183201 (2005)
- [34] J. Stuhler, A. Griesmaier, J. Werner, T. Koch, M. Fattori and T. Pfau - *Ultracold chromium atoms : From Feshbach resonances to a dipolar Bose-Einstein condensate* J. Mod Opt. **54**, 647 (2007)
- [35] T. Lahaye, T. Koch, B. Fröhlich, M. Fattori, J. Metz, A. Griesmaier, S. Giovanazzi, T. Pfau *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid* Nature **448**, 672 (2007)
- [36] T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi and M. Ueda - *d-wave collapse and explosion of a dipolar Bose-Einstein condensate* - Phys. Rev. Lett. **101**, 080401 (2008)
- [37] A. Griesmaier, J. Stuhler, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, and S. Giovanazzi - *Comparing contact and dipolar interaction in a Bose-Einstein condensate* Phys. Rev. Lett. **97**, 250402 (2006)
- [38] Piet O. Schmidt, thèse de doctorat, *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms* - Universität Stuttgart - (2003)
- [39] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek, and T. Pfau - *Continuous loading of a magnetic trap* - Phys. Rev. A **64**, 031405 (2001)
- [40] S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P.O. Schmidt, A. Görlitz, T. Pfau, S. Giovanazzi et K. Rzazewski, *Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms*, Appl. Phys. B, **77**, 765 (2003)
- [41] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler and T. Pfau - *Bose-Einstein condensation of chromium*, Phys. Rev. Lett., **94**, 160401 (2005)
- [42] M. Fattori, T. Koch, S. Goetz, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau - *Demagnetization cooling of a gas*, Nature Physics **2**, 765 (2006)
- [43] J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, S. Giovanazzi, P. Pedri, and L. Santos - *Observation of Dipole-Dipole Interaction in a Degenerate Quantum Gas*, Phys. Rev. Lett. **95**, 150406 (2005)
- [44] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz and T. Pfau - *Continuous loading of cold atoms into a Ioffe-Pritchard magnetic trap* - J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. **5**, 170 (2003)
- [45] R. Chicireanu, Q. Beaufils, A. Pouderos, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, L. Vernac, J.-C. Keller, O. Gorceix - *Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap* - Eur. Phys. J. D **45** 2 (2007) 189-195
- [46] R. Chicireanu, A. Pouderos, R. Barbé, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller and O. Gorceix, - *Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms* - Phys. Rev. A, **73**, 053406 (2006)

- [47] R. Chicireanu, Q. Beaufils, A. Pouderous, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, J. V. Porto, L. Vernac, J. C. Keller, O. Gorceix - *Accumulation and thermalization of cold atoms in a finite-depth magnetic trap* - Phys. Rev. A **76**, 023406 (2007)
- [48] Q. Beaufils, R. Chicireanu, A. Pouderous, W. de Souza Melo, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. C. Keller, and O. Gorceix - *Averaging out magnetic forces with fast rf sweeps in an optical trap for metastable chromium atoms* - Phys. Rev. A **77**, 053413 (2008)
- [49] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix - *Feshbach resonance in d-wave collisions* - Phys. Rev. A **79**, 032706 (2009)
- [50] Q. Beaufils, T. Zanon, R. Chicireanu, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix - *Radio-frequency-induced ground-state degeneracy in a Bose-Einstein condensate of chromium atoms* - Phys. Rev. A **78**, 051603(R) (2008)
- [51] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix - *All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates* - Phys. Rev. A **77**, 061601(R) (2008)
- [52] Arnaud Pouderous, thèse de doctorat, *Refroidissement en piégeage d'atomes de chrome* - Université Paris Nord - (2007)
- [53] Radu Chicireanu, thèse de doctorat, *Atomes froids de chrome piégés magnétiquement et optiquement : premières étapes vers la condensation* - Université Paris Nord - (2007)
- [54] Robert deCarvalho and John Doyle - *Evaporative cooling at low trap depth* PHYS REV A **70**, 053409 (2004)
- [55] Jonathan David Weinstein, thèse de doctorat *Magnetic trapping of atomic Chromium and molecular Calcium Monohydride* - Harvard University - (2001)
- [56] Jürgen Stuhler, thèse de Doctorat, *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen* - Universität Konstanz - (2001)
- [57] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas - *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps* - Phys. Rev. A **64**, 051403(R) (2001)
- [58] David Guery-Odelin, thèse de Doctorat, *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein* - Université Paris VI - (1998)
- [59] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz and T. W. Hänsch, *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*. Phys. Rev. A., **57**(1) :R20, (1998)
- [60] Kenneth O'Hara, thèse de doctorat, *Optical trapping and evaporative cooling of fermionic atoms* - Duke University - (2000)
- [61] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii and S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases* - Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).

- [62] S. Giorgini, L. Pitaevskii and S. Stringari, *Condensate fraction and critical temperature of a trapped interacting Bose gas* - Phys. Rev. A **54**, 4633(R) (1996)
- [63] Y. Castin and R. Dum - *Bose-Einstein Condensates in time dependant traps* - Phys. Rev. Lett. **77**, 5315 (1996).
- [64] Serge Haroche, thèse de doctorat - *Etude théorique et expérimentale des propriétés physiques d'atomes habillés par des photons de radiofréquence* Université Paris VI (1971)
- [65] S. Haroche, C. Cohen-Tannoudji, C. Audoin, J.P. Schermann - *Modified Zeeman Hyperfine Spectra Observed in H^1 and Rb^{87} Ground States Interacting with a Non-resonant rf Field* Phys. Rev. Lett. **24**, 861 (1970)
- [66] S. Haroche, C. Cohen-Tannoudji, *Resonant Transfer of Coherence in Nonzero Magnetic Field Between Atomic Levels of Different g Factors* Phys. Rev. Lett. **24**, 974 (1970).
- [67] C. C. Agosta, I. F. Silvera, H. T. Stoof, and B. J. Verhaar - *Trapping of neutral atoms with resonant microwave radiation* - Phys. Rev. Lett. **62**, 2361 (1989)
- [68] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and T. M. Nagtegaal - *Collisions of dressed ground-state atoms* - Phys. Rev. A **53**, 4343 (1996)
- [69] Tin-Lun Ho - *Spinor Bose Condensates in Optical Traps* - Phys. Rev. Lett. **81**, 742 - 745 (1998)
- [70] A. E. Leanhardt, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard, and W. Ketterle - *Coreless Vortex Formation in a Spinor Bose-Einstein Condensate* - Phys. Rev. Lett. **90**, 140403 (2003)
- [71] Hiroki Saito, Yuki Kawaguchi, and Masahito Ueda *Breaking of Chiral Symmetry and Spontaneous Rotation in a Spinor Bose-Einstein Condensate* - Phys. Rev. Lett. **96**, 065302 (2006)
- [72] H. Schmaljohann, M. Erhard, J. Kronjäger, M. Kottke, S. van Staa, L. Cacciapuoti, J. J. Arlt, K. Bongs, and K. Sengstock *Dynamics of $F = 2$ Spinor Bose-Einstein Condensates* - Phys. Rev. Lett. **92**, 040402 (2004)
- [73] T. Kuwamoto, K. Araki, T. Eno, and T. Hirano - *Magnetic field dependence of the dynamics of ^{87}Rb spin-2 Bose-Einstein condensates* - Phys. Rev. A **69**, 063604 (2004)
- [74] M. H. Wheeler, K. M. Mertes, J. D. Erwin, and D. S. Hall - *Spontaneous Macroscopic Spin Polarization in Independent Spinor Bose-Einstein Condensates* - Phys. Rev. Lett. **93**, 170402 (2004)
- [75] L. Santos and T. Pfau - *Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates* - Phys. Rev. Lett. **96**, 190404 (2006)
- [76] J. Soding, D. Guery-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori and J. Dalibard - *Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate* - Appl. Phys. B, **69**, 257 (1999)

- [77] R. Napolitano, J. Weiner, C. J. Williams, and P. S. Julienne - *Line Shapes of High Resolution Photoassociation Spectra of Optically Cooled Atoms* - Phys. Rev. Lett. **73**, 1352 (1994).
- [78] F. H. Mies, E. Tiesinga, and P. S. Julienne - *Manipulation of Feshbach resonances in ultracold atomic collisions using time-dependent magnetic fields* Phys. Rev. A **61**, 022721 (2000).
- [79] N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions* - 3rd ed. (Oxford University Press, London, 1965)
- [80] John R. Taylor - *Scattering Theory : The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions* - John Wiley and sons, Inc. New York
- [81] V. A. Yurovsky and A. Ben-Reuven - *Three-body loss of trapped ultracold ^{87}Rb atoms due to a Feshbach resonance* - Phys. Rev. A **67**, 050701(R) (2003).
- [82] T. Kohler, K. Goral, and P. Julienne - *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances* - Rev. Mod. Phys. **78**, 1311 (2006).
- [83] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof - *Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions* - Phys. Rev. A **47**, 4114 (1993).
- [84] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag and R. Grimm - *Bose-Einstein Condensation of Molecules* - Science **302**, 2101 (2003)
- [85] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger - *Many-Body Physics with Ultracold Gases* - Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008)
- [86] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin - *Tuning p -Wave Interactions in an Ultracold Fermi Gas of Atoms* - Phys. Rev. Lett. **90**, 053201 (2003)
- [87] S. T. Thompson, E. Hodby, and C. E. Wieman - *Spontaneous Dissociation of ^{85}Rb Feshbach Molecules* - Phys. Rev. Lett. **94**, 020401 (2005)
- [88] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin - *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas* - Nature **426**, 537 (2003)
- [89] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules* Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003)
- [90] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm - *Bose-Einstein Condensation of Molecules* - Science **302**, 2101 (2003)
- [91] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin - *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms* - Nature **424** 47 (2003)
- [92] K. E. Strecker, G.B. Partridge, and R. G. Hulet - *Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas* - Phys.Rev. Lett. **91**, 080406 (2003).

- [93] E. Hodby, S. T. Thompson, C. A. Regal, M. Greiner, A. C. Wilson, D. S. Jin, E. A. Cornell, and C. E. Wieman - *Production Efficiency of Ultracold Feshbach Molecules in Bosonic and Fermionic Systems* - Phys. Rev. Lett. **94**, 120402 (2005)
- [94] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, and W. Ketterle - *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules* - Phys. Rev. Lett. **91**, 210402 (2003)
- [95] S. Dürr, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe - *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate* - Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004)
- [96] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H. Nägerl, R. Grimm - *Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas* - Science **301**, 1510 (2003)
- [97] S. T. Thompson, E. Hodby, and C. E. Wieman - *Ultracold Molecule Production via a Resonant Oscillating Magnetic Field* - Phys. Rev. Lett. **95**, 190404 (2005)
- [98] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs - *Ultracold Heteronuclear Molecules in a 3D Optical Lattice* - Phys. Rev. Lett. **97**, 120402 (2006)
- [99] J. F. Bertelsen and K. Mølmer - *Molecule formation in optical lattice wells by resonantly modulated magnetic fields* - Phys. Rev. A **73**, 013811 (2006)
- [100] C. Weber, G. Barontini, J. Catani, G. Thalhammer, M. Inguscio, and F. Minardi *Association of ultracold double-species bosonic molecules* - Phys. Rev. A **78**, 061601(R) (2008)
- [101] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, M. Scherer, L. Kattner, E. Tiemann, W. Ertmer, and J. J. Arlt *Radio-frequency association of heteronuclear Feshbach molecules* - Phys. Rev. A **78**, 061602(R) (2008)
- [102] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, and W. Ketterle - *Radio-Frequency Spectroscopy of Ultracold Fermions* - Science **300**, 1723 (2003)
- [103] F. Lang, P. v. d. Straten, B. Brandstätter, G. Thalhammer, K. Winkler, P. S. Julienne, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag - *Cruising through molecular bound-state manifolds with radiofrequency* - Nature Physics **4**, 223 - 226 (2008)
- [104] H. R. Thorsheim and J. Weiner - *Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms* - Phys. Rev. Lett. **58**, 2420 - 2423 (1987)
- [105] J. J. Zirbel, K.-K. Ni, S. Ospelkaus, T. L. Nicholson, M. L. Olsen, P. S. Julienne, C. E. Wieman, J. Ye, and D. S. Jin - *Heteronuclear molecules in an optical dipole trap* Phys. Rev. A **78**, 013416 (2008)
- [106] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg - *Atom Photon Interactions* édité par Wiley, Vol. 2 (New York) (1992)
- [107] T. M. Hanna, T. Köhler, and K. Burnett - *Association of molecules using a resonantly modulated magnetic field* - Phys. Rev. A **75**, 013606 (2007)

- [108] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch and I. Bloch - *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms* - Nature **415**, 39-44 (2002)
- [109] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi, M. Inguscio - *Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates* - Science **293**, 843 (2001)
- [110] O. Morsch, J. H. Müller, M. Cristiani, D. Ciampini, and E. Arimondo - *Bloch Oscillations and Mean-Field Effects of Bose-Einstein Condensates in 1D Optical Lattices* - Phys. Rev. Lett. **87**, 140402 (2001)
- [111] H. Moritz, T. Stöferle, M. Köhl, and T. Esslinger - *Exciting Collective Oscillations in a Trapped 1D Gas* - Phys. Rev. Lett. **91**, 250402 (2003)
- [112] P. Pedri, S. De Palo, E. Orignac, R. Citro, and M. L. Chiofalo - *Collective excitations of trapped one-dimensional dipolar quantum gases* - Phys. Rev. A **77**, 015601 (2008)
- [113] B. Laburthe Tolra, K.M. O'Hara, J. H. Huckans, W. D. Phillips, S. L. Rolston, and J.V. Porto - *Observation of Reduced Three-Body Recombination in a Correlated 1D Degenerate Bose Gas* - Phys Rev Lett **92**, 190401 (2004)
- [114] Z. Hadzibabic, S. Stock, B. Battelier, V. Bretin, and J. Dalibard - *Interference of an Array of Independent Bose-Einstein Condensates* - Phys Rev Lett **93**, 180403 (2004)
- [115] Y. Shin, M. Saba, T. A. Pasquini, W. Ketterle, D. E. Pritchard, and A. E. Leanhardt - *Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential* - Phys. Rev. Lett. **92**, 050405 (2004)
- [116] G. K. Brennen, C. M. Caves, P. S. Jessen, and I. H. Deutsch - *Quantum Logic Gates in Optical Lattices* - Phys. Rev. Lett **82**, 1060 - 1063 (1999)
- [117] M. Takamoto, F. Hong, R. Higashi and H. Katori - *An optical lattice clock* - Nature **435**, 321-324 (2005)
- [118] K. Góral, L. Santos, and M. Lewenstein - *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices* - Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002)
- [119] P. Pedri and L. Santos - *Two-Dimensional Bright Solitons in Dipolar Bose-Einstein Condensates* - Phys. Rev. Lett. **95**, 200404 (2005)
- [120] C. Menotti, C. Trefzger, and M. Lewenstein - *Metastable States of a Gas of Dipolar Bosons in a 2D Optical Lattice* - Phys. Rev. Lett. **98**, 235301 (2007)
- [121] P.L. Kapitza and P.A.M. Dirac, Proc. Cambridge Philos. Soc. **29**, 297 (1933)

CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN DU CHROME

et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires

Résumé : A cause de son fort moment magnétique dans l'état fondamental, le chrome est un bon candidat pour l'étude des interactions dipolaires dans un gaz dégénéré. Nous avons mis en place un dispositif expérimental afin de piéger et de refroidir des atomes de ^{52}Cr jusqu'à la condensation de Bose-Einstein. Le refroidissement évaporatif a lieu dans un piège optique, dont le chargement à partir du piège magnéto-optique est réalisé grâce à une méthode originale d'accumulation en continu d'atomes dans des états métastables. Nous produisons un condensat contenant typiquement 15 000 atomes en 15 s au total.

Nous avons étudié la possibilité d'amener les sous-états Zeeman du chrome condensé à dégénérescence dans un champ magnétique statique non nul, en utilisant un champ magnétique radiofréquence (rf). Cela nous a conduit à mettre en évidence un processus de relaxation dipolaire assistée par la rf. Nous avons également étudié une résonance de Feshbach induite par l'interaction dipolaire, qui a la particularité d'impliquer un canal de collisions en onde d . Nous avons analysé cette résonance en présence de champs rf, et réinterprété l'association rf de molécules comme une simple résonance de Feshbach entre états habillés. Enfin, nous avons mis en place un réseau optique dans la perspective d'étudier l'effet des interactions dipôle-dipôle en dimension réduite.

Mots clés : chrome, condensation de Bose-Einstein, interactions dipolaires, résonances de Feshbach, relaxation dipolaire

Abstract :

Its large magnetic moment in the ground state makes chromium a good candidate for the study of dipolar interactions in a degenerate gas. We have built an experimental setup for trapping and cooling atoms of ^{52}Cr down to Bose-Einstein condensation (BEC). Evaporative cooling takes place in a purely optical trap, which is loaded from the magneto-optical trap using a novel process of continuous accumulation of metastable states. We produce a condensate of typically 15 000 atoms in a time of 15 s.

We studied the possibility to bring all the Zeeman substates of a chromium BEC to degeneracy in a non-zero static magnetic field, using a radiofrequency (rf) magnetic field, and demonstrated a new process of rf-assisted dipolar relaxation. We also studied a narrow Feshbach resonance induced by dipolar interaction, which implies a d -wave collisional channel. We analyzed this resonance in the presence of a rf magnetic field and we reinterpreted rf association of molecules as a mere Feshbach resonance between rf dressed states. Finally, we have set up an optical lattice in the perspective of studying the effects of dipole-dipole interactions in reduced dimension.

Keywords : Chromium, Bose-Einstein condensation, dipolar interactions, Feshbach resonances, dipolar relaxation