



CentraleSupélec

Rapport de stage de fin d'études

ALEXANDRE JOURNEAUX

QUANTUM ENGINEERING
FILIÈRE MÉTIERS DE LA RECHERCHE

Avril - Août 2022



CentraleSupélec

Tuteurs école :

Mention : THOMAS ANTONI
Maître de conférence
Filière : ANN-LENAIG HAMON
Maîtresse de conférence

Tuteur entreprise :

RAPHAEL LOPES
Chargé de recherche CNRS

Résumé

L'étude des interactions se trouve aux fondements de notre compréhension des systèmes physiques. Si la compréhension des processus microscopiques des constituants d'un système est une étape nécessaire à la description d'un système à N corps, on sait depuis le 19^{ème} siècle qu'elle n'est pas suffisante : lorsque la complexité du système augmente, de nouveaux phénomènes dits « émergents » voient le jour. Les expériences d'atomes froids sont, en ce sens, des plateformes expérimentales idéales pour comprendre à la fois les éléments constitutifs du système et étudier de nouvelles phases de la matière.

L'expérience Mix2Dim, sur laquelle j'ai travaillé au cours de mon stage, est un nouveau montage expérimental ayant pour ambition de tester des modèles théoriques dans des conditions jusqu'alors jamais observées en laboratoire. Les trimères d'Efimov, dont l'existence théorique a été mise en évidence par V. Efimov en 1970, sont des états stables à trois corps apparaissant en l'absence d'états dimères stables. L'objectif de cette expérience naissante est la stabilisation et l'étude des comportements émergents de ces états, qui n'ont jusqu'alors jamais été observés à l'équilibre, empêchant toute observation de nouvelles phases de la matière. Pour ce faire, nous allons manipuler un mélange atomique froid de potassium et de dysprosium piégés optiquement, évoluant en dimensions mixtes.

Le contexte de mon stage se situe au commencement du montage expérimental de l'expérience. Ma mission au sein de l'équipe a été divisée en deux thématiques. La première, de nature théorique, a été l'étude d'une méthode de confinement optique originale des atomes de dysprosium dans un potentiel bi-couches. La seconde, d'ordre expérimental, a été la conception d'une source laser par génération non-linéaire de la fréquence somme, ainsi que la prise en main d'une matrice de micro-miroirs pour la génération de potentiels bidimensionnels arbitraires pour les atomes de dysprosium.

Table des matières

Remerciements	3
1 Cadre du stage	5
1.1 L'équipe et le laboratoire	5
1.2 Objectifs du stage et enjeu au sein du projet	6
2 L'expérience Mix2Dim	7
2.1 Motivations à long terme, trimères d'Efimov	7
2.2 Principe de l'expérience de dysprosium	9
2.2.1 Principe physique du refroidissement laser	10
2.2.2 Forces subies par un atome à deux niveaux	11
2.2.3 Transitions utilisées	16
2.2.4 Ralentisseur Zeeman	16
2.2.5 Mélasse transverse	18
2.2.6 Piège magnéto-optique (MOT)	18
2.3 Montage actuel et évolution de l'expérience au cours de mon stage	21
3 Barrière optique sub-longueur d'onde pour les atomes de dysprosium	25
3.1 Introduction	25
3.2 Description du système	26
3.3 Simulations Python pour le choix des paramètres	29
3.3.1 Influence de la pulsation de Rabi Ω_p et puissance laser	31
3.3.2 Influence du désaccord δ et fluctuations de champ magnétique	32
3.3.3 Influence du désaccord Δ	32
3.3.4 Effet d'un quatrième état sur la formation d'un état sombre	34
3.4 Vers la sélection de trois états adaptés dans le cas du dysprosium	36
3.4.1 Déplacer les états d'énergie avec un champ magnétique	36
3.4.2 Déplacer les états d'énergie avec un faisceau laser	37
3.5 Conclusion	40
4 Construction d'un laser par génération de la fréquence somme	41
4.1 Introduction	41
4.2 Théorie de la génération de la fréquence somme	41
4.3 Accord de phase par un cristal périodiquement polarisé	44
4.4 Montage expérimental	47

4.5 Résultats	51
5 Matrice de micro-miroirs pour le façonnage de potentiels 2D arbitraires	53
5.1 Introduction	53
5.2 Principe de fonctionnement d'une matrice de micro-miroirs	54
5.3 Structure périodique et diffraction de Bragg	55
5.4 Génération d'un potentiel 2D de forme arbitraire sur les atomes	57
5.5 Quelques considérations supplémentaires	59
5.6 Conclusion	61
Conclusion	63
Bibliographie	65
Annexe : photos de l'expérience	69
Annexe : rapport intermédiaire	73

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement mon maître de stage, Raphael Lopes, pour son accompagnement, sa pédagogie et la passion contagieuse qu'il porte pour son métier. Merci de m'avoir impliqué dans ce projet et d'avoir pris le temps de faire de mon stage une expérience si riche en m'aiguillant quotidiennement.

Je remercie également Maxime pour sa bonne humeur et sa motivation, pour tous ces déjeuners au Panthéon et ces heures au laboratoire. Bon courage pour une thèse qui s'annonce très productive. Merci également à Ilan Audoin, qui s'est joint à nous pendant quelques semaines, ainsi qu'à toute l'équipe Condensats de Bose-Einstein, qui anime le deuxième étage de ses goûters Thorlabs.

Un grand merci à Thomas Antoni, pour son soutien pendant cette dernière année à CentraleSupélec, qui ne compte pas ses heures pour rendre notre formation toujours plus riche en apprentissages comme en perspectives à la sortie de l'école. Merci également à Ann-Lenaig Hamon pour sa disponibilité et ses conseils.

Table des matières

Chapitre 1

Cadre du stage

1.1 L'équipe et le laboratoire

Le laboratoire Kastler Brossel est une Unité Mixte de Recherche du CNRS (UMR 8552) regroupant l'Ecole Normale Supérieure, le Collège de France, Sorbonne Université et l'université Paris Sciences et Lettres et est un acteur majeur dans la recherche en physique quantique et ses applications. Ses équipes se répartissent sur les trois sites : le département de physique de l'ENS, Jussieu et le Collège de France.

L'activité du laboratoire est divisée en quatre grands thèmes de recherche : gaz quantiques, information et optique quantiques, atomes et lumière dans des milieux denses ou complexes, et tests des interactions fondamentales et métrologie. Douze équipes de recherche se répartissent dans ces quatres thématiques, dont l'équipe Condensats de Bose-Einstein¹ dont je fais partie.

L'équipe BEC est située sur le site du Collège de France et est constituée de cinq chercheurs permanents (professeurs des universités, maîtres de Conférence et chargés de recherche CNRS) et de neuf doctorants. Elle est divisée en 5 projets de recherche consistant chacun en une expérience d'atomes froids ou ultra-froids sur une espèce atomique propre (ytterbium, dysprosium, rubidium...), dirigés par des permanents et au sein desquels sont répartis les doctorants.

Le projet auquel je suis affecté est une nouvelle expérience de mélange d'espèces en dimensions mixtes explorant les interactions d'une bi-couche 2D de dysprosium avec un bain 3D de potassium, surnommée Mix2Dim. Cette expérience a été imaginée et est mise en place par Raphael Lopes, chargé de recherche CNRS. L'équipe actuelle est également constituée de Maxime Lecomte, stagiaire normalien et futur doctorant de l'équipe, Ilan Audoin, stagiaire en Master 1 au magistère de physique fondamentale d'Orsay, et de moi-même.

1. BEC pour Bose-Einstein Condensate par la suite

Une particularité de la recherche en laboratoire est la faible hiérarchisation de la répartition des tâches. Raphael a le rôle de coordinateur du projet, il répartit les différentes missions entre les membres de l'équipe. Certaines de ces missions nécessitant beaucoup de main d'œuvre sont réalisées en groupe de deux ou trois, tandis que d'autres projets sont réalisés par une personne seule. Chacun est partiellement sollicité sur la majorité des tâches en cours, ce qui permet d'avoir une vision d'ensemble de ce qui est fait par l'équipe.

1.2 Objectifs du stage et enjeu au sein du projet

Mon rôle au sein de l'équipe était multiple, on peut décomposer mes missions en deux catégories. La première est l'ensemble des tâches collectives effectuées dans l'équipe : une expérience d'atomes froids est un système complexe nécessitant parfois la présence de plusieurs personnes pour être conçu et manipulé. La présence de trois personnes dans la salle est utile pour des questions pratiques, lorsque différentes tâches doivent être effectuées simultanément, mais elle permet également d'accélérer la résolution de problèmes et la recherche de solutions.

Mes objectifs personnels pour le stage ont peu évolué par rapport à la feuille de route qui avait été établie avant mon arrivée. Ils sont répartis sur trois missions distinctes, mélangeant expérience et théorie :

- Simulations préliminaires à un futur projet expérimental de création de barrières de potentiel optiques sub-longueur d'onde pour des atomes de dysprosium ;
- Création d'un montage optique pour la génération d'un faisceau laser haute puissance (4 W) à la longueur d'onde d'une transition électronique du dysprosium à 626 nm ;
- Prise en main d'une matrice de micro-miroirs et réalisation d'un montage optique de test pour la génération d'un potentiel optique bidimensionnel arbitraire pour des atomes de dysprosium.

Les objectifs pour chacunes des missions étaient clairement établis et ont été majoritairement tenus. Les simulations sont fonctionnelles et pourront être utilisées au moment de la création du dispositif expérimental avec les paramètres expérimentaux réels. Le laser fonctionne proche de l'efficacité théorique maximale à faible puissance, mais n'a pas encore été testé à haute puissance pour vérifier qu'il remplit le cahier des charges spécifiant une puissance de 4 W. Le DMD est opérationnel, contrôlable intégralement en Python (c'est une nouveauté, l'équipe utilisait jusqu'à maintenant un code C++), et j'ai mis en place un montage optique analogue au système qui sera installé sur les atomes pour valider l'approche.

Chapitre 2

L'expérience Mix2Dim

2.1 Motivations à long terme, trimères d'Efimov

L'expérience Mix2Dim, actuellement en construction, est une expérience de mélange atomique de dysprosium (Dy) et de potassium (K). Ce mélange va être réalisé en dimensions mixtes : les atomes de dysprosium, fortement confinés selon une direction de l'espace, évolueront dans un plan orthogonal à la dimension de confinement, tandis que les atomes de potassium possèderont des degrés de liberté dans les trois directions de l'espace.

On s'intéresse à la physique des atomes froids, dans laquelle les collisions entre atomes se font à basses énergies. Un traitement perturbatif pour les faibles moments cinétiques permet de réduire l'étude à la diffusion en ondes s pour les bosons, et en ondes p pour les fermions. La théorie des collisions permet alors de définir une longueur caractéristique décrivant la portée des interactions à deux particules : la longueur de diffusion a . Dans ce régime de très basse température, la section efficace de collision σ ne dépend que de ce paramètre, il suffit donc à décrire les interactions entre atomes [1] :

$$\sigma = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad \text{pour des bosons} \quad (2.1)$$

$$\sigma \simeq \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad \text{pour des fermions} \quad (2.2)$$

où k est la différence entre les vecteurs d'onde des deux particules subissant la collision. En jouant sur la longueur de diffusion a , on peut alors modifier à volonté les interactions entre les particules et de se placer dans des régimes d'interactions fortes aux limites des modèles théoriques existant.

Pour passer dans des régimes d'interactions très fortes, on utilise un phénomène de résonance des interactions à deux corps : les résonances de Feshbach. Appelons canaux de diffusion les différentes paires d'états internes (états électroniques) pouvant être occupées par deux atomes avant une collision. On peut associer à un canal un potentiel d'interaction entre les états externes des deux atomes (voir figure 2.1).

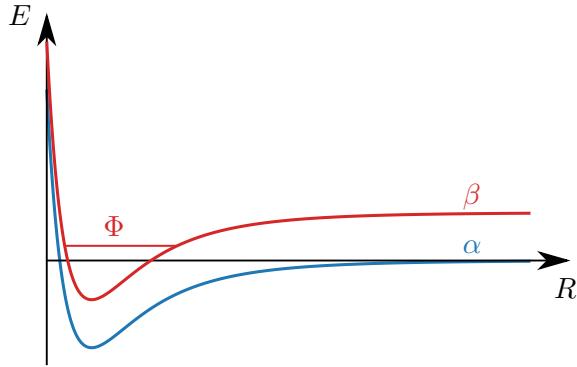


FIGURE 2.1 – Potentiels d’interactions dans deux canaux de diffusions distincts α et β . Le canal β possède un état lié Φ .

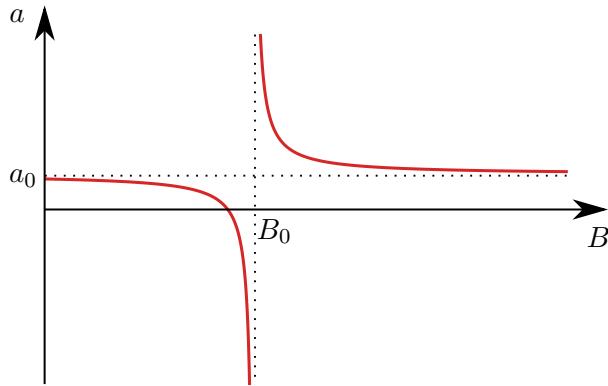


FIGURE 2.2 – Longueur de diffusion en fonction du champ magnétique externe au voisinage d’une résonance de Feshbach.

On prépare chaque atome dans un état interne donné : ils sont alors dans le canal d’entrée α . Supposons qu’il existe un couplage entre le canal α et un état lié Φ d’un second canal β de plus haute énergie. On peut montrer que le couplage à l’état Φ impacte les processus de diffusion dans le canal α , notamment la longueur de diffusion en ondes s , a . En particulier, a présente une divergence résonante lorsque les énergies des deux états coïncident. Si les canaux α et β ne possèdent pas le même moment magnétique, on peut influer sur leur écart d’énergie par l’application d’un champ magnétique externe grâce à l’effet Zeeman. On peut alors décrire la longueur de diffusion par trois paramètres a_0 , B_0 et B_1 , respectivement une longueur et deux champs magnétiques [1] :

$$a = a_0 \left(1 + \frac{B_1}{B - B_0} \right) \quad (2.3)$$

On montre sur la figure 2.2 l’évolution de a en fonction du champ magnétique autour d’une résonance de Feshbach : on observe un comportement divergent au voisinage de B_0 . On peut alors se placer dans un régime d’interactions très fortes dit « régime unitaire », qui possède de nombreux intérêts expérimentaux et théoriques, notamment :

- Le signe (attractif ou répulsif) des interactions est contrôlable, en se plaçant au-dessus ou en-dessous du champ magnétique de résonance ;
- La section efficace devient indépendante de la longueur de diffusion (voir équations (2.1), (2.2)) : les interactions y sont universelles.

Dans ce régime d'interactions binaires quasi-résonantes (régime unitaire), une attraction effective à trois corps à longue distance apparaît, pouvant donner lieu à une famille infinie d'états liés à trois corps, appelés états d'Efimov ou trimères d'Efimov, dans lesquels les trois particules sont liées à des distances de plus en plus grandes, au-delà de la portée des interactions [2]. Ces états liés à trois corps, prédit par Vitaly Efimov en 1970, ont la particularité d'être stables même dans le cas où aucun état lié à deux corps ne l'est.

L'étude expérimentale de la physique d'Efimov est difficile car elle est associée à de fortes pertes et à un chauffage du nuage atomique, par ce qu'on appelle le processus de pertes à trois corps [2]. Lorsque les particules se rapprochent pour former un trimère, la distance interatomique devient inférieure au rayon de Van der Waals. Deux des trois atomes peuvent alors former un dimère de très basse énergie. La différence d'énergie entre l'état initial et l'état final est convertie en énergie cinétique transférée au troisième atome. La formation d'un dimère correspond à des pertes d'atomes dans le nuage, ainsi qu'un chauffage, le troisième atome entrant en collision avec le reste du nuage avec une énergie cinétique élevée. Les observations expérimentales de trimères d'Efimov sont aujourd'hui limitées par ces processus de pertes à trois corps, réduisant la durée de vie du système à la centaine de microsecondes. Si ces pertes permettent de mettre en évidence la formation des trimères, elles rendent impossible l'étude d'états à N corps induits par ces objets microscopiques, et l'exploration des phénomènes émergents tels que l'apparition de nouvelles phases de la matière.

Afin de se débarrasser des processus de pertes à trois corps, on cherche à séparer spatialement les atomes de manière à prévenir la formation de dimères. Pour cela, on souhaite confiner les atomes de dysprosium dans deux plans parallèles distants d'une longueur supérieure à la longueur de Van der Waals. Les interactions à trois corps sont alors médiées par la présence de potassium, qui se déplace librement à trois dimensions entre ces deux plans (figure 2.3).

A long terme, ce projet permettra donc d'observer la formation de trimères d'Efimov stables, et d'étudier leur temps de vie, leur taille, leur énergie, leurs interactions, ou encore la formation de nouvelles phases de la matière.

2.2 Principe de l'expérience de dysprosium

Dans son état actuel, l'expérience permet de piéger et refroidir des atomes de dysprosium pour leur étude ultérieure. Les mécanismes en jeu reposent sur l'interaction entre les atomes et la lumière émise par des lasers, en présence de champs magnétiques. Il est donc nécessaire

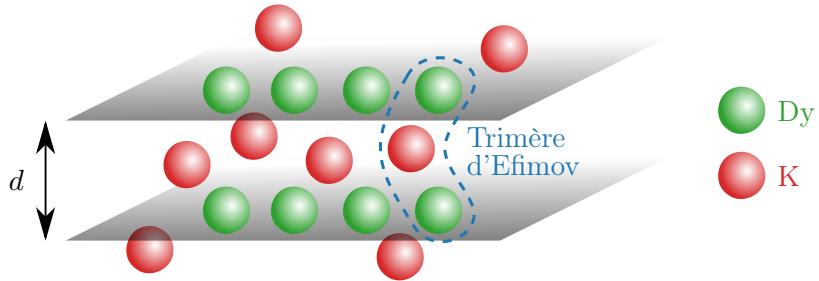


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'expérience de mélange atomique en dimensions mixtes devant être réalisé pour l'observation de trimères d'Efimov. Les atomes de dysprosium sont maintenus dans deux plans séparés d'une distance d de l'ordre de la centaine de nanomètres.

de présenter les fondements de ces interactions pour comprendre le fonctionnement de l'expérience.

Les atomes de dysprosium sont obtenus sous la forme de jet thermique par sublimation d'un échantillon solide pur dans un four chauffé à 1200 °C,¹ collimaté par un tube de quelques millimètres de diamètre. Ils sont ensuite collimatés par une mélasse optique transverse (voir 2.2.5), puis ralenti dans un ralentisseur Zeeman (voir 2.2.4), afin d'arriver dans une chambre science avec une vitesse suffisamment faible pour être piégés dans un piège magnéto-optique² (voir 2.2.6). Les méthodes utilisées pour ralentir, refroidir et piéger les atomes reposent sur l'interaction de ces derniers avec des faisceaux laser dont les fréquences sont proches de celles de transitions électroniques du dysprosium, dans des champs magnétiques générés par des bobines. On va voir dans les parties suivantes quels mécanismes sont mis en place pour y parvenir.

2.2.1 Principe physique du refroidissement laser

Il semble contre-intuitif que l'interaction avec un laser haute puissance puisse refroidir un nuage atomique. On va expliquer ici le principe d'un tel refroidissement.

L'idée est d'utiliser le transfert d'impulsion entre les photons du faisceau laser et les atomes. Considérons un faisceau laser de vecteur d'onde \mathbf{k}_L se propageant dans la direction opposée au jet atomique. On sait que chaque photon possède une impulsion $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}_L$. Si la fréquence du faisceau laser est résonante avec une transition électronique de l'atome, ce dernier peut absorber un photon du faisceau pour passer de l'état fondamental $|g\rangle$ à un état excité $|e\rangle$. Par conservation de l'impulsion du système {atome + photon}, l'impulsion de l'atome varie de $\hbar\mathbf{k}_L$, ce qui se traduit par une variation de sa vitesse $\delta\mathbf{v} = \hbar\mathbf{k}_L/m$ où m est sa masse (figure 2.4). L'atome va ensuite se désexciter après un temps τ_R en réémettant un photon de même fréquence dans une direction aléatoire de l'espace. Moyenné

1. La sublimation du dysprosium commence autour de 1000 °C.

2. Ci-après appelé MOT pour Magneto-Optical Trap.

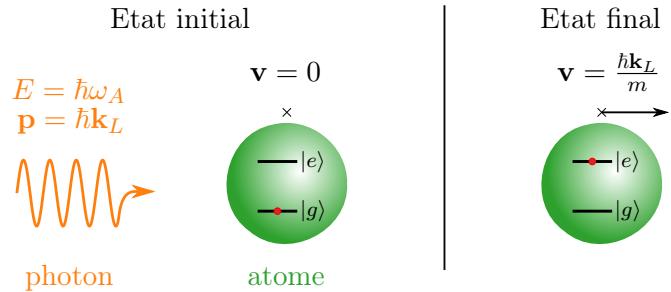


FIGURE 2.4 – Transfert d’impulsion d’un faisceau lumineux vers un atome par absorption d’un photon à la fréquence d’une transition électronique.

sur plusieurs cycle absorption-émission, le processus de réémission isotrope n’a pas d’effet sur la vitesse moyenne de l’atome. L’impulsion de l’atome varie donc de $N\hbar\mathbf{k}_L$ après N cycles absorption-émission.

L’inconvénient d’un tel mécanisme pour le ralentissement d’un jet atomique thermique est que les atomes semblent tous être accélérés dans la direction du faisceau laser, y compris ceux possédant déjà une faible vitesse. En réalité, on dispose de deux mécanismes permettant de discriminer les atomes visés par le ralentissement.

- **L’effet Doppler.** La condition de résonance entre les photons du laser et l’atome dépend de la vitesse \mathbf{v} de ce dernier en raison de l’effet Doppler. La fréquence du faisceau laser vu par l’atome n’est pas ω_L , mais $\omega'_L = \frac{c+v}{c}\omega_L = \omega_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}$ (figure 2.5). En utilisant de la lumière de fréquence inférieure à la fréquence de transition, on ne rend sensible à la force de friction que les atomes se déplaçant avec une certaine vitesse dans la direction opposée à la propagation du faisceau.
- **L’effet Zeeman.** En présence d’un champ magnétique, les états d’énergie d’un atome peuvent être modifiés, et la variation associée de l’énergie d’un état $|i\rangle$ est proportionnelle au champ magnétique : $\Delta E_i = \mu_B g_{Ji} m_{Ji} \|\mathbf{B}\|$ où μ_B est le magnéton de Bohr, g_{Ji} est le facteur de Landé dans l’état $|i\rangle$ et m_{Ji} est la projection de son moment angulaire total selon la direction du champ magnétique. L’état $|g\rangle$ et l’état $|e\rangle$ utilisés possédant des projections du moment cinétique et/ou des facteurs de Landé différents, on peut faire varier spatialement la fréquence de la transition électronique en générant un champ magnétique dépendant de la position.

2.2.2 Forces subies par un atome à deux niveaux

On souhaite calculer, *via* une approche semi-classique, la force ressentie par un atome dans un champ électromagnétique monochromatique de pulsation ω_L . On va voir qu’elle peut être décomposée en deux contributions de natures différentes. L’une, dissipative, est proportionnelle au gradient de la phase du champ électrique. L’autre, conservative, est proportionnelle au gradient de l’amplitude du champ électrique. Ces deux forces peuvent être utilisées pour le contrôle des degrés de liberté externes d’un atome.

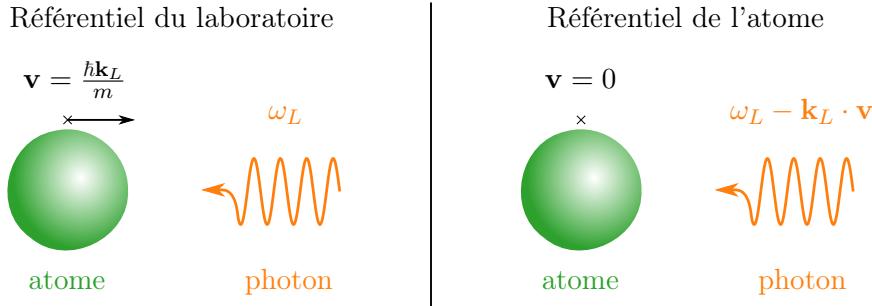


FIGURE 2.5 – Illustration de l’effet Doppler : la fréquence du photon vue par l’atome dans son référentiel est désaccordé de $-\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}$ par rapport à la fréquence du laser dans le référentiel du laboratoire.

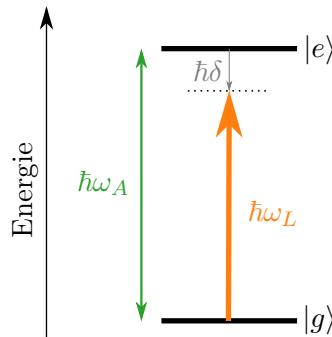


FIGURE 2.6 – Niveaux d’énergie et fréquences en jeu dans le processus d’interaction lumière-atome.

Commençons par étudier les forces perçues par un atome au repos. On utilise des faisceaux lasers à des fréquences proches de la résonance avec une transition électronique $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ entre l’état fondamental et un état excité de l’atome de dysprosium, c’est-à-dire tels que $\hbar\omega_A = E_e - E_g \simeq \hbar\omega_L$. On peut donc se contenter de modéliser l’atome de dysprosium comme un atome à deux états électroniques, les corrections dues à la présence d’autres transitions non-résonantes sont ignorées par simplicité. On note $\delta = \omega_L - \omega_A$ le désaccord entre la fréquence du laser et celle de la transition (voir figure 2.6). En raison du couplage de l’atome au vide électromagnétique environnant, l’état excité possède une durée de vie radiative τ_R conférant une largeur spectrale finie $\Gamma = 1/\tau_R$ à la transition. On note le champ électrique du faisceau laser, que l’on considérera comme un champ classique :

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r}) \mathbf{e}_L(\mathbf{r}) \cos(\omega_L t + \Phi(\mathbf{r})) \quad (2.4)$$

Le hamiltonien de l’atome dans le champ électrique $\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t)$ s’écrit :

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_R + \hat{V}_{AR} + \hat{V}_{AL} \quad (2.5)$$

où

- \hat{H}_A est le hamiltonien de l'atome seul, d'impulsion $\hat{\mathbf{P}}$, de position $\hat{\mathbf{R}}$ et de masse m , comprenant ses degrés de liberté internes et externes (on prend l'origine des énergies à l'énergie de l'état fondamental) : $\hat{H}_A = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar\omega_A |e\rangle\langle e|$;
- \hat{H}_R est le hamiltonien des modes électromagnétiques du vide : $\hat{H}_R = \sum_{\mathbf{k},i} \hbar\omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k},i}^\dagger a_{\mathbf{k},i}$;
- \hat{V}_{AL} est le terme de couplage entre le faisceau laser et l'atome, dans l'approximation dipolaire électrique (valide lorsque la longueur d'onde de la lumière est grande devant la taille de l'atome) : $\hat{V}_{AL} = -\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{E}_L(\hat{\mathbf{R}}, t)$ où $\hat{\mathbf{D}} = \mathbf{d}_{eg}(|g\rangle\langle g| + |e\rangle\langle e|)$ est l'opérateur moment dipolaire de l'atome ;
- \hat{V}_{AR} est le terme de couplage entre le champ électrique \mathbf{E}_R des fluctuations quantiques du vide électromagnétique et l'atome, responsable des processus d'émission spontanée : $\hat{V}_{AR} = -\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{E}_R(\hat{\mathbf{R}}, t)$.

Dans l'approximation de l'onde tournante, c'est-à-dire en négligeant les termes oscillant à la (très haute) fréquence $\omega_L + \omega_A$ en raison de leur moyenne nulle sur les temps caractéristiques observés, on peut réécrire le hamiltonien d'interaction :

$$\hat{V}_{AL} = \frac{\hbar\Omega(\hat{\mathbf{R}})}{2} \left(e^{-i\Phi(\hat{\mathbf{R}})} e^{-i\omega_L t} |e\rangle\langle g| + \text{h.c.} \right) \quad \text{où} \quad \Omega = -\frac{\mathbf{d}_{eg} \cdot \mathbf{e}_L(\hat{\mathbf{R}}) E_0(\hat{\mathbf{R}})}{\hbar}. \quad (2.6)$$

Dans le point de vue de Heisenberg on peut écrire l'opérateur force :

$$\hat{\mathbf{F}} = \frac{d\hat{\mathbf{P}}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathbf{P}}, \hat{H}] = -\frac{\partial \hat{H}}{\partial \hat{\mathbf{R}}} = -\nabla \hat{V}_{AL}(\hat{\mathbf{R}}, t) - \nabla \hat{V}_{AR}(\hat{\mathbf{R}}, t) \quad (2.7)$$

Dans le cadre de notre traitement semi-classique, on va simplement s'intéresser à la valeur moyenne de la force exercée sur les atomes \mathcal{F} :

$$\mathcal{F} = \langle \hat{\mathbf{F}} \rangle = -\langle \nabla \hat{V}_{AL}(\hat{\mathbf{R}}, t) \rangle - \langle \nabla \hat{V}_{AR}(\hat{\mathbf{R}}, t) \rangle \quad (2.8)$$

On peut montrer que le second terme est nul. Physiquement, cela correspond au fait que les fluctuations quantiques du champ électromagnétique sont de moyenne nulle, et que l'atome émet des photons de manière isotrope dans l'espace. On a donc $\mathcal{F} = \langle \nabla (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{E}_L) \rangle$. Dans l'approximation de localisation des atomes (longueur d'onde de de Broglie des atomes faible devant la longueur d'onde de la lumière) et en considérant la polarisation constante, on peut se ramener à $\mathcal{F} = \langle \hat{\mathbf{D}} \rangle \cdot \mathbf{e}_L \nabla E_L$. Enfin, les degrés de liberté internes de l'atome évoluent sur des échelles de temps de l'ordre de $1/\Gamma$, bien inférieures à celles des degrés de liberté de mouvement du centre de masse de l'ordre de \hbar/E_{rec} avec $E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 \|\mathbf{k}_L\|^2}{2m}$. On peut donc remplacer le moment dipolaire instantané par sa valeur moyenne en régime stationnaire :

$$\mathcal{F} = \langle \hat{\mathbf{D}} \rangle_{\text{st}} \cdot \mathbf{e}_L \nabla E_L \quad (2.9)$$

On peut calculer la valeur moyenne du moment dipolaire en régime stationnaire en résolvant les équations de Bloch optique [3]. On se contentera ici de donner le résultat. En introduisant le paramètre de saturation s :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.10)$$

on a :

$$\mathcal{F} = -\hbar \frac{s}{1+s} \left(\frac{\delta}{\Omega} \nabla \Omega + \frac{\Gamma}{2} \nabla \Phi \right) \quad (2.11)$$

La force s'appliquant sur l'atome au repos contient deux termes :

- le premier est proportionnel au gradient de la pulsation de Rabi, elle-même proportionnelle à l'amplitude du champ électrique : c'est la force dipolaire. Cette force dérive d'un potentiel conservatif ;
- le second est proportionnel au gradient de la phase du champ électrique : c'est la force radiative. Cette force est dissipative et ne dérive pas d'un potentiel.

On va principalement s'intéresser à la force radiative dans cette section, notre objectif étant pour le moment de refroidir les atomes et non d'étudier leur comportement dans un potentiel conservatif (on cherchera par la suite à « charger » les atomes dans un potentiel conservatif). On peut avoir une intuition physique de son origine en considérant un atome dans une onde plane progressive harmonique : la phase du champ électrique est alors $\Phi = -\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{R}$, et la force radiative s'écrit :

$$\mathcal{F}_{\text{rad}} = \hbar \mathbf{k}_L \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/4} \quad (2.12)$$

Or la résolution des équations de Bloch optiques montrent que $\Gamma_{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/4}$ est exactement le taux d'émission spontanée moyen de l'atome dans les modes vides du champ électromagnétique. La force radiative peut donc s'interpréter comme le résultat net moyen du transfert de l'impulsion $\hbar \mathbf{k}_L$ des photons absorbés vers l'atome décrit en 2.2.1, qui les réemet de manière isotrope dans l'espace.

La force de dissipation varie comme une lorentzienne en fonction du désaccord δ , centrée en $\delta = 0$ et de largeur $\gamma = \sqrt{(\frac{\Omega}{2})^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}$, comme illustré sur la figure 2.7.

La force dipolaire, que l'on évoquera plus loin, peut s'interpréter comme un déplacement local des états d'énergie de l'atome par oscillation en phase avec le champ électrique des électrons élastiquement liés aux noyaux. Elle a une dépendance en forme de courbe de dispersion, de même largeur que la force radiative (figure 2.8), mais elle dérive d'un potentiel scalaire :

$$\mathcal{F}_{\text{dip}} = -\frac{\hbar \delta}{4} \frac{\nabla \Omega^2}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} = -\nabla U \quad \text{où} \quad U = \frac{\hbar \delta}{4} \ln \left(1 + \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right) \quad (2.13)$$

Pour un désaccord positif ($\omega_L > \omega_A$), la force repousse les atomes loin des zones de forte intensité, et pour un désaccord négatif, elle les attire dans ces zones.

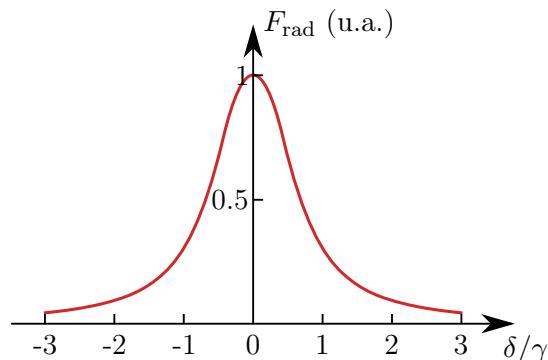


FIGURE 2.7 – Dépendance lorentzienne de la force radiative en fonction du désaccord pour un atome au repos.

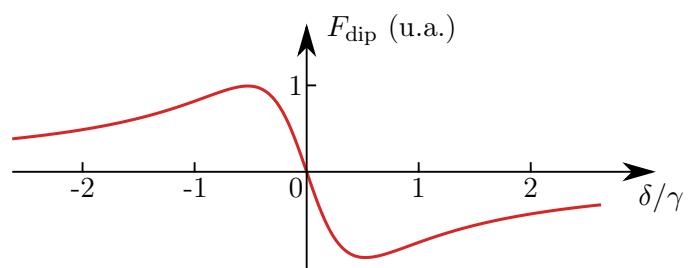


FIGURE 2.8 – Allure de l'intensité de la force dipolaire en fonction du désaccord δ . On peut voir qu'un désaccord positif conduit à un potentiel attractif vers les zones de fortes intensité lumineuse, et un désaccord positif conduit à un comportement répulsif de la lumière.

	Zeeman	MOT
Longueur d'onde λ (nm)	421.29	626.082
Largeur spectrale Γ (MHz)	$2\pi \times 31.9$	$2\pi \times 0.135$
Moment magnétique J' de l'état excité	9	9

TABLE 2.1 – Transitions électroniques utiles de l'atome de dysprosium.

Ces forces ont été dérivées pour un atome au repos. Pour un atome possédant une vitesse \mathbf{v} , réalisera un développement à l'ordre 1 en prenant en compte l'effet Doppler dans le désaccord δ , qui sera remplacé par un désaccord effectif $\Delta(\mathbf{v}, \mathbf{k}_L)$.

2.2.3 Transitions utilisées

Le dysprosium possède une structure électronique particulière présentant de nombreuses transitions optiques. Son état fondamental possède un grand moment cinétique total $J = 8$. Les propriétés des deux transitions qui nous intéressent pour l'expérience en cours sont listées dans le tableau 2.1. La transition utilisée pour le ralentissement et la collimation du jet atomique (ralentisseur Zeeman et mélasse transverse) présente l'avantage d'être large, ce qui a un impact positif sur l'intensité de la force radiative. En effet, cette dernière est proportionnelle à Γ car plus le temps de vie radiatif de l'état excité $\tau_R = 1/\Gamma$ est court, plus on peut effectuer de cycles absorption-émission par unité de temps. La transition utilisée pour le piégeage et refroidissement (MOT), quant à elle, est relativement étroite, ce qui permet d'obtenir une température basse dans le piège magnéto-optique. En effet, la limite de refroidissement est donnée par la température Doppler $T_D = \hbar\Gamma/2k_B \simeq 3,3 \mu\text{K}$. Ces deux transitions présentent l'avantage d'être cyclantes, c'est-à-dire que l'électron dans l'état excité ne peut se désexciter que dans l'état fondamental de cette transition, ce qui évite que les atomes ne soient pompés dans un état sombre $|g'\rangle$ par les processus {absorption $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ + émission spontanée $|e\rangle \rightarrow |g'\rangle$ }.

2.2.4 Ralentisseur Zeeman

Les atomes de dysprosium sortent du four avec une vitesse moyenne d'environ $v_0 = 400 \text{ m s}^{-1}$. Afin d'être piégés dans le MOT dans la chambre science, ceux-ci doivent être ralentis à une vitesse inférieure à 8.2 m s^{-1} . Pour cela, on utilise les techniques de ralentissement vues plus haut avec la transition du dysprosium à la longueur d'onde 421 nm. On utilise un ralentisseur Zeeman : les atomes parcourent une distance de 60 cm dans un tube de 35 cm de diamètre (8 cm de diamètre sur les 10 premiers centimètres pour réaliser un pompage différentiel) autour duquel un bobinage d'épaisseur variable est traversé par un courant de plusieurs ampères, générant un champ magnétique transversalement uniforme dépendant de la position $\mathbf{B} = B(z)\mathbf{u}_z$ (voir figure 2.9). Le jet atomique est éclairé par un faisceau laser contrapropageant de longueur d'onde 421 nm, asservi en fréquence sur la transition du dysprosium et dont le désaccord est ajusté grâce à un modulateur acousto-optique.

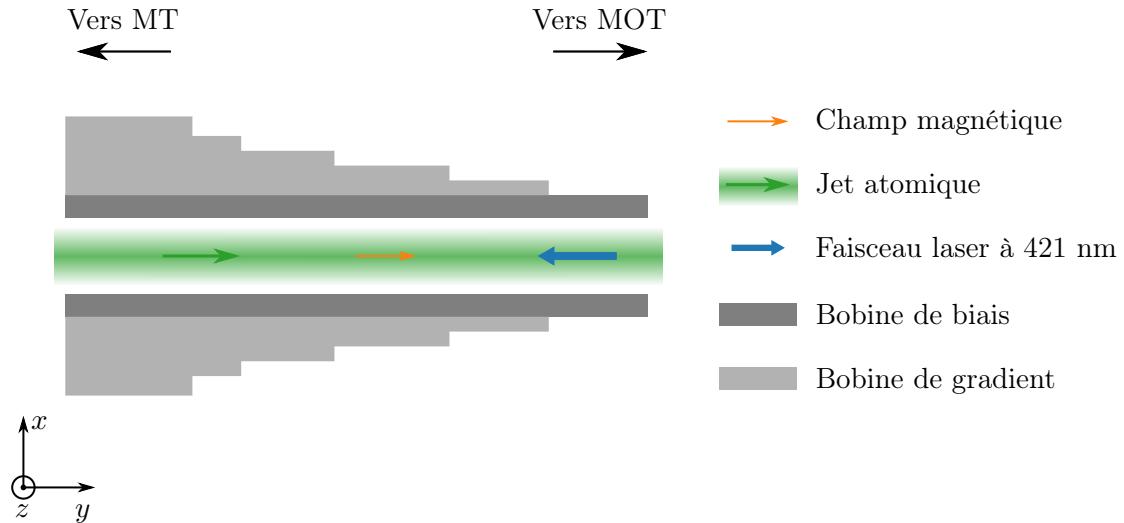


FIGURE 2.9 – Schéma de principe du ralentiisseur Zeeman. Le jet atomique arrive de la mélasse transverse (MT) et finit son trajet dans le MOT.

En prenant en compte l'effet Zeeman et l'effet Doppler, le « désaccord effectif » du laser par rapport à la transition atomique s'exprime :

$$\Delta(z) = \delta - k_L v(z) + \frac{\mu_B}{\hbar} B(z)(g_{J'}m_{J'} - g_J m_J) \quad (2.14)$$

La force ressentie par un atome à la position z est alors :

$$\mathcal{F}_{\text{rad}} = \hbar k_L \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\Delta(z)^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/4}. \quad (2.15)$$

L'accélération maximale ressentie par un atome est $a_{\text{max}} = \frac{\hbar k_L \Gamma}{m} \frac{\Omega^2/4}{\Gamma^2/4 + \Omega^2/4}$ pour $\Delta = 0$.

On peut alors calculer le champ magnétique théorique permettant de maximiser la décelération tout au long du ralentiisseur :

$$B_{\text{th}}(z) = -\frac{\hbar \delta}{\delta \mu} - \frac{\hbar k_L v_0}{\delta \mu} \sqrt{1 - \frac{2\eta a_{\text{max}} z}{v_0^2}} \quad (2.16)$$

et on détermine la longueur du ralentiisseur permettant d'amener les atomes à une vitesse inférieure à la vitesse de piégeage en sortie du ralentiisseur. Le champ magnétique a ensuite été optimisé pour maximiser le nombre d'atomes piégés dans des simulations plus précises prenant en compte la distribution thermique des vitesses du jet atomique en entrée du ralentiisseur, et le bobinage adapté en a été déduit. Il se compose d'un solénoïde de section constante permettant de générer le champ magnétique de biais correspondant au premier terme de (2.16), recouvert d'un bobinage de section variable permettant de générer le gradient de champ magnétique correspondant au second terme de (2.16).

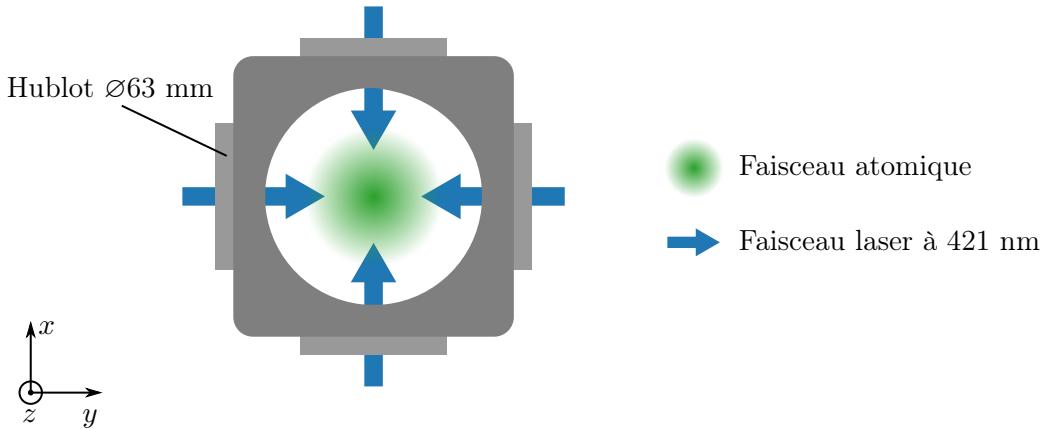


FIGURE 2.10 – Vue de face du dispositif de mélasse transverse.

2.2.5 Mélasse transverse

Afin de maximiser la portion d'atomes émis par le four effectivement capturés par le MOT, on souhaite que le jet atomique soit fortement collimaté, c'est-à-dire que les atomes aient une faible vitesse transverse. Le tube de collimation en sortie du four n'étant pas suffisant, on utilise pour augmenter la collimation une mélasse optique.

La mélasse optique repose sur le même principe que le ralentissement Zeeman. Au lieu d'éclairer les atomes avec un faisceau laser dans la direction de propagation du jet atomique, on l'éclaire à travers des hublots à la sortie du four avec quatre faisceaux dans les quatres directions orthogonales au jet (figure 2.10). Cette fois-ci, on n'utilise pas de champ magnétique, mais simplement un désaccord négatif afin de ralentir transversalement les atomes. Si un atome a une vitesse transverse positive selon x , l'effet Doppler va approcher le faisceau venant des x positifs de la résonance avec sa transition, et éloigner de la résonance le faisceau venant des x négatifs. La force exercée par le laser venant des x positifs est alors supérieure à celle exercée par le laser venant des x négatifs, et l'atome est ralenti. La force ressentie par les atomes selon une des directions transverses à la propagation du jet atomique est alors la somme des forces produites par les deux faisceaux :

$$\mathcal{F}_{x\text{rad}} = \hbar k_L \Gamma \left(\frac{\Omega^2/4}{(\delta - k_L v_x)^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/4} - \frac{\Omega^2/4}{(\delta + k_L v_x)^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/4} \right). \quad (2.17)$$

La force selon chacune des deux directions orthogonales à l'axe du jet est donc une somme de lorentziennes en fonction de la vitesse qui, pour un désaccord négatif, tend à faire diminuer la vitesse transverse des atomes (figure 2.11).

2.2.6 Piège magnéto-optique (MOT)

Les atomes, après collimation par la mélasse transverse et ralentissement par le ralentisseur Zeeman, sont piégés et refroidis dans un piège magnéto-optique (MOT).

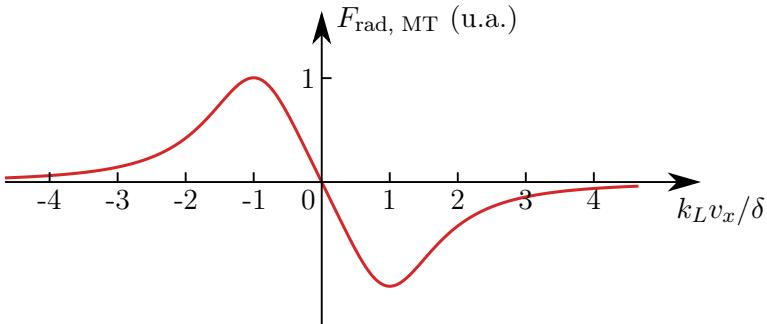


FIGURE 2.11 – Allure de la force radiative en fonction de la vitesse selon une direction transverse au jet atomique au niveau de la mélasse optique transverse.

Le MOT est constitué de 6 faisceaux laser de même désaccord négatif, contrapropageants deux à deux, se croisant au centre de la chambre science, et d'un gradient de champ magnétique. On peut alors tirer profit de la dépendance spatiale du déplacement des niveaux d'énergie par effet Zeeman. Pour simplifier la présentation du fonctionnement du piège, on considère uniquement le problème à une dimension selon la direction x , et on va supposer que l'état fondamental ne possède qu'un sous-état Zeeman ($J = 0$) et l'état excité en possède trois ($J' = 1$). En pratique, on a $J = 8$ et $J' = 9$, les états fondamental et excité possédant respectivement 17 et 19 sous-niveaux Zeeman, mais le principe du piège reste le même. Le gradient de champ magnétique s'écrit :

$$B_x = b'x \quad (2.18)$$

Par conservation du moment cinétique, un photon polarisé circulairement σ_+ ne peut être absorbé par un atome que par une transition augmentant la projection du moment cinétique d'un quantum selon l'axe de propagation, $m' = m + 1$, tandis qu'un photon polarisé σ_- ne peut être absorbé par un atome que par une transition vérifiant $m' = m - 1$. Les niveaux d'énergie $m' = -1$ et $m' = 1$ ayant des dépendances spatiales différentes, comme illustré sur la figure 2.12, les faisceaux lasers désaccordés se propageant dans les deux directions sont à résonance avec une transition atomique à des positions différentes. Si un atome se trouve à droite de l'origine ($x > 0$), il s'éloigne de la résonance avec le faisceau venant de la gauche car l'énergie de l'état $m = 1$ augmente par effet Zeeman, et se rapproche de la résonance avec le faisceau venant de droite car l'énergie de l'état $m = -1$ diminue par effet Zeeman. La force appliquée par le laser venant de droite est alors supérieure à celle appliquée par le laser de gauche et l'atome est ramené au centre du piège.

A cet effet s'ajoute celui de la mélasse optique présenté en 2.2.5. La force totale subie par l'atome peut être développée autour de l'origine pour de faibles vitesses :

$$\mathcal{F}_{x \text{ rad}} = -\alpha v_x - \kappa x \quad \text{avec} \quad \kappa = 2k_L g_{J'} \mu_B b' \frac{-\delta \Gamma \Omega / 2}{(\delta^2 + \Gamma^2 / 4)^2} \quad (2.19)$$

Contrairement au cas de la mélasse transverse, on a non seulement une force de friction

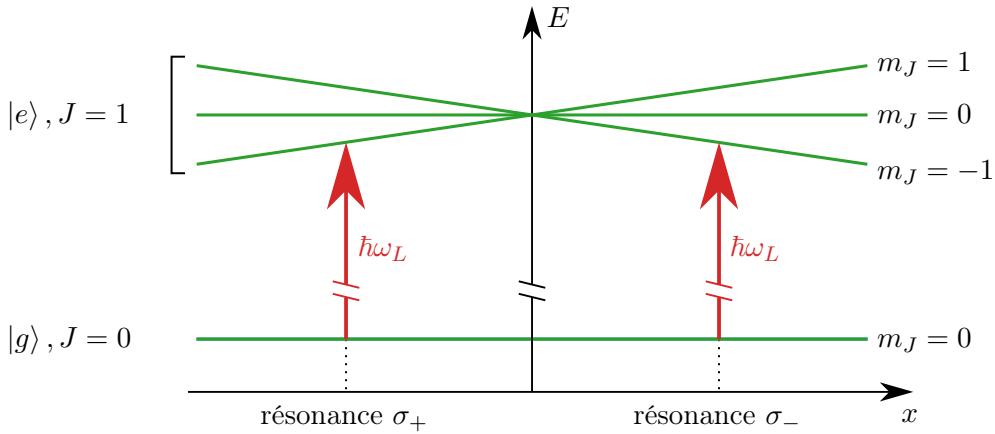


FIGURE 2.12 – Dépendance spatiale des niveaux d'énergie des états fondamental et excité impliqués dans le piégeage magnéto-optique. On peut voir qu'un faisceau laser désaccordé négativement sera à résonance avec une transition électronique à une position dépendant de sa polarisation.

$-\alpha v_x$ qui refroidit les atomes, mais également une force de rappel $-\kappa x$, proportionnelle au gradient du champ magnétique b' , qui les ramène vers la position de l'annulation du champ.

Afin d'obtenir un gradient de champ magnétique dans les 3 directions de l'espace, tout en respectant l'équation de Maxwell $\nabla \cdot B = 0$, on utilise deux bobines au-dessus et en dessous de la chambre science en configuration anti-Helmholtz, c'est-à-dire de même rayon et parcourues par des courants égaux de sens opposés. Le champ généré autour du centre du piège est alors :

$$\mathbf{B} = b'_0 \begin{pmatrix} \frac{x}{2} \\ \frac{y}{2} \\ -z \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

on a bien un gradient dans toutes les directions et on peut réaliser le piégeage et refroidissement à trois dimensions.

Dans le cas de la transition du dysprosium utilisée, on a $J = 8$ et $J' = 9$. Cependant, on peut montrer que pour un désaccord suffisamment fort, seul les atomes dans l'état $m_J = -8$ sont piégés. On peut donc réaliser un MOT en utilisant les états, $m_{J'} = -9$ et $m_{J'} = -7$ comme dans le cas $J = 0$, $J' = 1$.

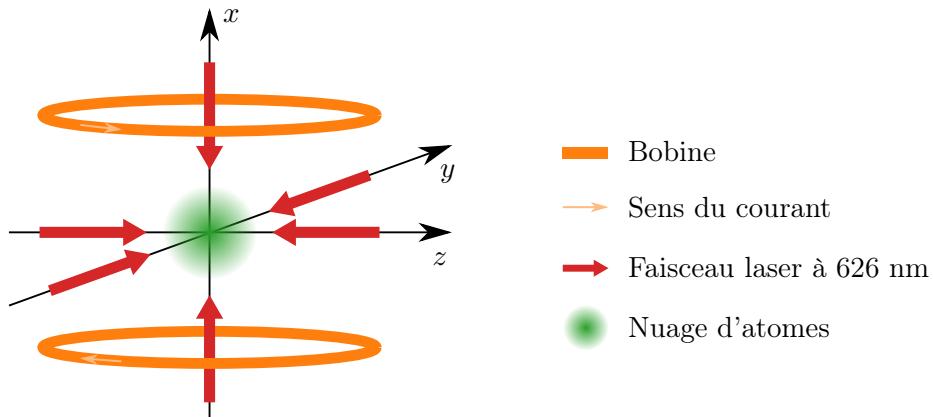


FIGURE 2.13 – Schéma de principe du piège magnéto-optique. Les atomes arrivent sur le piège par le jet atomique dans la direction z . Les atomes ayant une vitesse inférieure à la vitesse de piégeage de 8.2 m s^{-2} sont piégés dans le MOT.

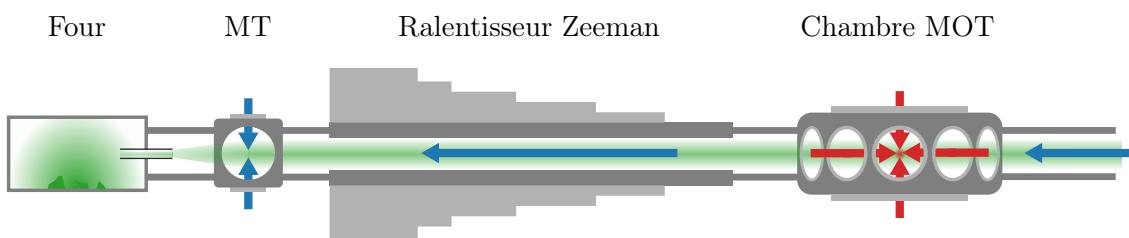


FIGURE 2.14 – Schéma d'ensemble de l'expérience.

2.3 Montage actuel et évolution de l'expérience au cours de mon stage

A mon arrivée, fin avril 2022, l'enceinte à vide n'était pas encore montée : seuls le four et le ralentisseur Zeeman étaient en place. Les lasers étaient également opérationnels : le laser rouge (626 nm) est un système fait-maison de génération de la fréquence somme à partir de deux lasers infrarouges commerciaux (voir 4) et le laser bleu (421 nm) est un laser par doublage de fréquence commercial. Le premier mois de mon stage a principalement été consacré au montage de l'enceinte à vide avec Raphael et Maxime, à savoir :

- Mise en place de la chambre science ;
- Installation des différentes pompes permettant d'atteindre le régime d'ultra-vide ;
- Mise en place des hublots et vannes permettant l'accès optique et l'isolation de certaines zones telles que le four pour pouvoir le recharger en dysprosium ou le futur accès pour le potassium.

Une fois le système à vide en place différentes pompes se relaient afin de produire le vide nécessaire au piégeage des atomes :

- Une pompe primaire standard fait un vide de quelques millibars ;
- Une pompe turbo prend le relai et descend à 10^{-6} mbar ;
- Quatre pompes ioniques permettent d'atteindre environ 10^{-8} mbar ;
- On réalise alors un étuvage : toutes l'expérience est entourée de cordons chauffants et emballée dans une dizaine de couches de papier aluminium. On contrôle la température avec des termocouples et on la fait monter à 150 °C pendant une semaine. Cela permet de dégazer toutes les impuretés adsorbées par le métal des pièces de l'enceinte à vide. La pression est alors autour de 10^{-9} mbar après refroidissement ;
- On active des pompes getter *NEG SAES*, qui font descendre le vide à environ $2 \cdot 10^{-11}$ mbar

Les lasers sont asservis pour être à résonance avec les transitions que nous souhaitons utiliser pour le ralentisseur Zeeman, la mélasse transverse et le MOT. Le signal d'erreur pour la transition à 626 nm est généré par spectroscopie d'une cellule contenant du diode I_2 , cette molécule possédant une transition proche de celle du dysprosium, à une distance spectrale de l'ordre du gigahertz [4]. Le signal d'erreur est obtenu par un processus de transfert de modulation [5]. L'asservissement se fait sur le courant, dont dépend la fréquence d'émission, de l'une des diodes laser infrarouges permettant la génération de la fréquence somme. Le signal d'erreur de la transition à 421 nm se fait par spectroscopie d'une lampe à cathode creuse transverse *Spectrolamps* générant un plasma de dysprosium, et l'asservissement se fait sur le courant de la diode laser infrarouge permettant la génération de la fréquence double. Le désaccord de chaque laser par rapport à la transition utilisée est produit par un modulateur acousto-optique, dispositif utilisant le couplage phonon-photons dans un cristal afin de déplacer la fréquence d'un faisceau laser d'une valeur définie par la radiofréquence fournie au cristal.

Peu avant la fin de mon stage, après la mise en place de tout le dispositif optique permettant d'envoyer les faisceaux vers les différentes étapes de ralentissement, refroidissement et piégeage, nous avons pu observer un MOT de dysprosium (figure 2.15).



FIGURE 2.15 – Première observation d'un MOT de dysprosium sur notre expérience.

Chapitre 3

Barrière optique sub-longueur d'onde pour les atomes de dysprosium

3.1 Introduction

Afin d'observer des trimères d'Efimov, on a vu en 2.1 qu'il était nécessaire de piéger des atomes de dysprosium dans deux plans bidimensionnels n'interagissant pas entre eux. Ces plans doivent être suffisamment proches pour que les atomes de potassium puissent médier les interactions nécessaires à la formation des trimères. Une méthode usuelle pour créer ce type de plans est la création d'un réseau optique : grâce à deux faisceaux optiques contrapropageants qui interfèrent entre eux, on crée un profil de champ électrique dont le gradient de phase est nul, tandis que celui de l'amplitude évolue sinusoïdalement selon la direction de propagation des faisceaux. Les atomes voient alors (voir 2.2.2) un potentiel conservatif périodique, dont on peut utiliser deux minima consécutifs pour piéger les atomes dans deux plans adjacents [3]. La proximité de deux plans consécutifs est alors limitée par la diffraction : on ne peut donc réaliser de barrière d'épaisseur inférieure à $\lambda/2$, où λ est la longueur d'onde du faisceau laser.

Pour les espèces atomiques que nous utilisons ($Dy+K+Dy$), cette distance doit être de l'ordre de 100 nm. Cette contrainte nous imposerait d'utiliser un laser ultraviolet pour la réalisation du réseau optique. Les technologies de lasers UV sont chères, et leur utilisation est contraignante. On a donc recours à une alternative originale utilisant des processus Raman cohérents entre les états électroniques des atomes et des faisceaux laser dans le domaine visible. Comme nous allons le voir, l'utilisation d'un système à trois états couplés à deux faisceaux laser dans un état « sombre » dépendant de la position permet la réalisation de barrières de potentiel arbitrairement fines [6, 7]. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès pour réaliser des barrières de potentiel sub-longueur d'onde pour des atomes d'ytterbium ^{171}Yb polarisés [8], ainsi que de la microscopie sub-longueur d'onde de la densité atomique non-limitée par la diffraction pour des atomes d'ytterbium ^{171}Yb [9] et de césium ^{133}Cs [10].

Cette technique n'a jamais été mise en place pour des atomes de dysprosium. Je me suis donc intéressé au problème théorique de la réalisation d'une barrière de potentiel optique d'épaisseur fortement inférieure à la longueur d'onde d'un laser à 626 nm pour des atomes de dysprosium ^{161}Dy .

3.2 Description du système

On considère un système de trois états électroniques du dysprosium en configuration Λ , constitué de deux sous-états Zeeman de l'état fondamental, $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$, et d'un état excité $|e\rangle$. Les états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ sont couplés à $|e\rangle$ par deux faisceaux lasers : un faisceau de contrôle de pulsation de Rabi $\Omega_c(x)$ variant spatialement, et un faisceau sonde de pulsation de Rabi spatialement uniforme Ω_p , comme illustré sur la figure 3.1. Les états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ étant des sous-état Zeeman du niveau fondamental de l'atome de dysprosium, ils possèdent un temps de vie très long, tandis que l'état excité possède un taux de désexcitation par émission spontanée Γ non-négligeable. Le faisceau de contrôle est résonant avec la transition $|g_1\rangle \rightarrow |e\rangle$ au désaccord δ_1 près, et le faisceau sonde est résonant avec la transition $|g_2\rangle \rightarrow |e\rangle$ au désaccord δ_2 près. La transition considérée est la transition MOT à $\lambda = 626.082$ nm.

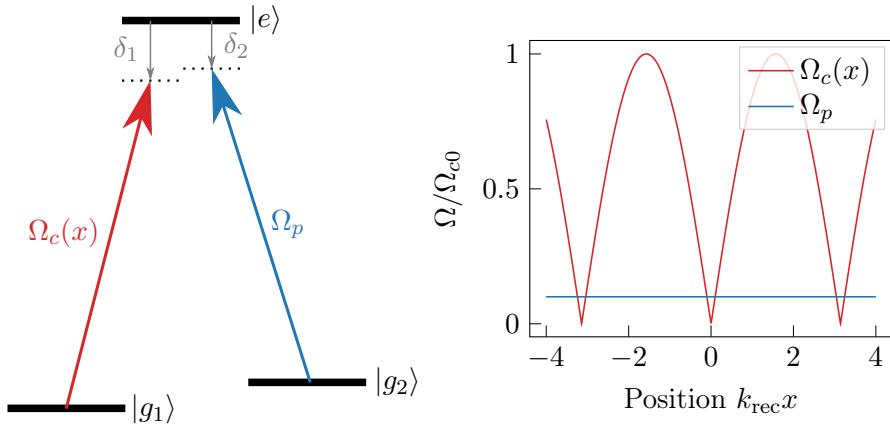


FIGURE 3.1 – À gauche : configuration en lambda du système à trois états ; à droite : dépendance spatiale des deux fréquences de Rabi du système pour $\varepsilon = \Omega_p/\Omega_{c0} = 0.1$.

On étudie le problème à une dimension dans la direction x , selon laquelle la dépendance spatiale de la pulsation de Rabi du faisceau de contrôle est sinusoïdale : c'est le cas d'un réseau optique obtenu par interférences de deux faisceaux cohérents contrapropageants, pour lequel on a $\Omega_c(x) = \Omega_{c0} \sin(k_{\text{rec}}x)$ où k_{rec} est le nombre d'onde $k_{\text{rec}} = \frac{2\pi}{\lambda}$.

On se place dans la situation $\varepsilon = \Omega_p/\Omega_{c0} \ll 1$, de sorte que Ω_c soit grand devant Ω_p sur l'intégralité de la période spatiale, excepté sur une distance petite devant la longueur d'onde aux positions où Ω_c s'annule.

Le hamiltonien de l'atome s'écrit, en prenant l'énergie de $|g_1\rangle$ comme origine des énergies :

$$\begin{aligned}\hat{H} = & \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar(\omega_1 - \omega_2) |g_2\rangle\langle g_2| + \hbar\omega_1 |e\rangle\langle e| \\ & + \hbar\Omega_c(x) \cos((\omega_1 + \delta_1)t)(|g_1\rangle\langle e| + |e\rangle\langle g_1|) \\ & + \hbar\Omega_p \cos((\omega_2 + \delta_2)t)(|g_2\rangle\langle e| + |e\rangle\langle g_2|)\end{aligned}\quad (3.1)$$

où $\omega_i = (E_e - E_{g_i})/\hbar$ est la fréquence de la transition $|g_i\rangle \rightarrow |e\rangle$.

On applique alors la transformation unitaire $\hat{U} = e^{i\hat{\xi}t}$ avec $\hat{\xi}$ un opérateur diagonal dans la base $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle, |e\rangle\}$ indépendant de la position x . Le hamiltonien dans le nouveau référentiel s'écrit $\hat{H} = i\hbar \frac{d\hat{U}}{dt} \hat{U}^\dagger + \hat{U} \hat{H} \hat{U}^\dagger$. On choisit les coefficients diagonaux de \hat{U} de sorte à annuler la pulsation de la moitié des termes oscillants du nouvel hamiltonien, et l'on néglige les termes oscillants à très hautes fréquences ($\simeq \omega_L + \omega_A$) restants, dont la moyenne sur les échelles de temps considérés est nulle : c'est l'approximation de l'onde tournante, valable proche de la résonance et à puissance suffisamment faible [3]. On se trouve alors dans un référentiel où le hamiltonien est indépendant du temps : pour $\hat{\xi} = (\omega_1 - \omega_2)|g_2\rangle\langle g_2| + \omega_1|e\rangle\langle e|$, le nouvel hamiltonien s'écrit comme suit dans la base $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle, |e\rangle\}$:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar \begin{pmatrix} \delta/2 & 0 & \Omega_c(x)/2 \\ 0 & -\delta/2 & \Omega_p/2 \\ \Omega_c(x)/2 & \Omega_p/2 & -\Delta \end{pmatrix} = \hat{K} + \hat{U} \quad (3.2)$$

où $\delta = \delta_1 - \delta_2$ est le désaccord par rapport à la transition Raman à deux photons $|g_1\rangle \rightarrow |g_2\rangle$ et $\Delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$. Pour $\delta = 0$, $\hbar\Delta$ correspond à l'écart en énergie entre $|e'\rangle$, l'état virtuel utilisé pour la transition Raman, et $|e\rangle$.

La diagonalisation du terme électronique de ce hamiltonien dans l'approximation de Born-Oppenheimer, i.e. en supposant le découplage des degrés de liberté internes (états d'énergie électroniques) des degrés de liberté du centre de masse, donne lieu à un état propre particulièrement intéressant :

$$|D(x)\rangle = -\cos(\alpha(x))|g_1\rangle + \sin(\alpha(x))|g_2\rangle \quad \text{où} \quad \alpha(x) = \arctan(\Omega_c(x)/\Omega_p), \quad (3.3)$$

d'énergie nulle dans le référentiel tournant. Cet état est dit « sombre » en raison de son absence de couplage avec l'état excité $|e\rangle$. Cette particularité le protège de tout processus d'émission spontanée, donc de perte de cohérence, car les états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ ont des temps de vie très longs. La dépendance spatiale de la composition de spin de l'état $|D(x)\rangle$ est tracée sur la figure 3.2 pour $\varepsilon = 0.1$. L'état sombre est l'état $|g_2\rangle$ partout dans l'espace, sauf sur une zone étroite de largeur proportionnelle à ε où il subit un « *twist* » vers l'état $|g_1\rangle$. Les deux autres états propres, que nous dénoterons $|+(x)\rangle$ et $|-(x)\rangle$ et que l'on explicitera pas ici, ont respectivement des énergies positive et négative et sont tous deux couplés à l'état excité $|e\rangle$.

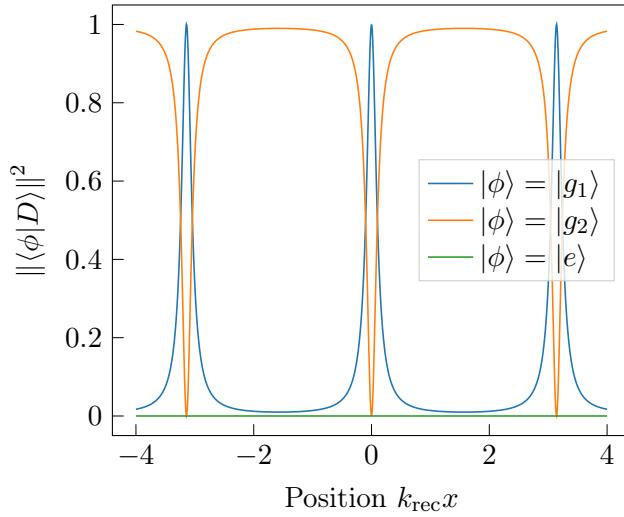


FIGURE 3.2 – Projection de l'état $|D(x)\rangle$ sur chaque état électronique pour $\varepsilon = 0.1$

La barrière de potentiel que nous souhaitons créer résulte du couplage du terme cinétique $\hat{K} = \frac{\hat{P}^2}{2m}$ avec les degrés de liberté internes de l'atome. En cas de passage lent de l'atome par la zone de *twist* ($\hat{K} \ll \hat{U}$), la fonction d'onde électronique s'adapte adiabatiquement à la variation de l'état sombre local et reste dans l'état $|D(x)\rangle$. En revanche, en cas de passage rapide dans la zone de *twist*, la fonction d'onde électronique n'a pas le temps de s'adapter et l'état électronique reste dans l'état $|D(x_0)\rangle$ où x_0 est une position quelconque hors de la zone de *twist*. La projection dans la base propre locale $\{|D(x)\rangle, |-(x)\rangle, |+(x)\rangle\}$ du hamiltonien électronique donne alors une contribution non-nulle des états $|-(x)\rangle$ et $|+(x)\rangle$, donnant lieu à une augmentation de l'énergie moyenne de l'atome sur la zone de *twist* par couplage à l'état excité $|e\rangle$, perçue comme une barrière de potentiel par l'atome.

Afin de quantifier l'effet de barrière dû au *twist* de l'état sombre, il est nécessaire d'exprimer le hamiltonien complet dans une base des états électroniques indépendante de la position. On choisit une position x_0 quelconque et on note $|\tilde{\phi}\rangle = |\phi(x_0)\rangle$ pour $\phi \in \{+, -, D\}$. On réalise la transformation unitaire suivante :

$$\hat{R}^\dagger = |\tilde{D}\rangle\langle D(x)| + |\tilde{-}\rangle\langle -(x)| + |\tilde{+}\rangle\langle +(x)| \quad (3.4)$$

L'action de cette transformation unitaire sur l'opérateur impulsyon $\hat{P} = -i\hbar\partial_x$ introduit un champ de jauge effectif de potentiel vecteur $\mathcal{A}(x)$, donnant naissance à un potentiel scalaire conservatif $U(x)$ pour l'état sombre (ainsi que pour les états brillants, dont nous ne nous soucierons pas) [11] :

$$\hat{\mathcal{A}} = i\hbar\hat{R}^\dagger\partial_x\hat{R} = i\hbar\left(\frac{\partial\alpha}{\partial x}\right)\frac{1}{\sqrt{2}}\left[(|\tilde{+}\rangle + |\tilde{-}\rangle)\langle\tilde{D}| - |\tilde{D}\rangle(\langle\tilde{+}| + \langle\tilde{-}|) \right]. \quad (3.5)$$

On montre que le hamiltonien $\hat{H}' = \hat{R}^\dagger\hat{H}\hat{R}$ dans ce nouveau référentiel s'écrit :

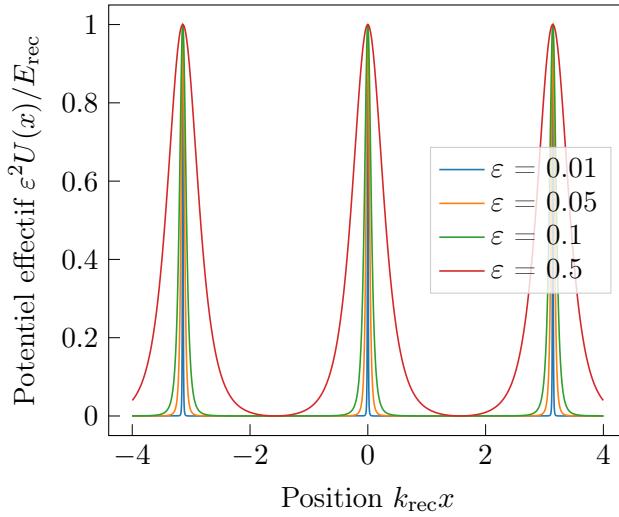


FIGURE 3.3 – Potentiel effectif $U(x)$ renormalisé par $1/\varepsilon^2$ pour différentes valeurs de ε .

$$\hat{H}' = \frac{(\hat{P} - \hat{\mathcal{A}}(x))^2}{2m} + \bar{\Omega}(x) |\tilde{+}\rangle\langle\tilde{+}| - \bar{\Omega}(x) |\tilde{-}\rangle\langle\tilde{-}| \quad \text{où} \quad \bar{\Omega}(x) = \sqrt{\Omega_c(x)^2 + \Omega_p^2}, \quad (3.6)$$

soit dans la base $\{|\tilde{D}\rangle, |\tilde{+}\rangle, |\tilde{-}\rangle\}$:

$$\hat{H}' = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \begin{pmatrix} U(x) & 0 & 0 \\ 0 & \Omega + \frac{U(x)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -\Omega + \frac{U(x)}{2} \end{pmatrix} + \hat{V} \quad (3.7)$$

où $\hat{V} = -\frac{\hat{p}\hat{A} + \hat{A}\hat{p}}{2m} + \frac{U(x)}{2}(|\tilde{+}\rangle\langle\tilde{-}| + |\tilde{-}\rangle\langle\tilde{+}|)$ contient les termes de couplage non-diagonaux. Le potentiel scalaire effectif s'exprime :

$$U(x) = \frac{\langle \tilde{D} | \mathcal{A}^2 | \tilde{D} \rangle}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)^2 \quad (3.8)$$

L'état sombre subit ainsi une barrière de potentiel effectif au passage par la zone d'annulation de l'intensité du faisceau de contrôle, où l'angle α varie en raison du *twist* observé plus haut, comme illustré sur la figure 3.3. La largeur de cette barrière est proportionnelle à ε et sa hauteur à $1/\varepsilon^2$. On peut donc espérer réaliser des barrières de potentiel d'épaisseur arbitraire, sans être limité par la diffraction.

3.3 Simulations Python pour le choix des paramètres

Afin de contrôler la faisabilité de la mise en place d'une telle barrière de potentiel, j'ai réalisé des simulations ne se limitant pas aux approximations introduites ci-dessus. En particulier, ces simulations tiennent compte de l'effet des termes non-diagonaux contenus

dans l'opérateur \hat{V} , que nous ne pouvons pas calculer analytiquement. Elles serviront de base pour déterminer les paramètres nécessaires à la mise en place d'une telle barrière pour les atomes de dysprosium sur l'expérience en cours de montage.

Les simulations sont réalisées en unités réduites :

- en position : $\tilde{x} = k_{\text{rec}}x$ où $k_{\text{rec}} = 2\pi/\lambda$;
- en énergie : $\tilde{E} = E/E_{\text{rec}}$ où $E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{rec}}^2}{2m}$;
- en pulsation : $\tilde{\omega} = \omega/\omega_{\text{rec}}$ où $\omega_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}/\hbar$.

On cherche à calculer les énergies et états propres d'un atome à trois états confiné par un puits de potentiel harmonique externe de fréquence ω_t soumis aux faisceaux laser de sonde et de contrôle de fréquences de Rabi respectives Ω_p et $\Omega_c(x) = \Omega_{c0} \sin(kx)$. Le hamiltonien du système considéré, dans l'approximation de l'onde tournante et dans la base $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle, |e\rangle\}$, s'écrit :

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar \begin{pmatrix} \delta/2 & 0 & \Omega_c(x)/2 \\ 0 & -\delta/2 & \Omega_p/2 \\ \Omega_c(x)/2 & \Omega_p/2 & -\Delta \end{pmatrix} + \frac{1}{2}m\omega_t^2 \hat{x}^2 \quad (3.9)$$

J'ai utilisé la méthode des différences finies à une dimension avec des conditions aux limites de Dirichlet. Ce choix de conditions aux limites est cohérent avec le confinement de l'atome par le puits de potentiel : sa fonction d'onde doit s'annuler aux bords de la boîte de simulation (dans le cas contraire, il est nécessaire d'agrandir cette dernière de sorte que la taille de la boîte soit grande devant la taille caractéristique du support de la fonction d'onde).

L'atome étudié possédant trois états internes, son état s'écrit :

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

L'équation de Schrödinger indépendante du temps à une dimension régissant l'atome forme un système de trois équations aux valeurs propres couplées :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_i}{dx^2} + \sum_{j=1}^3 \hat{U}_{ij}(x)\psi_j(x) + \frac{1}{2}m\omega_t^2 x^2 \psi_i(x) = E\psi_i(x) \quad \text{pour } i \in \{1, 2, 3\} \quad (3.11)$$

On discrétise l'espace de longueur L en $N+1$ points (x_0, x_1, \dots, x_N) , la distance entre deux points de discréttisation étant $\Delta x = L/N$, et on note $\psi_{ij} = \psi_i(x_j)$. On approxime la dérivée seconde par la formule des différences finies :

$$\frac{d^2\psi_i}{dx_j^2} = \frac{\psi_{i(j+1)} - 2\psi_{ij} + \psi_{i(j-1)}}{(\Delta x)^2} \quad (3.12)$$

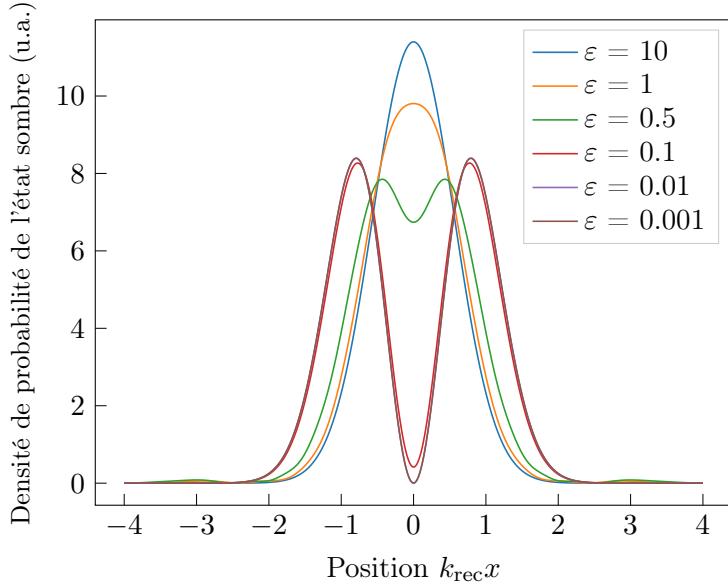


FIGURE 3.4 – Fonction d’onde de l’atome pour différentes valeurs de ε , pour $\Omega_p = 50E_{\text{rec}}/\hbar$ et $\Delta = 0$.

En imposant les conditions aux limites $\psi_{i0} = \psi_{iN} = 0$ et en notant un état quelconque $\psi = (\psi_{11}, \dots, \psi_{1(N-1)}, \psi_{21}, \dots, \psi_{2(N-1)}, \psi_{31}, \dots, \psi_{3(N-1)})$, on obtient le hamiltonien discréteisé sous forme de matrice qu’il nous suffit de diagonaliser numériquement. On utilise pour cela la fonction `numpy.linalg.eigh`, tirant parti du caractère hermitique du Hamiltonien pour une diagonalisation accélérée.

On obtient, pour un intervalle de paramètres bien choisis, une densité de probabilité de présence de l’atome scindée en deux paquets séparés par la barrière de potentiel. On peut voir sur la figure 3.4 que la condition $\varepsilon \ll 1$ doit être respectée pour obtenir une barrière fine et haute, comme prévu par la théorie.

3.3.1 Influence de la pulsation de Rabi Ω_p et puissance laser

Expérimentalement, on aimerait pouvoir créer une barrière $U(x)$ la plus fine possible, ce que correspond à une valeur de ε la plus faible possible. Notre laser émettant une puissance finie, on ne peut augmenter la pulsation de Rabi Ω_{c0} du faisceau de contrôle indéfiniment. Cependant, lorsque la puissance du faisceau de pompe devient trop faible, on a une compétition entre la formation d’un état sombre et un simple déplacement lumineux par le faisceau de contrôle : l’atome ne verra alors plus que le potentiel harmonique externe.

On regarde alors, pour une valeur de ε fixée, jusqu’à quelle puissance Ω_p on obtient effectivement un état sombre, voyant une barrière de potentiel. En pratique, il existe toujours un état $|D\rangle$ de faible couplage avec l’état $|e\rangle$ (voir figure 3.5). Cependant, l’étude de la fonction propre de l’état $|D\rangle$ montre que celui-ci devient très énergétique sous un certain

seuil de Ω_p , et n'a plus du tout la forme de l'état fondamental du potentiel harmonique « coupé » par la barrière de potentiel (voir figure 3.5). Dans la configuration étudiée ici, on voit qu'il faut se placer dans le régime $\Omega_p > 10\omega_{\text{rec}}$ pour s'assurer d'obtenir un état sombre voyant la barrière de potentiel.

En pratique, on disposera d'un laser d'une puissance totale de 4 W. Pour avoir $\varepsilon = 0.1$, on dispose donc de quelques centaines de milliwatts pour le faisceau de pompe. Si le faisceau est focalisé sur les atomes avec un waist de l'ordre de $50 \mu\text{m}^2$, on calcule l'intensité du faisceau pompe pour une puissance $P = 100 \text{ mW}$:

$$I = \frac{2P}{\pi w_0^2} \simeq 25 \text{ W mm}^{-2} \quad (3.13)$$

On peut alors calculer la fréquence de Rabi Ω_p correspondante. Proche d'une transition de pulsation ω et de largeur spectrale Γ (dans notre cas la transition à 626 nm de largeur $\Gamma = 136 \text{ kHz}$), on a :

$$\Omega_p = \sqrt{\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\hbar\omega^3} I} \simeq 9.1 \times 10^4 \omega_{\text{rec}} \gg 10\omega_{\text{rec}} \quad (3.14)$$

Par ce calcul d'ordre de grandeur avec des valeurs assez pessimistes, on est garanti que l'on disposera de la puissance nécessaire pour se placer dans le régime permettant l'observation d'un état noir soumis à la barrière de potentiel.

3.3.2 Influence du désaccord δ et fluctuations de champ magnétique

Le désaccord par rapport à la condition Raman, δ , peut fluctuer autour de sa valeur nominale, que nous aimerais fixer à $\delta = 0$, en raison de fluctuations des niveaux d'énergie des sous-états $|g_1\rangle$ et $|g_2\rangle$ par effet Zeeman en cas de variations du champ magnétique externe \mathbf{B} . Les fluctuations usuellement observées sur les expériences sont de l'ordre du milligauss. On a alors une variation de l'énergie de transition Raman menant au désaccord δ suivant :

$$\delta = g_J \mu_B \Delta B_z / h \simeq 1.74 \text{ kHz} \simeq 0.55 E_{\text{rec}} \quad (3.15)$$

On regarde donc, pour les valeurs de Ω_p accessibles, l'impact d'un désaccord δ variant de $-E_{\text{rec}}$ à E_{rec} . La figure 3.6 montre l'influence d'un tel désaccord sur le couplage de l'état sombre à l'état excité $|e\rangle$, et sur le couplage entre l'état sombre à δ et celui à $\delta = 0$. Ces variations sont très faibles devant 1, on peut donc négliger l'influence des fluctuations de champ magnétique sur l'état sombre.

3.3.3 Influence du désaccord Δ

Il n'a pas été possible d'observer une tendance évidente pour le rôle du désaccord Δ sur des plages de valeurs réalistes. Ceci peut s'expliquer théoriquement par le fait que l'état sombre est un état propre du hamiltonien dans l'approximation de Born-Oppenheimer

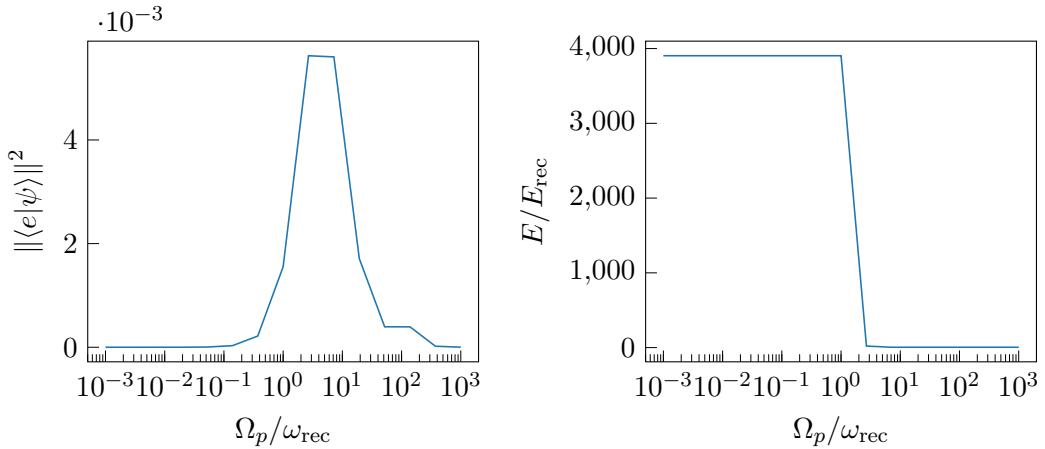


FIGURE 3.5 – A gauche : couplage minimal à l'état excité parmi tous les états propres du hamiltonien diagonalisé. Pour de grands Ω_p , le couplage est très faible, et il augmente autour de $\Omega_p \simeq 10 \omega_{\text{rec}}$, avant de revenir à des valeurs faibles. On montre sur le graphe suivant que ces valeurs faibles sont un artéfact de simulation et ne correspondent pas à un état physique. A droite : énergie de l'état sombre (i.e. de couplage minimal à l'état excité) en fonction de la pulsation de Rabi Ω_p . Cette fois, on voit qu'en-dessous d'une valeur seuil, l'état sombre n'est plus l'état piégé au fond du puits de potentiel : étant donnée la taille finie de la boîte de simulation, un état d'énergie $4000E_{\text{rec}}$ est un état libre qui n'est qu'un artéfact de simulation.

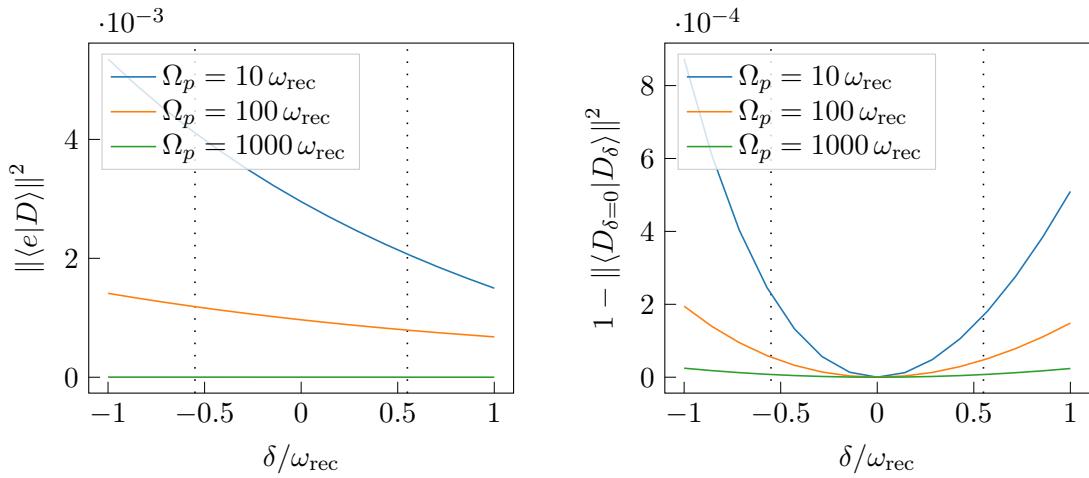


FIGURE 3.6 – Variation du couplage à l'état excité $|e\rangle$ et de la projection sur l'état sombre « idéal » à $\delta = 0$ en fonction de δ . Les lignes verticales représentent le désaccord correspondant à une fluctuation de champ magnétique de 1 mG. On peut voir que l'état sombre a une projection sur l'état excité petite devant 1 et un couplage à l'état idéal proche de 1. On pourra donc négliger les fluctuations du champ magnétique.

(3.2) pour tout Δ . Cependant, on ne peut pas négliger le rôle du désaccord dans le système réel, car $|e\rangle$ est un état excité possédant un temps de vie fini, conduisant à des processus de décohérence par émission spontanée. Ces pertes de cohérences sont prises en compte perturbativement dans le cas du passage d'une onde plane à travers la barrière de potentiel dans [7]. Cette étude est hors de la portée de mon stage, mais devrait être menée en prenant en compte le caractère non-hermitique du hamiltonien [6] en remplaçant le désaccord Δ par $\Delta + i\frac{\Gamma}{2}$ où Γ est la largeur spectrale de la transition $|g_i\rangle \rightarrow |e\rangle$.

3.3.4 Effet d'un quatrième état sur la formation d'un état sombre

Dans un modèle réaliste de l'atome de dysprosium, il est malheureusement impossible de négliger l'existence d'autres états que ceux choisis pour réaliser le système en Λ que nous avons considéré jusqu'alors. En effet, dans le régime de faible champ magnétique extérieur, l'écart d'énergie Zeeman entre les sous-états est faiblement dépendant de l'état d'énergie (la différence ne vient que du facteur de Landé, et $g_J \simeq 1.24$ pour l'état fondamental $J = 8$ et $g_J \simeq 1.22$ pour l'état excité $J' = 9$). Il est donc probable qu'un sous-état Zeeman voisin de $|e\rangle$ soit proche de la résonance avec le faisceau laser de contrôle. On modélise cette situation par un système à quatre états, comme représenté sur la figure 3.7. On se place dans la situation extrême où c'est le faisceau de contrôle qui couple $|g_2\rangle$ à un nouvel état. Si le couplage était induit par le faisceau pompe, son effet serait plus faible en raison de sa petite pulsation de Rabi.

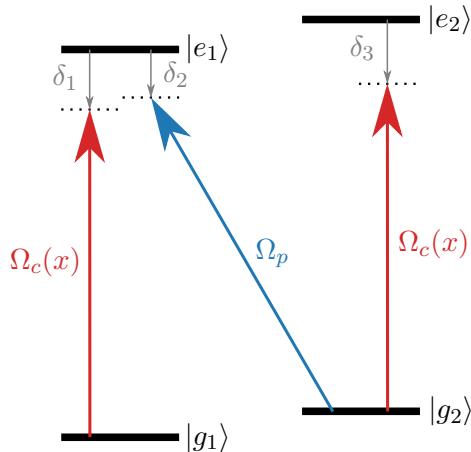


FIGURE 3.7 – Configuration et notations du système à quatre états.

Le hamiltonien dans l'approximation de l'onde tournante est alors similaire à celui de l'équation (3.9), avec un nouveau terme de couplage entre l'état $|g_2\rangle$ et l'état $|e_2\rangle$. Le nouvel opérateur \hat{U} s'exprime, dans la base $\{|g_1\rangle, |g_2\rangle, |e_1\rangle, |e_2\rangle\}$:

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \delta/2 & 0 & \Omega_c(x)/2 & 0 \\ 0 & -\delta/2 & \Omega_p/2 & \Omega_c(x)/2 \\ \Omega_c(x)/2 & \Omega_p/2 & -\Delta & 0 \\ 0 & \Omega_c(x)/2 & 0 & -\Delta' \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \Delta' = \frac{\delta}{2} + \delta_3. \quad (3.16)$$

On peut alors adapter le code de simulation afin de tenir compte de la présence de ce quatrième état, et étudier la dépendance en Δ' de la mise en place de la barrière de potentiel.

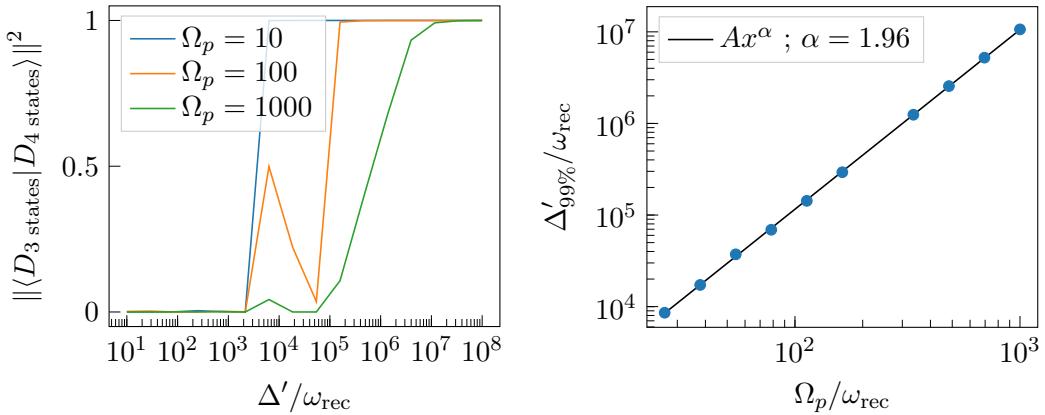


FIGURE 3.8 – A gauche : couplage entre l'état sombre pour le hamiltonien à 4 états et pour celui (idéal) à 3 états pour $\Delta = \delta = 0$ en fonction du désaccord $\Delta' = \delta_3$ pour différentes valeurs de Ω_p . On doit se placer dans un régime de désaccord supérieur à une valeur seuil dépendant de Ω_p . A droite : le désaccord seuil permettant d'obtenir un état ayant un couplage de plus de 99% avec l'état sombre idéal a une dépendance quadratique en Ω_p .

On veut que le désaccord Δ' soit suffisamment grand pour que le couplage à l'état $|e_2\rangle$ soit négligeable. On peut voir sur la figure 3.8 le couplage entre l'état sombre en présence de $|e_2\rangle$ et celui du système à trois niveaux précédemment étudié. La valeur de Δ' permettant d'obtenir un état sombre ayant un recouvrement de 99% avec l'état sombre idéal du système à trois états croît avec Ω_p de manière quadratique. On doit donc choisir minutieusement Ω_p , suffisamment grand pour obtenir un état sombre, comme on l'a vu en 3.3.1, mais suffisamment faible pour qu'un éventuel couplage à un quatrième état puisse être négligé. On va voir dans la partie suivante que l'on dispose de plusieurs moyens pour modifier le spectre d'énergie électronique de l'atome, ce qui permet d'augmenter δ_3 , donc Δ' , dans le cas où ce couplage serait problématique.

3.4 Vers la sélection de trois états adaptés dans le cas du dysprosium

Afin de sélectionner trois états adaptés à la réalisation d'une barrière de potentiel, il est nécessaire de calculer le spectre de l'atome de dysprosium dans différentes configurations expérimentales. Le premier levier majeur dont nous disposons afin de réaliser une « ingénierie » des états d'énergie d'un atome est le champ magnétique externe : une paire de bobines en configuration Helmholtz sont placées de part et d'autre de la chambre science dans laquelle les atomes sont manipulés, permettant la réalisation d'un champ magnétique uniforme vertical sur le nuage atomique. J'ai mis en place un code de simulation permettant le calcul des différents écarts en énergie des sous niveaux de la structure hyperfine du niveau fondamental de l'isotope fermionique ^{161}Dy . Un autre levier est l'utilisation des déplacements lumineux des états : éclairer les atomes avec un faisceau laser proche d'une transition électronique déplace ses états d'énergie. Ce déplacement est à l'origine du potentiel conservatif associé à la force dipolaire, et peut être vu comme une oscillation en phase avec le champ électrique de l'électron élastiquement lié au noyau.

3.4.1 Déplacer les états d'énergie avec un champ magnétique

L'état fondamental de l'atome de dysprosium est constitué de 102 sous-niveaux Zeeman. Le hamiltonien hyperfin en présence d'un champ magnétique s'écrit, dans la base $|m_I, m_J\rangle$ [12, 13] :

$$\hat{H} = hA\hat{I} \cdot \hat{J} + hB\frac{\frac{3}{2}\hat{I} \cdot \hat{J}(2\hat{I} \cdot \hat{J} + 1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} + g_J\mu_B m_J B_z + g_I\mu_B m_I B_z \quad (3.17)$$

où les coefficients A et B sont déterminés expérimentalement, et \hat{I} et \hat{J} sont respectivement les moments cinétiques du noyau et des électrons, associés aux nombres quantiques I et J . Afin d'obtenir le spectre de l'état fondamental en fonction du champ magnétique appliqué, on diagonalise ce hamiltonien en l'écrivant dans la base $|m_I, m_J\rangle$, en notant que l'opérateur $\hat{I} \cdot \hat{J}$ s'écrit :

$$\hat{I} \cdot \hat{J} = \hat{I}_x \hat{J}_x + \hat{I}_y \hat{J}_y + \hat{I}_z \hat{J}_z \quad (3.18)$$

où $\hat{J}_x = \frac{1}{2}(\hat{J}_+ + \hat{J}_-)$ et $\hat{J}_y = \frac{1}{2i}(\hat{J}_+ - \hat{J}_-)$ (les mêmes équations sont vraies pour I), et où les seuls éléments de matrice non-nuls de \hat{J}_\pm et \hat{J}_z sont :

$$\langle m_I, m_J \pm 1 | J_\pm | m_I, m_J \rangle = \hbar \sqrt{J(J+1) - m_J(m_J \pm 1)} \quad (3.19)$$

$$\langle m_I \pm 1, m_J | I_\pm | m_I, m_J \rangle = \hbar \sqrt{I(I+1) - m_I(m_I \pm 1)} \quad (3.20)$$

$$\langle m_I, m_J | J_z | m_I, m_J \rangle = m_J \hbar \quad (3.21)$$

$$\langle m_I, m_J | I_z | m_I, m_J \rangle = m_I \hbar \quad (3.22)$$

Les spectres obtenus sont présentés dans la figure 3.9. On remarque qu'à bas champ magnétique, le déplacement en énergie des états est simplement dicté par l'effet Zeeman :

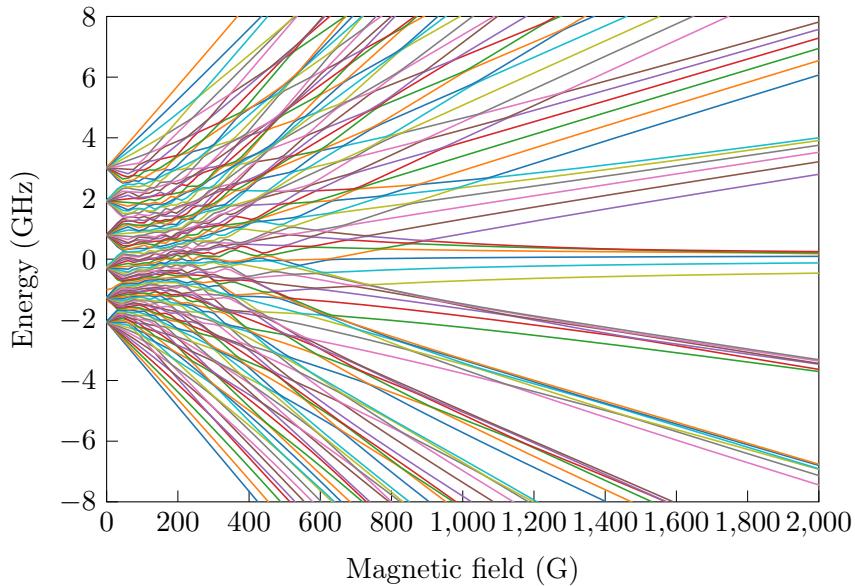


FIGURE 3.9 – Structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome ^{161}Dy dans un champ magnétique externe.

la base de diagonalisation du Hamiltonien est proche de la base $|F, m_F\rangle$ et l'écart est linéaire et proportionnel au nombre quantique m_F . A fort champ magnétique, on passe dans le régime de l'effet Paschen-Back, et la base de diagonalisation devient $|m_I, m_J\rangle$. Dans le régime intermédiaire, on observe une dépendance non-linéaire des transitions avec le champ magnétique.

Un calcul similaire peut être réalisé pour l'état excité de la transition à 626 nm. On connaît alors par différence les fréquences des transitions entre chaque sous-état hyperfin de l'état fondamental et chaque sous-état hyperfin de l'état excité.

3.4.2 Déplacer les états d'énergie avec un faisceau laser

Le potentiel vu par un atome de dysprosium dans un faisceau laser de phase et d'amplitude uniforme (n'exerçant donc aucune force sur l'atome, voir 2.2.2) peut s'écrire comme l'action d'un opérateur tensoriel de polarisabilité $\hat{\alpha}$ sur le champ électrique \mathbf{E}_L [14, 15, 16] :

$$\hat{V} = -\mathbf{E}_L^* \cdot \hat{\alpha} \cdot \mathbf{E}_L \quad (3.23)$$

L'opérateur polarisabilité peut se décomposer en une partie scalaire, une partie vectorielle et une partie tensorielle. En présence d'une structure hyperfine, dans la base $|JIF\rangle$ où les nombres quantiques J , I et F sont respectivement le moment cinétique électronique, le moment cinétique nucléaire et le moment cinétique total de l'atome, on a :

$$\hat{V} = \hat{V}_{\text{scal}} + \hat{V}_{\text{vect}} + \hat{V}_{\text{tens}} \quad (3.24)$$

$$= \alpha^s \|\mathbf{E}_L\|^2 \mathbb{1} - i\alpha^v (\mathbf{E}_L^* \times \mathbf{E}_L) \cdot \frac{\hat{\mathbf{F}}}{2F} \\ + \alpha^t \frac{3[(\mathbf{E}_L^* \cdot \hat{\mathbf{F}})(\mathbf{E}_L \cdot \hat{\mathbf{F}}) + (\mathbf{E}_L \cdot \hat{\mathbf{F}})(\mathbf{E}_L^* \cdot \hat{\mathbf{F}})] - 2\hat{\mathbf{F}}^2 \|\mathbf{E}_L\|^2}{2F(2F-1)} \quad (3.25)$$

où l'on a introduit les polarisabilités scalaire, vectorielle et tensorielle :

$$\alpha^s = \sqrt{\frac{1}{3(2J+1)}} \alpha^{(0)} \quad (3.26)$$

$$\alpha^v = (-1)^{J+I+F} \sqrt{\frac{2F(2F+1)}{F+1}} \begin{Bmatrix} F & 1 & F \\ J & I & J \end{Bmatrix} \alpha^{(1)} \quad (3.27)$$

$$\alpha^t = (-1)^{J+I+F} \sqrt{\frac{2F(2F-1)(2F+1)}{3(F+1)(2F+3)}} \begin{Bmatrix} F & 2 & F \\ J & I & J \end{Bmatrix} \alpha^{(2)} \quad (3.28)$$

avec

$$\alpha^{(K)}(\omega) = (-1)^{K+J+1} \sqrt{2K+1} \sum_{J'} (-1)^{J'} (2J'+1) \begin{Bmatrix} 1 & K & 1 \\ J & J' & J \end{Bmatrix} d_{JJ'}^2 \\ \times \frac{1}{\hbar} \text{Re} \left\{ \frac{1}{\omega_{JJ'} - \omega - i\Gamma_{JJ'}/2} + \frac{(-1)^K}{\omega_{JJ'} + \omega - i\Gamma_{JJ'}/2} \right\} \quad (3.29)$$

$$\text{avec } d_{JJ'}^2 = \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3\Gamma_{JJ'}}{\omega_{JJ'}^3}.$$

Il suffit donc de connaître les moments cinétiques J' , fréquences $\omega_{JJ'}$ et largeurs spectrales $\Gamma_{JJ'}$ des différentes transitions du dysprosium pour obtenir la polarisabilité, et par suite le potentiel \hat{V} vu par les différents sous-états de l'état fondamental. La dépendance en fréquence des polarisabilités scalaire, vectorielle et tensorielle sont représentées en figure 3.10. L'équation (3.24) s'interprète comme suit : la polarisabilité scalaire permet de déplacer tous les états d'une quantité identique (peu intéressant dans notre cas), la polarisabilité vectorielle permet de déplacer les états proportionnellement à leur moment cinétique $\hat{\mathbf{F}}$, et la polarisabilité tensorielle permet de réaliser des déplacements non-linéaires en $\hat{\mathbf{F}}$. On peut également voir que les polarisabilités vectorielle et tensorielle dépendent de la polarisation de la lumière utilisée, on peut donc ajuster les déplacements lumineux en choisissant une intensité lumineuse, une direction de propagation du faisceau et une polarisation de la lumière adaptées.

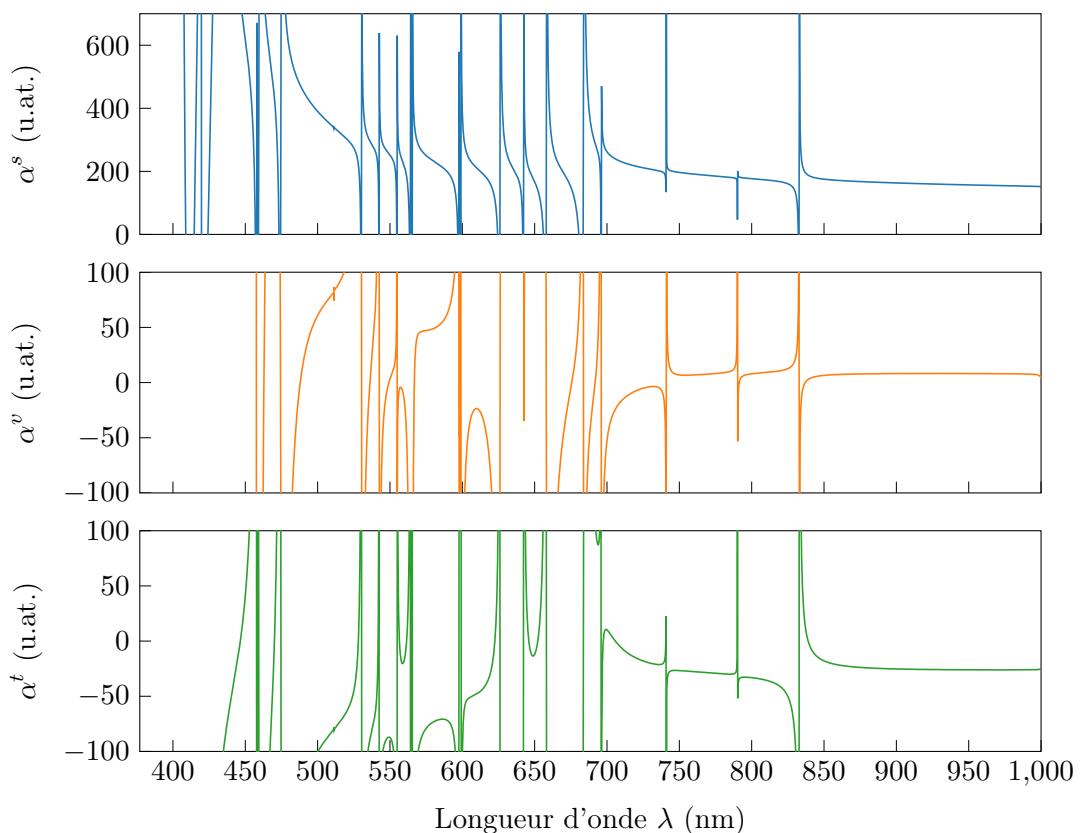


FIGURE 3.10 – Polarisabilités scalaire, vectorielle et tensorielle de l'état fondamental du ^{161}Dy (fermionique) en fonction de la longueur d'onde du faisceau laser. Une polarisabilité négative permet de créer des potentiels de lumière répulsive, et une polarisabilité positive des pièges de lumière attractive. Les polarisabilités sont exprimées en unités atomiques (1 u.at. = $e^2 a_0^2 / E_h = 1.648 \cdot 10^{41} \text{ C}^2 \text{ m}^2 \text{ J}^{-1}$).

	$J' = J - 1$	$J' = J$	$J' = J + 1$
Scalaire	5/17	1/3	19/51
Vectorielle	-15/17	-1/9	152/153
Tensorielle	-5/17	5/9	-40/153

TABLE 3.1 – Contributions relatives des différentes polarisabilités en fonction de la transition

Au voisinage d'une transition, on peut se restreindre à un des termes de la somme et se placer dans l'approximation de l'onde tournante, c'est-à-dire ne considérer que le terme résonant dans la fonction partie réelle de (3.29). Les contributions relatives des différentes polarisabilités peuvent alors être calculées analytiquement et sont résumées dans le tableau 3.1 (on calcule uniquement le facteur multiplicatif adimensionné pour chaque transition possible).

En conclusion, en jouant sur le champ magnétique et la présence de lasers à une certaine longueur d'onde à déterminer, il est possible d'isoler trois états que l'on utilisera pour la barrière de potentiel. On choisira une valeur de champ magnétique et une configuration de faisceau laser qui permettent d'éloigner tout quatrième état parasite qui pourrait perturber la formation de l'état sombre avec un désaccord δ_3 permettant de remplir la condition vue en 3.3.4.

3.5 Conclusion

Les simulations que j'ai réalisées font office de preuve de concept : elles ont permis de démontrer que dans nos conditions expérimentales, on peut mettre en place de manière réaliste une barrière de potentiel d'épaisseur sub-longueur d'onde pour des atomes de dysprosium évoluant dans un piège harmonique à une dimension.

Ces simulations serviront de base à la mise en place de la barrière de potentiel lorsque le piège dipolaire à fond plat pour les atomes de dysprosium (présenté en 5.4) sera en place. Les valeurs exactes des différents paramètres expérimentaux seront alors ajustés dans le code pour affiner la mise en place du système.

Chapitre 4

Construction d'un laser par génération de la fréquence somme

4.1 Introduction

Afin d'utiliser la transition à la longueur d'onde $\lambda_{\text{red}} = 626.082 \text{ nm}$ du dysprosium pour la réalisation d'une barrière de potentiel sub-longueur d'onde (voir 4), il est nécessaire de disposer d'un laser émettant à haute puissance - de l'ordre de quelque watts - à cette longueur d'onde. Il n'existe pas de solutions commerciales pour ce type de lasers, il est donc nécessaire de générer le faisceau voulu avec un système optique fait-maison [17]. La solution retenue pour générer une telle puissance à la longueur d'onde λ_{red} est la génération de la fréquence somme par simple passage dans un cristal non-linéaire du second ordre. Deux faisceaux lumineux produits par des lasers commerciaux aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 1050 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$ sont focalisés sur un cristal ayant la propriété d'émettre un rayonnement à la fréquence somme $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$, i.e. à la longueur d'onde $\lambda_3 = \frac{1}{1/\lambda_1 + 1/\lambda_2} \simeq 626 \text{ nm}$.

4.2 Théorie de la génération de la fréquence somme

En présence d'un champ électrique, un matériau diélectrique réagit par la formation de dipôles électriques microscopiques, les électrons s'éloignant légèrement du noyau auquel ils sont liés. Lorsque tous les atomes réagissent de la même manière au champ électrique appliqué, on observe une polarisation \mathbf{P} , quantifiant le moment dipolaire électrique par unité de volume dans le matériau. Dans le cas d'une réponse instantanée du milieu au champ extérieur, on peut décomposer la polarisation induite en série de Taylor par rapport au champ électrique :

$$P_i(t) = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} E_j(t) + \chi_{ijk}^{(2)} E_j(t) E_k(t) + \dots \right) \quad (4.1)$$

où $\chi^{(n)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre n du matériau et la somme sur les indices i et k a été omise. Si la plupart des matériaux présentent une susceptibilité purement linéaire (i.e. d'ordre 1), certains matériaux brisant la symétrie d'inversion spatiale possèdent

également une susceptibilité d'ordre 2 : on parle de non-linéarité d'ordre 2. La partie non-linéaire de la polarisation du milieu joue alors de rôle de terme source dans l'équation de propagation du champ électrique, dérivée des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad \text{où} \quad \mathbf{P}^{\text{NL}} = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j(t) E_k(t) \quad (4.2)$$

Dans le cas qui nous intéresse, on se contentera de faisceaux à la polarisation rectiligne identique selon x , se propageant selon l'axe z , car le cristal que nous utilisons possède un coefficient $d_{33} = \chi_{xxx}/2$ supérieur au autres χ_{abc} . La polarisation induite par le champ \mathbf{E} se réduit alors à :

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \epsilon_0 d_{33} E_x^2 \mathbf{u}_x \quad (4.3)$$

On omettra donc par la suite l'indice x et l'on considérera des champs scalaires.

Considérons une onde incidente sur le cristal contenant deux fréquences ω_1 et ω_2 , i.e. le recouvrement de deux faisceaux dit « pompe », de la forme :

$$E = E_1 e^{i\omega_1 t} + E_2 e^{i\omega_2 t} + \text{c.c.} \quad (4.4)$$

La polarisation induite contient alors des termes :

- constants (fréquence nulle), correspondant à une polarisation DC ;
- aux fréquences doubles $2\omega_1$, $2\omega_2$;
- à la fréquence somme $\omega_1 + \omega_2$;
- à la fréquence différence $\omega_1 - \omega_2$.

Dans notre cas, on souhaite utiliser le rayonnement produit par la polarisation induite à la fréquence somme $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, soit $\lambda_3 = (1/\lambda_1 + 1/\lambda_2)^{-1}$, où $\lambda_1 = 1550$ nm et $\lambda_2 = 1050$ nm sont les longueurs d'ondes dans le vide de deux faisceaux lasers commerciaux, permettant d'avoir $\lambda_3 = 626$ nm, la fréquence de la transition du dysprosium que nous souhaitons adresser. Ce processus correspond à l'absorption d'une paire de photons au fréquences ω_1 et ω_2 suivie de l'émission d'un photon à la fréquence ω_3 , comme illustré sur la figure 4.1.

Comme nous allons le voir, la présence de ces termes dans le terme source de l'équation de propagation du champ n'implique pas nécessairement qu'un rayonnement est émis à ces fréquences. Pour cela, il est nécessaire que le champ rayonné par le dipôle électrique induit sur chaque atome par les faisceaux pompes le long de leur propagation interfèrent constructivement.

Supposons qu'une onde à la pulsation somme ω_3 est générée par le cristal. On note les trois faisceaux :

$$\sqrt{\frac{2\hbar\omega_i}{c\epsilon_0 n_i}} f(x, y, z) a_i(z) e^{i(k_i z - \omega_i t)} \quad \text{pour } i \in \{1, 2, 3\} \quad (4.5)$$

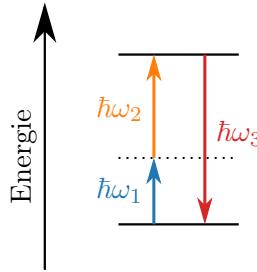


FIGURE 4.1 – Le processus associé à la génération de la fréquence somme consiste en l'absorption d'un photon à 1550 nm et d'un photon à 1050 nm, suivi de l'émission d'un photon à 626 nm. Ce processus respecte la conservation de l'énergie des photons car on a $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$.

où n_i est l'indice optique du cristal à la fréquence ω_i , f_i est le profil transverse du faisceau tel que $\forall z, \int f_i(x, y, z) dx dy = 1$ et $a_i(z)$ est le flux de photons du faisceau i à la position z . L'équation de propagation pour les trois ondes en régime stationnaire donne le système suivant :

$$\begin{cases} f_1 \frac{\partial a_1}{\partial z} = -i\gamma a_2^* a_3 f_2^* f_3 e^{i\Delta kz} \\ f_2 \frac{\partial a_2}{\partial z} = -i\gamma a_1^* a_3 f_1^* f_3 e^{i\Delta kz} \\ f_3 \frac{\partial a_3}{\partial z} = -i\gamma a_1 a_2 f_1 f_2 e^{i\Delta kz} \end{cases} \quad (4.6)$$

En multipliant par f_3^* et en intégrant la troisième équation selon les directions x et y , on obtient le taux de génération de photons à la fréquence ω_3 par unité de longueur :

$$\frac{\partial a_3}{\partial z} = -i\gamma a_1(z) a_2(z) I(z) e^{i\Delta kz} \quad (4.7)$$

$$\text{où } \gamma^2 = \frac{2\hbar d_{33}^2 \omega_1 \omega_2 \omega_3}{\varepsilon_3 c^3 n_1 n_2 n_3} \quad \text{et} \quad I(z) = \iint f_1 f_2 f_3^* dx dy$$

Les faisceaux générés par les lasers sont des faisceaux gaussiens, décrits par le profil transverse suivant :

$$f_i(x, y, z) = \sqrt{2/\pi w_i^2} \frac{1}{1 + \tau_i} \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_i^2(1 + \tau_i)}\right) \quad (4.8)$$

où w_i est le waist du faisceau, et $\tau_i = z/z_{Ri}$ où $z_{Ri} = n_i \pi w_i^2 / \lambda_i$ est sa longueur de Rayleigh (voir figure 4.2). Par la suite, on fait l'approximation des pompes faiblement consommées : on suppose que l'efficacité de conversion est trop faible pour que la puissance des faisceaux infrarouges diminue de manière appréciable sur la longueur du cristal.

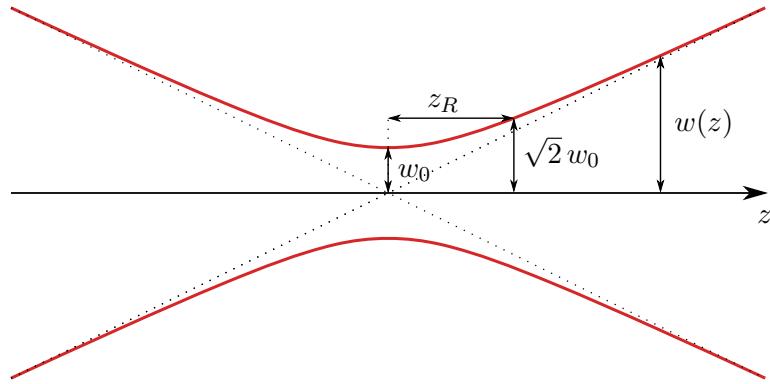


FIGURE 4.2 – Profil d'un faisceau gaussien. Le tracé rouge représente le point (x, y, z) pour lequel l'intensité du faisceau vaut $I(x, y, z) = I(0, 0, z)/e^2$. $w(z)$ est appelée largeur à $1/e^2$, et $w_0 = w(0)$ est le waist du faisceau. z_R est la longueur de Rayleigh du faisceau, elle représente la distance caractéristique sur laquelle le faisceau peut être considéré comme collimaté.

Dans le cas particulier où les longueurs de Rayleigh des trois faisceaux sont identiques, les aspects théoriques de la conversion non linéaires ont été étudiés par Boyd et Kleinman [18], donnant lieu au résultat suivant :

$$P_3 = \frac{32\pi^2 d_{33}^2 L}{\varepsilon_0 c \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3^3 \left(\frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} + \frac{n_3}{\lambda_3}\right)} h\left(\frac{L}{2z_R}, \Delta kz_R, \frac{\Delta k w_{\text{eff}}}{2z_R}\right) P_1 P_2 \quad (4.9)$$

$$\text{où } h(a, b, c) = \frac{1}{4a} \left| \int_{-a}^a \frac{e^{-ibt}}{(1+i\tau)(1+i\tau)} \right|^2$$

$$\text{et } w_{\text{eff}} = \frac{w_1 w_2 w_3}{\sqrt{w_1^2 w_2^2 + w_2^2 w_3^2 + w_1^2 w_3^2}}$$

La fonction $h(a, b, c)$ apparaissant dans l'équation (4.9) est piquée autour de la condition $\Delta k = 0$, et la largeur de ce pic est de l'ordre de $\min(L, z_R)^{-1}$. C'est ce qu'on appelle la condition d'accord de phase, qui correspond à la conservation de l'impulsion des photons au cours du processus de conversion de la figure 4.1 : $\hbar k_3 = \hbar k_1 + \hbar k_2$. Cette condition d'accord de phase correspond à la situation où les photons émis en différents points du cristal interfèrent constructivement. La largeur du pic s'explique donc par le fait que les photons doivent maintenir leur phase sur la distance caractéristique pour laquelle l'approximation de l'onde plane est valide. On trace le profil de $h(a, b, c)$ dans les cas limites des faisceaux collimatés et très focalisés en figure 4.3.

4.3 Accord de phase par un cristal périodiquement polarisé

Le déphasage Δk peut être modifié en changeant la température du cristal, car les indices optiques aux fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 dépendent de la température :

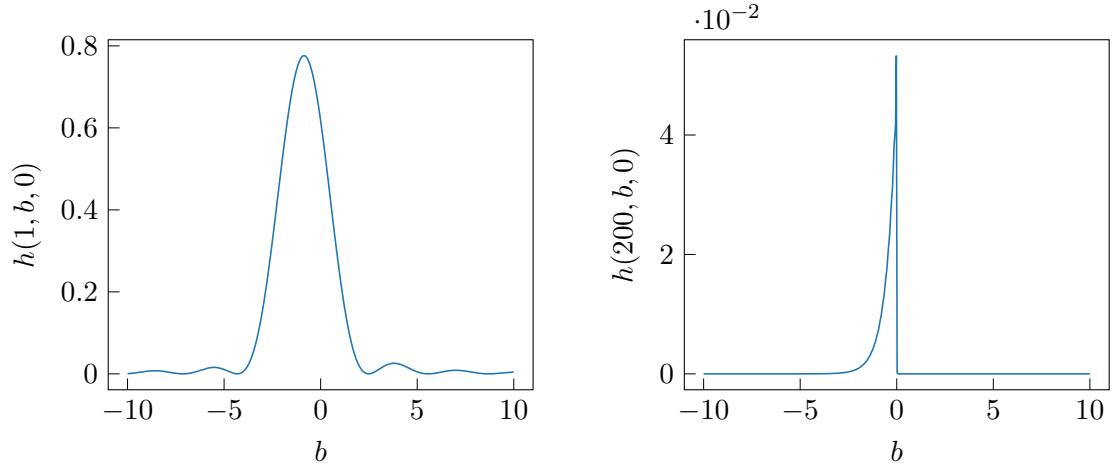


FIGURE 4.3 – Profil asymptotique de $h(a, b, 0)$ en fonction de b pour $a = 1$ (faisceau relativement collimaté) et $a = 200$ (faisceau très focalisé). En pratique, prendre en compte $c \neq 0$ apporte des corrections négligeables dans nos cas de figures. h est toujours piqué autour de la condition d'accord de phase $b = 0$, équivalent à $\Delta k = 0$.

$$\Delta k(T) = \frac{2\pi n_1(T)}{\lambda_1} - \frac{2\pi n_2(T)}{\lambda_2} - \frac{2\pi n_3(T)}{\lambda_3} \quad (4.10)$$

Malheureusement, il n'est pas possible d'atteindre la condition d'accord de phase pour les longueurs d'onde qui nous intéressent avec des températures accessibles en laboratoire, comme on peut le voir sur la figure 4.5 pour le cristal que nous utilisons. Par conséquent, les photons générés vont être en phase puis en opposition de phase les uns par rapport aux autres de manière sinusoïdale au cours de leur propagation (figure 4.4). On adopte donc une technique alternative dite de « quasi-accord de phase » : le signe du coefficient d_{33} du cristal est inversé selon une période spatiale Λ dans la direction de propagation (figure 4.6). Etudions l'effet de cette polarisation périodique à l'ordre 1 dans la décomposition en série de Fourier spatiale de la susceptibilité : $d_{33}(z) \simeq \frac{2}{\pi} d_{33} e^{i \frac{2\pi}{\Lambda} z}$. Les expressions précédemment calculées sont inchangées, au modifications suivantes près [17] :

$$d_{33}^{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{33} \quad (4.11)$$

$$\Delta k^{\text{eff}} = \Delta k - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.12)$$

On peut donc jouer sur Λ , en plus de la température, pour respecter la condition d'accord de phase, au détriment de l'efficacité de conversion, le coefficient effectif d_{33}^{eff} étant inférieur au coefficient d_{33} du milieu non-polarisé. Cette méthode permet de produire des cristaux satisfaisant la condition d'accord de phase pour une combinaison de fréquences $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ arbitraire avec un unique matériau, en jouant uniquement sur la période de polarisation. Ici, étant donné l'ordre de grandeur des valeurs prises par Δk dans le domaine de

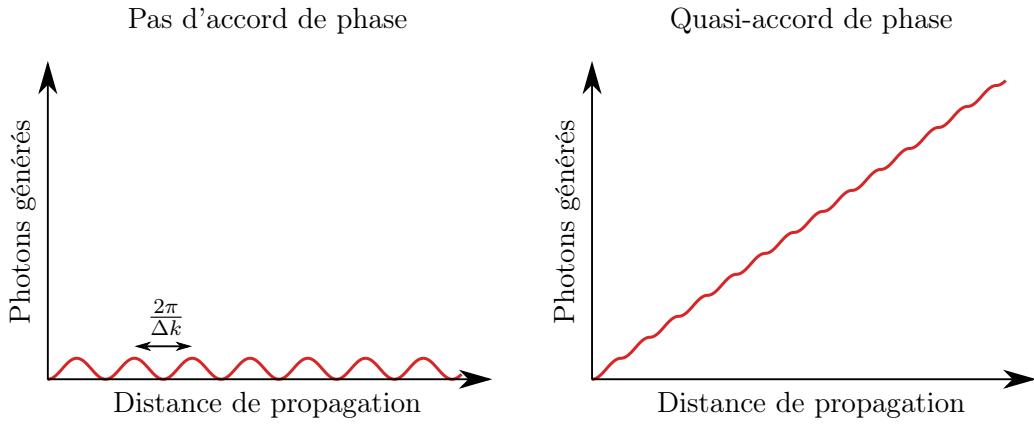


FIGURE 4.4 – A gauche, nombre de photons générés dans un cristal non-polarisé périodiquement en fonction de la distance parcourue par le faisceau : les photons générés en un point interfère destructivement avec ceux émis $\frac{2\pi}{\Delta k}$ plus loin. A droite, on voit que pour un cristal polarisé périodiquement, l'inversion de polarisation compense le désaccord de phase et les photons émis dans tous le cristal interfèrent constructivement.

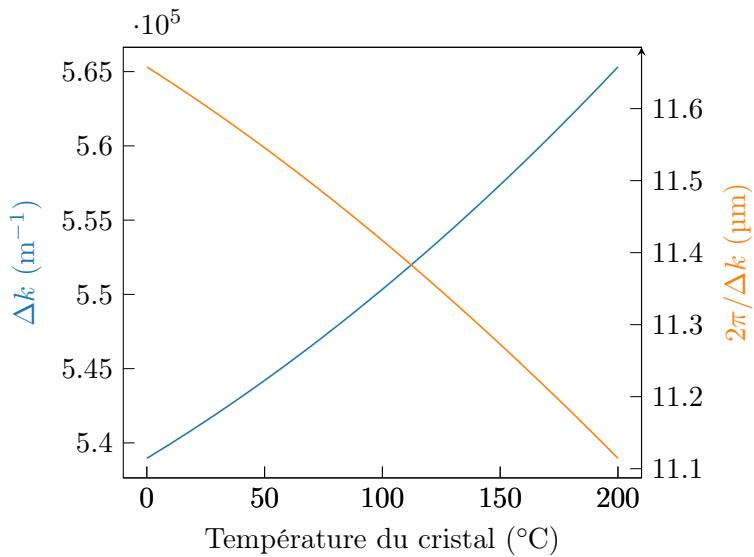


FIGURE 4.5 – Evolution de Δk avec la température dans le MgO :LN que nous utilisons, et période de polarisation $\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k}$ nécessaire pour obtenir la condition de quasi-accord de phase. Sur notre système on a $z_R = 7 \text{ mm}$ et $L = 40 \text{ mm}$, donc on est loin en-dehors du pic de conversion car $\Delta k \min(L, z_R) \gg 1$.

température atteignable par le four (de la température ambiante à 200°C) dans le matériau que nous utilisons, on doit utiliser une polarisation de période $\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k} \in [11.11, 11.60] \mu\text{m}$ afin d'annuler Δ_k^{eff} .

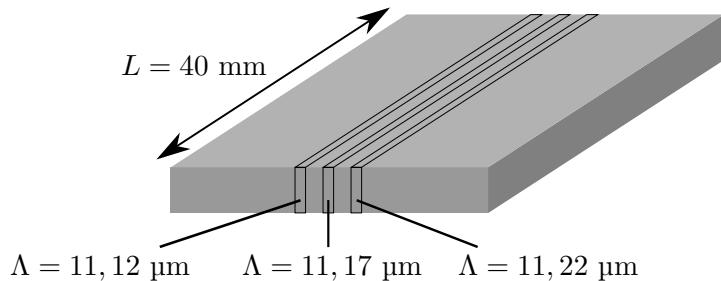


FIGURE 4.6 – Le cristal que nous utilisons est constitué d'un massif de PPLN dopé au MgO à 5%, au sein duquel trois lignes ont été polarisées périodiquement selon la direction de propagation des faisceaux dans le cristal.

Le cristal que nous utilisons est un échantillon de niobate de lithium dopé à l'oxyde de magnésium commercial fourni par l'entreprise *Covesion*. Il mesure 40 mm dans la direction de propagation des faisceaux et possède trois lignes polarisées périodiquement avec des valeurs de Λ différentes : 11.12 μm , 11.17 μm et 11.22 μm (voir figure 4.6). Le cristal est fixé dans un four fourni par la même entreprise et est maintenu à la température permettant un bon accord de phase par un module Peltier asservi en température.

On peut calculer l'efficacité de conversion $\alpha = \frac{P_3}{P_1 P_2}$ en fonction de la température T du cristal et de la longueur de Rayleigh z_R des faisceaux grâce à l'équation (4.9). Le résultat pour la période de polarisation $\Lambda = 11.17 \mu\text{m}$ de la ligne centrale du cristal, que nous utiliserons, est donné sur la figure 4.7. On trouve que la longueur de Rayleigh optimale pour nos faisceaux est de 7 mm, et la température satisfaisant la condition d'accord de phase est de 198 °C. On obtient alors une efficacité de l'ordre de 70 mW W $^{-2}$. Cette valeur nous conforte dans l'approximation faite des pompes faiblement consommées, et nous permet d'atteindre une efficacité maximale théorique de 6 W lorsque les deux lasers de pompe sont à leur puissance maximale, ce qui laisse une marge raisonnable sur le cahier des charges de 4 W.

4.4 Montage expérimental

Les faisceaux pompes infrarouges sont générés par :

- Un laser NKT à 1550.1198 nm émettant 20.03 mW, dont la sortie fibrée est connectée à un amplificateur NKT émettant jusqu'à 10 W ;
- Un laser NKT à 1050.3399 nm émettant 16.79 mW, dont la sortie fibrée est connectée à un amplificateur AzurLight émettant également jusqu'à 10 W.

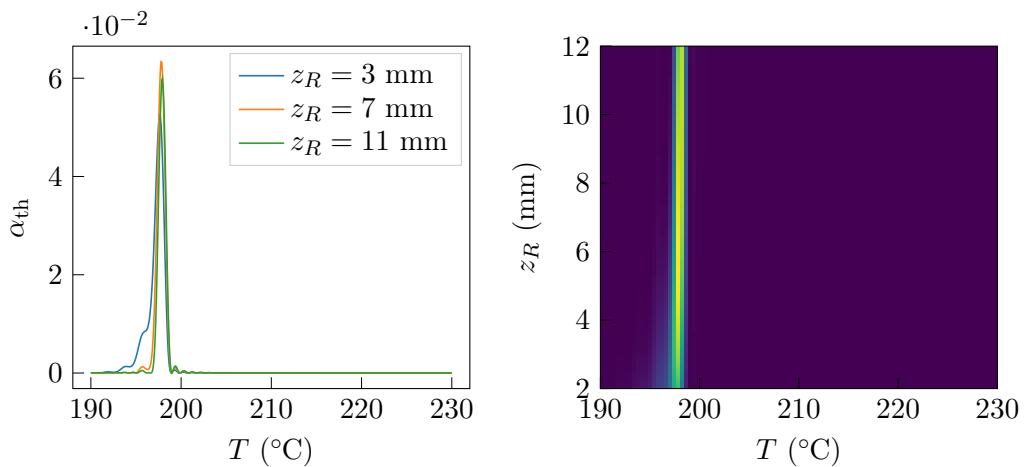


FIGURE 4.7 – Efficacité théorique α_{th} calculée à partir des équations (4.9)-(4.12) en fonction de la température T et de la longueur de Rayleigh z_R .

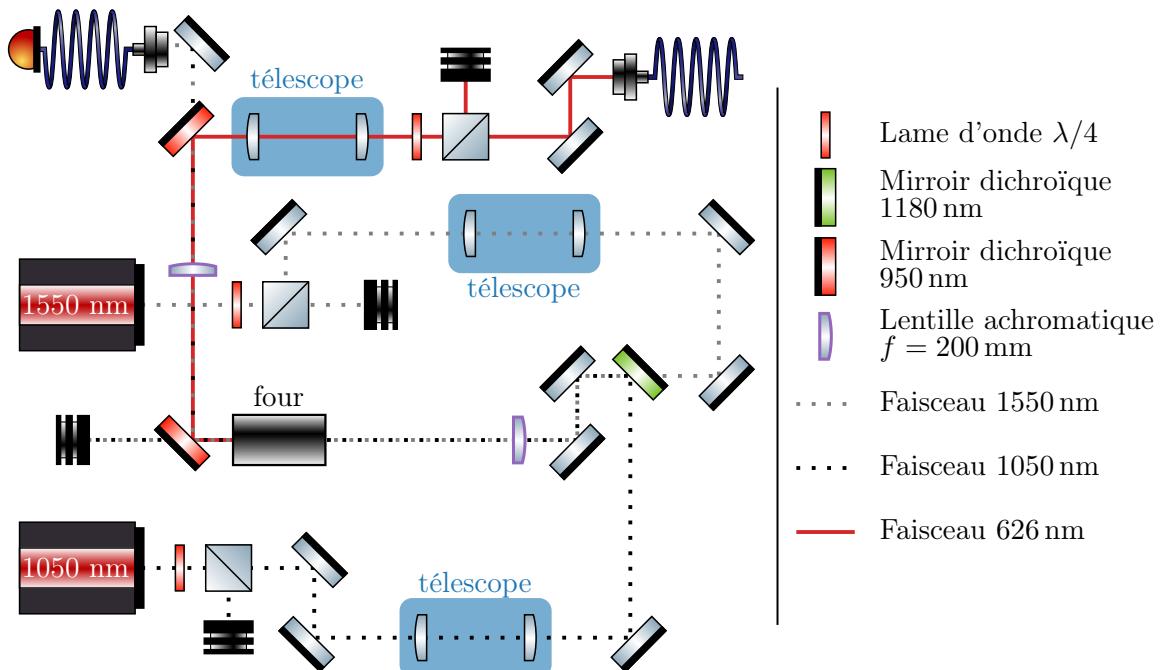


FIGURE 4.8 – Schéma complet du montage réalisé.

On souhaite réaliser deux faisceaux paraxiaux dont les waists sont superposés dans le cristal et dont la longueur de Rayleigh est optimale, i.e. égale à 7 mm. Les deux faisceaux sont recombinés grâce à un miroir dichroïque de longueur d'onde de coupure égale à 1180 nm, transmettant la lumière à 1550 nm et réfléchissant celle à 1050 nm. Les faisceaux sont ensuite focalisés sur le cristal par une lentille achromatique de distance focale $f = 200$ mm. On souhaite donc que les deux faisceaux arrivent sur la lentille avec la largeur et la divergence permettant leur focalisation au point focal avec une longueur de Rayleigh de 7 mm.

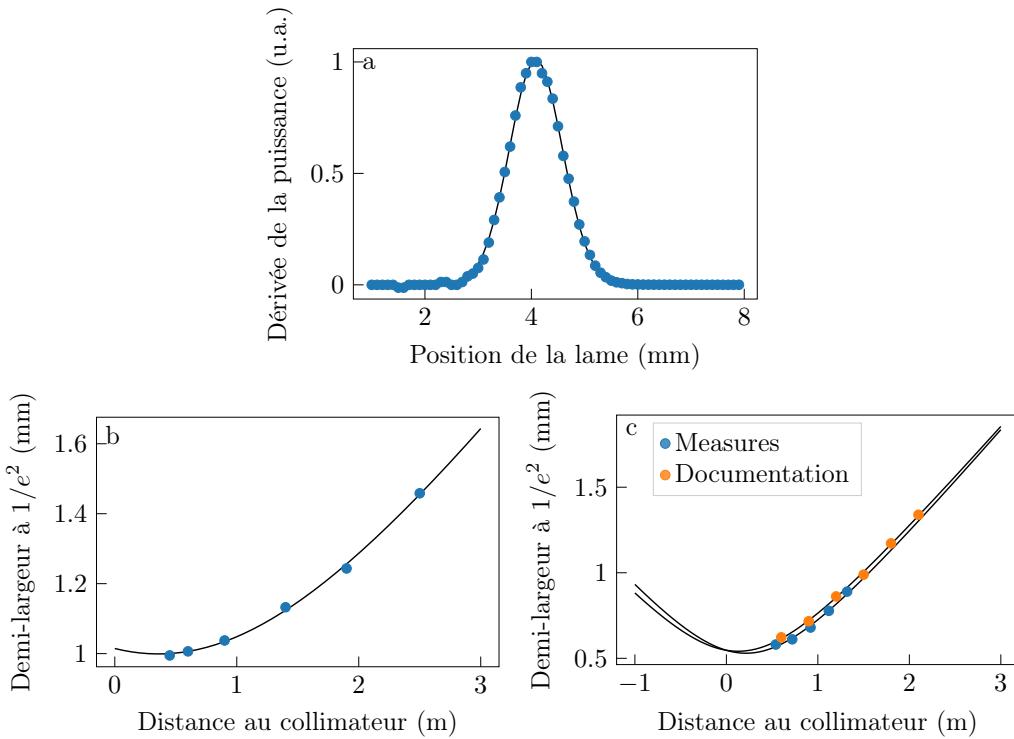


FIGURE 4.9 – a. Exemple de profil gaussien interpolé à la distance $d = 45$ cm du collimateur pour obtenir le waist du faisceau. b. Interpolation de $w(z)$ pour le laser à 1550 nm. c. Interpolation de $w(z)$ pour le laser à 1050 nm. Les données expérimentales sont en bleu, celles fournies dans la documentation du laser en orange et leurs interpolations en noir.

La première étape nécessaire à la réalisation de ce montage est la caractérisation des faisceaux lasers gaussiens émis par les deux sources infrarouges. Pour caractériser le faisceau à 1050 nm, on dispose une caméra CCD à différentes distances du collimateur de sortie de l'amplificateur et on réalise une interpolation du profil gaussien bidimensionnel pour obtenir la largeur à $1/e^2$ du faisceau en différents points. Dans le cas du faisceau à 1550 nm, nous ne disposons pas de caméras sensibles à une longueur d'onde si élevée (ce type de caméras étant trop coûteuses). La solution adoptée est la suivante : on place une lame de rasoir sur une platine de translation verticale et on la place au dessus du faisceau au

Propagation dans l'air sur une distance d	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Lentille de focale f	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$

TABLE 4.1 – Matrices ABCD des éléments optiques utilisés sur le montage

point où l'on souhaite mesurer sa largeur. On place en aval un puissance-mètre capturant la totalité du faisceau. On coupe progressivement le faisceau en abaissant la lame de rasoir, et on mesure la puissance pour différentes hauteurs de lame. On obtient alors l'intégrale du profil gaussien, il nous suffit donc de calculer numériquement sa dérivée et de l'interpoler par une fonction gaussienne pour obtenir sa largeur à $1/e^2$ comme illustré sur la figure 4.9a. Une fois la mesure de la largeur du faisceau faite à différentes distances du collimateur, on interpole le profil de divergence par l'hyperbole :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad \text{où} \quad z_R = \frac{n\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.13)$$

où les paramètres d'interpolation sont w_0 , le waist du faisceau, et z_0 , la position du waist.

Après caractérisation des faisceaux, on peut déterminer quel jeu de lentilles permettra de les superposer avec la longueur de Rayleigh voulue. On décrit un faisceau gaussien paraxial quelconque par la position de son waist z_0 et sa longueur de Rayleigh z_R . Ici, on utilise le formalisme des matrices ABCD : on représente l'état d'un faisceau gaussien à la position z par le nombre complexe $q = (z - z_0) + iz_R$, et un élément optique par sa matrice donnée dans la table 4.1. Le faisceau q est transformé en un faisceau q' au passage de la matrice $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ avec [19] :

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (4.14)$$

J'ai écrit un code Python prenant en entrée toutes les lentilles dont nous disposons et trouvant la paire de lentilles et leurs positions permettant de répondre au mieux à nos contraintes. J'ai ensuite construit un télescope pour chacun des faisceaux avec les lentilles adaptées, montées sur un système de cage permettant de fixer leur distance relative. Une fois les télescopes mis en place, une caractérisation de la divergence des faisceaux sortants a été réalisée afin de régler finement les distances entre les lentilles.

Afin de maximiser l'efficacité de conversion non-linéaire, il est nécessaire que les trajectoires des deux faisceaux pompes soient parfaitement superposées. Pour s'assurer de cela, on place une nouvelle lentille achromatique de focale $f = 200$ mm à une distance $2f = 400$

mm de la première afin de re-collimater les faisceaux, puis on fait en sorte que les deux faisceaux soient injectés dans la fibre. L'injection dans une fibre optique étant très sensible en position et en angle, la bonne injection des deux faisceaux implique que ceux-ci sont bien superposés sur toute leur distance de co-propagation, y compris dans le four. En pratique, afin d'avoir une faible puissance dans la fibre, on la place en réflexion d'un miroir dichroïque censé transmettre la lumière infrarouge et on utilise la faible portion réfléchie pour aligner les faisceaux. On obtient une efficacité d'injection de 20 % pour le faisceau à 1550 nm et de 62 % pour le faisceau à 1050 nm. Il est impossible d'obtenir une bonne efficacité pour les deux faisceaux car nous ne disposons pas de collimateurs à lentilles achromatiques, la position optimale de la lentille dépend donc de la longueur d'onde.

Une fois le four placé sur une platine de translation selon la direction de propagation des faisceaux et positionné au waist de ces derniers, on optimise l'injection dans le four à l'aide de deux miroirs communs aux deux faisceaux pompes. Le choix de la ligne dans laquelle la conversion non-linéaire est faite est arbitraire : il suffit d'adapter la température afin que le quasi-accord de phase soit respecté.

Les faisceaux infrarouges et le faisceau rouge sont séparés en aval du four par deux miroirs dichroïques de longueur d'onde de coupure de 950 nm, laissant passer les infrarouges vers un beam dump absorbant la puissance transmise et réfléchissant la lumière à 626 nm générée. Le faisceau rouge passe ensuite par un système $\lambda/2$ - cube polariseur pour contrôler la puissance de sortie et un télescope permettant de réduire le diamètre du faisceau afin d'optimiser son injection dans une fibre optique.

4.5 Résultats

L'efficacité de conversion α mesurée à basse puissance est d'environ 60 mW/W^2 , pour une efficacité maximale calculée théoriquement de $\alpha_{\text{th}} = 70 \text{ mW/W}^2$. Le laser n'a pas encore été testé à haute puissance, mais l'efficacité à basse puissance est similaire à celle obtenue sur le laser déjà mis en place sur l'expérience pour générer les faisceaux du MOT. On peut donc affirmer qu'on a de fortes chances d'atteindre les 4 W du cahier des charges.

On peut comparer l'évolution de l'efficacité de conversion, donc de la puissance de rouge émise, en fonction de la température du cristal. Le résultat est tracé sur la figure 4.10. On retrouve la forme piquée autour de $\Delta k = 0$ calculée précédemment, mais à une température différente de celle prédicta théoriquement. L'interpolation des données expérimentales par la fonction $h(a, b, c)$ donne les paramètres suivants :

$$z_R = 7.42 \text{ mm}$$

$$\Lambda = 11.15 \text{ mm}$$

L'erreur sur la longueur de Rayleigh est contenue dans l'incertitude introduite lors de la conception des faisceaux (position des lentilles, alignement des faisceaux...), et on a vu

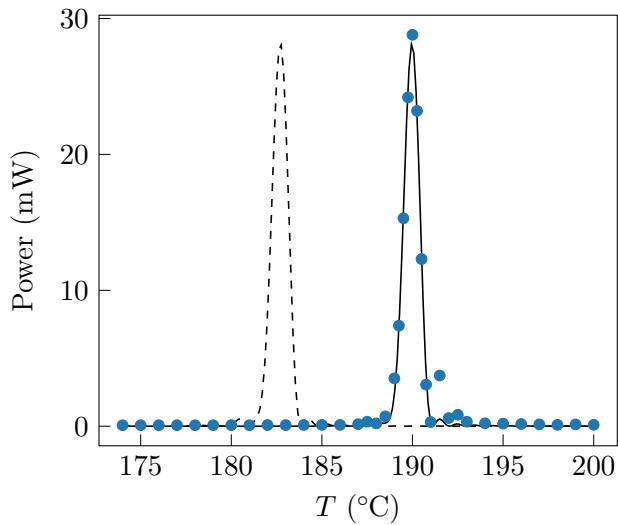


FIGURE 4.10 – Mesures expérimentales de la puissance générée à la longueur d'onde 626 nm en fonction de la température T du cristal. En bleu, les données expérimentales. En noir, l'interpolation des données par la fonction h avec l'amplitude, la longueur de Rayleigh et la période de polarisation en paramètres libres. En pointillés, la courbe attendue pour la période de polarisation fournie par le constructeur, $\Lambda = 11.17 \mu\text{m}$

plus haut que l'efficacité de conversion non-linéaire n'est pas fortement sensible à une telle variation. La variation de 20 nm sur la période de polarisation peut être due à la tolérance du fabricant, ou bien à une erreur systématique sur notre mesure de la température.

Chapitre 5

Matrice de micro-miroirs pour le façonnage de potentiels 2D arbitraires

5.1 Introduction

Les matrices de micro-miroirs, ou DMD pour Digital Micro-mirror Device, sont une technologie de projection développée par Texas Instruments en 1987 basée sur des systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS). Un DMD est une puce possédant une grille de plusieurs centaines de milliers de miroirs de tailles micrométriques pouvant réfléchir ou non la lumière dans une direction donnée, ce qui permet la projection successive d'images différentes avec un taux de rafraîchissement très rapide (de l'ordre de quelques kHz) [20]. Les DMD sont non seulement à l'origine des premiers vidéo-projecteurs complètement numériques, mais sont également devenus des éléments essentiels pour les avancées récentes en microscopie, spectrométrie, holographie, et autres domaines ayant recours à l'optique [21, 22, 23]. Ces avancées ont également touché le domaine des atomes froids, où les DMDs permettent la réalisation de potentiels optiques de formes arbitraires. Ils ont notamment permis les premières réalisations de condensats de Bose-Einstein et de gaz dégénérés de Fermi dans des potentiels à fond plat et bords raides, en 3 dimensions [24, 25, 26] comme en dimensions réduites [27, 28].

On souhaite générer un potentiel optique bidimensionnel pour les atomes de dysprosium dans leur plan de confinement. Afin de contrôler la forme du potentiel, on va utiliser un DMD, éclairé par un faisceau laser à 625 nm, dont on va faire l'image sur les atomes par un système {lentille + objectif de microscope}. Ma mission était de comprendre le fonctionnement du DMD, être capable de le contrôler et de lui faire afficher un potentiel arbitraire, et concevoir un système « test » afin de comprendre et documenter les difficultés d'un tel dispositif avant sa mise en place sur les atomes.

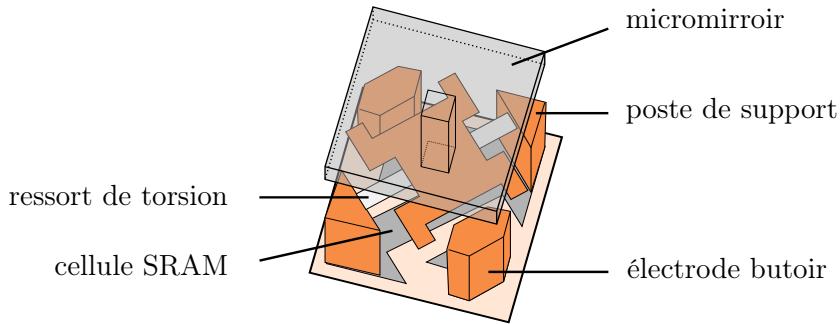


FIGURE 5.1 – Schéma d'un micromiroir unique à sa position d'équilibre lorsque la cellule SRAM est vide et sans tension aux électrodes (inclinaison de 0° par rapport au plan de la puce). Lorsque le bit SRAM est chargé avec un 0 (ou un 1), le miroir tourne autour de l'axe des ressorts de torsion dans une direction (ou dans l'autre) par attraction électrostatique et viens buter sur l'une des électrodes butoir. Une tension identique est alors appliquée aux deux électrodes butoirs, maintenant le miroir en position jusqu'au chargement de l'image suivante dans la cellule SRAM. (source [29])

5.2 Principe de fonctionnement d'une matrice de micro-miroirs

Un DMD est constitué de plusieurs centaines de milliers de micro-miroirs d'une dizaine de microns de côté, chacun monté sur un pilier, lui-même fixé à deux postes de support par deux ressorts de torsion autorisant une rotation autour de leur axe [20] (figure 5.1). Ce système micro-mécanique est monté sur une cellule SRAM. En l'absence de toute tension, la position d'équilibre du miroir est parallèle au plan de la puce, les ressort étant à leur position d'équilibre. Lorsque qu'une image est affichée, une tension de biais identique est appliquée à deux électrodes entourant le miroir, et celui-ci est maintenu dans une de ses deux positions d'équilibre stables, à savoir incliné de plus ou moins $\alpha = 12^\circ$ par rapport à la surface de la puce selon l'axe de rotation des ressorts (à 45° des axes principaux de la matrice). Avant une modification de l'image affichée, chaque cellule SRAM est chargée avec une polarisation déterminant la position future du miroir correspondant, puis tous les miroirs commutent en même temps par suppression de la tension de biais : c'est alors la polarisation de la cellule SRAM qui impose une des deux positions d'équilibre au miroir. La tension de biais est ensuite rétablie pour maintenir les miroirs en position pour le chargement de l'image suivante dans les cellules mémoires, et ainsi de suite.

Afin de projeter une image, le DMD est éclairé par une source lumineuse, dans notre cas la source laser dont j'ai réalisé le montage expérimental, présenté en 4. Les pixels dans la position *on* (par exemple 12°) réfléchissent la lumière dans la direction d'un système d'imagerie, tandis que les miroirs dans la position *off* (12°) réfléchissent la lumière dans la direction d'un objet absorbant et donneront des points sombres sur l'image formée par le système d'imagerie. Cette méthode ne permet *a priori* d'afficher que des images composée de pixels noirs ou blancs.

Pour générer une image en niveaux de gris, la méthode la plus fréquente est la modulation de largeur d'impulsion (PWM pour Pulse Width Modulation). Sur la période T de rafraîchissement de l'image, un miroir correspondant à un pixel gris passera un temps τ dans la position *on* et un temps $T - \tau$ dans la position *off*, où τ/T est le niveau de gris désiré : $\tau/T = 1$ correspond à un pixel de luminosité maximale, ou « blanc », et $\tau/T = 0$ correspond à un pixel d'intensité minimale ou « noir ». Ce n'est que le temps de réponse long de notre système d'observation {oeil + cerveau} par rapport à la fréquence de modulation qui nous fait voir un pixel gris et non un pixel clignotant de l'état noir à l'état blanc.

Pour cette raison, la PWM n'est pas une technique adaptée à la génération d'un potentiel dipolaire pour des atomes. En effet, le taux de rafraîchissement maximal des images est de quelque dizaines de kHz, ce qui est faible devant l'inverse des durées caractéristiques d'adaptation du nuage atomique. Les atomes verraient donc le clignotement de l'intensité lumineuse qui les entoure. Nous ne pouvons utiliser que des images contenant uniquement des pixels « noirs » ou « blanc » sur le DMD. On verra plus loin comment palier à ce problème afin de réaliser des potentiels lisses pour les atomes.

5.3 Structure périodique et diffraction de Bragg

Lorsqu'une source de lumière cohérente (source laser par exemple) est utilisée sur un DMD, il est nécessaire de prendre des précautions liées au caractère périodique de la matrice de micromiroirs. La matrice se comporte comme un réseau en réflexion : la lumière réfléchie par un micromiroir interfère avec celle émise par les miroirs voisins. Il existe donc des directions de propagation interdites pour la lumière réfléchie, correspondant aux directions d'interférences destructives, et des directions autorisées correspondant aux directions d'interférences constructives. Les maxima de réflexion sont obtenus pour des angles de réflexion respectant la formule des réseaux :

$$\sin(\theta_i) - \sin(\theta_m) = \frac{na}{\lambda}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (5.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée et θ_i est l'angle d'incidence sur le DMD par rapport à la normale (voir figure 5.2). a est le pas du réseau, égal à $c \times \sqrt{2}$ où c est la taille d'un pixel, en raison de la direction d'inclinaison des miroirs, à 45° des axes principaux de la matrice, comme on peut le voir sur la figure 5.1.

Le grand nombre de miroirs rend les plages de directions de réflexion autorisées très fines (voir figure 5.3), on doit donc choisir l'angle d'incidence sur le DMD de telle sorte que l'angle de réflexion respecte la condition (5.1). La loi de Snell-Descartes pour la réflexion sur les miroirs impose quant à elle :

$$\theta_m = 2\alpha - \theta_i \quad (5.2)$$

La condition (5.1) + (5.2) donne un ensemble discret de valeurs possibles pour l'angle d'incidence θ_i .

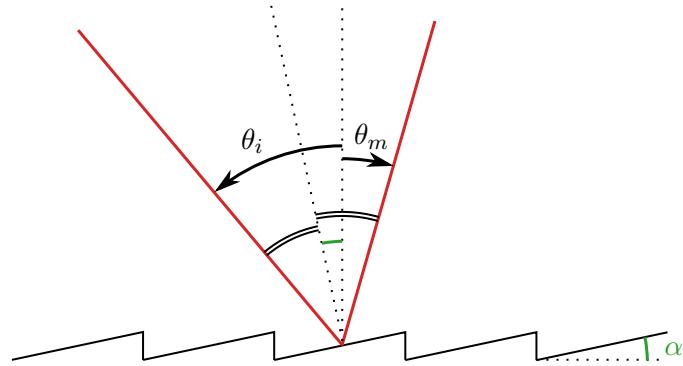


FIGURE 5.2 – Coupe du DMD dans le plan d’incidence lorsqu’une image « blanche » est affichée, i.e. avec tous les pixels en position *on*, et définition des angles θ_i , θ_m et α .

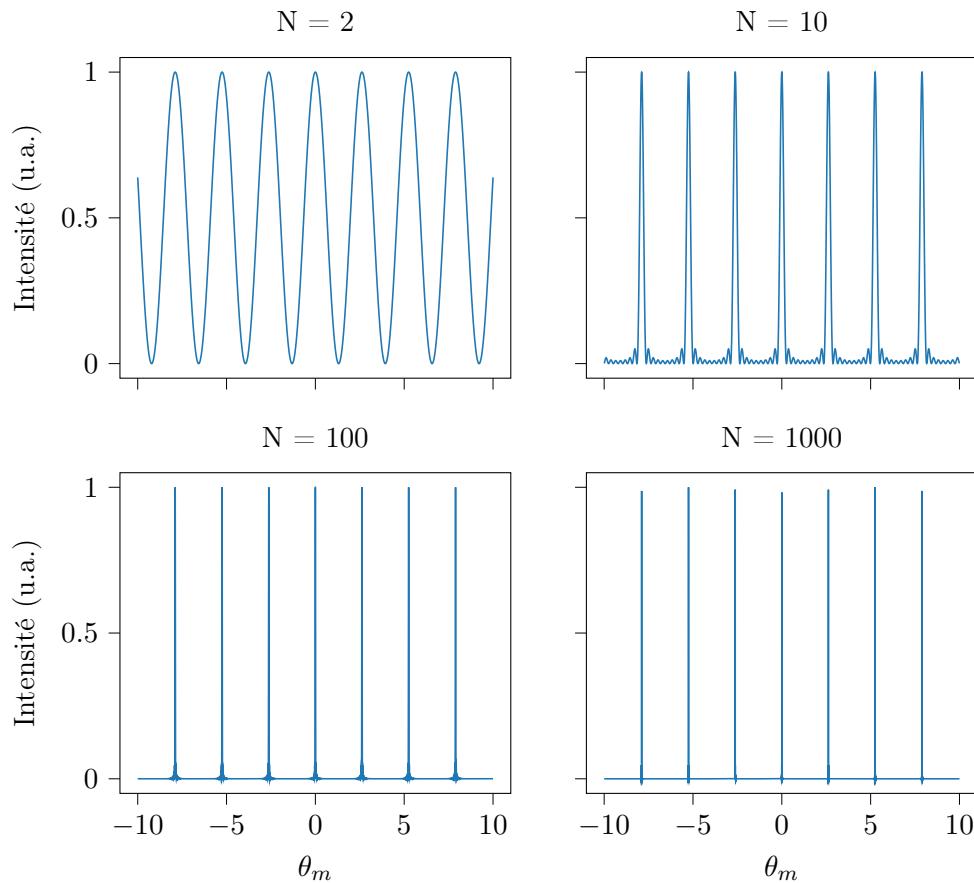


FIGURE 5.3 – Forme de la figure de diffraction obtenue avec un réseau en réflexion. Plus on augmente le nombre de miroirs, plus les directions autorisées en réflexion sont fines. Le DMD possédant environ 1000 miroirs dans la direction du plan d’incidence, il est nécessaire de choisir l’angle d’incidence de manière à ce que la réflexion directe sur les miroirs coïncide avec l’un des pics.

5.4 Génération d'un potentiel 2D de forme arbitraire sur les atomes

Comme on l'a vu en 2.1, les atomes de dysprosium vont être piégés dans un puits de potentiel fortement confinant selon une direction de l'espace, et n'auront de degrés de liberté de translation que dans les deux dimensions transverses. On souhaite alors contrôler le potentiel bidimensionnel vu par les atomes dans ce plan, par exemple pour réaliser un potentiel rectangulaire à fond plat. On a vu en 2.2.2 que l'interaction des atomes avec un faisceau laser donnait lieu à deux forces. On a utilisé la force radiative pour ralentir, piéger et refroidir les atomes. Ici, pour obtenir un potentiel conservatif, on va utiliser la force dipolaire, proportionnelle au gradient de l'amplitude de la lumière. Le potentiel associé à cette force est proportionnel à l'intensité lumineuse en chaque point de l'espace. Il suffit donc d'imprimer sur le DMD - qui agit comme un ensemble de points sources - la forme du potentiel désiré, et d'en faire l'image sur le plan des atomes. On va utiliser le laser que j'ai conçu (voir 4) en accordant sa longueur d'onde à 625 nm, désaccordé positivement par rapport à la transition MOT du dysprosium, ce qui permet de rendre les zones de forte intensité lumineuse répulsives. Les atomes verront alors une « cage » de lumière répulsive dans leur plan.

L'avantage de l'utilisation d'un DMD, et non d'un simple filtre de la forme voulue, est la flexibilité qu'il offre pour la génération de potentiels de formes variables : on peut modifier à volonté la forme affichée sur la puce. Un exemple d'utilisation de cette grande maniabilité est l'optimisation en temps réel du potentiel : on peut modifier localement l'image projetée afin de compenser des aberrations ou défauts éventuels du système d'imagerie en optimisant directement la répartition de la densité atomique, observée par imagerie de l'absorption du nuage atomique [30].

Le DMD que nous utilisons est un *Vialux V7001* fonctionnant dans une gamme de longueurs d'onde allant de 400 à 700 nm. Il possède une puce constituée de 786 432 micro-miroirs arangés en une matrice de 1 024 par 768 miroirs. Chaque miroir occupe un espace carré de 13.7 μm de côté, et la puce complète mesure 14.0 mm par 10.5 mm. Le taux de rafraîchissement des images pour une image bicolore en noir et blanc (1 bit par pixel) est de 22.727 kHz. Etant donné que la direction d'inclinaison des miroirs est à 45° de la verticale, on place le DMD sur une pièce de support qui le maintient tourné de 45°, de manière à obtenir un faisceau réfléchi parallèle à la table à la hauteur du faisceau incident (photo en figure 5.4).

Le DMD est contrôlé par une API C++. Sur les expériences de l'équipe, les images à afficher sur le DMD sont générées par un script Python et sauvegardées au format texte avant d'être chargées sur le DMD via un code C++. Mes recherches m'ont conduit vers une bibliothèque disponible sur GitHub (<https://github.com/wavefrontshaping/ALP4lib>) permettant le contrôle du DMD intégralement en Python, facilitant grandement sa prise en main.

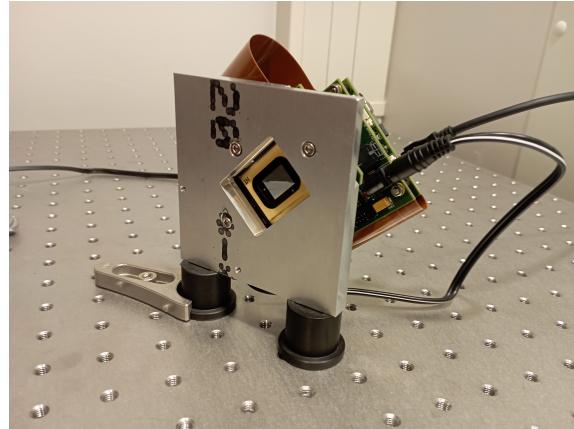


FIGURE 5.4 – Photo du DMD sur sa pièce de support. Grâce à l'inclinaison à 45° de la puce, le faisceau réfléchi par les miroirs en position *on* ou *off* est parallèle à la table lorsque le faisceau incident l'est.

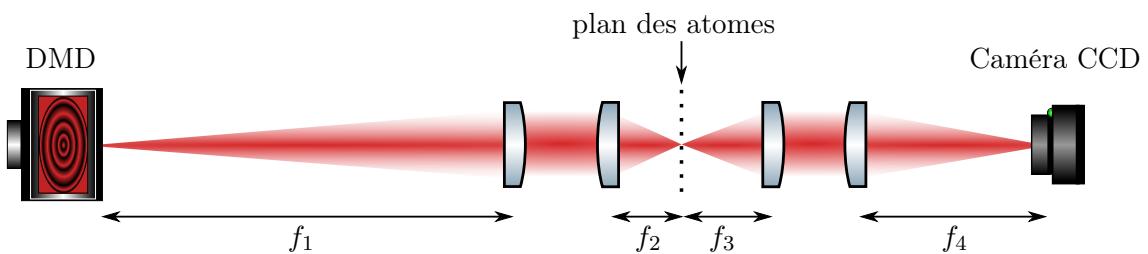


FIGURE 5.5 – Schéma du système d'imagerie de test mis en place. Les lentilles 1 et 2 font l'image du DMD sur le plan des atomes avec un grossissement $G = 0.08$, puis les lentilles 3 et 4 font l'image du plan des atomes sur une caméra CCD.

J'ai conçu un système « test » pour simuler l'imagerie du DMD sur les atomes. Il consiste en une première lentille de très longue focale $f_1 = 500$ mm (la lentille utilisée sur le montage expérimental final aura une distance focale de l'ordre du mètre) collimatant la lumière émise par le DMD, suivi d'une seconde lentille de courte focale $f_2 = 40$ mm (qui sera remplacée par un objectif de microscope sur le montage final, dont la distance au atomes sera de l'ordre de 30 mm) re-focalisant l'image du DMD sur un plan simulant le plan des atomes avec un grossissement $G = \frac{f_2}{f_1} = 1/12.5$. La première lentille est placée à la distance f_1 du DMD de sorte que celui-ci se trouve dans son plan focal, et la seconde lentille à une distance f_2 du plan des atomes pour que l'image soit faite au niveau des atomes (figure 5.5). On ajoute à cela un second système faisant l'image du plan des atomes sur une caméra CCD avec un grossissement $G' = 4$ avec deux autres lentilles de focales $f_3 = 50$ mm et $f_4 = 200$ mm (sur le montage définitif, on souhaitera un rapport de l'ordre de 200 mm / 40 mm). L'image de la puce du DMD formée sur le plan atomique mesure alors 0.8 mm × 1.1 mm. Sur le montage final, le grossissement visé est plutôt de l'ordre de 1/50, formant une image de quelques centaines de microns. En raison de la bonne résolution du DMD, on peut mettre en place des potentiels de taille caractéristique plus faible que cela en n'utilisant qu'une partie de la surface disponible sur la puce.

Afin d'éviter les aberrations, on souhaite utiliser le système d'imagerie avec des faisceaux paraxiaux, et on souhaite que le DMD soit dans le plan focal de la lentille 1. Ceci impose l'angle réfléchi $\theta_m = 0$, ce qui n'est pas forcément compatible avec la condition (5.1) + (5.2). On utilise donc l'angle de réflexion autorisé le plus proche de la normale au DMD (voir figure 5.6). Pour un faisceau de longueur d'onde 625 nm, on prend un angle d'incidence $\theta_i = 33.2^\circ$, qui donne un angle de réflexion $\theta_m = 9.2^\circ$. Le DMD n'est donc pas parfaitement contenu dans le plan focal de la lentille. L'image du DMD sur les atomes sera nette uniquement si la profondeur de champ du système d'imagerie est supérieure à $P = L \sin(\theta_m)$ où $L = 1.4$ cm est la largeur du DMD, soit $P = 2.2$ mm. La profondeur de champ se calcule comme la somme d'une distance imposée par l'optique géométrique et d'une distance imposée par la limite de diffraction [31] :

$$\begin{aligned} d &= d_{\text{geom}} + d_{\text{diff}} \\ &= \frac{ne}{G \text{NA}} + \frac{\lambda n}{\text{NA}^2} \end{aligned} \quad (5.3)$$

où $n = 1$ est l'indice du milieu, G le grossissement du système, λ la longueur d'onde de la lumière, NA l'ouverture numérique et e le cercle de confusion. On prend e/G égal à la taille de 5 pixels afin de s'assurer du bon moyennage du potentiel binaire généré par diffusion de l'erreur. Dans le cas du système test, on a une profondeur de champ de 3.66 mm, supérieure à la profondeur occupée par la puce du DMD.

5.5 Quelques considérations supplémentaires

On souhaite pouvoir mettre en place des potentiels lisses pour nos atomes, c'est-à-dire en niveaux de gris, ne prenant pas que des valeurs binaires. Cependant, on a vu que la

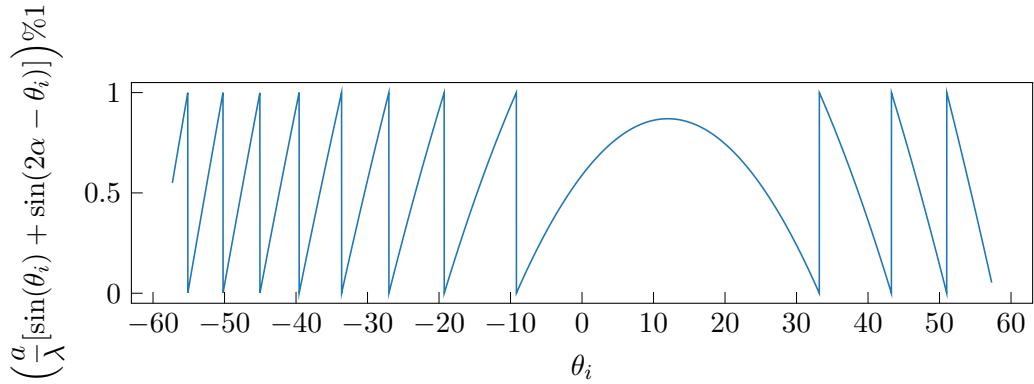


FIGURE 5.6 – Graphe de la fonction à annuler pour que la direction de réflexion directe sur les miroirs respecte la condition de Bragg. La situation idéale serait une annulation à $\theta_i = 2\alpha = 25^\circ$, permettant d'obtenir un faisceau réfléchi orthogonal au plan du DMD. On choisit $\theta_i = 33.2^\circ$ pour notre montage.

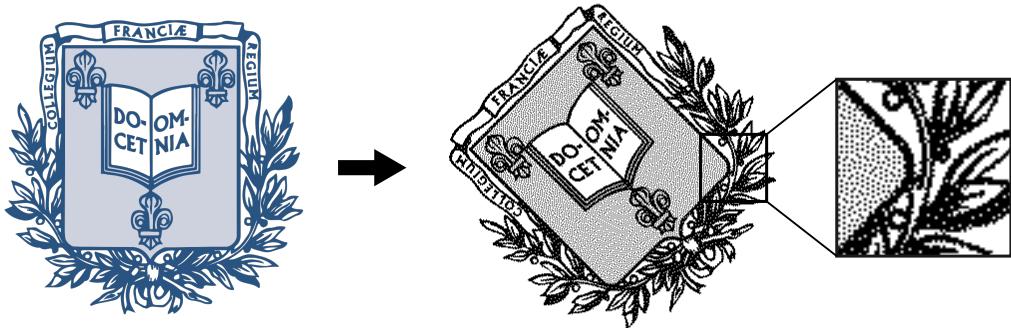


FIGURE 5.7 – a. Logo du Laboratoire Kastler Brossel en niveaux de gris. b. Approximation du même logo constitué uniquement de pixels noirs et blancs, obtenue par application de l'algorithme de diffusion de l'erreur de Floyd-Steinberg.

fréquence de rafraîchissement de l'image sur le DMD n'est pas suffisante pour utiliser la méthode usuelle, la PWM. On a donc recours à la méthode de diffusion de l'erreur : on répartit l'erreur de quantification due au nombre fini de couleurs accessibles (deux couleurs dans notre cas : noir ou blanc) sur les pixels voisins. Chaque pixel est alors noir ou blanc, mais la moyenne d'un ensemble de pixels voisins donne une couleur proche de la couleur désirée, comme on peut le voir sur la figure 5.7. On doit donc concevoir un système d'imagerie dont la résolution fait la moyenne de quelques pixels du DMD. On utilise l'algorithme de Floyd-Steinberg pour calculer l'image binaire permettant de reconstituer l'image en niveaux de gris désirée. On n'a alors plus à utiliser de modulation temporelle de l'image : tout au long de la projection d'une image, chaque pixel est soit *on*, soit *off*.

Dans son utilisation normale - par exemple pour la projection d'un film - le DMD n'est éclairé que périodiquement : un temps noir précède chaque image affichée pendant le

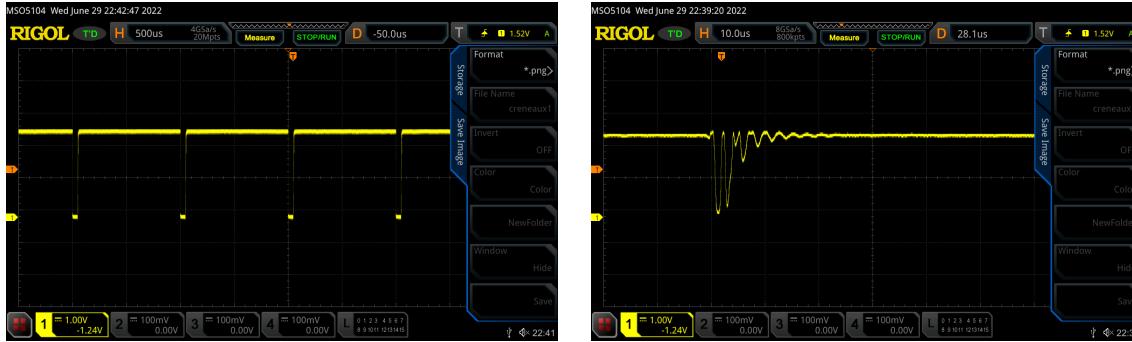


FIGURE 5.8 – A gauche : tension en sortie de la photodiode illuminée par le faisceau réfléchi dans le mode normal d'utilisation du DMD ; à droite : même mesure faite en mode « no interruption ». On peut voir que le temps noir a disparu, mais on observe toujours une légère oscillation amortie des miroirs.

chargement de l'image suivante. Pendant ce chargement, les micromiroirs passent par leur position d'équilibre à tension nulle ($\approx 0^\circ$) pendant quelques dizaines de microsecondes, et ce même lorsque l'image affichée ne change pas. Pour les mêmes raisons que celles nous interdisant la PWM, nous ne pouvons pas utiliser le DMD dans cette configuration : il est nécessaire de le mettre en mode « no interruption », qui évite ce temps noir entre les images. Afin de s'assurer de la disparition du temps noir, j'ai mesuré la puissance du faisceau réfléchi dans la position *on* avec une photodiode dans les deux modes de fonctionnement du DMD : on voit sur la figure 5.8 qu'on ne peut se débarrasser d'une légère oscillation amortie des miroirs à chaque rafraîchissement, même avec une image inchangée, mais on a bien rejeté le temps noir.

5.6 Conclusion

L'image du plan des atomes obtenue sur la caméra CCD est présentée en figure 5.9. On peut voir que les pixels noirs et blancs ont bien été moyennés en niveaux de gris par la résolution du système.

Le système conçu n'est pas utilisable en l'état, mais il a permis de valider la faisabilité de l'utilisation du DMD dans le régime de longueur d'onde, grandissement et précision qui nous intéresse. On a maintenant une meilleure compréhension du DMD : les notions de diffraction par le réseau et les limitations qui en découlent n'étaient pas bien comprises par l'équipe. Ce travail préliminaire facilitera le choix des optiques à utiliser et la mise en place du montage optique pour la génération du potentiel sur les atomes.

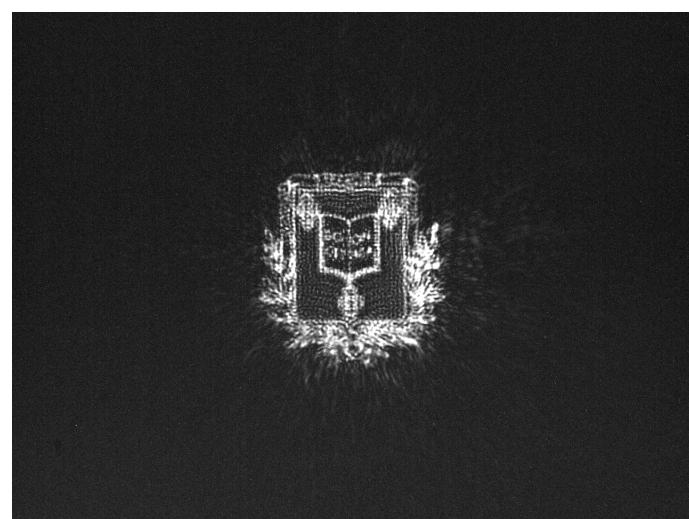


FIGURE 5.9 – Image obtenue sur la caméra CCD lorsque le logo de la figure 5.7 est affiché sur le DMD.

Conclusion

Malgré la courte durée de mon séjour au laboratoire, grâce à l'aide et à la motivation de l'équipe qui m'a entouré, j'ai eu la chance de m'engager dans trois projets de natures différentes et de mener chacun d'entre eux à un niveau d'avancement très satisfaisant.

Mon étude théorique de la barrière de potentiel pour un système Λ a permis de confirmer la faisabilité de la mise en place d'un tel mécanisme pour des atomes de dysprosium dans nos conditions expérimentales. Les codes que j'ai réalisés pour les simulations du hamiltonien, ainsi que pour le calcul des déplacements Zeeman et des déplacements lumineux, seront réutilisés à l'avenir pour sa mise en place expérimentale. Le laser que j'ai conçu par conversion non-linéaire de deux faisceaux infrarouges sera utilisé de paire avec la matrice de micro-miroirs afin de mettre en place un potentiel à fond plat sur les atomes.

Sur le plan personnel, ce stage m'a introduit au domaine passionnant et infiniment riche de la physique des atomes froids, et a confirmé ma passion et mon envie profonde de poursuivre mon parcours par un master de physique quantique à l'Ecole Normale Supérieure, suivi d'un doctorat dans un laboratoire de physique quantique expérimentale tel que le Laboratoire Kastler Brossel. J'ai développé d'inestimables connaissances et compétences qui me permettront, je l'espère, de m'épanouir pleinement dans mes projets à venir.

Bibliographie

- [1] Jean DALIBARD. « Les interactions entre atomes dans les gaz quantiques ». In : *Cours du Collège de France* (2021), p. 135.
- [2] Pascal NAIDON et Shimpei ENDO. « Efimov physics : a review ». In : *Reports on Progress in Physics* 80.5 (1^{er} mai 2017), p. 056001. ISSN : 0034-4885, 1361-6633. DOI : 10.1088/1361-6633/aa50e8. URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6633/aa50e8> (visité le 09/08/2022).
- [3] Claude COHEN-TANNOUDJI et David GUÉRY-ODELIN. *Advances in atomic physics : an overview*. OCLC : ocn708357016. Singapore ; Hackensack, NJ : World Scientific, 2011. 767 p. ISBN : 978-981-277-496-5 978-981-277-497-2.
- [4] E. LUCIONI et al. « A new setup for experiments with ultracold Dysprosium atoms ». In : *The European Physical Journal Special Topics* 226.12 (juil. 2017), p. 2775-2780. ISSN : 1951-6355, 1951-6401. DOI : 10.1140/epjst/e2016-60387-6. arXiv : 1702.06327[physics]. URL : <http://arxiv.org/abs/1702.06327> (visité le 09/08/2022).
- [5] Jon H. SHIRLEY. « Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy ». In : *Optics Letters* 7.11 (1^{er} nov. 1982), p. 537. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : 10.1364/OL.7.000537. URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-7-11-537> (visité le 11/08/2022).
- [6] M. ŁACKI et al. « Nanoscale “Dark State” Optical Potentials for Cold Atoms ». In : *Physical Review Letters* 117.23 (30 nov. 2016), p. 233001. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.233001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.233001> (visité le 09/08/2022).
- [7] F. JENDRZEJEWSKI et al. « Subwavelength-width optical tunnel junctions for ultracold atoms ». In : *Physical Review A* 94.6 (27 déc. 2016), p. 063422. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.94.063422. arXiv : 1609.01285[cond-mat, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/1609.01285> (visité le 12/08/2022).
- [8] Y. WANG et al. « Dark State Optical Lattice with a Subwavelength Spatial Structure ». In : *Physical Review Letters* 120.8 (20 fév. 2018), p. 083601. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.120.083601. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.083601> (visité le 09/08/2022).

- [9] S. SUBHANKAR et al. « Nanoscale Atomic Density Microscopy ». In : *Physical Review X* 9.2 (1^{er} avr. 2019), p. 021002. ISSN : 2160-3308. DOI : 10.1103/PhysRevX.9.021002. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.9.021002> (visité le 09/08/2022).
- [10] Mickey McDONALD et al. « Superresolution Microscopy of Cold Atoms in an Optical Lattice ». In : *Physical Review X* 9.2 (1^{er} avr. 2019), p. 021001. ISSN : 2160-3308. DOI : 10.1103/PhysRevX.9.021001. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.9.021001> (visité le 09/08/2022).
- [11] N. GOLDMAN et al. « Light-induced gauge fields for ultracold atoms ». In : *Reports on Progress in Physics* 77.12 (1^{er} déc. 2014), p. 126401. ISSN : 0034-4885, 1361-6633. DOI : 10.1088/0034-4885/77/12/126401. arXiv : 1308.6533[cond-mat, physics:hep-lat, physics:hep-th, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/1308.6533> (visité le 09/08/2022).
- [12] Thomas MAIER. « Interactions in a Quantum Gas of Dysprosium Atoms ». Thèse de doct.
- [13] Mingwu LU. « Quantum Bose and Fermi Gases of Dysprosium : Production and Initial Study ». Thèse de doct.
- [14] Davide DREON. « Designing and building an ultracold Dysprosium experiment : a new framework for light-spin interaction ». Thèse de doct.
- [15] P. ROSENBUSCH et al. « ac Stark shift of the Cs microwave atomic clock transitions ». In : *Physical Review A* 79.1 (7 jan. 2009), p. 013404. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : 10.1103/PhysRevA.79.013404. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.013404> (visité le 12/08/2022).
- [16] J. H. BECHER et al. « Anisotropic polarizability of erbium atoms ». In : *Physical Review A* 97.1 (19 jan. 2018), p. 012509. ISSN : 2469-9926, 2469-9934. DOI : 10.1103/PhysRevA.97.012509. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.97.012509> (visité le 12/08/2022).
- [17] Emmanuel MIMOUN. « Condensat de Bose-Einstein de sodium dans un piége mésoscopique ». Thèse de doct.
- [18] G. D. BOYD et D. A. KLEINMAN. « Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams ». In : *Journal of Applied Physics* 39.8 (juil. 1968). Publisher : American Institute of Physics, p. 3597-3639. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1656831. URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1656831> (visité le 10/08/2022).
- [19] A. GERRARD et J. M. BURCH. *Introduction to matrix methods in optics*. New York : Dover, 1994. 355 p. ISBN : 978-0-486-68044-6.
- [20] Jeffrey B. SAMPSELL. « Digital micromirror device and its application to projection displays ». In : *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* 12.6 (nov. 1994), p. 3242. ISSN : 0734211X. DOI : 10.1116/1.587506. URL : <http://scitation.aip.org/content/avs/journal/jvstb/12/6/10.1116/1.587506> (visité le 09/08/2022).

- [21] Calum E. MACAULAY et Andrew L. P. DLUGAN. « Use of digital micromirror devices in quantitative microscopy ». In : BiOS '98 International Biomedical Optics Symposium. Sous la dir. de Daniel L. FARKAS, Robert C. LEIF et Bruce J. TROMBERG. San Jose, CA, 29 avr. 1998, p. 201-206. DOI : 10.1117/12.307093. URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=933968> (visité le 09/08/2022).
- [22] Eugene P. WAGNER et al. « Construction and Evaluation of a Visible Spectrometer Using Digital Micromirror Spatial Light Modulation ». In : *Applied Spectroscopy* 49.11 (nov. 1995), p. 1715-1719. ISSN : 0003-7028, 1943-3530. DOI : 10.1366/0003702953965731. URL : <http://journals.sagepub.com/doi/10.1366/0003702953965731> (visité le 09/08/2022).
- [23] Ryder S. NESBITT et al. « Holographic recording using a digital micromirror device ». In : Electronic Imaging '99. Sous la dir. de Stephen A. BENTON. San Jose, CA, 25 mar. 1999, p. 12-20. DOI : 10.1117/12.343767. URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=978640> (visité le 09/08/2022).
- [24] Alexander L. GAUNT et al. « Bose-Einstein condensation of atoms in a uniform potential ». In : *Physical Review Letters* 110.20 (16 mai 2013), p. 200406. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.110.200406. arXiv : 1212.4453[cond-mat, physics:physics, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/1212.4453> (visité le 09/08/2022).
- [25] Biswaroop MUKHERJEE et al. « Homogeneous Atomic Fermi Gases ». In : *Physical Review Letters* 118.12 (23 mar. 2017), p. 123401. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.123401. arXiv : 1610.10100[cond-mat]. URL : <http://arxiv.org/abs/1610.10100> (visité le 09/08/2022).
- [26] Raphael LOPES et al. « Quantum depletion of a homogeneous Bose-Einstein condensate ». In : *Physical Review Letters* 119.19 (7 nov. 2017), p. 190404. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.190404. arXiv : 1706.01867[cond-mat, physics:physics, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/1706.01867> (visité le 09/08/2022).
- [27] Lauriane CHOMAZ et al. « Emergence of coherence via transverse condensation in a uniform quasi-two-dimensional Bose gas ». In : *Nature Communications* 6.1 (mai 2015), p. 6162. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms7162. URL : <http://www.nature.com/articles/ncomms7162> (visité le 09/08/2022).
- [28] Panagiotis CHRISTODOULOU et al. « Observation of first and second sound in a BKT superfluid ». In : *Nature* 594.7862 (10 juin 2021), p. 191-194. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-03537-9. URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-021-03537-9> (visité le 09/08/2022).
- [29] *Digital micromirror device*. In : *Wikipedia*. Page Version ID : 1101362860. 30 juil. 2022. URL : https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Digital_micromirror_device&oldid=1101362860 (visité le 11/08/2022).

- [30] Y-Q ZOU et al. « Optical control of the density and spin spatial profiles of a planar Bose gas ». In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 54.8 (21 avr. 2021), 08LT01. ISSN : 0953-4075, 1361-6455. DOI : 10.1088/1361-6455/abf298. URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6455/abf298> (visité le 09/08/2022).
- [31] Michael BASS et Virendra N MAHAJAN. *Handbook of optics. Volume I, Volume I*, OCLC : 690417710. New York (N.Y.) ; Chicago (Ill.) ; San Francisco (Calif.) : McGraw-Hill, 2010. ISBN : 978-0-07-162925-6.

Annexe : photos de l'expérience



FIGURE 5.10 – Montage complet du laser par génération de la fréquence somme.

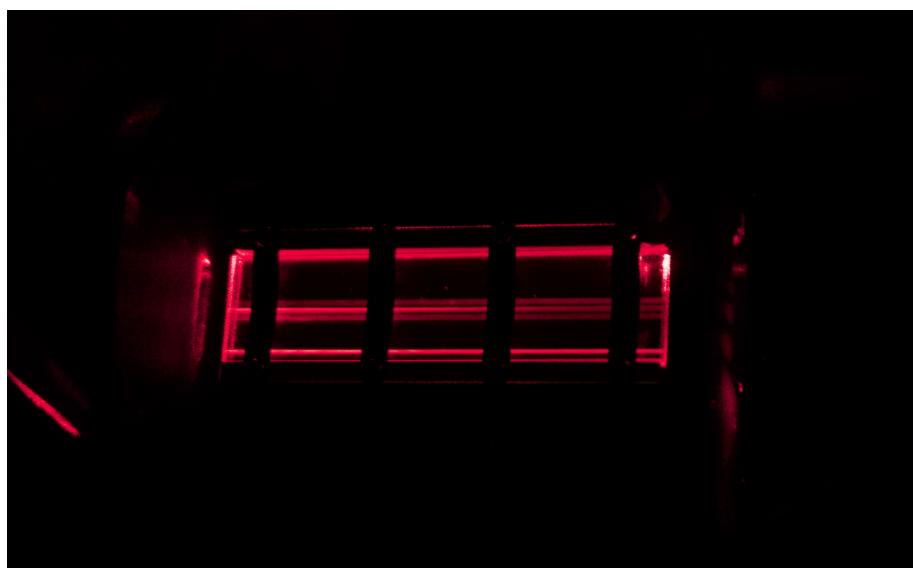


FIGURE 5.11 – Cristal non-linéaire permettant la génération de la fréquence somme. On distingue les trois lignes de périodes de polarisation différentes, ainsi que le faisceau rouge généré de gauche à droite dans la ligne centrale.

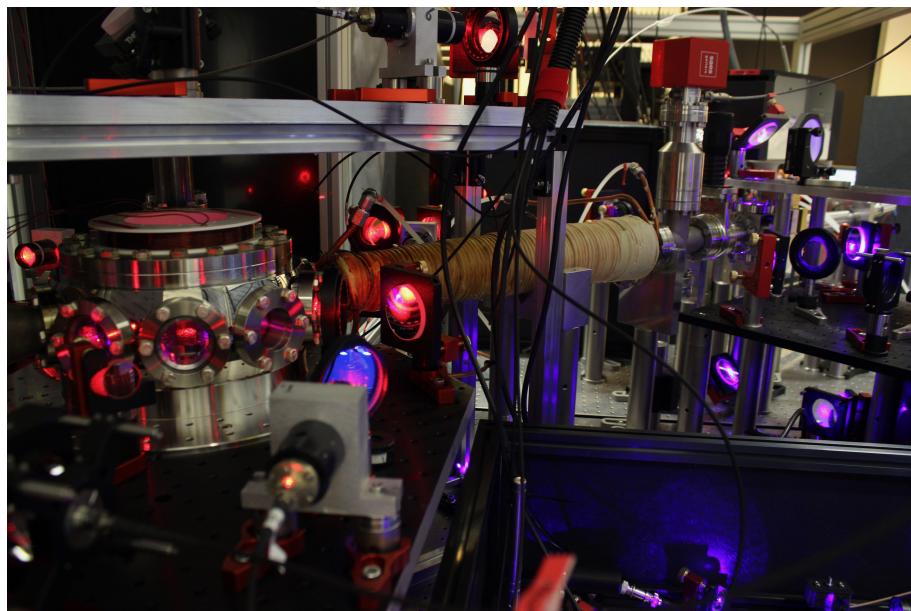


FIGURE 5.12 – Vue d'ensemble de l'expérience. De gauche à droite, on peut voir la chambre science et les optiques rouges des faisceaux MOT, le ralentisseur Zeeman, puis les optiques bleues de la mélasse optique transverse.

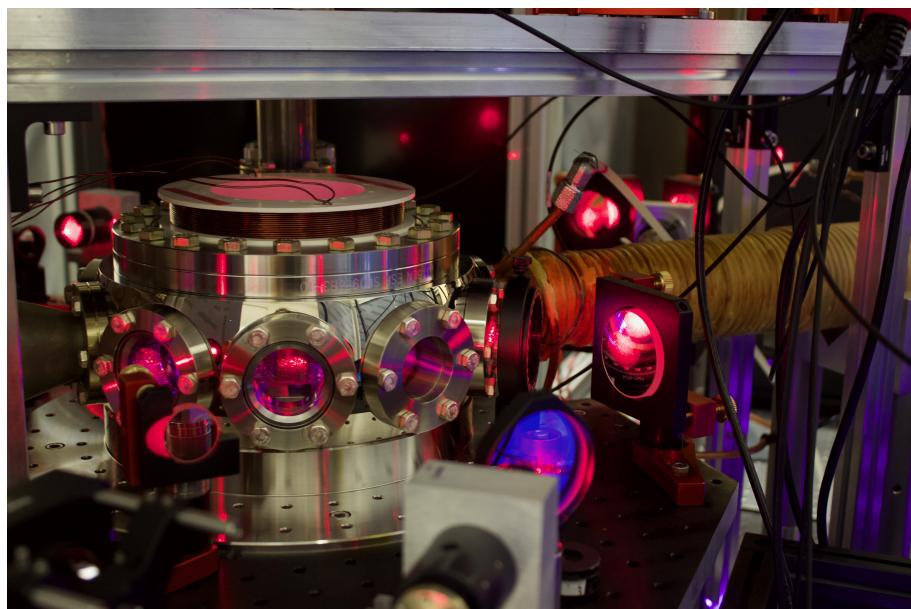


FIGURE 5.13 – Chambre science et arrivée du ralentisseur Zeeman.

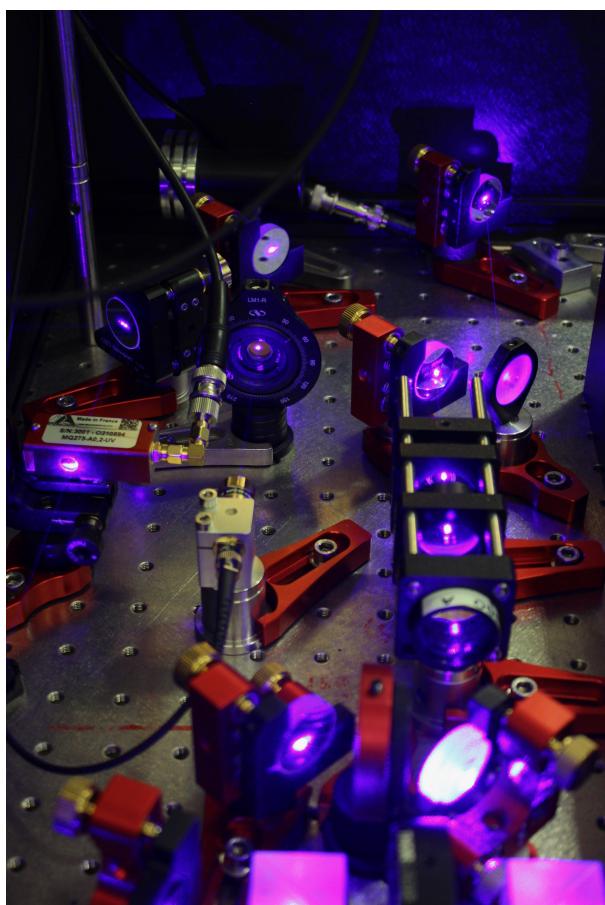


FIGURE 5.14 – Optiques en sortie du laser bleu, permettant la séparation des faisceaux et leur redirection vers le ralentisseur Zeeman et la mélasse transverse. A gauche, on voit un modulateur acousto-optique permettant de régler le désaccord du faisceau Zeeman par rapport à la transition de référence de la lampe à cathode.

Annexe : rapport intermédiaire (10 juin 2022)

5.7 Introduction

Ce rapport fait suite au premier mois et demi de mon stage au sein de l'équipe Condensats de Bose-Einstein (BEC pour Bose-Einstein Condensate par la suite) du Laboratoire Kastler Brossel au Collège de France. Ce stage est encadré par Raphael Lopes, chargé de recherche CNRS, et porte sur l'expérience Potassium-Dysprosium en cours de construction.

5.8 L'équipe BEC et l'expérience Mix2Dim

Le laboratoire Kastler Brossel est une Unité Mixte de Recherche du CNRS (UMR 8552) regroupant l'Ecole Normale Supérieure, le Collège de France, Sorbonne Université et l'université Paris Sciences et Lettres et est un acteur majeur dans la recherche en physique quantique et ses applications. Ses équipes se répartissent sur les trois sites (département de physique de l'ENS, Jussieu et Collège de France).

L'activité du laboratoire est divisé en quatre grands thèmes de recherche : Gaz quantiques, information et optique quantique, atomes et lumière dans des milieux denses ou complexes, et tests des interactions fondamentales et métrologie. Douze équipes de recherche se répartissent dans ces quatres thématiques, dont l'équipe BEC dont je fais partie.

L'équipe BEC est située sur le site du Collège de France et est constituée de cinq chercheurs permanents (professeurs des universités, maîtres de Conférence et chargés de recherche CNRS) et de neuf doctorants. Elle est divisée en 5 projets de recherches, dirigés par des permanents et au sein desquels sont répartis les doctorants.

Le projet auquel je suis affecté est une nouvelle expérience de mélange d'espèces (Dysprosium et Potassium) en dimensions mixtes Mix2Dim (interaction d'une bi-couche 2D de Dysprosium avec un bain 3D de potassium) imaginée et mise en place par Raphael Lopes, chargé de recherche CNRS. L'équipe actuelle est également constituée de Maxime Lecomte, stagiaire normalien et futur doctorant de l'équipe, et de moi-même.

La répartition des tâches est peu hiérarchisée : Raphael est le décisionnaire principal

en tant que créateur de l'expérience, mais les décisions sont généralement prises à plusieurs lorsqu'un choix est à faire. Raphael a également le rôle de coordinateur du projet, il répartit les différentes missions entre les membres de l'équipe. Certaines de ces missions sont réalisées en groupe de deux ou trois car elles nécessitent beaucoup de main d'œuvre. D'autres projets sont réalisés par une personne seule, mais chacun sollicite l'aide des autres membres de l'équipe pour les tâches complexes.

5.9 Avancement actuel de ma mission et objectifs

Le sujet initial de mon stage comportait trois problématiques majeures :

- Génération d'une source laser proche de la ligne d'intercombinaison du dysprosium à 625 nm ;
- Génération d'un potentiel optique à fond plat par la manipulation d'un DMD (Digital Micromirror Device) ;
- Etude théorique du confinement sub-longueur d'onde du Dysprosium.

Le premier mois de mon stage a été divisé en deux tâches majeures.

La première a été l'étude théorique du confinement sub-longueur d'onde du Dysprosium, consistant à mettre en place un code de simulation Python d'un système modèle simplifié à trois états électroniques d'un atome de Dysprosium en interaction avec deux faisceaux laser. La méthode employée a été de complexifier la modélisation du problème petit à petit afin de me familiariser avec le système étudié et d'en avoir une intuition physique, pour arriver à un modèle réaliste en maîtrisant les différentes difficultés du problème.

La seconde tâche qui a occupé le début de mon stage a été le montage du système de vide de l'expérience. Cette mission n'était pas prévue dans les attentes initiales de mon stage et illustre le fonctionnement transversal de l'équipe : chacun est impliqué dans toutes les missions en cours. Le montage consiste en un long et minutieux travail de nettoyage (bain d'acétone à ultrasons et nettoyage au papier optique à l'acétone des pièces et des joints en cuivre), étuvage (chauffage à plusieurs centaines de degrés Celsius pour se débarrasser des impuretés) et assemblage des différentes pièces du système à vide. Ce montage est suivi d'une période d'étuvage, durant lequel l'ensemble du système déjà sous vide est chauffé à environ 150°C pendant une semaine pour obtenir l'ultra-vide désiré, de l'ordre de 10^{-11} - 10^{-12} mbar. Loin d'être un travail simple consistant à suivre des étapes pré-établies, le montage fait intervenir une multitudes de problèmes techniques et d'imprévus imposant des prises de décisions et des concessions quasi-quotidiennes. Ces choix impactant directement la réussite future de l'expérience tout entière (un mauvais vide impliquant des perturbations sur les atomes étudiés) furent tous pris en équipe (Raphael, Maxime et moi-même), tout en bénéficiant de l'expérience des autres chercheurs de l'équipe BEC et des cahiers de laboratoire des autres expériences d'atomes ultrafroids de l'étage.

Les besoins actuels avaient été bien anticipés par Raphael au moment de notre première prise de contact : les trois points cités plus haut sont bien les axes principaux autour desquels évolue mon stage. A partir de la fin de construction du système à vide, mon stage s'est

recentré sur ces points : j'ai entamé la construction du dispositif de somme de fréquences pour la génération du faisceau à 625 nm. Cette construction est sur le point de s'achever et aura pris environ deux semaines de travail. Une fois le faisceau rouge disponible, je pourrai l'utiliser sur le DMD (Digital Micromirror Device) afin de me familiariser avec son utilisation, puis de façonner le faisceau rouge selon les besoins de l'expérience.

Il est attendu de moi à la fin de mon stage :

- d'avoir suffisamment avancé sur la simulation du piège sub-longueur d'onde pour que mon travail puisse servir de base à sa réalisation lorsque les atomes seront piégés (en cours) ;
- d'avoir réalisé et caractérisé les performances du dispositif de somme de fréquence (presque terminé) ;
- d'avoir compris et documenté le fonctionnement du DMD, créé un code permettant de le contrôler aisément selon les besoins de l'expérience et façonné le faisceau à 625 nm précédemment conçu afin de générer le piège voulu au niveau des atomes (à commencer dans les semaines à venir).

Ces objectifs semblent atteignables dans la durée restante du stage dans le cas où nous ne renconterions pas de fort contre-temps.

Enjeu de mes missions au sein de l'expérience

Les trois missions principales qui me sont accordées ont toutes vocation à être utilisées dans un futur relativement proche. L'état actuel de l'expérience est la mise en place des faisceaux laser et des champs magnétiques permettant la génération d'un piège magnéto-optique pour les atomes. Une fois ce piège fonctionnel (approximativement prévu pour la fin de l'été), les premières expériences consisteront en la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein de Dysprosium, puis le faisceau généré par somme de fréquences et façonné par le DMD pourra être installé sur le système.