

Chapitre 1

Production d'une source cohérente d'ondes de matière

Dans la partie précédente, nous nous sommes concentrés sur la physique des atomes ultrafroids dans le désordre. En particulier, nous avons mis en évidence le fait que l'approche des atomes ultrafroids constitue une plateforme idéale pour l'étude de la propagation d'ondes dans un milieu désordonné, plateforme déjà éprouvée par l'observation de la localisation d'Anderson d'ondes de matières dans un désordre optique.

À présent, concentrons-nous sur la description de l'un des deux éléments-clé de la propagation d'ondes dans le désordre : notre source d'ondes de matière. Le second élément, notre désordre optique, sera quant à lui présenté dans le chapitre 3.

Dans ce chapitre, nous nous attacherons donc à définir ce qu'est un condensat de Bose-Einstein puis nous décrirons ses principales propriétés. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux outils dont nous disposons pour manipuler les atomes, puis nous terminerons en présentant la manière dont ces outils sont implémentés sur notre dispositif expérimental.

1.1. Condensation de Bose-Einstein

Commençons par décrire ce qu'est un condensat de Bose-Einstein. Le phénomène de condensation a été prédit par Albert Einstein dans les années 1920 en s'appuyant sur les travaux de Satyendranath Bose traitant des statistiques quantiques pour des particules plus tard appelées *bosons*. Il a cependant fallu attendre les années 1960 et le développement des premiers lasers pour voir émerger les premières techniques de manipulation d'atomes. La mise au point de telles technologies a d'ailleurs valu le prix Nobel à ses principaux architectes Claude Cohen-Tannoudji, Steven Chu et William D. Phillips en 1997. Enfin, le premier condensat de Bose-Einstein gazeux de ^{87}Rb a été obtenu par l'équipe de Eric Cornell et Carl Wieman [Anderson et al., 1995], rapidement suivi par un condensat de ^{23}Na obtenu par Wolfgang Ketterle [Davis et al., 1995]. Ces travaux ont été récompensés par le prix Nobel de 2001.

Depuis, des condensats de Bose-Einstein ont été produits pour un grand nombre d'espèces chimique, pour des atomes comme pour des molécules. Aujourd'hui, les condensats sont couramment utilisés comme outils à des fins différentes, aussi leurs propriétés ont pu être abondamment étudiées par le passé et restent l'objet de l'investigation de plusieurs groupes dans le monde. Ainsi, nous n'en présenterons ici que les propriétés essentielles à la suite de ce manuscrit.

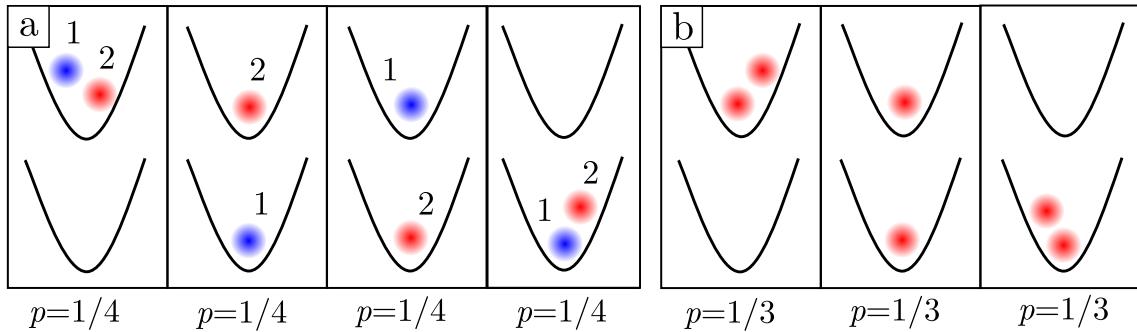


FIGURE 1.1 – a : Répartition de deux particules discernables numérotées 1 et 2 sur deux niveaux d'énergie. Quatre configurations sont possibles. **b : Répartition de deux particules indiscernables sur deux niveaux d'énergie.** Dans le cas où ces particules peuvent se trouver dans le même état (bosons), trois configurations sont alors possibles.

1.1.1 Statistique de Bose-Einstein

Le phénomène de condensation de Bose-Einstein trouve son origine dans la statistique de Bose-Einstein. Celle-ci se différencie de la statistique classique de Boltzmann dans le formalisme grand-canonical donnée par :

$$N_{\mathbf{n}} = g_{\mathbf{n}} \exp(-(E_{\mathbf{n}} - \mu)/k_B T) \quad (1.1)$$

pour un gaz de N particules à l'équilibre thermique, avec $N_{\mathbf{n}}$ le nombre moyen d'atomes présents dans l'état d'énergie $E_{\mathbf{n}}$ et de dégénérescence $g_{\mathbf{n}}$, μ le potentiel chimique, T la température et k_B la constante de Boltzmann. L'origine de cette différence provient de l'indiscernabilité des particules : dans le cadre de la physique classique, les particules identiques sont discernables, c'est à dire qu'il est possible "d'étiqueter" les particules et de suivre leurs mouvements individuels. Dans le cadre de la mécanique quantique, une telle approche n'est pas possible car les particules sont décrites par des fonctions d'onde, étalées dans l'espace. Lors de collisions de particules identiques, le recouvrement de leur fonction d'onde fait qu'il est impossible de déterminer les trajectoires suivies par les particules. L'indiscernabilité des particules dans le cadre de la mécanique quantique est donc essentielle.

Considérons alors le cas simple de la répartition de deux particules sur deux niveaux d'énergie. Dans le cadre de la physique classique, il est possible d'attribuer un numéro à chaque particule, et il on peut placer chaque particule dans n'importe quel niveau d'énergie. Il existe alors quatre configurations que l'on supposera équiprobables, chacune de probabilité $p = 1/4$ (voir figure 1.1a). L'approche quantique, dans laquelle il n'est pas possible de discerner les particules, restreint le nombre de possibilités à trois et donc la probabilité de chacune des configurations est alors de $p = 1/3$ (voir figure 1.1b). Calculons maintenant la probabilité que deux particules soient dans le même état. En physique classique, cette probabilité est de $p = 2/4 = 1/2$, tandis qu'en mécanique quantique, celle-ci est de $p = 2/3$. On s'attend alors à ce que l'indiscernabilité des particules en mécanique quantique modifie la statistique de Boltzmann en favorisant l'agrégation de particules dans le même état¹.

1. Ce raisonnement est valable pour des particules bosoniques, qui peuvent se retrouver dans le même état quantique. Pour des particules fermioniques, qui ne peuvent pas occuper le même état quantique, les statistiques en sont donc profondément changées. En guise d'illustration, la seule configuration possible de la figure 1.1b pour des fermions est la seconde configuration.

Condensation de Bose-Einstein

Considérons alors le cas d'un gaz de N bosons identiques dans un piège harmonique :

$$V(x, y, z) = \frac{1}{2}m\omega_x^2x^2 + \frac{1}{2}m\omega_y^2y^2 + \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2 \quad (1.2)$$

où m correspond à la masse des particules, et les ω_i correspondent aux fréquences de piégeage dans chaque direction de l'espace. Les énergies $E_{\mathbf{n}}$ sont donc celles des états liés

$$E_{\mathbf{n}} = \left(n_x + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_x + \left(n_y + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_y + \left(n_z + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z \quad \text{avec } \mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\} \quad (1.3)$$

On peut alors montrer que le nombre moyen de particules est donné par la distribution de Bose-Einstein² : [Diu et al., 1989]

$$N_{\mathbf{n}} = \frac{g_{\mathbf{n}}}{\exp((E_{\mathbf{n}} - \mu)/k_B T) - 1} \quad (1.4)$$

Une condition de validité de cette équation est que le potentiel chimique μ soit plus petit que l'énergie E_0 du niveau de plus basse énergie, appelé niveau fondamental. Autrement, le nombre moyen de particules du niveau fondamental serait négatif (et cela impliquerait que la totalité du réservoir de particules vienne se déverser dans le niveau fondamental). Il est donc nécessaire que $\mu < E_0$. Une conséquence remarquable cette condition est que la population totale des états excités est bornée par :

$$N_e(\mu, T) = \sum_{\mathbf{n} \neq 0} N_{\mathbf{n}} \leq \sum_{\mathbf{n} \neq 0} \frac{g_{\mathbf{n}}}{\exp((E_{\mathbf{n}} - E_0)/k_B T) - 1} \quad (1.5)$$

Ainsi, chaque particule supplémentaire peuplera forcément l'état fondamental. On a donc ici le moyen d'accumuler un grand nombre de particules dans le même état quantique. La condensation de Bose-Einstein correspond, par définition, à cette accumulation d'un nombre macroscopique de particules dans l'état fondamental. C'est dans ce régime que les effets quantiques se manifestent, toutes ces particules partageant alors le même état quantique. Afin d'obtenir de tels effets, il est nécessaire que les fonctions d'onde des particules individuelles se recouvrent, c'est à dire que l'extension typique d'un paquet d'onde soit plus grande que la distance moyenne entre particules. Cette extension typique est donnée par la longueur d'onde thermique de de Broglie $\Delta x \sim \lambda_{dB}$, qui correspond à la taille typique d'un paquet d'onde quantique dont la largeur de la distribution en impulsion est donnée par la température. Elle s'exprime [Diu et al., 1989]

$$\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (1.6)$$

avec m la masse de la particule, un atome de ^{87}Rb dans le cas de notre expérience. La distance inter-particules dans un piège est estimée à partir de la densité de particules $d \sim n^{-1/3}$. On peut alors formuler le critère phénoménologique suivant :

$$n\lambda_{dB}^3 \gtrsim 1 \quad (1.7)$$

La quantité $n\lambda_{dB}^3$ est appelée *densité dans l'espace des phases*. Tout l'enjeu des expériences d'atomes ultrafroids est d'arriver à augmenter la densité dans l'espace des phases afin de

2. Pour un gaz de N fermions identiques, le nombre moyen de particules est donné par la distribution de Fermi-Dirac $N_{\mathbf{n}} = \frac{g_{\mathbf{n}}}{\exp((E_{\mathbf{n}} - \mu)/k_B T) + 1}$.

franchir le seuil donné par l'équation 1.7. Cette condition peut se réécrire en terme de *température critique* :

$$T_C \sim \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} N^{1/3} \quad (1.8)$$

où $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la fréquence moyenne du piège. Cette température critique est de l'ordre de quelques centaines de nanokelvin pour les expériences typiques d'atomes ultra-froids.

1.1.2 Propriétés d'un condensat de Bose-Einstein

On peut écrire l'équation de Schrödinger pour l'état fondamental en tenant compte de ce terme d'interaction entre particules. La description en champ moyen du condensat est alors donnée par l'équation de Gross-Pitaevskii (aussi connue sous le nom d'*équation de Schrödinger non-linéaire*) :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}) + g |\phi_0(\mathbf{r})|^2 \right] \phi_0((\mathbf{r}) = \mu \phi_0(\mathbf{r}) \quad (1.9)$$

où $\phi_0(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde macroscopique du condensat et μ est le potentiel chimique. La densité d'atomes est donnée par $n(\mathbf{r}) = |\phi_0(\mathbf{r})|^2$. Ainsi, la fonction d'onde du condensat $\phi_0(\mathbf{r})$ est normalisée pour donner le nombre de particules dans le condensat $N_0 = \int d\mathbf{r} |\phi_0(\mathbf{r})|^2$.

Le premier terme de gauche décrit l'énergie cinétique, le second le terme d'énergie potentielle provenant du piège, et le dernier décrit l'énergie d'interaction entre particules, proportionnelle à la densité locale $n(\mathbf{r})$. La somme de ces énergies donne le potentiel chimique μ , qui correspond à l'énergie qu'il faut fournir pour rajouter une particule supplémentaire au système de N_0 particules.

Régime de Thomas-Fermi

Considérons le cas d'un condensat comportant un grand nombre de particules N_0 . L'énergie cinétique totale du condensat varie avec N_0 de manière linéaire : $\langle E_k \rangle \propto N_0$. L'énergie totale d'interaction varie quant à elle en $E_{\text{int}} \propto N_0^2$. Pour un nombre suffisamment grand de particules, il devient possible de négliger le terme d'énergie cinétique dans l'équation de Gross-Pitaevskii stationnaire : il s'agit du régime de Thomas-Fermi. Dans ce cas, le profil de densité s'écrit

$$n(\mathbf{r}) = \begin{cases} (\mu - V(\mathbf{r}))/g & \text{lorsque } \mu > V(\mathbf{r}) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.10)$$

Le profil de densité est donc une parabole inversée de rayons $R_{TF,i} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}}$ en considérant le piège harmonique de l'équation 1.2. Ces rayons de Thomas-Fermi ont été déterminés par la condition $n(\mathbf{r}) = 0$. Il est intéressant de noter que le potentiel effectif vu par une particule $V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) + gn(\mathbf{r})$ est constant sur l'ensemble du condensat :

$$V_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mu & \text{lorsque } \mu > V(\mathbf{r}) \\ V(\mathbf{r}) & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.11)$$

L'énergie d'un atome est donc constante sur l'ensemble du condensat et est donnée par le potentiel chimique. μ correspond alors à l'échelle d'énergie au-delà de laquelle le condensat est perturbé par le potentiel. Il est possible d'obtenir une expression pour le potentiel chimique [Pethick and Smith, 2008] :

$$\mu = \frac{1}{2} \left(15aN_0 \hbar^2 \bar{\omega}^3 \right)^{2/5} m^{1/5} \quad (1.12)$$

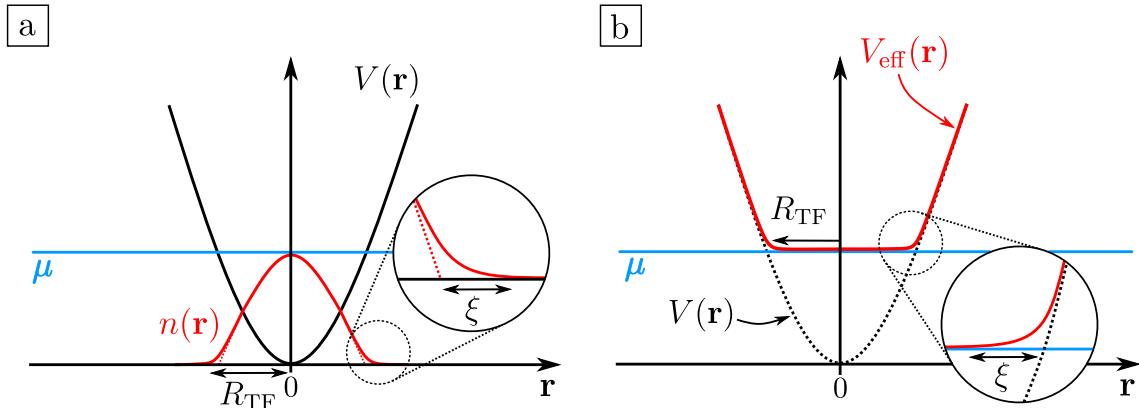


FIGURE 1.2 – a : Profil de densité dans le régime de Thomas-Fermi. La densité est une parabole inversée, liée à la forme parabolique du potentiel. Sur les bords du condensat, la densité s'écarte de la parabole sur une longueur typique appelée longueur de cicatrisation³. b : Potentiel effectif ressenti pour des particules individuelles. Ce potentiel effectif suit la forme du potentiel externe, et l'effet des interactions à l'intérieur du condensat écrante le potentiel externe par le potentiel chimique.

qui vaut environ $\mu/h \approx 40\text{Hz}$ pour notre expérience.

1.2. Processus d'interaction lumière-matière

Précédemment, nous avons brièvement présenté le phénomène de condensation de Bose-Einstein ainsi que les principales propriétés d'un condensat. En particulier, nous avons identifié $n\lambda_{\text{dB}}^3 \gtrsim 1$ comme un critère de condensation, impliquant l'obtention de nuages denses à très basse température. Il s'agit donc de la ligne à atteindre sur notre dispositif. Dans cette partie, nous allons présenter les différents outils de manipulation d'atomes dont nous disposons, tels que des champs magnétiques, des champs lasers ou encore des radio-fréquences, afin d'obtenir la condensation d'un nuage de rubidium ^{87}Rb .

1.2.1 Le rubidium ^{87}Rb

Comme déjà mentionné plusieurs fois, l'espèce atomique utilisée sur notre expérience est le rubidium ^{87}Rb , le second isotope le plus fréquent après le rubidium ^{85}Rb (l'abondance naturelle du ^{87}Rb est de 27.8%). Il s'agit d'un alcalin bosonique (il possède donc un seul électron de valence) avec un spin nucléaire $\mathbf{I} = 3/2$. Historiquement, le ^{87}Rb est l'atome ayant été condensé en premier [Anderson et al., 1995], son choix reposant sur l'existence d'une transition optique cyclante à 780 nm dans sa raie D ainsi que le développement rapide des technologies laser à cette longueur d'onde. La raie D est en réalité composée de deux transitions : la raie D_1 correspondant à la transition $4^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ à 795 nm, et la raie D_2 correspondant à la transition $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ à 780 nm. Sauf mention contraire, nous n'utiliserons que la raie D_2 dans la suite de ce manuscrit, la plupart de nos fréquences optiques se trouvant autour de 780 nm. Le choix de l'atome de rubidium est aussi dû à ses

3. En réalité, l'approximation de Thomas-Fermi décrit bien les zones à l'intérieur des condensats, cependant, il existe une petite région sur les bords du condensat où la densité est faible, et donc l'énergie cinétique ne peut plus être négligée devant l'énergie d'interaction. Cette échelle de longueur s'appelle la longueur de cicatrisation, et est donnée par $\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{n_0 m g}}$ avec n_0 la densité moyenne du condensat. ξ représente donc la longueur sur laquelle le potentiel chimique n'écrante pas le potentiel externe.

bonnes propriétés. En particulier, sa longueur de diffusion $a_s = 5.3\text{ nm}$ résulte en des taux de collisions relativement élevés, permettant une thermalisation rapide du nuage.

La structure hyperfine de l'état fondamental $5^2S_{1/2}$ consiste en deux niveaux hyperfins dégénérés $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ séparés de $\Delta_{\text{hf}} = 6.835\text{ GHz}$. Chacun de ces états est composé de $2F+1$ sous-états Zeeman. Une vue simplifiée de cette structure est donnée figure 1.3, et un tableau récapitulatif des principales grandeurs du ^{87}Rb peut être trouvé table 1.1.

Quantité physique	Symbole	Valeur
Masse	m	$1.44 \times 10^{-25}\text{ kg}$
Fréquence de transition D_2	ω_0	$2\pi \times 384.230\text{ THz}$
Longueur d'onde dans le vide (D_2)	λ_0	780.241 nm
Largeur naturelle de la transition D_2	Γ	$2\pi \times 6.07\text{ MHz}$
Fréquence de transition D_1	ω_{D_1}	$2\pi \times 377.107\text{ THz}$
Longueur d'onde dans le vide (D_1)	λ_{D_1}	794.979 nm
Largeur naturelle de la transition D_1	Γ_{D_1}	$2\pi \times 5.75\text{ MHz}$
Séparation hyperfine	Δ_{hf}	$6.834\,682\,611\text{ GHz}$
Moment cinétique nucléaire	\mathbf{I}	$3/2$
Facteur de Landé électronique	g_S	2.002319
Facteur de Landé orbital	g_L	0.999993
Facteur de Landé nucléaire	g_I	$-0.995\,141\,4 \times 10^{-3}$
Intensité de saturation	I_{sat}	1.67 mW/cm^2
Longueur de diffusion	a_s	5.3 nm

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des grandeurs physiques du rubidium ^{87}Rb que nous utiliserons dans la suite. Ces valeurs sont tirées de [Steck, 2001].

1.2.2 Potentiel magnétique

Commençons par décrire l'interaction d'un atome de rubidium avec un champ magnétique statique. Ces champs magnétiques sont couramment utilisés dans les expériences d'atomes ultra-froids pour réaliser des pièges conservatifs à l'aide champs inhomogènes (après un refroidissement laser par exemple). En particulier, l'expérience de Stern & Gerlach montre que la force appliquée aux atomes par un gradient de champ magnétique dépend de l'état interne de l'atome. Explicitons cela.

Le moment cinétique total $\hat{\mathbf{F}}$ est donné par la somme des moments cinétiques des composants de l'atome :

$$\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{I}} + \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}} \quad (1.13)$$

avec $\hat{\mathbf{I}}$ le spin total nucléaire, $\hat{\mathbf{L}}$ le moment cinétique orbital et $\hat{\mathbf{S}}$ le moment cinétique de spin électronique. On a alors un moment magnétique total $\hat{\mu} = \mu_B(g_I\hat{\mathbf{I}} + g_L\hat{\mathbf{L}} + g_S\hat{\mathbf{S}})$ où les $g_{I,L,S}$ sont les facteurs de Landé et μ_B est le magnéton de Bohr⁴. L'énergie d'interaction de ce moment magnétique avec un champ magnétique \mathbf{B} est donnée par $\hat{V} = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{B}$. On obtient les énergies propres par la formule de Breit-Rabi, dont l'application aux états

4. L'interaction avec le spin du noyau donne une correction très faible car $g_I \propto 1/m_p$ avec m_p la masse du proton, et $g_{L,S} \propto 1/m_e$ avec m_e la masse de l'électron. Ainsi, $g_I \ll g_{L,S}$ et donc on peut négliger l'effet du spin nucléaire lors de l'application d'un champ magnétique extérieur, voir table 1.1.

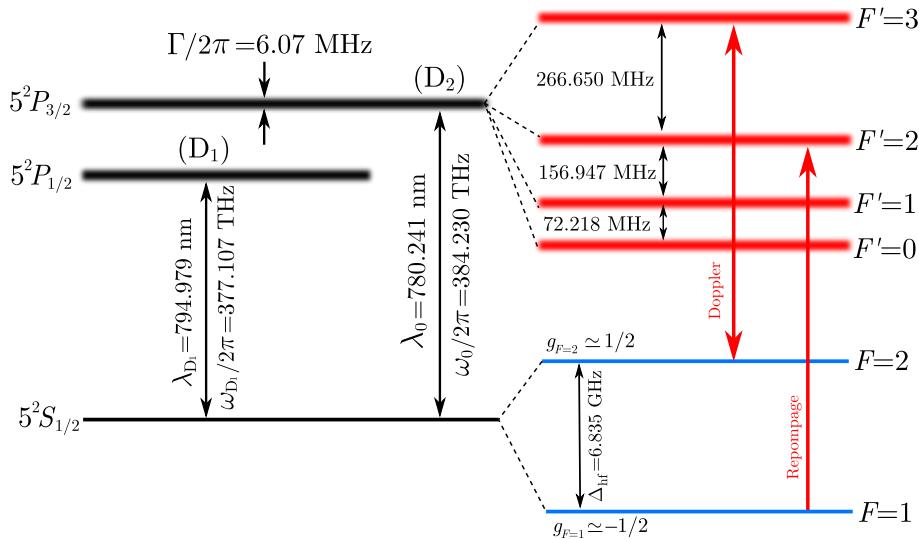


FIGURE 1.3 – **Structure de la raie D du rubidium ^{87}Rb .** Celle-ci est composée de deux transitions, la D_1 à 795 nm, et la transition D_2 à 780 nm que nous utilisons sur l'expérience. L'état fondamental $5^2\text{S}_{1/2}$ est dégénéré en deux sous-niveaux hyperfins séparés d'une énergie $h\Delta_{\text{hf}}$ avec $\Delta_{\text{hf}} = 6.835 \text{ GHz}$.

$|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ fournit :

$$\begin{aligned} E_{F=2} &= +\frac{h\Delta_{\text{hf}}}{2}\sqrt{1+m_F\beta+\beta^2} \\ E_{F=1} &= -\frac{h\Delta_{\text{hf}}}{2}\sqrt{1+m_F\beta+\beta^2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

avec $\beta \simeq 2\mu_{\text{B}}|B|/h\Delta_{\text{hf}}$. À faible champ magnétique $|B| \ll h\Delta_{\text{hf}}/\mu_{\text{B}}$ (régime où $\beta \ll 1$), on retrouve l'effet Zeeman linéaire avec

$$U_{\text{mag}}(\mathbf{r}) = m_F g_F \mu_{\text{B}} |B(\mathbf{r})| \quad (1.15)$$

et $g_{F=2} = 1/2$ et $g_{F=1} = -1/2$. L'utilisation d'un champ magnétique non homogène génère donc un potentiel dépendant de la position, tel que dans l'expérience de Stern & Gerlach. L'utilisation de tels champs inhomogènes est très répandue dans le domaine des atomes ultra-froids, en particulier pour la génération de pièges magnétiques, l'accélération de particules, mais aussi pour réaliser une lévitation magnétique comme c'est le cas sur notre expérience.

1.2.3 Forces lumineuses

On se concentre à présent sur l'interaction entre un atome et un champ laser incident. Ce champ laser comporte un grand nombre de photons émis par seconde (typiquement 10^{12} photons par seconde pour une puissance de $1 \mu\text{W}$), on peut donc décrire ce champ laser par une onde classique

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left(E(\mathbf{r}) e^{-i\omega t - i\phi(\mathbf{r})} \boldsymbol{\epsilon} \right) \quad (1.16)$$

dont l'effet sur un atome est donné par le hamiltonien $H_{\text{AL}} = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Dans la cadre de la théorie de la réponse linéaire, on introduit la polarisabilité atomique $\alpha(\omega)$ et on montre alors que la force moyenne exercée sur un atome est la somme de deux termes :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \text{Re}(\alpha(\omega)) E(\mathbf{r}) \nabla E(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \text{Im}(\alpha(\omega)) E^2(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r}) \quad (1.17)$$

Un calcul pleinement quantique est nécessaire pour déterminer la polarisabilité, cependant on peut montrer que pour un système à deux niveaux, on a [Grimm et al., 1999]

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^3)\Gamma} \quad (1.18)$$

où ω_0 est la fréquence de résonance et Γ est la largeur de la transition.

Potentiel dipolaire

Le premier terme de l'équation 1.17 est proportionnel à la partie réelle de la polarisabilité atomique. Ce terme décrit donc comment un moment dipolaire électrique induit interagit avec le gradient d'intensité lumineuse. Cette force est conservative et dérive d'un potentiel qui est proportionnel à l'intensité lumineuse : on parle de *potentiel dipolaire*. Dans le cas d'un faisceau très désaccordé, ce potentiel s'écrit :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 I(\mathbf{r})}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} - \frac{\Gamma}{\omega + \omega_0} \right) \quad (1.19)$$

avec $I(\mathbf{r})$ l'intensité lumineuse à la position \mathbf{r} . Appliquée au ^{87}Rb , cette expression est valable très loin de résonance : cela signifie que le laser ne voit pas le détail de la raie D , c'est à dire que le désaccord $\omega - \omega_0$ doit être très grand devant la structure fine séparant les transitions D_1 et D_2 , et l'onde laser ne voit qu'un système à deux niveaux $\{5^2S, 5^2P\}$.

Un tel potentiel présente de nombreux avantages pour les expériences d'atomes ultrafroids. Suivant le signe de la quantité $\delta = \omega - \omega_0$, ce potentiel peut être soit attractif ($\delta < 0$, on parlera alors de potentiel désaccordé vers le *rouge*), soit répulsif ($\delta > 0$, potentiel désaccordé vers le *bleu*). Les atomes seront alors attirés par les maximas d'intensité lumineuse (pour un faisceau désaccordé vers le rouge) ou bien vers les zones d'ombre (pour les faisceaux désaccordés vers le bleu). Un faisceau gaussien focalisé et désaccordé vers le rouge permet ainsi de piéger les atomes en son foyer : la forme gaussienne du faisceau attire les atomes vers le centre du faisceau.

De plus dans cette limite des grands désaccords, ce potentiel est indépendant de l'état interne. Contrairement à un piège magnétique, un piège dipolaire n'est pas sélectif en état de spin et donc offre de nombreuses possibilités grâce à la disponibilité de degrés de liberté internes. Nous tirerons profit de cet avantage de différentes manières dans la suite.

Cependant, l'utilisation de tels désaccords (plusieurs centaines de nanomètres) constraint l'utilisation de forte intensités lumineuses afin d'obtenir des potentiels suffisamment importants. Ainsi, il est courant que les expériences d'atomes ultrafroids utilisent des lasers ayant des puissances de plusieurs Watts⁵ focalisés sur de petites tailles, typiquement de l'ordre de 100 µm.

Insistons sur le fait que l'expression 1.19 a été obtenue dans le contexte d'un système à deux niveaux, et donc dans la limite des grands désaccords. Cette approximation n'est plus valable pour des désaccords de quelques nanomètres, le laser pouvant sonder la structure fine, voire la structure hyperfine de l'atome. Cela permet des approches originales telles que la réalisation d'un potentiel dépendant de l'état interne. En revanche, le rapprochement des transitions atomiques rend les atomes susceptibles de subir des processus de diffusions inélastiques de photons via l'émission spontanée, décrits plus bas.

Force de pression de radiation

Le second terme s'appelle *force de pression de radiation*. Il provient de la partie imaginaire de la polarisabilité atomique, qui caractérise l'absorption de photons par l'atome.

5. À titre de comparaison, il ne suffit que de quelques milliWatts pour endommager l'œil humain.

Il s'agit donc d'une force inélastique qui résulte d'un grand nombre de cycles d'absorption de photons du faisceau laser et d'émission spontanée dans des directions aléatoires de l'espace⁶. L'impulsion totale cédée par émission spontanée s'annule donc, et en moyenne le transfert d'impulsion ne provient que de l'absorption de photons du faisceau laser comme illustré par le terme de droite de l'équation 1.17. En effet, le gradient de la phase du laser vaut $\nabla\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k}$. Cette force est donnée par

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = \hbar\mathbf{k}\Gamma_{\text{sp}} \quad (1.20)$$

avec Γ_{sp} le taux d'émission spontanée en présence du champ laser, et \mathbf{k} le vecteur d'onde associé à l'onde laser. L'interprétation est directe : en moyenne, l'atome acquiert une impulsion $\hbar\mathbf{k}$ à un taux Γ_{sp} . Ce taux vaut :

$$\Gamma_{\text{sp}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{avec} \quad s = \frac{I/I_{\text{sat}}}{1+4\delta^2/\Gamma^2} \quad (1.21)$$

où l'intensité de saturation $I_{\text{sat}} = \frac{\pi hc\Gamma}{3\lambda_0^3} = 1.67 \text{ mW/cm}^2$ est une constante de l'atome de ⁸⁷Rb. La grandeur s s'appelle le paramètre de saturation. Celui-ci dépend de l'intensité lumineuse incidente (et donc du nombre de photons incidents) ainsi que du désaccord du laser par rapport à la résonance atomique⁷ $\delta = \omega - \omega_0$. Le paramètre de saturation est maximal en $\delta = 0$, c'est à dire lorsque le laser est à résonance. Dans le cas d'un laser très saturant $s \gg 1$, la force de pression de radiation s'écrit

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = \frac{\hbar\mathbf{k}\Gamma}{2} \quad (1.22)$$

où le facteur 2 indique que à forte saturation, un atome autant de chance d'être dans l'état excité que dans l'état fondamental. Enfin, mentionnons que pour un atome se déplaçant à une vitesse \mathbf{v} dans le référentiel du laboratoire, le désaccord devient $\delta = \omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ par effet Doppler. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous décrirons les mécanismes du refroidissement laser.

1.2.4 Couplage radio-fréquence

Les outils de manipulation des atomes présentés précédemment offrent la possibilité de créer des potentiels conservatifs (comme le potentiel dipolaire ou le potentiel magnétique) ou encore des forces dissipatives à l'aide la force de pression de radiation. De manière générale, certains de ces outils dépendent de l'état interne de l'atome⁸, une dernière possibilité de manipulation des atomes consiste donc à contrôler leur état électronique. Un bon contrôle de ce degré de liberté permet donc d'augmenter l'efficacité des processus qui en dépendent (le chargement d'un piège magnétique par exemple), ainsi que de proposer des solutions technologiques originales.

Comme présenté section 1.2.1, la séparation entre les états fondamentaux $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ correspond à une fréquence Δ_{hf} de l'ordre du GHz, donc à une fréquence qui se trouve accessible électroniquement. Un couplage radio-fréquence entre ces états apparaît

6. Pour réaliser de tels cycles, il est nécessaire d'avoir une transition cyclante, c'est à dire de disposer d'un état excité dont la désexcitation renvoie forcément sur l'état d'origine.

7. L'expression 1.19 n'est valable que dans un régime de faible saturation. L'utilisation de grands désaccords autorise l'utilisation de grosses puissances optiques tout en gardant $s \ll 1$. Dans ce régime, on peut estimer le taux d'émission spontanée par $\Gamma_{\text{sp}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 I(\mathbf{r})}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} - \frac{\Gamma}{\omega + \omega_0} \right)^2$.

8. Le potentiel magnétique dépend bien évidemment de l'état interne, tandis que ce n'est pas de le cas du potentiel dipolaire dans la limite des grands désaccords.

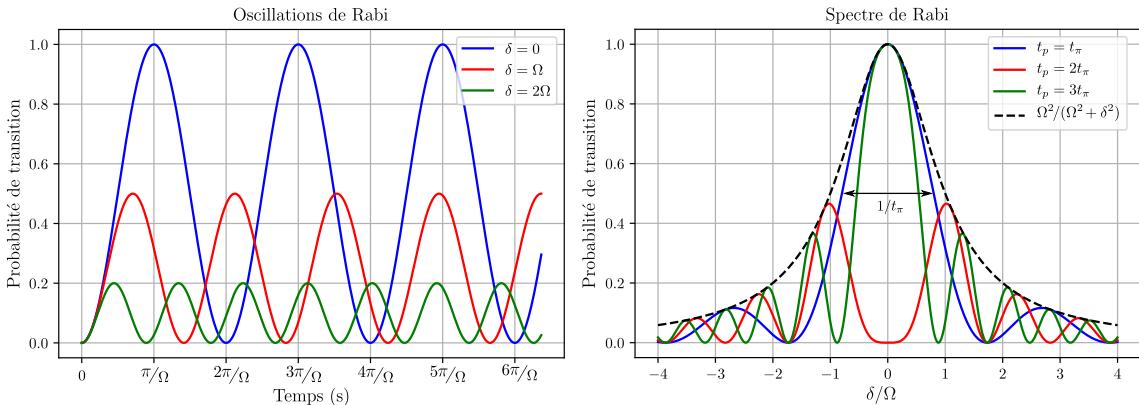


FIGURE 1.4 – a : Oscillations de Rabi tracées pour différents désaccords. Les populations oscillent à la fréquence $\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ avec une amplitude qui dépend du désaccord. L'amplitude est maximale et atteint 1 lorsque l'onde radio-fréquence est à résonance, et la population maximale transférée décroît avec l'augmentation du désaccord. **b : Spectres de Rabi pour différentes durées d'application t_p .** Le transfert de population est le plus efficace à résonance ($\delta = 0$), et l'utilisation d'un désaccord entraîne une diminution de l'efficacité de transfert. Les populations maximales transférées sont décrites par l'enveloppe lorentzienne de l'équation 1.25.

alors comme un formidable outil de contrôle de l'état interne des atomes, décrit par un système à deux niveaux dont le hamiltonien⁹ est donné dans la base $|F = 1\rangle, |F = 2\rangle$ par

$$\hat{H}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\text{hf}} & \Omega e^{i\omega t} \\ \Omega e^{-i\omega t} & \Delta_{\text{hf}} \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

avec ω la fréquence de l'onde radio-fréquence, et Ω la pulsation de Rabi qui caractérise l'amplitude rayonnée sur les atomes. En se plaçant dans le référentiel tournant, le hamiltonien du système devient

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta & \Omega \\ \Omega & -\delta \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

avec $\delta = \omega - \Delta_{\text{hf}}$. En supposant que le système est dans l'état $|F = 1\rangle$ à $t = 0$, la probabilité d'avoir l'atome dans l'état $|F = 2\rangle$ est donnée par la formule de Rabi [Basdevant et al., 2002]

$$\mathcal{P}_{|F=2\rangle}(t) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \frac{t}{2} \right) \quad (1.25)$$

Cette formule met en évidence un caractère résonant des transitions radio-fréquences :

- Dans le cas d'un grand désaccord $\delta \gg \Omega$, la probabilité de transition est très faible à n'importe quel instant.
- À résonance $\delta = 0$, la probabilité de transition peut atteindre 1, même pour un couplage très faible (Ω petit).

Ces caractéristiques sont illustrées figure 1.4. En effet, l'enveloppe lorentzienne représentée figure 1.4b montre les populations maximales transférées, faibles lorsque $|\delta| > \Omega$. On retrouve la condition de résonance à $\delta = 0$, où l'efficacité de transfert est maximale.

9. Le terme de couplage 1.23 est obtenu en appliquant l'approximation de l'onde tournante, c'est à dire que l'on néglige les termes en $\omega + \Delta_{\text{hf}}$ devant les termes en $\omega - \Delta_{\text{hf}}$ car on estime qu'ils évoluent rapidement, et donc qu'ils s'apparentent à leur valeur moyenne qui est nulle.

1.3. Description d'un cycle expérimental

Dans la partie précédente, nous nous sommes familiarisés avec quelques outils couramment utilisés sur les expériences d'atomes ultrafroids pour piéger et manipuler les atomes. Dans cette nouvelle partie, nous nous pencherons sur l'implémentation de ces outils sur notre expérience afin d'obtenir un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb . La présentation qui en sera donnée ici se verra succincte, nous nous contenterons d'illustrer brièvement les différentes étapes de refroidissement qui mènent à la condensation. De nombreux détails pourront être trouvés dans les thèses des doctorants qui ont contribué à faire de cette expérience ce qu'elle est aujourd'hui : [Fauquembergue, 2004], [Riou, 2006], [Bernard, 2010], [Jendrzejewski, 2012], [Muller, 2015], [Denechaud, 2018]...

1.3.1 Présentation générale du dispositif

Comme toutes les expériences d'atomes ultra-froids, la manipulation des atomes se déroule sous ultra-vide afin de s'affranchir des conditions extérieures. En particulier, on évite ainsi les collisions avec des particules extérieures à température ambiante, ce qui chaufferait notre gaz et détruirait la cohérence d'un nuage condensé. Une vue d'ensemble de l'enceinte à vide est donnée figure 1.5 qui montre aussi les pompes utilisées en continu pour maintenir le vide. Notre dispositif est composé d'un four chauffé à 120 °C qui éjecte les atomes de rubidium, il s'agit de notre source d'atomes. Un doigt froid refroidi à -30 °C sert de diaphragme et permet de filtrer le jet d'atomes tout en adsorbant les atomes qui sont bloqués afin de pas polluer le vide. Un obturateur mécanique permet de couper le jet lorsqu'on ne souhaite pas accumuler des atomes en cours de cycle. Les atomes sont décélérés dans le ralentisseur Zeeman et capturés dans la première cellule où ils subissent les premières étapes de refroidissement. Ils sont ensuite transportés dans la seconde cellule où ils sont refroidis jusqu'à la condensation. C'est dans cette seconde cellule que se déroulent les expériences de science, on l'appelle alors *Chambre de science*.

1.3.2 Première chambre

C'est dans la première chambre que se déroulent les premières étapes de refroidissement du gaz de rubidium. Celles-ci sont dans un premier temps basées sur le refroidissement laser, puis dans un second temps sur un piégeage magnétique et l'évaporation forcée à l'aide d'un couteau radio-fréquence.

Refroidissement laser

Le principe du refroidissement laser repose sur la force de pression de radiation, présentée section 1.2.3. Une compréhension du phénomène de refroidissement laser peut être donnée à l'aide du désaccord $\delta = \omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ dans le cas d'un atome se déplaçant à vitesse \mathbf{v} . Dans le référentiel de l'atome, la condition de résonance $\delta = 0$ s'écrit $\omega_0 = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. L'atome va donc absorber un photon d'énergie $\hbar\omega$ et en émettre un d'énergie $\hbar\omega_0$ (d'énergie plus grande que le photon absorbé dans le cas d'un décalage vers le rouge par effet Doppler). Il y a donc eu un transfert d'énergie entre l'énergie cinétique et le désaccord. La répétition de tels cycles permet ainsi de transférer beaucoup d'énergie cinétique de l'atome vers le désaccord entre photons absorbés et photons rayonnés.

La possibilité de répéter ces cycles d'absorption de photons et d'émission spontanée repose sur l'existence d'une transition cyclante entre les états hyperfins $|F = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$. La désexcitation de $|F' = 3\rangle$ renvoie forcément l'atome dans l'état $|F = 2\rangle$ car les règles de sélection imposent $F' - F = \{0, \pm 1\}$. En revanche, on peut accidentellement envoyer des atomes dans l'état excité $|F' = 2\rangle$ car la séparation avec l'état ciblé $|F' = 3\rangle$ n'est que

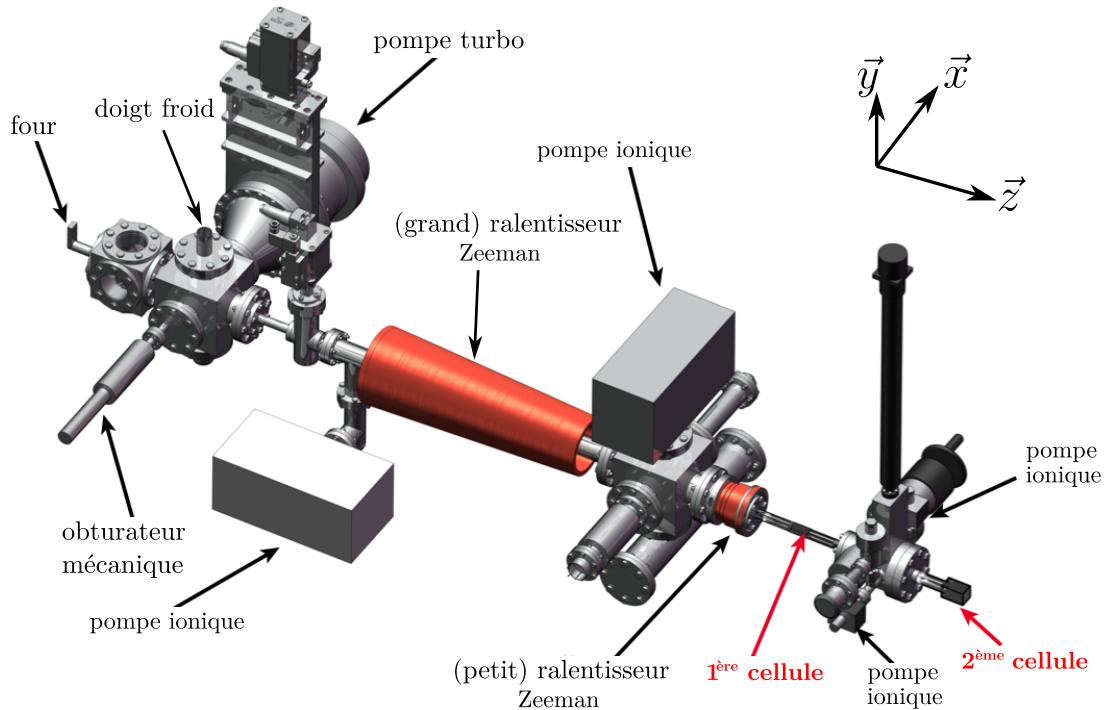


FIGURE 1.5 – **Vue d'ensemble du corps de l'expérience.** Les atomes se trouvent dans un montage sous ultra-vide, composé de deux chambres dans lesquelles les atomes sont manipulés.

de 266 MHz. Statistiquement, un atome visite cet état tous les 50 cycles environ, et sa désexcitation peut faire tomber les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$. Cet état étant un état noir, pour conserver les atomes, on doit alors utiliser un second laser appelé *repompeur* qui permet de recycler les atomes perdus vers la transition cyclante¹⁰. Il est accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

Notre dispositif laser se compose alors d'un laser principal de refroidissement accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Il est secondé d'un second laser *repompeur* accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Enfin un dernier laser sert de référence de fréquence pour les deux précédents en étant asservi par absorption saturée. Une représentation schématique de l'ensemble de ces lasers et de leur amplification peut être trouvée figure 1.6.

Le ralentisseur Zeeman

La première étape consiste à ralentir suffisamment le jet d'atomes pour pouvoir les capturer dans un premier piège. Un laser désaccordé vers le rouge par rapport à la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ permet de réaliser une décélération des atomes à l'aide de cycles d'absorption et d'émission spontanée de photons. Cependant, le ralentissement des atomes entraîne un éloignement de la résonance à cause de l'effet Doppler. Pour palier à ce problème, on applique un champ magnétique pour satisfaire localement la condition de résonance par effet Zeeman. Ce champ est appliqué à l'aide d'une bobine comportant un nombre de tours par unité de longueur variable, représentée figure 1.5 entre le four et la première chambre. Ainsi, on est capable de réduire la vitesse des atomes de 100 m s^{-1} à

¹⁰. À titre d'illustration, le temps de vie du piège magnéto-optique a été mesuré à une dizaine de secondes. Sans le faisceau repompeur, les atomes tombent dans l'état noir $|F = 1\rangle$ en quelques micro-secondes seulement.

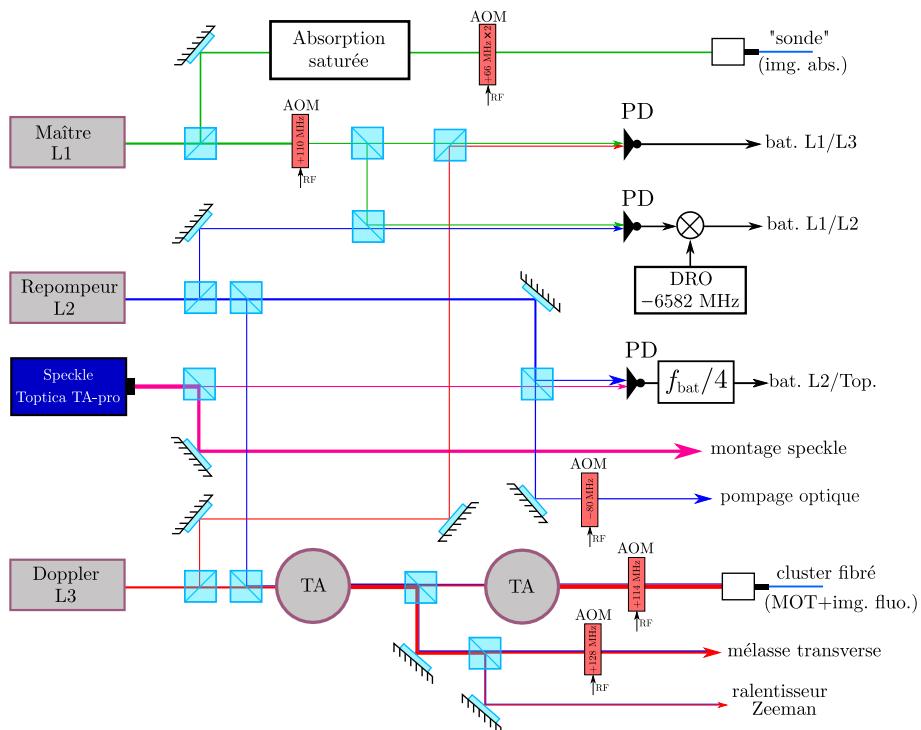


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de notre montage laser. Le laser maître L_1 sert de référence de fréquence en étant asservi par absorption saturée. Le laser de refroidissement Doppler L_3 est asservi par battements avec L_1 . Le laser repompeur L_2 est lui aussi asservi par battements avec L_2 grâce à l'utilisation d'électronique rapide. Notons enfin que les faisceaux de L_2 et L_3 sont mélangés avant amplification (TA). Les faisceaux arrivant sur les atomes comporteront alors les fréquences provenant de ces deux lasers. Un obturateur mécanique (non représenté) permet de couper le faisceau de L_2 allant vers les amplificateurs.

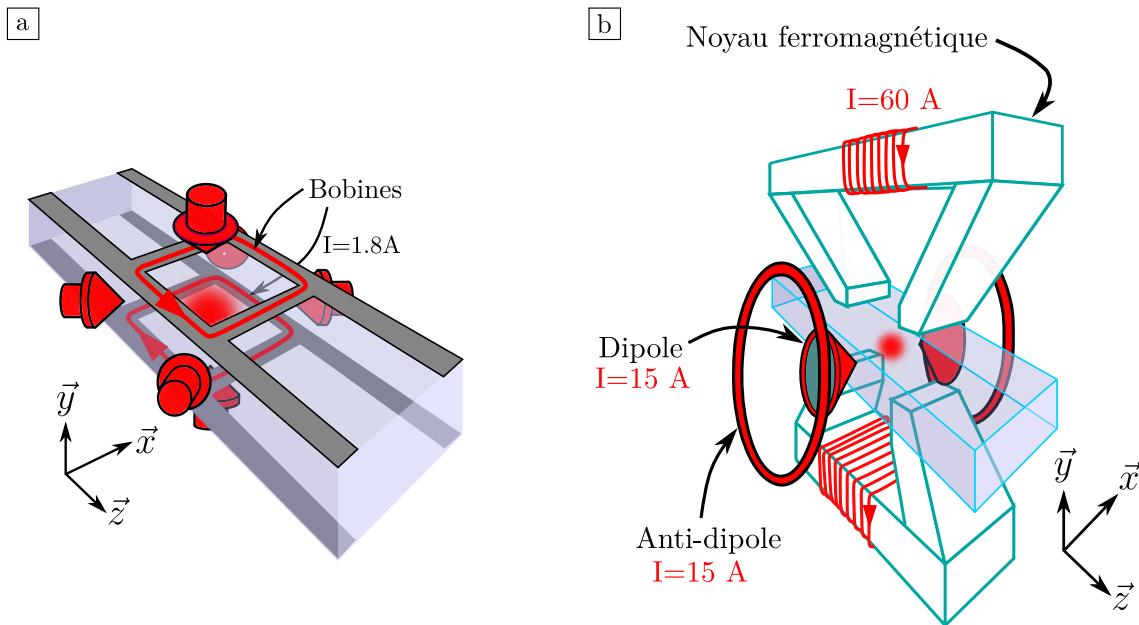


FIGURE 1.7 – a : Éléments du piège magnéto-optique. Il est réalisé à l'aide de trois paires de faisceaux contra-propageants et de deux bobines formant un champ quadrupolaire. Ces bobines sont faites à partir de circuits imprimés posés sur la cellule. **b : Géométrie du piège magnétique.** Un champ quadrupolaire intense est créé selon les directions \vec{y} et \vec{z} par un électroaimant. Un champ de biais est généré par deux paires de bobines suivant la direction \vec{x} . Ce champ possède une courbure longitudinale et est responsable du confinement suivant cette direction.

environ 20 m s^{-1} sur une distance de seulement 1 m.

Le piège magnéto-optique

Une fois les atomes suffisamment ralenti, ils sont capturés dans le piège magnéto-optique (abrégé en *MOT* pour l'anglais *Magneto-Optical Trap*). Celui-ci est composé de trois paires de faisceaux contra-propageants désaccordés vers le rouge d'environ $\delta = -16 \text{ MHz}$, de polarisations opposées σ^+ et σ^- . Chacun de ces faisceaux possède une puissance d'environ 12 mW. De plus, deux bobines en configuration anti-Helmholtz permettent de générer un champ quadrupolaire, donc un gradient magnétique dans les trois directions de l'espace, afin de créer une force de rappel. On charge environ 2×10^9 atomes en moins d'une seconde grâce à la mélasse transverse qui permet de collimater le jet d'atomes et donc d'améliorer le flux. Une fois le chargement saturé, on coupe le champ magnétique pendant quelques millisecondes afin de réduire fortement la température : c'est l'étape de mélasse optique qui permet de descendre la température à environ $50 \mu\text{K}$.

Piège magnétique et évaporation radio-fréquence

Après l'étape de mélasse, on souhaite manipuler les atomes dans un piège magnétique. Afin d'augmenter le nombre d'atomes piégeables magnétiquement, il est nécessaire de manipuler l'état interne des atomes. On procède ainsi à une étape de dépompage en éteignant le faisceau de repompage et en accordant le faisceau de refroidissement sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$: en moins d'une milliseconde, les atomes se trouvent dans

l'état $|F = 1\rangle$, dont seul le sous-état Zeeman $|F = 1, m_F = -1\rangle$ peut être piégé^{11 12}. Afin de maximiser la population de ce sous-état, on allume un faisceau de pompage optique accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ et polarisé σ^- pendant 40 µs. En parallèle, on allume le champ du dipôle afin de définir un axe de quantification.

Le piège magnétique que l'on utilise est un piège de type *Ioffe-Pritchard*. Il est composé essentiellement de deux éléments :

- Un champ de biais orienté dans la direction \vec{x} , généré par une paire de bobines (*dipôle*) de configuration légèrement plus éloignée que celle de Helmholtz : on a ainsi une courbure positive dans la direction longitudinale au centre des bobines. Une seconde paire de bobines (*anti-dipôle*) permet d'abaisser le champ constant au centre du piège, et donc de le comprimer [Fauquembergue, 2004].
- Un champ quadrupolaire dans le plan (\vec{y}, \vec{z}) généré par un électroaimant ferromagnétique épais (*quadrupôle*) comportant deux entrefers et deux bobines excitatrices dans deux sens opposés. L'épaisseur importante du matériau magnétique minimise l'effet de l'électroaimant dans la direction \vec{x} .

Le confinement dans la direction \vec{x} est donc réalisée par le champ de *dipôle*, tandis que le confinement dans les directions \vec{y} et \vec{z} est fait par le *quadrupôle*. La présence du champ de dipôle permet aussi de s'affranchir des pertes par transition Majorana, le champ ne s'annulant à aucun endroit de l'espace. On obtient ainsi un nuage piégé magnétiquement comportant environ 1×10^9 atomes tous dans le même sous-état zeeman à une température de $\sim 300 \mu\text{K}$.

Une fois le nuage thermalisé, on procède à une étape de refroidissement évaporatif grâce à la méthode de *couteau radio-fréquence*. Le principe du refroidissement évaporatif sera détaillé section 2.4, mais on peut le résumer de la manière suivante :

- On tronque le piège de telle sorte que quelques atomes très énergétiques (la queue de la distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann) puisse s'échapper du piège.
- Les collisions entre les particules étant restées dans le piège permettent au système de retourner à l'équilibre thermique à une température plus basse.

La troncature du piège se fait à l'aide d'une onde radio-fréquence rayonnée par les bobines MOT. Celle-ci induit une transition de l'état piégé $|F = 1, m_F = -1\rangle$ à l'état non piégé $|F = 1, m_F = 0\rangle$ lorsque la condition de résonance $\hbar\omega_{RF} = m_F g_F \mu_B B(\mathbf{r})$ est vérifiée. En abaissant progressivement la fréquence rayonnée pendant une dizaine de secondes, on obtient finalement un nuage de 70×10^6 atomes à une température de $10 \mu\text{K}$.

1.3.3 Chambre de science

Après ces premières étapes de refroidissement, les atomes sont transportés dans une seconde cellule où l'on procède à une évaporation tout-optique pour franchir le seuil de condensation. La raison d'être de cette seconde cellule est de profiter d'un maximum d'accès optiques tout en s'affranchissant de l'environnement magnétique de la première chambre, en particulier celui du ferromagnétique. Nous nous contenterons ici de présenter les grandes lignes des éléments de cette seconde chambre, de nombreux détails pourront être trouvés dans la thèse d'Alain Bernard [Bernard, 2010], dans la thèse de Fred Jendrzejewski [Jendrzejewski, 2012] et de Kilian Muller [Muller, 2015]. De plus, certains de ces éléments

11. Il est le seul des trois sous-états Zeeman de *etatF1* à avoir le produit $g_F m_F > 0$, c'est à dire qu'il s'agit d'un état *Low Field Seeker*, qui est attiré par les zones de faible champ magnétique. En effet, c'est à l'aide d'un minimum de champ magnétique que l'on réalise ce piège, le théorème de Wing interdisant les maxima de champ magnétique.

12. Des huit sous-états Zeeman fondamentaux, il s'agit de celui ayant la plus grande probabilité d'occupation tout en étant piégeable, justifiant son choix.

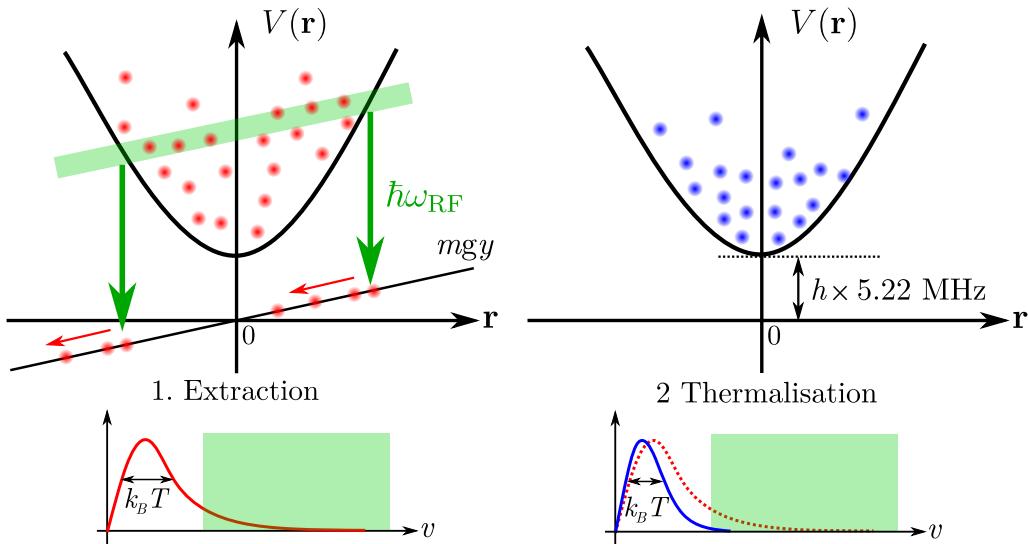


FIGURE 1.8 – **Principe de l'évaporation radio-fréquence.** L'application d'une radiofréquence permet de tronquer le piège magnétique, et d'éliminer les atomes les plus énergétiques. L'énergie moyenne par particule étant plus basse, la température s'en retrouve abaissée après thermalisation.

ont été modifiés au cours de ma thèse et une étude plus approfondie en sera présentée dans le chapitre 2.

Transport dans une pince optique et piège dipolaire croisé

Après évaporation radio-fréquence, on transfert le nuage dans une pince optique. Il s'agit d'un piège dipolaire créé par focalisation sur les atomes d'un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 1070\text{ nm}$ et de puissance estimée d'environ 1.5 W. Dans le plan focal, ce faisceau a une taille $w_0 = 28\text{ }\mu\text{m}$ et la distance de Rayleigh vaut donc $z_R = \pi w_0^2 / \lambda = 2.3\text{ mm}$. On obtient ainsi 10×10^6 atomes à une température de $10\text{ }\mu\text{K}$ aux alentours du foyer de la pince¹³.

Le transport dans la seconde chambre se fait à l'aide d'une platine de translation montée sur coussin d'air *Aerotech ABL80040*. Les optiques de focalisation de la pince se trouvant sur cette platine, on déplace ainsi les atomes de 40 cm en moins de 2 s, comme illustré figure 1.9. On estime l'efficacité de transfert à 75%, mesurée en effectuant un aller-retour pour retourner dans la première chambre.

Une fois les atomes arrivés dans la seconde chambre, un second faisceau de piégeage dipolaire de longueur d'onde 1070 nm et de puissance 7 W est allumé afin de comprimer le nuage suivant la direction \vec{z} qui correspond à la direction longitudinale de la pince. Ce faisceau *Dimple* est de forme elliptique, de tailles $180\text{ }\mu\text{m} \times 90\text{ }\mu\text{m}$ dans les directions \vec{x} et \vec{z} respectivement. Étant donnée sa grande longueur de Rayleigh (de l'ordre du centimètre), on suppose que le piégeage vertical induit est négligeable devant toutes les autres sources de piégeage. Ainsi, dans le piège dipolaire croisé, le confinement suivant les directions \vec{x} et \vec{y} est fait par la pince, tandis que le confinement suivant la direction \vec{z} est fait par le faisceau vertical¹⁴, comme illustré figure 1.9. À ce stade, on estime disposer de 3×10^6

13. Ce faible taux de transfert entre le piège magnétique et la pince provient du mauvais recouvrement spatial entre ces deux pièges. La pince est très allongée suivant la direction \vec{z} , tandis que le piège magnétique est étendu suivant la direction \vec{x} . Cette géométrie est un héritage des débuts de cette expérience, originellement utilisée pour étudier le laser à atomes.

14. La forme allongée du dimple dans la direction \vec{x} fait que le piégeage dans cette direction est très faible

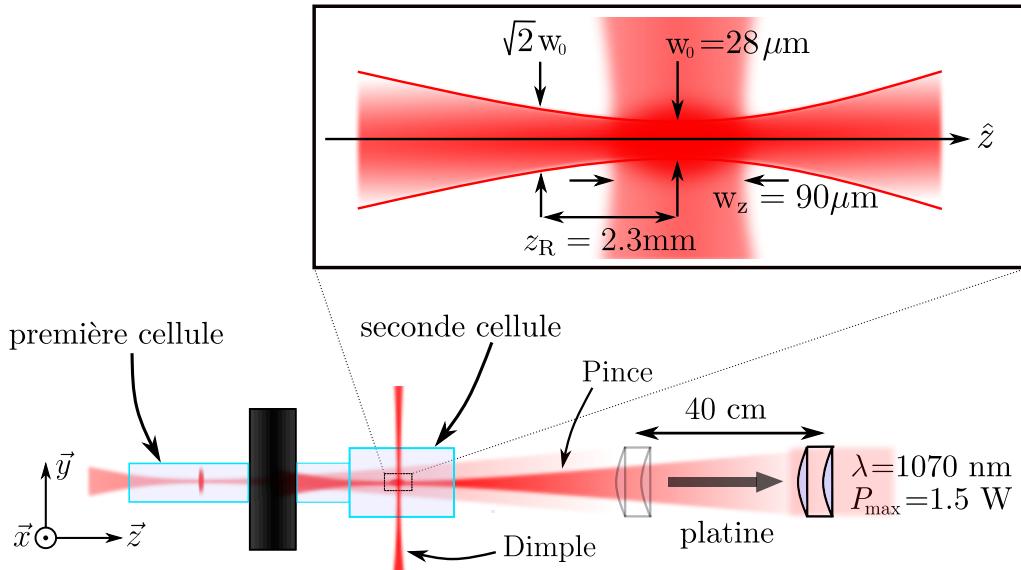


FIGURE 1.9 – Illustration du transport et du piégeage optique. Les atomes sont capturés autour du foyer de la pince dans la première chambre, et le point de focalisation est déplacé de 40 cm à l'aide d'une platine de translation. Une fois le transport terminé, on allume un second faisceau de piégeage vertical (*dimple*).

atomes à une température de $10 \mu\text{K}$.

Enfin, une dernière étape d'évaporation est requise pour franchir le seuil de condensation. Succinctement, celle-ci consiste à diminuer la puissance des lasers afin de diminuer la profondeur des potentiels de piégeage de telle sorte que les atomes les plus énergétiques puissent s'échapper. Cette étape sera étudiée plus en détails dans la partie 2.4.

Lévitation magnétique

Une contrainte liée à l'étude la localisation d'Anderson réside dans les grands temps de propagation dans le désordre requis. Dans l'expérience visant à observer la localisation d'Anderson à trois dimensions, plusieurs secondes d'évolution dans le désordre ont été nécessaires [Jendrzejewski et al., 2012], ce qui n'est pas possible en présence de la gravité. En conséquence notre expérience dispose d'une lévitation magnétique permettant de s'affranchir de la gravité et donc de multiplier nos possibilités expérimentales. Celle-ci a été mise en place durant la thèse d'Alain Bernard et de nombreux détails concernant ce système et ses performances se trouvent dans son manuscrit. Cependant, la lévitation magnétique a fait l'objet d'une attention particulière durant ma thèse, aussi une étude approfondie en sera donnée dans la partie 2.2. Donnons en tout de même quelques caractéristiques.

Le principe de la lévitation magnétique est de compenser la force de pesanteur à l'aide d'un gradient magnétique. Pour l'état $|F=1, m_F=-1\rangle$ qui est *Low Field Seeker*, il s'agit d'un gradient de 30 G cm^{-1} . Cependant, le théorème de Wing impose une valeur minimale aux fréquences de piégeage dues à la conservation du flux magnétique :

$$\sum_{i=x,y,z} \omega_i^2 \geq \left| \frac{mg^2}{2m_F g_f \mu_B B_0} \right| \quad (1.26)$$

avec g l'accélération de la pesanteur et B_0 la norme du champ magnétique à la position des atomes. Une stratégie de réduction de ces fréquences de piégeage (les ω_i sont positifs

comparé à celui de la pince. De plus, cela rend le piége optique tolérant face à un léger défaut d'alignement.

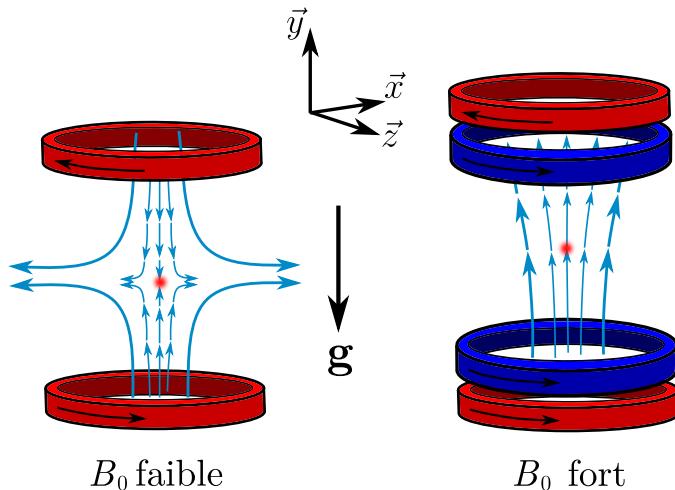


FIGURE 1.10 – **Design simplifié de la lévitation magnétique.** Un gradient magnétique est appliqué aux atomes grâce à une paire de bobines parcourues par des courants opposés. La conservation du flux magnétique entraîne des gradients dans les autres directions de l'espace. L'application d'un fort champ de biais créé par d'autres bobines permet de minimiser l'impact de ces gradients et de diminuer les fréquences de piégeage (ou d'anti-piégeage) associées.

pour l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$) consiste à augmenter fortement le champ B_0 , on utilise alors des bobines pour créer un tel champ, qui peut monter jusqu'à 2000 G, entraînant des fréquences de piégeage de l'ordre de $\omega_i/2\pi \sim 0.2\text{Hz}$. Une version simpliste du design de notre lévitation est donnée figure 1.10.

Une autre stratégie couramment utilisée par l'équipe est de se placer dans l'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ qui est *High Field Seeker*, il sera donc expulsé de la lévitation par les courbures résiduelles. Il s'agit pour nous d'un avantage puisque cela favorise le processus d'évaporation, de plus on ne pourra pas attribuer à la lévitation un éventuel arrêt de l'expansion du nuage dans l'étude de la localisation d'Anderson. Pour atteindre cet état, on applique une transition radio-fréquence dans le piège optique croisé avant évaporation.

Pour finir, citons un dernier avantage offert par la lévitation magnétique : la compensation de la gravité n'entraîne pas d'effet *SAG*, c'est à dire que la gravité ne vient pas "pencher" le potentiel de notre piège optique. Nous avons donc la possibilité de pousser l'évaporation optique jusque dans un domaine où la gravité aurait normalement dû tirer les atomes en dehors du piège, nous pouvons ainsi évaporer beaucoup plus loin et atteindre des températures extrêmement basses.

Refroidir encore plus

L'assimilation d'un condensat de Bose-Einstein à une onde de matière monochromatique $|k = 0\rangle$ nécessite de pouvoir négliger la largeur de distribution de vitesses Δk , et implique donc d'obtenir des nuages extrêmement froids. Bien que la lévitation magnétique nous permette d'obtenir des températures particulièrement basses, le refroidissement peut être poussé encore plus loin.

Une première technique consiste en une décompression du nuage à l'aide de l'ouverture adiabatique du piège. Cette décompression se traduit par une diminution des fréquences de piégeage, que l'on obtient en changeant la taille des faisceaux de piégeage. En pratique, il nous suffit de reculer le plan de focalisation de la pince de 4.5 mm en une seconde à l'aide de la platine de translation comme illustré figure 1.12a. La température obtenue est alors

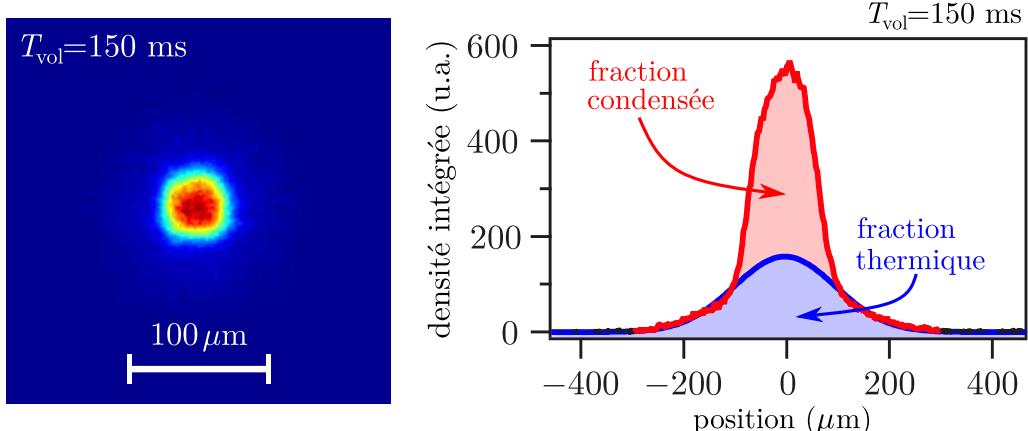


FIGURE 1.11 – Image expérimentale d'un condensat de Bose-Einstein. Cette image correspond à celle d'un condensat après expansion pendant un temps de vol de 150 ms. L'image de droite correspond au profil de la densité intégrée suivant une direction, et montre la double structure témoignant d'une partie condensée. La partie condensée a un profil parabolique (en rouge), tandis que la partie thermique est de forme gaussienne (en bleu).

donnée par le théorème d'équipartition de l'énergie :

$$T' = \frac{\omega_r'}{\omega_r} T < T \quad (1.27)$$

avec ω_r la fréquence de piégeage de la pince dans la direction radiale. L'abaissement de la température est donc obtenu par diminution de la densité du nuage, c'est à dire par dilution. Cette étape se déroule en même temps que l'évaporation optique.

À la fin du cycle d'évaporation et d'ouverture adiabatique, il reste environ 2×10^5 atomes dont environ 50% forment un condensat de Bose-Einstein. Le potentiel chimique de la partie condensée est estimée à $\mu/h = 40$ Hz, et la température de la fraction thermique est d'environ 5 nK.

Après l'extinction du piège, l'énergie d'interaction du nuage est convertie en énergie cinétique, le nuage s'étend alors librement grâce à la lévitation. L'évolution de la taille du nuage donne alors accès à la distribution de vitesse, en particulier à sa dispersion $\Delta k \simeq 0.5 \mu\text{m}^{-1}$. Une dernière technique reposant aussi sur le principe de la dilution permet de réduire davantage cette dispersion. Cette technique dite de *refroidissement par delta-kick* consiste à transférer l'énergie d'interaction en énergie cinétique en éteignant le piège, puis à figer le mouvement des atomes en appliquant un potentiel harmonique pendant un bref instant. L'énergie cinétique est alors transformée en énergie potentielle, disparaissant à l'extinction du piège. Une illustration de ce procédé est donnée figure 1.12b.

Une approche classique permet de justifier cela. En supposant que l'expansion des atomes est balistique, la position des atomes après un temps d'expansion t_{exp} suffisamment grand est donnée par leur vitesse initiale :

$$\mathbf{r}(t_{\text{exp}}) = \mathbf{v} t_{\text{exp}} \quad (1.28)$$

Et appliquons un kick de potentiel harmonique pendant un temps Δt . La vitesse des atomes à la fin de ce kick est donnée par

$$\dot{\mathbf{r}}(\Delta t) = -\mathbf{r}\omega \sin(\omega\Delta t) + \mathbf{v} \cos(\omega\Delta t) \quad (1.29)$$

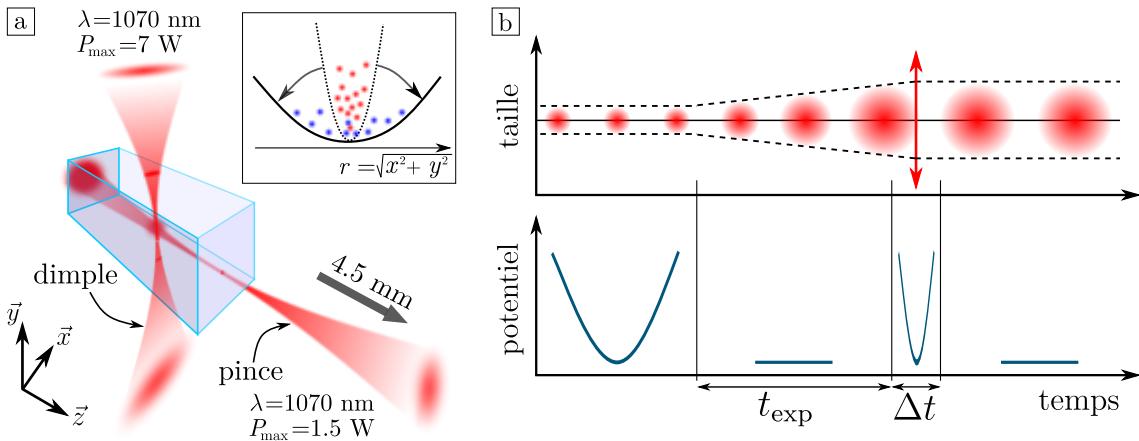


FIGURE 1.12 – a : Principe de l'ouverture adiabatique. Le déplacement du point de focalisation de la pince permet d'augmenter la taille du faisceau au niveau des atomes. La fréquence de piégeage en est alors diminuée, et on abaisse alors la température par dilution. **b : Illustration du refroidissement par *delta-kick*.** L'extinction du piège entraîne l'étalement du nuage, et le transfert de l'énergie d'interaction en énergie cinétique. On peut ensuite *focaliser* les atomes à l'aide d'un *kick* de potentiel, en transformant l'énergie cinétique en énergie potentielle, supprimée à l'extinction du piège.

avec ω la fréquence du piège. On peut trouver Δt tel que $\dot{\mathbf{r}}_i = 0$:

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \arctan \left(\frac{1}{t_{\text{exp}} \omega} \right) \quad (1.30)$$

On remarque que Δt ne dépend pas de la vitesse initiale des atomes : on peut donc geler l'ensemble du nuage en appliquant un potentiel harmonique pendant la bonne durée de kick¹⁵. La mise en œuvre expérimentale de cette technique est détaillée dans le manuscrit de thèse de Kilian Muller [Muller, 2015] et témoigne de résultats impressionnantes : la dispersion en vitesse s'est abaissée à $\Delta k \simeq 0.15 \mu\text{m}^{-1}$. La température effective associée est alors de $T \sim 150 \text{ pK}$, et en tenant compte de la taille du nuage de l'ordre de $\Delta r \sim 30 \mu\text{m}$, on s'approche à un ordre de grandeur de la limite de Heisenberg $\Delta r \hbar \Delta k \simeq 10 \hbar / 2$.

1.3.4 Imagerie

À la fin de la majorité de nos cycles expérimentaux, nous souhaitons obtenir des informations à propos de notre gaz d'atomes. Une grande partie de ces informations peut être extraite d'une image du nuage après extinction du piège, image que l'on obtient à l'aide d'une caméra et l'utilisation de lasers à résonance avec les atomes¹⁶. L'utilisation d'un retard (appelé *temps de vol* et abrégé en *TOF* pour l'anglais *Time Of Flight*) entre l'extinction du piège et la prise de l'image est extrêmement courant fournit de précieux renseignements.

15. Une approche équivalente consiste à dire que la force de rappel est proportionnelle à la distance parcourue par les atomes, qui est proportionnelle à la vitesse initiale. L'instant où les vitesses s'annulent ne dépend donc pas de la vitesse initiale des atomes.

16. L'utilisation de lasers à résonance conduit inévitablement à la destruction du nuage sur notre expérience. Il est donc nécessaire de répéter l'ensemble du cycle expérimental pour obtenir une seconde image des atomes.

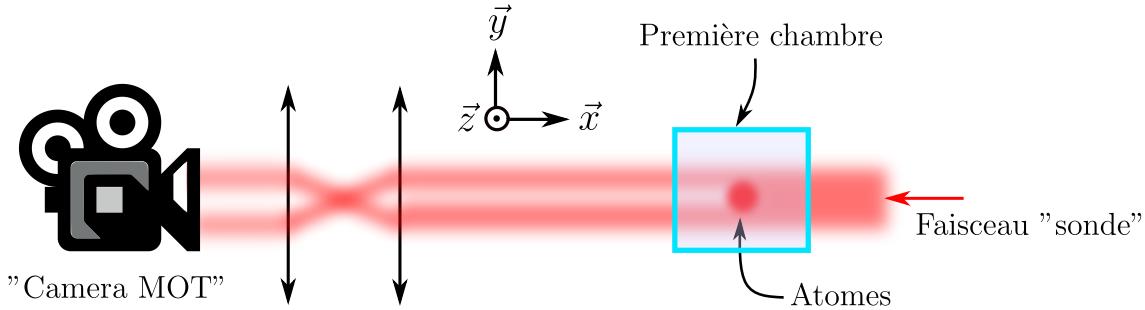


FIGURE 1.13 – Imagerie par absorption. Un faisceau collimaté est envoyé sur les atomes, qui absorbent une partie des photons qui traversent le nuage. Le signal détecté à la caméra correspond à "l'ombre" des atomes, et la comparaison avec une image du faisceau incident sans atomes permet de remonter à la densité atomique intégrée selon la direction longitudinale.

Dispositif d'imagerie

L'expérience est équipée de trois caméras *EMCCD C9102* de chez *Hamamatsu*, chacune comportant une matrice de 1000×1000 pixels de taille $8\text{ }\mu\text{m} \times 8\text{ }\mu\text{m}$. Ces trois caméras sont contrôlées via l'outil d'acquisition d'images de *MATLAB*, qui permet aussi de récupérer et traiter les images obtenues. L'acquisition des images est déclenchée de manière externe par le séquenceur.

Une première caméra acquiert des images des atomes dans la première chambre selon l'axe horizontal \vec{x} avec un grandissement de 1, la zone imageable est donc de $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$. Il est possible d'utiliser cette caméra pour de l'imagerie par absorption (représentée figure 1.13) aussi que pour de l'imagerie par fluorescence grâce à un montage $4f$. Néanmoins, l'observation selon une direction induit forcément une intégration de la densité suivant cette direction : on ne peut mesurer qu'une densité intégrée.

$$n_{2D}(y, z) = \int dx n(x, y, z) \quad (1.31)$$

avec n la densité à trois dimensions.

Les deux autres caméras sont positionnées autour de la chambre de science selon l'axe horizontal \vec{x} et vertical \vec{y} . Toutes deux voient le nuage au travers d'un système optique de grandissement 3¹⁷, conduisant à une résolution de $2.71\text{ }\mu\text{m}$ pour une zone imageable de $2.71\text{ mm} \times 2.71\text{ mm}$. Seule de l'imagerie par fluorescence est utilisable dans cette chambre, en revanche il est possible d'utiliser ces deux caméras simultanément pour obtenir les densités intégrés suivant deux directions $n_{2D}(y, z)$ et $n_{2D}(x, y)$ pour le même nuage.

Imagerie par absorption

Le principe de l'imagerie par absorption repose sur la loi de Beer-Lambert. En effet, lorsque qu'un faisceau laser traverse un milieu, son absorption dépend directement de la densité du milieu en particules absorbantes (la densité atomique dans notre cas). Pour sonder cette densité atomique, on envoie donc un faisceau laser à résonance directement sur les atomes et la caméra comme illustré figure 1.13. Dans un régime de très basse saturation $s \ll 1$, on peut montrer que la section efficace d'absorption de photons σ est indépendante de l'intensité incidente $I_0(y, z)$. En pratique, on garde la puissance du faisceau *sonde* en dessous de $100\text{ }\mu\text{W}$ pour s'en assurer. Le faisceau *sonde* correspond à une impulsion lumineuse d'une durée de $50\text{ }\mu\text{s}$ réalisée par un laser à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$

17. Ce grandissement a été mesuré en observant la chute libre du nuage en l'absence de la lévitation.

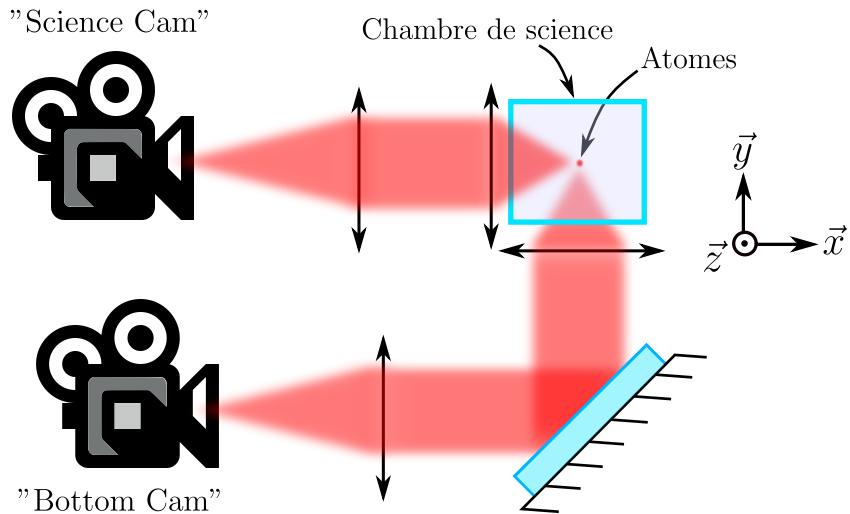


FIGURE 1.14 – Dispositif d'imagerie par fluorescence pour la chambre de science. Une caméra capte les photons de fluorescence émis par les atomes selon une direction horizontale (*Science Cam*), tandis qu'une autre capte ceux émis vers le bas avec un transport d'image (*Bottom Cam*). Les faisceaux de fluorescence ne sont pas représentés ici (selon l'axe \vec{z}).

et permet ainsi de mesurer la densité atomique dans l'état $|F = 2\rangle$.

Afin de mesurer aussi les atomes qui sont dans l'état $|F = 1\rangle$, on procède à un transfert de population vers l'état $|F = 2\rangle$ à l'aide d'une impulsion du faisceau repompeur accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pendant une durée de $40\text{ }\mu\text{s}$. Ce transfert est réalisé à la fin du temps de vol, juste avant le déclenchement de la caméra.

L'application de la loi de Beer-Lambert permet de déterminer la densité atomique intégrée suivant l'axe longitudinal :

$$n_{2D}(y, z) = \frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{I_0(y, z)}{I(y, z)} \right) \quad (1.32)$$

L'opération de reconstruction du profil de densité atomique nécessite donc deux images : une image des atomes absorbant une partie du faisceau *sonde*, et une image de ce faisceau sans les atomes pour connaître le profil d'intensité $I_0(y, z)$. En pratique, on prend une troisième image afin de soustraire le bruit de fond. De plus, une bonne reconstruction du profil nécessite des contraintes supplémentaires. En effet, nous nous fixons de travailler dans un régime où la sonde ne sature pas la caméra (cela fixe une borne supérieure pour l'intensité du faisceau), et où l'absorption de photons n'est pas totale dans les régions les plus denses.

Imagerie par fluorescence

Le principe de l'imagerie par fluorescence consiste à éclairer les atomes avec de la lumière à résonance, puis à détecter la lumière que les atomes diffusent comme illustré figure 1.14. Pour cela, on envoie des faisceaux très saturants $s \gg 1$ sur les atomes afin que le taux d'émission spontanée ne dépende plus de l'intensité incidente. Un avantage de cette technique par rapport à l'imagerie par absorption est sa capacité à détecter de très faibles nombres d'atomes, rendu possible grâce à l'amplification des caméras. Un deuxième avantage réside dans la simplicité de sa mise en œuvre : l'imagerie dans la première chambre est réalisée à l'aide des faisceaux MOT. L'imagerie de la seconde chambre est quant à elle réalisée à l'aide de deux autres faisceaux dédiés. Les faisceaux d'imagerie

sont à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et permettent donc de sonder les atomes se trouvant dans l'état $|F = 2\rangle$. Comme pour l'imagerie par absorption, il est aussi possible d'adresser les atomes qui sont dans l'état $|F = 1\rangle$. Pour cela, on superpose aux faisceaux de fluorescence le faisceau repompeur¹⁸, accordé sur $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pendant toute la durée de l'impulsion lumineuse, qui est typiquement de 50μs.

L'intensité fluorescée captée dans le plan d'imagerie est alors donnée par :

$$I_{\text{fluo}}(y, z) = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{s}{1+s} \frac{\Gamma \hbar \omega_0}{2} n_{2D}(y, z) \quad (1.33)$$

avec $\Omega \simeq \pi ON^2$ l'angle solide dans lequel les photons de fluorescence sont captés par le système d'imagerie d'ouverture numérique $ON \sim 0.4$.

Théoriquement, une seule image suffit à obtenir le profil de densité atomique. Cependant, on décide de prendre une seconde image avec les faisceaux de fluorescence allumés afin de soustraire un éventuel bruit dû à ces faisceaux. Pour des raisons de simplicité de configuration des caméras, on décide aussi de prendre une troisième image du bruit de fond, non utilisée pour le calcul de densité atomique.

Étant donné le nombre de paramètres non parfaitement connus dans la formule 1.33, il est nécessaire de calibrer cette méthode d'imagerie. La calibration du nombre d'atomes se fait par comparaison avec l'imagerie par absorption. Si la comparaison est directe dans la première chambre, celle de l'imagerie dans la chambre de science est un peu plus délicate. La méthode retenue par l'équipe consiste à calibrer l'efficacité du transfert par la pince optique à l'aide d'allers-retours pour déterminer le nombre d'atomes attendu dans la seconde chambre.

18. Les faisceaux de refroidissement laser et de fluorescence comportent déjà une partie de repompeur : le mélange se fait avant les amplificateurs optiques et il est possible de couper la partie repompeur à l'aide d'un obturateur mécanique, voir figure 1.6.

Chapitre 2

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.

2.1. Contributions au système 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.

2.1.1 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 ainsi que de meilleures performances, le nouveau séquenceur est d'origine commerciale et est basé sur du matériel *National Instruments* :

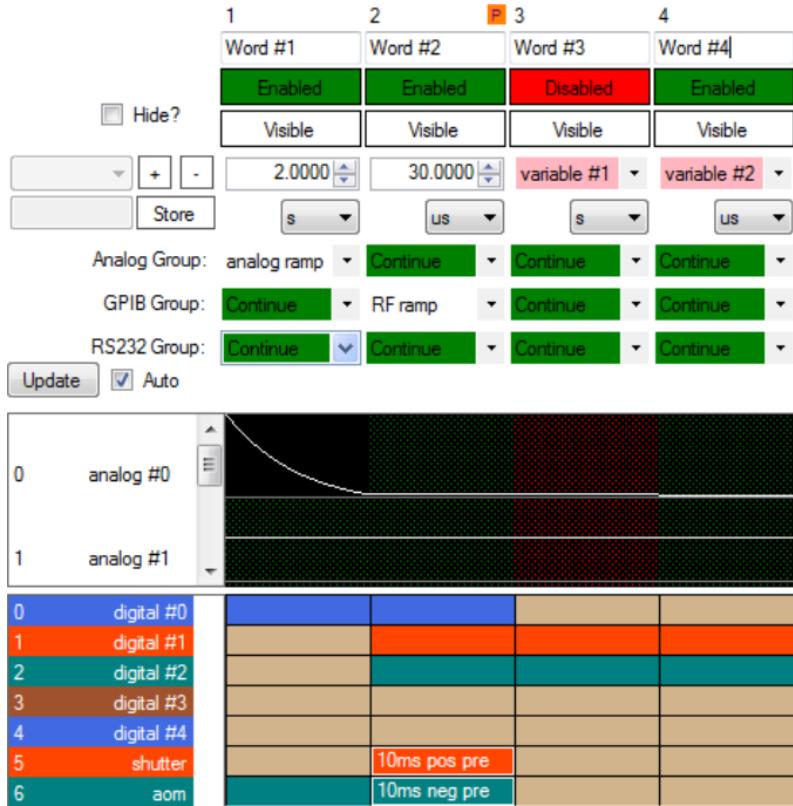


FIGURE 2.1 – **Capture d'écran de *Cicero*.** Une séquence est une suite d'étapes (des colonnes dans l'interface) pendant lesquelles on peut faire des motifs avec les voies analogiques. Les voies numériques changent d'état en général entre deux étapes. Il est possible de désactiver certaines étapes et d'utiliser des variables. Figure tirée de [Keshet and Ketterle, 2013].

- Un ordinateur *PXIe-8840* dans un châssis *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 $\pm 10\text{V}$ 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 30 s discrétisée toutes les microsecondes pour un minimum d'une cinquantaine de voies 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 2.1. 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).

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

Comme présenté dans la partie 1.3.4, 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 tous 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 en direct 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 permis de centraliser les données générées par l'acquisition d'images en n'ayant plus besoin d'un ordinateur supplémentaire (et de la synchronisation associée). De plus, ce changement a permis de s'affranchir de plusieurs canaux de communication, les libérant ainsi pour le contrôle d'instruments. Enfin, l'utilisation et le fonctionnement de cette nouvelle interface Matlab sont simplifiés, permettant d'opérer avec une plus grande facilité les changements à venir sur l'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 subit 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.

2.2. Calibration de la lévitation magnétique

Comme présenté partie 1.3.3, 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 plus générale d'obtenir des échantillons particulièrement froids. Son bon fonctionnement est donc une priorité pour notre expérience.

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.

2.2.1 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. Après de lourds travaux de débouchage et d'étanchéité, 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 2.2.

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 :

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2} x \right) \vec{x} + \left[B_0 - b'y + b'' \left(y^2 - \frac{x^2 + z^2}{2} \right) \right] \vec{y} + \left(\frac{b'}{2} z \right) \vec{z} \quad (2.1)$$

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

$$B = B_0 - b'y + b''y^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{b'^2}{4B_0} - b'' \right) (x^2 + z^2) \quad (2.2)$$

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.

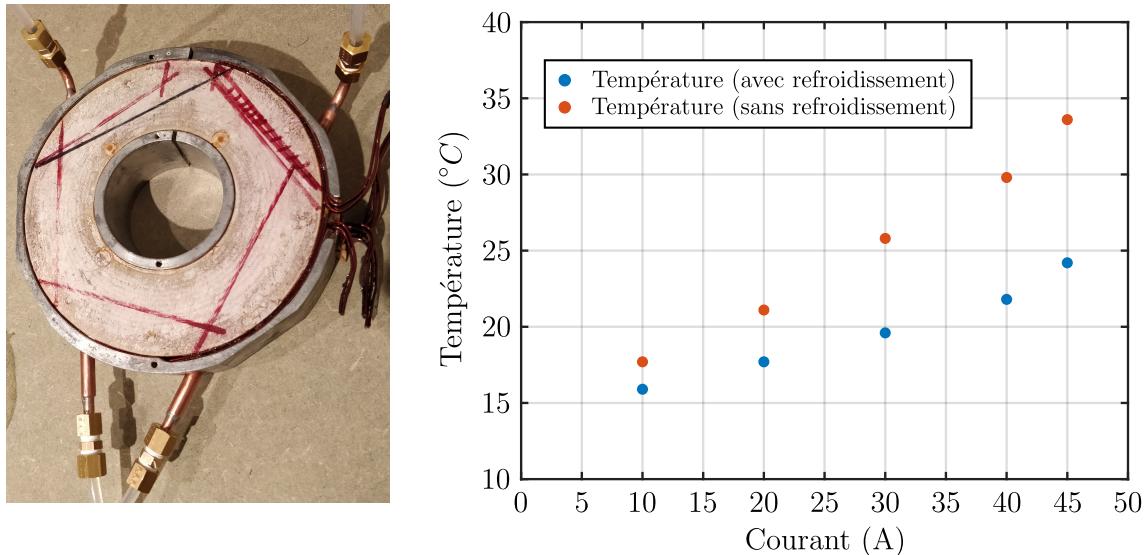


FIGURE 2.2 – a : Refroidissement de la lévitation magnétique. L'un des supports des bobines de la lévitation est maintenant refroidi à l'aide de deux tubes en cuivre le traversant. Auparavant, l'eau circulait directement dans le support dans un circuit percé illustré par les traits rouges. Les tubes en cuivre ont pu être installés en rendant une partie de ce circuit débouchant. **b : Efficacité de refroidissement.** Ces mesures ont été réalisées dans des conditions proches de véritables cycles expérimentaux. Le même courant a été appliqué pendant 10 s 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.

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 1.26) qui décroît avec la norme du champ magnétique. Une stratégie usuelle est donc de créer un champ aussi fort que possible, qui est d'environ 2000 G avec notre système (correspondant à un courant maximal de 200 A). Pour de tels champs, le potentiel magnétique n'est plus décrit par l'effet Zeeman linéaire, mais par la formule de Breit-Rabi 1.14. 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

$$\tilde{g}_{F,m_F}(B_0) = \frac{1}{m_F \mu_B} \frac{dE}{dB}(B_0) \quad (2.3)$$

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 :

$$b' = \frac{mg}{m_F \tilde{g}_{F,m_F}(B_0) \mu_B} \quad (2.4)$$

Cette dépendance est illustrée figure 2.3 pour les différents états internes d'intérêt dans cette thèse : $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = +1\rangle$ et $|F = 2, m_F = -2\rangle$. Il est possible de déduire de cette dépendance une calibration des bobines de gradient à partir de couples $\{I_{\text{Gradient}}, I_{\text{Biais}}\}$ permettant de compenser précisément la gravité. Le gradient généré s'écrit alors $b' = c_G I_G$ avec le facteur de calibration $c_G = 0.66 \text{ G cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$. Notons également trois résultats remarquables de la figure 2.3 :

- L'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ nécessite un gradient indépendant du biais magnétique pour être lévité.
- Les états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ sont lévités pour le même gradient à bas champ.
- L'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ne peut être lévité que pour des champs inférieurs à environ 150 G, le gradient nécessaire pour contrer la gravité augmentant avec le champ magnétique.

Plusieurs stratégies expérimentales de lévitation s'offrent alors. La première provient de l'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ qui peut être lévité tout en gardant la valeur du champ de biais comme un degré de liberté, on peut alors réaliser des lévitations très décomprimées. Il s'agit de l'approche utilisée pour la mesure du temps de diffusion élastique, présentée chapitre ???. Une autre possibilité est que les états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ peuvent coexister dans le champ de lévitation, on peut ainsi utiliser l'état interne de l'atome comme degré de liberté tout en étant lévité. Cette stratégie a par exemple été utilisée pour la mesure des fonctions spectrales [Volchkov et al., 2018].

2.2.2 Calibration par radio-fréquences

Cette dernière stratégie rend possible l'approche novatrice de désordre dépendant de l'état interne, qui impose de travailler à un *biais magique* $B_0^* = 3.229 \text{ G}$ pour lequel les susceptibilités magnétiques des états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ sont identiques [Denechaud, 2018]. La valeur précise de ce champ magique demande alors une connaissance fine des caractéristiques du dispositif de génération des champs magnétiques de l'expérience.

À ces fins, la mesure précise de ces champs magnétiques a été effectuée par spectroscopie radio-fréquence. Son principe repose sur le transfert de population entre l'état d'origine $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et les états $\{|F = 2, m_F = -2\rangle, |F = 2, m_F = -1\rangle, |F = 2, m_F = 0\rangle\}$ accessibles, dont la séparation en énergie dépend du champ magnétique. Ainsi, lorsque la

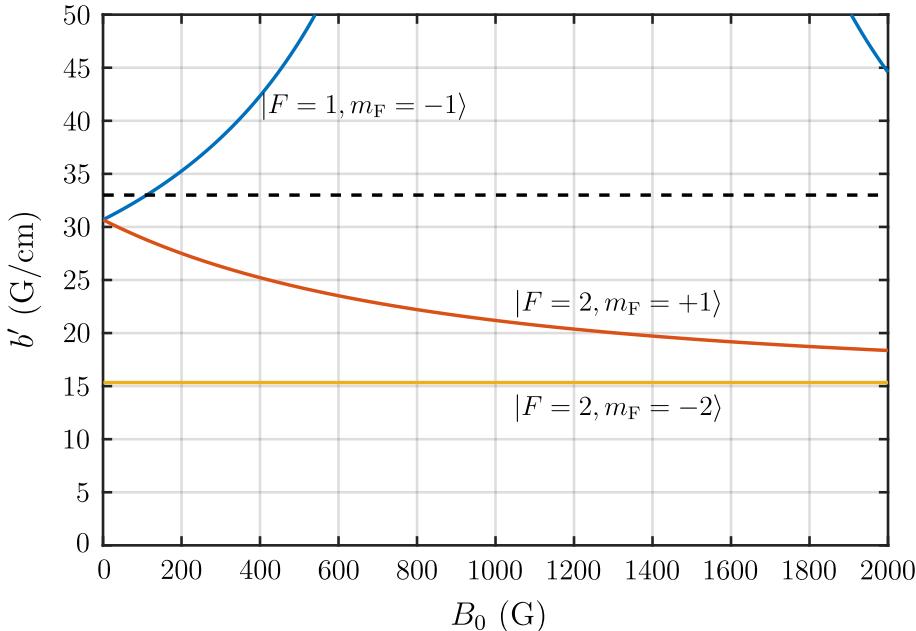


FIGURE 2.3 – **Gradient nécessaire pour compenser la gravité.** La valeur du gradient magnétique à appliquer pour léviter dépend de l'état électronique, mais aussi du biais magnétique B_0 par la formule de Breit-Rabi. L'état $|F=1, m_F=-1\rangle$ ne peut être lévité qu'à bas champ, l'alimentation des bobines de gradient ne pouvant délivrer plus de 50 A (limite tracée en pointillés).

radio-fréquence satisfait la condition de résonance $\nu_{RF} = \Delta_{hf} + \delta\nu(B)$ avec $\delta\nu(B)$ le décalage par effet Zeeman, une partie des atomes sera transférée dans l'un des sous-états de $|F=2\rangle$. Le principe de cette spectroscopie est illustré figure 2.4.

Cette mesure a été effectuée dans le piège dipolaire croisé, et étant donné le très grand désaccord du faisceau de piégeage, on peut considérer que les déplacements lumineux induits sur les états $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ sont identiques. La séparation entre les états considérés n'en sera donc pas affectée. Il est ensuite possible d'imager sélectivement les atomes dans l'état $|F=2\rangle$ en coupant la partie du faisceau d'imagerie provenant du laser repompeur.

En relevant le spectre des transitions radio-fréquences, on accède ainsi à la valeur du champ magnétique au niveau des atomes à l'aide du décalage Zeeman :

$$\delta\nu(B) \simeq -(m_{F_2} - m_{F_1}) \times 0.7\text{MHz G}^{-1} \times B \quad (2.5)$$

En réalisant cette opération pour différents courants appliqués aux bobines générant les champs de biais, on peut ainsi calibrer les champs magnétiques de biais :

$$B = \sqrt{(B_x + b_{0x})^2 + (B_y + b_{0y})^2 + (B_z + b_{0z})^2} \quad (2.6)$$

où $B_i = c_i I_i$ est la composante du champ rayonné dans la direction \vec{i} qui dépend du courant appliqué I_i via le facteur de calibration c_i . b_{0i} est la composante du champ rémanent dans cette même direction, souvent négligeable devant le champ rayonné pour des courants usuels. Cependant à bas courant, on peut en déduire toutes les composantes du champ naturellement présent dans la cellule. Il est également possible de déterminer un courant seuil pour lequel les alimentations haute-puissance des bobines de lévitation commencent à faire circuler le courant. L'ensemble de ces grandeurs est donné table 2.1.

7. Cette dépolarisation a été confirmée par une analyse Stern-Gerlach.

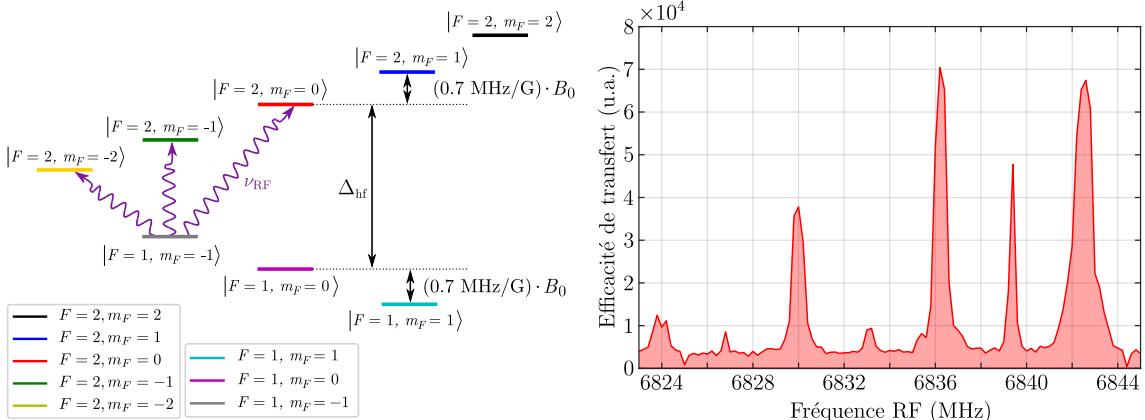


FIGURE 2.4 – a : **Principe de la spectroscopie radio-fréquences.** En balayant la fréquence de l'onde radio-fréquence appliquée, on adresse les différentes transitions entre sous-états Zeeman de $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ dont la séparation dépend du champ magnétique. b : **Spectre radio-fréquence.** Lorsque l'onde radio-fréquence est à résonance, on transfère des atomes initialement dans l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$. La présence de sept résonances équidistantes indique une dépolarisation partielle du nuage⁷, les règles de sélection imposant $\Delta m_F = \{\pm 1, 0\}$. Le champ magnétique extrait de ce spectre est alors d'environ 4.4 G.

Grandeur	Valeur
Calibration Biais A c_A	4.704 G A^{-1}
Calibration Biais B c_B	6.180 G A^{-1}
Calibration Compensation X c_x	4.903 G A^{-1}
Calibration Compensation Z c_z	4.969 G A^{-1}
Courant seuil Biais A $I_{0,A}$	< 1 mA
Courant seuil Biais B $I_{0,B}$	0.345 A
Champ rémanent b_{0x}	0.089 G
Champ rémanent b_{0y}	0.426 G
Champ rémanent b_{0z}	-0.416 G

TABLE 2.1 – **Calibration des champs de biais dans la chambre de science.** Les champs rémanents b_{0i} correspondent aux champs extérieurs dans la direction \vec{i} . Le champ magnétique généré dans la cellule est proportionnel au courant parcourant les bobines $B_i = c_i \times (I_i - I_{0,i})$ avec $I_{0,i}$ le courant seuil, qui correspond à la consigne minimale à appliquer pour le courant circuler dans les bobines.

Toutes ces mesures sont en accord avec celles réalisées à l'aide d'un gaussmètre dans la limite d'une déviation de 10% , que l'on attribue à un défaut de positionnement du gaussmètre, celui-ci ne pouvant être placé à l'intérieur de la cellule.

2.2.3 Étude du piégeage

Il est primordial que les atomes se trouvent au centre de la lévitation car il s'agit de l'endroit où le champ magnétique est le plus homogène, et cette condition est d'autant plus importante alors nous nous orientons vers des lévitations à bas champ. En effet, c'est dans ce régime de bas champ que l'effet de piégeage de la lévitation est le plus fort.

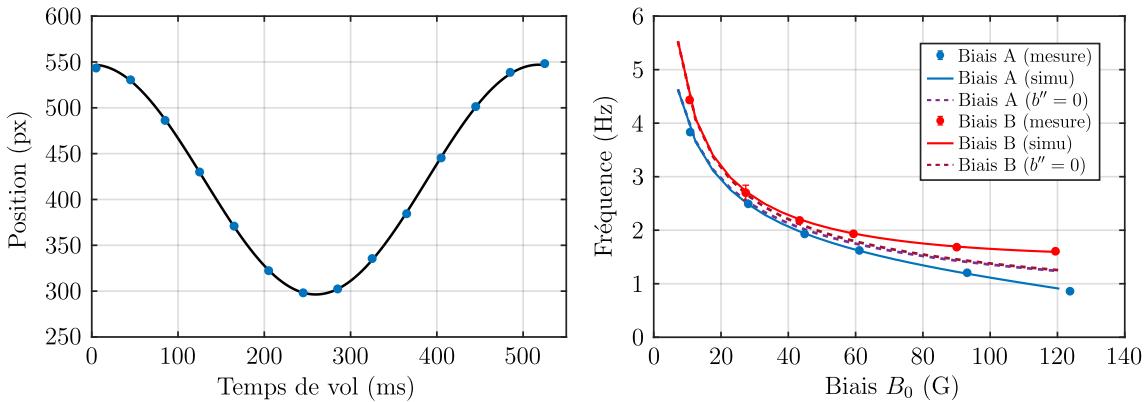


FIGURE 2.5 – Oscillation du nuage dans la lévitation magnétique. Le nuage, initialement dans le piège optique, est relâché sur le bord de la lévitation. Il acquiert alors un mouvement oscillatoire autour du centre de la lévitation pendant le temps de vol où la gravité est compensée. **Évolution des fréquences de piégeage de la lévitation.** Les fréquences mesurées (points) diminuent avec l'augmentation de B_0 et sont comparées à des simulations (lignes continues) afin de calibrer le champ créé par les bobines. L'influence des courbures est visible pour les plus champs les plus intenses, les simulations en absence de courbure (courbes tiretées) montrant alors une déviation par rapport aux données.

Fréquences de la lévitation

Ainsi, si les atomes ne sont pas au centre du piège, 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 autour du centre de la lévitation dont les fréquences peuvent être trouvées à l'aide de la norme du champ magnétique 2.2 :

$$\omega_x^2 = \omega_z^2 = \left| \frac{m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B}{m} \left(\frac{b'^2}{4B_0} - b'' \right) \right| \quad \text{et} \quad \omega_y^2 = \left| \frac{2m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B}{m} b'' \right| \quad (2.7)$$

L'exploitation de ces oscillations fournit donc de précieux renseignements quant à la position du centre de la lévitation, mais aussi quant à la forme du potentiel magnétique dans lequel les atomes évoluent.

En particulier, la mesure des fréquences de la lévitation permet de déterminer la courbure des champs générés par les bobines de biais A et de biais B. L'influence de ces courbures est représentée figure 2.5 pour les champs de biais A et de biais B. Pour un courant suffisamment grand, le terme de courbure n'est plus négligeable devant celui de gradient, atténué par le biais. En effet, la comparaison des fréquences expérimentales à un modèle sans courbure montre un fort désaccord dans la zone des courants les plus hauts, tandis qu'un modèle tenant compte d'une courbure proportionnelle au courant décrit correctement cette zone (voir figure 2.5). On peut alors extraire le facteur de conversion courant/courbure c_i'' .

On peut alors estimer les fréquences de piégeage (ou d'anti-piégeage pour l'état $|F=2, m_F=-2\rangle$) dans les configurations expérimentales d'intérêt. Pour le champ magique B_0^* , les états $|F=1, m_F=-1\rangle$ et $|F=2, m_F=+1\rangle$ sont soumis à un piégeage de fréquence d'environ 5 Hz par les bobines de biais A tandis que dans le régime de champ fort, nécessaire pour obtenir les décompressions maximales qu'offre notre système, la fréquence de piégeage (anti-piégeage) pour $|F=2, m_F=+1\rangle$ ($|F=2, m_F=-2\rangle$) est diminuée jusqu'à 0.20 Hz (0.18 Hz) sous un champ de 2000 G [Bernard, 2010].

Courbure	Valeur
Biais A c''_A	$4 \times 10^{-2} \text{ G/cm}^2/\text{A}$
Biais B c''_B	$-7 \times 10^{-2} \text{ G/cm}^2/\text{A}$

TABLE 2.2 – **Calibration des courbures de la lévitation magnétique.** Les bobines générant les champs de biais n'étant pas en configuration de Helmholtz, elles créent donc une courbure de champ magnétique au niveau des atomes. Cette courbure dépend de la géométrie des bobines ainsi que du courant les parcourant $b''_i = c''_i \times (I_i - I_{0,i})$.

Centre de la lévitation

Si pour le système isolé de lévitation magnétique le centre du potentiel magnétique correspond au centre géométrique des bobines, ce n'est plus le cas en présence d'un champ extérieur. Afin d'éviter de mettre le nuage en mouvement après relâchement du piège optique, on utilise alors des champs de compensation générés à l'aide de bobines supplémentaires et dont le rôle est de s'affranchir de ces champs extérieurs, et donc de repositionner le centre du potentiel magnétique sur le nuage.

Le champ permettant de déplacer le potentiel est donc la somme du champ naturellement présent et du champ de compensation :

$$B_i = b_{0,i} + c_i \times I_i \quad \text{avec } i = \{x, z\} \quad (2.8)$$

Les mesures des différents termes de ce champ ont été effectuées à l'aide de radio-fréquences, comme décrit section 2.2.2. Le champ magnétique total s'écrit alors

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2} x \right) \vec{x} + \left[B_0 - b'y + b'' \left(y^2 - \frac{x^2 + z^2}{2} \right) \right] \vec{y} + \left(\frac{b'}{2} z + B_z \right) \vec{z} \quad (2.9)$$

en ne considérant un effet que dans la direction \vec{z} . La présence d'un champ de biais dans le plan horizontal mène donc à un déplacement du centre de la lévitation

$$z_c = -\frac{2B_z}{b'} \left(\frac{1}{1 - 4B_0 b''/b'^2} \right) \quad (2.10)$$

pour un champ $B_z \ll B_0$ ⁸. On retrouve ici le résultat intuitif que dans le régime de bas champ B_0 , l'effet d'un biais horizontal est de déplacer le centre de la lévitation à l'aide d'un gradient $b'/2$, résultant en un déplacement du potentiel magnétique de $z_c = -2B_z/b'$.

Une conséquence importante de ce résultat est que le déplacement du centre de la lévitation par un biais de positionnement dépend du biais de lévitation, ainsi que du gradient et de la courbure du champ. La décompression de la lévitation magnétique peut alors entraîner un déplacement du nuage, dont l'effet peut être critique pour l'étude à énergie résolue de la transition d'Anderson. Deux solutions sont envisageables pour contrer cet effet :

- Placer le nuage au centre géométrique des bobines de lévitation, c'est à dire avoir $B_z = 0$ et compenser exactement les champs naturellement présents.
- Modifier le champ de compensation à chaque instant lors de la décompression pour éviter le déplacement du centre du potentiel magnétique.

8. Dans l'hypothèse où le champ de biais généré par les bobines de lévitation ne serait pas orienté parfaitement selon l'axe du gradient vertical, l'effet d'un angle θ se manifesterait via la présence d'un champ horizontal $B_0 \sin \theta$, qui participerait à déplacer le centre.

L'étude du système de lévitation magnétique nous a non seulement permis de calibrer nos bobines dont la position, l'orientation et le comportement magnétique ont été légèrement modifiés suite à un démontage et de lourds travaux de réparation, mais elle nous a de plus permis d'identifier de possibles limitations pour l'étude de la transition d'Anderson à énergie résolue. En particulier, il nous sera nécessaire de pouvoir contrôler de manière arbitraire les courants des bobines de compensation en cours de séquence, ce qui n'est pas possible sur le dispositif actuel. Il s'agit d'une étude à laquelle l'équipe porte une attention particulière à l'heure de l'écriture de ces lignes.

2.3. Changement du laser telecom et calibration du piège optique

Listés dans la partie 1.3.3, 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.

2.3.1 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 franchir le seuil de condensation. Il s'agit donc du piège donnant au condensat ses propriétés. De plus, c'est avec ce même piège que l'on met en œuvre les techniques de refroidissement extrême que sont l'ouverture adiabatique du piège ou encore 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 20 W 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 14 W lors de son allumage et seulement 12.5 W 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 55 W. La taille du faisceau en sortie de fibre est de 0.8 mm (contre 1.4 mm 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 2.6. Celui-ci est majoritairement mis dans des tubes (représentés figure 2.6) contenant un grand nombre de diaphragmes, facilitant ainsi la procédure d'alignement.

2.3.2 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 profil elliptique imposent 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 qui comporte quatre lentilles dont deux cylindriques, comme illustré figure 2.6. Le rapport de forme du faisceau

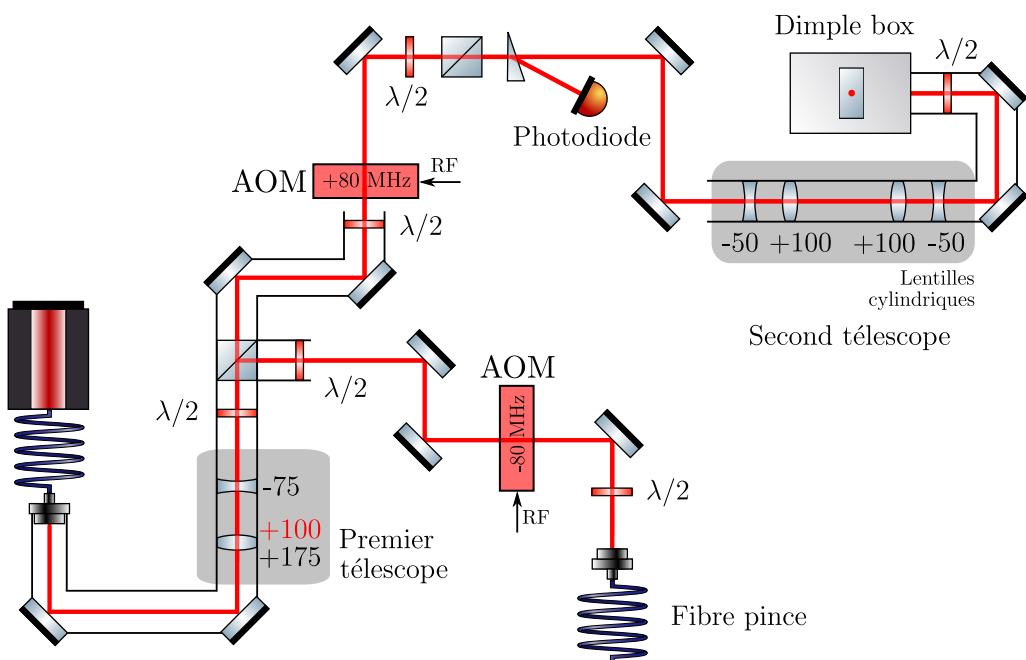


FIGURE 2.6 – Schéma du montage optique pour le piège dipolaire. Le faisceau issu du laser source passe dans un premier télescope avant d'être séparé en deux parties. La partie déviée passe dans une fibre optique pour devenir le faisceau de la pince. La partie transmise ensuite dans un second télescope 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 +100 mm.

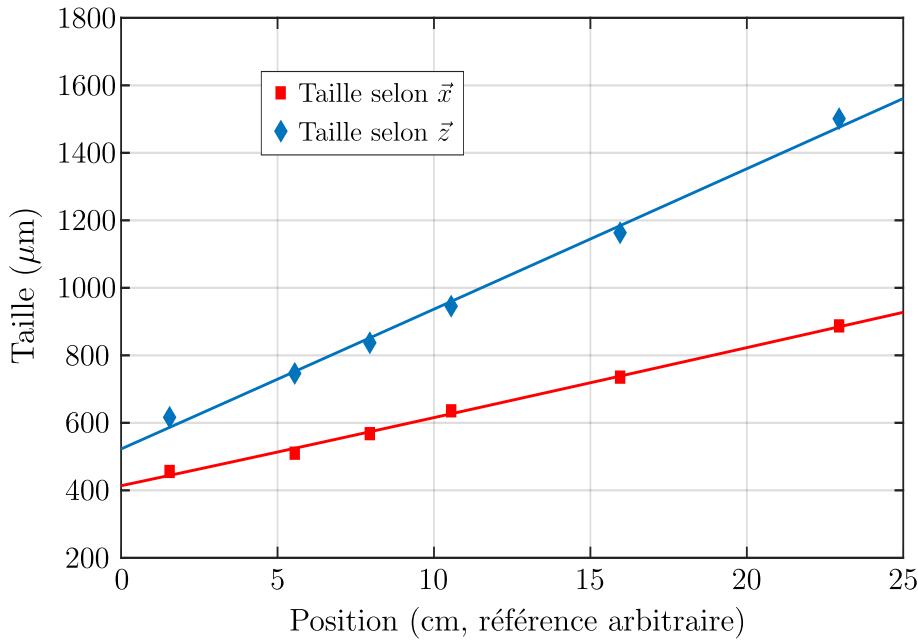


FIGURE 2.7 – **Divergence du faisceau dimple après la cellule.** Les tailles du faisceau dimple sont représentées en fonction de la position de la caméra. La divergence du faisceau permet de remonter aux waists du faisceau et d'en estimer la position. Les waists extraits sont de $w_z \simeq 82 \mu\text{m}$ et de $w_x \simeq 160 \mu\text{m}$ et leur position est compatible avec celle des atomes.

est alors de 2. 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.

L'approche suivie pour estimer le profil du faisceau au niveau des atomes consiste à en étudier la divergence après la cellule à l'aide d'une caméra, la zone d'intérêt se trouvant sous vide. Un avantage de cette méthode est de s'affranchir d'un système optique qui compliquerait le traitement, sous réserve que la caméra soit suffisamment large pour imager l'entièreté du faisceau. Le principal inconvénient est qu'il est nécessaire d'extrapoler la forme du faisceau pour en estimer le profil au niveau des atomes.

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

$$w_i(y) = w_i \sqrt{1 + \left(\frac{y}{y_{Ri}}\right)^2} \quad (2.11)$$

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 a été réalisée 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 intégration suivant une direction. Enfin, l'évolution de la taille en fonction de la position a été ajustée par la formule 2.11, illustrée figure 2.7.

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

Le fonctionnement du piège optique repose sur le potentiel dipolaire. Celui-ci s'écrit :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \bar{\Delta}} I(\mathbf{r}) \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\bar{\Delta}} = \frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \quad (2.12)$$

En supposant que les atomes restent proches du centre du piège, on peut faire l'approximation que le profil d'intensité des faisceaux est de forme harmonique. On peut ainsi définir la profondeur de piégeage pour chaque faisceau :

$$U_{\text{pince}} = \frac{3c^2 \Gamma}{\omega_0^3 \bar{\Delta}} \frac{P_{\text{pince}}}{w_0^2} \quad \text{et} \quad U_{\text{dimple}} = \frac{3c^2 \Gamma}{\omega_0^3 \bar{\Delta}} \frac{P_{\text{dimple}}}{w_x w_z} \quad (2.13)$$

ainsi que les fréquences de piégeage $\omega_{x,y,z}$. Rappelons que le confinement dans les directions \vec{x} et \vec{y} est fait par la pince, et que celui dans la direction \vec{z} est fait par le dimple, les fréquences de piégeage du piège dipolaire croisé s'expriment alors :

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{-\frac{4U_{\text{pince}}}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{-\frac{4U_{\text{dimple}}}{mw_z^2}} \quad (2.14)$$

La caractérisation finale du piège dipolaire croisé se fait à l'aide des fréquences de piégeage, qui fixent les propriétés physiques du nuage. Afin de mesurer ces fréquences, nous avons fait le choix d'induire de petites oscillations du nuage à l'intérieur du piège à l'aide d'une force extérieure, et de suivre ces oscillations en fonction du temps d'évolution dans le piège de manière équivalente à celle présentée pour la lévitation magnétique section 2.2.3.

La fréquence de piégeage de la pince a été mesurée suivant la direction verticale à l'aide de la lévitation magnétique. En commutant rapidement le courant des bobines de gradient, 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. En relevant la position des atomes en fonction de la durée d'évolution dans le piège après excitation, on extrait alors la fréquence associée.

La mesure de la fréquence de piégeage dans la direction \vec{z} , provenant du dimple, a été effectuée selon deux méthodes suivant la puissance du faisceau :

- À haute puissance, on pousse les atomes à l'aide d'un gradient magnétique provenant de bobines de compensation. Celles-ci peuvent pousser les atomes pendant de courts instants à l'aide d'un commutateur rapide.
- À plus basse puissance, le piège optique est décomprimé et peu profond grâce à la lévitation. Cependant, le piégeage de la lévitation peut arracher les atomes du piège optique, il est donc nécessaire de déplacer le centre de la lévitation magnétique à l'aide de champs de compensation. Pour pousser les atomes, on utilise alors les bobines de compensation dans leur configuration normale, et leur brève extinction conduit à accélérer les atomes en déplaçant le centre de la lévitation magnétique.

L'ensemble de ces mesures est représenté figure 2.8. La variation des fréquences s'est fait en abaissant la puissance du laser au cours de l'évaporation optique, celle-ci conduisant à une décompression du piège de comportement $\omega/2\pi = A\sqrt{P}$ comme illustré formules 2.13 et 2.14. Les fréquences mesurées expérimentalement (carrés pour la pince, losanges pour le dimple) sont comparées à celles estimées à l'aide de mesures de la puissance des faisceaux et de leurs tailles (lignes continues). Si la comparaison est tout à fait correcte pour la pince, ce n'est pas le cas pour le dimple qui présente une surestimation de la fréquence de piégeage. La calibration de la pince est alors $A_{\text{pince}} = 912 \pm 30 \text{ Hz/W}^{1/2}$, et celle du dimple est de $A_{\text{dimple}} = 62.5 \pm 1.2 \text{ Hz/W}^{1/2}$. La prédiction pour cette dernière est de $103 \text{ Hz/W}^{1/2}$

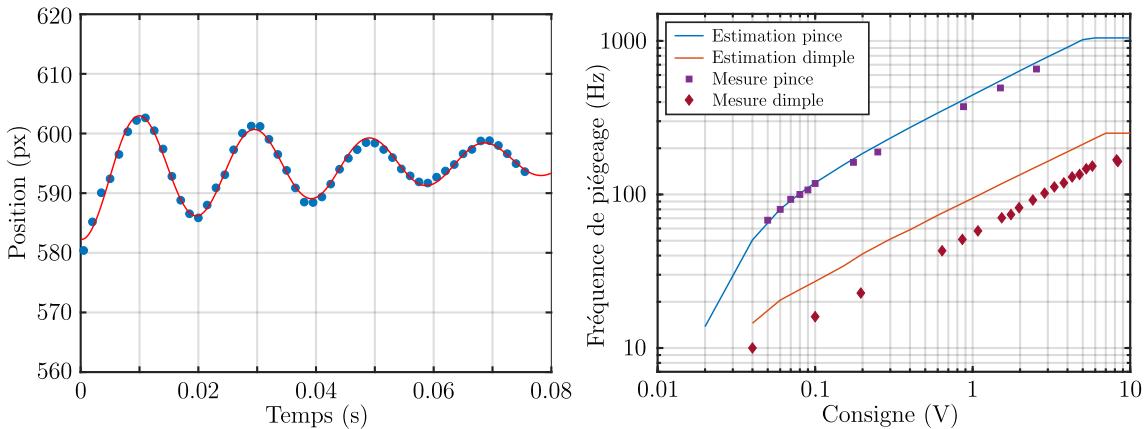


FIGURE 2.8 – a : Exemple d'oscillation dans le piège optique. Le nuage oscille dans la direction \vec{z} pour une puissance du dimple de 0.70 W après avoir été poussé par un gradient magnétique. La fréquence d'oscillation est alors de $\omega_z/2\pi \simeq 51$ Hz. **b : Fréquences d'oscillations du piège optique.** Les fréquences mesurées par oscillations du nuage (points) sont comparées à des estimations issues de mesures de la taille des faisceaux et de mesures de puissance de ces faisceaux (lignes continues).

en utilisant les tailles mesurées $w_x \simeq 160 \mu\text{m}$ et $w_z \simeq 82 \mu\text{m}$, en accord qualitatif avec la valeur mesurée⁹.

Une seconde conséquence de la figure 2.8 est que les deux faisceaux présentent une saturation à haute puissance, c'est à dire qu'ils restent à leur puissance maximale au delà d'une certaine consigne seuil. Pour le dimple, cette saturation provient d'une limitation de la puissance de la source de la radio-fréquence servant à la diffraction du faisceau dans le modulateur acousto-optique. Pour la pince, cette limitation provient du maximum de l'efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique. Ces deux saturations peuvent être repoussées en augmentant la puissance émise par le laser source¹⁰, cependant elles ne sont pas problématiques pour notre configuration. De plus, cette augmentation de puissance se traduirait par un chauffage local des bloqueurs de faisceau plus important, entraînant des effets thermiques néfastes.

2.4. Optimisation de l'évaporation tout-optique

Plan préliminaire, à voir plus en détails ce qui va à l'intérieur quand tout sera prêt.

- 2.4.1 Principe de l'évaporation
- 2.4.2 Lois d'échelle de l'évaporation optique
- 2.4.3 Implémentation sur l'expérience
- 2.4.4 Résultats

9. La dernière calibration date de la mise en place de la *dimple box* lors de la thèse de Kilian Muller [Muller, 2015]. Celle du dimple était alors de $A_{\text{dimple}} = 64.5 \pm 1.2 \text{ Hz/W}^{1/2}$, très proche de la valeur actuelle.

10. Le réglage actuellement utilisé sur l'expérience est une émission à 50% de la puissance maximale du laser *IPG*, c'est à dire environ 23 W. Il a été observé que le mode émis est suffisamment stable à ce point de fonctionnement.

Chapitre 3

Propriétés d'un désordre de type speckle

Le chapitre 1 nous a renseigné quant aux propriétés de notre onde de matière ainsi que sa production. En particulier, on a vu qu'il était possible d'appliquer des potentiels externes conservatifs aux atomes par le biais du potentiel dipolaire. Ce potentiel étant proportionnel à l'intensité lumineuse I , on peut alors appliquer un désordre à nos atomes, pourvu que l'on soit capable de créer un désordre optique. En effet, une originalité de notre expérience est "d'inverser" les rôles habituels de la matière et de la lumière.

Ainsi, dans ce chapitre, nous allons nous attacher à décrire le second élément clé à la localisation d'Anderson : le désordre. Nous montrerons que la génération d'un tel désordre est aisée : la diffraction d'un faisceau laser au travers d'une lame de verre rugueuse produit un motif d'intensité lumineuse aléatoire et à fort contraste, appelé champs de tavelures optiques, ou encore *Speckle* (anglicisme communément admis). Citons deux énormes avantages d'un tel désordre : on en connaît toutes les propriétés, régies par la diffraction, et on contrôle ce désordre.

La première partie se concentrera sur la statistique d'un champ de speckle, c'est à dire comment l'intensité lumineuse se répartit de manière statistique. Dans un second temps, nous décrirons les propriétés spatiales d'un speckle, en particulier la taille des grains de lumière dans les directions transverses et longitudinale. Dans une troisième partie nous parlerons du potentiel ressenti par les atomes ainsi que des possibilités offertes par la structure multi-niveaux du ^{87}Rb et l'excellent contrôle du désordre dont nous disposons, puis dans une ultime partie nous étudierons une approche à deux longueurs d'onde pour dépasser les limitations d'un speckle monochromatique pour l'étude de la transition d'Anderson à énergie résolue.

3.1. Génération d'un champ de speckle

C'est avec le développement des premiers lasers qu'a été observée la structure granulaire de la lumière réfléchie par certaines surfaces rugueuses. Rapidement, il a été compris que ce motif provenait de la diffraction aléatoire et cohérente par une surface rugueuse. Cette surface rugueuse peut-être considérée comme un ensemble d'émetteurs cohérents de déphasages aléatoires, et le profil d'intensité obtenu est le résultat de l'interférence multiple de l'ensemble de la surface. Un profil typique est montré figure 3.1. Celui-ci comporte un ensemble de grains lumineux séparés par des zones d'obscurité. Souvent considéré néfaste dans le domaine de l'imagerie, le speckle est pour nous une formidable source de désordre optique.

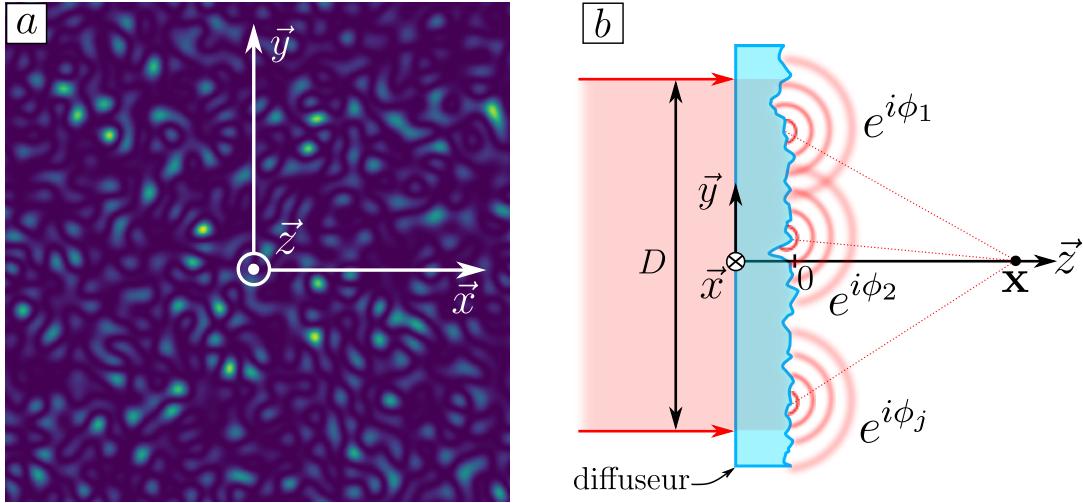


FIGURE 3.1 – **a** : Motif de speckle. Un tel motif est composé de grains lumineux entourés de zones d'ombre, où l'intensité est quasiment nulle. **b** : Génération d'une figure de speckle. La diffraction d'une onde cohérente par une surface rugueuse appelée diffuseur résulte en l'interférence multiple d'une grand nombre d'ondes à déphasage aléatoire. La phase de chacune de ces ondes est déterminée par l'épaisseur de verre traversée en chaque point.

3.1.1 Propriétés du diffuseur

Avant de nous intéresser aux propriétés du désordre à proprement parler, commençons par nous concentrer sur les propriétés de l'élément générant le speckle : le diffuseur. Il s'agit d'une lame de verre dépolie, d'épaisseur locale $e(\mathbf{x}_0)$ aléatoire. On supposera que cette lame a été dépolie de manière homogène. Ainsi, la statistique de l'épaisseur ne dépend pas de la position considérée sur la surface du diffuseur, et l'on considérera que l'on a affaire à un processus stationnaire.

La phase accumulée par le faisceau laser incident lors de la traversée du diffuseur étant proportionnelle à l'épaisseur traversée, cette phase $\phi(\mathbf{x}_0)$ est elle aussi une variable aléatoire donnée localement par :

$$\phi(\mathbf{x}_0) = 2\pi(n - 1) \frac{e(\mathbf{x}_0)}{\lambda} \quad (3.1)$$

avec n l'indice du verre et $\lambda \approx 780\text{nm}$ la longueur d'onde de l'onde laser. L'effet de cette phase aléatoire locale se traduit en terme d'amplitude via la transmittance du diffuseur. De même que l'épaisseur et la phase, il s'agit d'une grandeur locale définie par :

$$t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) = e^{i\phi(\mathbf{x}_0)} \quad (3.2)$$

$$\overline{t_{\text{diff}}} = \overline{e^{i\phi}} = \int d\phi e^{i\phi} \mathcal{P}(\phi) \quad \text{avec} \quad \mathcal{P}(\phi) = \frac{1}{\sigma_\phi \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\phi - \bar{\phi})^2}{2\sigma_\phi^2}} \quad (3.3)$$

En considérant que ϕ est une variable aléatoire gaussienne, ça donne

$$\overline{t_{\text{diff}}} = e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \quad (3.4)$$

et en choisissant correctement l'origine temporelle telle que $\bar{\phi} = 0$.

On peut aussi écrire t_{diff} sous la forme

$$t_{\text{diff}} = \overline{t_{\text{diff}}} + \delta t_{\text{diff}} \quad (3.5)$$

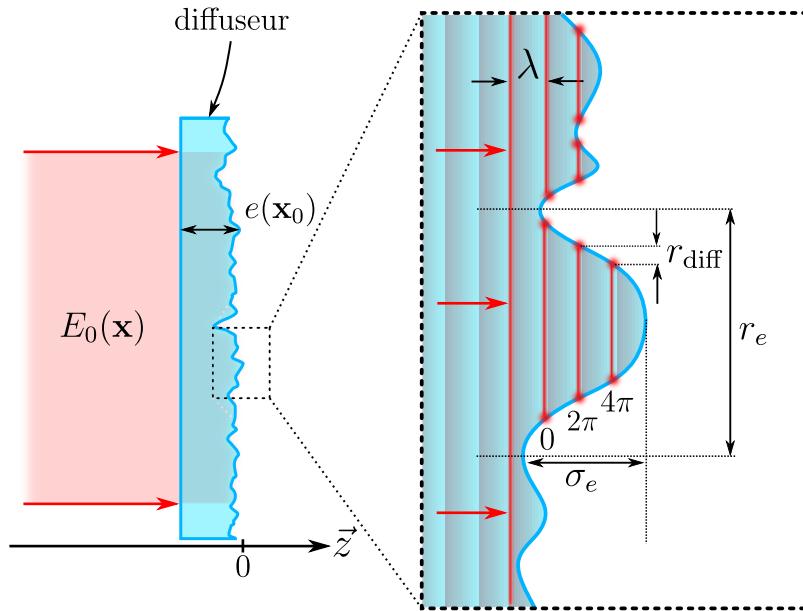


FIGURE 3.2 – Caractéristiques du diffuseur. L'épaisseur aléatoire est caractérisée par une hauteur typique σ_e et une granularité de taille r_e . Pour $\sigma_e \gg \lambda$, on a plusieurs oscillations de l'onde incidente dans le même grain, et donc t_{diff} qui est une fonction 2π -périodique, voit sa corrélation réduite.

ce qui se traduit en terme de champ

$$E = \bar{E} + E_{\text{speckle}} \quad (3.6)$$

La conséquence est alors immédiate : si $\sigma_\phi \gg 2\pi$ ou de manière équivalente $\sigma_e \gg \lambda$, alors $\overline{t_{\text{diff}}} = 0$ et donc le champ rayonné ne sera composé que du champ de speckle : on parle alors de speckle entièrement développé. La valeur déterministe \bar{E} liée à $\overline{t_{\text{diff}}}$ est supprimée. C'est ce que l'on considérera dans la suite.

Fonction de corrélation : on définit

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0) = \overline{t_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0) t_{\text{diff}}^*(\mathbf{x}'_0)} = \overline{e^{i(\phi(\mathbf{x}_0) - \phi(\mathbf{x}'_0))}} \quad (3.7)$$

Si l'on suppose que $\phi(\mathbf{x}_0) - \phi(\mathbf{x}'_0)$ est aussi une variable gaussienne, ça donne

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0) = e^{-\sigma_\phi^2(1 - \overline{\phi(\mathbf{x}_0)\phi(\mathbf{x}'_0)})/\sigma_\phi^2} \quad (3.8)$$

Corrélations de l'épaisseur du diffuseur :

$$\frac{\overline{\phi(\mathbf{x}_0)\phi(\mathbf{x}'_0)}}{\sigma_\phi^2} = \frac{\overline{e(\mathbf{x}_0)e(\mathbf{x}'_0)}}{\sigma_e^2} \approx 1 - \frac{|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0|^2}{2r_e^2} \quad (3.9)$$

courbe en cloche assez générale valable pour $|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0| \ll r_e$.

Au final, ça donne une corrélation de la transmittance

$$C_{\text{diff}}(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}'_0) \approx e^{-\frac{|\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}'_0|^2}{2r_{\text{diff}}^2}} \quad (3.10)$$

avec $r_{\text{diff}} = r_e/\sigma_\phi$ la taille effective des grains du diffuseur. Cette taille diminuée s'explique par le fait que si $\sigma_\phi \gg 2\pi$, la phase ne sera pas homogène sur la totalité de la largeur d'un grain (de taille typique r_e), mais seulement sur une zone réduite.

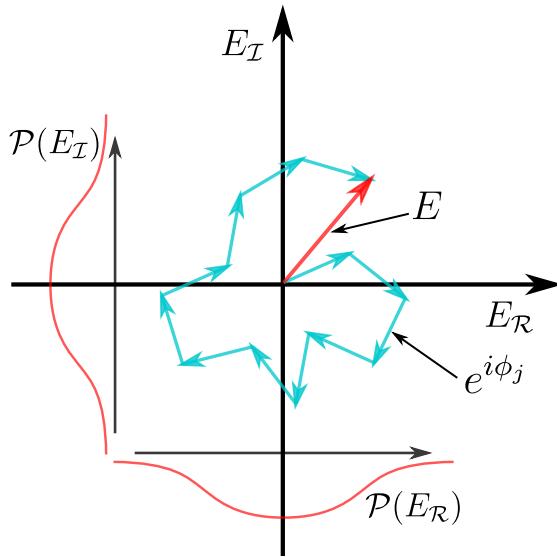


FIGURE 3.3 – Marche aléatoire dans le plan complexe E_R, E_I dans le cas où $\sigma_\phi \gg 2\pi$

3.1.2 Statistiques de l'intensité d'un speckle

Marche aléatoire dans le plan complexe pour \vec{E} car $\sigma_\phi \gg 2\pi$ ce qui valide l'approche de marche aléatoire (faire une figure de marche aléatoire avec beaucoup d'angles différents pour monter que $\langle t \rangle \approx 0$, et que sinon $\langle t \rangle \neq 0$.

Dans la partie d'avant, c'était au niveau du diffuseur. Maintenant on va s'attacher à décrire ce qu'il se passe après propagation. En première approximation, on peut supposer que le champ rayonné est la somme des N champs émis par les diffuseurs avec des phases aléatoires :

$$E(\mathbf{x}) = \sum_j^N E_0 e^{i\phi_j} \quad (3.11)$$

Théorème central limite car $r_{diff} \ll D$, D étant la taille typique de l'éclairement incident.

$$\mathcal{P}(E_{R,I}) = \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_{R,I}^2}{2\sigma_E^2}} \quad (3.12)$$

avec E_R et E_I les parties réelle et imaginaire du champ complexe E respectivement. En faisant l'intégration angulaire, on trouve

$$\mathcal{P}(I) = \frac{1}{2\sigma_E^2} e^{-\frac{I}{2\sigma_E^2}} \quad (3.13)$$

Cette loi de probabilité permet alors d'obtenir l'intensité moyenne $\bar{I} = 2\sigma_E^2$ et l'écart-type en intensité $\sigma_I = \bar{I}$. Le contraste d'une telle figure de speckle est alors de 1, ce qui se traduit par des pics très brillants entourés de régions sombres d'intensité quasinulle.

3.1.3 Implémentation expérimentale

À présent, étudions la géométrie de notre dispositif de génération du speckle. Le faisceau est émis par un laser Toptica TA-Pro 2W accordable autour de 780nm (Raie D₂ du ⁸⁷Rb). Cette accordabilité nous offre la possibilité de réaliser un potentiel désaccordé vers le rouge et donc attractif ($\delta < 0$) ou bien désaccordé vers le bleu, et donc avoir un potentiel répulsif ($\delta > 0$). Historiquement, le laser auparavant utilisé pour générer le speckle était un laser

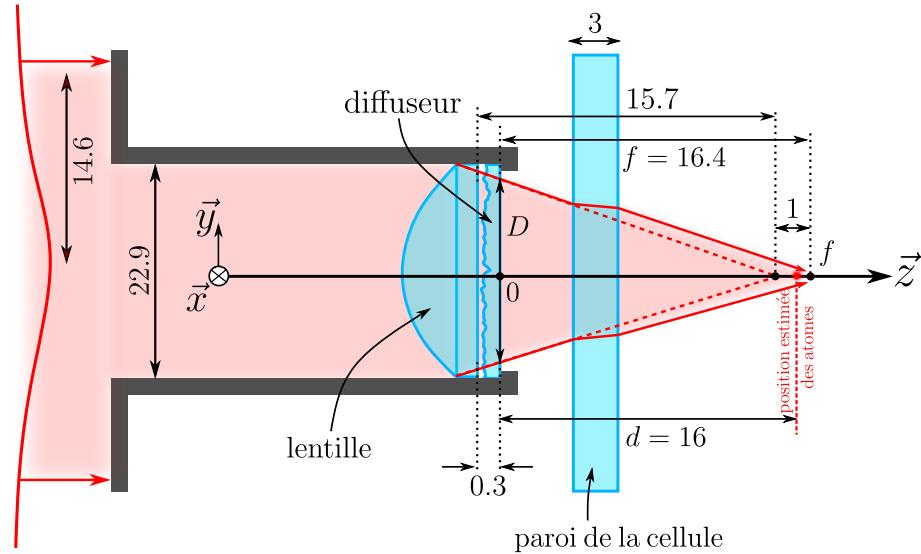


FIGURE 3.4 – Géométrie du montage de génération du speckle. Un faisceau gaussien incident est tronqué dans un diaphragme qui supporte le diffuseur. Le plan de focalisation est déplacé d'environ 1mm à cause de la paroi de la cellule à vide.

Verdi à 532nm très désaccordé vers le bleu afin de s'affranchir de l'émission spontanée, nécessaire sur des très longs temps pour l'étude de la localisation d'Anderson. Étant donné la proximité de la résonance avec ce nouveau système autour de 780nm, nous travaillons à bien plus basse puissance (typiquement quelques μW). Le mode du laser est filtré à l'aide d'une fibre optique, sa polarisation est fixée linéaire à l'aide de cubes séparateurs de polarisations, et l'ensemble est asservi en puissance (l'essentiel de la puissance du laser sert d'ailleurs à cette boucle d'asservissement). Les détails de ce montage peuvent être retrouvés dans la thèse de Vincent Denechaud.

La génération du speckle se fait donc selon le montage représenté figure 3.4. Un faisceau gaussien collimaté de taille 14.6mm est tronqué par un diaphragme de diamètre 22.9mm. Ce faisceau passe ensuite au travers d'une lentille asphérique (*Thorlabs ACL2520-B*) de focale 16mm (et de frontale 15.7mm). Le diffuseur *Newport FSD10-3* possède une épaisseur de 0.3mm (initialement 3mm avant d'être aminci par l'atelier d'optique de l'*IOGS*) et diffuse selon un angle $\theta_{\text{diff}} \approx 5^\circ$ (données constructeur). Le faisceau traverse ensuite la paroi de la cellule en vycor (d'indice optique $n = 1.46$) d'épaisseur $e = 3\text{mm}$. La présence de la paroi entraîne un déplacement du plan de focalisation de $\Delta d = e(1 - 1/n) \approx 1\text{mm}$. En positionnant l'origine sur la surface du diffuseur, le plan de focalisation se trouve à $f = 16.4\text{mm}$. La position des atomes est estimée quant à elle à $d = 16 \pm 0.5\text{mm}$. L'incertitude liée à cette dernière position est primordiale : nous devons connaître les propriétés du speckle autour du plan de focalisation. TODO : Faire un calcul rapide d'ODG pour justifier la lentille : besoin de focaliser la lumière pour avoir un potentiel raisonnable sur les atomes à puissance raisonnable.

3.2. Propriétés spatiales d'un champ de speckle

Bien que les figures de speckle soient déterministes car régies par la diffraction, on peut considérer leurs réalisations comme étant aléatoires. Néanmoins, les propriétés spatiales d'un champ de speckle ne dépendent pas de la réalisation, mais seulement de la géométrie du problème. Dans cette section, nous allons nous attacher à décrire les grandeurs spatiales

caractéristiques d'un speckle : son extension et la taille des grains, donnée par la fonction d'autocorrélation en intensité. Ces quantités ont été mesurées expérimentalement sur un montage reproduisant exactement les conditions réelles de la cellule à vide, celle-ci empêchant de faire des mesures in-situ. La description de ces mesures et de leur traitement sont référencées dans la thèse de Jérémie Richard.

3.2.1 Extension transverse du champ de speckle le long de l'axe optique

Afin de connaître l'extension spatiale du champ de speckle, il nous faut dans un premier temps calculer l'amplitude rayonnée. Appliquons l'approximation paraxiale au principe de Huygens-Fresnel :

$$E(x, y, d) \propto \int dx_0 dy_0 E_0(x_0, y_0) t_{\text{diff}}(x_0, y_0) \exp\left(-ik\frac{x_0^2 + y_0^2}{2f}\right) \exp\left(ik\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2d}\right) \quad (3.14)$$

$$\propto \int dx_0 dy_0 E_0(x_0, y_0) t_{\text{diff}}(x_0, y_0) \exp\left(ik\frac{x_0^2 + y_0^2}{2d_{\text{eff}}}\right) \exp\left(-ik\frac{xx_0 + yy_0}{d}\right) \quad (3.15)$$

avec $1/d_{\text{eff}} = 1/d - 1/f$. Le profil d'intensité moyenne est donné par la fonction de corrélation en amplitude, évaluée aux deux mêmes points :

$$\bar{I}(x, y, d) = \overline{E(x, y, d) E^*(x, y, d)} \quad (3.16)$$

On peut alors montrer que l'intensité moyenne est issue de la convolution de deux termes :

$$\bar{I}(x, y, d) \propto \left[I_0\left(\frac{d_{\text{eff}}}{d}x_0, \frac{d_{\text{eff}}}{d}y_0\right) * \widetilde{C_{\text{diff}}}(kx_0/d, ky_0/d) \right] (x, y) \quad (3.17)$$

Explicitons la physique qui se trouve derrière cette formule. Pour cela, discutons des deux termes de la convolution.

Le premier terme n'est autre que l'intensité incidente sur le diffuseur, redimensionnée par l'effet de la lentille. En effet, le changement d'échelle par $d/d_{\text{eff}} = |d - f|/f$ montre qu'au cours de la propagation, la taille du faisceau en l'absence du diffuseur diminue jusqu'au plan de focalisation ($d = f$), puis augmente indéfiniment. Le caractère linéaire de cette loi d'échelle se comprend aisément dans le cadre de l'optique géométrique : le faisceau se focalise dans le plan $z = f$, où tous les rayons lumineux se croisent puis s'écartent. Il s'agit du terme prépondérant dans les régions éloignées du plan focal.

Le second terme traduit la diffraction des différents grains du diffuseur. Ces grains ont une taille typique r_{diff} et vont donc diffracter selon un angle $\theta_{\text{diff}} = \lambda/r_{\text{diff}}$. Cela va donc se traduire par une taille transverse $w_{\text{diff}} = \theta_{\text{diff}}d$, qui augmente linéairement avec la distance d . Il s'agit du terme prépondérant aux alentours du plan de Fourier.

On a vu en section 3.1.1 que la fonction de corrélation C_{diff} est en bonne approximation une gaussienne. En supposant un éclairement incident gaussien (on néglige l'effet du diaphragme),

3.2.2 Longueur de corrélation transverse le long de l'axe optique

Calcul de la corrélation transverse aux alentours du plan de Fourier, forme gaussienne bien reproduite car la pupille ne coupe que quelques % de la lumière du faisceau laser gaussien incident : la TF d'une gaussienne faiblement tronquée est une gaussienne correcte.

3.2.3 Corrélation longitudinale

Calculs de la corrélation longitudinale. Formule de la thèse de Fred redémontrée en annexe. Application à un éclairement gaussien, et un éclairement homogène tronqué. Réalité entre les deux, donc la fonction de corrélaiton réelle est quelque part entre une lorentzienne et un sinus cardinal. C'est pas parfait partout, alors modélisation en tenant compte des effets non-paraxiaux pour vraiment reproduire la corrélation longitudinale. Calculs lourds numériquement et théoriquement, donc on met en place un modèle paraxial à ON effective. Avec un facteur de scaling sur la taille du faisceau incident et sur la pupille, on arrive à reproduire de manière convenable la corrélation longitudinale. Avantage : ça reste paraxial donc on peut en tirer des grandeurs.

3.3. Propriétés du potentiel de type speckle

3.3.1 Propriétés du potentiel

Traduction de $P_I(I)$ pour le potentiel dipolaire V , Taille des grains de potentiel σ , potentiel moyen V_R , possibilité de faire un potentiel attractif $\delta < 0$ ou répulsif $\delta > 0$

3.3.2 Possibilité d'un potentiel dépendant de l'état interne

En choisissant un désaccord très petit vis à vis d'un état hyperfin, on peut réaliser un potentiel très grand sur cet état tandis qu'on peut le négliger pour le second état. Pour cela, il faut que le désaccord soit très petit devant la séparation hyperfine de ces états. Par contre, il faut garder un désaccord suffisamment grand pour continuer de pouvoir considérer ce champ comme un potentiel conservatif, sinon on va avoir des processus inélastiques. Exemple de mesure des fonctions spectrales, où le temps de vie à cause des processus inélastiques n'était que 100ms, très insuffisant pour l'étude de la localisation d'Anderson, qui nécessite des temps d'évolution dans le désordre de plusieurs secondes.

3.4. Potentiel composé d'un speckle bichromatique

3.4.1 S'éloigner de résonance

Grosse limitation de l'approche précédente utilisée pour les fonctions spectrales : implique qu'on est proche de résonance pour l'état $|F=2\rangle$, donc taux d'absorption et d'émission spontanée important : grosse décohérence dans le désordre et donc impossible d'observer la localisation. Donc on s'éloigne de résonance, donc le potentiel sur $|F=1\rangle$ n'est plus négligeable, il faut le compenser : second speckle !

3.4.2 Étude de la similitude de deux speckles

Physique avec les mains de la similitude entre 2 speckles de longueurs d'onde faiblement différentes. introduction de la finesse $\lambda/\delta\lambda$ ou de la longueur de cohérence $l_{coh} = \lambda^2/\delta\lambda$. Décorrélation initiale et globale dûe à la propagation dans le diffuseur, puis décorrélation par la différence dans la taille des grains en s'éloignant de l'axe 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-PALENCE, 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
- [Volchkov et al. 2018] VOLCHKOV, Valentin V.; PASEK, Michael; DENECHAUD, Vincent; MUKHTAR, Musawwadah; ASPECT, Alain; DELANDE, Dominique; JOSSE, Vincent : Measurement of spectral functions of ultracold atoms in disordered potentials. In : *Physical review letters* 120 (2018), Nr. 6, S. 060404