

Chapitre 1

Mises à jour de l'expérience

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment, expérimentalement, nous pouvons créer une onde de matière obtenue par la condensation de Bose-Einstein. Nous avons ainsi présenté les principaux outils dont nous disposons pour manipuler les atomes et la manière dont nous en tirons profit sur notre dispositif. Une telle plateforme requiert une quantité importante de matériels variés qu'il est nécessaire d'entretenir, de réparer, voire de remplacer.

Dans ce nouveau chapitre, nous nous pencherons sur les modifications apportées à l'expérience au cours de ma thèse. Dans la première partie, nous parlerons d'informatique et plus particulièrement du contrôle de l'expérience. Dans un second temps, nous caractériserons la lévitation magnétique suite à une avarie sur le circuit de refroidissement à eau. Ensuite, nous calibrerons le piège dipolaire dont le laser source a été changé. Pour terminer, nous discuterons de l'amélioration de l'évaporation optique permise par les changements précédents.

1.1. Mise à jour de l'informatique de l'expérience

Souvent absente des présentations des expériences, l'informatique occupe pourtant une place primordiale dans les dispositifs d'atomes ultra-froids. Le contrôle simultané et de manière séquentielle des différents équipements de l'expérience, souvent précis à la micro-seconde, n'est possible qu'à l'aide d'un ordinateur disposant de sorties de tension contrôlables. Cet ordinateur, appelé *séquenceur*, constitue le cerveau de l'ensemble du dispositif et contrôle tous les éléments nécessaires à la manipulation des atomes.

Le second aspect où l'informatique se rend indispensable réside dans l'acquisition et le traitement d'images. Le contrôle des caméras et l'extraction des quantités physiques à partir d'images expérimentales nécessite l'utilisation d'un ordinateur et d'au moins un logiciel adapté.

De manière générale, les ordinateurs sont les éléments du dispositif avec lesquels l'expérimentateur interagit le plus. Dans cette partie, on présentera donc les changements informatiques ayant eu lieu durant ma thèse.

1.1.1 Contrôle de l'expérience : passage à la suite Cicero

Une modification majeure a été le changement du séquenceur de l'expérience. Le précédent système développé par André Villing, ingénieur électronicien du laboratoire maintenant retraité, était piloté de manière programmatique depuis le logiciel Matlab. À des fins de maintenance, le nouveau séquenceur est d'origine commerciale et est basé sur du matériel *National Instruments* :

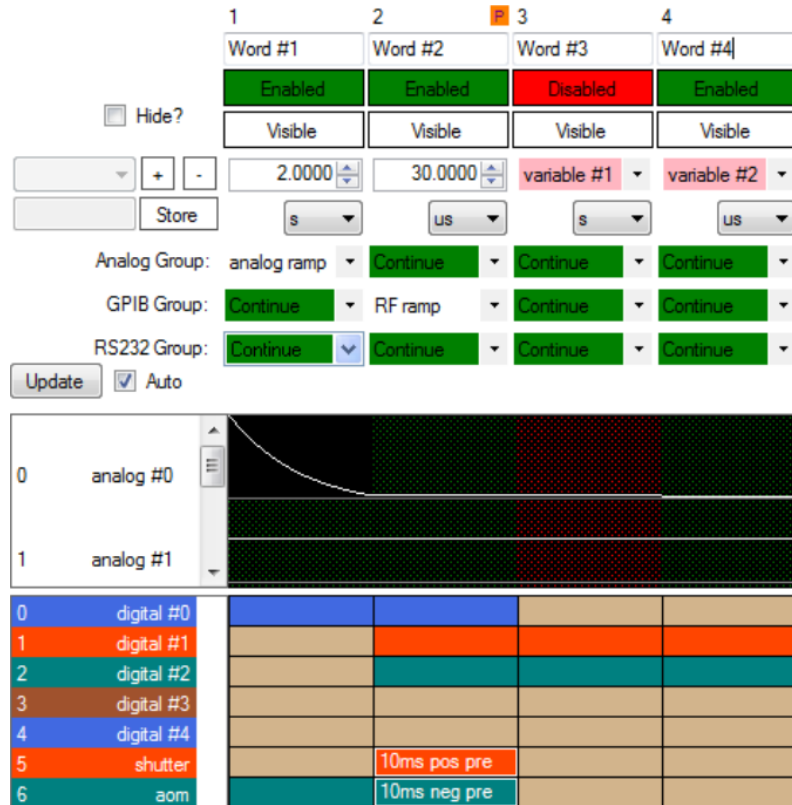


FIGURE 1.1 – **Capture d'écran de Cicero.** Une séquence est une suite d'étapes (des colonnes dans l'interface) pendant lesquelles on peut faire des motifs avec les voies analogiques. Les voies numériques changent d'état en général entre deux étapes. Il est possible de désactiver certaines étapes et d'utiliser des variables. Figure tirée de [Keshet and Ketterle, 2013].

- Un ordinateur *PXIe-8840* dans un chassis *PXIe-1078* qui alimente aussi les cartes de génération de signaux.
- Deux cartes numériques *PXIe-6535* de 32 voies chacune.
- Deux cartes analogiques *PXIe-6738* de 32 voies $\pm 10V$ chacune et codées sur 16 bits.

En addition, un circuit logique programmable (*FPGA*) *XEM3001* provenant de *Opal-Kelly* permet de générer une horloge de fréquence variable pour le matériel *National Instruments*. La justification de cette horloge de fréquence variable réside dans la grande variabilité de la durée des différentes étapes d'une expérience d'atomes ultra-froids : l'expérience peut rester dans le même état plusieurs secondes (pendant le chargement d'un MOT par exemple) tout comme elle doit pouvoir changer d'état pendant quelques microsecondes seulement (pendant l'imagerie par exemple). Une séquence durant typiquement 30s discrétisée toutes les microsecondes saturerait alors la mémoire de l'ordinateur.

L'écriture de la séquence se fait à présent grâce à la suite *Cicero Word Generator*, développée au *MIT* dans le groupe de Wolfgang Ketterle [Keshet and Ketterle, 2013]. Cette suite comporte deux logiciels qui fonctionnent selon une architecture client/serveur. Le client *Cicero* est une interface graphique dans laquelle l'utilisateur écrit une séquence sous la forme d'une suite d'étapes comme illustré figure 1.1. Au lancement d'un cycle expérimental, *Cicero* envoie les données de séquence au serveur *Atticus* qui calcule alors les consignes des cartes ainsi que l'horloge variable à appliquer [Keshet, 2008].

Grâce à cette architecture client/serveur, il est possible de connecter une interface

Cicero à plusieurs serveurs. Nous avons ainsi développé un serveur supplémentaire¹ afin de faciliter notre traitement de données. Celui-ci enregistre les principales données de séquence² à chaque cycle.

Ce changement de séquenceur ouvre de nouvelles perspectives en augmentant le nombre de voies utilisables (16 voies analogiques codées sur 12 bits et 48 voies numériques avec le précédent système) tout en permettant la génération de signaux arbitraires (auparavant limités à des morceaux de rampes).

1.1.2 Développement d'une nouvelle interface d'acquisition et de traitement d'images

Comme présenté dans la partie ??, les caméras que l'on utilise sur l'expérience sont configurées et contrôlées via le logiciel Matlab. En particulier, l'acquisition et le traitement des images se faisait à l'aide d'une interface commune avec l'ancien séquenceur. Son remplacement a donc eu un impact important sur le fonctionnement de la partie imagerie.

En conséquence, nous avons réalisé une nouvelle interface graphique permettant de configurer les caméras, d'acquérir et de traiter les images, d'enregistrer les données et de contrôler tout les éléments non adressables depuis *Cicero*. Le cahier des charges de cette nouvelle interface est donc le suivant :

- Gestion des trois caméras, avec possibilité de faire l'acquisition simultanée sur les deux caméras de la chambre de science³.
- Imagerie par absorption et par fluorescence.
- Calcul des grandeurs physiques pour chaque image.
- Lecture des données de Cicero récupérées grâce au serveur que nous avons développé.
- Programmation en début de cycle des sources radio-fréquence utilisées pour l'évaporation radio-fréquence et la manipulation de l'état de spin dans la chambre de science⁴.
- Enregistrement de l'ensemble des données et des paramètres du cycle pour un futur traitement.

L'utilisation de cette nouvelle interface a donc permit de centraliser les données générées par l'acquisition d'images en n'ayant plus besoin d'un ordinateur supplémentaire (et de la synchronisation associée).

1.2. Calibration de la lévitation magnétique

Comme présenté partie ??, la lévitation magnétique est un élément essentiel de notre expérience. En plus d'être un pré-requis pour l'étude de la localisation d'Anderson à trois dimensions, celle-ci nous permet de manière générale d'obtenir des échantillons particulièrement froids. Son bon fonctionnement est donc une priorité pour notre expérience.

1. Une attention particulière a été accordée à n'apporter aucune modification au code source de la suite *Cicero* excepté dans l'environnement de ce serveur. Les environnements de *Cicero*, *Atticus* et les environnements communs n'ont subi aucun changement pour s'assurer de la compatibilité avec la version compilée 1.64rev7 de la suite.

2. Il s'agit du nom de séquence, de l'heure de lancement, de l'ensemble des variables, des étapes, des groupes d'étapes et de la dernière consigne du piège dipolaire avant le temps de vol.

3. Un ordinateur supplémentaire était nécessaire pour le contrôle de la caméra *bottom*, pilotée via une autre interface. Il fallait donc synchroniser ces deux ordinateurs qui enregistraient chacun leurs fichiers de données.

4. Cette programmation en début de cycle est rendue possible grâce à l'utilisation d'un *FileSystemWatcher* provenant d'une bibliothèque .NET utilisable dans Matlab. Un fichier texte contenant les données du cycle en cours est généré en début de séquence par le serveur que nous avons développé, déclenchant alors automatiquement sa lecture par l'interface.

FIGURE 1.2 – **Mesure de l'efficacité de refroidissement.** Ces mesures ont été réalisées dans des conditions proches de véritables cycles expérimentaux. Le même courant a été appliqué pendant 10s sur toutes les bobines à la fin de séquences habituelles. La température a été mesurée après la répétition d'au moins 30 cycles et en s'assurant de sa stabilisation.

Malheureusement, une avarie dans le circuit de refroidissement de la lévitation a conduit à son démontage. Les modifications apportées avant remontage ayant pu conduire à une modification du comportement magnétique du système, une nouvelle calibration des champs générés a été menée.

Dans cette partie, nous présenterons dans un premier temps notre système de lévitation ainsi que les modifications qui y ont été apportées. Ensuite, nous nous pencherons sur les méthodes utilisées pour calibrer le système après sa réinstallation sur l'expérience, en commençant par des expériences d'oscillations puis à l'aide transitions radio-fréquences.

1.2.1 Implémentation de la lévitation magnétique

L'ensemble du système de la lévitation magnétique a été développé alors que l'équipe se dirigeait vers les expériences de localisation d'Anderson à trois dimensions. De nombreux détails de conception pourront être retrouvés dans le manuscrit de thèse d'Alain Bernard [Bernard, 2010], mais rappelons les éléments nécessaires à la suite.

La lévitation magnétique est composée de plusieurs bobines collées dans un support en aluminium, qui sert aussi de réservoir thermique à l'aide d'un refroidissement à eau. Ce refroidissement est à présent effectué par le contact entre le support en aluminium et la circulation d'eau dans deux tubes en cuivre encastrés⁵. L'efficacité de ce refroidissement est illustrée figure 1.2.

Ces supports, disposés de part et d'autre de la cellule, comportent chacun trois bobines. Les deux paires de bobines les plus proches de la cellule créent un champ de biais au niveau des atomes, dans des configurations légèrement plus rapprochée que celle de Helmholtz pour les bobines les plus proches de la cellule et légèrement plus éloignée pour les autres⁶. Enfin, la paire de bobines la plus éloignée permet de créer un gradient magnétique qui permet de lutter contre la gravité.

Le champ magnétique au niveau des atomes peut alors être écrit :

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2}x\right)\vec{x} + \left[B_0 - b'y + b''\left(y^2 - \frac{x^2 + z^2}{2}\right)\right]\vec{y} + \left(\frac{b'}{2}z\right)\vec{z} \quad (1.1)$$

où b' correspond au gradient magnétique généré par les bobines de *Gradient*, les plus éloignées de la cellule. Le paramètre b'' est la courbure du champ généré par l'écart des bobines de *Biais* à la configuration de Helmholtz. Le potentiel magnétique étant proportionnel à la norme du champ, celle-ci est donnée à l'ordre deux par

$$B = B_0 - b'y + b''y^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{b'^2}{4B_0} - b''\right)(x^2 + z^2) \quad (1.2)$$

5. Auparavant, l'eau circulait directement dans des trous percés dans le support en aluminium. Le débouchage de ces trous leur a fait perdre leur étanchéité, et après quelques essais infructueux, nous avons retenu la solution de deux tubes de cuivre encastrés et débouchants. De nombreux tests électriques ont été menés sur les bobines tout au long de leur maintenance pour s'assurer de l'absence de dégradation.

6. L'intérêt de cette configuration est de contrôler la courbure du champ au niveau des atomes indépendamment de la valeur du champ. Il suffit de jouer sur l'équilibre des courants dans les différentes paires de bobines pour changer la courbure.

où le terme linéaire est celui qui permet de compenser la gravité.

Comme mentionné précédemment, il existe une limite pour les fréquences de piégeage (formule ??) qui décroît avec la valeur du champ magnétique. Une stratégie usuelle est donc de créer un champ aussi fort que possible, qui est d'environ 2000G avec notre système. Pour de tels champs, le potentiel magnétique n'est plus décrit par l'effet Zeeman linéaire, mais par la formule de Breit-Rabi ?? . En revanche, pour une petite zone autour du centre de la lévitation, on peut simplifier l'étude en supposant que le champ change peu $B \simeq B_0$. On peut ainsi définir un facteur de Landé local

$$\tilde{g}_{F,m_F}(B_0) = \frac{1}{m_F \mu_B} \frac{dE}{dB}(B_0) \quad (1.3)$$

obtenu à l'aide d'un développement limité de la formule de Breit-Rabi. La physique derrière cette approche est de considérer l'effet Zeeman linéaire sur un état dont la réponse dépend du champ de Biais B_0 . La valeur du gradient nécessaire pour compenser la gravité peut alors être donnée par :

$$b' = \frac{mg}{m_F \tilde{g}_{F,m_F}(B_0) \mu_B} \quad (1.4)$$

Cette dépendance est illustrée figure 1.3 pour les différents états internes d'intérêt dans cette thèse : $|F=1, m_F=-1\rangle$, $|F=2, m_F=+1\rangle$ et $|F=2, m_F=-2\rangle$. Notons trois résultats remarquables :

- L'état $|F=2, m_F=-2\rangle$ nécessite un gradient indépendant du biais magnétique pour être levité.
- Les états $|F=1, m_F=-1\rangle$ et $|F=2, m_F=+1\rangle$ sont levités pour le même gradient à bas champ.
- L'état $|F=1, m_F=-1\rangle$ ne peut être levité qu'à bas champ, le gradient nécessaire pour contrer la gravité augmentant avec le champ magnétique.

1.2.2 Calibration par oscillations

Il est nécessaire que les atomes se trouvent au centre de la lévitation car il s'agit de l'endroit où ils ne subissent pas d'effet de piégeage. Si cette condition n'est pas vérifiée, alors la réalisation de temps de vol en présence de la lévitation conduira à un mouvement du nuage. Pour l'état $|F=1, m_F=-1\rangle$ en particulier, le centre de masse du nuage décrit des oscillations au tour du centre de la lévitation dont les fréquences peuvent être estimées à l'aide de la norme du champ magnétique 1.2 :

$$\omega_x^2 = \omega_z^2 = \left| \frac{m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B}{m} \left(\frac{b'^2}{4B_0} - b'' \right) \right| \quad \text{et} \quad \omega_y^2 = \left| \frac{2m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B b''}{m} \right| \quad (1.5)$$

L'exploitation de ces oscillations fournit donc de précieux renseignements quant à la position du centre de la lévitation, mais aussi quant à la configuration magnétique dans laquelle les atomes se déplacent.

Déplacement du centre de la lévitation à l'aide champs de compensation.

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2} x \right) \vec{x} + \left[B_0 - b'y + b'' \left(y^2 - \frac{x^2 + z^2}{2} \right) \right] \vec{y} + \left(\frac{b'}{2} z + B_z \right) \vec{z} \quad (1.6)$$

$$z_c = -\frac{2B_z}{b'} \quad (1.7)$$

effets de champs de biais de compensation.

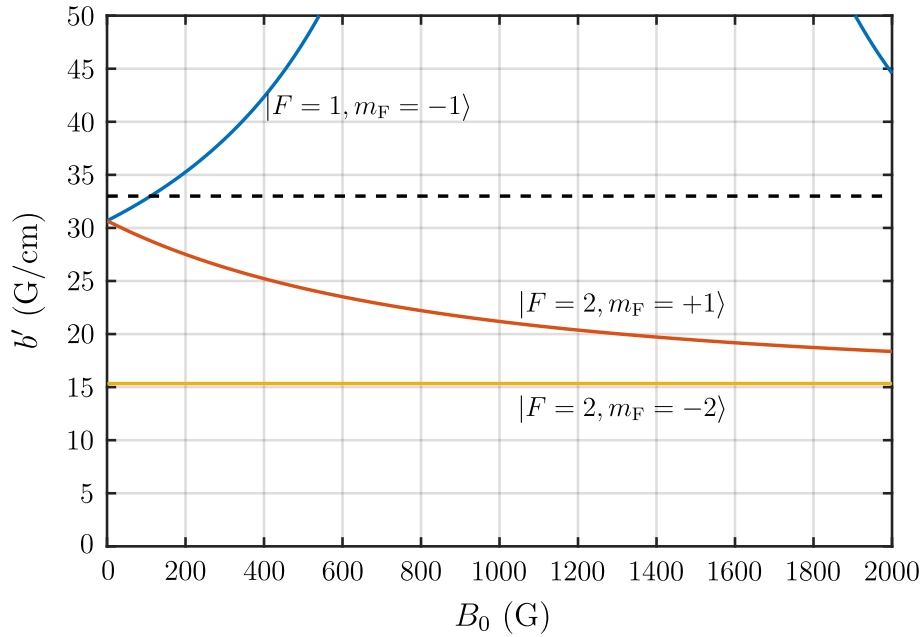


FIGURE 1.3 – **Gradient nécessaire pour compenser la gravité.** La valeur du gradient magnétique à appliquer pour léviter dépend de l'état électronique, mais aussi du biais magnétique B_0 par la formule de Breit-Rabi. L'état $|F=1, m_F=-1\rangle$ ne peut être levité qu'à bas champ, l'alimentation des bobines de gradient ne pouvant délivrer plus de 50A (limite tracée en pointillés).

1.2.3 Calibration par radio-fréquences

Une calibration plus précise est réalisée à l'aide de radio-fréquences. caractérisation complète du champ rayonné par les 2 biais et les deux compensations horizontales. possibilité d'extraire le champ naturellement présent. Utilisation des 7 sept transitions.

Cette étude a permis non seulement de calibrer nos bobines dont la position, l'orientation et le comportement magnétique ont été légèrement modifiés. Mais en plus, ça nous a permis de découvrir de nouvelles limitations. Future nécessité de pouvoir changer les courants de compensation de manière totalement arbitraire et contrôlée en cours de séquence non réalisable avec nos alimentations actuelles : étude en cours.

À toutes fins utiles, les calibrations sont les suivantes.

1.3. Changement du laser telecom et calibration du piège optique

Listés dans la partie ??, uniquement deux éléments participent à la manipulation d'atomes dans la chambre de science avant condensation. Le premier élément, la lévitation magnétique, a fait l'objet d'un entretien essentiel présenté dans la partie précédente.

Cette partie se concentrera sur le second élément, le piège optique. Nous commencerons par présenter le système optique et décrire les changements opérés, puis nous décrirons la calibration de ce piège sur les atomes.

1.3.1 Changement du laser telecom

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le piège dipolaire était composé de deux faisceaux se croisant dans la chambre de science. Ces deux faisceaux, la pince et le dimple, sont orientés suivant les directions \vec{z} et \vec{y} respectivement et permettent de passer le seuil de condensation. Il s'agit donc du piège donnant au condensat ses propriétés. De plus c'est

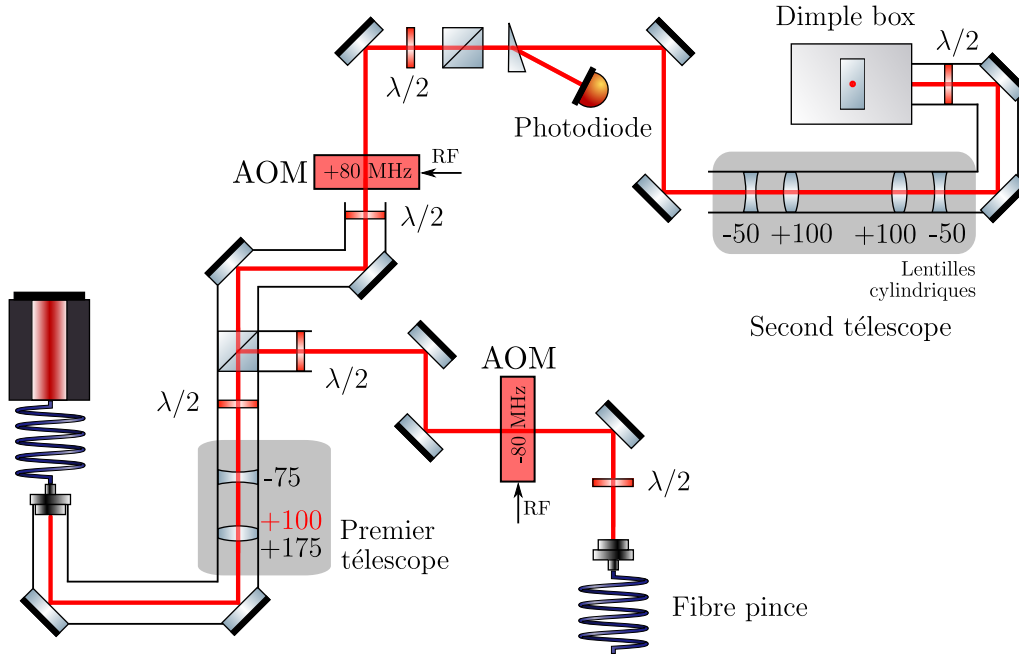


FIGURE 1.4 – **Schéma du montage optique pour le piège dipolaire.** Le faisceau issu du laser source passe dans un premier télescope avant d'être séparé en deux parties. La partie déviée passe dans une fibre optique pour devenir le faisceau de la pince. La partie transmise passe ensuite dans un second télescope pour devenir elliptique et arrive dans la *Dimple box*, qui envoie le faisceau sur les atomes et contient les optiques d'imagerie [Muller, 2015]. Afin de garder les mêmes tailles de faisceaux, la première lentille du premier télescope a été remplacée par une lentille de focale +100mm.

avec ce même piège que l'on met en oeuvre les techniques de refroidissement extrême que sont l'ouverture adiabatique du piège ou encore via le refroidissement par delta-kick. Il est donc primordial d'avoir une connaissance complète des caractéristiques de ce piège.

Les deux faisceaux du piège dipolaire croisé proviennent d'une source laser commune avant d'être mis en forme séparément. Cette source, un laser fibré Ytterbium de *Keopsys* émettant une puissance 20W en continu à une longueur d'onde $\lambda = 1070\text{nm}$, a été changée au cours de ma thèse. Ce laser a été sujet à un grand nombre d'opérations de maintenance, et, dans les mois précédant son remplacement, il ne pouvait plus émettre que 14W lors de son allumage et seulement 12.5W en fin de journée.

Cette source a été remplacée par un laser fibré Ytterbium *YLR-50-LP-A-Y12* de *IPG*, opérant à la même longueur d'onde $\lambda = 1070\text{nm}$, et avec une puissance maximale mesurée à 55W. La taille du faisceau en sortie de fibre est de 0.8mm (contre 1.4mm pour le laser *Keopsys*), il a donc fallu adapter un télescope afin de conserver les mêmes tailles de faisceaux au niveau des atomes. Le montage de mise en forme des faisceaux est présenté figure 1.4. Celui-ci est majoritairement mis dans des tubes (représentés figure 1.4) contenant un grand nombre de diaphragmes, facilitant ainsi la procédure d'alignement.

1.3.2 Calibration du piège optique

La présence d'une fibre optique pour la mise en forme du faisceau de la pince permet de s'assurer que le mode envoyé sur les atomes n'a pas changé. Pour le faisceau dimple en revanche, le trajet jusqu'à la cellule se fait sans filtrage. La présence de deux périscopes, d'un nombre d'éléments optiques important et l'utilisation d'un faisceau elliptique imposent

FIGURE 1.5 – **Divergence du faisceau dimple après la cellule.** Les tailles du faisceau dimple sont représentées en fonction de la position de la caméra. La divergence du faisceau permet de remonter aux waists du faisceau et d'en estimer la position. Les waists extraits sont de $w_z \simeq 82\mu\text{m}$ et de $w_x \simeq 160\mu\text{m}$ et leur position est compatible avec celle des atomes.

une étude attentive des caractéristiques de ce faisceau au niveau des atomes.

Estimation de la taille du faisceau au niveau des atomes

Le faisceau dimple est rendu elliptique à l'aide du second télescope, comme illustré figure 1.4. Le rapport des tailles dans les deux directions est de 2, et ce rapport se retrouve au niveau des atomes. Cependant, l'utilisation de plusieurs périscopes risque de faire tourner cette ellipse, il est donc primordial de connaître les tailles du faisceau au niveau des atomes.

Pour cela, l'estimation du profil de faisceau se fait à l'aide de sa divergence après la cellule.

La taille du faisceau $w_i(y)$ dans la direction \vec{i} ($\vec{i} = \{\vec{x}, \vec{z}\}$) est donnée par l'optique gaussienne :

$$w_i(y) = w_i \sqrt{1 + \left(\frac{y}{y_{Ri}}\right)^2} \quad (1.8)$$

où w_i est le waist du faisceau dans la direction \vec{i} . La distance de Rayleigh associée s'exprime $y_{Ri} = \pi w_i^2 / \lambda$ et correspond à la distance sur laquelle la taille du faisceau suivant la direction \vec{i} change peu. Dans le régime de champ lointain $y \gg y_{Ri}$, le faisceau diverge selon un angle $\tan \theta_i \simeq \lambda / \pi w_i$.

La mesure des tailles du faisceau ont été réalisées à l'aide d'une caméra *IDS Ueye* disposant d'une matrice de 1024×1280 pixels de $5.2\mu\text{m}$ de côté. Les tailles ont été extraites par ajustement gaussien après integration suivant une direction. Enfin, l'évolution de la taille en fonction de la position a été ajustée par la formule 1.8, illustrée figure 1.5.

On estime alors les waists du faisceau à $w_z = 81.6 \pm 7.8\mu\text{m}$ et $w_x = 160 \pm 13\mu\text{m}$, assez proche des valeurs précédentes. La position de ces waists est compatible avec la position des atomes, et la longueur de Rayleigh du faisceau est de l'ordre de $y_{Rz} \simeq 2\text{cm}$.

Calibration des fréquences de piégeage

Les grandeurs physiques du nuage dépendent du piège via les fréquences de piégeages. On peut décrire, au voisinage du centre du piège, le potentiel ressenti par les atomes par un oscillateur harmonique. Dans le cas du piège optique, les fréquences de piégeage associées sont données par :

$$\omega_y = \omega_x = \sqrt{-\frac{4U_{\text{pince}}}{m w_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{-\frac{4U_{\text{dimple}}}{m w_z^2}} \quad (1.9)$$

et les profondeurs de pièges U_{pince} et U_{dimple} sont données par :

$$U_{\text{pince}} = \frac{3c^2 \Gamma P_{\text{pince}}}{2\omega_0^3 w_0^2} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right) \quad \text{et} \quad U_{\text{dimple}} = \frac{3c^2 \Gamma P_{\text{dimple}}}{2\omega_0^3 w_x w_z} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right) \quad (1.10)$$

Plusieurs méthodes existent pour mesurer ces fréquences, nous avons décidé de les mesurer à l'aide d'oscillations du centre de masse du nuage, comme dans la section 1.2.2.

Mesure de la puissance. Estimation des fréquences de piégeage par ces mesures.

Mesures réelles des fréquences de piégeage dans la direction verticale \vec{y} donnée par la pince et la direction horizontale \vec{z} donnée par le dimple.

FIGURE 1.6 – **Fréquences de piégeage en fonction de la consigne.** Les fréquences de piégeage mesurées sont en accord avec celles estimées par la mesure de la puissance et de la taille des faisceaux.

Mesure dans la direction verticale à l'aide de la lévitation : on dispose d'un bouton pour allumer et éteindre la gravité, et donc générer une force pendant un bref instant pour donner un mouvement aux atomes dans le piège.

Mesure dans la direction horizontale selon deux méthodes suivant la puissance. À haute puissance, on applique un gradient magnétique pour pousser les atomes à l'aides des bobines de compensations. À plus basses puissance, où le piégeage de la lévitation peut arracher les atomes de l'ODT, on éteint les bobines de compensation pour générer la force plutôt.

Saturation pour les deux faisceaux à haute puissance, d'origines différentes. Pour la pince, il s'agit du maximum de diffraction du modulateur acousto-optique. Pour le dimple, il s'agit du maximum d'émission de la source RF.

Variation de la puissance en allant plus ou moins loin dans l'évaporation optique.

Valeurs de la calibration des fréquences sur les deux faisceaux..

1.4. Optimisation de l'évaporation tout-optique

Bibliographie

- [Anderson et al. 1995] ANDERSON, Mike H. ; ENSHER, Jason R. ; MATTHEWS, Michael R. ; WIEMAN, Carl E. ; CORNELL, Eric A. : Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. In : *science* (1995), S. 198–201
- [Basdevant et al. 2002] BASDEVANT, Jean-Louis ; DALIBARD, Jean ; JOFFRE, Manuel : *Mécanique quantique*. Editions Ecole Polytechnique, 2002
- [Bernard 2010] BERNARD, Alain : *Transport quantique d'ondes atomiques ultrafroides : localisation d'Anderson et laser à atomes guidé.*, Dissertation, 2010
- [Davis et al. 1995] DAVIS, Kendall B. ; MEWES, M-O ; ANDREWS, Michael R. ; DRUTEN, Nicolaas J. van ; DURFEE, Dallin S. ; KURN, DM ; KETTERLE, Wolfgang : Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. In : *Physical review letters* 75 (1995), Nr. 22, S. 3969
- [Denechaud 2018] DENECHAUD, Vincent : *Vers une étude spectroscopique de la transition d'Anderson*, Paris Saclay, Dissertation, 2018
- [Diu et al. 1989] DIU, Bernard ; ROULET, Bernard ; GUTHMANN, Claudine ; LEDERER, Danielle : *Eléments de physique statistique*. Hermann, 1989
- [Fauquembergue 2004] FAUQUEMBERGUE, Marie : *Réalisation d'un dispositif de condensation de Bose-Einstein et de transport d'un échantillon cohérent d'atomes*, Dissertation, 2004
- [Grimm et al. 1999] GRIMM, Rudolf ; WEIDEMÜLLER, Matthias ; OVCHINNIKOV, Yurii B. : Optical dipole traps for neutral atoms. In : *arXiv preprint physics/9902072* (1999)
- [Jendrzejewski 2012] JENDRZEJEWSKI, Fred : *Quantum transport of ultracold atoms in disordered potentials*, Paris 11, Dissertation, 2012
- [Jendrzejewski et al. 2012] JENDRZEJEWSKI, Fred ; BERNARD, Alain ; MUELLER, Killian ; CHEINET, Patrick ; JOSSE, Vincent ; PIRAUD, Marie ; PEZZÉ, Luca ; SANCHEZ-PALENCIA, Laurent ; ASPECT, Alain ; BOUYER, Philippe : Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential. In : *Nature Physics* 8 (2012), Nr. 5, S. 398–403
- [Keshet 2008] KESHET, Aviv : *Cicero Word Generator Technical and User Manual*. 2008.
– URL <http://akeshet.github.io/Cicero-Word-Generator/>

-
- [Keshet and Ketterle 2013] KESHET, Aviv; KETTERLE, Wolfgang : A distributed, graphical user interface based, computer control system for atomic physics experiments. In : *Review of Scientific Instruments* 84 (2013), Nr. 1, S. 015105
- [Muller 2015] MULLER, Kilian : *Coherent transport of ultracold atoms in disordered potentials : Manipulation of time-reversal symmetry in weak localization experiments*, Paris 11, Dissertation, 2015
- [Pethick and Smith 2008] PETHICK, Christopher J.; SMITH, Henrik : *Bose–Einstein condensation in dilute gases*. Cambridge university press, 2008
- [Riou 2006] RIOU, Jean-Félix : *Etude des propriétés de propagation d’un laser à atomes*, Dissertation, 2006
- [Steck 2001] STECK, Daniel A. : *Rubidium 87 D line data*. 2001