



HAL
open science

Source d'atomes ultra-froids pour les capteurs quantiques embarqués : conception et mise en œuvre d'une puce magnétique à réseau

Romain Calviac

► **To cite this version:**

Romain Calviac. Source d'atomes ultra-froids pour les capteurs quantiques embarqués : conception et mise en œuvre d'une puce magnétique à réseau. Réseaux et télécommunications [cs.NI]. Université de Toulouse, 2024. Français. NNT : 2024TLSES136 . tel-04931129

HAL Id: tel-04931129

<https://theses.hal.science/tel-04931129v1>

Submitted on 5 Feb 2025

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Source d'Atomes Ultra-Froids pour les Capteurs Quantiques
Embarqués : Conception et Mise en Œuvre d'une Puce
Magnétique à Réseau

Thèse présentée et soutenue, le 15 octobre 2024 par

Romain CALVIAC

École doctorale

SDM - SCIENCES DE LA MATIERE - Toulouse

Spécialité

Physique

Unité de recherche

LCAR - Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité

LAAS-CNRS - Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

Thèse dirigée par

Alexandre GAUGUET et Olivier GAUTHIER LAFAYE

Composition du jury

M. Pierre RENUCCI, Président, INSA Toulouse

Mme Agnès MAÎTRE, Rapporteur, Sorbonne Université

M. Jakob REICHEL, Rapporteur, Sorbonne Université

M. Baptiste BATTELIER, Examineur, CNRS Aquitaine

M. Clément LACROUTE, Examineur, CNRS Centre Est

M. Alexandre GAUGUET, Directeur de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

M. Olivier GAUTHIER-LAFAYE, Co-directeur de thèse, CNRS Occitanie Ouest

Membres invités

M. Thomas LÉVÈQUE, CNES

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Contexte	7
1.2	La source développée : une puce magnétique à réseau	8
1.3	Travail de thèse	11
1.4	Organisation du manuscrit	11
2	Réseau de diffraction pour le piégeage magnéto-optique : dimensionnement et conception	13
2.1	Principe de fonctionnement du refroidissement laser	13
2.1.1	Force de pression de radiation	14
2.1.2	Refroidissement Doppler 1D	15
2.1.3	Piège magnéto-optique 1D	17
2.1.4	Température limite du refroidissement Doppler	18
2.1.5	Mécanisme de refroidissement sub-Doppler	19
2.2	Refroidissement laser sur réseau	21
2.2.1	Écriture des forces du piège magnéto-optique 3D	22
2.2.2	Polarisation des faisceaux diffractés	25
2.2.3	Configuration tétraédrique parfaite	26
2.2.4	Équilibre des pressions de radiation	26
2.2.5	Refroidissement sub-Doppler	27
2.3	Choix de géométrie : trois réseaux 1D contre un réseau 2D	27
2.3.1	L'équilibre des pressions de radiation	28
2.3.2	Impact de l'angle de diffraction	28
	Volume de recouvrement et nombre d'atomes	28
	Chargement du piège magnétique généré par la puce magnétique	29
2.3.3	Choix de la géométrie tétraédrique	30
2.3.4	Positionnement du travail de conception	31
2.4	Réseaux optiques étudiés	32
2.4.1	Évaluation des performances du réseau pour un angle de diffraction donné	33
2.4.2	Influence de l'angle de diffraction sur les tolérances de fabrication des réseaux	35
2.5	Fabrication et caractérisation optique	38
2.5.1	Mise au point du procédé de fabrication	38
	Fabrication du réseau final	41
2.5.2	Caractérisation optique	43
2.6	Conclusion	46
3	Puce magnétique pour le refroidissement forcé : dimensionnement, conception et assemblage de la source	47
3.1	Introduction	47

3.2	Piégeage magnétique sur puce	48
3.2.1	Force magnétique	48
3.2.2	Principe de fonctionnement du piège magnétique en Z	49
3.2.3	Pulsation transverse de piégeage	51
3.2.4	Profondeur du piège	52
3.2.5	Conclusion : théorie du piège magnétique sur puce Ioffe-Pritchard en Z	52
3.3	Refroidissement par évaporation principe et lois d'échelle pour le dimensionnement	53
3.3.1	Perte par retournement de spin Majorana	54
3.3.2	Taux de collision élastique	54
3.4	Contrainte pour la conception de la puce	55
3.4.1	État d'énergie et atomes considérés	55
3.4.2	Pulsations de piégeage	55
3.4.3	Champ minimal au fond du piège	56
3.4.4	Distance de piégeage minimale et profondeur du piège	56
3.4.5	Échauffement par effet Joule	57
3.4.6	Résumé des contraintes et objectifs de conception	59
3.5	Dimensionnement géométrique du piège magnétique en Z sur puce pour l'évaporation forcée	60
3.5.1	Détermination de la section du fil	60
	Éléments de théorie d'un fil de section non nulle	61
	Analyse et choix de la section du fil	62
3.5.2	Simulation numérique du piège magnétique	63
	Calcul du champ magnétique généré par un fil épais	64
	Méthode de simulation	65
	Résultat des simulations	66
3.6	Géométrie finale de la puce magnétique	70
3.7	Fabrication et caractérisation	72
3.8	Hybridation	73
3.8.1	Collage du fil macroscopique et brasure de la puce magnétique sur l'embase en cuivre	73
	Façonnage et collage du fil macroscopique	73
	Collage du fil macroscopique et brasure de la puce magnétique	74
	Test thermique de la puce magnétique de nouvelle génération	76
3.8.2	Hybridation du réseau et de la puce magnétique	77
	Amincissement du réseau de diffraction	77
	Collage du réseau sur la puce magnétique	78
3.9	Conclusion	79
4	Dispositif expérimental	83
4.1	Disposition des éléments de l'expérience	83
4.2	Banc laser refroidisseur	85
4.3	Connexion électrique de la puce magnétique	88
4.4	Système de contrôle et d'acquisition de l'expérience	90
4.4.1	Imagerie	90
	Imagerie par fluorescence :	90
	Système d'imagerie :	92
	Programme d'acquisition des images :	93
4.4.2	Système de contrôle	94
	Matériel :	94
	Logiciel :	94
	Optimisation de la séquence :	95
4.5	Conclusion	96

5	Vers la condensation : mise œuvre expérimentale de la puce magnétique à réseau	97
5.1	Piège magnéto optique réseau	97
5.1.1	Chargement du piège magnéto optique réseau	97
5.1.2	Faisceau gaussien Vs flat-top	98
	Caractéristique des collimateurs gaussiens et flat-top	99
	Chargement et temps de vie du piège magnéto optique flat-top et gaussien	100
	Position optimale du quadrupôle	103
5.1.3	Saturation du GMOT	103
5.1.4	Pistes d'amélioration du flux du MOT 2D	104
5.1.5	Conclusion chargement du piège magnéto optique	105
5.2	Refroidissent sub-Doppler	106
5.2.1	Densité dans l'espace des phases et mesure de la température	107
5.2.2	Performance du piège magnéto optique seul	107
5.3	Chargement du piège magnétique	110
5.3.1	Méthode d'optimisation	110
5.3.2	Déplacement vers la surface des atomes refroidis par laser	110
5.3.3	Pompage optique	112
5.3.4	Chargement et compression du piège magnétique	113
	Chargement	113
	Compression	114
5.3.5	Caractérisation des fréquences du piège d'évaporation	116
5.3.6	Conclusion sur le chargement et la compression des atomes dans le piège magnétique	116
5.3.7	Améliorations potentielles du chargement et de la compression des atomes dans le piège magnétique	117
5.4	Condensation de Bose-Einstein par évaporation forcée	118
5.4.1	Rappel théorique	118
	Principe de de l'évaporation forcée	118
	Efficacité de l'évaporation forcée	119
	Transition de phase	120
	Vitesse d'évaporation	120
	Intérêt de la compression adiabatique du piège	121
5.4.2	Rampe d'évaporation	121
5.5	Caractérisation du refroidissent par évaporation	123
5.5.1	Piège de caractérisation	123
5.5.2	Évolution des paramètres physiques du nuage au cours de l'évaporation	124
5.5.3	Caractérisation du condensat	126
5.5.4	Conclusion sur le refroidissement par évaporation	128
5.6	Conclusion	129
6	Conclusion et perspectives	133
A	Caractéristiques optiques détaillées du réseau #2	141
B	Plan de l'embase en cuivre de la puce	143
C	Caractérisation du collimateur Flat Top	145
	Bibliographie	155

Remerciements

Une thèse n'est pas seulement une aventure scientifique, elle est aussi une expérience humaine. C'est pourquoi, je tiens à commencer par remercier l'ensemble des personnes qui m'ont entouré, soutenu et aidé tout au long de ces quatre dernières années de ma vie.

En premier lieu, merci aux membres du jury et invité : Agnès Maître, Jakob Reichel, Baptiste Battelier, Clément Lacroute, Pierre Renucci et Thomas Lévêque pour l'intérêt et le temps que vous avez consacrés à mon manuscrit. J'ai énormément apprécié et été honoré par les échanges que nous avons eus lors de la soutenance, témoignant ainsi de votre intérêt pour mes travaux.

Je remercie mes encadrants, qui m'ont fait confiance pour mener à bien ce projet ambitieux et m'ont ouvert les portes du monde de la recherche, qui était un rêve de longue date. Du côté de la brigade du photon au LAAS, je tiens à remercier Olivier Gauthier-Lafaye pour ta rigueur scientifique, ta bienveillance et surtout ton soutien inconditionnel dans les moments difficiles. Merci à Antoine Monmayrant pour tes conseils et tes mille idées à la seconde, qui m'ont permis de prendre du recul, d'explorer d'autres voies et de poser pleins de questions. À l'ouest du canal, au LCAR, où se trouve l'escouade du paquet d'ondes de matière, je tiens à remercier Alexandre Gauguet pour tes réponses à mes nombreuses questions (trop, peut-être ?) sur la physique atomique, domaine qui te passionne et dont ta maîtrise me fascine et m'inspire. Merci à Baptiste Allard, expérimentateur hors pair, maître incontesté de l'alignement des diodes de battement et à l'intuition physique exceptionnelle. Tu m'as débloqué un grand nombre de fois et comme l'a si bien dit Julien Alibert : «avec toi, tout va plus vite». Ce fut un réel plaisir de travailler et d'apprendre avec vous tous.

Ma thèse a été une aventure multidisciplinaire qui n'aurait pas abouti sans l'aide technique de nombreuses personnes. Je tiens à remercier l'équipe TEAM du LAAS pour leur soutien en salle blanche. En particulier, je souhaite exprimer ma gratitude à Laurent Mazon pour son aide dans la fabrication des réseaux de diffraction, à David Bourrier pour la fabrication de la puce magnétique et à Samuel Charlot pour son expertise en montage. Merci aussi à Pascal Dubreuil, Pierre-François Calmon, Aurélie Lecestre, Benjamin Reig, Jean-Baptiste Doucet et Alexandre Arnoult. Merci à Laurent Polizzi, Xavier Dollat et Éric Panader pour leur travail sur la partie mécanique de l'expérience. Merci à Christine Frank, qui a brillamment travaillé sur le banc optique de l'expérience durant son stage de master. Merci également à Stéphane Faure pour tout le travail d'instrumentation réalisé pour l'expérience. Ce fut un plaisir de collaborer avec toi et j'espère que nos chemins se croiseront à nouveau pour aller fendre la bise au lac de la Ganglaise.

Merci à Antoine Rouxel, qui a rejoint l'aventure lors de son postdoctorat, pour avoir ajouté un algorithme d'optimisation à l'expérience, rendant ainsi possible l'obtention d'un condensat pendant la pause déjeuner. Ce fut un réel plaisir de travailler avec toi et, surtout, d'échanger sur des sujets variés autour d'un verre.

Merci aux membres de l'équipe d'interférométrie atomique du LCAR, avec qui j'ai beau-

coup échangé : le binôme Ashley et Tanguy, travailleurs redoutables et assidus, ainsi que leurs successeurs Léo, Sélyan et Clara, à qui je souhaite le meilleur pour leur thèse. Merci également à l'équipe des atomes froids du LCAR que j'ai côtoyée durant mon doctorat : Gabriel, Nathan Dupont, Lucas, Floriane, Nicolas, Éloi, Dominique et Quentin. Merci aux permanents, Bruno Peaudecerf et particulièrement Juliette Billy, pour le temps consacré à mes répétitions de soutenance. Enfin, merci à David Guéry-Odelin d'avoir assuré pendant un temps la charge administrative de directeur de thèse.

Merci à l'équipe de photonique du LAAS pour les discussions, les pauses jeux de société et l'ambiance chaleureuse qui y règne. Merci à Nathan Monvoisin pour nos chouettes échanges, ainsi qu'à Lucas, Léopold, Sébastien, Cindy et aux nouveaux doctorants et postdoctorants Tanne-guy, Pierre, Arnold, Laura, Antoine, Léo, Sarah et Kinjalk. Merci aux permanents, Inès, Stéphane, Henri, Guilhem, Rodolphe et Adnane.

Merci aux services du LCAR et du LAAS, qui ont permis que ma thèse se déroule dans de bonnes conditions. Merci à Jean-Marc L'Hermite, Christine Soucasse, Anna Soler, Thibault Hueber, Patricia Bordais, Sandrine Le Magoarou et Nicolas Elefantis.

Enfin, je souhaite terminer ces remerciements par un mot pour mon entourage, et notamment ma famille : ma mère, mon père et mes sœurs, soutien indéfectible depuis le premier jour. C'est en grande partie grâce à vous que j'ai pu arriver jusqu'ici, malgré un parcours scolaire semé d'embûches. Je tiens également à remercier Mala pour ton dévouement, qui m'a permis de m'émanciper en anglais.

Merci à mes amis à l'extérieur du laboratoire et notamment à Stéven, Samuel, Thomas et Tanguy qui m'ont permis de sortir de temps en temps du quotidien de la thèse.

Merci à Lucie pour ton soutien au quotidien lors de cette aventure, pour avoir partagé avec moi les moments de joie comme de difficultés. Tu as contribué à ce que ces années se passent au mieux. Merci pour tes corrections orthographiques et tes commentaires parfois dignes d'un encadrant de thèse. Ce manuscrit est d'autant plus fluide à lire grâce à toi. J'ai hâte de partager avec toi notre prochaine aventure à Bordeaux.

Quelque part en Aveyron le 28 octobre 2024

Chapitre 1

Introduction

Ce mémoire de thèse présente les travaux que j'ai réalisés à Toulouse entre 2020 et 2024 au sein du Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) dans l'équipe d'interférométrie atomique, ainsi qu'au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS) dans l'équipe de photonique. Ces travaux ont été financés par la région Occitanie, l'ANR MiniXQuanta et le CNES, et ont notamment fait l'objet d'un suivi au travers d'une R&T CNES. Ils s'inscrivent dans le contexte du développement de capteurs quantiques à onde de matière embarqués. Ces instruments, relativement complexes, étaient jusqu'à récemment principalement utilisés en laboratoire. Aujourd'hui, les techniques d'interférométrie atomique ont suffisamment évolué pour permettre leur utilisation en dehors de ces derniers. Cependant, l'environnement terrestre ou spatial ajoute un ensemble de contraintes supplémentaires. Ainsi, les systèmes laser, le système de contrôle, la chambre à ultra-vide ainsi que la source d'atomes froids ou ultra-froids constituant ces capteurs doivent répondre à plusieurs exigences : être compacts, robustes, consommer peu d'énergie et être transportables. Ma thèse s'est donc concentrée sur la conception d'une nouvelle source d'atomes ultra-froids répondant à ces contraintes. Là où les dispositifs similaires utilisent au moins trois faisceaux laser, la source que j'ai conçue est capable de générer un condensat de Bose-Einstein (BEC) avec un seul faisceau. Pour cela, j'ai dimensionné un réseau de diffraction permettant de réaliser un piège magnéto-optique à un faisceau. Celui-ci a été assemblé avec une puce magnétique que j'ai également conçue. Par la suite, j'ai mis en œuvre cette source, ce qui a permis d'obtenir pour la première fois une puce magnétique à réseau, capable de générer des atomes ultra-froids.

1.1 Contexte

Il y a aujourd'hui un effort considérable autour du développement des capteurs quantiques à onde de matière. Ces derniers peuvent être utilisés dans de multiples domaines, tels que civil [1, 2], scientifique [3, 4, 5, 6, 7] et militaire [2]. La manipulation d'atomes grâce à la lumière permet de concevoir des interféromètres atomiques. Ces derniers permettent de réaliser une superposition cohérente entre deux ondes de matière ayant parcourues deux chemins interférométriques différents. La configuration Mach-Zehnder [8], largement utilisée, consiste à réaliser sur les atomes des impulsions laser successives [9]. Ces dernières permettent alors de générer, comme pour son analogue optique, des lames séparatrices grâce à une impulsion laser dite $\pi/2$ et un miroir avec une impulsion dite π . Pour obtenir un interféromètre atomique, on réalise une succession d'impulsions séparatrice-miroir-séparatrice distantes d'un temps T (voir figure 1.1). Les faisceaux laser d'interférométrie de vecteur d'onde k , dans lesquels les atomes chutent, impriment leur phase $\propto kr(t)$ aux fonctions d'onde des deux bras, avec $r(t)$ la position des atomes au moment des impulsions laser. En première approximation, le déphasage atomique peut être compris comme une

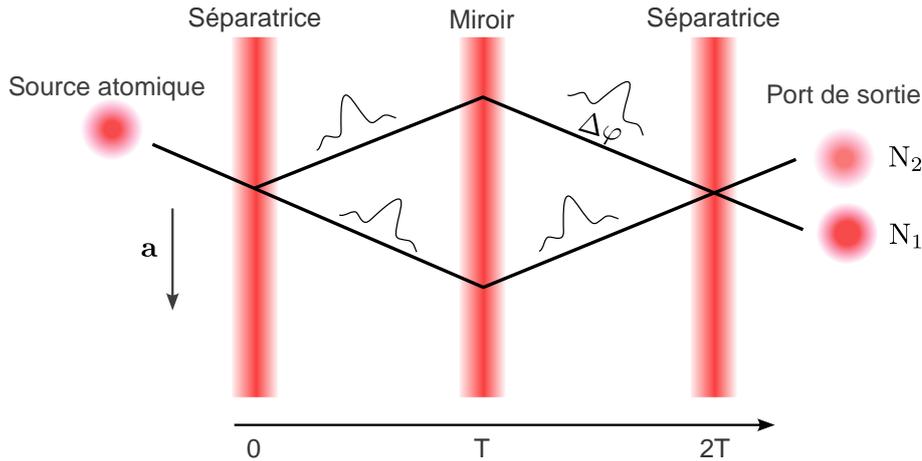


FIGURE 1.1 – Illustration du principe d'un interféromètre à onde de matière de type Mach-Zehnder. La source atomique est séparée en deux ondes cohérentes par une impulsion laser séparatrice. Après un temps T , ces dernières sont défléchies par une deuxième impulsion laser miroir. Puis, encore après un temps T , elles sont superposées par une dernière impulsion séparatrice. La différence de phase accumulée est alors déterminée en mesurant les populations dans les ports de sortie N_1 et N_2 .

mesure de la position des atomes au moment de chaque impulsion laser. Par conséquent, les populations dans N_1 et N_2 constituant les ports de sortie de l'interféromètre oscillent en fonction de la phase relative entre ses deux bras. Cette dernière est proportionnelle à l'accélération a des atomes suivant l'axe des faisceaux :

$$\Delta\varphi \propto akT^2 \quad (1.1)$$

Dans le cas où l'aire spatiale de l'interféromètre n'est pas nulle, il est aussi possible de mesurer des rotations [10]. Par rapport aux capteurs classiques, ces interféromètres possèdent une grande sensibilité aux effets inertiels, ils sont exacts et ont une très bonne stabilité à long terme. Ces trois qualités en font des instruments intéressants pour la géophysique, l'observation de la terre [6, 11], le génie civil [1], la navigation inertielle [2] et pour des expériences scientifiques [3, 4, 5].

La plupart des interféromètres embarqués actuellement développés utilisent des sources d'atomes froids. Ces derniers sont refroidis par laser et ont des températures de l'ordre de quelques μK . Pour limiter certains effets systématiques liés à la force de Coriolis, aux rotations ou aux aberrations de front d'onde du laser, il serait intéressant d'utiliser des sources ultra-froides capables de générer un condensat de Bose-Einstein [12, 13, 7, 14]. De plus, leurs utilisations permettent d'augmenter le temps T de l'interféromètre et donc sa sensibilité. En effet, la dispersion en vitesse des atomes étant plus faible, on dispose de plus de temps avant que ces derniers ne sortent des faisceaux laser d'interrogation. Enfin, l'utilisation d'atomes ultra-froids est particulièrement adaptée pour réaliser des interféromètres à grande séparation en impulsion [15, 16, 17].

La référence suivante [7] donne l'ensemble des spécifications à atteindre pour le développement des futures missions spatiales. En ce qui concerne les sources, l'objectif est de fournir un flux d'atomes ultra-froids élevé $> 10^6$ atomes par seconde.

1.2 La source développée : une puce magnétique à réseau

Dans cette étude, nous allons nous intéresser spécifiquement à la production d'une source d'atomes de condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb . Dans une première étape, pour refroidir et capturer une vapeur atomique, nous mettrons en œuvre des techniques de refroidissement laser exploi-

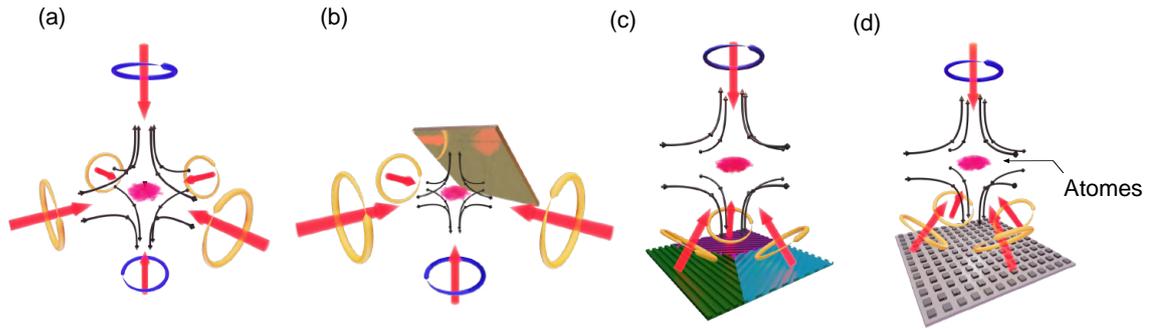


FIGURE 1.2 – Schéma des différentes configurations pour le refroidissement laser. (a) Configuration standard d'un piège magnéto optique utilisant à six faisceaux (b) Configuration d'un piège magnéto optique à miroir utilisant trois faisceaux. (c) et (d) Configuration d'un piège magnéto optique réseau à un faisceau. Les flèches noires représentent le quadrupôle de champs magnétique. Les flèches rouges et circulaires représentent respectivement les différents faisceaux laser et leur polarisation.

tant l'effet Doppler [18, 19, 20, 21]. Cette technique permet d'atteindre des températures typiques de l'ordre du μK . Pour atteindre la dégénérescence quantique, on utilise des pièges non dissipatifs dans lesquels le nuage pré-refroidi par laser est capturé. De cette manière, il est possible de refroidir les atomes par évaporation. Cela permet ainsi d'augmenter la densité dans l'espace des phases du nuage pour qu'il se condense dans l'état fondamental du piège [22, 23, 24].

Les différentes configurations pour le refroidissement laser : Le refroidissement laser demande d'utiliser un ensemble de faisceaux dits refroidisseurs qui sont décalés vers le rouge par rapport à une transition atomique. La configuration généralement utilisée consiste à générer trois paires de faisceaux contrapropageants placés suivant les trois directions de l'espace (voir figure 1.2 (a)). Du fait du grand nombre de faisceaux laser utilisé, elle est peu adaptée aux dispositifs embarqués. Une mise œuvre dérivée de cette configuration peut être obtenue en ajoutant un miroir à proximité des atomes incliné à 45° de sorte à réfléchir deux faisceaux laser (voir figure 1.2 (b)). Avec cette technique, par un jeu supplémentaire de miroir réfléchissant, il est possible d'utiliser seulement deux collimateurs. On peut encore réduire ce nombre en utilisant des réseaux de diffraction représentés sur les figures 1.2 (c) et (d). Cette configuration a été développée à partir de 2009 dans l'équipe de EQOP de l'université de Stratchclyde [25, 26]. Avec ce dispositif, seulement un faisceau laser est nécessaire au refroidissement, les autres étant générés par la diffraction de ce dernier sur le réseau. Par conséquent, utiliser ce type de configuration permet de réduire drastiquement le risque de désalignement optique, ce qui augmente la robustesse des pièges magnéto optiques. De ce fait, cette configuration est largement utilisée de nos jours afin de miniaturiser les capteurs quantiques à atomes froids [27]. Elle semble donc être un choix tout indiqué pour la conception d'une source atomique robuste et compacte. De plus, comme pour les pièges magnéto optiques miroirs, le nuage atomique se forme à quelques millimètres de la surface nano-structurée du réseau. Par conséquent, ce dernier peut être combiné avec une puce magnétique micro-fabriquée, avec laquelle on peut capturer les atomes pré-refroidis dans un piège non dissipatif.

Piège dipolaire et piège magnétique sur puce : La plupart des expériences récentes utilisent pour le refroidissement par évaporation des pièges optiques ou magnétiques. Les premiers exploitent la force dipolaire [28] afin de capturer les atomes, tandis que les deuxièmes se servent de la force magnétique. Les deux solutions sont étudiées pour des applications embarquées. Les travaux réalisés au LP2N à Bordeaux [29] ont démontré l'obtention un condensat tout optique dans

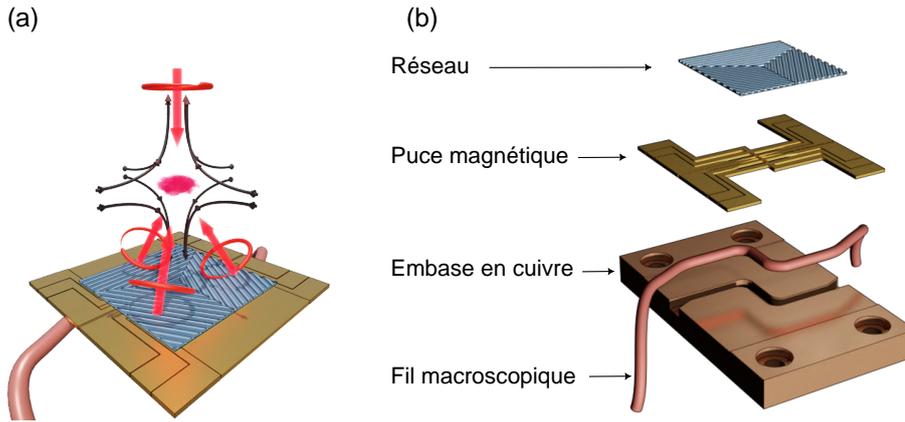


FIGURE 1.3 – Vue 3D de la puce fabriquée. (a) Vue de la puce magnétique et du réseau assemblé (b) Vue éclatée de la puce avec, du haut vers bas, le réseau de diffraction, la puce magnétique, un fil macroscopique et une embase en cuivre.

un environnement de microgravité. Les pièges magnétiques sur puce [30, 31, 32], quant à eux, sont utilisés dans des environnements embarqués tels que dans la station spatiale internationale CAL [33, 34, 35], dans des fusées avec MAIUS1 [36] et dans la tour de microgravité 'ZARM drop-tower' à Brême [37]. Elles sont actuellement combinées avec un piège magnéto optique miroir et permettent de générer un flux de 10^5 atomes par seconde [38]. Pour ces travaux, nous avons donc choisi de les utiliser car elles offrent de multiples avantages pour notre application. Contrairement aux solutions optiques pour lesquelles un alignement fin est nécessaire, les puces magnétiques utilisent des bobines et des fils mécaniquement fixés sur l'enceinte à vide. Par conséquent, elles permettent de simplifier et d'augmenter la robustesse de la source. De plus, du fait de leur faible résistivité électrique, leur fonctionnement ne demande peu de puissance. Ces avantages en font donc là encore un choix privilégié pour les applications embarquées.

Mes travaux de thèse visent à développer une source atomique ultra-froide qui réunit, pour la première fois, les avantages des pièges magnéto-optiques sur réseau et des puces magnétiques. J'ai représenté, sur la figure 1.3, une vue 3D de la puce que j'ai fabriquée ainsi qu'une photographie (voir figure 1.4) de cette dernière dans son enceinte à vide. On peut y voir les différents éléments qui la composent. Sur le dessus se trouve le réseau de diffraction utilisé pour le refroidissement laser, composé de trois réseaux 1D disposés à 120° . Le fil macroscopique et la puce magnétique, permettant de réaliser le piège non dissipatif pour le refroidissement par évaporation forcée, sont placés sous le réseau. La difficulté principale pour fabriquer un tel dispositif vient du fait que les pièges magnétiques sur puce sont très performants quand les atomes peuvent être approchés à proximité immédiate de leur surface. En effet, comme nous le verrons plus loin, pour que le refroidissement par évaporation soit efficace, il faut que le piège soit le plus comprimé possible. Dans le cas des pièges magnétiques, le confinement varie en I/z^2 où I est le courant et z la distance de capture par rapport au fil. Ici, la présence du réseau de diffraction ajoute une sur-épaisseur qui limite le bénéfice lié à la variation en $1/z^2$ du confinement. Il faut donc fabriquer un réseau le plus fin possible et concevoir une puce magnétique capable de résister à des courants élevés. Ainsi, on peut capturer les atomes dans un piège confinant suffisamment loin de la surface. La réalisation et la mise en œuvre de ce type de source demande de réunir des compétences transverses en photonique, en micro fabrication en salle blanche et dans le domaine des atomes froids.

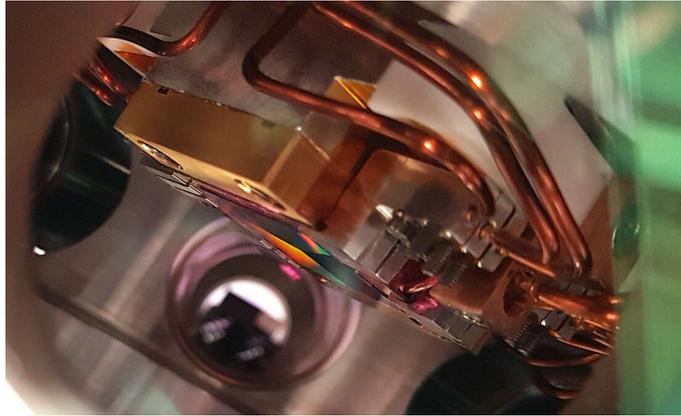


FIGURE 1.4 – Photographie de la puce fabriquée dans l'enceinte à vide. On peut voir en rouge à la surface du réseau le nuage d'atomes capturés dans le piège magnéto optique.

1.3 Travail de thèse

Lors de mon arrivée en thèse en octobre 2020, des travaux préliminaires sur une puce magnétique à miroir avaient été réalisés. Cette puce avait été testée dans un dispositif rudimentaire et une enceinte à vide de récupération. Ce premier prototype souffrait de multiples défaillances de conception. Le miroir, relativement épais et fixé à la surface de la puce magnétique, était mal collé et menaçait de se décrocher. La puce magnétique avait subi une dé-lamination de ses fils, probablement due à une application d'un courant électrique trop important. Mis à part le fait que tous les points de conception devaient être repris, je n'ai pas pu obtenir beaucoup de retour d'expérience de ce prototype. Par conséquent, la suite de mon doctorat s'est focalisée sur la conception d'un nouveau dispositif expérimental et d'une nouvelle puce comportant non pas un miroir mais un réseau de diffraction. Pour aboutir à la source que je présente ici, je me suis appuyé sur les compétences croisées en photonique et microfabrication du LAAS-CNRS ainsi que les connaissances en physique des atomes froids du LCAR. Au cours de ces travaux, j'ai conçu, fabriqué et assemblé une nouvelle puce magnétique et un réseau de diffraction. En parallèle, j'ai conçu et monté le dispositif expérimental comprenant un nouveau banc laser, une nouvelle chambre à vide, un nouveau système d'instrumentation et d'imagerie. Par la suite, j'ai mis en œuvre la source que j'ai fabriquée ce qui m'a permis d'obtenir le 24 février 2024 le premier condensat de Bose-Einstein sur puce à réseau.

1.4 Organisation du manuscrit

J'ai organisé le manuscrit en quatre parties : les deux premiers chapitres traitent de la conception et de l'assemblage de la puce ; par la suite, je décris le dispositif expérimental et je finis par présenter les performances de la source.

Chapitre 1 : Ce premier chapitre est dédié au **dimensionnement** et à la **conception du réseau**. Dans une première partie, je rappelle les éléments de théorie essentiels à la compréhension du refroidissement laser. Je détaille par la suite le cas particulier du piégeage magnéto-optique en réseau. À partir de cela, je définis les caractéristiques optiques telles que l'efficacité de diffraction et de polarisation que doit respecter un réseau pour cette application. J'explique l'influence de l'angle de diffraction sur les caractéristiques du refroidissement laser et je montre pourquoi nous avons préféré fabriquer des réseaux 1D plutôt qu'un 2D. Par la suite, j'expose la méthodologie de conception basée sur des simulations optiques des réseaux utilisant la méthode modale de Fourier (RCWA). Je montre comment j'ai identifié un réseau de diffraction garantissant de bonnes perfor-

mances optiques, tout en étant peu sensible aux imperfections de fabrication. J'explique ensuite comment ce dernier a été conçu en salle blanche. Par la suite, je le caractérise optiquement et je le confronte aux prédictions numériques. Cela me permet de valider la procédure de fabrication, à l'issue de laquelle j'ai pu obtenir un réseau dont les caractéristiques optiques sont celles attendues pour un piégeage magnéto-optique.

Chapitre 2 : Ce chapitre décrit la **conception de la puce magnétique** ainsi que son **assemblage avec le réseau**. La première partie se focalise sur la conception d'un piège magnétique sur puce qui doit générer un piège comprimé loin de sa surface pour placer le réseau par-dessus. Je rappelle les éléments essentiels de l'évaporation forcée et du piégeage magnétique sur puce. À partir de cela, je définis ses contraintes de conception. Par la suite, je détaille le dimensionnement du fil. Dans un premier temps, à partir de considérations d'échauffement par effet Joule, je fixe sa section. Dans un second temps, à partir d'un code de simulation du champ magnétique, je définis les dimensions de ce dernier. Je montre ainsi que le fil dimensionné est capable de générer un piège magnétique comprimé suffisamment loin de sa surface. Dans la seconde partie, après avoir détaillé la **fabrication de la puce magnétique**, j'explique la **procédure d'assemblage** du fil macroscopique de la puce et du réseau. Ainsi, grâce à des tests d'échauffement par effet Joule des fils de la puce et la mesure de l'épaisseur du réseau aminci et collé, je démontre que ces derniers pourront être pleinement utilisés.

Chapitre 3 : Dans ce chapitre, je détaille l'architecture du **dispositif expérimental**. Je détaille les spécifications des différentes bobines de champ magnétique. J'explique comment les fréquences laser sont générées par le banc optique. Je décris également le schéma de connexions électriques de la puce magnétique. Ensuite, j'explique le fonctionnement de l'imagerie par fluorescence ainsi que son programme d'acquisition. Je termine par décrire rapidement le programme de contrôle et d'optimisation bayésienne de la séquence expérimentale.

Chapitre 4 : Dans ce chapitre, je détaille les **performances** et les points d'amélioration **de la puce à réseau** que j'ai fabriquée. Une première partie est dédiée à l'optimisation du piège magnéto-optique sur réseau où je montre l'intérêt d'utiliser un faisceau à profil d'intensité plat. Dans la deuxième partie, je détaille la procédure de chargement du nuage refroidi par laser dans le piège magnétique. Par la suite, j'explique la séquence de refroidissement par évaporation forcée et j'analyse l'évolution des paramètres physiques du nuage au cours de cette dernière. Enfin, je démontre qu'à l'issue de cette étape, un **condensat de Bose-Einstein** a bien été obtenu. Ce chapitre permet ainsi de valider tout le travail de conception et de fabrication de la puce, aboutissant à une source d'atomes ultra-froids fonctionnelle.

Chapitre 2

Réseau de diffraction pour le piégeage magnéto-optique : dimensionnement et conception

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au dimensionnement d'un réseau de diffraction pour l'obtention d'un piège magnéto-optique (MOT). Dans un premier temps, je vais rappeler rapidement le principe du refroidissement laser afin d'en dégager les points essentiels qui guideront sa conception. Nous étudierons le cas particulier du piégeage magnéto-optique sur réseau, ce qui nous permettra de fixer ses propriétés optiques. Je décrirai l'impact de l'angle de diffraction sur les forces magnéto-optiques et sur la taille du volume de recouvrement des faisceaux. Nous comparerons la géométrie tétraédrique à trois réseaux de diffraction 1D et la configuration à cinq faisceaux produite par l'utilisation de réseaux 2D. J'expliquerai pourquoi nous avons choisi de fabriquer la géométrie avec les trois réseaux 1D. Par la suite, grâce à des simulations numériques de type méthode Modale de Fourier (FMM, aussi appelée Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA)), j'expliquerai comment nous identifions un réseau de diffraction qui concilie à la fois de bonnes performances optiques et une bonne tolérance aux imperfections de fabrication. Enfin, je montrerai que le réseau fabriqué en salle blanche est en accord avec les simulations numériques et possède les performances optiques attendues.

2.1 Principe de fonctionnement du refroidissement laser

Le piège magnéto-optique est la première étape dans la séquence de refroidissement. Il permet d'accumuler et de refroidir les atomes de ^{87}Rb qui seront par la suite chargés dans un piège non dissipatif généré par la puce magnétique.

La force de pression de radiation permet de créer une force de rappel et de friction, via l'effet Zeeman et Doppler. Une fois qu'un nombre suffisant d'atomes est accumulé et pré-refroidi, des mécanismes de refroidissement sub-Doppler permettent d'atteindre des températures proches de la limite de recul du refroidissement laser ($\approx 1 \mu\text{K}$ pour le ^{87}Rb). On appelle cette étape la mélasse optique. Le principe de fonctionnement du refroidissement laser est détaillé dans le cours du collège de France de Jean Dallibard de 2014 [39] et dans le livre de Christopher J. Foot [40]. Nous allons en rappeler les éléments clés qui seront utiles par la suite. Le lecteur familier avec le refroidissement laser peut passer directement à la section 2.2.

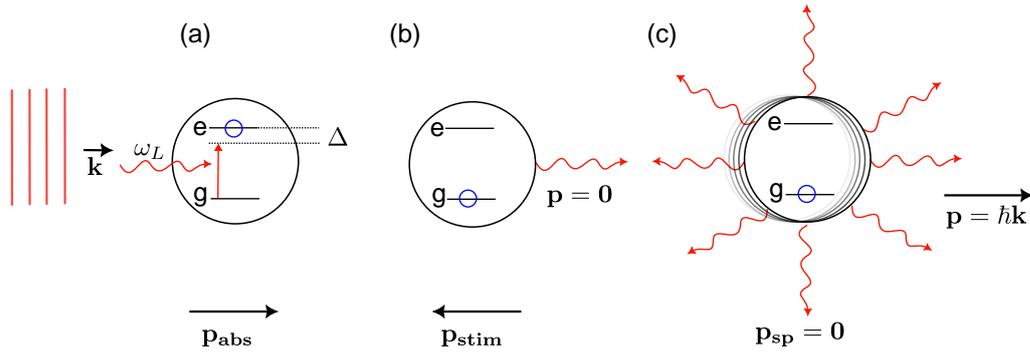


FIGURE 2.1 – (a) Atome à deux niveaux absorbant un photon de vecteur d’onde \mathbf{k} , d’impulsion ω_L et désaccordé par rapport à la résonance de Δ . (b) Dé-excitation par émission stimulée : l’impulsion de l’atome après un cycle d’absorption puis d’émission est nulle. (c) Dé-excitation par émission spontanée : l’émission spontanée étant un phénomène isotrope, en moyenne aucune impulsion n’est transférée à l’atome et l’impulsion du photon absorbé n’est pas compensée.

2.1.1 Force de pression de radiation

Afin d’illustrer le principe du refroidissement Doppler, nous introduirons le modèle de l’atome à deux niveaux illustré sur la figure 2.1 (a). Les états g et e représentent respectivement l’état fondamental et excité dont la durée de vie est de $1/\Gamma$. L’atome interagit avec une onde plane progressive de vecteur d’onde \mathbf{k} désaccordée par rapport à la transition à résonance $\omega_0 = (E_e - E_g)/\hbar$ de $\Delta = \omega_L - \omega_0$ avec ω_L la pulsation laser. Les équations de Bloch-optique permettent de calculer les évolutions des états e et g . Leurs solutions stationnaires nous donnent la probabilité d’occupation du niveau atomique fondamental P_g et celle du niveau excité P_e :

$$P_e = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} = 1 - P_g \quad (2.1)$$

Avec le paramètre de saturation s donné par :

$$s = \frac{s_0}{1 + \frac{2\delta^2}{\Gamma}} \quad (2.2)$$

Le paramètre de saturation s dépend de l’intensité laser I par l’intermédiaire de $s_0 = I/I_{\text{sat}}$, I_{sat} étant l’intensité de saturation de la transition atomique considérée. Le paramètre δ représente le désaccord laser par rapport à l’état e vu dans le référentiel de l’atome. Dans le cas où celui-ci est au repos, dans le référentiel du laboratoire, on écrit que $\delta = \Delta$. Ainsi, quand $s = 0$, l’atome se trouve dans l’état fondamental avec une probabilité de $P_g = 100\%$, alors que quand $s \gg 1$ ($I \gg I_{\text{sat}}$), l’atome a une probabilité égale de $P_e = P_g = 50\%$ d’être dans le niveau fondamental ou excité. On dit dans ce second cas que la transition est saturée.

Du fait de la conservation de l’impulsion, l’absorption d’un photon s’accompagne d’une augmentation de la quantité de mouvement $\hbar\mathbf{k}$ de l’atome. Une fois dans e , l’atome peut alors se désexciter de deux manières : soit par émission stimulée (voir figure 2.1 (b)), soit par émission spontanée (voir figure 2.1 (c)). Le refroidissement Doppler est lié à cette dernière qui est un processus isotrope et donc qui, en moyenne, ne communique pas de quantité de mouvement l’atome. Par conséquent, après grand nombre $N \gg 1$ d’absorption puis d’émission spontanée, l’atome reçoit $N\hbar\mathbf{k}$ quantum d’impulsion dans la direction de propagation du laser.

L’atome réalise des cycles d’absorption puis d’émission spontanée avec un taux R_{sp} qui est le produit de la probabilité d’occupation de l’état excité multiplié par sa largeur de raie Γ .

$$R_{sp} = \Gamma P_e \quad (2.3)$$

A chaque cycle, la quantité de mouvement augmente en moyenne de $\delta \mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$. Par conséquent, l'atome subit une force de pression de radiation dans le sens de propagation de la lumière :

$$\mathbf{F} = \frac{\delta \mathbf{p}}{\delta t} = \hbar \mathbf{k} R_{sp} \underset{s \gg 1}{=} \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \quad (2.4)$$

2.1.2 Refroidissement Doppler 1D

Du fait de sa température, l'atome est en mouvement dans le référentiel du laboratoire. Par conséquent, la fréquence laser vue par l'atome est décalée par l'effet Doppler. Cela a pour conséquence d'ajouter une dépendance en vitesse \mathbf{kv} au désaccord :

$$\delta = \Delta - \mathbf{kv} \quad (2.5)$$

Par conséquent, la force de pression de radiation change en fonction de la vitesse de l'atome. Si nous réglons la fréquence du laser avec un décalage vers le rouge par rapport à la résonance ($\Delta < 0$), on peut différencier deux cas :

- La vitesse de l'atome est de même direction que \mathbf{k} : $\delta = \Delta - kv$. La fréquence du laser dans le référentiel de l'atome s'éloigne de la résonance et la force de pression de radiation diminue (voir figure 2.2 (a)).
- La vitesse de l'atome est de direction opposée à \mathbf{k} : $\delta = \Delta + kv$. La fréquence du laser dans le référentiel de l'atome se rapproche de la résonance et la force de pression de radiation augmente (voir figure 2.2 (b)).

A présent, comme illustré sur la figure 2.2 (c), si l'on rajoute une deuxième onde progressive de fréquence identique à la première mais se propageant en sens inverse ($\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$), l'atome subira alors toujours une force plus élevée de la part du faisceau qui sera contra-propageant à sa direction de déplacement. La résultante des forces auxquelles est soumis l'atome est alors donnée par :

$$F_{\text{tot}} = F_1(\Delta - kv) + F_2(\Delta + kv) \quad (2.6)$$

où F provient de l'équation (2.4).

Dans le cas où la vitesse de l'atome est faible, c'est à dire que $|\mathbf{kv}| \ll \Gamma$ et que la transition n'est pas saturée (l'intensité laser est faible devant l'intensité de saturation $s_0 \ll 1$), on peut faire un développement limité¹ de l'expression (2.6) pour faire apparaître un coefficient de friction α .

$$F_{\text{tot}}(v, \Delta) \approx -4\hbar k^2 s_0 \frac{-2\Delta/\Gamma}{[1 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} v = -\alpha v \quad (2.7)$$

Ainsi, un atome de masse M verra sa vitesse diminuer avec un temps caractéristique $\tau = M/\alpha$. On appelle cette configuration une mélasse optique car l'atome alors plongé dans ce champ lumineux se comporte comme s'il se déplaçait dans un fluide visqueux.

1. $F_{\text{tot}}(v, \Delta) \approx F(\Delta, 0) - kv \left[\frac{\partial F}{\partial kv} \right]_{(\Delta, 0)} - F(\Delta, 0) + kv \left[\frac{\partial F}{\partial kv} \right]_{(\Delta, 0)}$

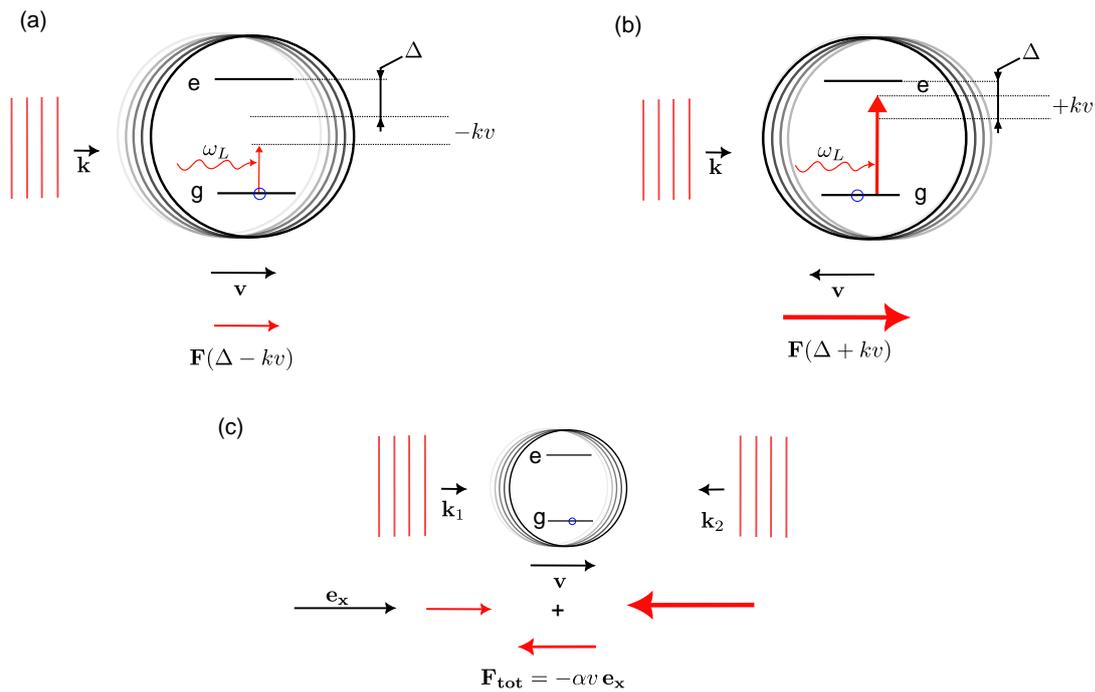


FIGURE 2.2 – (a) Atome à deux niveaux avec une vitesse v positive soumis à une onde plane venant de la gauche de vecteur d'onde \vec{k} et d'impulsion ω_L . L'atome se déplace dans le même sens que l'onde laser, la fréquence vue par celui-ci est décalée vers le bleu. La force de pression de radiation qui pousse l'atome vers les x positifs est faible. (b) Atome avec une vitesse v négative soumis à une onde plane venant de la gauche. L'atome se déplace dans le sens contraire à l'onde laser, la fréquence vue par celui-ci est décalée vers le rouge. La force de pression de radiation qui ralentit l'atome est forte. (c) Atome soumis à deux ondes laser contra-propageantes ($\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$) de même impulsion. L'atome est soumis à une force de friction qui le ralentit.

L'approximation que nous venons de faire n'est valide que dans le cas où les deux laser saturent individuellement faiblement la transition atomique, c'est à dire que $s_0 \ll 1$ [39]. De plus, les deux ondes forment une onde stationnaire et donc créent une dépendance en position de l'intensité. La force décrite plus haut doit être comprise comme la force moyenne ressentie par l'atome sur une période $\lambda/2$ de l'onde stationnaire.

2.1.3 Piège magnéto-optique 1D

Le refroidissement Doppler permet de ralentir les atomes à une vitesse moyenne nulle mais ne les confine pas spatialement.

Si on ajoute un gradient de champ magnétique généré par des bobines, les niveaux d'énergie des états de l'atome vont être déplacés par effet Zeeman (voir figure 2.3 (a)). Cela a pour effet d'ajouter une dépendance spatiale du désaccord δ et donc de la force de pression de radiation. Si on considère à présent une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$, l'état excité comporte trois états dégénérés $|m = -1\rangle, |m = 0\rangle, |m = +1\rangle$. La dégénérescence est levée par effet Zeeman avec $E_B = m\mu|B|$ où $B = xB'e_x$ est le champ magnétique, B' son gradient, μ le moment magnétique de l'état excité et m le nombre quantique magnétique du sous niveau considéré. Par conséquent, le désaccord laser pour un état m est donné par :

$$\delta = \Delta - kv + m\mu|x|B'/\hbar \quad (2.8)$$

Comme représenté sur la figure 2.3 (c), si on utilise deux faisceaux laser contra-propageants polarisés circulairement droits, du fait du retournement du champ magnétique et donc de l'axe de quantification, le premier laser engendrera des transitions de type σ_- en $x < 0$ et σ_+ en $x > 0$ ². Pour le deuxième laser, la situation est inversée et les transitions adressées sont de type σ_- en $x > 0$ et σ_+ en $x < 0$. Par conséquent, seuls les états $m = +1$ et $m = -1$ sont adressés et les désaccords laser des faisceaux de gauche et de droite sont donnés par :

$$\delta_{\text{gauche}} = \Delta - kv - \mu x B' / \hbar \quad (2.9)$$

$$\delta_{\text{droite}} = \Delta + kv + \mu x B' / \hbar \quad (2.10)$$

En utilisant l'équation (2.4) pour chaque faisceau et en y ajoutant le désaccord calculé ci-dessus, la force alors ressentie par un atome dans ce champ laser est donnée par :

$$F_{\text{tot}}(\Delta, kv, x) = \hbar k \frac{\Gamma}{2} s_0 \left[\frac{1}{1 + 4(\Delta - kv - \mu x B' / \hbar)^2 / \Gamma^2 + s_0} - \frac{1}{1 + 4(\Delta + kv + \mu x B' / \hbar)^2 / \Gamma^2 + s_0} \right] \quad (2.11)$$

Si on se met dans le cas où $s_0 \ll 1$, que l'effet Zeeman, $\mu|x|B'/\hbar$ et kv sont faibles devant Γ , on peut faire un développement limité de l'équation (2.11). On peut donc réécrire la force sous la forme d'une force de friction (2.7) et d'une force de rappel avec κ sa constante de raideur :

2. Il peut y avoir une confusion entre le sens de polarisation de la lumière et le moment cinétique. Quand je parle de polarisation, je fais référence à la polarisation définie en optique. La circularité de la lumière est donc définie par rapport au vecteur d'onde k de l'onde considérée. Par rapport à k , une polarisation dite circulaire gauche tourne dans le sens direct et une circulaire droite tourne en sens indirect. Pour définir le moment cinétique, comme représenté sur la figure 2.3 (b) je choisis comme axe de quantification le sens du champ magnétique local.

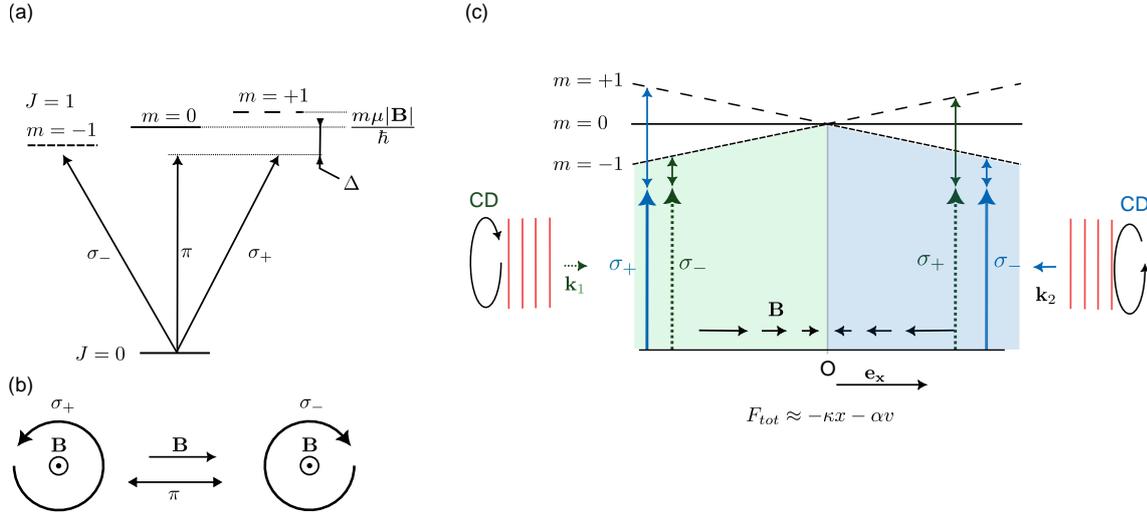


FIGURE 2.3 – (a) Levée de dégénérescence par effet Zeeman des états excités pour une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$. Les flèches représentent le moment cinétique permettant d’adresser les différentes transitions. (b) Base de polarisation associée au moment cinétique σ_+ , σ_- , π défini par rapport à la direction de \mathbf{B} choisie comme axe de quantification. (c) Piège magnéto-optique 1D. Le gradient de champ magnétique est représenté par les flèches noires horizontales. Les états excités adressés par de la lumière polarisée σ_- et σ_+ sont représentés respectivement par des flèches en pointillés serrés et larges.

$$F_{\text{tot}}(\Delta, kv, x) \approx -\alpha \frac{\mu B'}{k\hbar} x - \alpha v = -\kappa x - \alpha v \quad (2.12)$$

Grâce à cet effet, les atomes sont à la fois refroidis et accumulés autour du minimum de champ magnétique (en $x = 0$).

2.1.4 Température limite du refroidissement Doppler

Pour établir la température limite du refroidissement Doppler, il est nécessaire de prendre en compte les fluctuations des processus d’absorption et d’émission spontanée. Si on reprend le cas traité en 2.1.2, un atome dont la vitesse moyenne est nulle va absorber, avec une probabilité égale, un photon venant de droite ou de gauche. Par conséquent, l’atome suit une marche aléatoire dont le pas en impulsion est de $\hbar k$. Il en est de même pour l’émission spontanée. Après une multitude de cycles d’absorption et d’émission, ce mouvement Brownien engendre une augmentation de la moyenne quadratique de l’impulsion. Il en résulte alors un chauffage [18] :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{chauffage}} = \frac{\hbar^2 k^2 R_{sp}}{M} \quad (2.13)$$

Pour trouver la température à l’équilibre du refroidissement Doppler, il faut que les puissances de chauffage et de refroidissement soient égales : $\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{chauffage}} + \left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{refroidissement}} = 0$. En utilisant (2.7) on trouve que :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{refroidissement}} = -\alpha v^2 \quad (2.14)$$

La vitesse moyenne quadratique est donc donnée par :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\hbar \Gamma}{4M} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma} \quad (2.15)$$

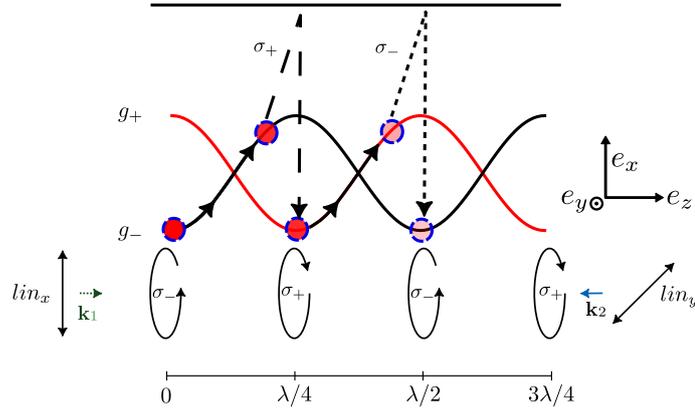


FIGURE 2.4 – (a) Illustration du refroidissement Sisyphe pour une transition $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$. L'interférence entre l'onde arrivant de la gauche, polarisée linéairement suivant x , et celle contra-propagante, polarisée suivant y , génère un réseau de polarisation. Tous les $\lambda/4$, la polarisation change d'ellipticité. L'action conjointe du déplacement lumineux et du pompage optique dans les états de plus faible énergie permet un refroidissement.

Enfin, en utilisant le théorème d'équipartition de l'énergie, on en déduit la température à l'équilibre T :

$$T = \frac{\hbar\Gamma}{4k_B} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma} \quad (2.16)$$

La température minimale est atteinte pour un désaccord laser de $\Delta = -\Gamma/2$, ce qui correspond au coefficient de friction α le plus élevé :

$$T_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.17)$$

Dans le cas de l'atome de ^{87}Rb ($\Gamma = 2\pi \cdot 6.065 \text{ MHz}$), la limite de refroidissement Doppler est alors théoriquement de $147 \mu\text{K}$.

2.1.5 Mécanisme de refroidissement sub-Doppler

Lors des premières expériences de refroidissement Doppler, il a été observé des températures bien plus basses que la limite présentée ci-dessus. La température atteinte pour une mélasse de sodium était six fois inférieures à celle prédite par le modèle à deux niveaux [41]. La contribution de Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji et de William D. Phillips à la compréhension et à la démonstration expérimentale de cet effet leur a valu le prix Nobel de physique en 1997 [18, 19, 20, 21].

Les mécanismes sub-Doppler apparaissent quand on considère la structure hyperfine des atomes ainsi que les effets de réseau optique. L'interaction des atomes avec le réseau optique engendre un refroidissement dit par gradient de polarisation. Je vais ici présenter deux cas de configuration 1D pour lesquelles des formules analytiques permettent d'évaluer la température limite.

La première, appelée refroidissement Sisyphe [21], consiste à utiliser deux laser contra-propageants désaccordés vers le rouge et de polarisations linéaires orthogonales. Cette configuration dite « lin \perp lin » crée un réseau de polarisation elliptique avec une alternance périodique de polarisations, circulaire droite, linéaire, circulaire gauche, linéaire, avec une période de $\lambda/2$. Cette configuration représentée sur la figure 2.4 engendre un refroidissement induit par l'action conjointe d'un déplacement lumineux des états fondamentaux et d'un effet de pompage optique.

Dans le cas le plus simple où l'on considère un atome avec une transition $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$, l'état fondamental g_- subit un déplacement lumineux plus important là où la lumière est polarisée circulairement gauche (σ_-). Inversement, l'état g_+ subit un déplacement lumineux plus important là où la lumière est polarisée circulairement droite (σ_+). On observe donc une modulation spatiale en opposition de phase de l'énergie des niveaux g_+ et g_- respectivement en $E_+ \propto \cos^2(2kz)$ et $E_- \propto \sin^2(2kz)$.

A la modulation de l'énergie des états fondamentaux vient s'ajouter une modulation spatiale du taux de pompage $\gamma_+(g_- \rightarrow g_+) \propto \sin^2(2kz)$ et $\gamma_-(g_+ \rightarrow g_-) \propto \cos^2(2kz)$. Par conséquent, les atomes sont toujours préférentiellement pompés dans l'état de plus faible énergie.

En effet, un atome initialement en $z = 0$ et dans l'état de plus faible énergie g_- verra des photons de polarisation σ_- . Après un cycle d'absorption et d'émission spontanée, il va donc rester dans l'état g_- .

Si l'atome a une vitesse suffisante pour se déplacer jusqu'en $z = \lambda/4$, il se retrouvera alors dans un état de plus haute énergie (g_- étant l'état de plus haute énergie à cette position, comme décrit sur la figure 2.4). L'atome a donc gravi une colline de potentiel et, par conséquent, a perdu en énergie cinétique. Il est alors plongé dans un champ laser polarisé circulaire droit, engendrant des transitions de type σ_+ . La probabilité de se désexciter dans l'état g_+ de plus faible énergie ($E_-(z = \lambda/4) > E_+(z = \lambda/4)$) après l'absorption d'un photon σ_+ étant plus grande que celle de se désexciter dans g_- , l'atome sera pompé préférentiellement dans l'état de plus faible énergie g_+ . Le processus se répète alors en $z = \lambda/2$: l'atome a gravi à nouveau une colline de potentiel et se retrouve préférentiellement pompé dans l'état de plus basse énergie g_- . Par conséquent, en moyenne, un atome va gravir plus de collines de potentiel qu'il ne va en descendre, et donc perdre de son énergie cinétique. On appelle ce mécanisme le refroidissement Sisyphe.

Ce refroidissement Sisyphe fonctionne sur des plages de vitesses faibles $v \leq v_c = \frac{\Gamma}{9k} S_{(v=0)}$ [39] qui, dans le cas du refroidissement Doppler, sont de $v \leq \Gamma/k$ [21].

Les deux mécanismes fonctionnent simultanément : les atomes sont pré-refroidis par l'effet Doppler jusqu'à être sensibles aux effets sub-Doppler.

La température à l'équilibre du refroidissement Sisyphe [21, 39], T_{Sisyphe} est donnée par l'expression analytique :

$$T_{\text{Sisyphe}} \approx \frac{\hbar\Gamma^2}{4|\Delta|} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \propto \frac{I}{|\Delta|} \quad (2.18)$$

Elle suit une loi différente de celle du refroidissement Doppler (voir l'équation (2.16)).

Cette température est proportionnelle à l'intensité laser et est inversement proportionnelle à son désaccord. Par conséquent, en désaccordant fortement la fréquence et baissant l'intensité laser, on est capable de se rapprocher de la température limite absolue du refroidissement laser, donnée par la température de recul qui est de $T_{\text{recul}} = \frac{\hbar^2 k^2}{Mk_B} \approx 0.4 \mu\text{K}$ pour du ^{87}Rb .

Dans la plupart des expériences, la configuration lin \perp lin n'est pas la plus utilisée. Comme illustré sur la figure 2.3 (c), il est plus courant d'utiliser des faisceaux contra-propageants de polarisations circulaires orthogonales σ_+ et σ_- (corkscrew). En effet, cette configuration laser est nécessaire afin obtenir la force de rappel pendant l'étape de piégeage magnéto optique. On peut montrer dans ce cas que des mécanismes sub-Doppler existent aussi. La température est alors donnée, dans le cas 1D, par l'équation [21, 20] :

$$T_{\text{corkscrew}} = \frac{\hbar\Gamma^2}{2|\Delta|} \frac{I}{I_{\text{sat}}} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{1}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} \right] \quad (2.19)$$

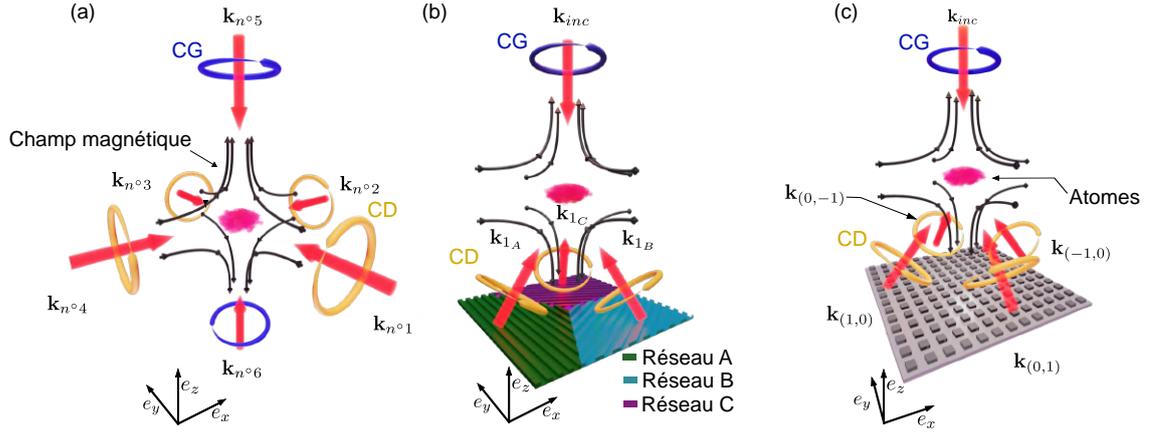


FIGURE 2.5 – Représentation schématique de différentes configurations laser pour un piège magnéto-optique. (a) Configuration standard à six faisceaux laser. (b) Configuration tétraédrique utilisant un faisceau en incidence normale sur trois réseaux 1D (A, B, C) disposés à 120° dans le plan (x,y) . (c) Configuration à cinq faisceaux utilisant un faisceau en incidence normale sur un réseau 2D à maille carré. Les flèches rouges représentent les faisceaux laser. Pour la configuration standard, les six vecteurs d'onde sont notés $\mathbf{k}_{n^\circ 1,2,3,4,5,6}$. Pour les réseaux de diffraction sur les figures (b) et (c), le vecteur d'onde du faisceau incident est noté \mathbf{k}_{inc} , les vecteurs d'onde diffractés d'ordre 1 sont définis pour le tri-réseau 1D par $\mathbf{k}_{1A}, \mathbf{k}_{1B}, \mathbf{k}_{1C}$ et par $\mathbf{k}_{(1,0)}, \mathbf{k}_{(-1,0)}, \mathbf{k}_{(0,1)}, \mathbf{k}_{(0,-1)}$ pour le réseau 2D (les indices (i,j) correspondent aux ordres de diffraction). Les flèches circulaires jaunes et bleues représentent respectivement une polarisation circulaire droite (CD) ou gauche (CG).

Ici aussi, la température limite dépend du rapport en I/Δ . On observe donc aussi des températures sub-Doppler avec cette configuration.

2.2 Refroidissement laser sur réseau

Dans la section précédente, nous avons vu le principe de fonctionnement du piège magnéto-optique dans le cas 1D. Afin de réaliser un refroidissement suivant les trois directions de l'espace, il est courant d'utiliser trois paires orthogonales de faisceaux lasers contra-propageants auxquels on ajoute un quadropôle magnétique de symétrie cylindrique suivant l'axe e_z . Cette configuration dite « standard » est représentée sur la figure 2.5 (a). Deux paires de faisceaux sont disposées dans le plan radial du quadropôle (e_x, e_y) et une troisième paire suivant l'axe axial (e_z). La polarisation des faisceaux est choisie relativement à l'orientation du quadropôle de champ magnétique (représenté en noir), de sorte à générer des transitions de type σ_- et d'obtenir une force de rappel. La polarisation, représentée par les flèches jaune et bleu, est donc choisie respectivement circulairement droite (CD) pour le plan radial et circulairement gauche (CG) pour la direction axiale. Les atomes sont refroidis et accumulés dans la zone où les six faisceaux se recouvrent et où le champ magnétique s'annule.

Il a été montré expérimentalement que la configuration standard pouvait être modifiée pour n'utiliser que quatre faisceaux laser au lieu de six [42]. Cette configuration, dite tétraédrique, est représentée pour le cas du piège magnéto-optique réseau (GMOT) sur la figure 2.5 (b). Un faisceau suivant e_z (en incidence normale sur les réseaux) est diffracté par trois réseaux 1D disposés à 120° . Le recouvrement des trois ondes diffractées par l'ordre 1 de chaque réseau et du faisceau incident génère un champ laser permettant la formation d'un MOT. En utilisant des réseaux 2D (figure 2.5 (c)), on notera qu'il est possible d'augmenter le nombre de faisceaux diffractés à quatre.

2.2.1 Écriture des forces du piège magnéto-optique 3D

Les travaux pionniers réalisés par l'équipe EQOP de l'université de Strathclyde sur le développement de pièges magnéto-optiques réseaux (GMOT) ont permis de dégager les conditions nécessaires à la stabilité du GMOT [25, 43, 26, 44]. Ce travail a été principalement réalisé lors de la thèse de Matthieu Vangeleyn [45] et de James P. McGilligan [46]. Je vais en rappeler ici les points les plus importants à mes yeux.

Dans le cas d'une configuration 3D, pour calculer la force de pression de radiation à laquelle est soumis un atome, on considère que les faisceaux sont indépendants et que l'on peut donc sommer leurs contributions individuelles [18] :

$$\mathbf{F}_{tot} = \sum_{j=1}^{N_{MOT}} \mathbf{F}_j(x, y, z) \quad (2.20)$$

\mathbf{F}_j est la force du $j^{\text{ème}}$ faisceau laser du piège magnéto optique et N_{MOT} le nombre total de faisceaux utile.

Pour la configuration standard, toutes les paires de faisceaux sont alignées suivant les axes propres du quadropôle. Par conséquent, le raisonnement en 1D fait en 2.1.3 est directement transposable aux trois directions de l'espace.

Pour les configurations utilisant des réseaux, seul le faisceaux incident est aligné sur un axe propre du quadropôle de champ. L'axe de propagation des faisceaux diffractés et l'axe de quantification ne sont pas colinéaires. Par conséquent, un faisceau diffracté polarisé circulairement peut adresser les transitions π , σ_- et σ_+ . Il faut alors décomposer la force de chaque faisceau en trois composantes : les forces de pression de radiation engendrée par la lumière polarisée π , σ_- et σ_+ . Afin de connaître la proportion de chaque force, la polarisation des faisceaux laser doit être décomposée sur la base de quantification.

La figure 2.6 représente un faisceau laser de vecteur d'onde \mathbf{k}_j et de polarisation circulaire orientée d'un angle φ par rapport à l'axe de quantification \mathbf{e}_z . Ce dernier est défini relativement à l'orientation locale du champ magnétique \mathbf{B} et est choisi colinéaire. L'état de polarisation du faisceau laser j dans la base R_j (avec $\mathbf{e}_{zR_j} = \mathbf{k}_j / |\mathbf{k}_j|$) se propageant suivant \mathbf{k}_j peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{E}_{j,R_j} = \frac{E_j}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-iC\frac{\pi}{2}} \\ 0 \end{pmatrix}_{R_j} e^{-i(\omega t)} \quad (2.21)$$

Avec E_j l'amplitude du champ électrique. Le paramètre C définit la circularité de l'onde :

- si $C = 1$, une phase de $\pi/2$ est ajoutée à la composante suivant \mathbf{e}_{yR_j} et la polarisation est donc circulaire droite, c'est à dire qu'elle tourne dans le sens indirect par rapport à \mathbf{k}_j dans le plan $(\mathbf{e}_{xR_j}, \mathbf{e}_{yR_j})$.
- Si $C = -1$, la composante du champ suivant \mathbf{e}_{yR_j} a une différence de phase de $-\pi/2$ et la polarisation est circulaire gauche (rotation en sens direct).

La polarisation du faisceau doit être projetée sur la base de quantification. Pour cela, nous avons besoin d'écrire le champ laser dans le repère de quantification R_{qt} (avec $\mathbf{e}_{zR_{qt}} = \mathbf{B} / |\mathbf{B}|$) qui est représenté en noir sur la figure 2.6. Le vecteur \mathbf{k}_j est orienté d'un angle φ par rapport à l'axe de quantification. En appliquant la matrice de rotation d'un angle φ par rapport à \mathbf{e}_y au vecteur 2.21, on obtient l'expression du champ laser dans la base de quantification (équation 2.22) :

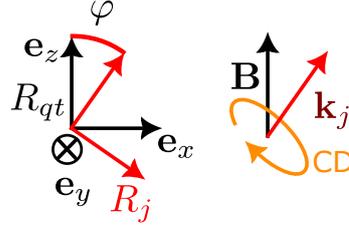


FIGURE 2.6 – Le repère noir R_{qt} est le repère de quantification. Le vecteur $\mathbf{e}_{z_{R_{qt}}}$ est colinéaire à champ magnétique \mathbf{B} . Le repère rouge R_j est le repère propre d'un faisceau laser. Le vecteur $\mathbf{e}_{z_{R_j}}$ est colinéaire à champ magnétique \mathbf{B} .

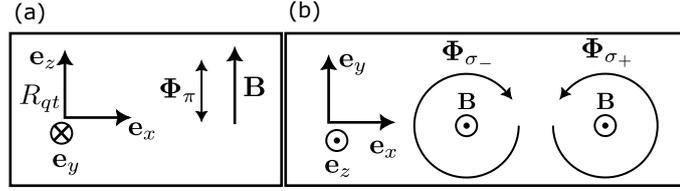


FIGURE 2.7 – Représentation dans la base de quantification R_{qt} des différents vecteurs de Jones associés aux transitions atomiques π , σ_- et σ_+ .

$$\mathbf{E}_{j,R_{qt}} = \frac{E_j}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ e^{-iC\frac{\pi}{2}} \\ -\sin \varphi \end{pmatrix}_{R_{qt}} e^{-i(\omega t)} \quad (2.22)$$

Maintenant que nous avons écrit le champ laser dans la base de quantification, nous allons le projeter sur les vecteurs de Jones associés aux différentes transitions atomiques Φ_π , Φ_{σ_-} , Φ_{σ_+} [47]. Les vecteurs de Jones sont représentés sur la figure 2.8 (a) et (b). Le vecteur Φ_π décrit un état de polarisation linéaire suivant \mathbf{B} , Φ_{σ_-} est le vecteur de polarisation circulaire droite ou indirect par rapport au vecteur \mathbf{B} et Φ_{σ_+} circulaire gauche ou direct.

$$\Phi_\pi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{R_{qt}} \quad (2.23)$$

$$\Phi_{\sigma_-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\frac{\pi}{2}} \\ 0 \end{pmatrix}_{R_{qt}} \quad (2.24)$$

$$\Phi_{\sigma_+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\frac{\pi}{2}} \\ 0 \end{pmatrix}_{R_{qt}} \quad (2.25)$$

Afin d'extraire la fraction d'intensité associée à chaque transition, nous allons prendre le module carré de chaque décomposition. On peut alors écrire la proportion d'intensité I_π , I_{σ_-} et I_{σ_+} comme

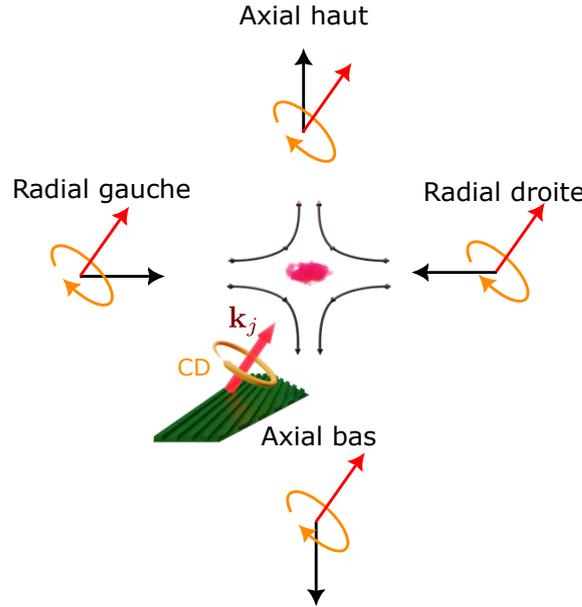


FIGURE 2.8 – Illustration à différentes positions de l'angle entre le vecteur \mathbf{k}_j en rouge d'un faisceau diffracté circulaire droit et du champ magnétique \mathbf{B} en noir.

suit :

$$I_{\pi} = \frac{\epsilon_0 c}{2} \left| \mathbf{E}_{j,R_{qt}} \Phi_{\pi}^{\dagger} \right|^2 = I_j \left(\frac{\sin(\varphi)^2}{2} \right) \quad (2.26)$$

$$I_{\sigma_-} = \frac{\epsilon_0 c}{2} \left| \mathbf{E}_{j,R_{qt}} \Phi_{\sigma_-}^{\dagger} \right|^2 = I_j \left(\frac{1 + C \cos(\varphi)}{2} \right)^2 \quad (2.27)$$

$$I_{\sigma_+} = \frac{\epsilon_0 c}{2} \left| \mathbf{E}_{j,R_{qt}} \Phi_{\sigma_+}^{\dagger} \right|^2 = I_j \left(\frac{1 - C \cos(\varphi)}{2} \right)^2 \quad (2.28)$$

Pour comprendre rapidement ces équations, mettons nous dans le cas simple où le champ magnétique \mathbf{B} et le vecteur d'onde \mathbf{k}_j du laser sont colinéaires (c'est à dire $\varphi = 0$). On voit immédiatement qu'il est impossible de faire des transitions de type π car $I_{\pi} = 0$. Suivant la valeur de C choisie, seul des transitions de type σ_- et σ_+ sont adressées. On peut notamment remarquer que, dans le cas où l'onde est circulaire droite ($C = 1$), alors $I_{\sigma_-} = I_j$. Par conséquent, seules les transitions σ_- sont adressées. A l'inverse, quand l'onde est circulaire gauche ($C = -1$), alors $I_{\sigma_+} = I_j$ et seules les transitions σ_+ sont adressées. Cette situation est similaire à celle rencontrée dans le modèle du piège magnéto-optique 1D (voir 2.1.3).

La situation se complique pour les faisceaux diffractés. En effet, $\varphi \neq 0$, c'est à dire que le champ magnétique et le vecteur k_j ne sont plus colinéaires. La figure 2.8 représente la situation du faisceau diffracté $\mathbf{k}_{1,A}$ de la figure 2.5 (b). Suivant la position où l'on regarde, l'angle entre le champ magnétique et le vecteur k_j n'est pas le même. J'ai illustré cela pour quatre positions : axiale haut, axiale bas, radial gauche et radial droit. Le faisceaux laser d'intensité I_j engendre alors tout type de transition dont la proportion varie en fonction de la position.

A partir de la projection calculée (voir les équations (2.26), (2.27) et (2.28)), nous pouvons écrire la force de pression de radiation associée à chaque transition. Pour ce faire, nous avons besoin de calculer le désaccord δ associé à chaque transition. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.3 (a), les niveaux excités subissent un décalage Zeeman différent en fonction de leur nombre magnétique m . En prenant cet effet en compte, on peut écrire :

$$\delta_\pi = \Delta - \mathbf{k}_j \mathbf{v} \quad (2.29)$$

$$\delta_{\sigma_-} = \Delta - \mathbf{k}_j \mathbf{v} + \mu|B|/\hbar \quad (2.30)$$

$$\delta_{\sigma_+} = \Delta - \mathbf{k}_j \mathbf{v} - \mu|B|/\hbar \quad (2.31)$$

En insérant dans l'équation (2.4) les intensités et le désaccord associés aux transitions σ_- , σ_+ et π , la force de pression de radiation engendrée par un faisceau d'intensité I_j sur un atome s'écrit alors [45] :

$$\mathbf{F}_j(x, y, z) \approx \hbar \mathbf{k}_j \frac{\Gamma}{2} \frac{I_j}{I_{sat}} \sum_{n \in [\pi, \sigma_-, \sigma_+]} \frac{I_n/I_j}{1 + 4(\delta_n)^2/\Gamma^2 + \sum_{j=1}^{N_{MOT}} I_j/I_{sat}} \quad (2.32)$$

On remarque l'apparition du terme $\sum_{j=1}^{N_{MOT}} I_j/I_{sat}$ au dénominateur qui permet de tenir compte de l'effet de saturation engendré par tous les faisceaux [18]. La force d'un faisceau laser se décompose bien en une somme de forces associées aux trois transitions atomiques π , σ_- et σ_+ .

La force totale ressentie par un atome dans le piège magnéto optique est alors obtenue en insérant l'équation 2.32 dans 2.20.

L'étude des forces suivant le plan radial et axial a été détaillée par Matthieu Vangeleyn [45]. Je vais rappeler les conclusions qui nous seront utiles pour le travail de conception des réseaux.

2.2.2 Polarisation des faisceaux diffractés

Afin d'obtenir une force de piégeage, la polarisation du faisceau incident ou arrivant du haut pour la configuration standard doit être choisie de sorte à ce qu'ils adressent des transitions σ_- dans la partie haute du quadrupôle de champ. Sur la figure 2.5, pour les trois configurations, cela revient à choisir une polarisation circulaire gauche.

Pour les pièges magnéto-optiques réseaux (figure 2.5 (b), (c)), la polarisation des faisceaux diffractés doit être renversée par rapport au faisceau incident et donc être circulaire droite [43]. Du point de vue du plan radial (\mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y), les polarisations choisies (en faisant abstraction de l'angle de diffraction) sont similaires à celles utilisées pour une configuration standard 2.5 (a). Il n'est donc pas étonnant d'obtenir une force de rappel. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.8 en position radiale à gauche, en posant $\varphi = \pi/2 - \alpha = 90^\circ - 40^\circ$ et $C = 1$, on obtient ($I_\pi/I_j = 29\%$, $I_{\sigma_-}/I_j = 68\%$, $I_{\sigma_+}/I_j = 3\%$). Le faisceau diffracté dans la zone radiale à gauche du quadrupôle adresse, comme attendu, majoritairement les transitions σ_- .

Par contre, suivant la direction \mathbf{e}_z relativement à la configuration standard et par rapport au faisceau allant vers le haut, la polarisation est inversée. En effet, si on prend le cas de la figure 2.8 en position axiale bas avec un faisceau de polarisation circulaire droite et que l'on pose $\varphi = \alpha + \pi = 40^\circ + 180^\circ$, on obtient ($I_\pi/I_j = 21\%$, $I_{\sigma_-}/I_j = 1\%$, $I_{\sigma_+}/I_j = 78\%$). On voit donc que le faisceau diffracté dans la partie basse du quadrupôle adresse majoritairement les transitions σ_+ et π . Aussi contre intuitif que cela puisse paraître, il existe bel et bien une force de rappel suivant la direction axiale [25, 45]. Il a notamment été montré que la force générée par l'intensité I_π contribue à rajouter un terme constant à la force qui permet l'existence d'une force de rappel axiale.

On peut aussi souligner que le piège magnéto-optique réseau est relativement robuste face aux imperfections de polarisation des faisceaux diffractés. En effet, Mathieu Vangeleyn [43, 45] a montré qu'avec une polarisation extrêmement dégradée après diffraction ($I_{TE} \approx 0.07 I_{TM}$, $\delta_{TE,TM} = \pi/2$), la force de rappel radiale est toujours présente et est diminuée seulement de 50 %.

L'ordre 0 de diffraction, bien qu'ayant une faible intensité, peut générer une force anti-piégeante s'il n'a pas la bonne polarisation. Dans le cas idéal, celui-ci doit avoir la même polarisation que le faisceau incident, de sorte à générer des transitions de type σ_- en position basse du quadrupôle.

Par conséquent, pour obtenir un piège magnéto-optique réseau, les contraintes sur la polarisation peuvent être résumées par la relation suivante portant sur les paramètres de Stokes des faisceaux :

$$S_{3_{inc}} = S_{3_0} = -S_{3_1} = -1 \quad (2.33)$$

Avec S_3 les paramètres normalisés de Stokes qui décrivent la proportion du champ laser polarisé circulairement droite et gauche. Les paramètres $S_{3_{inc}}, S_{3_0}, S_{3_1}$ identifient respectivement la polarisation des faisceaux incident et diffractés d'ordre 0 et 1. Si $S_3 = 1$, alors la polarisation est circulaire droite et si $S_3 = -1$, alors la polarisation est circulaire gauche.

2.2.3 Configuration tétraédrique parfaite

Par effet de projection, les forces du piège magnéto-optique dépendent de l'angle de diffraction α . On montre que ces forces augmentent avec l'angle de diffraction et sont maximales en configuration tétraédrique parfaite, c'est à dire dans le cas où l'angle de diffraction est de $\alpha = 70,5^\circ$ [25, 43, 45]. Pour cet angle, la densité atomique dans le piège magnéto-optique doit être en théorie maximale [25].

2.2.4 Équilibre des pressions de radiation

Afin d'obtenir une mélasse efficace, c'est à dire sans trop de perte d'atomes et avec bon refroidissement, il est important que l'équilibre des pressions de radiation soit réalisé. Premièrement, les processus sub-doppler sont sensibles aux champs magnétiques [18, 48]. Dans le cas où cette condition n'est pas garantie, la position d'équilibre du piège magnéto-optique sera décalée par rapport au centre du quadrupôle [44]. Par conséquent, des atomes avec des classes de vitesses faibles et donc sensibles aux effets sub-Doppler seront plongés dans un champ magnétique non nul. Il est donc raisonnable de penser que la température des atomes dans le piège magnéto-optique sera plus élevée. Deuxièmement, pour diminuer la température lors de l'étape de mélasse, le champ magnétique du quadrupôle est coupé et la force de rappel est donc nulle. Un déséquilibre de pression de radiation aura donc pour effet de déplacer les atomes en dehors du volume de recouvrement des faisceaux, ce qui se traduira par une réduction de leurs nombres [18]. Par conséquent, en posant $\mathbf{v} = 0$ et $|\mathbf{B}| = 0$ dans l'équation (2.20), on obtient la condition suivante :

$$\sum_{j=1}^{N_{MOT}} I_j \mathbf{k}_j = \mathbf{0} \quad (2.34)$$

En d'autres termes, la somme vectorielle des vecteurs d'ondes pondérée par l'intensité des composantes, doit avoir une résultante nulle. Il faut donc que l'intensité laser vue par les atomes se compense dans toutes les directions de l'espace.

Cette condition va nous permettre de contraindre l'efficacité de diffraction des réseaux. Nous allons considérer que les N faisceaux diffractés d'ordre 1 utiles au MOT ont le même angle α et la même efficacité de diffraction η_1 . Par symétrie, l'équation (2.34) est toujours vérifiée dans

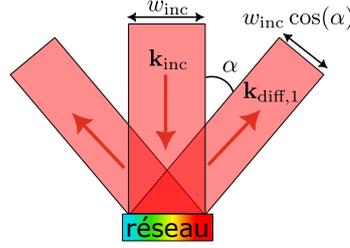


FIGURE 2.9 – Illustration de l'effet de compression des faisceaux diffractés.

le plan radial. Les faisceaux diffractés d'ordre 1 ont leur waist comprimé suivant la direction comprise dans le plan d'incidence ($\mathbf{k}_{inc}, \mathbf{k}_0$) (voir la figure 2.9). Par conséquent, l'intensité de ces derniers est donnée en fonction de l'intensité du faisceaux incident I_{inc} par :

$$I_{diff,1} = I_{inc} \frac{\eta_1}{\cos(\alpha)} \quad (2.35)$$

En utilisant cette équation dans (2.34) puis en ne gardant que la composante suivant l'axe \mathbf{e}_z , on peut écrire :

$$N\eta_1 + \eta_0 - 1 = 0 \quad (2.36)$$

Ceci nous permet de définir la condition d'équilibre de pression de radiation sous la forme [49] :

$$\eta_b = \frac{N\eta_1}{1 - \eta_0} = 1 \quad (2.37)$$

Il est intéressant de constater que cette condition ne dépend pas de l'angle de diffraction α . Cela est dû au fait que les faisceaux laser diffractés sont comprimés spatialement et ont donc une intensité augmentée d'un facteur $1/\cos(\alpha)$ qui s'annule avec la projection en $\cos(\alpha)$ suivant l'axe \mathbf{e}_z .

L'efficacité de diffraction dans l'ordre 0 apparait dans cette équation. Cependant, si l'équilibre des pressions de radiation est garanti, sa présence vient nécessairement diminuer les forces radiales. Dans le cas limite d'une efficacité de diffraction de 100 %, alors $\eta_1 = 0\%$, ce qui implique qu'aucune force radiale ne serait présente. De plus, nous verrons par la suite que l'ordre 0 a une polarisation difficilement contrôlable et peut donc générer un force anti-piégeante. En conséquence, il est préférable de minimiser sa contribution et donc de viser :

$$\eta_0 = 0 \quad (2.38)$$

2.2.5 Refroidissement sub-Doppler

Il est important de souligner que les modèles de refroidissement sub-Doppler, que j'ai présentés en 1D, ne se transposent pas de façon évidente aux cas 3D. En effet, pour en rendre compte de façon rigoureuse, il est nécessaire de considérer la structure hyperfine des atomes, les effets d'interférences des faisceaux et de résoudre les équations de Bloch numériquement en 3D [20, 50, 51]. Les travaux réalisés par l'équipe EQOP de l'université de Stratchclyde ne prenaient pas en compte le refroidissement sub-Doppler et seule la stabilité du piège magnéto-optique a été étudiée théoriquement. C'est expérimentalement qu'il a été démontré que l'on pouvait atteindre des températures sub-Doppler dans ce type de piège [43, 26, 51, 48].

2.3 Choix de géométrie : trois réseaux 1D contre un réseau 2D

Afin de réaliser un piège magnéto-optique réseau, il est possible d'utiliser un ensemble de réseaux 1D ou un réseau 2D (voir figure 2.5 (b) et (c)). Dans cette partie, je vais comparer

les deux géométries. Nous montrerons qu'il est plus simple de réaliser un piège magnéto-optique qui respecte l'équilibre des pressions de radiation avec des réseaux 1D qu'avec un réseau 2D. Par la suite, nous verrons que la taille du volume de recouvrement des faisceaux joue sur le nombre d'atomes potentiellement chargés dans le piège magnéto-optique. Nous verrons aussi que sa forme peut avoir un impact sur le rendement de l'étape de chargement du piège magnétique. Sur ces deux points, je montrerai que l'utilisation d'un réseau 2D est favorable. Enfin, nous verrons pourquoi nous avons choisi la configuration tétraédrique utilisant 3 réseaux 1D disposés à 120° sur la base de ces deux arguments.

2.3.1 L'équilibre des pressions de radiation

Dans le cas où la réflexion spéculaire du réseau est nulle, c'est à dire quand l'équation (2.38) est remplie, la condition sur l'équilibre des pressions de radiation (équation 2.37) se simplifie en :

$$\eta_1 = 1/N \quad (2.39)$$

Pour les configurations à trois réseaux 1D et un réseau 2D, respectivement $N = 3$ et $N = 4$, il faut donc que l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 soit de $\eta_{1_{1D}} = 33\%$ pour les trois réseaux 1D et de $\eta_{1_{2D}} = 25\%$ pour les 2D.

En utilisant la loi de conservation de l'énergie, pour un réseau 1D non blazé dont seul les ordres 1 et 0 de diffraction se propagent, on peut écrire que $1 - \delta_{abs} = \eta_0 + 2\eta_1$ avec δ_{abs} le coefficient de perte par absorption dans le réseau. Donc si $\eta_{1_{1D}} = 33\%$ et $\eta_{0_{1D}} = 0\%$, on aura $\delta_{abs} = 33\%$. La condition d'équilibre des pressions de radiation implique donc que les réseaux 1D doivent absorber une partie du faisceau incident.

En utilisant la même démarche pour un réseau 2D à 4 ordres de diffraction (réseau 2D carré indépendant à la polarisation), on trouve alors que $\delta_{abs} = 0\%$. La condition d'équilibre des pressions de radiation implique donc la réalisation d'un réseau 2D parfait, avec une efficacité nulle à l'ordre 0 et aucune perte d'énergie.

Par conséquent, l'équilibre des pressions de radiation est plus difficile à garantir dans le cas des réseaux 2D que dans le cas de l'utilisation de trois réseaux 1D [49].

2.3.2 Impact de l'angle de diffraction

Volume de recouvrement et nombre d'atomes

Dans le cas des réseaux 1D et 2D, le choix de l'angle de diffraction est limité respectivement à une fourchette de 30° à $70,5^\circ$ et de 45° à $70,5^\circ$. L'angle minimal correspond au plus petit angle réalisable sans second ordre de diffraction et l'angle maximal à la configuration où les coefficients de friction et de rappel du piège magnéto-optique sont les plus importants (voir la section 2.2.3).

Le nombre d'atomes chargés N_{at} dans un GMOT à partir d'une vapeur de ^{87}Rb suit une loi empirique $N_{at} \propto V^{1,2}$ [26] où V est le volume géométrique de capture³.

J'ai étudié l'évolution du volume de recouvrement des faisceaux incidents/diffractés pour une géométrie tétraédrique (trois réseaux 1D) et une géométrie à cinq faisceaux (réseau 2D). Pour le réseau 2D, la formule du volume de capture se calcule analytiquement et est donnée par

3. Il faut noter que cette tendance a été déduite dans [26] en comparant des réseaux de diffraction d'angles différents et, par conséquent, avec des forces de piégeage différentes. Dans sa thèse, Mc Gilligan [46], en faisant varier le diamètre du faisceau incident d , a montré que le nombre d'atomes suit une loi en $N_{at} \propto d^{3,6}$ soit par construction $\propto V^{0,6}$. La valeur réelle de la puissance est donc discutable mais la tendance reste identique.

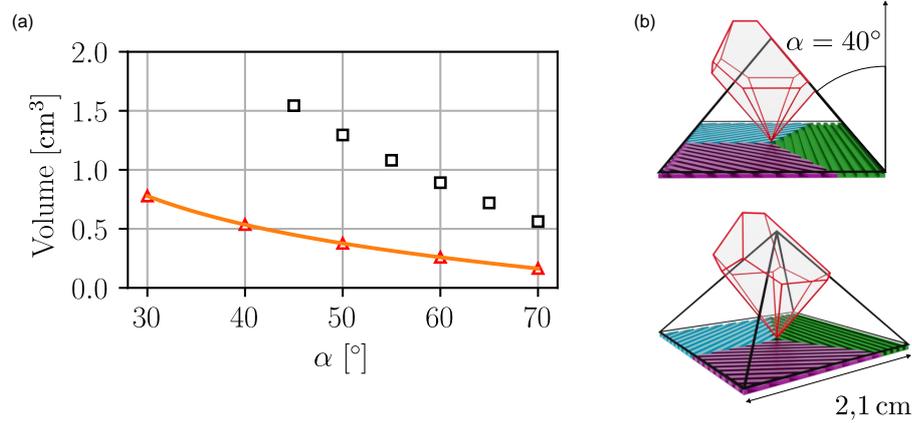


FIGURE 2.10 – (a) Volume de la zone de recouvrement géométrique des faisceaux diffractés et incident pour un GMOT de surface de réseau $2,1 \times 2,1 \text{ cm}^2$ en configuration tétraédrique (triangles rouges) ou cinq faisceaux (carrés noirs). La courbe orange est un ajustement avec une fonction $a \times \tan(\pi/2 - \alpha)$ avec $a = 0,45 \text{ cm}^3$. (c) Représentation sous deux angles de vue différents du volume de capture pour la configuration tétraédrique en rouge et à cinq faisceaux en noir pour un angle de diffraction $\alpha = 40^\circ$.

$V_{2D} = 2,1^3 \tan(\pi/2 - \alpha)/6$. Pour la géométrie tétraédrique, le volume de capture n'est pas trivial. J'ai donc utilisé le logiciel de dessin 3D Blender pour modéliser les faisceaux diffractés et incident d'un réseau triple 1D de 2,1 cm de côté entièrement éclairé. Le volume de recouvrement calculé numériquement est alors obtenu en appliquant une opération booléenne d'intersection entre les faisceaux. La figure 2.10 (a) montre l'évolution des volumes avec l'angle de diffraction. La courbe orange est un ajustement du volume de recouvrement 1D à partir des points calculés (triangles rouges) avec une fonction $a \times \tan(\pi/2 - \alpha)$ avec $a = 0.45 \text{ cm}^3$. Le volume calculé pour le réseau 2D est donné par les carrés noirs.

Le contour de chacun des deux volumes de recouvrement est représenté sur la figure 2.10 (b). Le volume généré par un réseaux 2D en noir est superposé au volume du tri-réseau en rouge. A angle de diffraction égal, le volume de capture géométrique engendré par trois réseaux 1D est 3,45 fois plus faible que celui obtenu avec un réseau 2D. Par conséquent, un réseau 2D doit permettre d'obtenir un nombre d'atomes plus grand pour une taille de réseau et un angle de diffraction donnés.

Pour un type de réseau donné ($3 \times 1D$ ou $2D$), afin de maximiser le volume de recouvrement, il semble donc intéressant d'utiliser un angle de diffraction faible. Cependant, ce choix nous éloigne de la configuration tétraédrique parfaite pour laquelle les forces du piège magnéto-optique sont les plus grandes (voir la section 2.2.3). Ces effets antagonistes devraient conduire à un angle optimal qui, à notre connaissance, n'est pas clairement identifié [44].

Chargement du piège magnétique généré par la puce magnétique

Comme nous le verrons plus loin, les atomes pré-refroidis par laser devront être transférés dans le piège magnétique généré par une puce. Cette étape de transfert est délicate et doit avoir un rendement le plus élevé possible. Pour qu'elle soit efficace, il faut faire correspondre les centres du piège magnétique et du nuage atomique pré-refroidi.

La puce magnétique génère un piège qui est proche de la surface du réseau ($\simeq 3,1 \text{ mm}$ voir chapitre 5). Les atomes dans le piège magnéto-optique s'accumulent autour du centre du

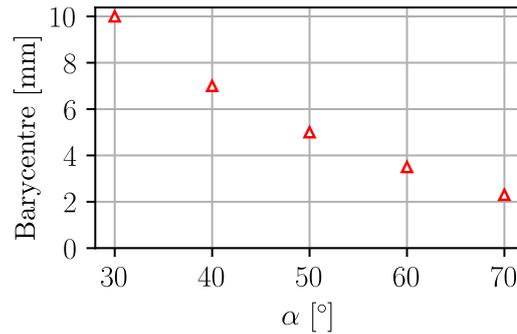


FIGURE 2.11 – Position du barycentre du volume de capture par rapport à la surface du réseau pour la configuration tétraédrique pour un tri-réseaux de 2,1 cm par 2,1 cm.

quadrupôle de champ magnétique. En théorie, il est possible de réaliser le refroidissement laser dans tout le volume de recouvrement des faisceaux.

Les réseaux 2D génèrent un volume de capture en forme de pyramide à base carrée (voir la figure 2.10 (b)). Par conséquent, le centre du quadrupôle de champ, et donc les atomes, peut être théoriquement rapproché de la surface sans contrepartie.

Dans le cas de la configuration tétraédrique, en s'approchant de la surface, le volume de capture se rétrécit radialement et finit en pointe (voir la figure 2.10 (b)). On s'attend donc à une dépendance du nombre d'atomes chargés dans le GMOT avec la position du centre du quadrupôle par rapport à la surface. Le transfert du nuage dans le piège magnétique de la puce sera donc potentiellement plus complexe. En effet, la position permettant un chargement optimal du piège magnéto-optique et celle du piège magnétique ne sont pas forcément au même endroit. Nous verrons, par la suite, que la distance optimale de chargement se situe proche de la zone où le volume de capture est radialement le plus large.

La figure 2.11 montre une étude de la position du barycentre du volume de capture (proche de la zone où le volume est radialement le plus large) par rapport à la surface du réseau $3 \times 1D$ en fonction de l'angle de diffraction. On voit que le barycentre se rapproche de la surface quand l'angle de diffraction augmente. Par conséquent, une amélioration du rendement du chargement du piège magnétique est attendue si l'on choisit un angle de diffraction élevé. Avec l'augmentation des forces de piégeage, cela constitue donc un second argument en faveur de l'utilisation d'un angle de diffraction élevé, notamment pour la configuration tétraédrique.

2.3.3 Choix de la géométrie tétraédrique

À l'issue de cette étude, il semble que la géométrie à cinq faisceaux utilisant des réseaux 2D puisse être avantageuse. En effet, la taille plus grande et la forme du volume de recouvrement des faisceaux permettrait en théorie d'obtenir un nombre d'atomes supérieur et un chargement du piège magnétique de la puce magnétique plus efficace. Cependant, cette géométrie souffre d'un problème majeur. En effet, il est difficile de concevoir et de réaliser des réseaux 2D permettant de respecter la contrainte d'équilibre des pressions de radiation (section 2.3.1). Ce défaut est encore exacerbé si l'on prend en compte l'aspect in-homogène de l'illumination des réseaux. En effet, le faisceau incident est a priori gaussien, avec une dépendance spatiale de l'intensité incidente. La seule étude à notre connaissance portant sur le sujet a montré la nécessité de réaliser un façonnage du profil d'intensité du faisceau incident afin d'améliorer l'équilibre des pressions de radiation générées par un réseau 2D. Les performances démontrées sont néanmoins similaires à celles des solutions à trois réseaux 1D sans utiliser de façonnage de profil d'intensité [44]. De plus, cette

géométrie étant peu étudiée, nous manquons de recul.

A l'inverse, la géométrie tétraédrique, plus mature et plus robuste, est actuellement la plus utilisée. Par conséquent, pour l'application visée dans ce travail, il nous a semblé préférable en première approche de minimiser les risques. C'est pour cela que nous avons fait le choix de développer un piège magnéto-optique réseaux en configuration tétraédrique. Ces réseaux sont plus faciles à concevoir puisque l'efficacité de diffraction à atteindre demande de réaliser un réseau avec des pertes.

Si cette première étude nous a permis de choisir une géométrie, nous n'avons par contre pas pu déterminer d'angle de diffraction optimal. Le meilleur compromis entre nombre d'atomes et température a été réalisé avec des réseaux diffractant à $\alpha = 40^\circ$ [44]. Cette question a été adressée explicitement dans [52]. Avec une simulation numérique du piège magnéto-optique, cette étude a cherché les caractéristiques optiques du réseau permettant de maximiser le nombre d'atomes. Ces travaux conduisent à un angle de diffraction optimal de 46° pour un faisceau à profil d'intensité plat et de 44° pour un faisceau gaussien de waist de 2 cm. Cependant, ces résultats de simulation ne respectent pas l'équilibre des pressions de radiation et conduisent à des efficacités de diffraction supérieures à 33 % (37% pour le profil plat et 41% pour le faisceau gaussien). Des travaux utilisant des réseaux de forte efficacité (43 %) [53] ont également été publiés. Le nombre d'atomes obtenus était similaire à l'état de l'art [44] mais sans rapporter de température, ce qui laisse planer un doute quand à l'efficacité des processus sub-Doppler.

Nous nous sommes donc fixés pour objectif de concevoir un réseau de diffraction 1D permettant :

- de garantir l'équilibre des pressions de radiation donné par l'équation (2.37),
- de minimiser la réflexion spéculaire (équation 2.38),
- d'obtenir des états de polarisation respectant les contraintes de l'équation 2.33, en conservant l'angle de diffraction α comme un paramètre libre de conception.

2.3.4 Positionnement du travail de conception

Dans la littérature, peu de travaux décrivent de manière rigoureuse la méthode utilisée pour concevoir les réseaux des GMOTs. Les premiers travaux se sont appuyés sur des méthodes analytiques pour prédire la réponse optique des réseaux en fonction de leurs paramètres géométriques [54]. Cette approche est imprécise et ne permet pas d'obtenir l'état de polarisation de la lumière diffractée. Par conséquent, il est nécessaire de la coupler à une approche expérimentale extrêmement chronophage [49]. Nous avons choisi de mettre en place une méthode de conception basée sur une simulation numérique exacte Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) permettant d'accéder aux coefficients de diffraction complexes des réseaux. Dans ce travail, nous avons cherché à établir une méthode d'analyse des données de simulation permettant de choisir une géométrie de réseau de diffraction, en considérant à la fois des critères de performances optiques et des critères de robustesse, face aux défauts de réalisation.

Il est intéressant de noter, qu'en parallèle de nos travaux, Bondza & al. [55] ont proposé et démontré un GMOT à deux longueurs d'onde pour le refroidissement du strontium utilisant un réseau optimisé à l'aide d'un modèle exact RCWA. L'utilisation d'un modèle de réseau précis leur a permis de quantifier la sensibilité des performances du réseau aux paramètres géométriques de fabrication. Cependant, leur métrique de quantification n'est pas clairement définie et leur analyse de robustesse ne prend pas en compte les dérives suivant toutes les directions possibles dans l'espace des paramètres.

Les codes de simulation étant suffisamment rapides, plusieurs centaines de milliers de géométries différentes peuvent être simulées de sorte à couvrir finement tout l'espace des para-

mètres. La difficulté réside alors dans le traitement de cette quantité de données. Dans ce qui suit, nous allons voir comment, à partir des contraintes optiques du piège magnéto-optique, nous avons pu définir une métrique scalaire permettant de classer les réseaux par qualité optique. Cette seule information n'est cependant pas suffisante. En effet, afin de garantir une réalisation aisée, la robustesse des réseaux face aux défauts de fabrication doit être la plus forte possible. Ainsi, pour affiner le choix d'une géométrie particulière, nous avons défini une norme permettant de quantifier la robustesse d'une géométrie vis-à-vis des incertitudes de fabrication.

2.4 Réseaux optiques étudiés

Deux types d'empilements ont été étudiés durant ma thèse. On peut les classer en deux catégories. Le premier empilement, le plus simple, est représenté sur les figures 2.12 (a) et (b). Les réseaux sont directement gravés dans le substrat de silicium avant de faire un dépôt métallique en or (Au) ou en aluminium (Al). Dans le cas d'une métallisation Au, une couche d'accroche de 10 nm de chrome (Cr) est ajoutée. Cette solution est relativement simple mais demande de contrôler précisément l'étape de gravure.

Le deuxième type d'empilement, représenté sur les figures 2.12 (c) et (d), utilise trois dépôts successifs sur le substrat de silicium. Le réseau est ensuite gravé dans une couche de nitrure de silicium (Si_3N_4) ou de silice (SiO_2). Cette dernière repose sur une couche en alumine (Al_2O_3) de 20 nm qui a pour rôle de stopper la gravure (principe de la couche d'arrêt de gravure). Cette technique permet de reporter la contrainte du contrôle de la profondeur de gravure sur une contrainte de contrôle de l'épaisseur du dépôt de Si_3N_4 ou de SiO_2 . Dans ce qui suit, je me focaliserai sur le premier type de structures. En effet, les premiers tests technologiques ont rapidement montré que le contrôle de la gravure était suffisant, et peut-être même meilleur que le contrôle obtenu sur les épaisseurs de couches déposées. De plus, cette géométrie est celle qui a montré de meilleurs résultats en simulation.

Sur celle-ci, j'ai évalué l'impact de l'utilisation de deux couches métalliques différentes, l'or et l'aluminium, qui ont été utilisées dans des études antérieures [26, 44, 49, 56, 52, 53, 57]. Dans le cas du réseau Si/Au, une couche d'accroche pour l'or de chrome de 10 nm d'épaisseur est utilisée et est prise en compte dans les simulations.

La géométrie du réseau étudié est représentée sur la figure 2.13. Nos paramètres de conception sont la période du réseau Λ qui fixe l'angle de diffraction des faisceaux α , le facteur de remplissage défini comme le rapport $FF = w/\Lambda$ ⁴ où w est la largeur du motif, h la profondeur de gravure et la nature (Au ou Al) ainsi que l'épaisseur e de la couche réfléchive. La relation qui lie l'angle de diffraction à la période du réseau vient de la résolution des équations de Maxwell dans les milieux d'indice optique périodique. En incidence normale, elle est donnée par $\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\alpha) = m_{\text{diff}} \frac{2\pi}{\Lambda}$ avec m_{diff} l'ordre de diffraction. Dans notre cas, seuls les ordres de diffraction $m_{\text{diff}} = \pm 1$ se propagent, et donc :

$$\alpha = \pm \arcsin \left(\frac{\lambda}{\Lambda} \right) \quad (2.40)$$

Le réseau étudié étant un réseau lamellaire, il peut être modélisé efficacement à l'aide de la Méthode Modale de Fourier (FMM, souvent appelée en anglais Rigorous Coupled Wave Analysis, RCWA). Cette méthode décompose directement la réponse d'un réseau sur la base des ondes diffractées, ce qui est particulièrement pertinent pour notre étude. Nous utilisons un code développé au LAAS-CNRS basé sur [58] qui utilise des règles de factorisation améliorées [59, 60]

4. FF pour 'Filling Factor'

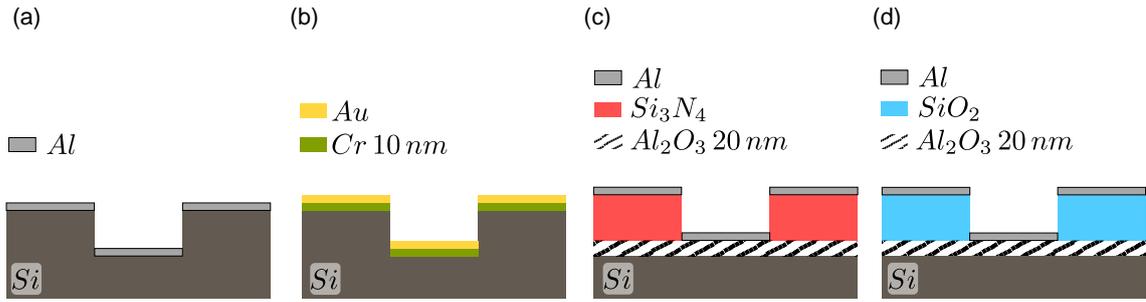


FIGURE 2.12 – Différents types d'empilements étudiés. Tous les réseaux sont fabriqués sur des substrats de silicium. Le réseau (a) est directement gravé dans le substrat de Si sur lequel une couche d'Al est déposée. Pour le réseau (c), la couche réfléchissante est composée d'une couche d'accroche en chrome et d'une couche d'or. Les deux derniers (c) et (d) ont une couche d'arrêt pour la gravure en Al_2O_3 . La couche structurée est réalisée en Si_3N_4 (c) ou en SiO_2 (d) sur laquelle sera déposée la couche réfléchissante en Aluminium (Al).

pour augmenter la convergence de la polarisation TM. Tous les calculs sont effectués en utilisant une base d'expansion de $2 \times 64 + 1$ ondes planes. Des simulations préliminaires ont permis de vérifier la bonne convergence du calcul dans ces conditions.

2.4.1 Évaluation des performances du réseau pour un angle de diffraction donné

Pour un angle de diffraction donné α (ou de manière équivalente une période Λ du réseau), nous avons calculé les caractéristiques optiques du réseau, pour divers paramètres géométriques. L'espace des paramètres de fabrication \mathcal{P} a été parcouru en faisant varier le facteur de remplissage $FF \in [0,25, 0,55]$, l'épaisseur du métal $e \in [0, 120]$ nm, la hauteur du réseau⁵ $h \in [160, 260]$ nm. Il en résulte un grand nombre de données (typiquement $31 \times 49 \times 41 \simeq 6 \times 10^4$) dans lesquelles il faut rechercher le réseau optimal, c'est à dire celui qui respecte le mieux simultanément les trois conditions décrites par les équations (2.33), (2.38) et (2.37).

Afin de résoudre ce problème multi-objectifs, nous avons défini une figure de mérite scalaire unique ϵ qui mesure, pour une géométrie donnée, l'écart par rapport aux performances d'un réseau idéal de la manière suivante :

$$\epsilon = \max\{|1 - \eta_b|, \eta_0, 1 - S_{31}\} \quad (2.41)$$

Ce critère ϵ mesure donc le plus mauvais écart parmi les trois conditions à remplir. Un ϵ plus faible correspond donc à des géométries offrant de meilleures performances optiques. Avec cette définition, nous pouvons être sûrs que, pour un ϵ donné, chaque condition est remplie au pire avec un écart de ϵ . Cette définition implique que nous considérons chaque critère comme ayant la même importance pour l'application finale. Ce choix est justifié par le fait qu'il est difficile de connaître la sensibilité des performances du refroidissement laser au regard des différents critères retenus. De même, on peut noter que nous avons négligé la polarisation de l'ordre 0 de diffraction puisque nous cherchons à l'éliminer (condition $\eta_0 = 0$).

Grâce à ce critère, nous avons pu cartographier l'espace des paramètres et déterminer la meilleure géométrie de réseau (c'est-à-dire le réseau ayant le plus petit ϵ) pour chaque angle étudié et pour différentes couches métalliques réfléchissantes.

La figure 2.14 montre la cartographie de l'espace des paramètres pour un dépôt en aluminium et une période de réseau $\Lambda = 1214$ nm donnant un angle de diffraction de 40° pour une

5. Nous avons aussi fait une étude avec des profondeurs de gravure autour de $3\lambda/4$ qui ont donné des résultats très peu robustes face aux fluctuations de facteur de remplissage.

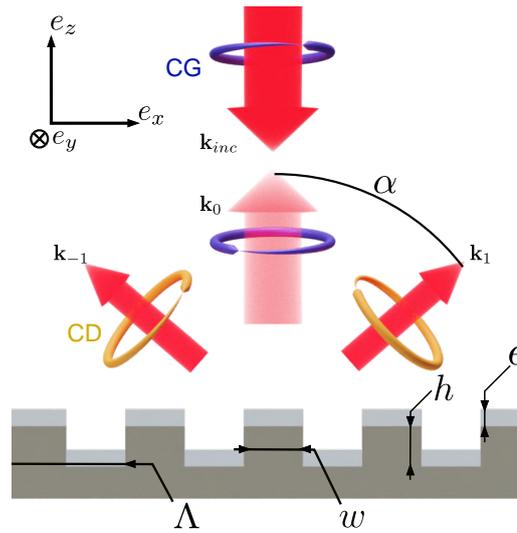


FIGURE 2.13 – Réseau 1D étudié. Le réseau est caractérisé par sa période Λ , la largeur de la dent w , la profondeur de gravure h et l'épaisseur e de métallisation. La lumière incidente a une polarisation circulaire gauche et dont le vecteur d'onde est k_{inc} . Elle est diffracté par le réseau avec un angle $\pm\alpha$ le long de deux ordres de diffraction avec une polarisation circulaire droite et des vecteurs d'onde respectifs k_1 et k_{-1} . La réflexion spéculaire du vecteur d'onde k_0 a la même polarisation que l'incident (circulaire gauche).

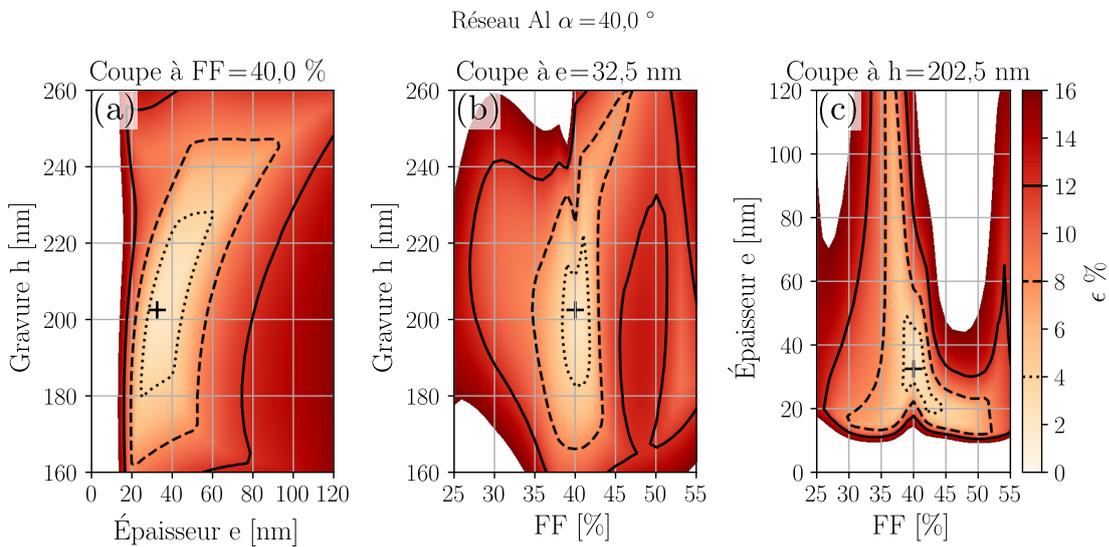


FIGURE 2.14 – Cartes 2D de ϵ pour un **réseau aluminium** avec une période $\Lambda = 1214$ nm (angle de diffraction $\alpha = 40^\circ$ pour une longueur d'onde de 780 nm) : a) Plan $(h-e)$ pour $FF = 0,40$, b) plan $(FF-h)$ pour $e = 32,5$ nm et c) plan $(FF-e)$ pour $h = 202,5$ nm. Les valeurs de ϵ supérieures à 0,16 ne sont pas affichées. Les lignes en pointillées, en tirets et pleines sont des contours pour des valeurs constantes de ϵ de 0,04, 0,08 et 0,12 respectivement. La croix montre la géométrie avec le ϵ le plus bas.

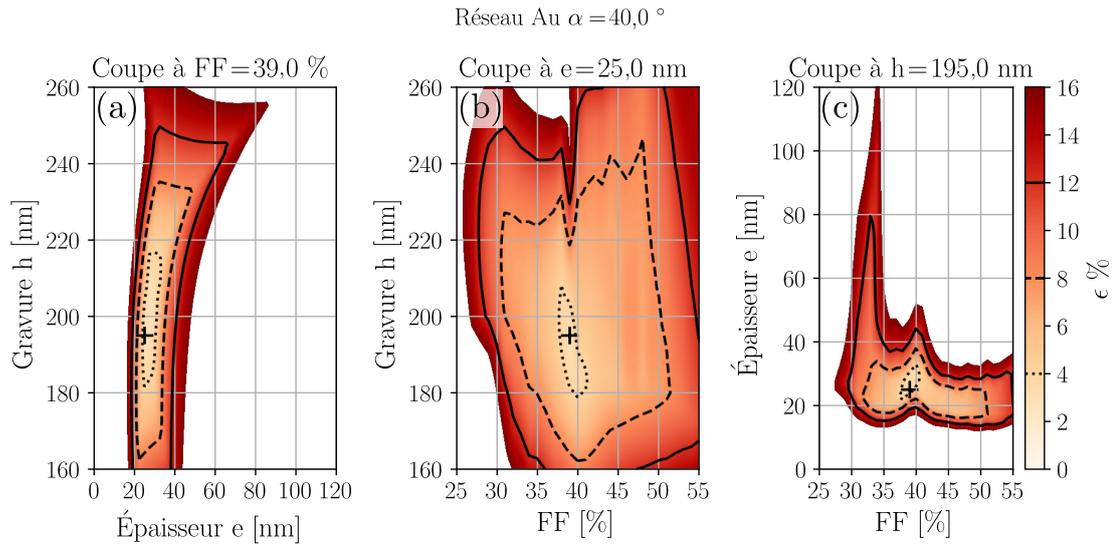


FIGURE 2.15 – Cartes 2D de ϵ pour un réseau en or avec une période de $\Lambda = 1214$ nm (angle de diffraction $\alpha = 40^\circ$ pour une longueur d’onde 780 nm) : a) Plan (h - e) pour $FF = 0,39$, b) plan (FF - h) pour $e = 25$ nm et c) plan (FF - e) pour $h = 195$ nm. Les valeurs de ϵ supérieures à 0,16 sont supprimées. Les lignes en pointillées, en tirets et pleines sont des contours pour des valeurs constantes de ϵ de 0,04, 0,08 et 0,12 respectivement. Un ϵ plus faible correspond à de meilleures performances optiques. La croix montre la géométrie avec le ϵ le plus bas.

longueur d’onde laser de 780 nm. Nous pouvons voir trois cartographies 2D de ϵ centrée autour de sa meilleure valeur (repérée par une croix sur la figure), permettant de visualiser son évolution le long des trois plans principaux de l’espace des paramètres.

Ces figures montrent que des réseaux avec ϵ inférieur à 4% peuvent être fabriqués avec une assez grande tolérance sur la profondeur de gravure et l’épaisseur d’Al. Cependant, le facteur de remplissage doit être plus strictement contrôlé. En effet, l’iso-contour à 4% est plus étroit suivant ce paramètre et est large d’environ 5%. Dans la figure 2.15, on peut voir les mêmes cartographies pour le réseau Au avec le même angle de diffraction. Les calculs sont effectués avec une épaisseur de Cr fixe de 10 nm.

Comme on le voit, les mêmes performances peuvent être obtenues avec ces réseaux. Cependant, on peut également constater que les tolérances de fabrication seront beaucoup plus faibles pour un réseau en or. En particulier, l’épaisseur de la couche métallique est plus critique que pour l’aluminium et les tolérances de fabrication seront plus strictes. En effet, nous devons concevoir un réseau avec une absorption importante dans le substrat ou dans le métal (33%). Le métal agit donc comme une couche semi-transparente et partiellement absorbante. L’or ayant une profondeur de peau plus faible que l’aluminium, la même transmission est obtenue pour des épaisseurs plus faibles. Les performances optiques diminuent donc plus rapidement (c’est-à-dire que ϵ augmente plus rapidement) avec l’épaisseur du métal pour l’or que pour l’aluminium (comme on peut l’observer en comparant les figures 2.14 & 2.15).

2.4.2 Influence de l’angle de diffraction sur les tolérances de fabrication des réseaux

Les mêmes figures peuvent être tracées pour chaque angle de diffraction α que nous avons étudié. Sur la figure 2.16, nous montrons le meilleur ϵ (*i.e.* le plus bas) trouvé pour chaque angle, pour les réseaux d’Au et d’Al.

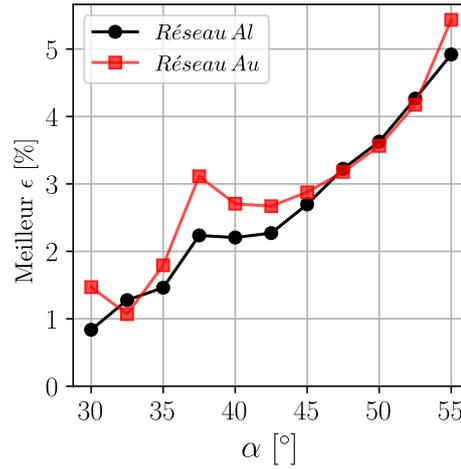


FIGURE 2.16 – Valeur minimale de ϵ atteignable pour les réseaux en Al (cercles noirs) et en Au (carrés rouges) pour les angles de diffraction étudiés.

Nous pouvons observer une tendance claire pour les réseaux en Al et en Au, avec de meilleures performances globales pour les angles de diffraction les plus faibles. Nous avons vu qu'aucun angle optimal ne peut être clairement identifié. Cependant, comme nous l'avons vu dans la section 2.3.2, l'angle de diffraction joue un rôle important sur les performances du piège magnéto-optique.

De plus, pour tous les angles étudiés ici, le critère ϵ reste faible (approximativement inférieur à 5 %) sans optimum clair. Comme il est un critère scalaire choisi arbitrairement, qu'il n'est pas lié de façon univoque aux performances finales de refroidissement et de piégeage, l'optimisation vers sa plus petite valeur réalisable ne semble pas être la meilleure façon de fixer l'angle de diffraction. En d'autres termes, les figures 2.14, 2.15 et 2.16 montrent que nous pouvons trouver de nombreuses géométries de réseau qui peuvent être extrêmement proches des performances optiques optimales (avec ϵ allant de 1% à quelques %) sur une large gamme de paramètres géométriques. Cependant, du point de vue de la fabrication, certaines géométries peuvent être plus difficiles à fabriquer que d'autres.

Afin d'estimer leurs faisabilités, nous avons cherché à estimer les tolérances de fabrication associées. La première étape consiste à déterminer une métrique dans l'espace des paramètres de fabrication \mathcal{P} , afin d'estimer la distance entre deux géométries, en tenant compte des incertitudes de fabrication typiques pour chaque paramètre. Sur la base de notre expérience antérieure, nous avons estimé les valeurs suivantes pour les incertitudes de fabrication typiques : $\delta_h = 5$ nm pour la profondeur du réseau (car elle peut être facilement contrôlée et calibrée à l'aide de mesures de microscopie à force atomique), $\delta_e = 10$ nm pour l'épaisseur du métal et $\delta_w = 10$ nm pour la largeur du réseau limitée par les incertitudes de mesure en utilisant des images du microscope électronique à balayage (MEB). Nous exprimons alors la distance entre deux géométries G_1 et G_2 comme suit :

$$d(G_1, G_2) = \sqrt{\left(\frac{h_{G_1} - h_{G_2}}{\delta_h}\right)^2 + \left(\frac{e_{G_1} - e_{G_2}}{\delta_e}\right)^2 + \left(\frac{(FF_{G_1} - FF_{G_2})\Lambda}{\delta_w}\right)^2} \quad (2.42)$$

En utilisant cette métrique, nous pouvons estimer la tolérance de fabrication Δd pour une géométrie donnée en mesurant la distance à laquelle nous pouvons nous éloigner de cette géométrie sans dégrader les performances optiques au-delà d'une valeur limite ϵ donnée. En d'autres termes, étant donné un certain écart maximal ϵ_m par rapport aux performances optiques optimales, à partir d'une géométrie donnée G_1 , nous recherchons la géométrie la plus proche G_2 qui dépasse cet

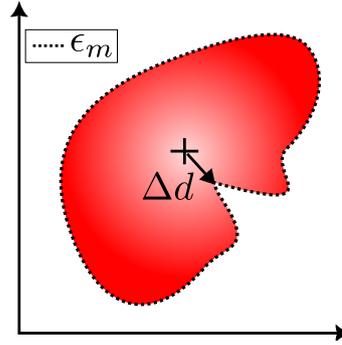


FIGURE 2.17 – Représentation schématisée dans l'espace des paramètres normalisés de la tolérance Δd définissant la distance entre le point optimal (croix) et la frontière ϵ_m (pointillés noirs). La valeur de Δd indique de combien d'unité au minimum de δ_h , δ_e , δ_w on peut dériver avant de traverser l'iso contour ϵ_m .

écart :

$$\Delta d(G_1) = \min\{d(G_1, G_2) \mid G_2 \in \mathcal{P}, \epsilon(G_2) > \epsilon_m\} \quad (2.43)$$

Comme illustré en 2D sur la figure 2.17, l'avantage de cette métrique est qu'elle permet de prendre en compte la dégradation des caractéristiques optiques suivant toutes les directions de l'espace des paramètres.⁶

Dans ce qui suit, la tolérance de fabrication Δd pour un α donné est calculée à partir d'un réseau de référence G_1 qui a les meilleures caractéristiques optiques (indiquées par les croix dans les figures 2.14 et 2.15).

Il faut noter que, contrairement à ϵ , pour les performances optiques où des valeurs plus faibles correspondent à des performances plus élevées, pour les tolérances de fabrication Δd , des valeurs plus élevées correspondent à de meilleures tolérances i.e. à des géométries qui sont plus faciles à fabriquer.

La figure 2.18 montre la tolérance de fabrication Δd pour les réseaux en or et en aluminium, en fonction de l'angle de diffraction prévu, pour trois seuils différents : $\epsilon_m = 4, 8, \text{ et } 12\%$. On remarque que la valeur exacte de la tolérance pour une géométrie donnée dépend de l'écart autorisé ϵ_m . Cependant, comme le montre la figure 2.18, ce seuil ϵ_m n'affecte pas radicalement la comparaison entre différentes géométries pour déterminer la plus tolérante. Pour les deux types de réseaux, l'évolution globale de la tolérance de fabrication est la même pour chaque seuil ϵ_m . Pour le réseau en or, la tolérance reste faible et relativement constante sur toute la gamme des angles considérés. En revanche, pour le réseau en aluminium, elle augmente de manière significative autour de $\alpha = 40^\circ$. Le réseau en aluminium avec un angle de diffraction $\alpha = 40^\circ$ semble donc le plus tolérant parmi les géométries étudiées.

Nous avons donc choisi de fabriquer ce réseau avec une période de $\Lambda = 1214 \text{ nm}$, une couche d'aluminium d'épaisseur $e = 32,5 \text{ nm}$, une profondeur de gravure de $h = 202,5 \text{ nm}$ et un facteur de remplissage de $FF = 40\%$. Il est intéressant de noter que ce réseau présente des caractéristiques similaires à celles utilisées dans l'équipe EQOP de l'université de Strathclyde. [44, 49]. Cependant, leurs réseaux n'étant pas utilisés sous vide, la lumière diffractée est donc légèrement moins intense après transmission au travers de la paroi en verre de la chambre à vide. Par conséquent, leur réseau vise des efficacités de diffraction légèrement plus grandes et utilisent

6. Une autre méthode qui peut être utilisée est de calculer la matrice Hessienne, de déterminer les directions propres et d'en extraire la courbure. Cependant, cette méthode est numériquement plus complexe à mettre en œuvre, donne une information locale et ne permet pas de mettre un seuil variable à la dérive optique ϵ_m tolérée.

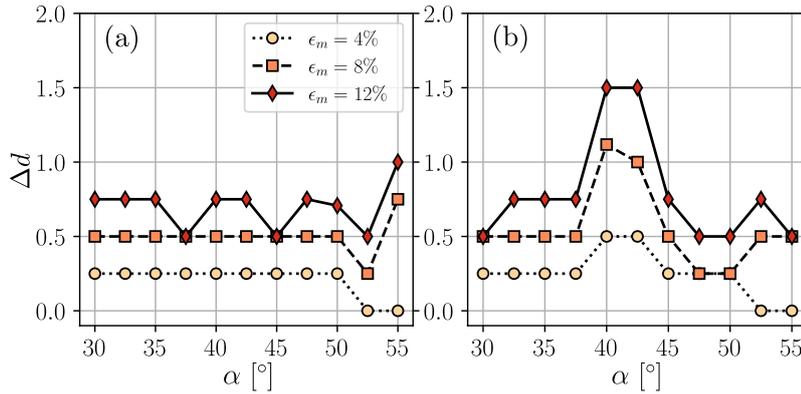


FIGURE 2.18 – Tolérance de fabrication en fonction de l'angle de diffraction pour les réseaux en or (a) et en aluminium (b) pour $\epsilon_m = 0.04$ (cercles), $\epsilon_m = 0.08$ (carrés), $\epsilon_m = 0.12$ (diamants).

donc une épaisseur d'Al de 100 nm.

2.5 Fabrication et caractérisation optique

2.5.1 Mise au point du procédé de fabrication

Les réseaux ont été fabriqués en utilisant une technique de photolithographie par projection. Cette technique consiste à insoler une résine photosensible positive déposée sur une plaquette de silicium en projetant l'image réduite 5 fois d'un réticule (ou masque). Le réticule est une plaque en quartz de 12,7 cm sur laquelle les motifs à reproduire sont imprimés en Chrome (voir la figure 2.19 (a)). Une fois insolée, la résine est révélée en utilisant un développeur (figure 2.19 (b)). Une gravure physico-chimique par plasma permet alors d'attaquer les zones découvertes du substrat (figure 2.19 (c)). Par la suite, la résine est enlevée, puis le réseau est métallisé (figure 2.19 (d)). Les échantillons ont été fabriqués sur des plaquettes "extra flat" de Si de 150 mm. La technique de photolithographie par projection utilisée (Canon FPA 3000i4/i5) permet d'atteindre des résolutions maximales de l'ordre de 350 nm et d'exposer rapidement 24 images du réticule complet par plaquette. Afin d'avoir une meilleure définition des motifs, nous utilisons une résine photosensible bicouche composée d'un revêtement antireflet (BARC : Bottom layer Anti-Reflective Coating) de 200 nm et d'une résine photosensible positive (ECI) de 1100 nm. Après le développement de l'ECI, le BARC est ouvert à l'aide d'une gravure plasma CCP-RIE (Capacitively Coupled Plasma-Reactive Ion Etching) O_2 (180 s). Le motif est ensuite transféré dans le Si à l'aide d'une seconde gravure au plasma CCP-RIE $SF_6-C_4F_8-O_2$ (385 s) optimisée pour maximiser la verticalité des parois latérales. Les restes de résine sont ensuite enlevés à l'aide d'un nettoyage à l'acétone et à l'isopropanol, suivi après rinçage d'une attaque Piranha et d'un plasma O_2 permettant de finir d'enlever les derniers résidus organiques. La couche d'aluminium est ensuite déposée par évaporation électronique. Cette technique est choisie de sorte à avoir un flux de métal normal à la surface. Cela permet d'éviter un dépôt non symétrique qui engendrerait un déséquilibre entre les efficacités de diffraction η_1 et η_{-1} , et limite la déposition de métal le long des flancs de gravure. À l'issue du procédé, la plaquette est découpée en 24 échantillons individuels, comme présentés sur les figures 2.24 (a) et (b).

La mise en place du procédé technologique de fabrication des réseaux a été faite en deux étapes. Dans un premier temps, pour valider les simulations et calibrer le procédé de fabrication, un réticule de test comprenant une multitude de réseaux cibles a été conçu et fabriqué. Ce réticule est visible sur la figure 2.19 (a) et décrit sur la figure 2.20 (a,b). Cette étape nous a permis de concevoir le masque final permettant la fabrication des trois réseaux de grande taille.

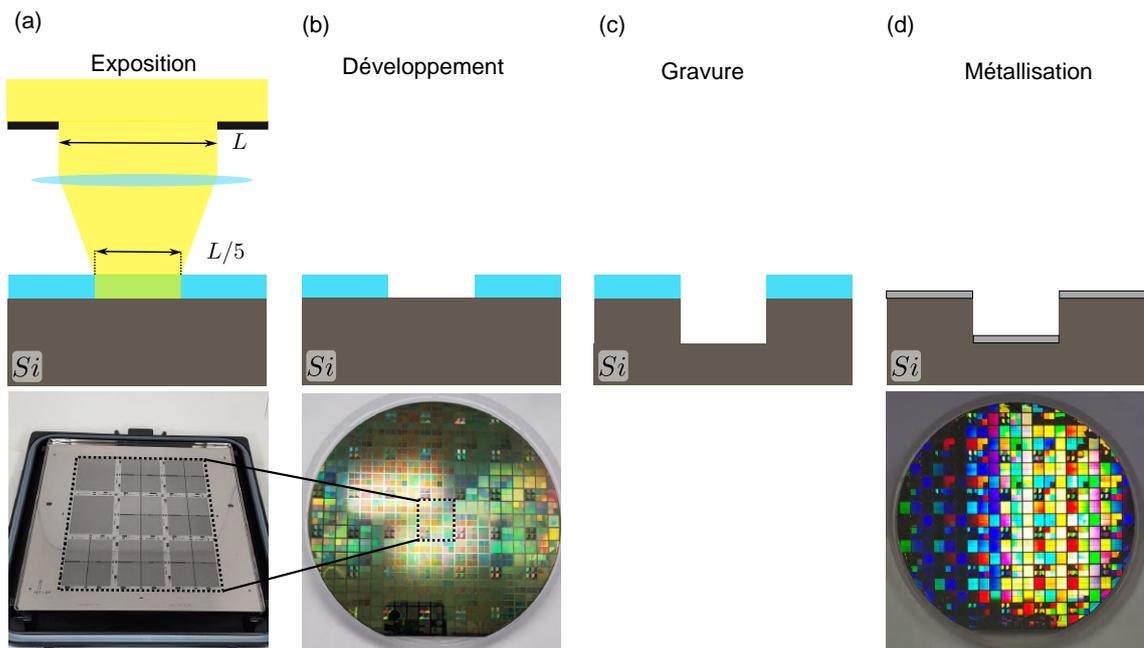


FIGURE 2.19 – Principe de fabrication par photolithographie. (a) Haut : exposition de la résine (bleu) photosensible positive au travers un masque de chrome (noir) comportant le motif du réseau. Bas : photo du masque de chrome utilisé pour la fabrication des réseaux de calibration. (b) Haut : développement de la résine laissant le silicium apparent au niveau des zones exposées. Bas : photo d'une plaquette de 150mm de diamètre après développement. Le motif encadré en pointillés sur la photographie du réticule est reporté de multiples fois à l'échelle 1/5. (c) Gravure du silicium. (d) Haut : métallisation du réseau après avoir enlevé la résine. Bas : photo de la plaquette après métallisation.

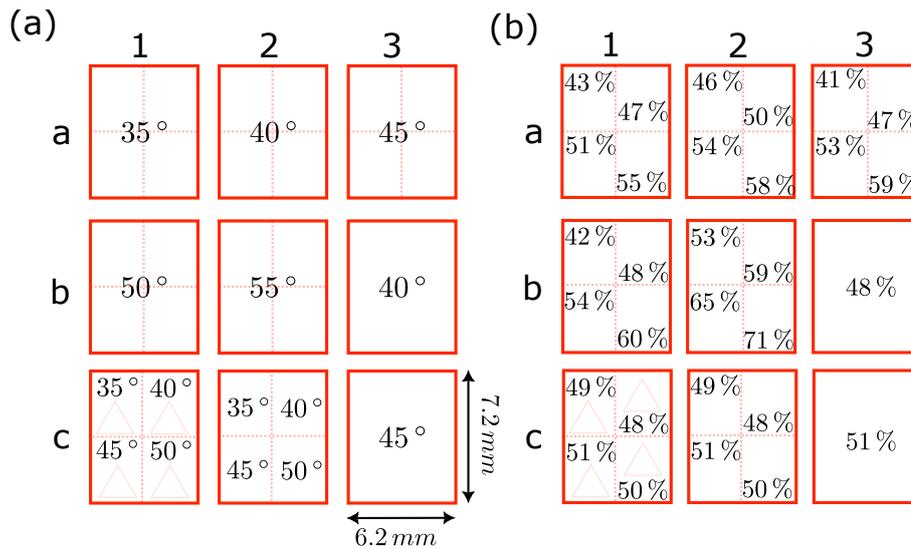


FIGURE 2.20 – (a) Plan du réseau de calibration à l'échelle 1/5 indiquant les angles de diffraction. Les cadres épais rouges représentent les 9 sous-réseaux. Les cadrants en pointillés indiquent si le sous-réseau comprend de multiples réseaux. Les triangles en pontillés indiquent la présence d'un tri-réseau. (b) Plan du réseau de calibration à l'échelle 1/5 indiquant les facteurs de remplissage.

Le réseau de test a été conçu à partir des résultats des simulations numériques. Il est composé de 9 sous-réseaux de $6,2 \times 7,2 \text{ mm}^2$ (échelle 1/5) comprenant plusieurs réseaux d'angles de diffraction allant de 35° à 55° avec de multiples facteurs de remplissage. La figure 2.20 montre l'implantation du masque avec (a) les angles de diffraction présents et (b) les facteurs de remplissage associés. Le réseau que nous avons ciblé se trouve sur le sous-réseau a2. Ce sous-réseau est divisé en quatre réseaux d'une surface de $3 \times 3,5 \text{ mm}^2$ (échelle 1/5) avec des facteurs de remplissage de 46 %, 50 %, 54 % et 58 %. En c1 se trouve un tri-réseau de 40° d'angle de diffraction qui a permis de valider la qualité des raccords de champs pour la fabrication du masque final.

Afin de compenser la décote liée aux étapes d'exposition, de développement et de gravure, les facteurs de remplissage codés sur le masque sont plus grands que la valeur cible (qui est de 40 %). De bonnes résolutions sont obtenues avec une exposition UV autour de 780 J/cm^2 et une focalisation de l'image du masque à $-0.3 \mu\text{m}$ sous la surface de la résine. Comme on peut

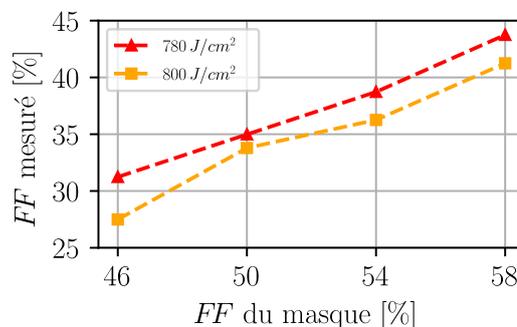


FIGURE 2.21 – Mesure de calibration du procédé de fabrication. Facteur de remplissage après gravure des réseaux mesuré par microscopie à force atomique en fonction du facteur de remplissage codé sur le réseau. Les triangles rouges et les ronds oranges sont respectivement les mesures pour des expositions de 780 J/cm^2 et 800 J/cm^2 avec une focalisation à $-0.3 \mu\text{m}$ de la surface de la résine.

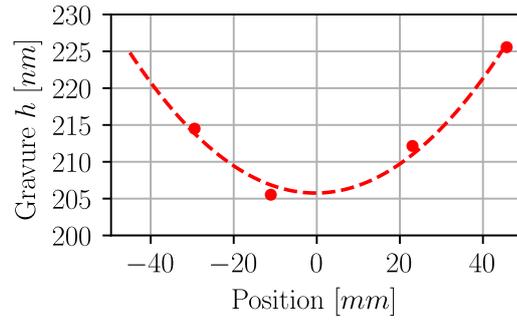


FIGURE 2.22 – Homogénéité de gravure en fonction de la position du réseau par rapport au centre de la plaquette. Mesure par AFM de la profondeur de gravure en fonction de la position du réseau par rapport au centre de la plaquette.

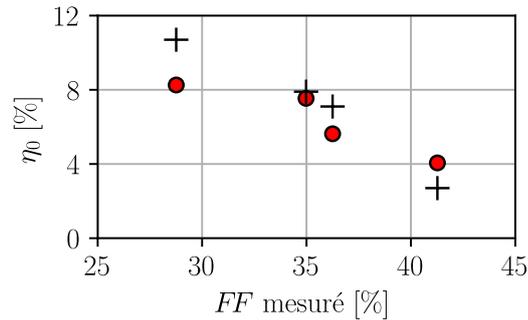


FIGURE 2.23 – Efficacité de diffraction de l'ordre 0 en fonction du facteur de remplissage (FF) mesuré (croix noires : simulations numériques des réseaux fabriqués – ronds rouges : mesures expérimentales). Les réseaux mesurés ont une profondeur de gravure de 206 nm et une épaisseur de métallisation de 32 nm.

le voir sur la figure 2.21, le facteur de remplissage⁷ obtenu sur les échantillons de calibration est plus petit que celui présent sur le réticule. On voit notamment qu'il faut utiliser un $FF = 54\%$ sur le masque afin d'obtenir un réseau proche de la cible qui est de $FF = 40\%$. Par conséquent, nous avons choisi ce facteur de remplissage pour le réticule final. La figure 2.22 (b) montre que la profondeur de gravure n'est pas homogène sur toute la plaquette et qu'elle est de forme parabolique. La variation ne dépasse pas 5 nm autour de la zone centrale de 4 cm de long (deux réseaux de 2 cm de côté), ce qui est en accord avec la tolérance δ_h utilisée pour les simulations. Du fait de cette in-homogénéité, seuls les réseaux placés au centre de la plaquette seront exploités. Enfin, comme illustré pour l'ordre 0 de diffraction sur la figure 2.23, les simulations prédisent correctement les caractéristiques optiques des réseaux en fonction de leurs caractéristiques géométriques, ce qui nous conforte sur la fiabilité de notre modèle de simulation.

Fabrication du réseau final

A l'issue de cette première étape de fabrication, un réticule a été dessiné et réalisé pour le réseau final. Il contient un unique motif de réseaux $3 \times 1D$ de période 1214 nm (échelle 1/5) et un facteur de remplissage de $FF = 658/1214 = 54\%$ et a été fabriqué par l'entreprise Compugraphics Photomasks. Avec ce réticule, plusieurs séries d'échantillons ont été fabriquées dans les conditions déterminées à l'issue de l'étape de calibration. La figure 2.24 (a) montre une des plaquettes finales. Seuls les quatre réseaux du centre ont été étudiés pour des raisons d'homogénéité de gravure. La photo 2.24 (b) montre un des réseaux après découpe. La figure 2.24 (c) montre une image au microscope électronique montrant le centre du tri réseaux (incliné). On voit que les

7. Le facteur de remplissage est mesuré avant la métallisation.

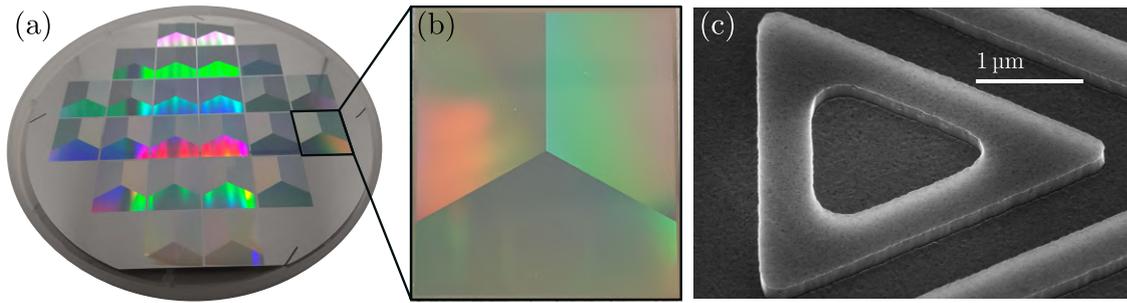


FIGURE 2.24 – Échantillons fabriqués : (a) photographie de la plaquette de Si de 150 mm avec 24 échantillons ; (b) vue de dessus d’un échantillon isolé après découpe ; (c) Image au microscope électronique à balayage (MEB) du centre d’un échantillon où les trois réseaux se rejoignent.

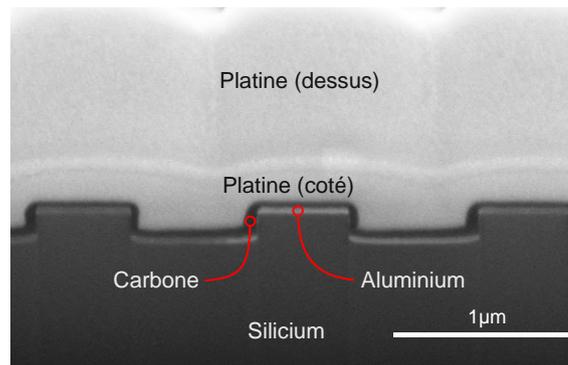


FIGURE 2.25 – Image d’une découpe par faisceau d’ions focalisés (FIBE) inclinée de 52° par rapport à la normale de l’échantillon fabriqué.

raccords de champs entre les réseaux sont propres mais légèrement arrondis. Cette petite imperfection n’est pas problématique pour l’obtention du piège magnéto-optique. La figure 2.25 montre une image de découpe par faisceau d’ions focalisés (FIBE) de l’échantillon fabriqué. Pour réaliser la coupe FIBE et obtenir une image contrastée, la surface du réseau est recouverte d’une fine couche de carbone (noire), puis d’une épaisse couche de platine (gris clair). La couche d’Al est observable elle aussi en gris clair, contrastée par rapport au substrat Si qui apparaît en gris foncé. Comme on peut le voir sur cette image, l’aluminium forme une fine couche au sommet des dents et au fond des rainures du réseau, sans recouvrir les parois latérales. De plus, ces parois sont parfaitement verticales. On peut également constater que la gravure a un petit effet de courbure qui se traduit par des tranchées légèrement en forme de U (effet dit de « trenching » usuel avec les gravures plasma). La figure 2.26 est une image composite des images MEB de chacun des trois réseaux *A*, *B* et *C* (la position des réseaux *A*, *B* et *C* est définie sur la figure 2.5 (b)) formant l’échantillon. Ces images sont recadrées, tournées et alignées afin de comparer visuellement les périodicités et les facteurs de remplissage de chacun. Comme on peut le voir, dans la limite de la résolution MEB, tous les réseaux ont des facteurs de remplissage et des périodicités identiques, ce qui confirme l’homogénéité de notre fabrication.

En tout, quatre plaquettes ont été fabriquées, mais seuls les résultats des mesures sur les réseaux qui ont été hybridés avec une puce magnétique seront présentés. Le tableau 2.1 résume les mesures géométriques de ces deux échantillons. Comme on peut le voir, nos résultats de fabrication sont proches, mais pas exactement identiques à la conception visée.

En utilisant notre métrique (équation (2.42)), les distances entre le réseau ciblé et les réseaux fabriqués sont de quelques unités, ce qui est cohérent avec la définition même de notre métrique comme moyen de mesures des erreurs de fabrication typiques. On peut noter que l’écart



FIGURE 2.26 – Images au microscope électronique à balayage (MEB) des trois réseaux A , B & C de l'échantillon, vue du dessus, avec des périodes Λ et des facteurs de remplissage FF identiques.

	Profondeur de gravure h [nm]	Épaisseur d'aluminium e [nm]	Facteur de remplissage FF [%]	d (Échantillon, Cible)
Cible	202,5	32,5	40	0,0
Échantillon #1	210	48	40	2,1
Échantillon #2	218	38	42	4,0

TABLE 2.1 – Propriétés géométriques des réseaux

le plus important provient de la profondeur de gravure du réseau, qui est de loin le paramètre le plus tolérant pour notre conception (voir la figure 2.14). Par conséquent, nous pouvons espérer obtenir de bonnes caractéristiques optiques à partir de ces échantillons.

2.5.2 Caractérisation optique

Les réseaux ont été caractérisés à l'aide d'un banc optique représenté en figure 2.27. La source utilisée est une diode laser émettant à 787 nm (Thorlabs CPS780S) avec un faisceau de waist de $630\mu\text{m}$ et une puissance de 1 mW. La polarisation du faisceau incident a été ajustée à l'aide d'une lame quart-d'onde et d'une lame demi-onde. Le réseau (en gris à droite sur la figure) est placé sur un ensemble de platine permettant une translation suivant e_x combinée à des rotations autour de e_x et de e_y . Les efficacités de diffraction des ordres ± 1 sont mesurées à l'aide d'un puissance-mètre (Thorlabs PM100D avec une sonde S120C). La polarisation des faisceaux diffractés est mesurée à l'aide d'un polarimètre (Thorlabs PAX1000).

Pour l'ordre 0, l'efficacité de diffraction est mesurée à l'aide d'un cube non-polarisant de 50 %. Un miroir en or de réflectivité $R = 97 \pm 1\%$ a été utilisé pour la calibration. Pour mesurer la polarisation de l'ordre 0, comme illustré sur la figure 2.27 (b), le réseau a été incliné de 5° par rapport à l'incidence normale le long de l'axe des lignes du réseau (des simulations numériques ont été effectuées pour s'assurer que cela ne modifiait pas la polarisation de manière significative).

Les mesures optiques ont aussi été réalisées pour des polarisations circulaires ($S_{3\text{inc}} = -1$), Transverse Magnétique (TM) et Transverse Electrique (TE)⁸.

Ainsi, il est possible de remonter au coefficient de diffraction complexe de chaque réseau.

8. Le plan d'incidence du réseau est celui passant par le vecteur d'onde incident \mathbf{k}_{inc} et e_x qui est le vecteur suivant la direction de périodicité du réseau (voir figure 2.13). Quand le champ électrique est polarisé orthogonalement au plan d'incidence, la polarisation est TE. Quand le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence, la polarisation est TM.

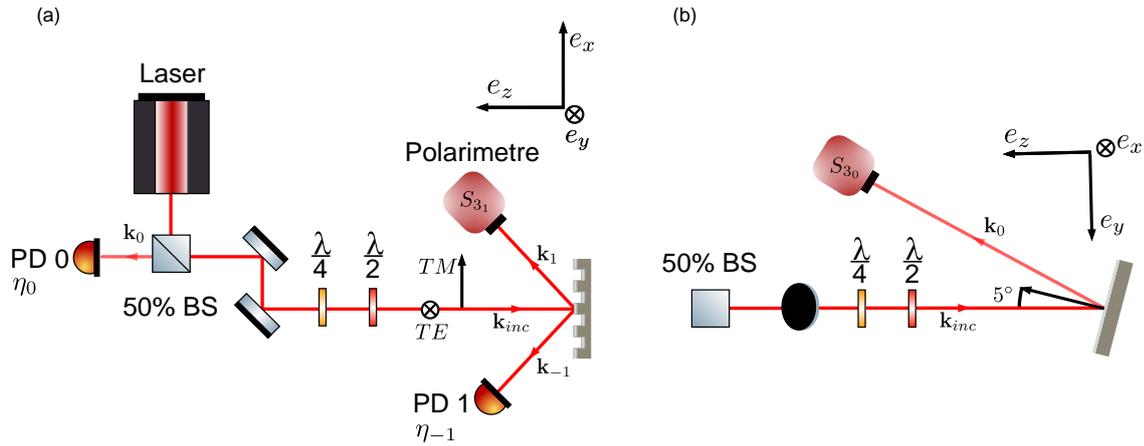


FIGURE 2.27 – (a) Schéma du banc optique de caractérisation des réseaux en vue de dessus. PD 0 et PD 1 sont des photo-diodes, le cube non polarisant est désigné par BS. (b) Schéma du banc optique de caractérisation des réseaux en vue de coté pour la mesure de l'état de polarisation de l'ordre 0.

On peut donc avec cette donnée obtenir la réponse du tri-réseau à n'importe quelle polarisation incidente. Cette information peut avoir un intérêt dans le cas de l'utilisation du réseau pour de l'interférométrie atomique qui est une application potentielle envisagée. Ces données ne seront pas discutées ici puisque la réponse du réseau en polarisation circulaire incidente nous suffit pour le refroidissement laser. L'annexe A donne les valeurs mesurées des efficacités de diffraction en TE et TM ainsi que les paramètres $S_{3,0}$ et $S_{3,1}$ pour le réseau #2 de diffraction mis sous vide.

La figure 2.28 montre les résultats détaillés obtenus sur chaque réseau des deux échantillons (points rouges pour l'échantillon #1, points verts pour l'échantillon #2), les performances attendues du réseau cible (ligne bleue) et les performances modélisées en utilisant les dimensions physiques des réseaux finalement obtenues (respectivement lignes rouges et vertes).

Pour les efficacités de diffraction (η_0 & η_1), on peut voir que les résultats expérimentaux sont proches des simulations utilisant la géométrie du réseau de conception (lignes bleues) et encore plus proches des simulations utilisant la géométrie des réseaux fabriqués (lignes rouges et vertes), ce qui valide les prédictions de la modélisation RCWA. De plus, les valeurs obtenues sont proches des objectifs optimaux de $\eta_0 = 0$ et $\eta_1 = 33\%$.

Pour la polarisation des faisceaux diffractés par l'ordre 1 ($S_{3,1}$), les résultats expérimentaux sont également proches des résultats simulés et de l'objectif optimal de $S_{3,1} = 1$. En ce qui concerne la polarisation ($S_{3,0}$) du faisceau réfléchi (i.e. diffracté par l'ordre 0), les résultats expérimentaux s'écartent significativement des simulations.

On peut également noter que pour les deux échantillons, l'efficacité de diffraction du faisceau réfléchi est légèrement supérieure à celle des simulations. Nous attribuons ces deux différences (efficacité et polarisation de l'ordre 0) à la rugosité et aux imperfections des échantillons. Du point de vue du refroidissement, ce faisceau est peu intense et entraîne donc une faible force de pression de radiation. De plus, en raison de sa polarisation ($S_{3,0} < 0$), il contribue étonnamment de façon majoritairement favorable au piégeage. Cependant, il y a une grande variation de l'état de polarisation $S_{3,0}$ sur un même échantillon. Il semble donc illusoire de penser contrôler de façon précise son état de polarisation. Par conséquent, cela conforte notre choix de ne pas tenir compte de son état de polarisation dans la définition de ϵ (voir équation 2.41).

A partir de la moyenne de ces mesures, nous pouvons calculer l'écart ϵ par rapport aux

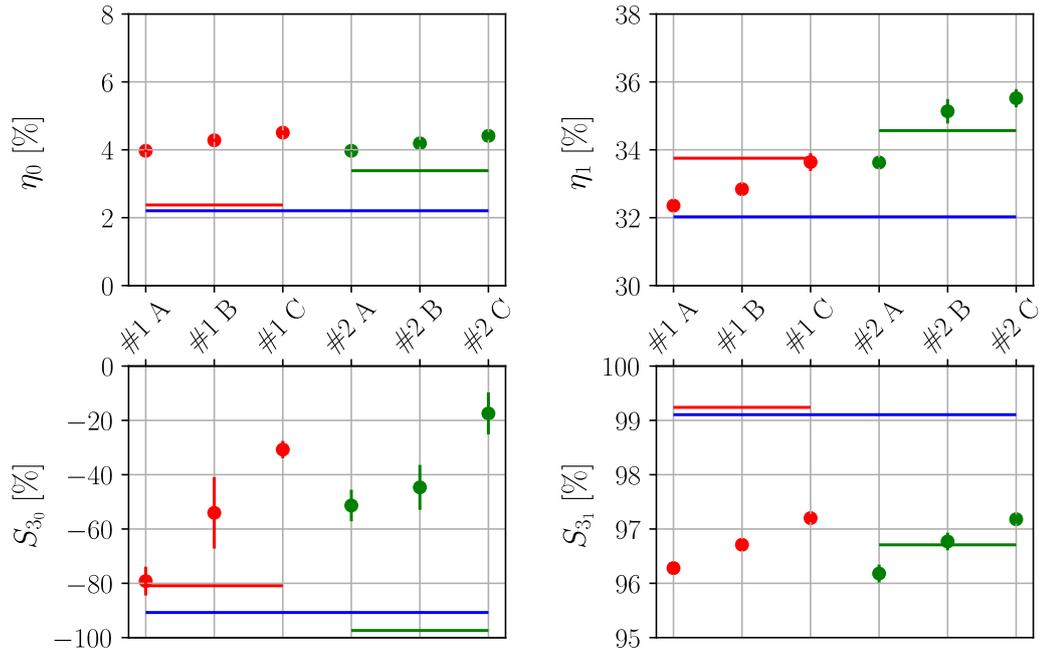


FIGURE 2.28 – Comparaison entre la simulation (lignes) et les résultats expérimentaux (points). Les points et la barre d'erreur représentent la valeur moyenne et l'écart-type sur plus de 6 mesures à différentes positions sur chacun des trois réseaux pour les échantillons #1 (en rouge) et #2 (en vert). Les lignes sont des simulations numériques basées sur le réseau cible (lignes bleues) et sur les mesures géométriques des échantillons #1 et #2 (respectivement lignes rouges et vertes).

propriétés optiques idéales. Les valeurs calculées sont résumées dans le tableau 2.2. Comme on le voit, malgré l'écart de fabrication par rapport à l'objectif, les deux échantillons se situent dans une tolérance de performance meilleure que 10 %. Plus précisément, l'échantillon #1 se situe dans la limite de 4 % et est limité par la réflectivité résiduelle dans l'ordre 0, tandis que la gravure excessive de l'échantillon #2 introduit un déséquilibre des pressions de radiation plus important avec une valeur $|1 - \eta_b|$ de 8,7 %. Ces valeurs reflètent également l'écart des paramètres géométriques des deux réseaux par rapport à la cible. Ces écarts par rapport à la conception confirment notre choix de nous concentrer sur les conceptions les plus tolérantes plutôt que sur les réseaux avec le meilleur ϵ ou avec de plus grands angles de diffraction.

TABLE 2.2 – Déviation des performances du réseau ϵ

	$ 1 - \eta_b $ [%]	η_0 [%]	$1 - S_{3_1}$ [%]	ϵ [%]
Attendu (cible)	1,8	2,2	0,9	2,2
Échantillon #1 moyenné sur A, B, C	3,2	4,2	3,3	4,2
Échantillon #2 moyenné sur A, B, C	8,7	4,2	3,6	8,7

Comme on peut le voir sur la figure 2.28, les trois réseaux d'un même échantillon n'ont pas exactement les mêmes efficacités de diffraction. Par conséquent, il y aura donc un déséquilibre de pression de radiation radiale. Le tableau 2.3 donne le déséquilibre en pourcentage suivant les trois directions de l'espace définies dans le repère de la figure 2.5 (b). Il est calculé en utilisant les

équations suivantes⁹ :

$$\frac{I_{+x} - I_{-x}}{I_{+x}} = 1 - \frac{(\eta_{1,B} + \eta_{1,C}) \sin(30)}{\eta_{1,A}} \quad (2.44)$$

$$\frac{I_{+y} - I_{-y}}{I_{+y}} = \frac{\eta_{1,B}}{\eta_{1,C}} - 1 \quad (2.45)$$

$$\frac{I_{+z} - I_{-z}}{I_{\text{inc}}} = \left(\sum_{i=[A,B,C]} \frac{\eta_{0,i}}{3} + \eta_{1,i} \right) - 1 \quad (2.46)$$

Suivant le plan radial ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$), le déséquilibre de pression de radiation est très bon et ne dépasse pas 4%. Ceci est d'autant plus intéressant qu'un déséquilibre radial peut avoir des répercussions plus importantes qu'un déséquilibre axial. En effet, suivant l'axe \mathbf{e}_z (axial) un déséquilibre positif (comme l'échantillon #2) peut être bénéfique dans le cas de l'utilisation d'un faisceau gaussien incident. L'efficacité de diffraction trop importante des réseaux permet de compenser la diminution d'intensité radiale du faisceau gaussien incident. Cela permet d'élever la zone d'équilibre des pressions de radiation par rapport à la surface des réseaux et de profiter d'un volume de capture effectif plus important. L'existence d'un déséquilibre radial sera un potentiel handicap pour les performances du refroidissement laser. En effet, il est difficile de le compenser expérimentalement. Parmi la multitude de réseaux fabriqués et caractérisés, le bon équilibre de pression de radiation radiale des échantillons #1 et #2 a été un des points qui m'a amené à choisir ces deux réseaux.

TABLE 2.3 – Déséquilibre de pression de radiation suivant les trois directions de l'espace

Déséquilibre suivant	\mathbf{e}_x [%]	\mathbf{e}_y [%]	\mathbf{e}_z [%]
Échantillon #1	-2	-1	3
Échantillon #2	-4	-1	8

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une méthodologie de conception des réseaux de diffraction pour le refroidissement laser. Nous avons défini une métrique permettant de classer les réseaux par qualité optique. Le paramètre ϵ (équation (2.41)) permet ainsi de regrouper les trois contraintes optiques dictées par la physique du refroidissement laser en un seul nombre scalaire. Cette méthode permet alors d'avoir une lecture plus facile des résultats et donc de faire apparaître un optimum pour chaque angle de diffraction. Afin d'inclure la robustesse face aux déviations et aux fluctuations du procédé de fabrication, j'ai défini une norme dans un espace des paramètres normalisé par l'incertitude de fabrication. Ainsi, pour chaque angle de diffraction, j'ai pu évaluer la robustesse associée aux réseaux optimaux. J'ai pu ainsi identifier une géométrie robuste ayant de bonnes caractéristiques optiques. J'ai par la suite fabriqué puis caractérisé optiquement les réseaux. J'ai ainsi montré que la simulation numérique était en bon accord avec les résultats expérimentaux. Malgré un léger écart de fabrication par rapport à la cible, les caractéristiques optiques des réseaux fabriqués sont tout à fait satisfaisantes pour le refroidissement laser.

Enfin, nous pouvons souligner que cette méthode est suffisamment générique pour être appliquée à d'autres développements, comme par exemple la conception de réseaux 2D pour le refroidissement laser.

9. les facteurs $1/3$ et $\cos(30)$ qui apparaissent dans ces équations correspondent respectivement à une moyenne et à une projection.

Chapitre 3

Puce magnétique pour le refroidissement forcé : dimensionnement, conception et assemblage de la source

3.1 Introduction

Nous avons vu dans la section précédente que le refroidissement laser permet d'atteindre des températures de l'ordre de $1 \mu K$. Afin de réduire la température en dessous de la limite de recul, il est nécessaire de changer de technique de refroidissement. Pour cela, les atomes pré-refroidis par laser sont chargés dans un piège non dissipatif de profondeur finie. Ainsi, les plus chauds s'échappent et emportent avec eux une grande quantité d'énergie. Le nuage alors encore capturé re-thermalise par collision à une température plus faible. En abaissant petit à petit la profondeur du piège, la température de l'échantillon atomique diminue et sa densité dans l'espace des phases augmente jusqu'à atteindre la condensation de Bose-Einstein [22, 23, 24].

La plupart des expériences récentes de refroidissement par évaporation utilisent soit des pièges optiques, soit des pièges magnétiques. Les pièges optiques capturent les atomes en utilisant la force dipolaire [28], tandis que les pièges magnétiques exploitent la force magnétique. Nous avons choisi d'utiliser les puces magnétiques car elles offrent de multiples avantages pour notre application. Premièrement, leur fabrication comme pour les réseaux utilise des procédés photolithographiques. L'hybridation du réseau avec une puce magnétique demande d'utiliser voir de détourner des procédés de fabrication bien contrôlés et pré-existants, développés initialement pour la micro-électronique. Contrairement aux solutions optiques pour lesquelles un alignement fin est nécessaire, les puces magnétiques utilisent des bobines et des fils qui sont mécaniquement fixés sur l'enceinte à vide. Par conséquent, elles permettent d'augmenter la robustesse de la source, ce qui est crucial pour des applications embarquées. Enfin, les applications spatiales sont relativement contraintes du point de vue de la puissance disponible [11]. Les puces magnétiques demandent peu de puissance électrique du fait de la faible résistivité des fils. Enfin, comme nous le verrons plus bas, les atomes capturés doivent subir le plus de collisions élastiques que possible. Par conséquent, le piège doit être fortement comprimé. Cette compression est d'autant plus importante que les gradients de champs générés sont élevés. Dans le cas où le champ est produit par des fils parcourus par un courant I , les gradients de champs varient en I/z^2 avec z la grandeur caractéristique du système [61]. Les puces magnétiques sont de faible dimension et peuvent être disposées sous vide. Les atomes sont alors en proximité immédiate des fils. Par conséquent, la distance z devient

micrométrique ce qui permet d'obtenir des gradients relativement élevés avec de faibles courants. Les pulsations de piégeage étant importantes, les pièges magnétiques sur puce permettent d'atteindre des temps d'évaporation faible, de l'ordre de la demi-seconde [62, 38]. Par conséquent, choisir les puces magnétiques semble être tout indiqué dans le but réaliser une source d'atome ultra froide performante.

Je m'intéresse dans ce chapitre à la conception et à la réalisation d'une puce magnétique. Celle ci permet de réaliser un piège de type Ioffe-Pritchard qui peut être hybridé avec le réseau décrit au chapitre précédent.

Ce chapitre présente brièvement les notions de base du piège magnétique en Z de type Ioffe-Pritchard ainsi que les contraintes et objectifs que nous nous sommes fixés pour le dimensionnement de la puce magnétique. Je présenterais les calculs détaillés ayant conduit au dimensionnement et choix des géométries de fils de la puce. Cette dernière est assez spécifique à notre étude : le choix d'une hybridation puce magnétique / réseau optique nous conduit à concevoir des puces magnétiques permettant de capturer les atomes à grande distance (supérieure à l'épaisseur du réseau), supportant de forts courants, le tout en étant compatible avec un environnement d'ultra-vide.

A la suite du dimensionnement du piège magnétique, je détaillerais la procédure d'hybridation qui a été développée pour assembler le fil macroscopique et le réseau. Nous validerons cette dernière avec des mesures de caractérisation et montrerons que la puce finale peut être utilisée dans son régime optimal.

Ces travaux préliminaires de dimensionnement étaient particulièrement cruciaux pour ce travail d'intégration puisque le temps de cycle entre réalisation - mise sous ultra-vide - obtention de pièges atomiques est particulièrement long et interdit quasiment toute approche de type essai-erreur.

3.2 Piégeage magnétique sur puce

Dans cette section, je vais présenter le principe du piégeage magnétique. Nous examinerons en particulier la configuration Ioffe-Pritchard générée par un fil en forme de Z. À partir des équations magnéto-statiques du champ créé par cette structure, j'exprimerais les grandeurs pertinentes pour le dimensionnement du piège.

3.2.1 Force magnétique

Pour capturer les atomes, nous allons utiliser la force magnétique qui dérive de l'effet Zeeman. Sous l'influence du champ magnétique, les sous niveaux magnétiques m_F d'un état hyper-fin F d'un atome subissent un déplacement en énergie donné par [40] :

$$E_{\text{mag}} = -\mu \cdot \mathbf{B} = -g_F m_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (3.1)$$

Avec g_F le facteur de Landé. Une force magnétique apparait si le gradient du champ est non nul, cette force est alors donnée par :

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = -\nabla E_{\text{mag}} = g_F m_F \mu_B \nabla |\mathbf{B}| \quad (3.2)$$

En fonction du signe de $g_F m_F$, les atomes seront soit attirés par les minima ($g_F m_F > 0$) soit par les maxima de champ ($g_F m_F < 0$).

D'après les équations de Maxwell, il n'est pas possible de créer un maximum local de champ [63]. Par conséquent, seuls les états dont $g_F m_F > 0$ pourront être capturés. Un piège

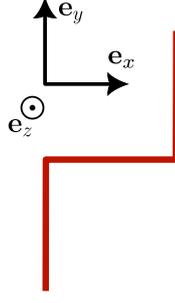


FIGURE 3.1 – Schéma d'un fil en Z

magnétique consiste donc à créer un potentiel magnéto-statique comportant un minimum local de champ.

3.2.2 Principe de fonctionnement du piège magnétique en Z

La configuration qui nous intéresse ici est un piège de type Ioffe-Pritchard qui est caractérisé par une forme parabolique. L'expression du module du champ est donnée par :

$$|\mathbf{B}|(x,y,z) = B_0 + ax^2 + cy^2 + dz^2 \quad (3.3)$$

où B_0 est le champ magnétique au fond du piège et les coefficients (a,b,c) dépendent de la structure générant ce dernier. L'intérêt de ce type de piège est d'avoir un champ magnétique B_0 non nul en son centre et donc de limiter les pertes Majorana (voir 3.3.1). La méthode la plus courante pour générer ce piège sur puce est d'utiliser un fil en forme de Z [63] (voir figure 3.1). Du fait de sa forme, je désignerais le fil par 'le fil en Z' qu'il ne faudra pas confondre avec la coordonnée de l'espace z.

Confinement transverse La partie centrale du fil (selon l'axe e_x figure 3.2) est responsable du confinement du piège dans le plan (e_y, e_z), c'est à dire transverse. Le courant I parcourant ce fil génère un champ radial qui décroît en $1/z$ (voir figure 3.2 (a')). Dans le cas où le fil est considéré comme infini, celui-ci est donné par :

$$|\mathbf{B}_{\text{fil}}| = \frac{\mu_0 I}{2\pi z} \quad (3.4)$$

Afin de générer un minimum de champ, on vient ajouter un champ magnétique homogène d'amplitude $B_{\text{biais},y}$ que l'on applique suivant l'axe e_y , de sorte à ce qu'il s'oppose au champ du fil (voir figure 3.2 (b) et (b')). La résultante du champ $\mathbf{B}_{\text{tot}} = \mathbf{B}_{\text{fil}} + \mathbf{B}_{\text{biais},y}$ s'annule alors à une distance z_0 dont la valeur varie avec le rapport $I/B_{\text{biais},y}$:

$$\mathbf{B}_{\text{tot}}(0,0,z) = \left(B_{\text{biais},y} - \frac{\mu_0 I}{2\pi z} \right) \mathbf{e}_y \quad (3.5)$$

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{\text{biais},y}} \quad (3.6)$$

Par conséquent, pour un courant donné, le centre du piège peut être déplacée en changeant l'amplitude du champ de biais $B_{\text{biais},y}$. Suivant l'axe e_z le potentiel magnétique du fil central qui est proportionnel au module du champ total $|\mathbf{B}_{\text{fil}} + \mathbf{B}_{\text{biais},y}|$ est alors donné par :

$$E_{\text{fil central}}(z) \propto |\mathbf{B}_{\text{tot}}| = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left| \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{z_0} \right) \right| \quad (3.7)$$

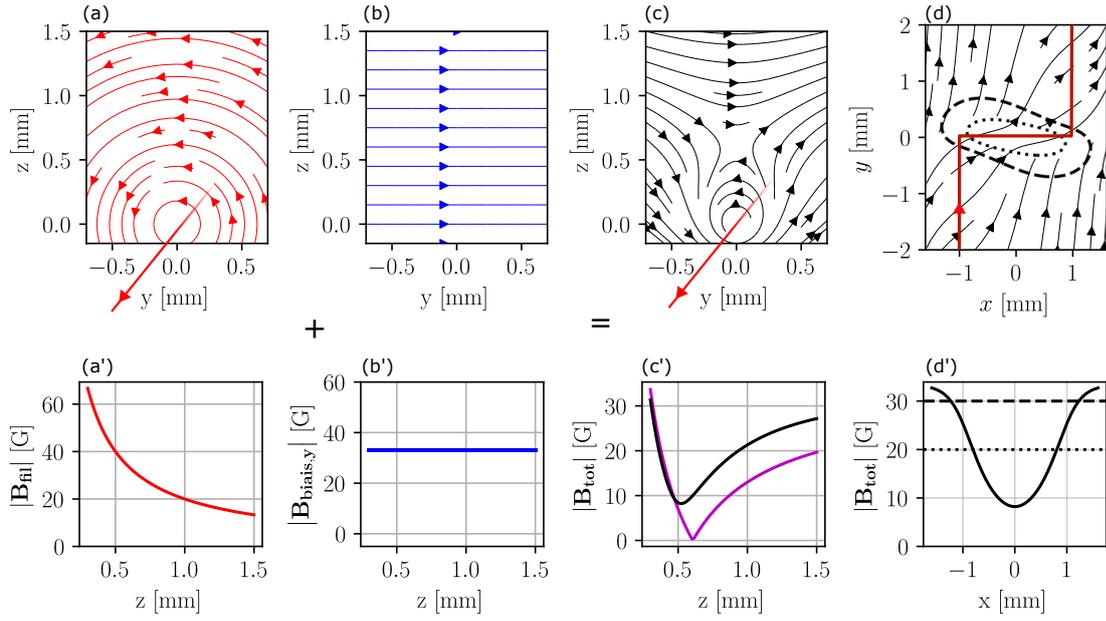


FIGURE 3.2 – Principe de fonctionnement du piège magnétique de type Ioffe-Pritchard réalisé par un fil en Z. (a) Représentation des lignes de champ issues d'un fil infini long et parcouru par un courant I . (a') Variation du module du champ suivant l'axe e_z . (b) Lignes de champ du champ de biais $B_{\text{biais},y}$. (b') Module du champ de biais. (c) Lignes de champ dans le plan transverse résultant de la somme vectorielle du champ du fil infini long et du champ de biais. (c') La courbe magenta représente la norme de la résultante du champ du fil infini long et du champ de biais. La courbe noire représente celle du fil en Z et du champ de biais. (d) Lignes de champ dans le plan (e_x, e_y) passant par le centre du piège (lignes continues) et iso-contours à 30 G et 20 G de la norme du champ du fil en Z et du champ de biais (lignes discontinues). (d') Norme du champ du piège suivant l'axe longitudinal e_x .

La figure 3.2 (c) montre les lignes de champ résultant de la somme du champ de biais et du champ créé par le fil. La courbe magenta sur la figure 3.2 (c') représente la valeur du module du champ suivant l'axe e_z ou l'on voit bien que celui-ci s'annule. Au centre du piège, le gradient de champ qui caractérise le confinement transverse du piège varie en I/z_0^2 . Comme on peut le voir, ceux-ci augmentent et divergent quand la distance entre le fil et le centre du piège tend vers zéro :

$$\left. \frac{\partial B}{\partial z} \right|_{z=z_0} = B'(z_0) = \frac{\mu_0 |I|}{2\pi z_0^2} \quad (3.8)$$

Confinement longitudinal et champ au fond du piège Les deux segments latéraux du fil en Z dans la direction e_y génèrent le confinement suivant l'axe e_x dit longitudinal et un champ au fond du piège B_0 non nul. Le fil résultant est représenté en rouge sur la figure 3.2 (d). La figure 3.2 (d) représente les lignes de champ dans le plan e_x, e_y à la distance $z = z_0$. Comme on peut le voir, les iso-contours de champ à 30 G et 20 G forment des contours fermés et concentriques traduisant la présence d'un minimum de champ. Enfin, les courbes noires sur les figures 3.2 (c') et (d') montrent la norme du champ suivant e_z et e_x du fil en Z. Comme attendu pour un piège de type Ioffe-Pritchard, on constate que le champ présente une forme parabolique et ne s'annule pas autour de son minimum.

3.2.3 Pulsation transverse de piégeage

Bien qu'il ne soit pas exactement parabolique, le champ généré par le fil en Z peut être approximé par un développement limité à l'ordre 2 autour de son minimum :

$$|\mathbf{B}| \approx B_0 + \sum_{x_i \in [x', y', z']} \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 |\mathbf{B}|}{dx_i^2} \right|_{x_{i0}} x_i^2 \quad (3.9)$$

Les dérivés sont faites suivant les directions propres du piège ($\mathbf{e}_{x'}, \mathbf{e}_{y'}, \mathbf{e}_{z'}$), au centre de celui-ci ($x_0 = 0, y_0 = 0, z_0$). En utilisant l'expression de la force magnétique (3.2) en y injectant (3.9), on retrouve une équation d'oscillateur harmonique classique dont on peut exprimer la pulsation suivant les trois directions propres du piège :

$$\omega_{x_i}^2 = \frac{g_F m_F \mu_B}{M} \left. \frac{d^2 |\mathbf{B}|}{dx_i^2} \right|_{x_{i0}} \quad (3.10)$$

Cette pulsation d'oscillation du piège est un des paramètres les plus importants pour le refroidissement par évaporation. En effet, nous verrons plus loin que celle-ci est directement liée au taux de collision élastique des atomes dans le piège, ce qui dicte la dynamique d'évaporation.

De manière usuelle, pour caractériser le confinement d'un piège harmonique 3D, on utilise la pulsation géométrique moyenne définie comme :

$$\bar{\omega} = (\omega_{x'} \omega_{y'} \omega_{z'})^{1/3} = (\omega_l \omega_t^2)^{1/3} \quad (3.11)$$

où la pulsation $\omega_{x'} = \omega_l$ est la pulsation longitudinale et $\omega_{y'} \approx \omega_{z'} = \omega_t$ sont les pulsations transverses qui sont généralement de valeur très proche.

Approximation des fréquences transverses On peut écrire de manière analytique une bonne approximation des pulsations transverses ω_t . En faisant l'hypothèse que le fil central du Z est infini et que les fils suivant l'axe \mathbf{e}_y génèrent un champ homogène B_0 orienté suivant l'axe \mathbf{e}_x , on peut écrire¹ :

$$\mathbf{B}(0, 0, z) = B_0 \mathbf{e}_x + B'(z_0)(z - z_0) \mathbf{e}_y \quad (3.12)$$

où $B'(z_0)$ est la valeur absolue du gradient du champ du fil infiniment long extraite de l'équation (3.8). Après un développement limité à l'ordre 2 du module du champ, on obtient :

$$|\mathbf{B}(0, 0, z)| = B_0 + \frac{1}{2} \frac{B'(z_0)^2}{B_0} (z - z_0)^2 \quad (3.13)$$

En utilisant l'équation précédente et en l'injectant dans l'équation (3.10), on obtient la pulsation transverse du piège :

$$\omega_y \approx \omega_z = \omega_t = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M} \frac{B'^2}{B_0}} \quad (3.14)$$

Comme on peut le voir, les pulsations transverses dépendent linéairement du gradient du champ $B'(z_0)$. Par conséquent, comme $B'(z_0)$ varie en I/z_0^2 , ces dernières sont d'autant plus élevées que z_0 est faible. On remarque aussi que la diminution de B_0 permet aussi de les augmenter. Sa valeur peut être contrôlée par l'ajout d'un champ de biais supplémentaire d'amplitude $B_{\text{biais},x}$ qui est appliqué suivant la direction \mathbf{e}_x . Cependant, il faut garder en tête que si $B_0 = 0$, le piège

1. Je suppose ici que l'axe \mathbf{e}_z est un axe propre du piège, ce qui est le cas pour nous car la gravité sera alignée selon cet axe.

n'est plus harmonique mais linéaire : augmenter le confinement transverse avec la diminution de B_0 ne fonctionne que jusqu'à une certaine limite. L'approximation harmonique n'a de sens que pour la partie du piège telle que $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| - B_0 < B_0$ [64].

En ce qui concerne la pulsation longitudinale, il est difficile de donner une approximation analytique fidèle à la réalité. Nous ne pourrions donc l'évaluer qu'à travers des modélisations numériques des champs.

3.2.4 Profondeur du piège

La profondeur énergétique du piège est un paramètre crucial dans la conception d'un piège non dissipatif destiné au refroidissement évaporatif. Elle doit être suffisamment importante pour contenir les atomes préalablement refroidis par laser. La profondeur du piège magnétique, si on néglige la gravité, est fixée soit par les collisions avec la surface, soit par la valeur potentiel en l'infini (voir figure 3.3).

En utilisant (3.1), on peut approximer la différence d'énergie entre la surface et le centre du piège par :

$$E(z_{\text{surface}}) - E_0 = \left(\left| \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left(\frac{1}{z_{\text{surface}}} - \frac{1}{z_0} \right) \right| - |B_0| \right) g_F m_F \mu_B \quad (3.15)$$

Avec z_{surface} la position de la surface du réseau (voir figure 3.3). De la même manière, on peut approximer la différence d'énergie entre l'infini et le centre du piège par :

$$E(z \rightarrow \infty) - E_0 = \left(\sqrt{(B_{\text{biais},x})^2 + (B_{\text{biais},y})^2} - |B_0| \right) g_F m_F \mu_B \quad (3.16)$$

Ainsi, la profondeur est d'autant plus grande que le champ de biais est élevé et que la position z_{surface} est faible. La profondeur du piège sera définie par la plus petite valeur entre ces deux différences d'énergie.

Il est important de noter qu'un champ de biais élevé entraîne, pour un courant donné dans le fil, une diminution de la position z_0 et donc une réduction de la profondeur définie par la surface. Par conséquent, les deux profondeurs sont couplées : pour une position z_{surface} donnée, la profondeur maximale est déterminée par l'égalité des équations (3.15) et (3.16). En faisant l'approximation que $B_{\text{biais},x} = 0$ et $B_0 = 0$, l'égalité des deux équations nous donne la valeur maximale de $B_{\text{biais},y}$.

$$B_{\text{biais},y} = \frac{\mu_0 I}{4\pi z_{\text{surface}}} \quad (3.17)$$

A partir de cette valeur, on peut alors approximer la profondeur maximale du piège :

$$\Delta E_{\text{max}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi z_{\text{surface}}} g_F m_F \mu_B \quad (3.18)$$

On voit donc que la profondeur diminue lorsque z_{surface} et donc l'épaisseur du réseau est grande. Il est donc nécessaire que cette épaisseur soit la plus faible possible.

3.2.5 Conclusion : théorie du piège magnétique sur puce Ioffe-Pritchard en Z

Dans cette première partie, nous avons vu comment générer un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard avec une structure planaire composé d'un fil en forme de Z parcouru par un courant I et un champ de biais $B_{\text{biais},y}$. Nous avons observé que la position du centre du piège z_0 par rapport au fil peut être ajustée grâce au rapport $I/B_{\text{biais},y}$. J'ai introduit les pulsations de piégeage transverse ω_t pour lesquelles nous avons établi une expression analytique, ainsi que la fréquence

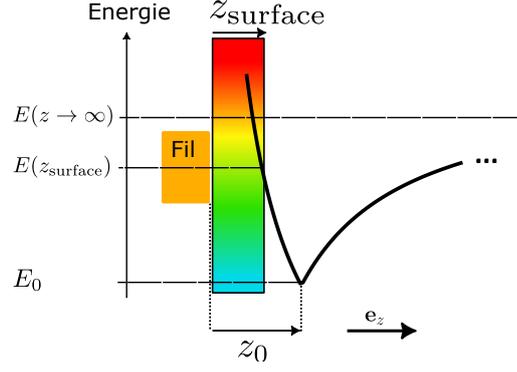


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de la profondeur définie par la surface du réseau et en l'infini.

longitudinale ω_l . Nous verrons par la suite que ces grandeurs, à travers la pulsation moyenne $\bar{\omega}$, sont directement reliées au taux de collision élastique des atomes dans le piège. Enfin, nous avons constaté que la profondeur du piège, pour un courant donné, dépend de la position de la surface. Nous avons ainsi pu voir que le réseau doit avoir une épaisseur la plus faible possible pour que la profondeur ne soit pas limitée par la surface.

Dans la section suivante, je vais introduire les notions essentielles du refroidissement par évaporation forcée sur lesquelles nous allons nous appuyer pour le dimensionnement du fil en Z.

3.3 Refroidissement par évaporation principe et lois d'échelle pour le dimensionnement

Le refroidissement par évaporation consiste à évaporer sélectivement les atomes les plus chauds en les faisant passer dans un état anti-piégeant. Comme ils possèdent plus d'énergie cinétique, ces derniers explorent des régions de potentiel plus élevé où le champ magnétique est plus intense. Par conséquent, leur pulsation de Larmor permettant de retourner leur moment magnétique est plus grande que celle d'atomes plus froids. Grâce à l'utilisation d'une source radiofréquence (RF), il est possible de les cibler afin d'inverser leur moment magnétique et de les éjecter du piège.

On peut alors abaisser la profondeur du piège en contrôlant la pulsation de la source ω_{RF} . Plus la pulsation est élevée, plus l'énergie et donc la température des atomes ciblés sera grande. On dit alors que le piège est tronqué à une énergie $\epsilon_t(\hbar\omega_{RF})$. On peut donc définir le paramètre de troncature comme le rapport de l'énergie ϵ_t sur l'énergie moyenne des atomes $k_B T$.

$$\eta_t = \frac{\epsilon_t}{k_B T} \quad (3.19)$$

Au fur et à mesure que l'énergie de troncature est diminuée, les atomes les plus chauds quittent le piège en emportant avec eux une énergie supérieure à l'énergie moyenne du nuage encore capturé. Les atomes restants dans le piège se thermalisent par collision élastique, ce qui entraîne une diminution progressive de la température et une augmentation de la densité dans l'espace des phases. Quand la longueur d'onde de Broglie Λ_{dB} devient comparable à la distance inter-atomique, les atomes deviennent alors indiscernables et on observe une transition de phase vers un condensat de Bose-Einstein.

$$\Lambda_{dB} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{Mk_B T} \right)^{1/2} \quad (3.20)$$

D'un point de vue quantitatif, la transition de phase s'opère quand la température des atomes thermiques est suffisamment faible pour que la densité dans l'espace des phases ρ dépasse une valeur critique de l'ordre de l'unité [65] :

$$\rho = n_0 \Lambda_{dB}^3 = n_0 \left(\frac{2\pi\hbar^2}{Mk_B T} \right)^{3/2} \approx 1,202 \quad (3.21)$$

Avec n_0 la densité pic d'atomes. Pour atteindre la condensation de Bose-Eisenstein efficacement, il est nécessaire que le processus d'évaporation forcée engendre l'emballlement de la densité dans l'espace des phases. Ce phénomène se traduit par une augmentation conjointe du taux de collision élastique [66, 67].

Lors de l'évaporation, il y a une compétition entre les collisions inélastiques qui engendrent des pertes d'atomes sans refroidissement (elles sont en partie dues au gaz résiduel et donc liées à la qualité du vide) et les collisions élastiques permettant le refroidissement. Pour que le refroidissement évaporatif fonctionne, il faut, entre autres, que le taux de collision élastique Γ_{el} soit bien supérieur au taux de collision inélastique Γ_{inel} .

Lors d'une évaporation avec un paramètre de troncature constant, on peut montrer que pour un piège harmonique, en choisissant judicieusement le couple η_t et $r = \Gamma_{inel}/\Gamma_{el}$, il existe une zone où l'emballlement peut se produire. Notamment lorsque $\eta_t \approx 6$, le régime d'emballlement est atteint pour une valeur du rapport r inférieure à 0,0033 [66, 67]. Le taux de collision élastique doit donc être au moins 300 fois supérieur à celui des collisions inélastiques.

$$\Gamma_{el} > 300 \Gamma_{inel} \quad (3.22)$$

On peut ajouter que ce seuil est une limite basse sur le taux de collision élastique. Il faut souligner que plus ce taux est grand, plus l'évaporation pourra être rapide et donc plus la source sera performante [63].

De plus, le paramètre de troncature joue un rôle crucial; s'il est trop faible, le régime d'emballlement devient inaccessible. Ainsi, la profondeur initiale du piège (sans troncature RF) doit être suffisamment élevée pour que $\eta_t \approx 6$ puisse être atteint dès le début de l'évaporation. Autrement dit, elle doit être au moins six fois supérieure à l'énergie moyenne $k_B T_{init}$ des atomes initialement chargés.

3.3.1 Perte par retournement de spin Majorana

Le nuage d'atomes capturés doit avoir un temps de vie dans le piège suffisamment long pour que le refroidissement par évaporation puisse être efficace. Il est donc nécessaire de réduire au maximum les pertes non voulues d'atomes. Un des mécanismes connus de celles-ci est lié au retournement spontané de leur moment magnétique. Ce type de perte, appelé perte Majorana, survient lorsqu'ils entrent dans des zones de faible champ et touche majoritairement les atomes les plus froids. Il se produit quand la pulsation caractéristique ω des atomes dans le piège devient plus grande que la pulsation de Larmor ω_{Larmor} . Pour limiter cet effet, il faut que la condition suivante portant sur la valeur du champ au fond du piège soit respectée [63] :

$$\omega < \omega_{Larmor} = \frac{g_F \mu_B B_0}{\hbar} \quad (3.23)$$

3.3.2 Taux de collision élastique

Le taux de collision élastique joue un rôle central dans le refroidissement par évaporation. Il est donc un paramètre important pour le dimensionnement du piège magnétique. L'expression

générique du taux de collision élastique dépend de la densité pic n_0 du nuage atomique, de la section efficace de collision élastique en onde s σ_{el} du ^{87}Rb et de la vitesse moyenne des atomes \bar{v} [66] :

$$\Gamma_{el} = n_0 \sigma_{el} \bar{v} \quad (3.24)$$

Dans le cas d'un piège harmonique, le taux de collision élastique est donné par [68] :

$$\Gamma_{el} = \frac{\sigma_{el} M}{\pi^2 k_B} \frac{N_{at} \bar{\omega}^3}{T} \quad (3.25)$$

Le développement de n_0 réalisé en utilisant les équations (5.8) et (5.15) ainsi qu'en posant $\bar{v} = \sqrt{8k_B T / \pi M}$ montre que le taux de collision élastique dépend de la température des atomes T , du nombre d'atomes chargés N_{at} et de la moyenne géométrique des pulsations de piège $\bar{\omega}$.

Afin d'obtenir un taux de collision élastique élevé, cette équation nous indique qu'il faut charger le plus d'atomes et les plus froids possibles dans un piège le plus comprimé. On voit qu'une attention toute particulière devra être portée sur le confinement du piège puisque le taux de collision dépend cubiquement de sa pulsation moyenne.

En résumé, nous avons identifié les pré-requis nécessaires au dimensionnement d'un piège non dissipatif. L'établissement de la condition 3.22 nous indique plusieurs choses. Premièrement, pour que l'évaporation soit dès le début efficace, le piège doit avoir une profondeur initiale d'au moins $6k_B T_{int}$ avec T_{int} la température des atomes directement après le chargement. Le taux de collision élastique doit être maximisé et au moins supérieur à 300 fois le taux de collision inélastique, celui-ci devant être le plus faible possible. Afin d'atteindre un taux de collision élastique élevé, l'équation (3.25) nous indique qu'il est nécessaire de capturer un grand nombre d'atomes à une température minimale. Enfin, le piège devra être le plus comprimé possible, c'est à dire que la pulsation géométrique moyenne de piégeage devra être maximisée autant que faire se peut.

3.4 Contrainte pour la conception de la puce

Dans cette section, je vais présenter les contraintes de conception que nous nous sommes fixées afin de réaliser la puce magnétique. La littérature des puces atomiques nous permettra de donner une pulsation de piégeage cible. Le choix technologique de placer le réseau directement sur la puce magnétique nous imposera une distance de capture minimale. Ensuite, grâce à des tests d'échauffement par effet Joule réalisés sur une puce d'ancienne génération, nous définirons la puissance moyenne maximale que peut supporter la puce.

3.4.1 État d'énergie et atomes considérés

L'atome pour lequel le piège magnétique est dimensionné est le ^{87}Rb . Afin d'obtenir les forces de piégeage les plus élevées, nous le placerons dans l'état fondamental $F = 2$, $m_F = 2$ [69]. Pour l'étude qui suit, les valeurs données seront toujours celles correspondant à cet état d'énergie pour lequel le facteur de Landé est de $g_F = 1/2$.

3.4.2 Pulsations de piégeage

Pour fixer un objectif de pulsation de piégeage, nous nous sommes basés sur la source réalisée dans le groupe de Ernst Maria Rasel à Hannover [38]. Celle-ci est à ce jour considérée comme étant à l'état de l'art en terme de flux d'atomes pour les dispositifs embarqués. Cette source permet d'obtenir un condensat toutes les 1 s avec environ 10^5 atomes. Le piège magnétique sur puce utilisé pour l'évaporation forcée a des pulsations de piégeage de $2\pi(20,6 \text{ Hz}, 1779 \text{ Hz}, 1783 \text{ Hz})$ soit une moyenne géométrique $\bar{\omega} \approx 2\pi 400 \text{ Hz}$. Nous avons fixé cette valeur de pulsation moyenne comme objectif de conception, en espérant obtenir des performances similaires.

3.4.3 Champ minimal au fond du piège

Comme nous l'avons vu précédemment, afin d'éviter les pertes Majorana et pour obtenir des pulsations transverses élevées, le champ au fond du piège doit être contrôlé. La configuration des fils en Z permet naturellement de générer ce champ B_0 . Cependant, sa valeur dépend de la distance de piégeage z_0 et de celle L entre les deux fils suivant l'axe e_y . Par conséquent, elle doit être ajustée avec le champ de biais externe $B_{\text{biais},x}$ placé suivant l'axe e_x .

Les valeurs typiques des champs B_0 utilisés pour des pièges magnétiques sont de l'ordre de 1 G [65], ce qui nous donne une pulsation de Larmor de $2\pi \cdot 700$ kHz, bien supérieure aux pulsations de piégeage que nous visons. Par conséquent, pour le dimensionnement du piège, nous fixerons la valeur de B_0 à 1 G.

3.4.4 Distance de piégeage minimale et profondeur du piège

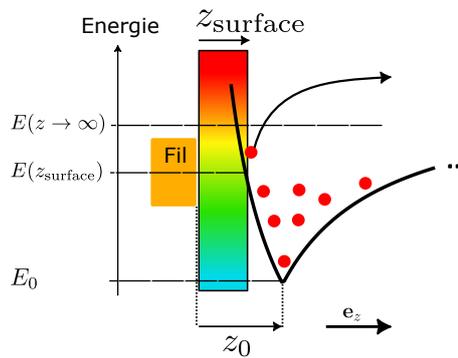


FIGURE 3.4 – Représentation schématique de la profondeur limitée par la surface du réseau et la profondeur en l'infini. Le réseau de diffraction est représenté en multiples couleurs. z_{surface} est la position de la surface et z_0 est la position de centre du piège.

La distance minimale à laquelle les atomes peuvent être rapprochés de la surface des fils est primordiale : plus elle sera faible, plus fortes seront les pulsations transverses du piège magnétique (cf équation (3.14)).

Cependant, comme illustré sur la figure 3.4, les atomes en rouge capturés dans le piège magnétique, représenté par la courbe noire, peuvent rentrer en collision avec le réseau. Ces collisions avec la surface vont engendrer des pertes d'atomes par effet de troncature de la distribution en énergie, ne s'accompagnant pas de gain de la densité dans l'espace des phases. Pour éviter ce problème, la valeur du potentiel à la surface doit être grande devant la température du nuage. En d'autres termes, le réseau doit avoir une épaisseur nulle ce qui est impossible d'un point de vue technologique. Par conséquent, nous devons dimensionner une puce magnétique en tenant compte de cette contrainte.

Pour dimensionner la puce magnétique, j'ai du faire un certain nombre d'hypothèses de travail. Tout d'abord, les substrats utilisés pour la fabrication des réseaux ont une épaisseur standard de $425 \mu\text{m}$. Les techniques d'amincissement par polissage ou rodage permettent de ramener ensuite cette épaisseur à $100 \mu\text{m}$ voir moins. Cependant, la rigidité et la solidité des échantillons est alors très faible, ce qui sera gênant lors des hybridations finales. Nous avons donc choisi de fixer l'épaisseur finale à $200 \mu\text{m}$ pour les réseaux, avec une distance entre le centre du piège et la surface du réseau de $300 \mu\text{m}$, soit une distance de capture minimale à $z_{0\text{min}} = 500 \mu\text{m}$.

Dans cette hypothèse, pour un courant de 10 A et $B_0 = 1$ G, la profondeur du piège limitée par la surface (équation (3.15)) serait d'environ $4000 \mu\text{K}$ et la profondeur à l'infini du

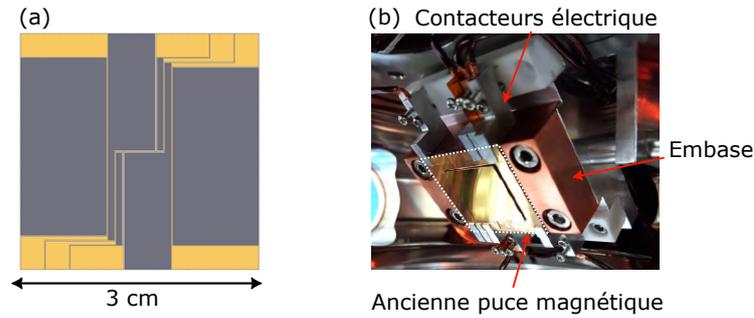


FIGURE 3.5 – (a) Schéma de l’ancienne génération de la puce composée de deux fils en Z dont les pattes sont espacées de 4 et 6 mm et de deux fils en I espacés de 8 mm. La section des fils est de $50\ \mu\text{m}$ de haut par $100\ \mu\text{m}$ de large. (b) Photo de l’ancienne génération de la puce montée dans le premier prototype d’enceinte à vide

piège devrait être autour de $2600\ \mu\text{K}$ (équation (3.16)).

Comme on l’a vu précédemment (voir section 3.3), afin d’obtenir un refroidissement par évaporation forcée efficace, la distribution en énergie des atomes doit être tronquée à une valeur d’environ $6k_B T$. La température initiale typique des atomes chargés dans un piège similaire à celui que nous voulons concevoir est d’environ $200\ \mu\text{K}$ [38]. Par conséquent, la profondeur minimale en unité de température doit être de l’ordre de $1200\ \mu\text{K}$. Les profondeurs du piège, estimées à partir de la distance de piégeage et la position de la surface, semblent être en accord avec cet objectif.

3.4.5 Échauffement par effet Joule

Jusqu’à présent, nous avons considéré que les fils de la puce étaient de section infiniment fine. Cependant, la sur-épaisseur du réseau, nous contraignant à placer le piège loin de la surface, nous obligera à utiliser des courants de l’ordre de la dizaine d’ampères. Pour limiter l’échauffement par effet Joule, les fils devront avoir une résistance électrique faible et donc une section suffisamment grande. Il est donc nécessaire d’évaluer la puissance limite qu’ils sont capables de supporter dans le but de dimensionner la section appropriée.

Afin d’estimer la puissance maximale que peut supporter un fil de section S , j’ai réalisé des tests d’échauffement par effet Joule. Cette expérience a été réalisée sur une puce d’ancienne génération montée dans une enceinte avec un vide de 7.10^{-10} mBar. Cette puce, représentée sur la figure 3.5 (a), est fabriquée sur un substrat en nitrure d’aluminium (AlN) de $500\ \mu\text{m}$ d’épaisseur. Elle comporte deux fils en I espacés de 8 mm et deux fils en Z dont la longueur du fil central est respectivement de 6 et 4 mm. Ils sont réalisés par croissance électrolytique de cuivre, qui sera la technique employée pour la fabrication de la nouvelle puce dimensionnée dans ce travail. Ces fils ont une section $H = 50\ \mu\text{m}$ de hauteur par $w = 100\ \mu\text{m}$ de largeur. La face arrière de la puce, non métallisée, est en contact direct avec une embase en Cu massif². Le maintien de la puce est garanti par les contacteurs électriques permettant d’alimenter les fils (voir figure 3.5 (b)).

Pour évaluer l’élévation de la température du fil lors du fonctionnement de la puce, j’ai injecté un courant I représentatif d’une séquence de refroidissement par évaporation. Le courant est appliqué au fil en Z de 6 mm (figure 3.6 (a)). Pour simuler une séquence expérimentale, le signal de période de 4 s est en forme de créneaux avec un rapport de cycle de 50% et une amplitude de 7 A (figure 3.6 (b)). En mesurant la différence de tension aux bornes du fil de 4 mm (voir figure 3.6 (a)), on remonte à la valeur de la résistance sa partie centrale. L’élévation de température en

2. Une tentative de brasure à l’indium de la face arrièrer avait été réalisé seulement l’In avait mouillé uniquement le Cu de l’embase n’améliorant surement que marginalement le contact thermique

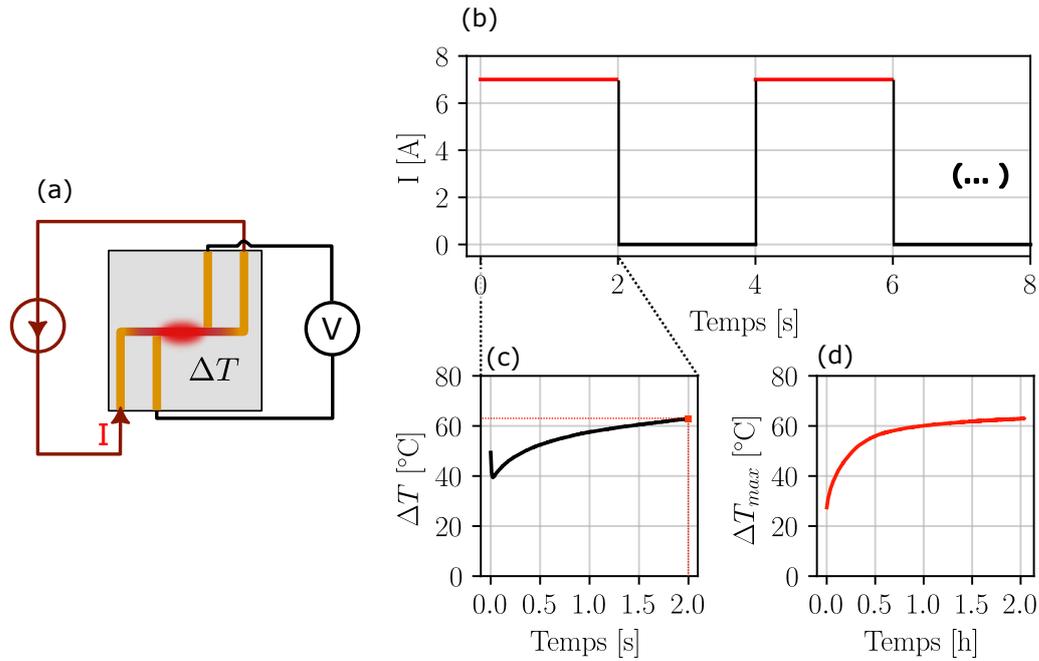


FIGURE 3.6 – (a) Principe de la mesure de quatre pointes utilisés pour les tests thermiques des puces. (b) Cycle du courant d’alimentation de la puce. (c) Élévation de la température du fil (puce d’ancienne génération) sur une période pendant les deux secondes où le courant de 7 A passe dans la puce. (d) Élévation de température maximale atteinte à chaque cycle. Le point rouge sur la courbe (c) est la température maximale atteinte dans le cycle utilisé pour tracer le graphique (d).

fonction de la résistance $R_{fil}(T)$ est alors obtenue grâce à la formule suivante [70] :

$$\Delta T = \left(\frac{R_{fil}(T)}{R_{fil}(T_{amb})} - 1 \right) \frac{1}{\beta} \quad (3.26)$$

Le facteur $\beta = 3,93 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ est le coefficient de température de la résistivité électrique du cuivre massif³. La résistance du fil à température ambiante $R_{fil}(T_{amb})$ est mesurée en appliquant un courant suffisamment faible sur une courte durée pour ne pas l’échauffer.

La figure 3.6 (c) montre l’élévation de température au cours d’un cycle. Le pic visible au début est dû aux effets transitoires d’établissement du courant de 7 A. On constate que la température augmente sans se stabiliser au cours des 2 s et est maximale en fin de cycle. La température maximale atteinte à chaque cycle est utilisée pour tracer la courbe 3.6 (d). Les cycles sont répétés pendant une durée de 2 h. Pendant les cinquante premières minutes, la température augmente rapidement pour atteindre $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ puis croît lentement sans se stabiliser.

Nous attribuons la croissance rapide à l’échauffement du substrat ainsi qu’à l’embase en Cu, et celle lente à la diffusion de la chaleur à l’enceinte à vide.

Des tests similaires ont été réalisés pour différentes valeurs de courants et de taux de cycle. Le courant de 7 A appliqué pendant 2 s sur un cycle de 4 s est la limite avant que la température ne s’emballe. Avec 8,5 A sur un cycle similaire, l’élévation de température dépasse les $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ en moins de 20 min, avec une forme convexe traduisant un effet d’emballement.

Sachant qu’un fil de section $S_0 = 50 \times 100 \mu\text{m}^2$ est capable de supporter un courant $I_{max} = 7 \text{ A}$ sur des cycles de $T_{cycle} = 4 \text{ s}$ avec une modulation de $\tau = 50 \%$, on peut calculer une

3. Dans notre cas comme les fils sont épais, la résistance du Cu est proche de celle du cuivre massif.

puissance linéique moyenne qui peut être supportée par la puce :

$$\overline{P}_{\lambda, \max} = \tau P_{\lambda} = 0,5 \frac{\rho_{\text{fil}}}{S_0} I_{\max}^2 = \rho_{\text{fil}} 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ [W}/\mu\text{m}] \quad (3.27)$$

Avec ρ_{fil} la résistivité électrique du métal utilisé pour le fil. Cette puissance moyenne traduit le fait qu'il est possible en réduisant le taux de cycle de faire passer un courant plus élevé que 7 A.

Il faut nuancer cette limite, les résultats ayant été obtenus sur une puce dégradée après plusieurs mois d'utilisation. Nous avons notamment pu observer que les fils avaient délaminé et n'étaient partiellement plus en contact avec l'AIN, ce qui limitait la dissipation thermique par conduction au travers du substrat. Avant mon arrivée, cette puce a été utilisée avec un courant injecté allant jusqu'à 16 A. On peut estimer, sans certitude, que la dégradation s'est produite autour de cette valeur. D'autre part, la puce n'était pas correctement brasée en face arrière, ce qui limitait aussi la dissipation thermique. Par conséquent, la limite de 7 A fixée ici est sûrement sous-estimée, posant une valeur très approximative de la puissance maximale supportée.

Cette analyse permet de mettre en avant la problématique de l'échauffement par effet Joule des fils. Il est indispensable de garder une marge suffisamment importante dans le dimensionnement de la section du fil. En effet, il faut aussi garder en tête que même si les fils de la puce sont capables de supporter de forts courants garantissant leur intégrité et leur durée de vie, leur échauffement peut dégrader localement la qualité du vide. Cela aura pour effet l'augmentation du taux de collision inélastique, ce qui peut compromettre l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. Par conséquent, j'ai consacré une attention particulière à diminuer au maximum l'échauffement par effet Joule de la puce et cela bien au dessous de la limite de dégradation des fils.

3.4.6 Résumé des contraintes et objectifs de conception

Je résume dans le tableau 3.1 l'ensemble des contraintes et des objectifs de conception que nous nous sommes donnés pour concevoir la puce magnétique, en considérant que nous allons travailler avec des atomes de ^{87}Rb dans l'état le plus piégeant $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous fixons une pulsation de piégeage cible de l'ordre de $\overline{\omega} \approx 2\pi 400 \text{ Hz}$. Cette valeur est basée sur l'expérience antérieure de la communauté et permet théoriquement d'obtenir un refroidissement rapide. Nous visons une profondeur de piège supérieure à $6k_B T_{\text{init}} \approx 1200 \mu\text{K}$ pour obtenir une évaporation efficace directement après le chargement des atomes. Le champ B_0 au fond du piège sera contrôlé à une valeur de 1 G pour ne pas trop réduire les pulsations transverses et éviter les pertes par retournement de spin. Nous avons choisi de travailler à une distance de capture de $500 \mu\text{m}$ par rapport à la surface de la puce magnétique, en prenant en compte une épaisseur du réseau de $200 \mu\text{m}$. Nous acceptons une puissance dissipée par effet Joule linéique maximale de $\overline{P}_{\lambda} \leq \rho_{\text{fil}} 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ W}/\mu\text{m}$, ce qui déterminera les sections acceptables minimales pour les fils en Z. Enfin, pour des raisons expérimentales, le courant maximal dans les fils de la puce ne doit pas dépasser 10 A.

TABLE 3.1 – Résumé des contraintes et objectifs de fabrication de la puce magnétique

	Contrainte / objectif
Atome	^{87}Rb
État	$F = 2, m_F = 2, g_F = 1/2$
$\bar{\omega}$	$\approx 2\pi 400 \text{ Hz}$
B_0	1 G
Profondeur	$\geq 6k_B T_{\text{init}} \approx 1200 \mu\text{K}$
z_0	$\geq 500 \mu\text{m}$
\bar{P}_λ	$\leq \rho_{\text{fil}} 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ W}/\mu\text{m}$
Limite du courant de l'alimentation (I_{max})	10 A

3.5 Dimensionnement géométrique du piège magnétique en Z sur puce pour l'évaporation forcée

Dans cette partie, à partir des contraintes précédemment définies, nous allons premièrement fixer la section du fil. Pour ce faire, nous allons étudier l'impact d'une augmentation de la section à la fois sur la puissance dissipée par effet Joule et sur la dégradation du gradient de champ. Nous allons montrer au regard de la distance de piégeage et la position de la surface du réseau que nous avons tout intérêt à élargir la section du fil. Une fois celle-ci définie, nous utiliserons des simulations numériques magnétostatiques pour choisir la longueur L du fil central. Nous montrerons qu'un fil en Z avec $L = 2 \text{ mm}$ permet de respecter les contraintes de fréquence et de profondeur du piège.

3.5.1 Détermination de la section du fil

En utilisant la formule (3.14) qui relie le courant, la fréquence transverse et la distance de capture, on peut donner un premier ordre de grandeur du courant à appliquer. Cette fonction est tracée sur la figure 3.7 pour une fréquence transverse fixée à 1 kHz (avec $B_0 = 1 \text{ G}$)⁴. Comme on peut le voir, à une distance de capture de $z_0 = 500 \mu\text{m}$, il est nécessaire d'appliquer un courant de 10A. Par conséquent, nous devons fabriquer une puce capable de tenir des courants de cet ordre de grandeur. Pour des raisons de fabrication et pour réduire les variables, nous avons choisi de fixer l'épaisseur des fils à $H = 50 \mu\text{m}$. La puce d'ancienne génération est capable de supporter une puissance linéique moyenne de $P_\lambda = \rho_{\text{fil}} 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ W}/\mu\text{m}$. Pour résister à 10 A pendant des cycles similaires aux tests thermiques, la nouvelle puce doit donc avoir une section minimale de :

$$S_{\text{min}} = 50 \times 200 \mu\text{m}^2 \quad (3.28)$$

Cependant, avec des fils de cette section, l'approximation d'un fil infiniment fin est plus que discutable. En effet, la largeur minimale du fil $w = 200 \mu\text{m}$ est du même ordre de grandeur que la distance de capture z_0 . J'ai donc voulu quantifier l'impact des dimensions du fil sur les caractéristiques du piège magnétique. Pour garder constante les performances du piège, nous fixerons le gradient de champ et nous regarderons l'évolution de deux valeurs qui sont : la puissance

4. Garantir la contrainte $\bar{\omega} \approx 2\pi 400 \text{ Hz}$, avec des fréquences transverse de 1 kHz implique d'obtenir une fréquence longitudinale de l'ordre de 64 Hz. Nous verrons par la suite que cette valeur de fréquence longitudinale est atteignable.

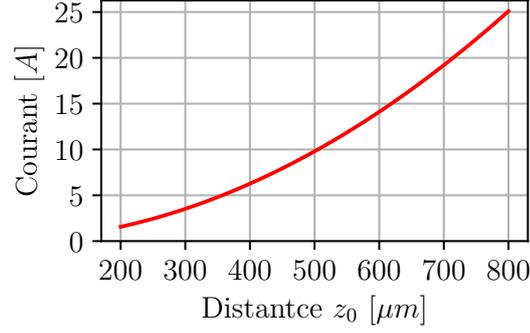


FIGURE 3.7 – Courant nécessaire à l’obtention de fréquence transverse $\omega_t = 2\pi \cdot 1$ kHz en fonction de la distance de piégeage z_0 . Le calcul est fait en utilisant l’équation (3.14) avec un champ au fond du piège $B_0 = 1$ G pour un fil infiniment fin et long.

dissipée par effet Joule et l’augmentation de courant. Cette étude sera réalisée à deux distances d’intérêt : la position de la surface du réseau et la position du centre du piège. Ainsi, nous serons capables de prendre en compte l’effet de la section sur la profondeur du piège et sur son confinement transversal. Enfin, grâce à ces données, nous fixerons la section du fil de la nouvelle puce.

Éléments de théorie d’un fil de section non nulle

Il est possible de calculer analytiquement le gradient de champ magnétique généré par un fil parcouru par un courant I et de section rectangulaire [71].

$$B'_{fil}(w, H) = \frac{\mu_0 I}{\pi w H} \left(\arctan \left(\frac{2(z + H)}{w} \right) - \arctan \left(\frac{2z}{w} \right) \right) \quad (3.29)$$

Où z est la distance à la surface du fil. En utilisant l’équation (3.29), nous pouvons écrire l’expression du courant permettant d’obtenir un gradient de champ donné B'_0 :

$$I = \frac{B'_0 H w \pi}{\mu_0} \left(\arctan \left(\frac{2(z + H)}{w} \right) - \arctan \left(\frac{2z}{w} \right) \right)^{-1} \quad (3.30)$$

On peut alors définir la puissance P_0 dissipée par un fil de référence de section H_0 par w_0 :

$$P_0 = \frac{\rho_{fil} l}{w_0 H_0} I_0^2 \quad (3.31)$$

Avec ρ_{fil} la résistivité du fil, l sa longueur et $I_0 = I(H_0, w_0, z)$ le courant calculé à partir de l’équation (3.30).

A partir de ces équations, on peut déterminer une section et un rapport d’aspect permettant de minimiser la puissance dissipée à gradient de champ fixé. L’étude [71] donne un rapport d’aspect de la section du fil optimal de $H/w = 0.84$ avec $z_0/H = 0,71$. Dans notre cas, pour $z_0 = 500 \mu\text{m}$, la hauteur du fil devrait donc être de $H = 704 \mu\text{m}$ et sa largeur de $w = 838 \mu\text{m}$. Cette section, bien qu’optimale du point de vue de la dissipation thermique, est incompatible avec notre procédé de fabrication. De plus, cette méthode ne fixe aucune contrainte sur le courant nécessaire au piégeage et ne donne pas d’indication sur la potentielle diminution de la profondeur du piège à la surface du réseau.

Cependant, ces équations permettent aussi de quantifier l’impact d’une modification de géométrie à gradient de champ constant. Pour un gradient de champ B'_0 généré par un fil de section

$H_0 \times w_0$ et à une distance z donnée, on peut calculer les puissances dissipées dans deux géométries de fils différentes et exprimer le rapport de ces quantités $\gamma_P = P/P_0$:

$$\gamma_P = \frac{P}{P_0} = \frac{wH}{w_0H_0} \left(\frac{\arctan\left(\frac{2(z+H_0)}{w_0}\right) - \arctan\left(\frac{2z}{w_0}\right)}{\arctan\left(\frac{2(z+H)}{w}\right) - \arctan\left(\frac{2z}{w}\right)} \right)^2 \quad (3.32)$$

De la même façon, nous pouvons comparer les courants nécessaires à obtenir un gradient de champ donné pour ces deux géométries :

$$\gamma_I = \frac{I}{I_0} = \frac{wH}{w_0H_0} \left(\frac{\arctan\left(\frac{2(z+H_0)}{w_0}\right) - \arctan\left(\frac{2z}{w_0}\right)}{\arctan\left(\frac{2(z+H)}{w}\right) - \arctan\left(\frac{2z}{w}\right)} \right) \quad (3.33)$$

On constate que ces deux quantités ne dépendent plus que des caractéristiques géométriques des fils. Nous pouvons donc exprimer le gain ou la perte d'efficacité entre une géométrie étudiée et une de référence.

Analyse et choix de la section du fil

J'ai choisi d'utiliser comme géométrie de référence le fil de l'ancienne puce magnétique qui a une largeur de $w_0 = 100 \mu\text{m}$ par une hauteur de $H_0 = 50 \mu\text{m}$. J'ai tracé les ratios γ_P et γ_I en fonction de la largeur du fil w , à épaisseur de fil constante $H = H_0 = 50 \mu\text{m}$. L'étude a été réalisée à deux distances d'intérêts : le centre du piège $z_0 = 500 \mu\text{m}$ et la position de la surface du réseau $z_{\text{surface}} = 200 \mu\text{m}$. La première distance garantit que les fréquences de piégeage seront identiques, tandis que la deuxième implique que les valeurs du potentiel à la surface seront au moins égales. De cette manière, nous nous assurons que le fil de plus grande largeur conserve des performances de piégeage au moins similaire à l'ancien fil.

Je présente en figure 3.8 l'évolution de ces deux quantités (γ_P colonne de gauche et γ_I colonne de droite) aux distances de $500 \mu\text{m}$ (ligne du haut) et $200 \mu\text{m}$ (ligne du bas). Comme on peut le voir, pour les deux distances, la puissance dissipée par effet Joule possède un minimum. Celui ci est matérialisé par le point vert qui se trouve à une largeur de $w = 610 \mu\text{m}$ pour le centre du piège et $w = 255 \mu\text{m}$ pour la surface du réseau. Comme on peut s'y attendre, la largeur du fil minimisant la puissance est d'autant plus grande que la distance considérée est élevée. Cependant, on ne peut pas garantir un optimum pour nos deux distances. Par conséquent, il faut trouver un compromis. Comme on peut le remarquer, la courbe $\gamma_{P,500}$ est relativement constante entre $300 \mu\text{m}$ et son minimum et est inférieure à 0,4. La courbe $\gamma_{P,200}$, quant à elle, croit assez rapidement autour de son minimum et dépasse la valeur de 1 vers $w = 500 \mu\text{m}$. Par conséquent, j'ai choisi une largeur de fil de $300 \mu\text{m}$, repérée par les croix bleus, pour laquelle les valeurs de $\gamma_{P,200}$ et $\gamma_{P,500}$ sont inférieures à 1 et proches de leur minimum. Ainsi, la dissipation thermique sera réduite d'un facteur 0,38 pour la distance $z_0 = 500 \mu\text{m}$ et de 0,64 pour $z_{\text{surface}} = 200 \mu\text{m}$ comparé à l'ancienne génération de puce.

Cependant, il ne faut pas oublier que le maintien du gradient implique d'augmenter le courant I dans le fil élargi. Il faut donc s'assurer que cette élévation reste raisonnable, auquel cas une alimentation de courant de 10 A pourrait ne pas suffire. Basée sur la tenue à un courant de 7 A de l'ancien fil, la limite que nous nous sommes fixée comme augmentation acceptable est de $\gamma_{I,\text{max}} = 10/7 = 1,43$. Ce seuil est matérialisé sur les courbes $\gamma_{I,500}$ et $\gamma_{I,200}$ par le trait en pointillés bleus. Comme on peut le voir, pour les deux distances considérées et pour $w = 300 \mu\text{m}$, l'augmentation de courant reste en dessous de ce maximum.

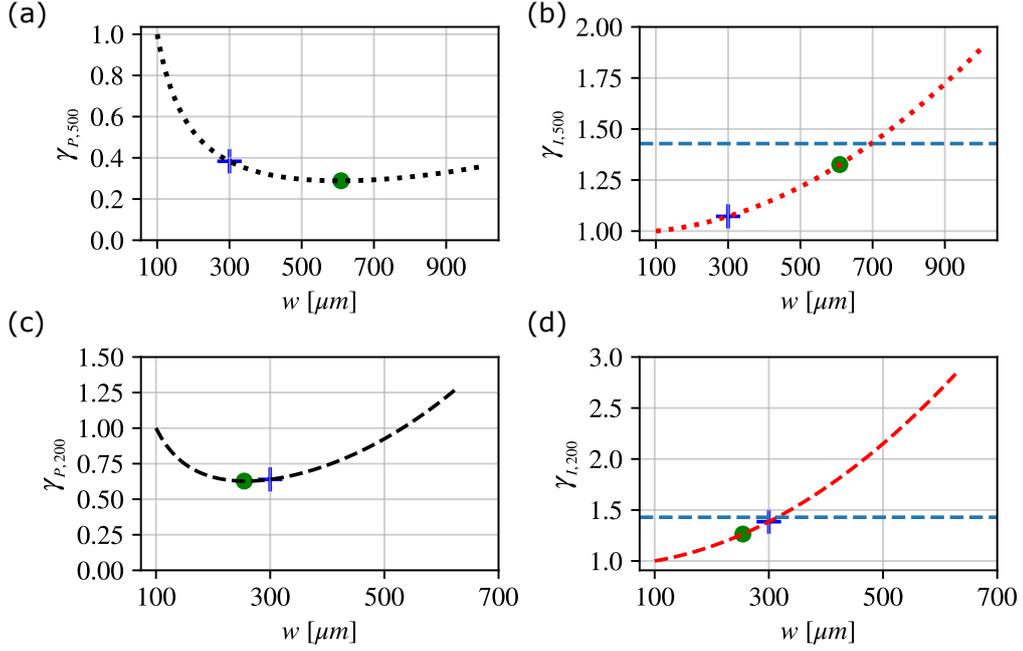


FIGURE 3.8 – Choix de la largeur du fil. (a) et (c) : Rapport des puissances $\gamma_P = P/P_0$ en fonction de la largeur du fil w . (b) et (d) : Augmentation du courant $\gamma_I = I/I_0$ en fonction de la largeur du fil. La hauteur du fil est fixée à $H = 50 \mu\text{m}$. Les graphes (a) et (b) sont tracés pour la distance de capture z_0 de $500 \mu\text{m}$. Les graphes (c) et (d) sont tracés pour une distance z_0 de $200 \mu\text{m}$ correspondant à la position de la surface du réseau. Les ronds verts repèrent la largeur qui minimise la puissance dissipée. Les croix bleues représentent le fil choisi. La ligne horizontale en pointillés bleus représente la limite fixée d’augmentation de courant $\gamma_{I,\text{max}}$

Au centre du piège ($z_0 = 500 \mu\text{m}$), pour atteindre les mêmes gradients que l’ancien fil, il faut augmenter le courant d’un facteur de 1,07. Du fait de l’agrandissement de la section, il sera possible d’appliquer un courant de 10 A qui augmentera les gradients de champ d’un facteur de 1,34.

Pour résumer, relativement à l’ancienne puce, choisir d’accroître la largeur du fil à $300 \mu\text{m}$ permet de diminuer la puissance dissipée par effet Joule, le tout sans dégrader les performances du piège. De plus, la section du nouveau fil de $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ est suffisante pour résister au courant maximal que nous nous sommes fixé. Ceci nous permettra donc d’obtenir des fréquences de piégeage plus importantes que l’ancienne génération de puce (qui ne supportait pas plus de 7 A). A ce stade, nous ne pouvons cependant pas conclure sur les performances réelles du piège. En effet, la seule conclusion que nous pouvons tirer de cette partie est qu’un fil de section plus large améliorera les capacités de la puce. Cependant, dans la limite des contraintes fixées, on ne sait pas s’il est possible de générer un piège avec des fréquences et une profondeur suffisante. Pour répondre à cette question, il est donc nécessaire de simuler le champ généré par le fil en Z.

3.5.2 Simulation numérique du piège magnétique

Les simulations numériques que je vais présenter ici vont nous permettre d’évaluer les performances atteignable du piège. Pour ce faire, j’ai développé un modèle numérique calculant le champs d’un fil en Z épais. L’épaisseur du fil est reproduite en considérant qu’il est composé d’une multitude de fils infiniment fins remplissant sa section. Les variables géométriques ajustables que nous chercherons à fixer sont la longueur L du segment central et la largeur w' des deux fils suivant

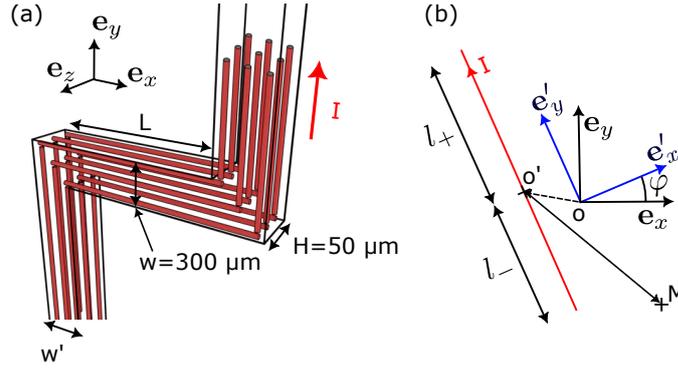


FIGURE 3.9 – La figure (a) représente un fil en Z de section $w \times H$ et de longueur centrale de L . L'épaisseur du fil est reproduite par l'empilement de multiples fils infiniment fins représentés en rouge. La figure (b) représente un fil infiniment fin et de longueur $l_+ + l_-$ parcouru par un courant I .

e_y (voir figure 3.9 (a)).

Calcul du champ magnétique généré par un fil épais

La brique élémentaire utilisée pour modéliser le piège magnétique est un fil infiniment fin, de taille finie, qui peut être translaté suivant les trois directions de l'espace et tourné autour de l'axe e_z (figure 3.9 (b)). L'expression du champ de ce fil élémentaire est calculée en considérant qu'il est aligné selon un axe e'_y . Dans le repère $R_{fil} = [e'_x, e'_y, e'_z]$, le champ généré en un point M de coordonnées (x', y', z) par ce fil s'exprime alors comme suit :

$$\mathbf{B}(x', y', z)_{R_{fil}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi\sqrt{x'^2 + z^2}} \left(\frac{y' + l_-}{\sqrt{x'^2 + (y' + l_-)^2 + z^2}} - \frac{y' - l_+}{\sqrt{x'^2 + (y' - l_+)^2 + z^2}} \right) \begin{bmatrix} \frac{z}{\sqrt{x'^2 + z^2}} \\ 0 \\ \frac{-x'}{\sqrt{x'^2 + z^2}} \end{bmatrix}_{R_{fil}} \quad (3.34)$$

Où I est le courant dans le fil, l_- et l_+ représentent la longueur du segment inférieur et supérieur du fil par rapport à l'origine O' .

Pour sommer les contributions des différents fils élémentaires, il faut exprimer l'équation 3.34 dans le repère R_0 du laboratoire. Pour cela, il suffit d'effectuer le changement de repère correspondant à la translation de vecteur $\mathbf{OO}' = x_1 e_x + y_1 e_y + z_1 e_z$ associée à la rotation d'un angle φ par rapport à e_z .

Les coordonnées x', y', z dans l'équation 3.34 doivent alors être transformées de la façon suivante :

$$\mathbf{O'M}_{R_{fil}} = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z \end{bmatrix} = [R_\varphi]^{-1} \begin{bmatrix} x - x_1 \\ y - y_1 \\ z - z_1 \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

Avec $[R_\varphi]$ la matrice de rotation d'un angle φ par rapport à e_z :

$$\left[R_\varphi \right] = \begin{bmatrix} \cos(\varphi) & -\sin(\varphi) & 0 \\ \sin(\varphi) & \cos(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

L'expression du champ magnétique au point M d'un fil tourné et translaté dans le repère absolu est alors obtenue en appliquant la matrice de rotation $\left[R_\varphi \right]$ à l'équation 3.34 :

$$\mathbf{B}(\mathbf{OM})_{R_0} = \left[R_\varphi \right] \mathbf{B}(\mathbf{O}'\mathbf{M})_{R_{fil}} \quad (3.37)$$

Afin d'obtenir le champ du fil épais, il suffit alors de calculer le champ induit par chaque fil élémentaire parcouru par une fraction du courant total et de sommer les différentes contributions.

Pour les simulations que je vais présenter, les deux fils aux extrémités placées suivant l'axe e_y auront une largeur de $w' = 500 \mu\text{m}$. Ces derniers étant loin des atomes, leur largeur peut être considérablement augmentée sans impact sur la pulsation longitudinale.⁵ L'épaisseur de $50 \mu\text{m}$ du fil en Z est modélisée par trois couches de fils infiniment fins. Chaque couche est composée de 30 fils pour les deux fils suivant e_y et de 18 pour le fil central (de largeur $w = 300 \mu\text{m}$). Toutes les simulations seront faites à distance de capture constante $z_0 = 500 \mu\text{m}$, avec un courant de 10 A orienté comme sur la figure 3.9 (a) et un champ au fond du piège B_0 maintenu à 1 G. La gravité sera prise en compte et orientée suivant l'axe e_z .

Méthode de simulation

Pour comparer les résultats obtenus entre les différents fils de longueur L , il est nécessaire de correctement contrôler la position du centre et le champ au fond du piège. En effet, ces deux paramètres dépendent de la valeur des champs externes $B_{biais,x}$ et $B_{biais,y}$ qui varient en fonction de la géométrie du fil en Z . Afin de s'assurer que ces grandeurs soient correctement déterminées, j'ai utilisé la méthodologie suivante :

- Premièrement, je calcule le champ magnétique à $500 \mu\text{m}$ de la surface du fil induit par la section centrale du fil. Ceci me permet de définir le champ $B_{biais,y}$ qui est de norme égale à cette valeur et de direction opposée.
- De la même manière, je calcule le champ magnétique à $500 \mu\text{m}$ de la surface du fil induit par les fils latéraux. Le champ $B_{biais,x}$ est alors fixé de sorte à garder le champ B_0 à 1 G.
- Enfin, je calcule la résultante des champs de biais et du champ magnétique induit par le fil en Z .

Une fois le champ total déterminé en incluant le potentiel gravitationnel, je déduis l'énergie potentielle ressentie par les atomes.

$$E_{tot,F=2,m_F=2} = \mu_B |\mathbf{B}| - Mgz \quad (3.38)$$

Les directions propres du piège sont déterminées en diagonalisant la matrice Hessienne calculée numériquement à partir de l'équation (3.39) :

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial z \partial x} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial z \partial y} & \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial z^2} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

5. On observe cependant une diminution de la pulsation moyenne de piégeage quand $L < 2 \text{ mm}$ pour $z_0 = 500 \mu\text{m}$.

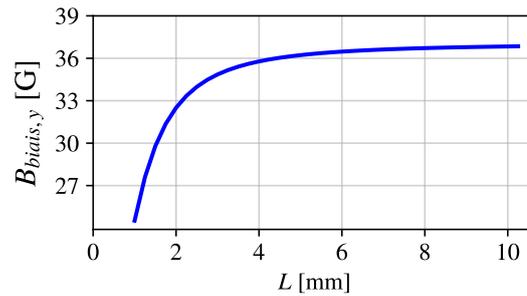


FIGURE 3.10 – Champ de $B_{\text{biais},y}$ permettant de maintenir la distance de capture à $z_0 = 500 \mu\text{m}$.

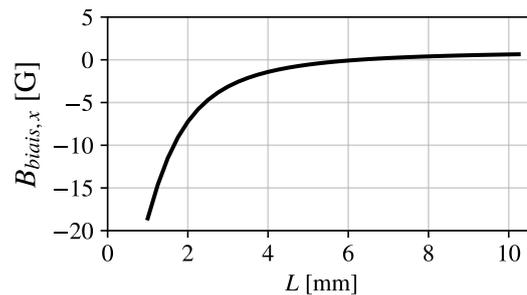


FIGURE 3.11 – Champ externe $B_{\text{biais},x}$ permettant de garder B_0 à 1 G en fonction de la longueur L du fil central.

Suivant les trois axes propres, les fréquences d'oscillation sont alors déterminées par un ajustement parabolique du potentiel entre le fond du piège et une amplitude variable (voir section 3.2.3). Enfin, la profondeur donnée par la surface et par la gravité est calculée.

Dans ce qui suit, je vais présenter les simulations numériques où je fais varier la valeur de L d'un fil en Z de 1 mm à 10 mm.

Résultat des simulations

Contrôle de la position de capture La figure 3.10 montre, en fonction de L , la valeur du champ de $B_{\text{biais},y}$ nécessaire pour maintenir z_0 à $500 \mu\text{m} \pm 0,3 \%$. Du fait de la longueur finie du fil central, le champ de biais n'est pas constant. En effet, il est plus faible quand la longueur L est petite et se stabilise asymptotiquement quand L devient grand devant la distance de piègeage.

Contrôle du champ au fond du piège De la même manière, le champ $B_{\text{biais},x}$ représenté sur la figure 3.11 permet de fixer la valeur de B_0 à 1 G avec une déviation de moins de 1%. Comme on peut le voir, celui-ci n'est pas constant : plus les fils latéraux du Z sont proches, plus le champ qu'ils génèrent au fond du piège est élevé. Ceci implique que la valeur du champ $B_{\text{biais},x}$ à appliquer pour le compenser augmente.

Détermination des directions propres Sur la figure 3.12, je montre la variation de l'angle θ entre le vecteur e_x et le vecteur propre de l'axe longitudinal du piège. La courbe verte en pointillés représente le résultat obtenu avec un modèle analytique proposé dans [72]. La courbe noire, quant à elle, est le résultat des simulations. Le bon accord entre ces deux courbes valide la méthode de recherche des axes propres et nous conforte sur notre capacité à extraire par la suite les fréquences du piège.

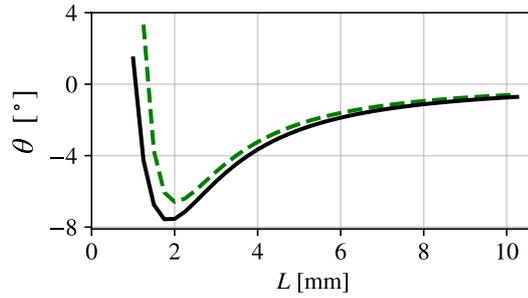


FIGURE 3.12 – Angle θ entre le vecteur e_x et le vecteur propre de l'axe longitudinal du piège. La courbe en pointillés verts est un modèle théorique [72], la courbe noire est issue de la simulation numérique.

On notera que le léger décalage entre la simulation et le modèle est dû au pas de $10 \mu\text{m}$, non infinitésimal, utilisé dans le calcul des dérivés partielles de la Hessienne.

Détermination des fréquences du piège La figure 3.13 (a) montre l'allure en noir du potentiel suivant l'axe e_z d'un fil en Z dont $L = 2 \text{ mm}$. La courbe en orange pointillé résulte d'un ajustement parabolique réalisé sur une amplitude de $1 \mu\text{K}$ par rapport au fond du piège. On voit clairement que l'approximation harmonique a un domaine de validité restreint. En effet, le potentiel s'éloigne de la courbe orange et devient clairement linéaire à partir de $50 \mu\text{K}$.

Afin d'être plus quantitatif, dans le but de fixer la zone de potentiel harmonique, j'ai réalisé un test de convergence de l'ajustement parabolique pour le fil en Z de $L = 2 \text{ mm}$. Les graphes (b), (c) et (d) de la figure 3.13 représentent respectivement les fréquences longitudinales, transverses et moyennes en fonction de la profondeur en unité de température considérée pour l'ajustement. Comme on peut le voir, les fréquences se stabilisent asymptotiquement quand l'amplitude considérée tend vers 0. Le plateau pour des températures inférieures à $10 \mu\text{K}$ nous indique le domaine de validité de l'approximation hyperbolique du piège. Par conséquent, les résultats que je vais présenter ensuite proviennent d'un ajustement fait sur une amplitude de $1 \mu\text{K}$ au fond du piège. Il faudra tout de même garder en tête que seul les atomes les plus froids (de quelques dizaine de μK) explorent un potentiel hyperbolique.

Fréquences du piège en fonction de la longueur du fil L L'évolution des fréquences du piège en fonction de la longueur L est illustrée sur la figure 3.14. Comme attendu, la fréquence longitudinale est d'autant plus élevée que la distance entre les deux fils suivant e_y est faible. Celle-ci est presque nulle quand $L = 10 \text{ mm}$ et atteint quasiment de 100 Hz quand $L = 1 \text{ mm}$. Les fréquences transverses, quant à elles, sont un ordre de grandeur plus élevées. Elles restent relativement constantes et sont comprises entre 950 Hz et 850 Hz . Pour $L < 2 \text{ mm}$, la section centrale du fil n'est plus assez grande devant la distance de capture $z_0 = 500 \mu\text{m}$. On observe alors un début d'effondrement des fréquences transverses. Le maximum visible autour de 2 mm est assez surprenant car on s'attendrait à ce que les fréquences transverses diminuent de manière monotone quand le fil central raccourcit. Cet effet ne peut donc être induit que par la variation de champ généré par les fils latéraux. Enfin, comme on peut le remarquer, la moyenne géométrique des fréquences suit la même tendance que la fréquence longitudinale, celle-ci étant la composante faible et donc limitante du piège. Enfin, on remarque que si l'on choisit un fil en Z de longueur L d'environ $1,5 \text{ mm}$, la cible de 400 Hz de fréquence moyenne semble être atteignable.

Profondeur du piège en fonction de L Pour finir, intéressons nous à la profondeur du piège. La figure 3.15 (a) représente l'allure du potentiel mis à zéro en $z_0 = 500 \mu\text{m}$ suivant l'axe e_z .

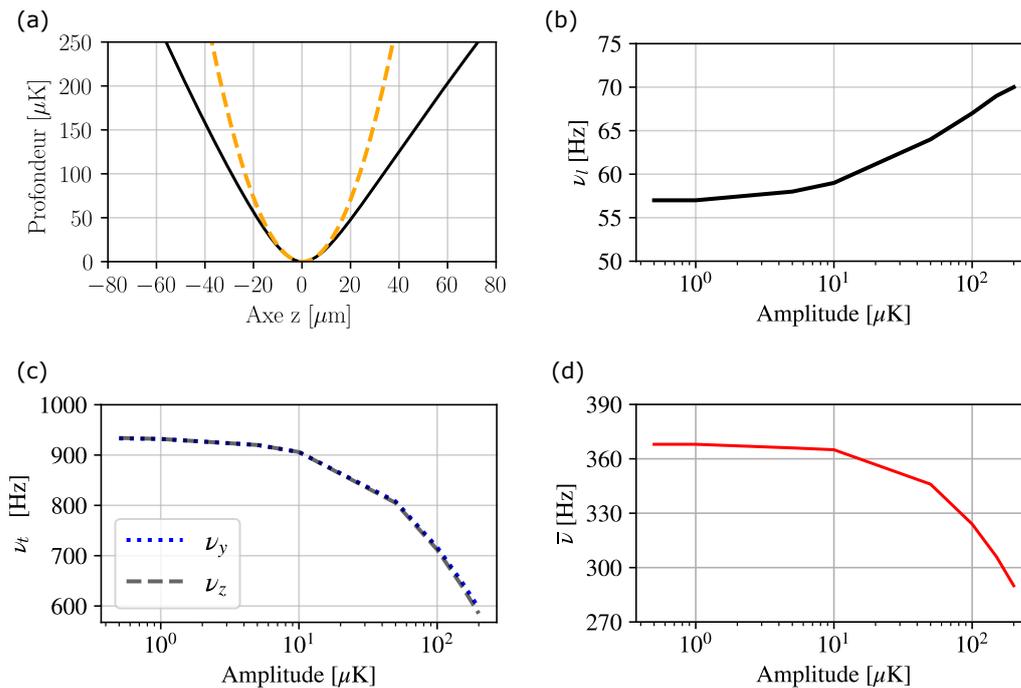


FIGURE 3.13 – Convergence de l’ajustement parabolique suivant les directions propres du piège en fonction de l’amplitude énergétique considérée. (a) Potentiel suivant l’axe Z en noir (transverse) et meilleur ajustement parabolique sur une amplitude de $1 \mu\text{K}$ au fond du piège en orange pointillé (b) Fréquences longitudinales. (c) Fréquences transverses. (d) Moyenne géométrique des fréquences.

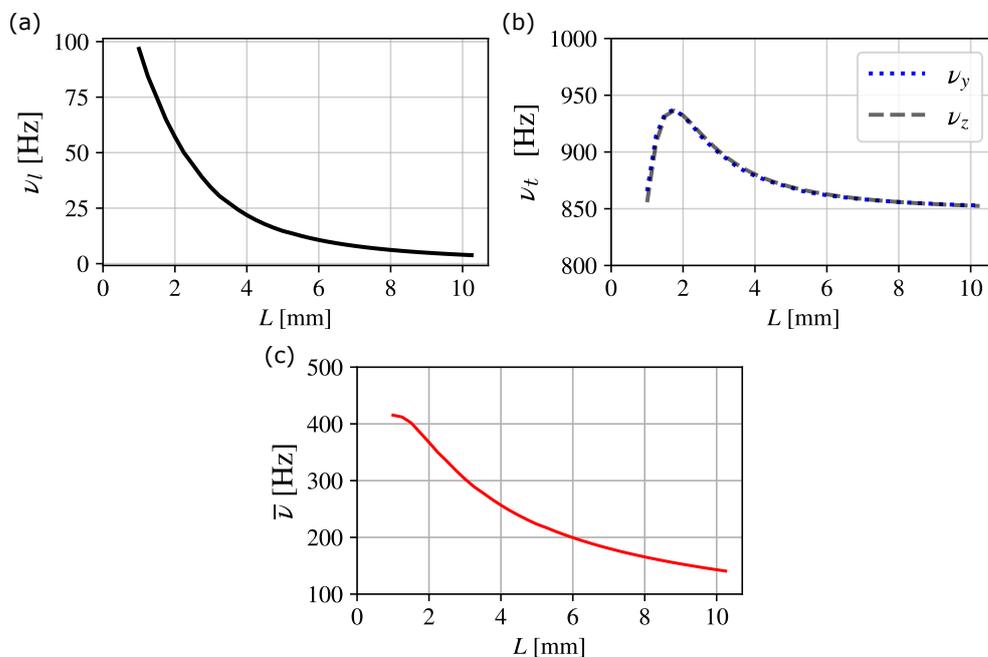


FIGURE 3.14 – Évolution des fréquences de piégeage en fonction de la longueur centrale L du fil épais. (a) Fréquences longitudinales, (b) Fréquences transverses. (c) Moyenne géométrique des fréquences.

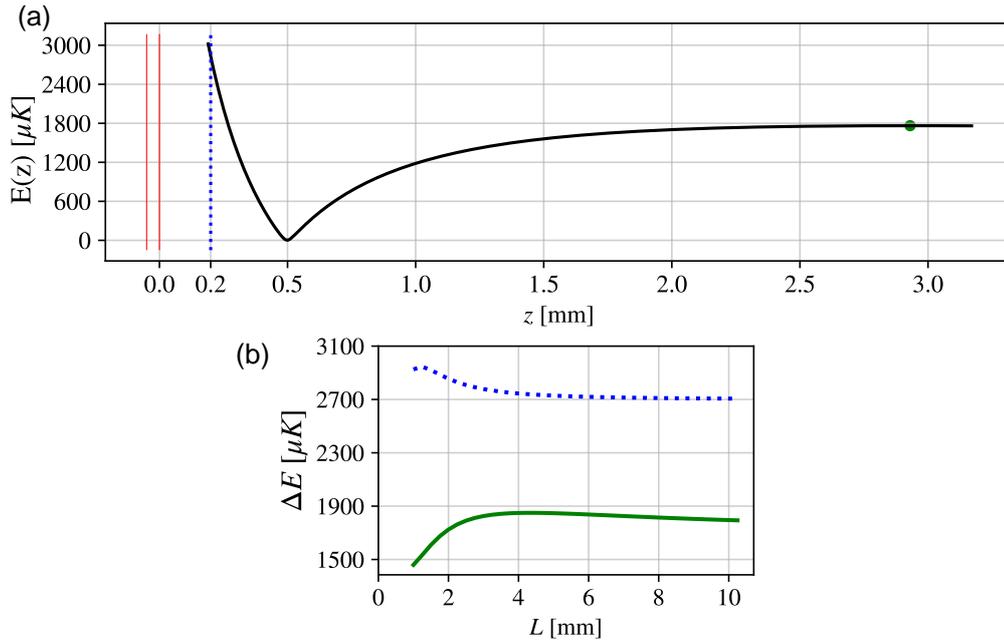


FIGURE 3.15 – (a) Potentiel suivant l’axe e_z généré par le fil en Z de $L = 2$ mm. Les deux traits rouges horizontaux modélisent l’épaisseur du fil. Le trait bleu pointillé représente l’épaisseur théorique du réseau. Le point vert indique la position où la force gravitationnelle l’emporte sur la force magnétique. (b) Évolution de la profondeur du piège. La courbe bleue pointillée représente la profondeur du piège définie par la surface du réseau. La courbe verte représente la profondeur limitée par la gravité.

Ce dernier est tracé pour un fil de longueur $L = 2$ mm et dont l’épaisseur est représentée par les deux traits verticaux rouges. Le trait vertical en pointillés bleus indique la position de la surface du réseau. Le rond vert correspond au point d’inflexion où la force gravitationnelle l’emporte sur la force magnétique. Les valeurs de la profondeur définies par la surface et par la gravité sont extraites de ces deux positions. Elles sont tracées en fonction de L sur la figure 3.15 (b). La courbe en pointillés bleus correspond à la profondeur définie par la surface et la courbe verte par la gravité. Comme on peut le voir, la profondeur est limitée par la gravité à une valeur comprise entre 1500 et 1900 μK . La profondeur définie par la surface, quant à elle, est toujours supérieure à 2700 μK . Ces deux valeurs sont donc supérieures à la limite de 1200 μK que nous nous étions fixée.

Les données des simulations que j’ai présentées ici nous ont permis de choisir les dimensions du fil en Z qui seront utilisées pour l’évaporation forcée. Le fil qui a été retenu a une longueur $L = 2$ mm. La section de la partie centrale a une épaisseur $H = 50 \mu\text{m}$ et une largeur de $w = 300 \mu\text{m}$. Les deux fils placés suivant e_y ont une épaisseur identique au fil central. Leur largeur a été augmentée à $w' = 500 \mu\text{m}$ qui est la plus grande largeur accessible sans dégradation notable des fréquences du piège.

Ainsi, pour un courant 10 A, une distance de capture $z_0 = 499 \mu\text{m}$ de la surface du fil et pour un champ $B_0 = 1$ G, le fil sélectionné sera capable de générer une fréquence moyenne légèrement en dessous de l’objectif initial de $\bar{\nu} = 368$ Hz. La profondeur du piège définie par la position théorique de la surface $z_{\text{surface}} = 200 \mu\text{m}$ est de 2856 μK . La profondeur du piège est limitée par la gravité et a une valeur de 1725 μK . Les dimensions géométriques ainsi que les performances simulées du fil sélectionné sont résumées dans les tableaux 3.2 et 3.3. On notera que le fil avec $L = 2$ mm est la limite à partir de laquelle les fréquences transverses et la profondeur du piège commencent à diminuer. Cet effet explique entre autres pourquoi nous n’avons pas choisi

d'aller en dessous de cette valeur.

TABLE 3.2 – Caractéristique géométrique du fil en z dimensionné pour l'évaporation

L	2 mm
Section fil central	$H = 50 \mu\text{m}, w = 300 \mu\text{m}$
Section fils latéraux	$H = 50 \mu\text{m}, w' = 500 \mu\text{m}$

TABLE 3.3 – Performances simulées et point de fonctionnement du piège d'évaporation généré par le fil en Z sélectionné

ω_l	$2\pi.57 \text{ Hz}$
ω_t	$2\pi.932 \text{ Hz}$
$\bar{\omega}$	$2\pi.368 \text{ Hz}$
B_0	0,993 G
z_0	498,5 μm
Courant dans le fil	10 A
$B_{\text{biais},x}$	-7,25 G
$B_{\text{biais},y}$	32,5 G
Profondeur limitée par la gravité	1724 μK
Profondeur définie par la surface théorique du réseau ($z_{\text{surface}} = 200 \mu\text{m}$)	2856 μK

À l'exception de la fréquence moyenne, légèrement plus faible, ce fil respecte toutes les contraintes que nous nous sommes imposées. Cependant, cette fréquence peut être augmentée en diminuant la valeur de B_0 . En effet, il est connu que B_0 peut être réduit à 0,4 G [65], ce qui, en utilisant l'équation (3.14), permettrait d'augmenter la fréquence moyenne d'un facteur $(1/0,4)^{1/3} \approx 1,4$. Il est important de noter que l'approximation harmonique est valide pour des atomes ayant une température bien inférieure à $\mu_B B_0 / k_B$ [64]. Ainsi, réduire B_0 diminue au profit de la partie linéaire l'amplitude de potentiel où l'approximation harmonique est valide. Par conséquent, au début de l'évaporation, quand les atomes sont relativement chauds, leur taux de collision élastique est dicté par la partie linéaire du piège. De ce fait il ne sera que peut affecté par une diminution de B_0 .

Pour augmenter la fréquence du piège au début de l'évaporation, il serait donc préférable de réduire la distance z_0 (voir (3.8)). Cela améliorerait la partie linéaire et la partie harmonique du piège. Comme nous pouvons le voir, la profondeur du piège à la surface est de 2856 μK , ce qui est relativement élevé. Par conséquent, il se peut que nous puissions rapprocher le centre du piège de la surface sans dégrader ses performances. Cependant, cette capacité dépendra de la position réelle de la surface, qui sera déterminée par l'épaisseur du réseau une fois la puce assemblée.

3.6 Géométrie finale de la puce magnétique

La figure 3.16 montre la géométrie finale de la puce magnétique fabriquée. Elle comporte deux étages différents. Un premier étage est constitué d'un fil macroscopique, en rouge sur

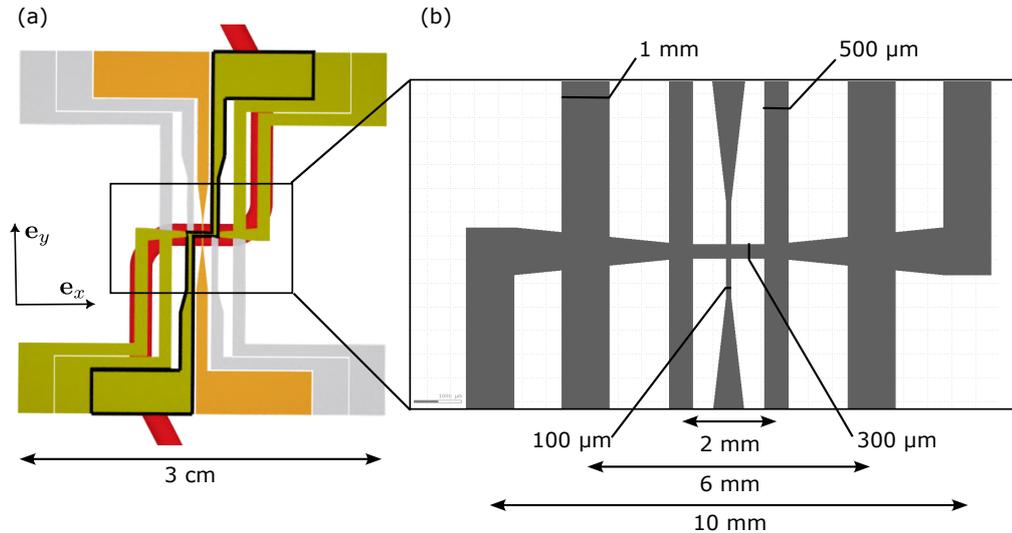


FIGURE 3.16 – (a) Schéma de la puce magnétique. Les fils jaunes sont les fils en Z. Le fil avec le contour noir est le fil dimensionné pour le refroidissement par évaporation. Le fil en orange est le fil 'Dimple'. Le fil rouge sous la puce magnétique est le fil en Z macroscopique. Les fils en gris clair sont les fils en H. (b) Zone centrale de la puce magnétique microscopique et dimensions latérales des fils utilisés.

la figure (a). Ce fil macroscopique permettra de réaliser un piège loin de la surface pour capturer un maximum d'atomes tout en les réchauffant le moins possible [38]. Cette technique a été développée lors de la thèse de Julien Alibert et a permis d'obtenir de très bons résultats [68, 73]. Ce fil a donc été inclus tel quel sur la nouvelle puce, sans dimensionnement ni simulation préalable. Il est réalisé avec un fil de cuivre commercial isolé avec du kapton. Sa longueur L est de 1 cm. Son diamètre de 1,7 mm lui permet de résister à des courants élevés de l'ordre de 50 A pendant quelques centaines de millisecondes.

Le second étage correspond à la puce magnétique micro-fabriquée. Celle-ci comporte le fil en Z de $L = 2$ mm permettant de réaliser le piège que nous avons précédemment dimensionné. Cette puce possède aussi d'autres structures pour générer des configurations différentes issues de la littérature.

En tout, elle compte trois fils en Z avec trois longueurs L différentes, de 10 mm et 6 mm et 2 mm. Ceux-ci sont représentés en jaune sur la figure 3.16 (a). Le rôle des fils de 10 mm et 6 mm est de permettre le transfert et la compression adiabatique des atomes capturés par le fil macroscopique vers le fil microscopique de 2 mm dans lequel aura lieu l'évaporation.

L'utilisation d'un fil en H permet d'augmenter le courant dans les fils latéraux et donc la pulsation longitudinale du piège. Nous nous sommes donc ouvert cette possibilité en prolongeant les fils en Z de 2 mm et 6 mm suivant l'axe e_y (en gris sur la figure 3.16 (a)). Enfin, nous avons aussi incorporé sur la puce un fil 'dimple', représenté en orange, qui pourra permettre d'augmenter la pulsation longitudinale du piège [30]. Ces deux dernières structures ne sont pas exploitées dans les travaux présentés dans ce manuscrit. Elles pourraient être utilisées par la suite afin d'accélérer le temps d'évaporation.

La figure 3.16 (b) montre les dimensions réelles de la partie centrale de la puce. Le fil en Z de $L = 2$ mm a une section de $300 \mu\text{m}$ de large sur la zone centrale et de $500 \mu\text{m}$ pour les deux fils latéraux. Ces valeurs proviennent du travail de dimensionnement précédemment présenté. Pour des raisons thermiques, les fils en Z de 10 et 6 mm présentent des sections plus larges, 1 mm au maximum, se réduisant graduellement en allant vers le centre de la puce. La position du piège

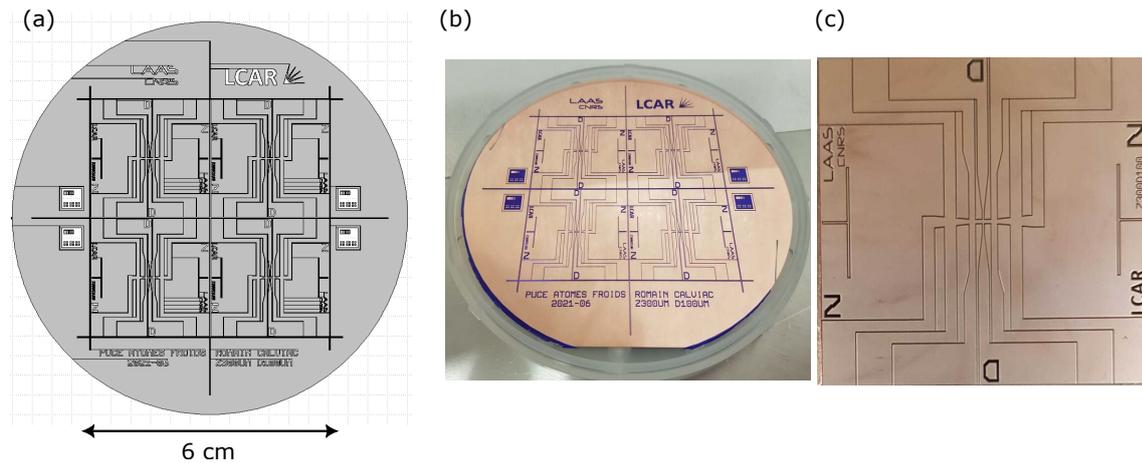


FIGURE 3.17 – (a) Plan du masque de la puce magnétique. (b) Plaquette en AlN avant dépôt électrolytique avec la couche de métallisation de croissance Ti/Au. Le film sec développé est visible en bleu sur la plaquette. (c) Puce magnétique finalisée et découpée.

magnétique étant loin de ces fils, leur largeur n'a que peu d'impact sur ses performances. Enfin, le fil 'dimple' a une largeur de $100\ \mu\text{m}$ car sa mise en œuvre demande l'utilisation de courant généralement plus faible que pour le fil central disposé suivant l'axe e_x . Enfin, il est important de noter que la multitude de fils présents sur la puce crée des ponts thermiques qui favorisent la dissipation de la chaleur.

3.7 Fabrication et caractérisation

Les puces magnétiques sont fabriquées sur des substrats en nitrure d'aluminium (AlN) de 10 cm de diamètre et de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce matériau a été choisi pour sa bonne conductivité thermique et son faible coût. Les fils de cuivre qui composent la puce magnétique sont réalisés par croissance électrolytique à travers un masque lithographique.

La première étape de la fabrication est un nettoyage du substrat avec un plasma O_2 pendant cinq minutes, suivi d'un nettoyage chimique par attaque piranha. Cette préparation permet de garantir une bonne adhérence du métal. Dans une seconde étape, la plaquette est recouverte d'une couche métallique de 100 nm de titane (Ti) et de 200 nm de cuivre (Cu). Cette métallisation préliminaire permet de rendre le substrat conducteur et de créer une couche d'amorce pour le dépôt électrolytique de cuivre. Une fois réalisée, un film sec photosensible négatif de $100\ \mu\text{m}$ est appliqué par lamination. En utilisant le masque représenté sur la figure 3.17 (a), la plaquette est exposée et le film est développé 3.17 (b). Par la suite, le cuivre est déposé par croissance électrolytique à une vitesse de $2,25\ \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ grâce à un équipement de la marque Yamamoto-MS. Cette dernière a été calibrée et réalisée par David Bourrier, ingénieur de recherche de l'équipe TEAM du LAAS. Elle se fait à partir de la couche d'amorce qui n'est pas recouverte par la résine, ce qui permet une croissance structurée du métal avec des flancs relativement lisses. Une fois le dépôt terminé, la résine est enlevée. Puis, une attaque chimique permet de graver la couche de croissance qui n'a plus d'utilité. Par la suite, afin d'éviter l'oxydation des fils de la puce, une couche de passivation en or (Au) est appliquée sur le cuivre par réaction d'oxydo-réduction. Enfin, la plaquette est métallisée Ti(50 nm)/Au(200 nm) en face arrière. Pour finir, les quatre puces présentes sur le substrat, mesurant trois centimètres de côté, sont découpées à la scie. On peut voir l'une d'entre elles sur la figure 3.17 (c).

La puce, hybridée et montée sous vide pour mes travaux, a une épaisseur de cuivre de $45\ \mu\text{m}$ au niveau du fil central de la puce. Cette épaisseur varie de quelques micromètres suivant la

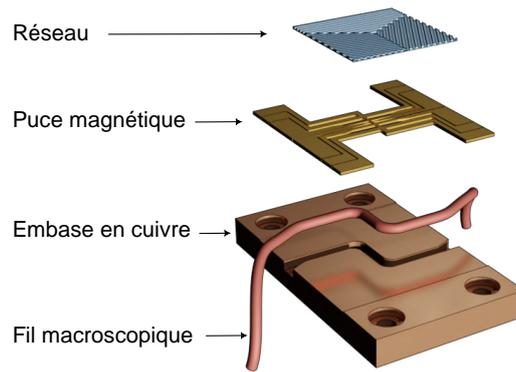


FIGURE 3.18 – Schéma en vue éclatée de la puce hybridée

zone de l'échantillon mesurée et est de $50\ \mu\text{m}$ pour les fil les plus larges. La résistivité du cuivre déposé a été évaluée par une mesure quatre pointes en utilisant le fil en Z de 10 mm pour injecter le courant et celui de 2 mm pour mesurer la tension. On obtient alors une valeur de $18\pm 2\ \Omega.\text{nm}$, ce qui est proche de celle du Cu massif ($17\ \Omega.\text{nm}$), attestant de la qualité du dépôt.

3.8 Hybridation

À présent que nous avons conçu et fabriqué l'ensemble des composants (réseau et puce magnétique), il est nécessaire de les assembler. Le schéma 3.18 présente une vue éclatée de la puce comprenant, de haut en bas : le réseau de diffraction, la puce magnétique, le fil macroscopique et l'embase en cuivre sur laquelle l'ensemble sera fixé.

La procédure d'hybridation commence par le collage du fil macroscopique sur l'embase. Ensuite, la face arrière de la puce magnétique est brasée à l'indium. Enfin, le réseau, préalablement aminci, est collé sur la puce magnétique. Le processus d'hybridation est particulièrement critique puisqu'il détermine directement notre capacité à utiliser la puce dans le régime pour lequel elle a été dimensionnée. En effet, la qualité de la brasure de la puce est essentielle pour assurer une évacuation efficace de la chaleur par sa face arrière. Si cette dernière n'est pas correctement réalisée, il ne sera pas possible d'appliquer un courant de 10 A. Le dimensionnement de la puce magnétique a été réalisé en tenant compte d'une épaisseur de $200\ \mu\text{m}$ pour le réseau. Si l'amincissement de celui-ci n'est pas suffisant, les atomes présents dans le piège magnétique seront perdus par collision avec la surface et il sera impossible d'obtenir un fort confinement.

Dans ce qui suit, je vais présenter la procédure d'hybridation qui a permis d'atteindre les objectifs en terme de performance thermique et d'épaisseur du réseau. Dans une première partie, nous verrons comment le fil macroscopique est façonné puis collé à l'embase. Par la suite, j'expliquerai la procédure de brasure de la puce magnétique et je présenterai les tests thermiques qui ont validé la tenue électrique et thermique de la puce. Enfin, nous verrons comment les réseaux sont amincis puis collés sur la puce magnétique.

3.8.1 Collage du fil macroscopique et brasure de la puce magnétique sur l'embase en cuivre

Façonnage et collage du fil macroscopique

Le fil macroscopique est un fil de cuivre commercial (Allectra 311-KAP-170-5M) recouvert de kapton compatible avec des applications ultra-vides et dont le diamètre est de 1,8 mm

(isolant inclus). Celui-ci sera collé dans une embase en cuivre massif⁶ qui a été usinée au LAAS-CNRS par Xavier Dollat. Pour éviter son oxydation, l'embase a été plaquée or par bain électrolytique. Le plan détaillé de l'embase est visible en annexe B. Le fil est placé dans une tranchée en forme de Z, dont la partie centrale L fait 10 mm et la profondeur ainsi que la largeur sont de 1,9 mm. Le rayon de courbure interne de la tranchée est de 2 mm, ce qui correspond à la limite que peut accepter le fil sans dégradation de son l'isolant.

Afin d'insérer le fil dans la tranchée, il est nécessaire de le façonner. En effet, il n'est pas possible de le rentrer en force car l'isolant électrique serait alors dégradé et le fil pourrait être en court-circuit avec l'embase. De plus, il ne doit pas dépasser de la tranchée puisque la puce magnétique sera placée par dessus. J'ai donc mis en place une procédure de pré-façonnage à plusieurs étapes permettant d'insérer correctement le fil dans sa tranchée.

La première étape de la mise en forme, schématisée sur la figure 3.19 (a), consiste à écrouir le fil afin de le rendre bien droit. Pour cela, on vient manuellement avec une pince tirer d'un coup sec et fort⁷ sur le fil en le maintenant à son extrémité dans un étau. Dans une seconde étape, je préforme le fil en forme de Z à l'aide d'un gabarit que j'ai conçu et imprimé en 3D. Celui-ci est schématisé en vue de dessus sur la figure 3.19 (b). Pour ne pas abimer l'isolant du fil, il est fabriqué avec un plastique (PLA) et est composé de deux blocs séparés permettant, grâce à l'utilisation d'un étau, de presser sur le fil (voir figure 3.19 (e)). Un des deux blocs possède une rainure en forme de V, permettant de caler le fil et de le garder bien au centre pendant l'opération. Une mise en forme plus précise est ensuite effectuée à l'aide d'un deuxième gabarit, celui-ci métallique pour garantir un meilleur respect des rayons de courbure (voir figures 3.19 (c) et (f) photo de gauche). Un chiffon de salle blanche est intercalé entre le fil et le gabarit de sorte à éviter tout contact direct entre l'isolant et le métal (voir 3.19 (f) photo de droite). Le fil est alors contraint à épouser la forme du gabarit par des pressions multiples et répétées avec une pince plate d'électricien. Cette étape est répétée jusqu'à ce qu'il rentre sans forcer dans l'empreinte de l'embase en cuivre (figures 3.19 (d) et (g))

Collage du fil macroscopique et brasure de la puce magnétique

Une fois le fil macroscopique façonné, il est nettoyé, dégraissé et enfin collé dans la tranchée. Pour cette étape, nous avons sélectionné une colle bi-composante compatible avec les applications ultra-vides et présentant une bonne conductivité thermique (EPO-TEK H77). La colle est enduite au fond de la tranchée de l'embase en utilisant une seringue à aiguille, elle-même manipulée avec une machine 'Pick n Place Epoxy Die Bonder' Tresky-3000 (voir figure 3.20 (a)). Le fil est ensuite placé dans la tranchée. La colle est rajoutée de façon à le noyer. A cette étape, il faut veiller à ne pas emprisonner de bulles d'air car celles-ci pourraient créer des fuites virtuelles une fois la puce sous vide. Par la suite, de sorte à plaquer le fil dans la tranchée, une puce magnétique sacrificielle et un poids de 3 Kg sont placés sur l'embase. Le tout est alors mis à réticuler pendant deux heures sur une plaque chauffante à 160 °C. Une deuxième enduction de colle est alors réalisée pour planariser le premier collage et compenser les défauts éventuels. Pour finir, la résine est réticulée pendant deux heures à 140 °C en étuve. Après ce dernier recuit, le surplus de colle ayant débordé de la tranchée est enlevé par polissage manuel au papier carbure (voir figure 3.20 (b)).

Pour braser la puce magnétique, une feuille d'indium désoxydé⁸ de 50 μm d'épaisseur et de 2,3×2,3 cm² de surface est appliquée sur l'embase nettoyée et dégraissée. Sur la figure 3.20 (c), on peut voir la face arrière de la puce magnétique métallisée en or et l'embase avec la feuille

6. Le cuivre utilisé est du cuivre à haute conductivité thermique sans oxygène

7. En général le fil se romps a une de ses extrémités

8. La désoxydation se fait dans un bain d'acide chlorique à 5% pendant environ 5 min

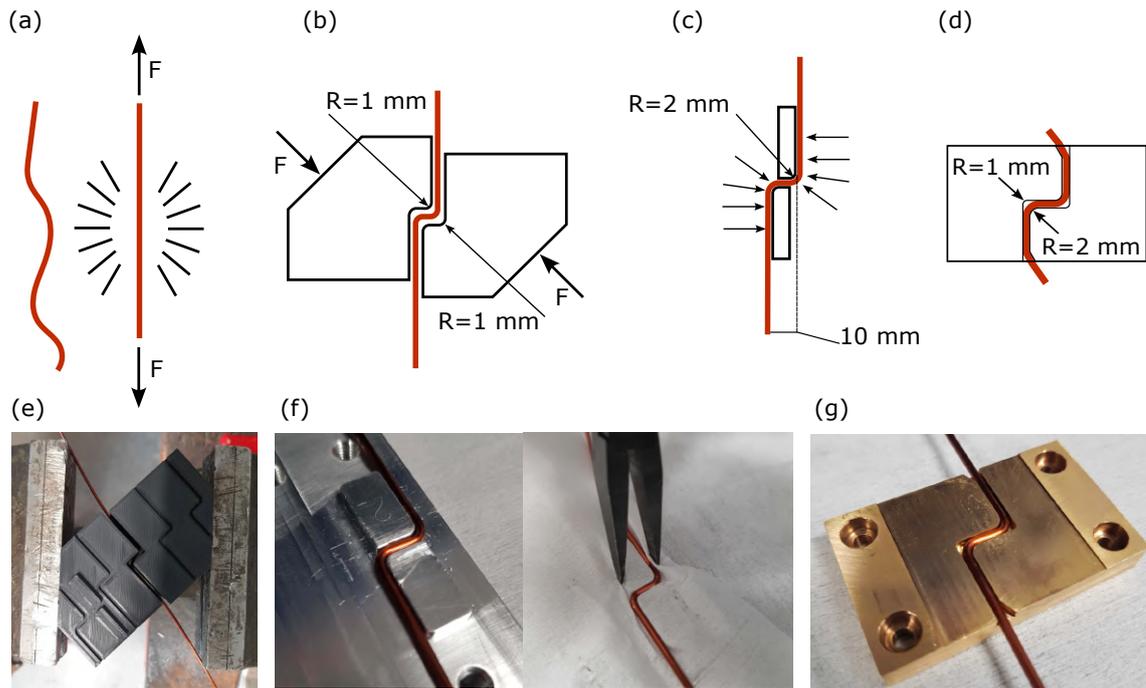


FIGURE 3.19 – Procédure de façonnage du fil macroscopique. (a) Écrouissage du fil. (b) et (e) Pré-façonnage du fil. (c) et (f) Ajustement du fil. (d) et (g) Fil macroscopique façonné et placé dans son embase.

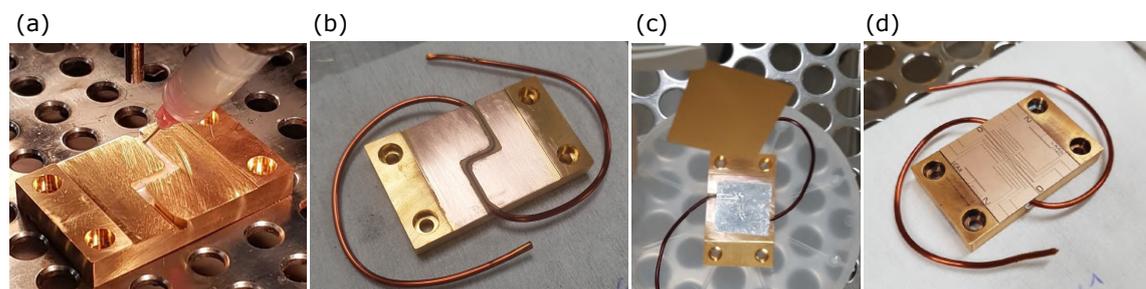


FIGURE 3.20 – Illustrations de la procédure de collage du fil macroscopique et de brasure de la puce magnétique sur l'embase en cuivre. (a) Enduction de la colle dans la tranchée accueillant le fil macroscopique. (b) Photo du fil collé dans l'embase poncée avant la brasure. (c) Photo de la face arrière de la puce magnétique et de la surface de l'embase sur laquelle la feuille d'indium est posée. (d) Puce magnétique brasée.

d'indium. Cette dernière ne recouvre pas entièrement la surface, mais représente la quantité d'In nécessaire à la brasure. Des tests préliminaires m'ont permis d'estimer l'épaisseur après brasure à $30 \mu\text{m}$ d'In. La puce magnétique est soigneusement disposée sur son emplacement, au dessus de la feuille d'indium. La brasure est réalisée avec un 'wafer bonder' qui permet de chauffer et appliquer une pression contrôlée entre la puce et l'embase. Le tout est réalisé sous un vide de 1.10^{-3} mbar permettant d'éviter que l'indium ne s'oxyde. La brasure commence par une première étape de pré-chauffage à 100°C , au cours de laquelle une force de compression de 170 N est appliquée. Une fois que l'embase et la puce sont thermalisées, la température est augmentée à une consigne de 195°C . Le passage du point de fusion à 156°C de l'indium induit une baisse de la force de pression, qui est alors réajustée et augmentée à 200 N. Le chauffage est ensuite maintenu pendant trois minutes, de sorte à laisser le temps à l'indium de diffuser sur toute la face arrière de la puce.

La figure 3.20 (d) montre une puce magnétique après sa brasure. Un contrôle visuel permet de s'assurer que la puce est bien en contact avec l'embase sur tout son pourtour.

Test thermique de la puce magnétique de nouvelle génération

Nous avons validé ce protocole d'hybridation en réalisant sur ces nouvelles architectures le même type de test thermique que celui réalisé sur la puce d'ancienne génération (3.4.5). Ces tests ont été menés dans la nouvelle chambre à vide dimensionnée spécifiquement pour mon étude. Dans celle-ci, l'embase en cuivre supportant la puce est visée sur un support en aluminium qui est fixée directement sur la bride de la chambre à vide (voir figure 4.8). Par rapport à l'ancien montage, la dissipation thermique vers l'extérieur de la chambre est améliorée. Les comparaisons effectuées entre l'ancienne et la nouvelle puce ne seront donc pas exactes.

Comme précédemment, nous utilisons une mesure quatre pointes pour suivre la modification de la résistance du fil central de 2 mm sous injection de courant. Les figures 3.21 (a) et (b) présentent le schéma du montage et les cycles utilisés. Le courant injecté est de 12 A pour réaliser une comparaison par rapport à l'ancienne puce à puissance dissipée similaire sur la section centrale. Pour s'approcher d'un fonctionnement normal, le fil macroscopique est lui aussi alimenté avec un courant de 40 A pendant un quart du temps de cycle.

La figure 3.21 (c) représente l'élévation de température de la partie centrale du fil microscopique lors d'un cycle. Les deux pics visibles sont liés aux effets transitoires et d'induction ayant lieu à l'établissement et à la coupure du courant. Comme on peut le voir, l'élévation de température est constante au cours d'un cycle. Cette forme en créneau est significativement différente de celle observée avec la puce d'ancienne génération qui montrait une température croissante sans stabilisation (voir figure 3.6 (c)). Ceci valide l'amélioration de la dissipation thermique avec ce nouveau montage. Sur des temps plus longs (figure 3.6 (d)), nous n'observons qu'une élévation de température de $\Delta T = 8^\circ\text{C}$. Avec l'ancienne puce, celle ci dépassait $\Delta T = 60^\circ\text{C}$.

Ces observations nous ont permis de valider le protocole de montage, brasure et collage et de confirmer notre capacité à utiliser la puce sur des temps longs sans risques de dégradation.

En utilisant une puce sacrificielle montée dans l'ancienne chambre à vide (avec une moins bonne dissipation thermique), j'ai cherché à tester la limite de courant afin de déterminer sa plage d'utilisation. Nous avons pu observer qu'un courant continu de 10 A appliqué sans interruption pendant deux heures uniquement dans le fil microscopique conduisait à une élévation de température de $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, sans phénomène d'emballement thermique ni dégradation de la puce. De même, l'application d'impulsions de 2 s à 16 A toutes les 4 s ne provoque qu'un échauffement de $\Delta T \approx 30^\circ\text{C}$.

Ces tests nous ont permis de déterminer une fenêtre d'utilisation sans risque de dégrada-

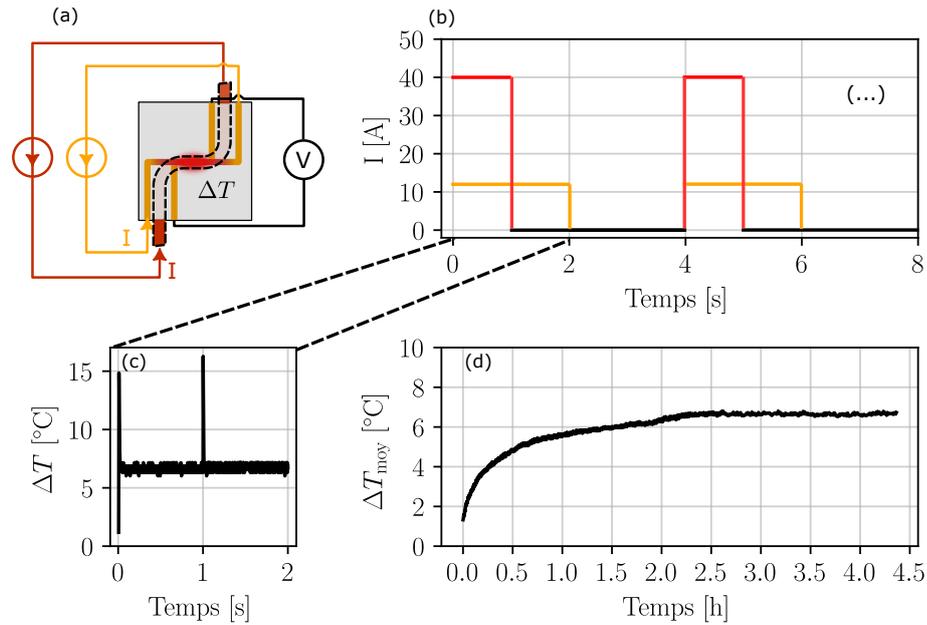


FIGURE 3.21 – (a) Schéma d'alimentation de la nouvelle puce pour les tests thermiques. (b) Cycle d'alimentation en courant : le trait rouge correspond au courant appliqué au fil macroscopique, le trait orange au courant dans le fil microscopique. (c) Élévation de la température de la section centrale du fil microscopique lors d'un cycle. (d) Élévation de la température au cours de cycles répétés sur une longue durée.

tion catastrophique de la puce, qui est plus grande que celle envisagée initialement. Cette amélioration notable est liée au bon contrôle de la procédure de brasure ainsi qu'à l'élargissement des fils par rapport à l'ancienne génération de puce. On notera cependant que la limite de courant ultime de la puce n'est pas identifiée, il faudrait pour cela réaliser un test destructif.

3.8.2 Hybridation du réseau et de la puce magnétique

La dernière étape de l'hybridation consiste au report du réseau aminci sur de la puce magnétique. Par rapport à la première génération de puce, nous avons dû ajouter une étape d'amincissement de la fonction optique, ici le réseau. Nous avons également travaillé à améliorer le protocole de report pour garantir un collage durable du réseau ainsi qu'une moindre déformation de sa surface.

Amincissement du réseau de diffraction

Les réseaux de diffraction réalisés sur un substrat de 6" doivent être amincis avant leur report. Des procédés technologiques existent pour réaliser ces opérations. Malheureusement, ils ne sont pas disponibles au laboratoire et sont complexes à sous traiter à l'extérieur. J'ai donc dû mettre en place une stratégie de contournement basée sur l'utilisation de la scie de découpe.

Après protection de la face avant par une résine, les réseaux subissent un premier amincissement par usinage grossier de la face arrière, en utilisant une scie diamantée Disco DAD321 initialement conçue pour découper les substrats. De multiples passes de scie non traversantes permettent d'enlever environ 200 μm de matière. Cette étape engendre une structuration striée de la face arrière qui crée des contraintes importantes déformant la surface du réseau. La figure 3.22 (a) montre la déformation de la face avant d'un miroir métallisé avec 200 nm d'or et dont l'épaisseur a été amincie à 150 μm . Cette image a été réalisée par deflectometrie à décalage de phase, une technique d'imagerie développée au LAAS par Alexandre Arnould. On constate clairement

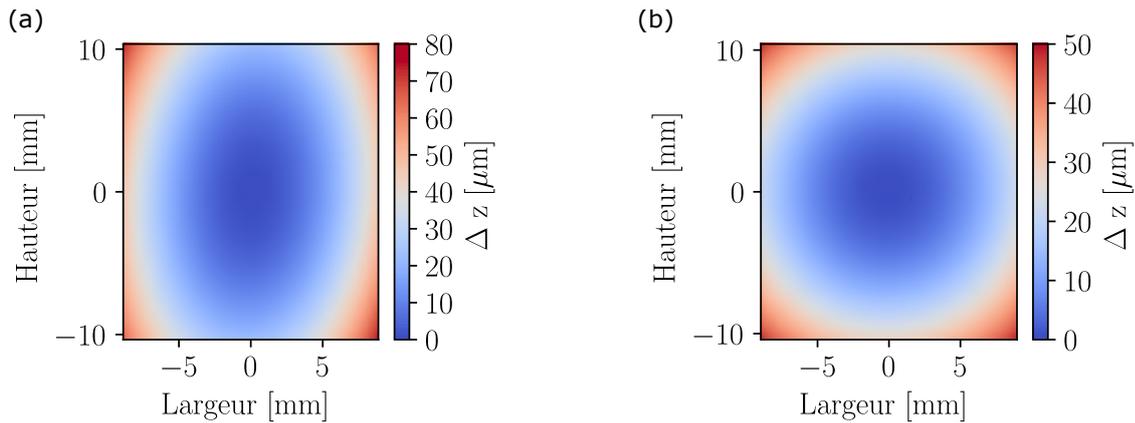


FIGURE 3.22 – (a) Profil de la surface d’un miroir aminci à $150\ \mu\text{m}$ après usinage à la scie de sa face arrière. (b) Profil de la surface d’un miroir aminci à $150\ \mu\text{m}$ après polissage. Pour la figure (a), les distances focales sont de $f_L = 0,443\ \text{m}$ et $f_H = 1,23\ \text{m}$. Après polissage, sur la figure (b), les distances focales sont de $f_L = 0,92\ \text{m}$ et $f_H = 0,99\ \text{m}$

une déformation anisotrope de la surface du miroir, correspondant à deux focales équivalentes $f_H = 0.44\ \text{m}$ et $f_L = 1,23\ \text{m}$ selon la hauteur (H) et la largeur (L) de l’échantillon. La plus forte courbure est selon la direction perpendiculaire aux passes de la scie.

Nous avons donc ajouté une étape de polissage en face arrière. Elle est réalisée sur une polisseuse Logitech PM5 avec une solution de particule de $20\ \mu\text{m}$ en diamant. La face arrière est polie pendant environ 25 min, ce qui enlève tout au plus quelques dizaines de microns de matière. Après cette seconde étape, une analyse par déflectométrie montre une déformation moindre et plus isotrope de la surface. (figure 3.22 (b)). La courbure résiduelle est due à une in-homogénéité de l’épaisseur finale, combinée à la contrainte induite par la métallisation et la structuration de la face avant de l’échantillon. Elle dépend aussi de son épaisseur finale. Ainsi, pour $200\ \mu\text{m}$, les distances focales obtenues sont de l’ordre de 2 m.

Collage du réseau sur la puce magnétique

Une fois le réseau aminci, celui-ci doit être collé à la puce magnétique. J’ai mis au point avec Samuel Charlot, ingénieur de recherche au LAAS, un procédé plus complexe que celui antérieur en cherchant à développer la répétabilité et durabilité du collage ainsi qu’une minimisation des déformations de la surface du réseau induite par la colle. Les étapes successives du procédé final sont les suivantes :

Le dépôt de colle (colle bi-composante EPO-TEK H77) est réalisé par sérigraphie à travers un liner de $70\ \mu\text{m}$ d’épaisseur, comprenant deux ouvertures rectangulaires arrondies de 16 mm hauteur par 3 mm de largeur et espacées de 21 mm (voir figure 3.23). Cela permet d’obtenir, après retrait du liner, des zones de collage bien délimitées et propres (3.24 (a) et (b)). Pour limiter les points de contrainte générés par des angles francs, ces zones ont été arrondies à leurs extrémités. Elles sont placées proche du bord du réseau⁹ pour concentrer les déformations induites par la colle en dehors de la zone optique utile.

Le réseau, toujours protégé en face avant, est posé sur la colle grâce à l’utilisation d’une machine de report manuel (Tresky-3000). Des marques d’alignement présentes sur la puce magnétique aident à son centrage précis. Une pression contrôlée de 200 g pendant quelques secondes

9. Si les zones de colle touchent les bords de l’échantillon, il a de grandes chances que le réseau se clive lors de la réticulation

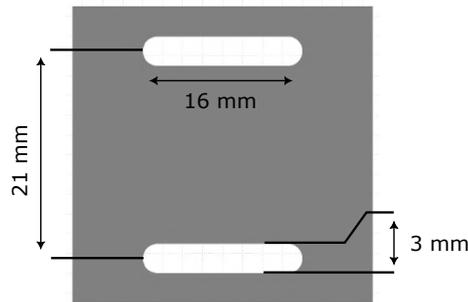


FIGURE 3.23 – Plan du liner utilisé pour le collage du réseau.

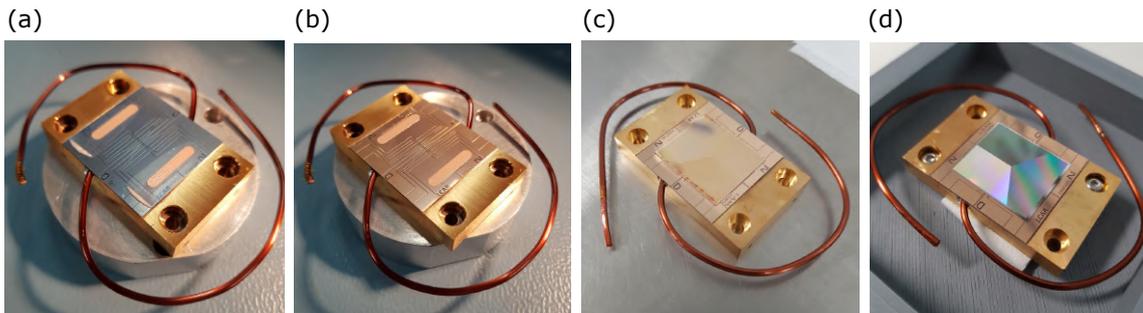


FIGURE 3.24 – (a) Photographie de l'enduction de la colle sur la puce magnétique par sérigraphie avec un liner visible en bleu. (b) Photographie de la puce avec la colle après retrait du liner (c) Photographie de la puce hybridée avec le réseau qui comporte encore la résine de protection. (d) Photographie de la puce hybridée après nettoyage

est ensuite appliquée en utilisant une machine de 'flip-chip' pour assurer un bon contact entre le réseau et la colle. Enfin, un recuit en étuve pendant une heure et demi à 140 °C permet d'assurer la réticulation de la colle (figure 3.24 (c)). La dernière étape est le retrait de la résine de protection en face avant. J'effectue tout d'abord un rinçage sous un courant d'acétone, suivi d'un bain de cinq minutes toujours dans de l'acétone, avant un rinçage à l'isopropanol et à l'eau. Enfin, un bain final de DMSO à 80 °C pendant quinze minutes est appliqué. La puce est alors à nouveau rincée à l'isopropanol, puis à l'eau et est enfin séchée (figure 3.24 (d)).

Une analyse réalisée par déflectométrie optique de la puce réseau hybridée, qui a été mise sous vide, est présentée en figure 3.23. On observe nettement les deux zones de collage sur les composantes hautes fréquences de la cartographie (rugosité rectangulaire en haut et en bas de l'échantillon). L'analyse de l'image de courbure montre que la surface est toujours parabolique avec des distances focales de $f_L = 1,85$ m et de $f_H = 1,18$ m. L'épaisseur entre la surface du réseau et la puce magnétique, mesurée au centre du bord haut du réseau, est de 259 μm . En tenant compte de la flèche de l'échantillon à 24 μm , on peut déduire que cette dernière au centre de la puce est de 235 μm .

Pour finir, j'ai représenté sur la figure 3.26 une vue en coupe de l'empilement final de la puce mise sous vide. On peut y voir l'ensemble des couches et leur épaisseur respectives.

3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai expliqué comment dimensionner un piège de type Ioffé-Pritchard sur puce dans le but de réaliser du refroidissement par évaporation forcée. Nous avons vu qu'il est possible de créer ce type de piège avec une structure planaire compatible avec les procédés

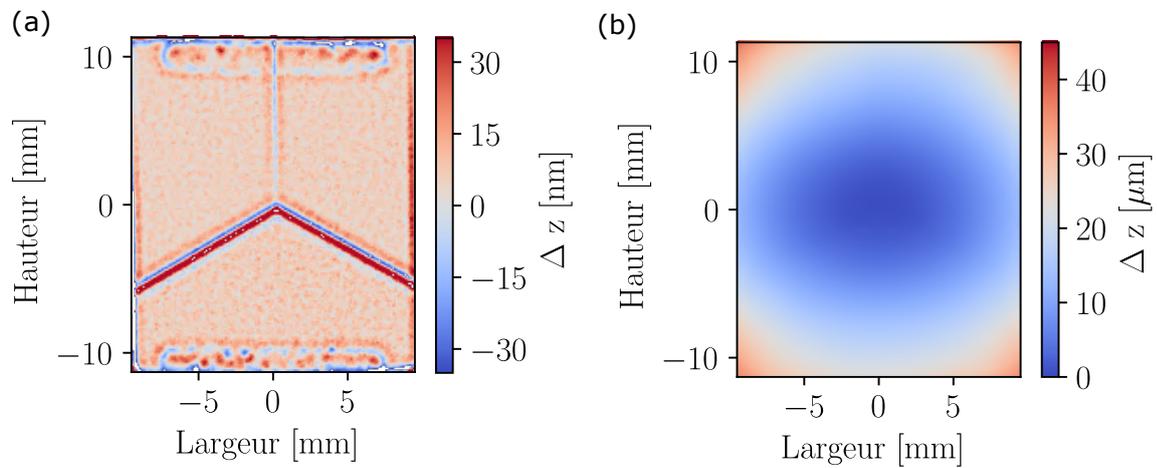


FIGURE 3.25 – (a) Rugosité de la surface du réseau après collage. (b) Courbure de la surface du réseau après hybridation. Les distances focales sont de $f_L = 1,85$ m et $f_H = 1,18$ m

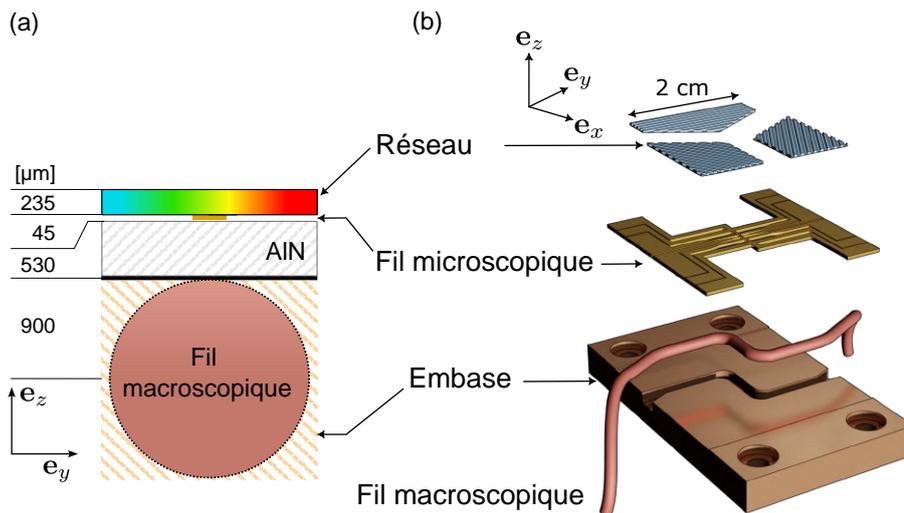


FIGURE 3.26 – (a) Vue en coupe de la puce en son centre (b) Vue éclatée de la puce

de micro-fabrication. Pour cela, nous utilisons une géométrie composée d'un fil en Z parcouru par un courant I . Le champ magnétique généré par le fil est combiné à deux champs de biais : $B_{\text{biais},x}$ permet de contrôler la valeur du champ B_0 au fond du piège et $B_{\text{biais},y}$ la distance de capture z_0 . Cette structure nous permet ainsi de créer un piège harmonique limitant les pertes par retournement de spin et dont les fréquences de piégeage transverse peuvent être très élevées.

Grâce à la physique du refroidissement par évaporation, nous avons pu faire ressortir les deux paramètres importants qui nous sont utiles au dimensionnement du piège. Notamment, nous avons vu que le taux de collision élastique doit être aussi grand que possible afin que le refroidissement soit à la fois efficace et rapide. Comme ce dernier dépend de la pulsation de piège $\bar{\omega}$ au cube, nous nous sommes efforcés de réaliser un potentiel des plus confinants. Le deuxième paramètre est la profondeur du piège qui doit être suffisamment importante pour que l'évaporation soit efficace dès le début du chargement des atomes. Nous avons vu notamment que celle-ci doit être d'au moins six fois la température des atomes initialement chargés.

Par la suite, j'ai constitué un cahier des charges dans le but de dimensionner le fil qui générera le piège d'évaporation. A partir de la bibliographie et en se basant sur une source aux objectifs similaires aux nôtres, nous avons fixé une fréquence moyenne géométrique de piégeage cible de 400 Hz. Des tests thermiques réalisés sur un ancien prototype de puce m'ont permis de connaître la tenue en courant des fils micro-fabriqués d'une section donnée. La difficulté principale du dimensionnement vient du choix technologique que nous avons fait, consistant à placer le réseau par dessus la puce. En effet, son épaisseur d'environ $200 \mu\text{m}$ nous empêche, du fait des collisions avec la surface, de profiter pleinement de l'augmentation en $1/z_0^2$ des fréquences transverses. Il a donc fallu fabriquer une puce peu conventionnelle capable de générer un piège comprimé à une distance relativement grande de $500 \mu\text{m}$ de la surface des fils. Pour cela, elle doit être capable de supporter un courant élevé de l'ordre de 10 A.

A partir de ces contraintes, dans un premier temps, j'ai fixé la section du fil. Pour cela, j'ai considéré uniquement le fil central, qui est le plus proche de la position de capture et dont la section a un impact sur la profondeur et les fréquences du piège. Ainsi, grâce à l'expression analytique du gradient de champ généré par un fil de section rectangulaire, j'ai pu définir deux rapports γ_P et γ_I . Ces derniers permettent de comparer deux sections de fils à gradient de champ constant et de quantifier la variation relative de la puissance dissipée par effet Joule ainsi que celle de courant. Le fil pris comme référence est celui de la puce d'ancienne génération de section $H_0 = 50 \mu\text{m} \times w_0 = 300 \mu\text{m}$. Pour garantir une profondeur de piège au moins équivalente entre les différentes sections, l'étude a été réalisée à la surface du réseau. De la même manière, pour garantir des fréquences de piégeage identiques, l'étude a été aussi faite au centre du piège. J'ai ainsi montré que nous avons tout intérêt à augmenter la largeur du fil à $w = 300 \mu\text{m}$. Ce nouveau fil est théoriquement capable de résister au courant 10 A, tout en dissipant moins d'énergie thermique. Il garantit de ce fait une profondeur de piège et des fréquences supérieures à l'ancienne génération de puce.

Dans un second temps, grâce à la modélisation numérique du champ généré par un fil épais, j'ai évalué les performances réelles du piège et fixé la longueur L du segment central du fil en Z. Nous avons ainsi pu voir qu'un fil de longueur $L = 2 \text{ mm}$ nous permet d'atteindre les objectifs fixés. Celui-ci nous permettra de générer un piège à $500 \mu\text{m}$ de la surface avec une profondeur de $1724 \mu\text{K}$ et des fréquences moyennes de 368 Hz pour un champ B_0 de 1 G.

La puce magnétique micro-fabriquée finale comprend le fil en Z de 2 mm mais aussi de 6 mm et de 10 mm, ce qui facilitera le chargement et la compression des atomes. Comme l'objectif de cette source est de fournir un fort flux d'atomes, nous nous sommes ouverts la possibilité d'augmenter, dans le futur, les fréquences du piège. Pour cela, le confinement longitudinal pourra être augmenté grâce à la présence d'un fil 'dimple' et deux fils en H.

Comme on a pu le voir, la capacité de la source à être dans un régime optimal dépend de la réussite de l'hybridation. L'assemblage du fil macroscopique, de la puce magnétique et du réseau préalablement aminci a été particulièrement soigné et a abouti à la mise en place d'un procédé de fabrication contrôlé et répétable. En effet, les réseaux 1 et 2 présentés dans le chapitre précédent ont tous deux été hybridés avec une puce magnétique. Les deux hybridations ont donné des résultats relativement similaires, prouvant ainsi la répétabilité de la procédure. Cependant, lors du montage dans l'enceinte à vide, le réseau 1 a été légèrement endommagé ; par conséquent, c'est la puce comprenant le réseau 2 qui a été montée sous vide.

Grâce aux tests thermiques, nous avons pu démontrer que la puce était capable de fonctionner sans dommage ni échauffement excessif bien au-delà de la limite fixée de courant de 10 A. Nous avons aussi pu voir que l'épaisseur du réseau aminci avec les moyens disponibles est suffisamment faible. Ainsi, avec ses 235 μm après collage, nous serons en mesure de capturer les atomes à la distance prévue, sans être limités par les collisions avec la surface. Le respect de ces deux conditions nous permettra d'exploiter pleinement les capacités du piège d'évaporation précédemment dimensionné.

Chapitre 4

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, je vais présenter l'ensemble du dispositif expérimental que j'ai monté au cours de ma thèse. Dans un premier temps, je donnerai une vision globale de la chambre à vide. Dans cette partie, nous verrons la disposition des différents éléments environnants l'enceinte à vide (bobine de champ, accès optiques, etc). Je détaillerai également le banc optique permettant de fournir les différents faisceaux laser nécessaires au fonctionnement de l'expérience. Par la suite, nous verrons comment les fils de la puce magnétique sont alimentés. Enfin, je présenterai le système d'acquisition et de contrôle de l'expérience.

4.1 Disposition des éléments de l'expérience

J'ai représenté sur les figures 4.1 et 4.2 respectivement une photographie et une vue schématique du dispositif expérimental. Sur la figure 4.2 (a), on peut voir l'enceinte à vide en forme d'octogone en vue de dessus. La puce se trouve en son centre et est représentée par le fil en forme de Z.

Autour de l'enceinte à vide, on retrouve trois paires de bobines représentées par des cercles. Les bobines rouges, aussi visibles sur les vues 4.2 (a) et (b), permettent de générer le quadrupôle de champ de $0,84 \text{ G.cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$ (suivant leur axe fort). Celles-ci ont été récupérées de l'ancienne chambre à vide et sont directement bobinées sur les brides CF100. Elles possèdent 50 tours de forme circulaire, de rayon de 8 cm et sont séparées de 8,4 cm. Pour pouvoir ajuster la position suivant e_z du centre du quadrupôle, celles-ci sont connectées à deux alimentations en courant distinctes de 40 A (Delta Elektronika SM1540-D). Du fait de leur échauffement et de leur contact direct avec l'enceinte à vide, ces bobines sont utilisées à un courant maximal de 12 A.

Les bobines bleues visibles sur la figure 4.2 (a), réalisées pendant ma thèse, génèrent le champ de biais $\mathbf{B}_{\text{biais},y}$ de 0,81 G/A. Celles-ci sont composées de fils en cuivre creux refroidis à l'eau et ont été fabriquées dans les locaux du LNCMI. Elles sont composées d'enroulements rectangulaires de 17,4 cm par 24 cm et de trois couches de 3 fils. Elles sont séparées de 7,5 cm et branchées en configuration Helmholtz sur une alimentation Delta Elektronika SM7.5-80 de 80 A.

Enfin, les bobines vertes, réalisées pendant ma thèse, génèrent le champ de biais $\mathbf{B}_{\text{biais},x}$ de 1,17 G/A. Elles sont séparées de 15,5 cm et sont composées d'enroulements en fil de cuivre plein rectangulaire de 23 cm par 30 cm de 20 tours. Ces bobines sont branchées à une alimentation Delta Elektronika SM1540-D de 40 A en configuration Helmholtz. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de ces bobines ainsi que leur plage de fonctionnement en courant.

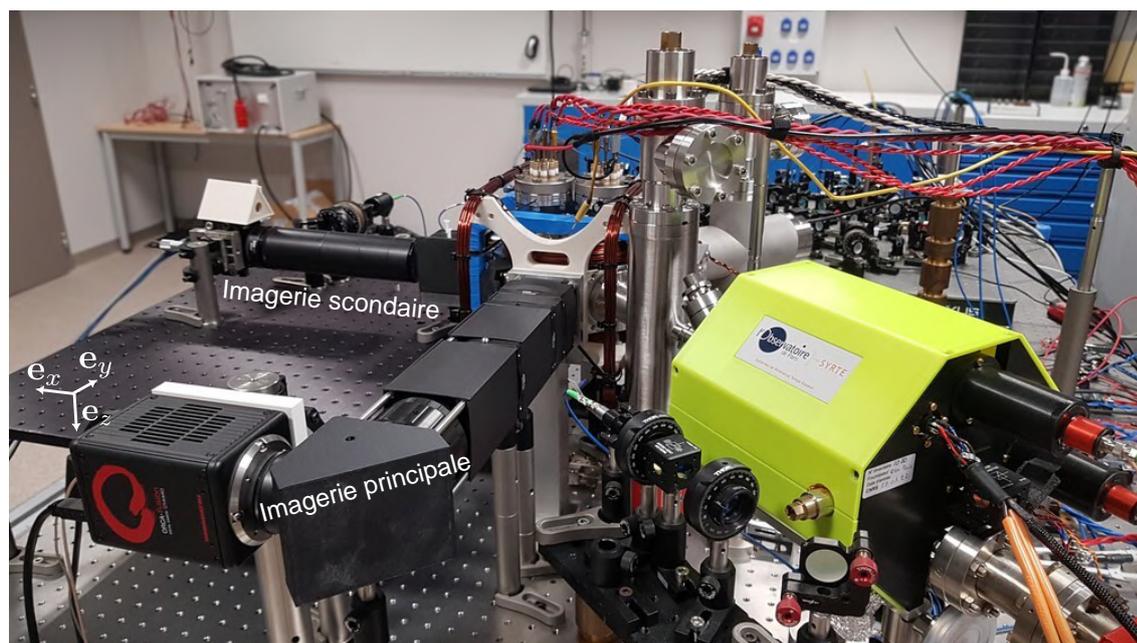


FIGURE 4.1 – Photographie de l'expérience. Au premier plan, on voit l'imagerie principale en noir à gauche et le MOT 2D à droite en jaune vert. Au centre, on voit l'enceinte à vide, différentes bobines et les fils d'alimentation de la puce. Au second plan, à gauche, on trouve l'imagerie secondaire.

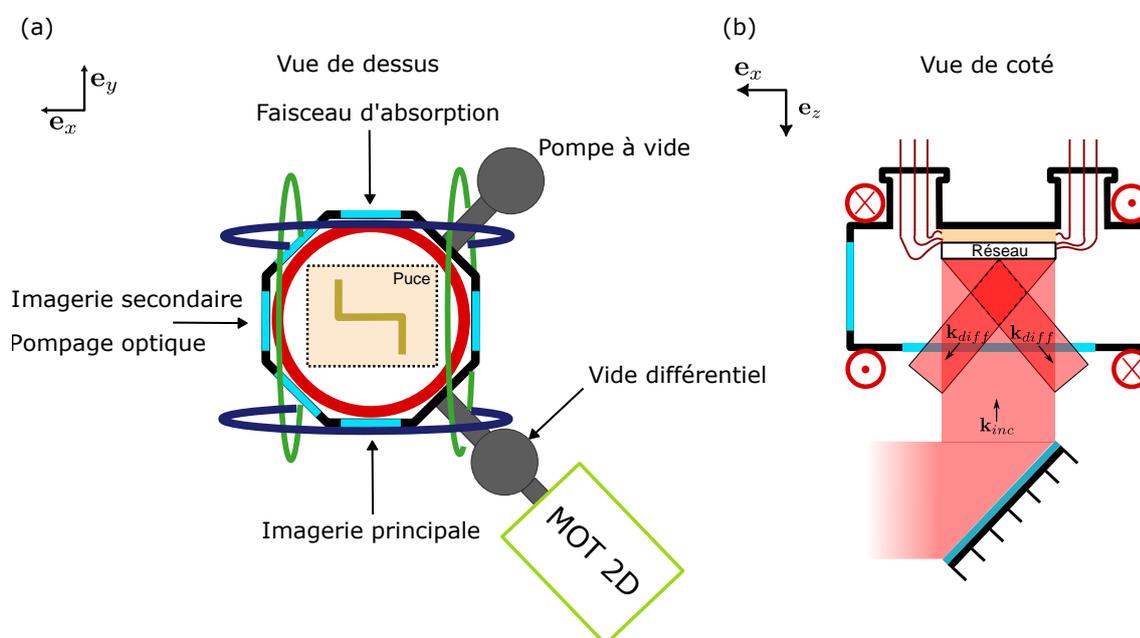


FIGURE 4.2 – Schéma de l'expérience. (a) Vue de dessus (b) Vue de côté en coupe avec uniquement les bobines de champ quadrupolaire représentées par les ronds rouges. Les deux cercles bleus représentent les bobines de champ $B_{\text{biais},y}$. Les cercles verts représentent les bobines de champ $B_{\text{biais},x}$. Les cercles rouges représentent les bobines générant le quadrupôle de champ.

TABLE 4.1 – Caractéristiques des bobines de champ

Fonction	Plage fonctionnement en courant	Champ ou gradient de champ
$\mathbf{B}_{\text{biais},x}$	$\approx 10 \text{ A}$	$1,17 \text{ G}\cdot\text{A}^{-1}$
$\mathbf{B}_{\text{biais},y}$	$\approx 50 \text{ A}$	$0,81 \text{ G}\cdot\text{A}^{-1}$
Quadrupôle	max 12 A	$0,84 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}\text{A}^{-1}$

Comme on peut le voir sur la figure 4.2 (a), l'enceinte à vide comporte six accès optiques distribués dans le plan radial et représentés par les parois en bleu. Suivant e_x , on retrouve l'imagerie secondaire qui est utilisée uniquement pour aider au réglage de l'expérience. Ce même axe est exploité pour le faisceau de pompage optique nécessaire à la préparation d'état avant le piégeage magnétique. L'axe d'imagerie principale, permettant de faire à la fois de l'imagerie par absorption et par fluorescence, est placé suivant e_y . De cette manière, lors du piégeage magnétique, le nuage est imagé suivant son axe transverse et longitudinal. Ceci nous permet d'observer l'inversion d'ellipticité du nuage condensé ainsi que de mesurer les deux fréquences d'oscillation du piège magnétique.

La chambre à vide principale est connectée à un piège magnéto-optique à deux dimensions (MOT 2D) fabriqué par le laboratoire du SYRTE (voir figure 4.2 (a)). Le MOT 2D est utilisé afin de charger le piège magnéto-optique réseaux avec un flux d'atomes pré-refroidis radialement. Son utilisation permet de séparer, grâce à un trou de pompage différentiel, la zone dans laquelle la pression partielle de ^{87}Rb est élevée de la chambre principale où le vide doit rester de bonne qualité.

La figure 4.2 (b) montre une vue en coupe de la chambre principale. Comme on peut le voir, après un renvoi vers le haut, le faisceau de refroidissement représenté en rouge traverse un hublot CF100 et frappe le réseau en incidence normale.

Afin de faire fonctionner l'expérience, deux faisceaux laser refroidisseurs et un faisceau pousseur doivent arriver au MOT 2D. La chambre principale, quant à elle, reçoit un faisceau pour le réseau, pour le de pompage optique et pour l'imagerie par absorption. Ceux-ci sont amenés avec des fibres optiques à maintien de polarisation depuis le banc laser que je vais présenter par la suite.

4.2 Banc laser refroidisseur

Dans cette section, je vais présenter le banc laser qui a été utilisé dans ces travaux. Celui-ci a été majoritairement monté lors du stage de Christine Franck. Son architecture est directement inspirée du système laser conçu pour une autre expérience pendant la thèse de Julien Alibert [68].

L'objectif du banc laser est de fournir deux fréquences qui sont représentées sur la structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$) (voir figure 4.3). Le premier faisceau en rouge, que nous appellerons repompeur, est résonant avec la transition atomique $F = 1$ vers $F' = 2$. La flèche violette représente, quant à elle, le faisceau laser refroidisseur. Ce dernier est décalé de Δ par rapport à la résonance avec la transition atomique refroidisseuse définie entre l'état fondamental $F = 2$ et excité $F' = 3$. Ce faisceau étant accordable, il sera aussi utilisé pour le pompage optique entre l'état $F = 2$ et excité $F' = 2$ (voir faisceau en violet pointillé sur la figure 4.3).

Le refroidissement laser fonctionne par échange de photons sur une transition entre deux niveaux d'énergie. Dans le cas de l'atome ^{87}Rb , la transition utilisée est celle entre $F = 2$ et

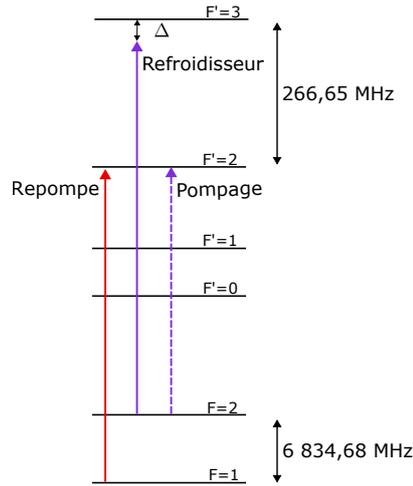


FIGURE 4.3 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$). La flèche rouge représente la transition atomique repompeur. La flèche violette représente la transition atomique refroidisseur. La flèche violette pointillée représente la transition utilisée pour le pompage optique.

$F' = 3$. Cependant, en raison de la présence d'un niveau $F' = 2$ dans l'état excité, il est possible que le laser résonnant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ induise des transitions vers $F' = 2$. Les atomes peuvent alors se désexciter dans $F = 1$ et se trouver hors résonance de 6,8 GHz. Afin de ramener ces derniers vers la transition de refroidissement, nous utilisons simultanément un deuxième faisceau laser appelé repompeur. Il possède une fréquence plus élevée afin d'exciter les atomes perdus vers $F' = 2$, les ramenant par désexcitation dans l'état fondamental $F = 2$, à partir duquel ils peuvent à nouveau être refroidis.

Afin de générer ces deux fréquences, nous utilisons deux laser en configuration maître esclave. Un premier laser (Sacher TEC 50 de 100 mW), jouant le rôle du maître (repompeur), est asservi par spectroscopie par absorption saturée du ^{87}Rb sur la transition $F = 1$ à égale distance des transitions $F = 1 \rightarrow F' = 1$ et $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (C-O1'2') (voir 4.4 (a)). Pour ce faire, on utilise le montage représenté sur la figure 4.5 où une fraction de la puissance laser est détournée puis modulée à la fréquence de ≈ 20 MHz par un cristal électro-optique (EOM QBIG PM-NIR-20). Le faisceau laser traverse alors deux fois la cellule ^{87}Rb afin de créer la configuration pompe sonde [40]. L'intensité du faisceau sonde est récupérée sur une photo diode dont le signal est démodulé à la fréquence de modulation à l'aide d'un mixeur. La composante continue est alors proportionnelle à la dérivé du signal d'absorption. Après l'application d'un filtre passe bas, on obtient alors une fonction impaire s'annulant sur chaque pic d'absorption, sur laquelle on vient asservir le laser maître par l'intermédiaire d'un contrôleur proportionnel intégral (PI). Enfin, pour que celui-ci soit résonant avec la transition de repompe, on utilise des modulateurs acousto-optiques (AOM) qui augmentent la fréquence de +78,45 MHz (voir la figure 4.4 (a)).

Le laser esclave (Qauntel ELYSA 780 MSA de 800 mw), quant à lui, est utilisé pour générer les faisceaux imageur, refroidisseur et de pompage optique. Afin de contrôler dynamiquement le désaccord Δ du laser esclave, nous le faisons battre avec le laser maître qui nous sert de référence (voir figure 4.4 (b) et (c)). Comme représenté sur la figure 4.6, une petite quantité de lumière du laser maître et du laser esclave sont prélevées et superposées. Le signal de battement ν_{batt} , représenté sur la figure 4.4 (c), de fréquence donnée par $\nu_{\text{batt}} + \Delta = 6\,689,56 \text{ MHz}$ ¹ est mesuré par une photo-diode. Il est mélangé avec un signal de fréquence de ν_{VCO} , généré par un oscillateur contrôlé par tension (VCO). En appliquant un filtre passe bas, on ne conserve que

1. La fréquence de battement ν_{batt} est calculée en prenant en compte l'augmentation de fréquence du modulateur acousto-optique (AOM) de +200 MHz (voir flèche en pointillés violets sur la figure 4.4 (b))

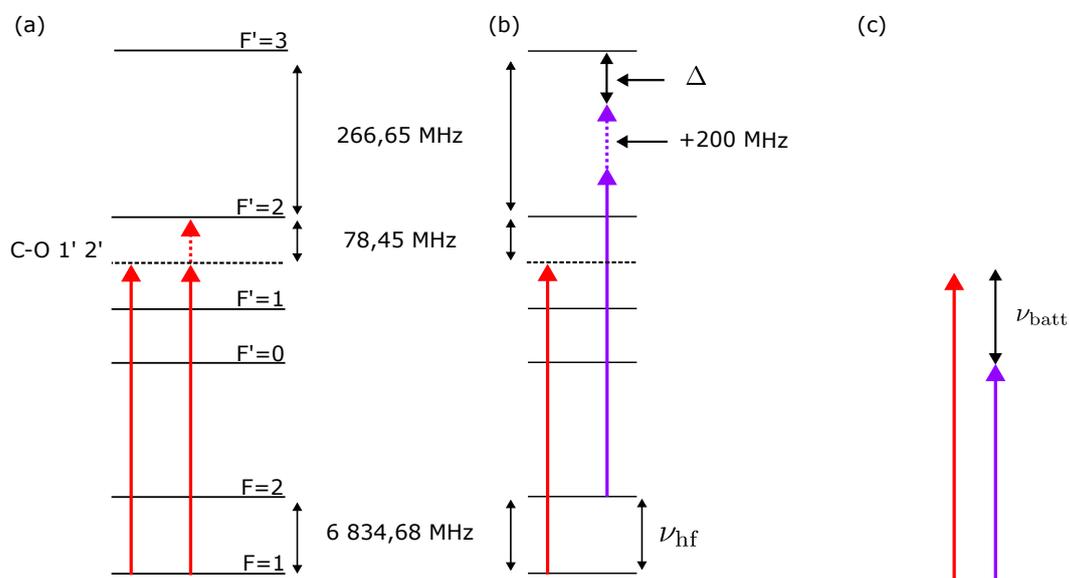


FIGURE 4.4 – Structure hyperfine et fréquence laser. (a) la fréquence du laser maître asservi sur le cross-over C-O 1' 2' est représentée par la flèche rouge. La flèche rouge en pointillés représente l'ajout de fréquence induite par l'AOM. (b) La flèche violette représente la fréquence du laser esclave. La flèche en pointillés violets représente l'ajout de fréquence induit par l'AOM. (c) Illustration du battement entre les fréquences du laser maître et esclave.

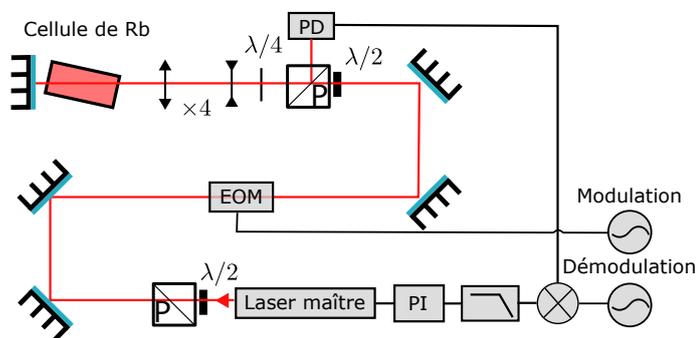


FIGURE 4.5 – Schéma optique de l'asservissement du laser maître.

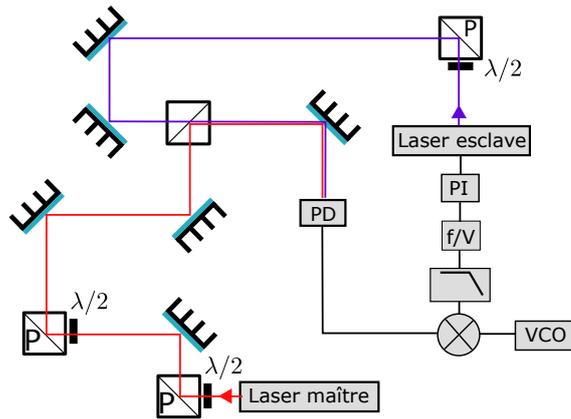


FIGURE 4.6 – Schéma optique de l'asservissement par battement du laser esclave.

le signal de fréquence $\delta\nu = \nu_{\text{batt}} - \nu_{\text{VCO}}$ qui est alors transformé en tension par l'intermédiaire d'un convertisseur fréquence tension (F/V) puis envoyé sur un contrôleur PI. Celui-ci agit sur la fréquence du laser esclave de sorte à maintenir, à tout instant, $\delta\nu$ à une valeur de 295 MHz qui est choisi pour satisfaire la bande passante du (F/V). Par conséquent, la modification de la fréquence ν_{VCO} permet de changer la fréquence du laser esclave et donc son désaccord Δ . Des mesures du temps de réponse du laser esclave à un saut de fréquence ont été réalisées. La réponse du système d'asservissement est limitée par le convertisseur fréquence tension. Il faut environ 5 ms pour que la consigne du contrôleur PI s'établisse lors d'un saut de fréquence de -90 MHz.

Le banc optique représenté sur la figure 4.7 permet de contrôler et distribuer la puissance laser pour les besoins de l'expérience. Ainsi, le piège magnéto optique 2D (MOT 2D) reçoit deux fibres comprenant chacune environ 70 mW de puissance laser de refroidisseur et 1 mW de repompe. Une fibre comprenant uniquement quelques mW de faisceau refroidisseur est utilisée pour le faisceau pousseur. Deux fibres comportant environ 60 mW de refroidisseur et 0.7 mW de repompe sont utilisées pour le faisceau incident sur le piège magnéto optique réseau et le faisceau d'imagerie par absorption. Enfin, une dernière fibre contenant quelques μW de puissance des deux laser est utilisée pour le pompage optique².

Lors de la séquence, nous avons besoin de contrôler la puissance dynamiquement. Pour cela, nous utilisons des AOM. Ces derniers ont un temps de réponse relativement rapide et permettent de couper les faisceaux laser en environ $\approx 1 \mu\text{s}$. Cependant, l'extinction obtenu avec ce dispositif n'est pas totale. Afin de s'assurer qu'aucun photon parasite ne puisse parvenir à la chambre à vide, notamment pendant l'évaporation forcée, une série d'obturateurs mécaniques de la marque SRS est présente sur le banc. Ces derniers permettent de couper totalement les faisceaux en environ 3,5 ms.

4.3 Connexion électrique de la puce magnétique

On peut voir sur la figure 4.8 la puce hybridée sur la bride arrière de l'enceinte à vide. L'embase en cuivre de la puce est fixée avec de la visserie en titane sur un support en aluminium qui est lui-même vissé à la bride CF100. Nous avons placé des feuilles d'indium entre chaque jonction. Ce métal ductile permet de garantir une bonne conduction thermique entre les différentes surfaces métalliques.

La puce magnétique est alimentée à l'aide de deux connecteurs ultra-vides comptant

2. Un AOM supplémentaire de 91,2 MHz est nécessaire pour amener le laser sur la transition $F' = 2 \rightarrow F' = 2$ utilisée pour le pompage optique

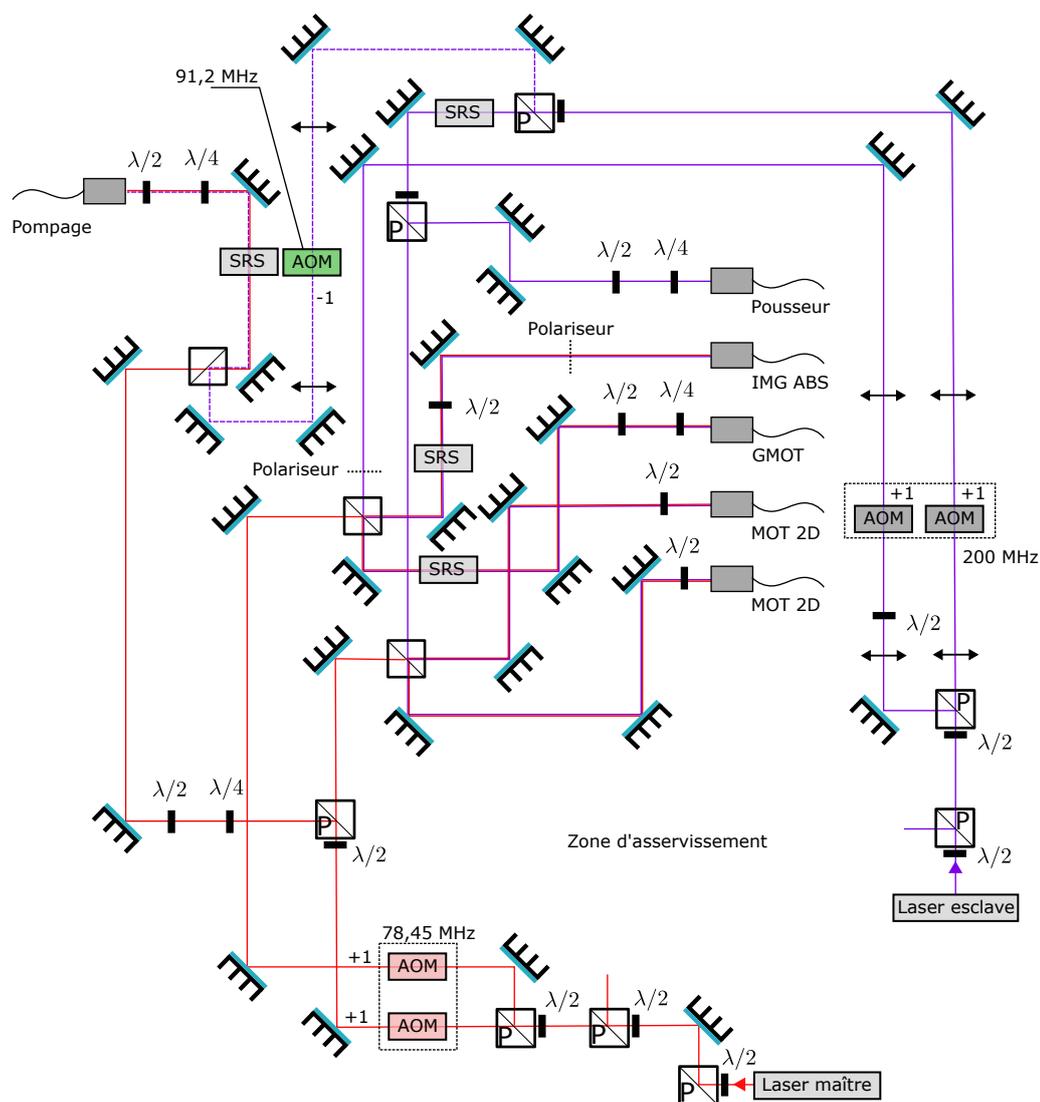


FIGURE 4.7 – Schéma du banc optique permettant la préparation des fréquences laser utiles à l'expérience. Le signe ± 1 après les AOM indique l'ordre de diffraction utilisé.

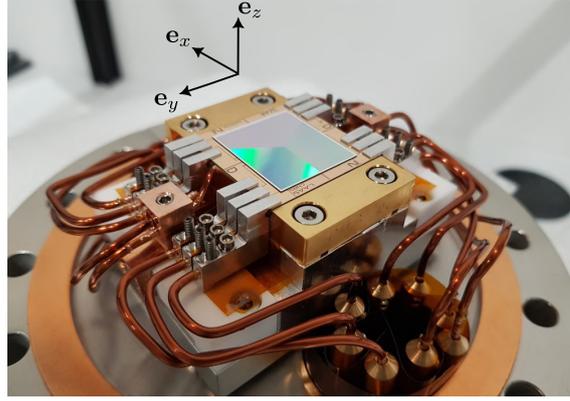


FIGURE 4.8 – Photo de la puce montée et connectée à la bride CF 100 de l'enceinte à vide

chacun huit broches capables de supporter chacune 50 A. Des fils en cuivre, isolés et compatibles ultra-vides, font la jonction entre les broches et un système de bride à bascule en aluminium. Ces brides appliquent une pression sur les contacts de la puce magnétique par l'intermédiaire d'une vis vissée dans du MACOR. Chaque bride est électriquement isolée de sa voisine par une feuille de Kapton. On notera que cette étape de montage est délicate car les fils de cuivre doivent être préalablement mis en forme pour ne pas faire pivoter les brides électriques. En effet, la vis maintenant ces dernières ne peut pas être fortement serrée, au risque de casser le taraudage du MACOR.

Le schéma de connexion des différentes broches, vu depuis le côté face de la puce (c'est à dire avec e_z pointant vers nous), est représenté sur la figure 4.9 (a). Le nom des différents points de connexions est repéré par rapport à la puce sur la figure 4.9 (b). Pour cette étude, seuls les fils en Z macroscopiques et micro-fabriqués de $L = 6$ mm et $L = 2$ mm, repérés en rouge par les contacts « Z 6 mm (\pm) » et « Z 2 mm (\pm) » et « fil macroscopique (\pm) », sont utilisés. Le signe \pm indique la polarité électrique du contact. Le fil macroscopique est connecté en utilisant quatre broches des connecteurs ultra-vides à une alimentation Delta Elektronika SM7.5-80 de 80 A. Les fil micro-fabriqués, quant à eux, sont connectés avec deux alimentations flottantes Delta Elektronika ES 015-10 de 10 A.

4.4 Système de contrôle et d'acquisition de l'expérience

4.4.1 Imagerie

Imagerie par fluorescence :

Toutes les données présentées dans ce manuscrit ont été prises par imagerie par fluorescence. Cette technique consiste à capter une portion de l'émission spontanée des atomes lors d'une impulsion laser qui est résonnante ($\Delta = 0$). Le nombre de photons émis pendant l'impulsion de durée t_{expo} dépend du taux d'émission spontanée R_{sp} ainsi que du nombre d'atomes N_{at} :

$$N_{\text{photon}} = N_{\text{at}} R_{\text{sp}} t_{\text{expo}} \quad (4.1)$$

La proportion de photons captée par le système optique dépend de l'angle solide θ sous lequel le nuage est regardé :

$$\theta = 2\pi \left(1 - \cos \left[\arctan \left(\frac{d}{2f} \right) \right] \right) \quad (4.2)$$

Avec f la distance focale de l'objectif et d le diamètre de la pupille d'entrée du système d'imagerie. En prenant en compte le rendement quantique τ_{qt} du capteur et en intégrant le nombre de coups

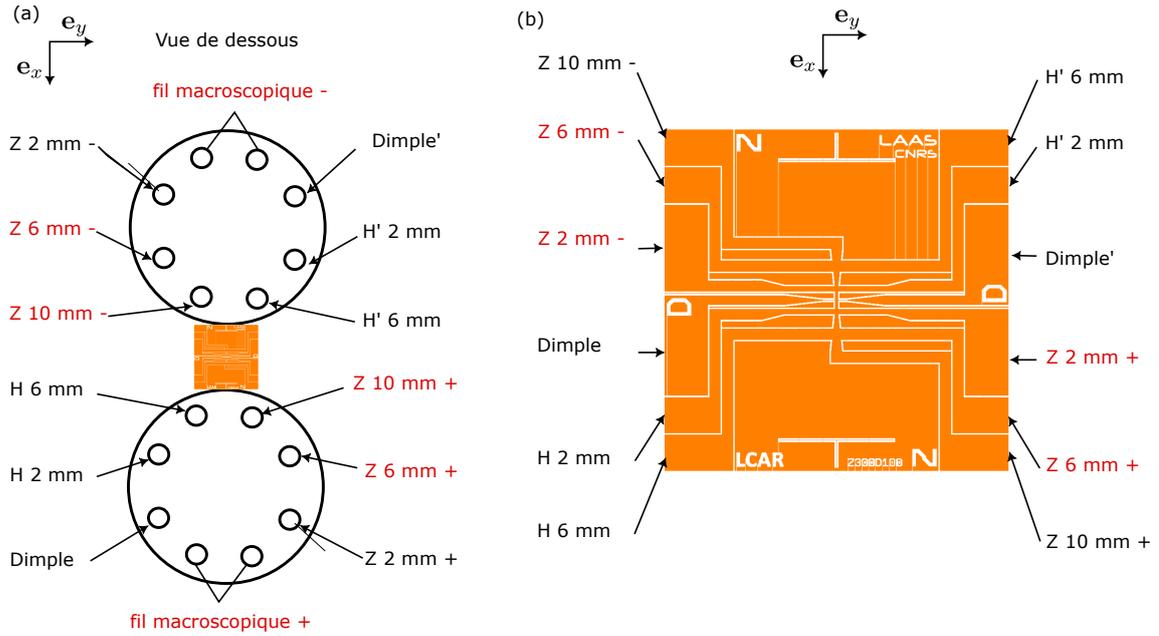


FIGURE 4.9 – Schéma de câblage de la puce. (a) Vue de dessous du branchement des connecteurs ultra-vidé. (b) Nom des différents points de connexion sur la puce microscopique. Les contacts utilisés pour cette étude sont en rouge.

N_{coup} reçus par le capteur, on obtient le nombre d'atomes total :

$$N_{\text{at}} = \frac{N_{\text{coup}}}{\tau_{\text{qt}}} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{t_{\text{expo}}} \frac{1}{R_{\text{sp}}} \quad (4.3)$$

Le taux d'émission spontanée donné par la formule 2.3 tend vers $\Gamma/2$ quand l'intensité laser $I_{\text{laser tot}}$ est grande, c'est à dire si $s_0 = I_{\text{laser tot}}/I_{\text{sat}} \gg 1$. On peut alors écrire :

$$N_{\text{at}} \approx \frac{N_{\text{coup}}}{\tau_{\text{qt}}} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{t_{\text{expo}}} \frac{2}{\Gamma} \quad (4.4)$$

Expérimentalement, afin de déterminer le nombre de coups dus à des photons émis par la fluorescence des atomes, on utilise deux images. Premièrement, une image en présence des atomes est réalisée (image de signal). Quelques centaines de ms plus tard, une deuxième image est prise dans les mêmes conditions que la première mais sans atomes (image de fond). Elle comporte alors le fond qui ne résulte pas de l'émission spontanée des atomes (diffusion sur les surfaces, fond lumineux ambiant). En faisant la différence des deux images, on ne garde alors que les coups résultants des photons émis spontanément par le nuage.

Un des avantages de l'imagerie par fluorescence est, qu'à forte intensité, elle ne dépend pas des fluctuations de puissance laser et de désaccord. Par conséquent, elle permet d'obtenir une image dans un environnement où les champs magnétiques ne seraient pas complètement éteints (effet Zeeman). Dans notre cas, ceci permet notamment d'imager sans ajustement préalable les atomes directement dans le piège magnétique. Par contre, l'imagerie par fluorescence ne prend pas en compte les effets de densité atomique induisant des phénomènes d'émission et réabsorption. Dans le cas où l'intensité laser est faible devant la densité atomique, seule la surface apparente du nuage est captée par le système d'imagerie. Par conséquent, suivant la puissance laser disponible et notamment dans le cas d'un condensat, la mesure du nombre d'atomes peut être sous estimée [68, 74].

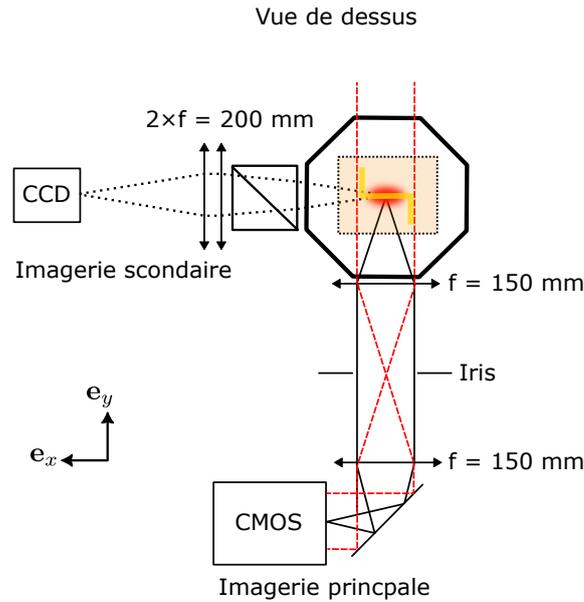


FIGURE 4.10 – Schéma optique en vue de dessus des deux axes d'imagerie

Système d'imagerie :

Le système d'imagerie de l'expérience est représenté sur la figure 4.10 en vue de dessus. Celui-ci se compose de deux axes permettant d'imager les atomes suivant les plans (e_z, e_x) pour l'imagerie principale et (e_z, e_y) pour l'imagerie secondaire.

L'imagerie principale utilise un capteur CMOS Hamamatsu C14440-20UP qui permet d'effectuer une mesure résolue spatialement du nombre d'atomes. Son objectif est constitué de deux doublets achromatiques de 2 pouces de diamètre et de $f = 150$ mm de focale en arrangement $4f$. La première lentille est placée à une distance f du centre de l'enceinte à vide, suivie $2f$ plus loin de la deuxième lentille. Enfin, après une réflexion à 45° , l'image se forme avec un agrandissement de 1 sur le capteur CMOS qui est placé au foyer du dernier doublet. La résolution de l'image obtenue est limitée par les aberrations sphériques. Une mesure, réalisée avec une mire 1951 USAF placée derrière un hublot et éclairée en transmission par un faisceau laser à 780 nm, nous donne une résolution maximale de $22 \mu\text{m}$. Le temps d'exposition de $100 \mu\text{s}$ est contrôlé par le temps d'impulsion laser. Celui-ci est suffisamment court pour éviter l'effet de flou glissé dû à l'expansion du nuage d'atomes [74]. L'impulsion laser utilise la puissance maximale disponible, ce qui correspond à une intensité totale prenant en compte les faisceaux diffractés de l'ordre de 43 mW/cm^2 soit 12 fois l'intensité de saturation³.

Comme illustré sur la figure 4.11 (a), la présence de la puce engendre un effet d'ombrage diminuant l'angle solide sous lequel les atomes sont vus. J'ai représenté pour l'imagerie principale, sur la figure 4.11 (b), la proportion d'angle solide $\theta(z)/\theta_0$ en fonction de la position z des atomes par rapport à la surface de la puce. Comme on peut le voir, cet effet disparaît à une distance z de plus de 2 mm. Par conséquent, toutes les données quantitatives sont prises avec le nuage placé au delà de cette limite.

L'imagerie principale permet aussi de réaliser une imagerie par absorption représentée par les rayons rouges sur la figure 4.10. Celle-ci a été mise en place sur l'expérience. Cependant, comme le système par fluorescence n'a pas montré ses limites, je n'ai pas utilisé cette deuxième option. Par conséquent, je ne détaillerai pas plus cette méthode. J'invite donc le lecteur intéressé

3. $I_{sat} = 3,576 \text{ mW/cm}^2$ [69]

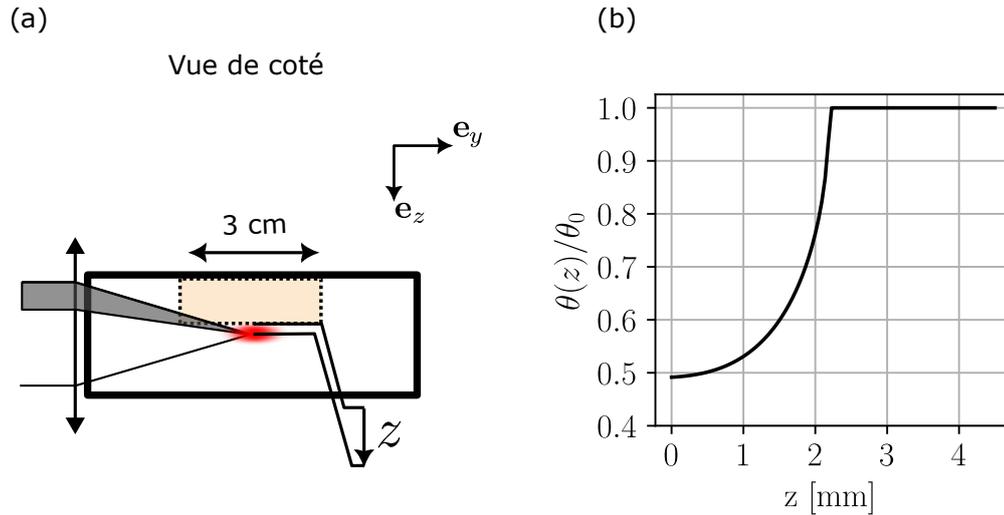


FIGURE 4.11 – (a) Schéma représentant l'effet d'ombrage de la puce. (b) Proportion d'angle solide sous lequel les atomes sont vus par l'axe d'imagerie principal en fonction de la distance z à la surface.

par ce sujet à se référer aux travaux de thèse de Gael Reinaudi [74].

L'imagerie secondaire, visible sur la figure 4.10, est utilisée en fluorescence pour l'alignement et des analyses non quantitatives de l'expérience. Le capteur utilisé est un CCD Point Grey GS3-U3-14S5M-C. L'objectif de cette caméra est composé de deux doublets de lentille de 2 pouces avec une focale de 200 mm. L'image est réalisée derrière un cube séparateur à 50 %, non polarisant, de 2 pouces. Celui-ci est nécessaire afin d'utiliser aussi cet axe optique pour la préparation d'état.⁴

Programme d'acquisition des images :

Un programme Labview, dont l'architecture et la programmation générale ont été réalisées en collaboration avec Stéphane Faure, permet de contrôler l'imagerie. Une boucle principale permet de paramétrer la caméra dans trois modes d'acquisitions : vidéo, imagerie par fluorescence et imagerie par absorption. Le mode d'imagerie par fluorescence, qui nous intéresse, met la caméra en mode déclenché. Par l'intermédiaire d'une sortie digitale, le séquenceur que je vais décrire en suivant déclenche la prise d'image de manière synchronisée avec les impulsions laser d'imagerie. Pour chaque séquence, les deux images de signal et de fond sont récupérées et sont placées dans une file d'attente. La caméra est ensuite réarmée pour une nouvelle acquisition.

Un ensemble de boucle que j'ai codée s'exécute en parallèle. Celles-ci permettent de récupérer et de réaliser un pré-traitement continu des images. Les données de celui-ci sont stockées dans des tableaux et peuvent être utilisées par une autre boucle permettant de réaliser des analyses plus poussées. Une dernière boucle permet, si l'utilisateur le souhaite, de sauver les images brutes, les données de traitement ainsi que les paramètres d'acquisition de la caméra.

Ce programme a été conçu de sorte à séparer complètement la partie traitement de l'acquisition. En effet, les besoins en analyse peuvent évoluer au cours du temps. Cette architecture permet donc de facilement les faire évoluer sans devoir se préoccuper de la compatibilité avec boucle d'acquisition.

4. L'agrandissement de l'objectif secondaire est de 0,93. L'angle solide est de 0,058 sr. Le signal de fluorescence est diminué de moitié par la présence du cube séparateur à 50 % non polarisant

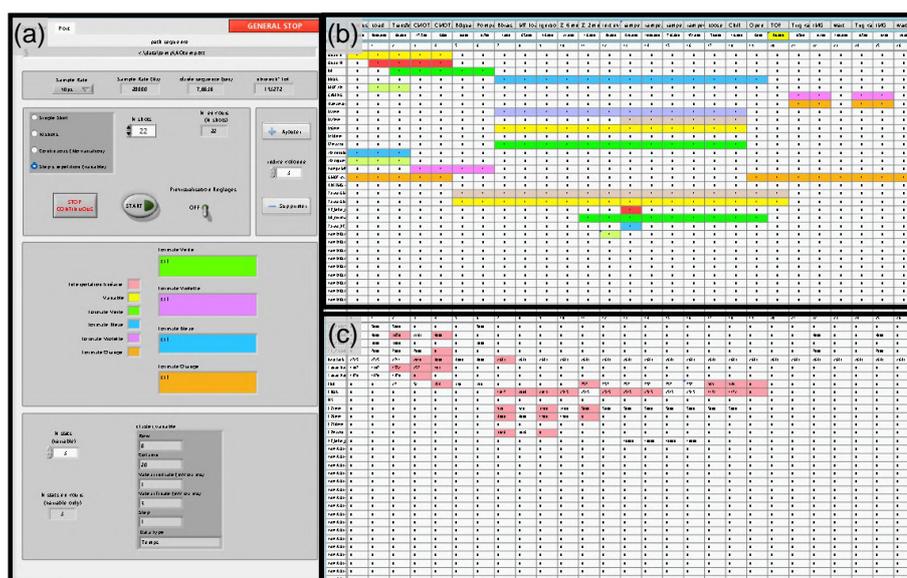


FIGURE 4.12 – Vue de la face avant du programme Labview de contrôle de l’expérience. (a) Onglet pour lancer les séquences expérimentales. (b) Tableau de contrôle des sorties digitales. (c) Tableau de contrôle des sorties analogiques.

4.4.2 Système de contrôle

Matériel :

La mise en œuvre d’une source d’atomes ultra-froids nécessite un contrôle séquentiel des paramètres expérimentaux. On peut diviser une expérience de refroidissement en six étapes se succédant temporellement :

- Chargement du piège magnéto optique réseau
- Refroidissement laser sub-Doppler
- Préparation d’état
- Chargement du piège magnétique
- Évaporation forcée
- Acquisition des données par imagerie

Pour chacune de ces étapes, de multiples paramètres doivent être ajustés (durée de l’étape, puissance laser, désaccord, champ magnétique, etc). Pour ce faire, le système laser, les alimentations en courant et l’imagerie sont contrôlés en utilisant une centrale évolutive déportée et commandée par un ordinateur. Celle-ci est composée d’un châssis PXIe-1088 sur lequel deux cartes NI PXIe-6738 et NI PXIe-6363 permettent de disposer de 32 sorties analogiques ± 10 V 16bit et 48 sorties digitales. Cette architecture matérielle a été conçue au LCAR par Stéphane Faure.

Logiciel :

La partie logicielle de l’expérience est réalisée à l’aide de Labview. Une interface homme machine, développée également par Stéphane Faure et visible sur la figure 4.12, permet d’ajuster les valeurs des différentes sorties analogues et numériques. La séquence est représentée sous forme de deux tableaux, dont chaque colonne correspond à une étape de la séquence. La durée des colonnes, donc de chaque sous-étapes, est spécifiée dans l’entête. Les lignes du premier tableau correspondent au contrôle d’une sortie digitale. Le deuxième tableau permet, quant à lui, de renseigner les valeurs de tension des sorties analogiques. Le programme offre la possibilité de générer des tensions continues, des rampes ou des fonctions arbitraires.

Une fois la séquence renseignée, le programme met en forme les tableaux sous forme de signaux dont le nombre de points est défini par le taux d'échantillonnage et le temps total de la séquence. Le programme envoie le tableau de points au châssis qui joue alors la séquence. Celle-ci peut être répétée à l'infini ou un nombre de fois donné. Il est aussi possible de réaliser des séquences successives lors desquelles un paramètre varie de façon automatique.

Optimisation de la séquence :

Le programme que je viens de présenter m'a permis de construire, étape par étape, la séquence expérimentale. Au final, la séquence comprend 21 colonnes dans lesquelles environ 13 sorties analogiques sont contrôlables. La méthode d'optimisation, que j'ai utilisée en première approche, consiste à optimiser manuellement chaque colonne paramètre par paramètre. Elle donne des résultats convenables mais demande énormément de temps et d'énergie. De plus, il est difficile d'évaluer les effets croisés des paramètres et donc de s'assurer que l'on se trouve sur un optimum global. Enfin, les dérives liées aux désalignements du laser au cours du temps demandent de ré-optimiser assez régulièrement l'expérience.

Antoine Rouxel, dans le cadre de son post-doctorat, a codé une sur-couche Python, dans laquelle un algorithme d'optimisation bayésienne a été intégré. Le programme Python modifie les valeurs des tableaux de séquence, lance l'expérience, puis récupère dans le programme d'imagerie les données. Le code Python les analyse pour en extraire une figure de mérite définie par l'utilisateur. À partir de ces résultats, l'algorithme d'optimisation lance une nouvelle expérience dans le but de maximiser cette dernière.

L'approche d'optimisation bayésienne a été choisie car elle a montré dans [75] de bons résultats dans le cadre d'expériences d'atomes froids. Cette méthode d'apprentissage automatique consiste à approximer l'expérience par un modèle statistique dont la vraisemblance est améliorée à chaque itération. On peut noter qu'elle a été récemment mise en œuvre dans le cadre de l'optimisation d'un piège magnéto-optique réseau [76]. Celle-ci est particulièrement adaptée aux systèmes dont la modélisation est peu fiable et où le coût d'une expérience est élevé [77]. En effet, dans notre cas, une description physique complète est limitée par la complexité et la dynamique du système, les erreurs d'alignement optique ainsi que les instabilités des instruments de contrôle. Le coût d'une expérience est relativement limité dans notre cas avec 6 secondes environ, mais l'évaluation de la figure de mérite nécessite souvent l'exécution de plusieurs séquences.

La procédure d'optimisation que nous avons mise en place se déroule en deux étapes. Premièrement, un réglage manuel de l'expérience est nécessaire pour obtenir un signal de départ. Dans un second temps, environ 50 essais aléatoires sont réalisés en faisant varier les paramètres sélectionnés sur une plage spécifique. Cette étape permet de construire le modèle statistique initial à partir duquel l'algorithme commence à chercher le jeu de paramètres optimal. En général, l'algorithme converge après avoir réalisé moins d'une centaine d'essais. Le temps d'optimisation dépend largement du nombre de paramètres considérés ; en général, cela prend moins d'une heure.

À cause du nombre limité de variables (< 20) prises en compte par l'algorithme, nous avons divisé la séquence en trois blocs qui sont optimisés tour à tour. Premièrement, nous optimisons le refroidissement laser puis le chargement du piège magnétique. Comme ces étapes sont inter-indépendantes, nous les ré-optimisons une deuxième fois avant de finir sur la rampe d'évaporation.

La figure 4.13 montre un exemple d'évolution de la figure de mérite au cours de l'optimisation de 11 paramètres d'une séquence de refroidissement laser. L'axe des ordonnées correspond au nombre d'atomes chargés dans un piège magnétique généré par le fil macroscopique. La courbe rouge correspond aux 50 essais aléatoires et la courbe noire aux 59 expériences où l'algorithme

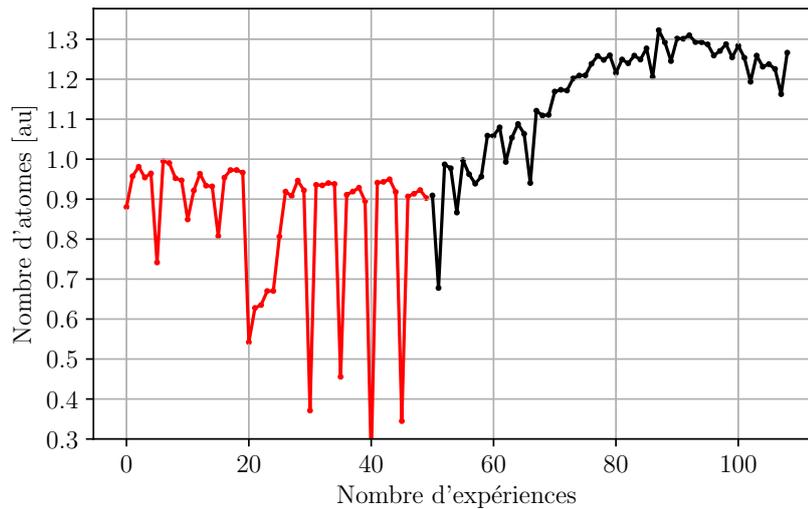


FIGURE 4.13 – Exemple de l'évolution d'une optimisation bayésienne du refroidissement laser. La figure de mérite est le nombre d'atomes chargés dans un piège magnétique généré par le fil macroscopique. L'axe des ordonnées est normalisé par le nombre d'atomes avant l'optimisation. La courbe rouge correspond aux 50 essais aléatoires. La courbe noire correspond à la phase où l'algorithme cherche le jeu de paramètres optimal.

cherche le jeu de paramètres optimal. Notons que pour la phase d'optimisation, chaque expérience est répétée 5 fois; ici, seule la dernière des 5 est représentée⁵. Comme on peut le voir, par rapport au point de départ, le nombre d'atomes augmente d'environ 30%. De plus, suite à la phase de recherche aléatoire, l'optimum est atteint après environ 40 expériences, ce qui est relativement rapide. On voit donc ici tout l'intérêt d'utiliser ce type d'algorithme pour le réglage d'expériences d'atomes froids qui sont multi-paramétriques et complexes.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai décrit l'architecture du dispositif expérimental que j'ai monté afin de tester la source fabriquée. Ce dernier comprend la chambre à vide conçue pour accueillir la puce, à laquelle a été connecté un piège magnéto-optique 2D fabriqué par le SYRTE. J'ai détaillé les caractéristiques des trois paires de bobines de champ magnétique. J'ai décrit l'architecture du banc laser fournissant l'ensemble des faisceaux optiques. Par la suite, la connectique de la puce magnétique, le système d'imagerie et de contrôle de l'expérience ont été présentés. Enfin, j'ai expliqué le fonctionnement global du module d'optimisation bayésien, mis en place par Antoine Rouxel. Ce dernier a été utilisé pour régler la séquence de refroidissement dont je vais présenter les résultats dans le chapitre suivant.

5. Le résultat de la première expérience n'est pas considéré et les quatre autres sont moyennés pour évaluer la figure de mérite

Chapitre 5

Vers la condensation : mise œuvre expérimentale de la puce magnétique à réseau

Dans ce chapitre, je vais présenter les performances obtenues en exploitant la puce hybridant le piège magnéto-optique réseau à un faisceau et la puce magnétique. L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein (BEC) permet de valider la méthode de conception et de fabrication précédemment détaillée. De plus, tout au long de ce chapitre, je mettrai en avant les points d'amélioration potentiels.

Une première partie sera consacrée à l'étude du piège magnéto-optique réseau. Une étude comparative montrera qu'il est préférable d'utiliser un faisceau incident ayant un profil d'intensité plat plutôt qu'un faisceau gaussien, qui est actuellement majoritairement utilisé. Les avantages du faisceau "flat-top", notamment l'amélioration de l'équilibre des pressions de radiation et une meilleure utilisation de la puissance laser, seront mis en évidence.

Ensuite, nous verrons que le transfert des atomes vers le piège magnétique demande de réaliser un déplacement dynamique des atomes refroidis par laser vers la surface. Notamment, je montrerai que l'utilisation de l'algorithme d'optimisation bayésien nous a permis de régler conjointement le refroidissement laser et la procédure de chargement des atomes dans le piège comprimé.

Enfin, je finirai par présenter la procédure d'évaporation forcée des $2 \cdot 10^7$ atomes initialement chargés dans le piège magnétique, qui a permis d'obtenir le premier condensat de Bose-Einstein sur une puce de ce type.

5.1 Piège magnéto optique réseau

5.1.1 Chargement du piège magnéto optique réseau

Le chargement du GMOT est réalisé par l'intermédiaire d'un piège magnéto optique 2D (MOT 2D) qui fournit un flux d'atomes pré-refroidis radialement. Le courant appliqué aux bobines de champ du MOT 2D est de 2 A et donne des gradients de champ de l'ordre de 10 G/cm. La puissance laser est distribuée par deux collimateurs elliptiques, est de 2×1 mW de pompeur et 2×70 mW de refroidisseur désaccordé de $\Delta = -1,8 \Gamma$. Les faisceaux sont divisés en trois par la succession d'une lame demi onde, d'un cube polarisant suivi d'un cube non polarisant et d'un

miroir. De cette manière, trois nuages successifs refroidis radialement sont formés suivant l'axe d'un faisceau pousseur dont la puissance est de quelques centaines de micro-Watt. Le rôle de ce faisceau, qui est aligné sur le trou de pompage différentiel, est d'augmenter le flux d'atomes vers la chambre principale. On notera que le MOT2D n'est pas saturé. Ceci est dû à la puissance laser limitée et au gradient de champ appliqué trop faible. Ce dernier est contraint par l'échauffement des bobines.

Le chargement du piège magnéto optique réseau dure environ 4 secondes. La puissance laser incidente sur les réseaux est d'environ 56 mW pour le faisceau refroidisseur et 0.7 mW pour le faisceau de repompe. Le champ magnétique quadrupolaire fournit un gradient de 10 G/cm (12 A). La position du zéro de champ relative à la surface du réseau est ajustée suivant l'axe e_z en modifiant le courant de la bobine du bas. Enfin, le désaccord laser, qui est identique pour le GMOT et MOT 2D, est fixé à $\Delta = -1,8\Gamma$.

Pour le piège magnéto optique réseau, deux types de collimateurs ont été utilisés. Dans un premier temps, j'ai mis en place un faisceau avec un profil d'intensité gaussien. Puis dans un second temps, avec l'aide de Antoine Rouxel, nous avons installé un collimateur générant un profil d'intensité plat.

5.1.2 Faisceau gaussien Vs flat-top

Pour comprendre l'influence du profil d'intensité du faisceau incident sur le GMOT, la figure 5.1 issue de [52] est très instructive. Celle-ci résulte d'une étude numérique réalisée afin de déterminer les paramètres permettant de maximiser le nombre d'atomes dans un piège magnéto optique réseau. Elle représente le champ de force résultant d'un éclairage issus de différents profils d'intensités. La ligne du haut est une coupe suivant le plan e_z, e_x au centre du volume de recouvrement des faisceaux. La ligne du bas, quant à elle, est une coupe suivant le plan radial du quadrupôle e_x, e_y . Les figures (a) et (d) sont tracées pour un le profil d'intensité plat, (b) et (e) pour un faisceau gaussien de waist $w_0 = 2\text{ cm}$ et (c) et (f) pour $w_0 = 1\text{ cm}$. Comme on peut le voir, le champ de force dépend grandement du faisceau. Dans le cas où le waist est trop petit (voir (c) et (f)), la force de rappel radiale est répulsive. Ceci implique que les atomes ne peuvent pas être capturés. Par contre, quand le waist augmente, celle-ci devient attractive et est de plus en plus élevée (voir [52] fig.2 (h)).

Ce phénomène s'explique par le déséquilibre des pressions de radiation induit par la variation radiale de l'illumination du réseau. J'ai illustré cet effet pour un faisceau gaussien sur la figure 5.2 (a). Contrairement à un faisceau d'intensité uniforme représenté sur la figure 5.2 (b), le volume de capture, indiqué par les pointillés noirs, n'est pas de couleur homogène. En effet, à une position donnée, l'intensité totale résulte de la somme des intensités des trois faisceaux diffractés et du faisceau incident. Pour le faisceau incident gaussien, l'intensité laser diminue en s'éloignant radialement du centre du réseau. Pour les faisceaux diffractés, cela dépend de leur origine par rapport à la surface du réseau. La répartition d'intensité liée au faisceau diffracté est beaucoup moins triviale. En effet, elle résulte de la somme de trois portions de gaussiennes comprimées suivant la direction de diffraction, tronquées en forme de triangle, se propageant dans des directions différentes et orientées à 120° les unes par rapport aux autres. Un point dans le volume de recouvrement résulte donc de la somme de ces trois portions de gaussiennes, d'origines et d'intensités potentiellement différentes.

Au centre du réseau et le long de l'axe e_z , la répartition de l'intensité dans le volume de capture est facilement solvable analytiquement. J'ai tracé sur la figure 5.2 (c) le déséquilibre de pression de radiation pour différents waists en fonction de la distance à la surface z . Je considère un réseau de diffraction avec $\alpha = 40,^\circ$ parfait : $\eta_1 = 0,33$, et $\eta_0 = 0$. Comme on peut le voir, en s'approchant de la surface, c'est-à-dire en $z = 0$, le déséquilibre de pression de radiation est

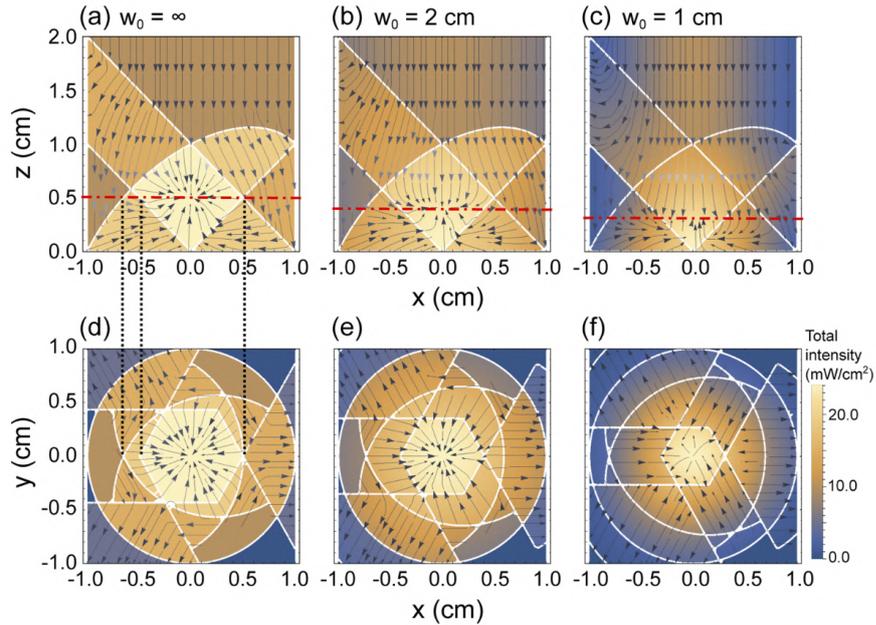


FIGURE 5.1 – Figure issue de [52] représentant le champ de force de diffusion généré par un piège magnéto optique réseau d’angle de diffraction de 46° (flèche noire). La couleur représente la répartition d’intensité. Ces figures sont tracées suivant les plans principaux (radial et axial) avec trois profils d’intensités différents : les figures (a) et (d) pour un faisceau d’intensité homogène ; les figures (b) et (e) pour un faisceau gaussien de waist de 2 cm ; les figures (c) et (f) pour un faisceau gaussien de waist de 1 cm.

nul. En s’éloignant de la surface, l’intensité diffractée provient du bord du réseau, là où le faisceau incident est moins intense. Par conséquent, plus on s’éloigne de la surface, plus le déséquilibre de pression de radiation augmente. Cet effet est d’autant plus marqué que le waist du faisceau est petit et disparaît totalement pour le profil d’intensité plat.

La figure 5.1 issue de [52] matérialise également, pour chaque cas, la position du centre du quadrupôle optimale représentée par la ligne horizontale rouge pointillée. Comme on peut le voir, cette dernière est d’autant plus proche de la surface que le waist du faisceau est petit. En effet, comme je l’ai montré précédemment, pour un faisceau gaussien l’équilibre des pressions de radiation s’améliore en s’approchant de la surface. Il est donc plus favorable d’amener le centre du quadrupôle et donc du piège magnéto optique dans cette zone.

Dans ce qui suit, je vais présenter les améliorations apportées par la mise en place du faisceau à profil d’intensité plat. Dans un premier temps, nous verrons les caractéristiques des deux faisceaux qui ont été utilisés. Dans un second temps, nous comparerons entre ces derniers, la dynamique de chargement du piège magnéto optique et son temps de vie. Je montrerai, comme prédit par [52], que nous retrouvons bien une dépendance de la position du centre du quadrupôle en fonction du profil du faisceau. Enfin, j’essaierai de déterminer si l’intensité disponible nous permet de saturer le piège magnéto optique.

Caractéristique des collimateurs gaussiens et flat-top

Le faisceau gaussien, qui a été utilisé pour cette étude, a un waist typique de 2,25 cm. Celui-ci fournit une illumination relativement homogène sur la surface du réseau qui est d’environ de 2 cm par 2 cm. Entre le centre et le bord du réseau, l’intensité du faisceau incident diminue de 32 % ce qui garantit, au centre du réseau et à une distance $z < 6$ mm, un équilibre de pression

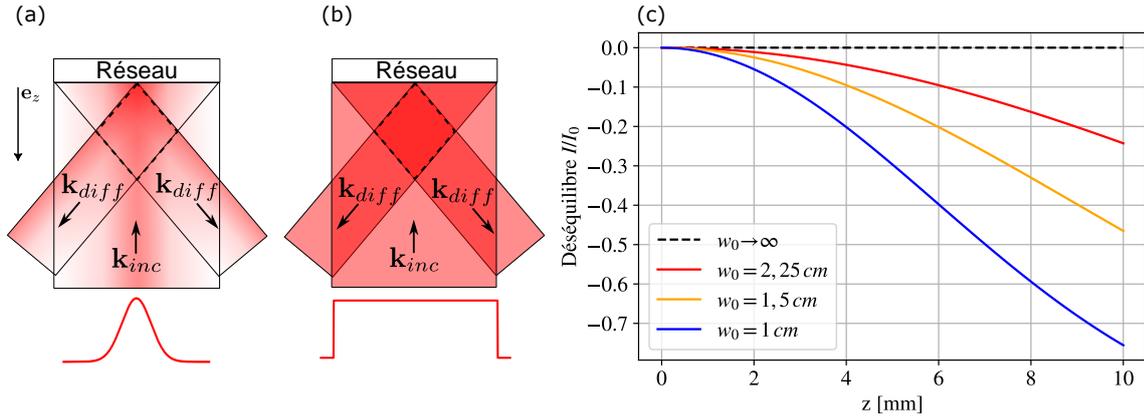


FIGURE 5.2 – (a) Représentation schématique de la répartition de l’intensité dans le volume de recouvrement pour un faisceau gaussien. (b) Représentation schématique de la répartition de l’intensité dans le volume de recouvrement pour un faisceau à profil d’intensité plat. (c) Déséquilibre des pressions de radiation suivant l’axe z pour différents profils d’intensités. w_0 correspond à la dimension du waist.

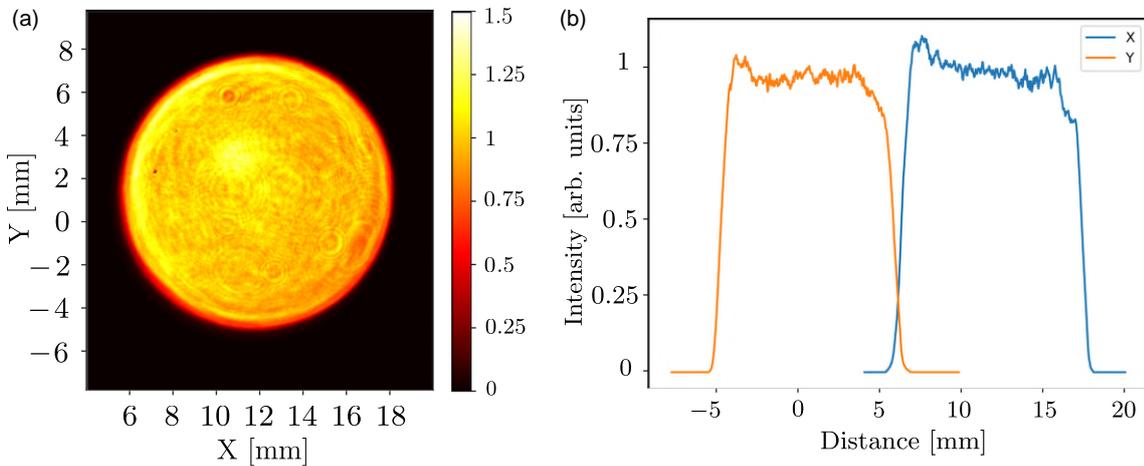


FIGURE 5.3 – Profil d’intensité typique obtenu avec le collimateur Falt Top après un propagation sur 45 cm mesurée par Antoine Rouxel [78]

de radiation meilleur que 10 % (voir figure 5.2). Avec la puissance laser disponible de 56 mW, l’intensité incidente au centre du faisceau est de $I_0 = 7 \text{ mW.cm}^{-2}$.

Le profil d’intensité plat, que nous avons utilisé, est généré par un collimateur commercial Asphericon TopShape. Celui est disposé sur un banc optique réalisé par Antoine Rouxel [78] (la caractérisation détaillée du collimateur est disponible en annexe C). Après un agrandissement de 1,33, le faisceau obtenu a un rayon de 10,5 mm. On peut voir sur les figures 5.3 que le profil d’intensité, après une propagation de 45 cm, est relativement bon. Avec ce faisceau, la puissance laser est concentrée uniquement sur le réseau. L’intensité maximale est alors de $I = 16 \text{ mW.cm}^{-2}$, soit 2,3 fois plus que le faisceau gaussien.

Chargement et temps de vie du piège magnéto optique flat-top et gaussien

La dynamique du chargement du piège magnéto optique peut être modélisée par l’équation différentielle ci-dessous [79] :

$$\frac{dN_{at}}{dt} = R - \gamma N_{at} - \beta N_{at}^2 \quad (5.1)$$

Celle-ci fait intervenir trois termes :

- Le taux de chargement R qui dépend, entre autres, du flux du piège magnéto optique 2D et de la section efficace de capture du piège magnéto optique réseau.
- Le taux de pertes γ lié aux collisions avec le gaz résiduel et de potentielles fuites du piège magnéto optique.
- Le taux de perte β lié aux collisions entre atomes capturés.

Le but ici est de maximiser le nombre d'atomes capturés par le piège magnéto optique réseau. Par conséquent, nous voulons que R soit maximal et que γ soit le plus faible possible.

En analysant les courbes de chargement et de temps de vie du piège magnéto optique, il est possible d'estimer une amélioration entre l'utilisation du faisceau gaussien et flat-top. En effet, au début du chargement, comme le N_{at} est faible, on peut négliger les effets de densité ainsi que le taux de perte :

$$\frac{dN_{\text{at}}}{dt} = R \quad (5.2)$$

Par conséquent, plus la dérivé à l'origine du chargement est grande, plus son taux est important. L'état stationnaire, quant à lui, est donné par :

$$R - \gamma N_{\text{at}} - \beta N_{\text{at}}^2 = 0 \quad (5.3)$$

On remarque que si γ tend vers zéro, le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto optique augmente et sera limité ultimement par les effets de densité. Pour évaluer le paramètre γ , nous pouvons exploiter le temps de vie du piège magnéto optique. Pour ce faire, il suffit de mettre à zéro le taux de chargement R ou, en d'autres termes, de couper le flux d'atomes arrivant depuis le MOT 2D.

$$\frac{dN_{\text{at}}}{dt} = -\gamma N_{\text{at}} - \beta N_{\text{at}}^2 \quad (5.4)$$

La résolution de l'équation différentielle ci-dessus n'est pas triviale. Expérimentalement, un modèle empirique d'une double décroissance exponentielle décrit relativement bien l'allure des courbes :

$$N_{\text{at}}(t) = N_{\text{at}_1}(t=0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\gamma}\right) + N_{\text{at}_2}(t=0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\beta}\right) \quad (5.5)$$

Avec τ_γ le temps de vie à temps long et τ_β le temps de vie à temps court du piège magnéto optique. L'équation différentielle (5.4) peut être simplifiée quand N_{at}^2 devient faible, c'est à dire quand les pertes liées à la densité du nuage deviennent négligeables. L'évolution du nombre d'atomes suit alors, pour des temps longs, un amortissement exponentiel. Ainsi, l'évaluation de $1/\tau_\gamma$, réalisé avec l'ajustement de la décroissance du nombre d'atomes, constitue une bonne mesure du taux de perte γ .

J'ai tracé sur la figure 5.4 le chargement (a) et le temps de vie (b) du piège magnéto optique réseau. Chaque expérience est réalisée avec un gradient de champ quadropolaire pour le piège magnéto optique fixé à 10 G.cm^{-1} . Le centre du quadropôle est ajusté suivant l'axe e_z afin de maximiser le nombre d'atomes chargés. Le MOT 2D est utilisé avec la puissance laser maximale disponible et avec un gradient d'environ 10 G.cm^{-1} .

Les courbes bleue et rouge correspondent aux résultats obtenus respectivement avec le faisceau gaussien et flat-top en utilisant la puissance laser maximale (56 mW). Le taux de chargement R est extrait par un ajustement linéaire du début du chargement sur un intervalle de temps démarrant à 40 jusqu'à 140 ms. La valeur obtenue pour le faisceau gaussien est de $28.10^6 \text{ At.s}^{-1}$ et $78.10^6 \text{ At.s}^{-1}$ pour le flat-top. Le nombre d'atomes sature, après environ 1,5 s, à une valeur de $2,4.10^7$ pour le gaussien contre $1,9.10^8$ en 4 s pour le flat-top. Le temps de vie des deux configurations est extrait en réalisant un ajustement des courbes 5.4 (b) et en utilisant la formule

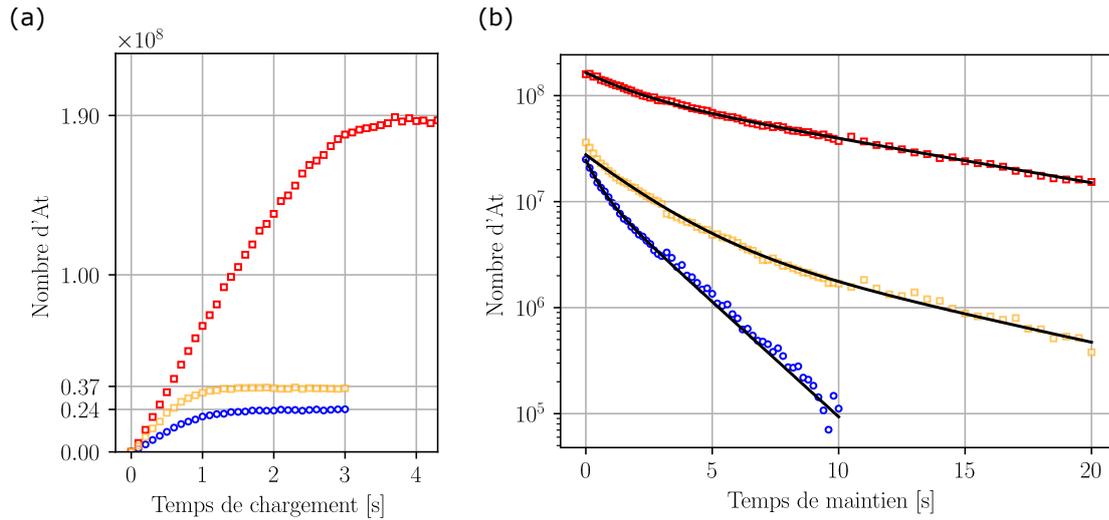


FIGURE 5.4 – (a) Chargement du piège magnéto optique réseau (b) Temps de vie du piège magnéto optique réseau. La courbe rouge est réalisée avec le faisceau à profil d'intensité plat et en utilisant la puissance laser maximale. La courbe bleu est réalisée avec le faisceau gaussien en utilisant la puissance laser maximale. La courbe orange est réalisée en utilisant le faisceau flat-top d'intensité égale à l'intensité pic du faisceau gaussien. Les courbes noires représentent l'ajustement du temps de vie en double exponentielle décroissante.

(5.5). Pour le faisceau gaussien, celui-ci est de 0,5 s pour la décroissance à temps court et 2,0 s à temps long. Le faisceau flat-top, quant à lui, permet d'obtenir des temps d'amortissement de 1,9 s et 10,5 s. Toutes ces données sont résumées sur la ligne 1 et 3 du tableau 5.1.

Comme on peut le voir, l'utilisation d'un profil d'intensité plat permet d'améliorer grandement les performances du chargement du piège magnéto optique. Ainsi, l'amélioration du taux de capture R d'un facteur 2,8, combiné à un temps de vie à long terme 5 fois plus grand, nous permet d'augmenter le nombre d'atomes chargés d'environ un ordre de grandeur. Pour les deux mesures, le point de fonctionnement du MOT 2D est le même. L'amélioration du taux de chargement est lié aux effets combinés d'une intensité laser accrue et d'un meilleur équilibre de la pression de radiation. Puisque la qualité du vide était identique entre les deux expériences, la durée de vie plus longue obtenue avec le faisceau flat-top est nécessairement liée à un meilleur fonctionnement du piège magnéto-optique.

Comme on a pu le voir, le faisceau flat-top a une intensité 2,3 plus grande que le gaussien. Il est donc impossible de décoller l'amélioration des performances liée à un meilleur équilibre de pression de radiation à un effet de saturation. La question, qui est soulevée, est donc : est ce qu'un faisceau gaussien avec une plus forte intensité nous donnerait la même amélioration ? Pour répondre à cette question, j'ai réalisé les mêmes expériences en diminuant l'intensité faisceau flat-top, de sorte à ce qu'elle soit égale à l'intensité pic du faisceau gaussien ($I = 7 \text{ mW.cm}^{-2}$).

Les résultats de ces mesures sont représentés par les courbes oranges sur les figures 5.4 (a) et (b). Comme on peut le voir sur la ligne 2 du tableau 5.1, comparé au faisceau gaussien, le taux de chargement, le nombre d'atomes chargés et le temps de vie sont tous les trois supérieurs. Cette information indique donc que l'équilibre des pressions de radiation est un paramètre important au bon fonctionnement d'un piège magnéto optique réseau.

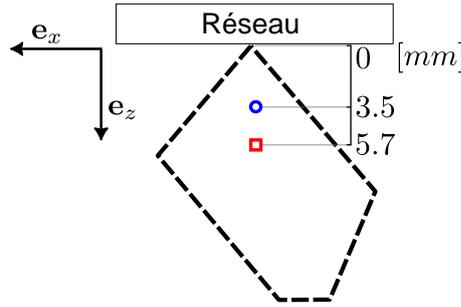


FIGURE 5.5 – Vue en coupe au centre du volume de recouvrement. Le rond bleu représente la position du centre du quadropôle pour le faisceau gaussien. Le carré rouge représente la position du quadropôle pour le faisceau flat-top.

TABLE 5.1 – Chargement du GMOT

	I [mW.cm ⁻²]	R [At.s ⁻¹]	$N_{\text{at, max}}$	τ_{β} [s]	τ_{γ} [s]
Gaussien	7	28.10 ⁶	2,4.10 ⁷	0,5	2,0
Flat-top	7	53.10 ⁶	3,7.10 ⁷	2,1	8,4
Flat-top	16	78.10 ⁶	19.10 ⁷	1,9	10,5

Position optimale du quadropôle

J'ai représenté sur la figure 5.5 une vue en coupe du volume de recouvrement des faisceaux où le piège magnéto-optique se forme. Le cercle bleu et le carré rouge correspondent respectivement à la position optimale du quadropôle de champ pour le faisceau gaussien et le faisceau flat-top (utilisé avec la puissance laser maximale).

Comme on peut le voir, par rapport à la surface du réseau, la distance optimale est plus faible pour le faisceau gaussien (3,5 mm) que pour le faisceau flat-top (5,7 mm). En effet, le piège magnéto-optique ne peut pas se former dans des zones où l'équilibre de la pression de radiation est de mauvaise qualité. Comme nous l'avons vu précédemment, pour une illumination gaussienne, cet équilibre s'améliore en se rapprochant de la surface (voir figure 5.3). Ainsi, avec ce dernier, nous sommes contraints de positionner le piège magnéto-optique dans la pointe du volume de recouvrement. En revanche, le faisceau flat-top, pour lequel l'équilibre de la pression de radiation est théoriquement parfait, permet de placer le quadropôle de champ au centre du volume de recouvrement. De cette manière, nous pouvons profiter de l'intégralité de ce volume de 0,54 cm⁻³, ce qui explique là encore le gain en nombre d'atomes chargés.

5.1.3 Saturation du GMOT

Bien que nous ayons grandement amélioré le nombre d'atomes chargés grâce au faisceau à profil d'intensité plat, il est intéressant de regarder si l'intensité laser dont nous disposons est suffisante.

Pour ce faire, j'ai fait varier l'intensité laser du faisceau incident de 2,5 mW.cm⁻² à 16 mW.cm⁻², tout en mesurant le nombre d'atomes chargés par le piège magnéto optique. Pour chaque intensité laser, la position du quadropôle a été optimisée de sorte à maximiser le nombre d'atomes (voir figure 5.6). On peut observer qu'à faible intensité, et donc quand les atomes sont plus sensibles aux effets de déséquilibre de pression de radiation, le centre du quadropôle se rapproche de la surface. A partir de 10 mW.cm⁻², il se stabilise au centre du volume de recouvrement

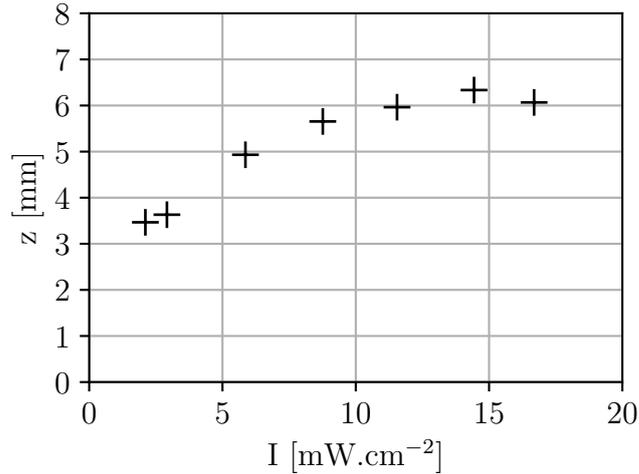


FIGURE 5.6 – Variation de la position optimale du centre du quadrupôle magnétique par rapport à la surface en fonction de l’intensité laser incidente (flat-top).

à 6 mm. Cette variation est le reflet de la qualité du profil d’intensité du flat-top. En effet, comme je l’ai montré plus haut, proche de la surface, l’équilibre des pressions de radiation est toujours de meilleure qualité. Le fait qu’on observe une dépendance entre l’intensité et la position optimale du quadrupôle nous indique donc que le profil d’intensité incident n’est pas totalement uniforme.

J’ai tracé sur la figure 5.7 le nombre d’atomes maximum chargés en fonction de l’intensité laser du faisceau incident. Comme on peut le voir, le nombre d’atomes commence à croître à partir de $2,5 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ et ne sature pas à plus haute intensité. La valeur maximale de $16 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ dont nous disposons est relativement faible par rapport à la bibliographie. En effet, les références suivantes [44, 26] montrent, pour un faisceau gaussien, une saturation du nombre d’atomes autour de $I_0 \approx 45 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ¹. A partir de l’équation (2.2) et en considérant que $\Delta = -1,8\Gamma$ et $I_{\text{sat}} = 3,576 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ [69], le paramètre de saturation pour cette intensité est de $s \approx 1$. Cette situation correspond donc au moment où chaque faisceau (incident et diffracté) peut saturer individuellement la transition atomique. Ainsi, dans notre cas, il faudrait augmenter la puissance laser disponible d’un facteur 2,8, ce qui revient à environ 155 mW.

Un autre point que je n’ai pas abordé est la valeur du gradient de champ pour réaliser le GMOT. Dans notre cas, celle-ci est limitée à cause de l’échauffement par effet Joule à $10 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$. Cependant, une augmentation des gradients par un facteur proche de trois nous permettrait d’accroître encore le nombre d’atomes chargés [80, 81].

5.1.4 Pistes d’amélioration du flux du MOT 2D

Les travaux très récents réalisés par Hendrik Heine dans l’équipe de Ernst M Rasel [80, 81] ont montré qu’il est possible de charger 1.10^9 atomes en 1 s avec une géométrie de réseau similaire. Cette différence relativement à ces travaux peut s’expliquer par plusieurs facteurs :

- Premièrement, l’utilisation d’un réseau avec un angle de diffraction de 46° engendrent des forces magnéto optiques théoriquement plus importantes (voir 2.2.3).
- Deuxièmement, l’intensité laser et le gradient de champ appliqué sont plus grands, ce qui permet de saturer le piège magnéto optique réseau.
- Troisièmement, le facteur qui semble le plus déterminant est dû au MOT 2D+ qui fournit un flux d’atomes très important de $R = 1,8.10^9 \text{ At}\cdot\text{s}^{-1}$.

1. Le piège magnéto optique de [44, 26] utilise un réseau similaire au notre

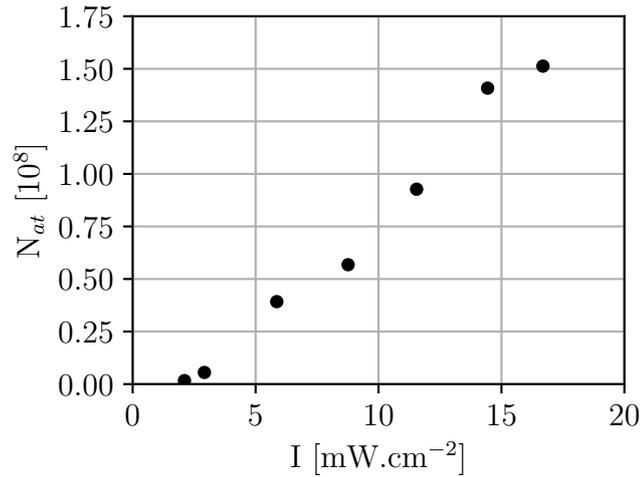


FIGURE 5.7 – la figure représente le nombre d’atomes chargés par le piège magnéto optique réseau en fonction de l’intensité laser du faisceau flat-top.

Dans notre cas, faute de temps, je n’ai pas pu optimiser finement le flux du MOT 2D. Cependant, il semble principalement limité par le gradient de champ et par l’intensité laser qui sont trop faibles. De plus, la chambre de vide intermédiaire, dans laquelle se trouve un tube de pompage différentiel de 8 mm de diamètre, éloigne de 150 mm le MOT 2D de la chambre principale. Par conséquent, les atomes sortant du MOT 2D avec une trop forte divergence rentrent en collision avec la paroi et ne parviennent pas à l’enceinte principale. Il serait donc intéressant de regarder si la suppression de la chambre de pompage différentielle nous permettrait d’augmenter le flux sans dégrader dramatiquement la qualité du vide de l’enceinte principale.

Enfin, une question qui a été soulevée pendant ces travaux est l’incidence du flux d’atomes relativement au piège magnéto optique réseau. Contrairement au piège magnéto optique standard, la présence des faisceaux diffractés non utiles, c’est à dire diffractant vers l’extérieur, pourrait dévier le flux d’atomes de la zone de capture. Cette question a été investiguée récemment numériquement dans la thèse de Hendrik Heine [81]. Dans leur cas, le MOT 2D+ est dans une position par rapport au réseau similaire au nôtre. Ceci implique que le premier faisceau rencontré par les atomes issus du MOT 2D diffracte vers l’extérieur de la puce. Par conséquent, les atomes avec une vitesse trop faible sont déviés avant d’atteindre le volume de recouvrement et ne peuvent pas être capturés. Il existe probablement une position du MOT 2D optimale permettant de capturer une plus grande gamme de vitesse et minimisant cet effet. J’ai représenté sur la figure 5.8 la direction du flux d’atomes du MOT 2D actuel en rouge. Les directions supposées optimales, représentées par les flèches noires, sont celles qui permettent de ne pas rencontrer de faisceaux diffractant vers l’extérieur. Ainsi, un atome arrivant suivant cette direction rencontrera en premier le faisceau incident puis les faisceaux diffractants vers l’intérieur, et donc vers le volume de recouvrement. Dans notre dispositif, il est possible de positionner le MOT 2D par un autre port de l’enceinte à vide octogonale. Ce dernier, repéré par la flèche bleue, nous rapprocherait d’une des directions optimales. On notera que la même disposition peut être obtenue en tournant la puce de 180° . Cependant, il est probable que cet effet ait moins d’impact sur le flux d’atomes que l’éloignement du MOT 2D induit par la présence de la chambre de vide différentiel.

5.1.5 Conclusion chargement du piège magnéto optique

Dans cette section, j’ai montré que l’utilisation d’un faisceau à profil d’intensité plat permet de charger, à puissance égale, dix fois plus d’atomes qu’avec un faisceau gaussien. Nous

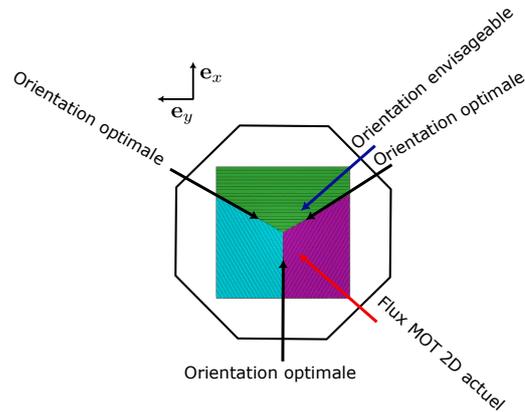


FIGURE 5.8 – Représentation de la direction relative au réseau du flux du MOT 2D actuel matérialisé par la flèche rouge. Les flèches noires représentent les directions potentiellement optimales. La flèche bleu représente la position envisageable du MOT 2D.

avons vu que cette amélioration est due à deux effets. Premièrement, l'équilibre des pressions de radiation est garanti dans tout le volume de recouvrement, ce qui permet d'augmenter le volume de capture. De plus, toute la puissance laser disponible est concentrée sur le réseau, ce qui permet d'augmenter considérablement l'intensité laser. Enfin, on peut ajouter que le faisceau flat-top est bien plus facile à aligner que le faisceau gaussien. En effet, le piège magnéto optique utilisant le faisceau gaussien est relativement sensible au défaut de centrage et d'incidence sur le réseau. Pour le profil d'intensité plat, ces deux effets sont découplés. Un défaut de centrage ou d'incidence n'a que peu d'effet sur l'équilibre des pressions de radiation. Par conséquent, l'utilisation de ce dernier permet d'augmenter la robustesse du dispositif.

Enfin, j'ai montré que le nombre d'atomes chargés par le GMOT actuel pourrait être augmenté. Pour cela, il faudrait accroître la puissance laser et les gradients de champ pour le MOT 2D et le GMOT. Il semble notamment que le flux du MOT 2D soit actuellement le point le plus limitant. La suppression de la chambre à vide différentiel et un positionnement différent du MOT 2D par rapport au réseau pourraient permettre d'augmenter le flux d'atomes.

5.2 Refroidissent sub-Doppler

Afin de transférer efficacement les atomes chargés dans le piège magnéto optique vers le piège magnétique, il est nécessaire d'augmenter la densité dans l'espace des phases du nuage. De plus, le nuage doit être placé à une distance proche du centre du piège magnétique de chargement qui se trouve à 3,1 mm de la surface. Dans cette partie, je vais décrire la procédure de refroidissement sub-Doppler qui a été mise en place dans ce but.

Dans un premier temps, je vais décrire la technique de mesure par temps de vol qui nous permet d'évaluer la taille du nuage, sa température et la densité dans l'espace des phases. Ensuite, je présenterai les performances atteintes sans considérer le chargement du piège magnétique. Ces premières données nous permettront d'évaluer les performances du piège magnéto optique seul. Enfin, je décrirai la séquence et les caractéristiques du nuage optimisant le transfert des atomes vers le piège magnétique comprimé.

5.2.1 Densité dans l'espace des phases et mesure de la température

Afin de quantifier les performances de la source, nous avons besoin d'évaluer la densité dans l'espace des phases dont je rappelle la formule ci-dessous :

$$\rho = n_0 \Lambda_{dB}^3 = n_0 \left(\frac{2\pi \hbar^2}{Mk_B T} \right)^{3/2} \quad (5.6)$$

Comme on peut le voir, la densité dans l'espace des phases dépend de la densité atomique pic n_0 et de la température T du nuage. La densité pic, donnée par (5.8), est calculée à partir de la distribution spatiale supposée gaussienne [68] :

$$n(x, y, z) = \frac{N_{at}}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (5.7)$$

Avec $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ les dispersions suivant les trois directions de l'espace. Dans notre cas, nous considèrerons que le nuage est de symétrie cylindrique avec $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_r$ et $\sigma_z = \sigma_{ax}$ avec σ_r et σ_{ax} la largeur du nuage suivant ses directions respectivement radiale et axiale. De cette manière, une seule image réalisée suivant un plan contenant ces deux directions nous suffit à évaluer les dimensions 3D du nuage et donc de mesurer la densité n_0 :

$$n_0 = \frac{N_{at}}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (5.8)$$

Pour évaluer la température du nuage, nous utilisons la technique du temps de vol. Pour cela, les forces agissant sur les atomes sont coupées brutalement, le nuage chute et s'étend alors librement. La vitesse d'expansion du nuage dépend de sa dispersion en vitesse σ_v qui elle-même dépend de T :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{M}} \quad (5.9)$$

La largeur du nuage suivant une direction i augmente avec le temps de vol t_{TOF} en suivant la dynamique suivante :

$$\sigma_i^2(t_{TOF}) = \sigma_i^2(0) + \frac{k_B T_i}{M} t_{TOF}^2 \quad (5.10)$$

Ainsi, pour déterminer la température, nous réalisons une série d'images successives à différents temps t_{TOF} . Comme nous utilisons une imagerie par fluorescence, la mesure réchauffe le nuage, impliquant que chaque prise de données (qui est destructive) nécessite de recommencer la séquence expérimentale. Une fois les images acquises, nous réalisons un ajustement gaussien de la densité linéique du nuage suivant les axes radial et axial. Enfin, à partir de l'évolution temporelle de $\sigma_x(t_{TOF})$ et $\sigma_z(t_{TOF})$ mesurée, nous réalisons un deuxième ajustement avec la formule (5.10) qui nous permet d'extraire la température radiale et axiale du nuage. La température moyenne du nuage est alors calculée en utilisant la formule suivante [44] :

$$T = \frac{2}{3} T_r + \frac{1}{3} T_{ax} \quad (5.11)$$

5.2.2 Performance du piège magnéto optique seul

Je vais présenter ici les résultats de l'optimisation de la séquence de refroidissement laser. Celle ci a été réglée dans le but de maximiser la densité dans l'espace des phases du nuage. Pour cela, après une première optimisation à la main, nous avons utilisé l'algorithme d'optimisation bayésienne. Nous avons établi une figure de mérite f_{fdm} reliée à la densité dans l'espace des phases :

$$f_{fdm} = \frac{N_{At}}{\sigma_{ax} \sigma_r^2} \quad (5.12)$$

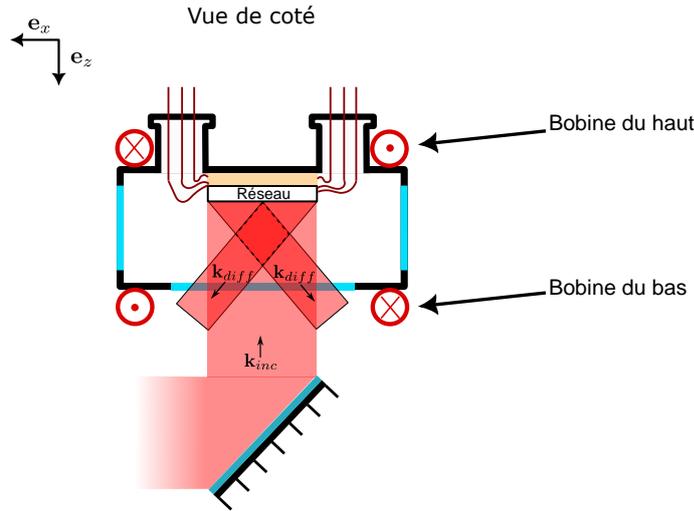


FIGURE 5.9 – Vue en coupe de la chambre à vide montrant la position des bobines de champ quadrupolaire.

Comme on peut le voir, celle-ci est une estimation de la densité moyenne d’atomes. Pour qu’elle soit reliée à leur température, nous l’évaluons en réalisant une image après un temps de vol suffisamment long ($t_{\text{TOF}} > 10$ ms). Si la température est importante, le nuage aura une plus grande dimension et donc la figure de mérite sera pénalisée.

On notera que les figures de mérite ne sont pas forcément reliées de façon exacte à une grandeur physique. En effet, les expériences réalisées par l’algorithme peuvent donner des résultats pathologiques pour lesquels l’évaluation de la densité dans l’espace des phases serait erronée. Expérimentalement, nous avons observé une convergence plus robuste de l’algorithme d’optimisation quand la figure de mérite dépend d’un nombre de paramètres réduits et demande une seule acquisition pour être évaluée.

J’ai résumé dans le tableau 5.2 le déroulement de la séquence expérimentale. On y retrouve, suivant les lignes, les paramètres de contrôle qui sont le désaccord Δ , la puissance laser, le gradient de champ et sa position par rapport à la surface contrôlée par les courants appliqués aux deux bobines. Chaque colonne correspond aux différents événements se succédant. Les cases avec une écriture bleue indiquent les paramètres pris en compte pour l’optimisation automatique. Les signes \searrow et \nearrow indiquent respectivement une décroissance ou croissance linéaire du paramètre durant le temps de la colonne. Les valeurs de la case précédente et après la flèche définissent le point de départ et d’arrivée de la rampe.

Dans le but d’augmenter la densité dans l’espace des phases, après la première étape de chargement, nous réalisons un piège magnéto optique comprimé (CMOT). Pour cela, nous diminuons l’intensité laser, augmentons le désaccord Δ et réduisons le gradient de champ magnétique. Ceci a pour effet de diminuer l’émission spontanée et de favoriser les processus de refroidissement sub-Doppler. De cette manière, le nuage se comprime et se refroidit. Cette étape dure environ 13 ms. La différence majeure par rapport aux séquences réalisées pour un piège magnéto optique standard réside dans le contrôle indépendant des bobines de quadrupôle. En effet, comme on peut le remarquer sur le tableau 5.2, la bobine du bas est coupée plus lentement que la bobine du haut (voir figure 5.9). Dans le cas où cette coupure asymétrique n’est pas réalisée, le champ induit à la surface de la puce et dans son support engendre une force magnéto optique qui tend à éjecter le nuage. Cette problématique a été aussi identifiée dans les travaux similaires réalisés dans l’équipe de Ernst M. Rasel [81].

	Chargement GMOT	CMOT	CMOT
Temps [ms]	4000	11,7	2,0
Δ [Γ]	-1,8	\searrow -7,5	\searrow -28,5
Puissance refroidisseur [mW]	56	\searrow 34,1	\nearrow 55,2
Puissance repompe [mW]	0,7	0,7	\searrow 0
Gradient de champ [$G.cm^{-1}$]	9,9	Na	Na
Position du centre du quadrupôle [mm]	6,1	Na	Na
Courant de la bobine quadrupôle haut [A]	11,8	\searrow 0	0
Courant de la bobine quadrupôle bas [A]	11,1	\searrow 3,06	\searrow 0,02

TABLE 5.2 – Détail de la séquence de refroidissement laser optimisée sans considérer le chargement dans le piège magnétique. Les signes \searrow et \nearrow indiquent une décroissance/croissance linéaire du paramètre depuis la valeur de la case précédente jusqu'à la valeur indiquée après la flèche. Les valeurs en **bleu** sont les paramètres qui ont été optimisés par l'algorithme bayésien.

J'ai représenté sur la figure 5.10 l'évolution de la largeur au carré du nuage en fonction du temps vol en (a) et une image de celui-ci après 5,5 ms de temps de vol (b). La température obtenue issue de l'ajustement réalisé avec la formule (5.10) est de $T_{ax} = 43 \mu K$, $T_r = 30 \mu K$. Le nombre d'atomes est de $N_{at} = 1,3 \cdot 10^8$. En appliquant la formule (5.11), la température moyenne obtenue est de $T = 34 \mu K$, ce qui nous donne une densité dans l'espace des phases d'environ $\rho = 6 \cdot 10^{-7}$.

La température que nous obtenons est assez élevée par rapport à l'état de l'art ($3 \mu K$) [48]. Ceci s'explique par le fait que l'expérience actuelle ne dispose pas de bobine de compensation pour permettre d'annuler le champ magnétique résiduel. Celles-ci sont indispensables à la mise en place d'une étape de mélasse optique et l'obtention de température proche de la limite de recul. Ce point pourrait donc être amélioré mais nous serions tout de même limités par les effets d'induction, engendrant une extinction lente du champ magnétique [81]. Pour finir, nous pouvons souligner qu'il ne faut pas uniquement se focaliser sur la température car la réalisation de mélasse peut faire chuter dramatiquement la densité dans l'espace des phases. En effet, comme on peut le remarquer ici, le nombre d'atomes est plus faible d'environ 30 % par rapport au chargement et celui-ci diminue d'autant plus que la température finale est faible. Lors d'une étape de mélasse, la force de rappel n'est plus présente. Par conséquent, le nuage a tendance à s'étendre, ce qui tend à diminuer la densité atomique. Ainsi, l'optimisation que nous avons mis en place ici vise à obtenir le compromis entre forte densité atomique et faible température, qui permettra de maximiser le chargement du piège.

Comme on peut le voir sur la figure 5.10 (b), le nuage se trouve relativement loin de la surface de la puce matérialisée par le rectangle multicolore. En effet, le nuage se forme au niveau du centre du quadrupôle qui est placé à environ 6 mm de la surface du réseau. Afin de transférer efficacement le nuage dans le piège magnétique, il est nécessaire de le rapprocher de la surface.

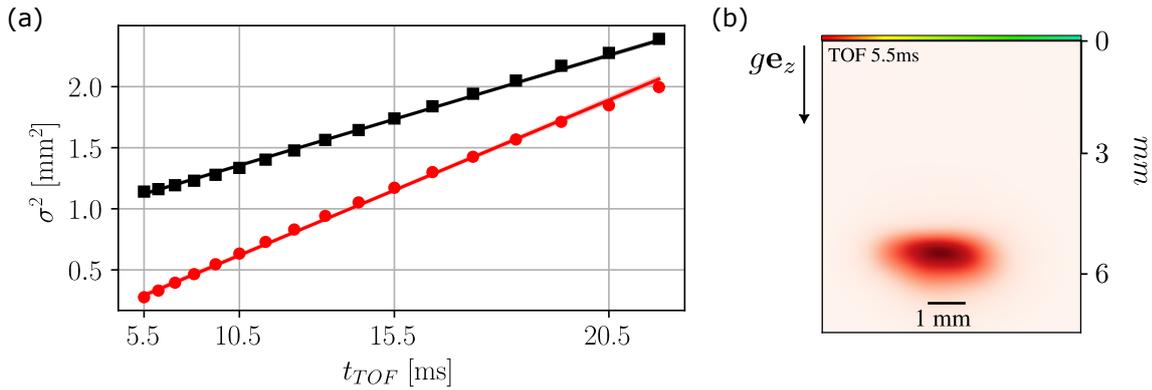


FIGURE 5.10 – Mesure de la température par temps de vol du nuage après les étapes de CMOT. Les ronds et les carrés sont les points expérimentaux ; les lignes sont le résultat de l’ajustement. La courbe rouge correspond à l’expansion axiale du nuage de $43 \mu\text{K}$. La courbe noire correspond à l’expansion radiale du nuage de $30 \mu\text{K}$. (b) Image du nuage après 5,5 ms de temps de vol.

5.3 Chargement du piège magnétique

5.3.1 Méthode d’optimisation

Les résultats présentés ici découlent d’une optimisation conjointe de la procédure de refroidissement laser et du chargement du piège magnétique. L’algorithme bayésien ne pouvant gérer simultanément l’optimisation d’environ 20 paramètres au maximum, il est impossible de considérer l’ensemble de la séquence expérimentale. Pour contourner ce problème, nous avons divisé le déroulement de l’expérience en trois blocs.

Les deux premiers blocs, que nous aborderons dans cette section, concernent le refroidissement laser et le chargement du piège magnétique. Le troisième bloc, que nous verrons ensuite, est la rampe d’évaporation forcée.

Dans cette partie, notre objectif est de charger le plus grand nombre d’atomes dans le piège magnétique. Pour ce faire, la procédure de refroidissement laser est optimisée en mesurant le nombre d’atomes chargés dans le piège magnétique. Ainsi, le refroidissement laser est contraint de produire un nuage d’atomes dont les caractéristiques physiques sont optimisées pour le chargement. Le réglage initial du piège magnétique est sous-optimal. En effet, il résulte d’un réglage préalable réalisé à la main. Pour adapter au mieux le chargement du piège magnétique au nuage refroidi par laser, nous réalisons par la suite son optimisation. En itérant successivement entre l’optimisation du refroidissement laser et celle du piège magnétique, nous parvenons ainsi à optimiser l’ensemble de la procédure. Dans les deux cas, la figure de mérite est le nombre d’atomes évalué après un temps de maintien dans le piège magnétique d’environ 300 ms. Les atomes ainsi capturés ont le temps de se thermaliser et ceux qui sont trop chauds de s’échapper.

5.3.2 Déplacement vers la surface des atomes refroidis par laser

J’ai représenté sur la figure 5.11 des images du nuage atomique à différents stades de la séquence de refroidissement laser optimisée pour le chargement du piège magnétique.

Comme on peut le remarquer, comparé à la séquence 5.2, le refroidissement laser possède une étape de plus qui permet de déplacer le nuage d’atomes proche de la surface du réseau. En effet, il n’est pas possible de transférer efficacement le nuage dans le piège magnétique depuis sa position de chargement. Ainsi, l’étape de déplacement, dont les paramètres de contrôle sont

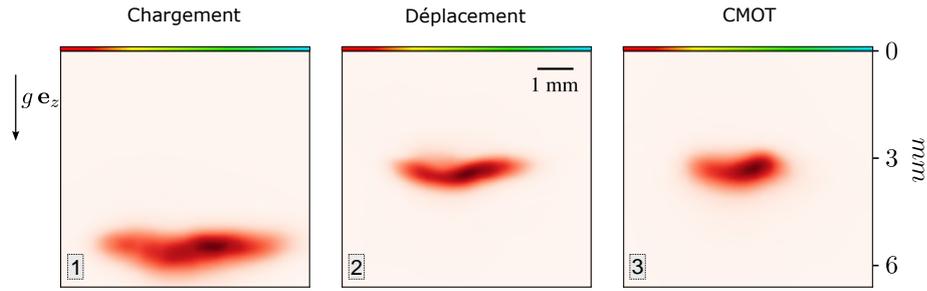


FIGURE 5.11 – Image du nuage atomique avec un temps de vol nul prise à la fin des différentes étapes de la séquence de refroidissement laser. Le rectangle multicolore indique la position de la surface du réseau.

présentés dans le tableau 5.3, consiste à amener en 80 ms le centre du quadrupôle d’une position de 6 mm à 2,5 mm de la surface². Pour cela, le courant de la bobine du quadrupôle du haut est maintenu à une valeur fixe de 11,8 A pendant que celui de la bobine du bas est augmenté linéairement de 11,1 A à 12,51 A. Comme on peut le voir sur la deuxième image, les atomes à la fin de cette étape se trouvent à une distance de 3,5 mm de la surface.

	Chargement GMOT	Déplacement	CMOT	CMOT
Temps [ms]	4000	80	10	5,5
Δ [Γ]	-1,8	\searrow -3,7	\searrow -14,7	\searrow -28,9
Puissance refroidisseur [mW]	56	\searrow 33,3	32,6	\nearrow 56
Puissance repompe [mW]	0,7	0,7	0,7	\searrow 0
Gradient de champ [$G.cm^{-1}$]	9,9	9,9	Na	Na
Position du centre du quadrupôle [mm]	6,1	\searrow 2,5	Na	Na
Courant de la bobine quadrupôle haut [A]	11,8	11,8	\searrow 0	0
Courant de la bobine quadrupôle bas [A]	11,1	\nearrow 12,51	\searrow 3,2	\searrow 3,17
$B_{\text{biais},x}$ [G]	0	0,07	0,03	\nearrow 8,27

TABLE 5.3 – Détail de la séquence de refroidissement laser optimisée pour le chargement dans le piège magnétique. Les signes \searrow et \nearrow indiquent une décroissance/croissance linéaire du paramètre depuis la valeur de la case précédente jusqu’à la valeur indiquée après la flèche. Les valeurs en bleu sont les paramètres qui ont été optimisés par l’algorithme bayésien.

Une fois déplacé, le nuage est comprimé et refroidi avec une procédure similaire à celle présentée précédemment. La troisième image de 5.11 est prise après l’étape de pompage optique et juste avant l’allumage du piège magnétique. Le nuage est composé de $8 \cdot 10^7$ atomes dont la température de $34 \mu K$ a été mesurée par le temps de vol (voir figure 5.12). La densité dans l’espace des phases du nuage est d’environ $\rho = 5,7 \cdot 10^{-7}$. Comparé aux performances obtenues dans la section 5.2.2 où l’étape de déplacement n’était pas présente, nous obtenons une température similaire. Cependant, le nombre d’atomes est passé de $1,3 \cdot 10^8$ à $8 \cdot 10^7$. Cette diminution est liée au déplacement du nuage vers la surface de la puce où le volume de recouvrement se rétrécit radialement et finit en pointe. Ainsi après l’étape de déplacement, le nombre d’atomes diminue de $1,9 \cdot 10^8$ atomes (5.11 (1)) à $1,1 \cdot 10^8$ (5.11 (2)). On peut tout de même souligner que la densité dans l’espace des phases est similaire à celle présentée dans la section 5.2.2. Ceci montre que la

2. du fait de l’augmentation du désaccord laser, le nuage est aussi légèrement comprimé et refroidi

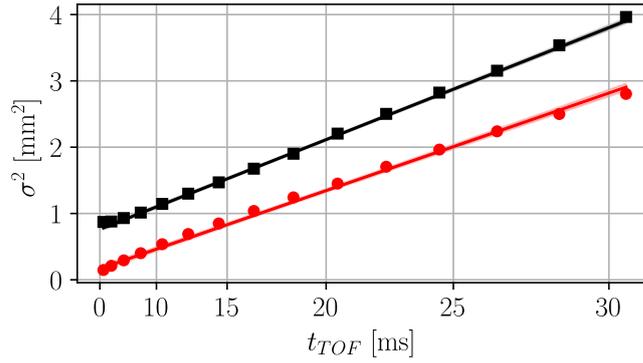


FIGURE 5.12 – Mesure de la température par temps de vol du nuage après pompage optique. La courbe noire correspond à l’expansion radiale du nuage et donne une température de $T_{rad} = 35 \mu\text{K}$. La courbe rouge correspond à l’expansion axiale du nuage et donne une température de $T_{ax} = 31 \mu\text{K}$.

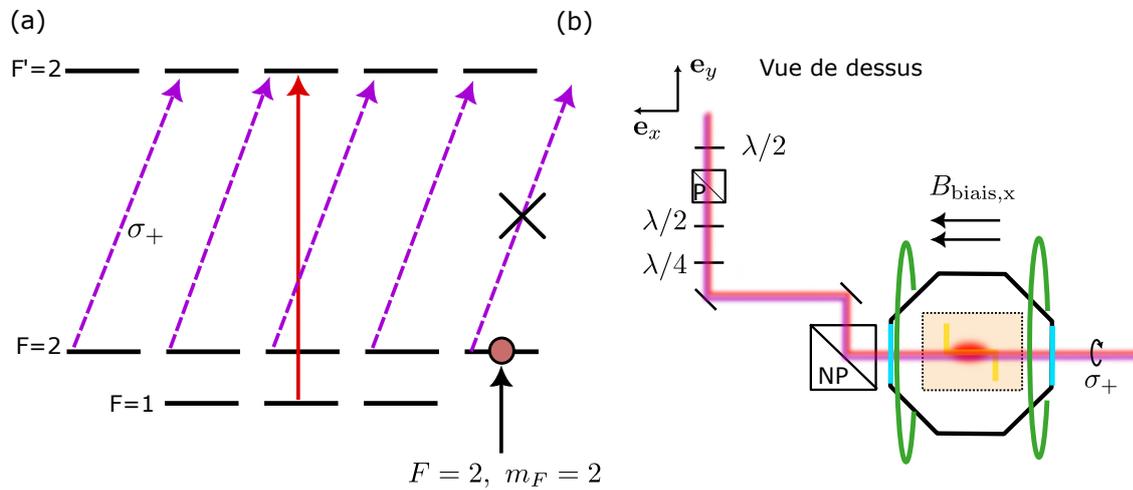


FIGURE 5.13 – (a) Principe de fonctionnement du pompage optique vers l’état pigeant $F = 2$, $m_F = 2$. (b) Schéma optique du faisceau de pompage. La lettre P indique la présence d’un cube polarisant et NP non polarisant de 50 %

procédure d’optimisation est relativement efficace et a compensé la perte d’atomes par une plus forte compression du nuage.

5.3.3 Pompage optique

Afin de transférer efficacement les atomes pré-refroidis par laser dans le piège magnétique, il faut que ceux-ci soient placés dans l’état pour lequel la profondeur du piège et les forces magnétiques sont les plus importantes. Or, à la suite du refroidissement laser, ces derniers sont répartis dans les différents niveaux hyperfins de l’état fondamental $F = 1$. Par conséquent, avant l’allumage du piège magnétique, nous réalisons une étape de pompage optique qui place les atomes dans l’état fondamental $F = 2$, $m_F = 2$.

J’ai schématisé le principe de cette étape sur la figure 5.13 (a). La flèche violette représente le faisceau de pompage qui est résonant avec la transition $F = 2$ vers $F' = 2$. Celui-ci est polarisé circulairement de sorte à générer des transitions σ_+ relativement à un champ magnétique de quantification dirigé suivant son axe de propagation. Un deuxième faisceau de repompe repré-

senté en rouge, dont la polarisation a peu d'importance, permet de ramener les atomes de $F = 1$ vers $F = 2$. Le faisceau de pompage, du fait de sa polarisation, va petit à petit amener les atomes vers l'état $F = 2$, $m_F = 2$. Comme on peut le voir, ce dernier est un état noir, c'est à dire qu'un atome dans cet état ne peut plus absorber de photon σ_+ . Par conséquent, après quelques cycles d'absorption et d'émission, tous les atomes se trouvent en théorie dans cet état et peuvent donc être chargés dans le piège magnétique. On notera que l'état noir peut ne pas être atteint si des photons parasites de mauvaise polarisation arrivent au nuage lors de cette étape.

J'ai représenté sur la figure 5.13 (b) le schéma optique du faisceau de pompage présent sur l'expérience. Celui-ci est généré depuis le banc optique présenté dans le chapitre précédent sur la figure 4.7. Le faisceau laser a un waist de 2 mm (collimateur F280APC) et a une puissance sur les atomes de $8 \mu\text{W}$ et $12 \mu\text{W}$ respectivement pour le faisceau de pompage et de repompe. Pour éviter un déséquilibre de pression de radiation, celui-ci est rétro réfléchi par un miroir et passe deux fois au travers du nuage. Un jeu de lames demi onde et quart d'onde permet de polariser circulairement le faisceau, de sorte à générer des transitions σ_+ suivant l'axe de quantification. Afin d'aligner celui-ci avec l'axe de propagation du faisceau, nous appliquons un champ magnétique homogène d'environ 3 G suivant e_x généré par les bobines $B_{\text{biais},x}$. Le pompage optique dure environ $500 \mu\text{s}$ et permet de transférer la quasi totalité des atomes dans $F = 2$ $m_F = 2$. Le chargement de piège magnétique est augmenté d'un facteur 2,7 par rapport à une séquence optimisée à partir d'un nuage distribué dans les sous-états de $F = 1$. Le gain obtenu ici n'évalue pas directement le nombre d'atomes dans l'état cible. Pour évaluer rigoureusement l'efficacité du pompage, il faudrait réaliser une expérience de type Stern et Gerlach pour séparer spatialement les états m_F puis imager les différents nuages. Cependant, le gradient de champ à appliquer est relativement élevé [68] et n'est pas réalisable avec le dispositif expérimental actuel.

5.3.4 Chargement et compression du piège magnétique

J'ai représenté sur la figure 5.14 les différentes étapes du chargement puis de compression des atomes dans le piège magnétique. Sur la ligne du haut, on retrouve les images du nuage qui sont prises avec le même cadrage que celui du refroidissement laser (voir figure 5.11). La ligne du bas représente les courants appliqués à la puce et les valeurs des champs de biais aux différentes étapes. Enfin, la flèche noire, quant à elle, indique la durée de chaque étape.

Chargement

La première étape de chargement est réalisée en utilisant les fils de la puce microscopique et le fil macroscopique. Pour optimiser cette partie, nous avons limité le courant maximal du fil macroscopique à 50 A et fixé le courant total traversant la puce micro-fabriquée à 10 A. Du fait du nombre limité d'alimentation en courant, seul les fils en Z de $L = 6 \text{ mm}$ et $L = 2 \text{ mm}$ ont été utilisés.

Afin de permettre au champ de biais de s'établir, $B_{\text{biais},y}$ est allumé à une valeur de 22,2 G 2 ms avant l'allumage des fils. Les fils de la puce sont alors brutalement alimentés par un courant de 48,5 A pour le fil macroscopique, 9 A pour le fil de 6 mm et 1 A pour le fil de 2 mm (voir image 1 et schéma correspondant 5.14). Le champ de biais $B_{\text{biais},y}$ augmente linéairement jusqu'à une valeur de 25,5 G en 88,5 ms (voir image 2 et schéma associé 5.14). Cette augmentation progressive déplace le centre du piège d'une distance de $3,1 \pm 0,1 \text{ mm}$ à $2,4 \pm 0,1 \text{ mm}$ de la surface du réseau. Comme on peut le remarquer sur les images, le nuage est étalé suivant la direction e_z . Ceci est lié au fait que le centre du piège initial et la position des atomes avant le chargement sont décalés d'environ $400 \mu\text{m}$. Par conséquent, l'énergie potentielle ajoutée par le potentiel magnétique est transformée en énergie cinétique, ce qui se traduit par une oscillation des atomes. Cette dernière finit par s'amortir grâce aux collisions entre les atomes.

Par une simulation numérique, en considérant des fils infiniment fins,³ j'ai déterminé les fréquences et la profondeur du piège magnétique de chargement. Les fréquences transverses du piège initial sont de $f_t = 25,5$ Hz et $f_l = 10,2$ Hz pour un profondeur de $32,4 \mu\text{K}$. A la fin de la rampe du champ de biais, le piège a des fréquences de $f_t = 35,6$ Hz et $f_l = 11,8$ Hz pour une profondeur de $164,7 \mu\text{K}$. La référence suivante [38] donne la valeur des fréquences de piégeage suivant la direction i permettant un transfert optimal du nuage dans le piège :

$$f_i = \frac{1}{2\pi\sigma_i} \sqrt{\left(\frac{k_B T}{M}\right)} \quad (5.13)$$

En appliquant cette formule pour le nuage d'atomes pré-refroidis, c'est à dire avec $T = 34 \mu\text{K}$, $\sigma_r = 933 \mu\text{m}$ et $\sigma_{ax} = 384 \mu\text{m}$ ⁴, on obtient une fréquence radiale optimale de $f_r = 9,7$ Hz et axiale de $f_{ax} = 23,6$ Hz. Comme on peut le voir, sur deux des trois axes, ces deux valeurs sont proches des fréquences du piège magnétique initial. En effet, la direction e_y correspond à un des axes transverses du piège magnétique et radial du nuage refroidi par laser. Par conséquent, il n'est pas possible d'adapter les fréquences du piège magnétique suivant les trois directions de l'espace. Quoi qu'il en soit, l'algorithme a trouvé un compromis pour satisfaire la condition donnée par l'équation 5.13 suivant deux directions et sans trop pénaliser la troisième.

Le nombre d'atomes alors capturés dans le piège magnétique mesuré au moment de l'image 2 de la figure 5.14 est de $4,5 \cdot 10^7$. Cela correspond à un transfert d'environ 56 % des atomes issus du nuage pré-refroidi. Cette valeur est relativement bonne par rapport au transfert réalisé depuis des pièges magnéto optiques miroirs sur puce [38, 73] et réseau [80, 81].

La perte d'atomes, que l'on observe, est liée à plusieurs effets. Premièrement, comme on a pu le constater, le piège magnétique n'est pas parfaitement centré sur le nuage. De plus, il n'a pas exactement la même topologie que le nuage à charger. Ceci implique que le piège magnétique communique de l'énergie potentielle aux atomes, ce qui se traduit par une augmentation de température du nuage chargé. Enfin, la profondeur du piège magnétique initial est relativement faible et est quasiment égale à la température du nuage. Par conséquent, une portion non négligeable des atomes a suffisamment d'énergie pour s'échapper.

Compression

À ce stade, le piège magnétique ne fournit pas un confinement et une profondeur suffisants pour réaliser l'évaporation forcée. Par conséquent, il faut comprimer le nuage en le transférant vers le piège d'évaporation pour lequel la puce magnétique a été dimensionnée.

La procédure de compression est représentée sur la figure 5.14. Pour ce faire, nous éteignons progressivement le courant dans le fil macroscopique et augmentons progressivement le champ de biais $B_{\text{biais},y}$ de 25,5 à 27,3 G en 100 ms. Dans le même temps, le courant dans les fils de la puce est redistribué de façon quasiment égale entre le fil en Z de 6 mm (5,4 A) et 2 mm (4,6 A). En augmentant $B_{\text{biais},y}$ jusqu'à 33,1 G en 19,1 ms, le nuage est alors approché à une distance de $265 \mu\text{m}$ de la surface. Comme on peut le voir sur l'image 3 et le schéma associé de la figure 5.14, le nuage se trouve très proche de la surface et est capturé uniquement par les fils de la puce microscopique. A l'issue de ce transfert, le nombre d'atomes encore présent dans le piège est de $2,9 \cdot 10^7$.

Enfin, en 21,8 ms, le courant dans le fil en Z de 6 mm est amené à 0 A pendant que le courant dans le fil de 2 mm est augmenté à 10 A. Dans le même temps, en appliquant progressivement le champs de biais $B_{\text{biais},x}$ de 7,1 G, le champ B_0 du fond du piège est réduit à environ

3. L'approximation des fils infiniment fins est bonne étant donné la distance élevée de piégeage

4. La taille du nuage mesuré au moment de l'allumage des fils de la puce

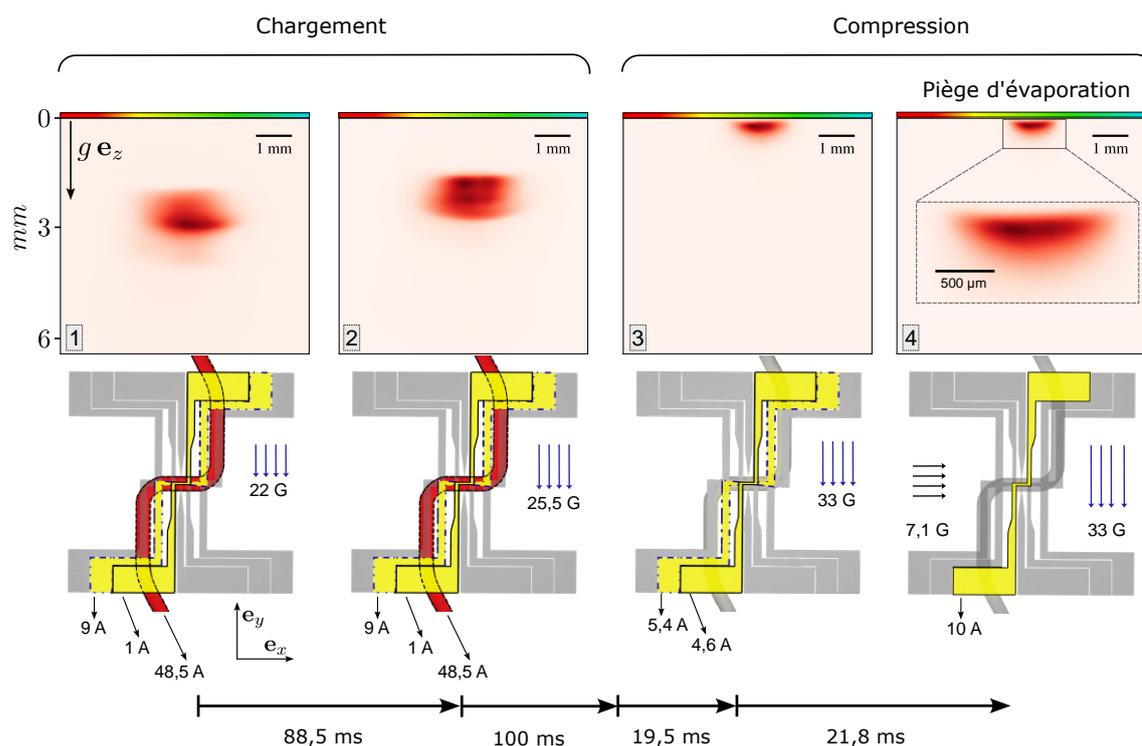


FIGURE 5.14 – Séquence de chargement et compression des atomes dans le piège magnétique. La ligne du haut montre des images à temps de vol nul du nuage d’atomes à différentes étapes du chargement. La surface du réseau est matérialisée par le rectangle multicolore. La ligne du bas représente les courants appliqués aux fils de la puce et la valeur des champs de biais. La première colonne correspond au piège initial de chargement, la deuxième au piège de chargement final. Les deux dernières colonnes représentent les étapes de compression faisant passer les atomes du piège de chargement vers le piège d’évaporation utilisant uniquement le fil en Z de $L = 2$ mm.

1 G. Ceci nous permet ainsi d'obtenir les fréquences transverses et longitudinales visées lors du dimensionnement de la puce magnétique.

Le nuage de $2 \cdot 10^7$ atomes, visible sur l'image 4 de la figure 5.14, se trouve alors capturé par le piège conçu pour l'évaporation. Ainsi, 25 % des atomes initialement pré-refroidis par laser sont capturés.

En mesurant le nombre d'atomes après un temps de maintien dans le piège d'évaporation allant de 200 ms à 3,20 s et en ajustant la décroissance par une double exponentielle, on peut extraire les temps de vie. Les temps caractéristiques de décroissance obtenus sont alors de 520 ms et 4,69 s. La dynamique à court terme traduit une première évaporation naturelle efficace, liée à la profondeur limitée du piège par rapport à la température des atomes. Le temps de vie à long terme, limité par les collisions avec le gaz résiduel, est suffisamment long pour permettre une évaporation forcée. De plus, cela indique que les atomes ne rentrent pas en collision avec la surface du réseau, ce qui valide la procédure d'amincissement et de collage.

5.3.5 Caractérisation des fréquences du piège d'évaporation

Afin de valider les simulations numériques et d'estimer le taux de collision élastique des atomes, j'ai mesuré les fréquences du piège magnétique. Pour cela, j'ai réalisé une mesure de l'oscillation dipolaire d'un nuage avec une température $< 10 \mu\text{K}$ capturée dans le piège d'évaporation. Afin d'exciter les modes de vibration transverse, j'applique un changement brutal du courant du fil de la puce. Pour le mode longitudinal, j'allume légèrement le champ quadrupolaire puis je le coupe brutalement. Ceci a pour effet de déplacer la position du fond du piège rapidement devant les périodes d'oscillation.

J'ai tracé sur la figure 5.15 la position du centre du nuage après un court temps de vol en fonction du temps de maintien dans le piège après excitation. Les figures (a) et (b) représentent l'oscillation du nuage suivant l'axe transverse et longitudinal. Les courbes noire et rouge représentent un ajustement avec un modèle d'oscillation amortie de fréquence f_i donnée par la formule (5.14).

$$x_i = x_{i0} e^{-\frac{t}{\tau}} \cos(2\pi f_i t + \varphi) \quad (5.14)$$

Suivant l'axe transverse (figure 5.15 (a)), la fréquence est de $f_t = 1014 \pm 3 \text{ Hz}$. Pour l'axe longitudinal (figure 5.15 (b)), on obtient $f_l = 59 \pm 0,1 \text{ Hz}$. Cela donne une fréquence géométrique moyenne de $\bar{f}_{\text{evap.}} = 393 \text{ Hz}$. Ces mesures sont en bon accord avec les simulations réalisées à la section 3.5.2. On remarque cependant que la fréquence transverse est légèrement plus élevée que prévue. Ceci s'explique par un champ au fond du piège B_0 légèrement plus fiable que les 1 G initialement prévus. En utilisant l'équation (3.14), on peut estimer ce dernier à environ 0,8 G. Ce décalage est lié à l'incertitude sur la connaissance du champ généré par les bobines de biais ou la présence de champ résiduel comme le champ magnétique terrestre qui est de l'ordre de 0,5 G.

5.3.6 Conclusion sur le chargement et la compression des atomes dans le piège magnétique

Dans cette section, nous avons vu comment les atomes pré-refroidis par laser sont transférés dans le piège magnétique d'évaporation. Afin de profiter d'un chargement maximal du piège magnéto optique, le centre du nuage doit être placé à environ 5,7 mm de la surface du réseau. Le courant limite de 10 A et de 50 A respectivement pour la puce magnétique et le fil macroscopique ne nous permet pas de réaliser ce dernier aussi loin de la puce. Par conséquent, nous avons vu qu'il est nécessaire d'ajouter une étape de déplacement des atomes lors du refroidissement laser. Ainsi, en contrôlant la position du quadrupôle de champ, les atomes sont approchés après leur chargement à 3,5 mm de la surface. De cette manière, le nuage se trouve avant son transfert à $400 \mu\text{m}$ du centre

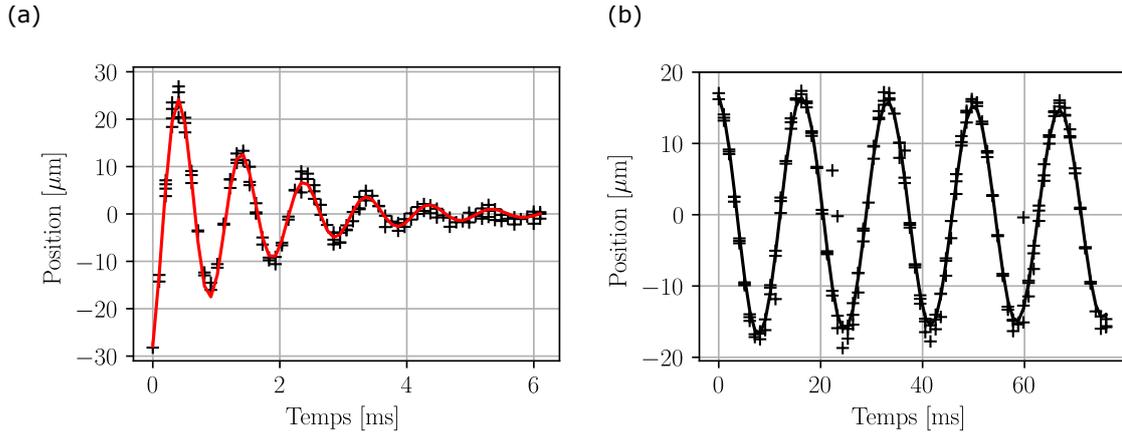


FIGURE 5.15 – (a) Oscillation du nuage dans le piège magnétique suivant l’axe transverse (b) Oscillation du nuage dans le piège magnétique suivant l’axe longitudinal. Les croix représentent les points de mesure. Les courbes continues correspondent à l’ajustement réalisé avec sur un modèle d’oscillation amortie. La fréquence radiale est de 1014 ± 3 Hz, la fréquence longitudinale est de $59 \pm 0,1$ Hz.

du piège magnétique. Au vu de la température et de la distribution en position des atomes pré-refroidis, nous avons constaté que le potentiel magnétique initial possède des fréquences quasi optimales. Par la suite, nous avons réussi à transférer les atomes dans le piège comprimé. Au final, le piège magnétique d’évaporation, spécifiquement dimensionné lors de la conception de la puce magnétique, contient $2 \cdot 10^7$ atomes avec un temps de vie à long terme de 4,69 s. À ce stade, il semble que toutes les conditions soient réunies pour procéder à l’étape de refroidissement par évaporation forcée.

5.3.7 Améliorations potentielles du chargement et de la compression des atomes dans le piège magnétique

L’analyse détaillée de la procédure de chargement nous a permis d’identifier les points d’amélioration potentielle. J’ai résumé dans le tableau 5.4 les caractéristiques du nuage au cours de la séquence. J’ai calculé le rendement en faisant le rapport du nombre d’atomes à chaque étape par rapport à celle qui la précède. Comme on peut le voir, l’ajout du déplacement de la mélasse induit des pertes d’atomes. En effet, seul 58 % de ceux-ci sont transférés proche de la surface. Pour réduire cet effet, il faudrait réaliser un piège magnétique plus loin de la surface. Ceci semble réalisable sans augmenter le courant dans la puce. En effet, on peut noter que le champ magnétique B_0 au fond du piège n’est pas contrôlé à cette étape et est de l’ordre de 10 G. Cette valeur élevée a pour effet de diminuer la pulsation transverse du piège (voir équation (3.14)), ce qui réduit la distance de capture maximale. En ajustant le champ B_0 à 0,6 G tout en maintenant des courants identiques, des simulations numériques préliminaires ont montré qu’il est possible de créer un piège de profondeur et de fréquences proches à celles du piège initial, mais à une distance de 5,4 mm de la surface. Cette dernière, étant plus importante, on pourrait fortement diminuer l’amplitude de déplacement du nuage refroidi par laser. Une deuxième possibilité serait de changer de réseau de diffraction. En effet, comme je l’ai souligné dans la section 2.3.2, accroître l’angle de diffraction du réseau permet d’approcher le barycentre du volume de recouvrement des faisceaux de la surface du réseau (voir figure 2.11). Ceci permettrait donc potentiellement de faire coïncider la position de chargement du piège magnéto optique avec celle du piège magnétique initial. Enfin, on pourrait utiliser un réseau de diffraction 2D, dont le volume de capture est une pyramide à base carrée qui ne se rétrécit pas en se rapprochant de la surface (voir 2.10 (b)).

Beaucoup d'atomes sont perdus lors du chargement. Au vu des résultats obtenus, il serait cependant difficile d'améliorer cette étape. En effet, les atomes pré-refroidis et le piège initial sont décentrés de seulement $400 \mu\text{m}$ et les fréquences du piège magnétique sont proches de l'optimum. Le point limitant semble donc être la profondeur du piège, qui ne peut être augmentée sans accroître les gradients de champ et donc les fréquences de piégeage. Ceci aurait alors pour effet d'ajouter de l'énergie potentielle au nuage qui se transformerait en énergie cinétique. Un des points qui semble donc intéressant à améliorer est la température, afin potentiellement d'augmenter la densité dans l'espace des phases des atomes refroidis par laser. Pour cela, il est nécessaire d'ajouter une étape de mélasse optique. Cependant, il faudrait alors pouvoir annuler le champs magnétique avec des bobines de champ de compensation.

Pour finir, les pertes lors de la compression du piège sont très probablement le résultat d'une évaporation qui est potentiellement bénéfique du point de vue du refroidissement.

Étape	Chargement GMOT	Déplacement	CMOT	PM de chargement	PM d'évaporation
N_{at}	$1,9 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$
Rendement de l'étape	NA	58 %	73 %	56 %	44 %
Température [μK]	285	165	34	-	≈ 175
ρ	-	-	$5,7 \cdot 10^{-7}$	-	$\approx 6 \cdot 10^{-7}$
Temps de vie long [s]	10,5	Na	Na	-	4,69
Distance à la surface [mm]	5,7	3,5	3,5	3,1	0,265
\bar{f} [Hz]	Na	Na	Na	18,8 (25,5; 25,5; 10,2)	393 (1014; 1014; 59)

TABLE 5.4 – Données clés de la séquence de refroidissement laser et du chargement du piège magnétique (PM).

5.4 Condensation de Bose-Einstein par évaporation forcée

Dans cette section, je vais détailler la séquence de refroidissement par évaporation forcée. Dans un premier temps, je rappellerai rapidement le principe de fonctionnement de l'évaporation forcée. Je donnerai quelques lois d'échelles décrivant les mécanismes mis en jeux. Par la suite, j'expliquerai comment la rampe d'évaporation a été réalisée et optimisée.

5.4.1 Rappel théorique

Principe de de l'évaporation forcée

Dans le but d'atteindre des températures en dessous de la limite de recul, nous allons réaliser une évaporation forcée. Cette méthode de refroidissement va nous permettre d'augmenter la densité dans l'espace des phases d'environ 6 ordres de grandeur et, ainsi, de condenser les atomes dans l'état fondamental du piège.

Cette technique, initialement proposée par [82], est illustrée à la figure 5.16. Elle consiste à abaisser la profondeur du piège dans lequel les atomes sont capturés, permettant ainsi aux atomes les plus chauds de s'échapper. Pour ce faire, nous utilisons une source de radiofréquence (RF) de pulsation ω_{RF} . Les atomes, possédant suffisamment d'énergie cinétique pour explorer les zones de champ magnétique où la condition de résonance avec le champ RF est satisfaite, subiront des transitions Zeeman. Ces transitions feront passer les atomes les plus chauds d'un état piégeant à un état anti-piégeant, les éjectant de ce fait du piège. En ajustant la fréquence de la pulsation RF, nous contrôlons ainsi la profondeur effective du piège ϵ_t .

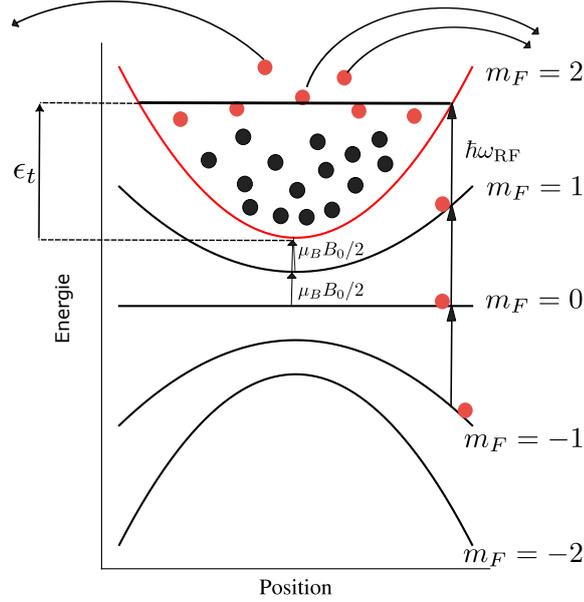


FIGURE 5.16 – Illustration du processus d'évaporation forcée dans un piège magnétique. Les atomes chauds en rouge garantissent la condition de résonance avec le champ RF de pulsation ω_{RF} et sont évaporés du piège.

Efficacité de l'évaporation forcée

Ce processus de refroidissement s'accompagne d'une perte d'atome. Pour que celui-ci soit efficace, il doit induire une augmentation voir un emballement de la densité dans l'espace des phases [66, 67]. En considérant que les atomes thermiques (décrit par la distribution de Maxwell Boltzmann) sont capturés par un piège harmonique caractérisé par sa pulsation ω_i , on peut montrer que la densité atomique suit une distribution gaussienne de dispersion $\sigma_{i,\text{th}}$ suivant l'axe i [83] :

$$\sigma_{i,\text{th}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_i^2}} \quad (5.15)$$

En injectant (5.15) dans (5.8) et en l'appliquant à (5.6), on peut écrire la densité dans l'espace des phases sous la forme :

$$\rho = n_0 \Lambda_{dB}^3 = \frac{N \hbar^3 \bar{\omega}^3}{(k_B T)^3} \quad (5.16)$$

Pour que cette valeur augmente, on voit donc que la perte d'atome induite par l'évaporation doit s'accompagner d'une baisse de température du nuage.

La référence suivante [66] donne une loi d'échelle qui permet d'évaluer l'efficacité énergétique de l'évaporation. Dans le cas d'un piège harmonique, celle-ci relie le nombre d'atomes initial N_{init} et final N_f par rapport à la température initiale T_{init} et finale T_f :

$$\frac{T_{\text{init}}}{T_f} = \left(\frac{N_{\text{init}}}{N_f} \right)^{(\eta-3)/3} \quad (5.17)$$

Avec le paramètre de troncature défini par :

$$\eta = \frac{\epsilon_t}{k_B T} \quad (5.18)$$

Comme on peut le voir, la diminution de la température dépend de la perte d'atome à la puissance $(\eta - 3)/3$. Ainsi, pour un paramètre de troncature élevé, l'évaporation des atomes peut engendrer

un refroidissement extrêmement efficace. Si on injecte (5.17) dans l'expression de la densité dans l'espace des phases (5.16), on obtient :

$$\frac{\rho_f}{\rho_{\text{init}}} = \left(\frac{N_{\text{init}}}{N_f} \right)^{(\eta-4)} \quad (5.19)$$

Comme on peut le constater, pour que l'évaporation s'accompagne d'une augmentation de la densité dans l'espace des phases et nous rapproche de la condensation, le paramètre de troncature doit être le plus élevé possible et au moins de 4.

Transition de phase

On peut montrer, dans le cas d'un piège harmonique de pulsation moyenne $\bar{\omega}$, que la transition de phase vers un condensat de Bose-Einstein (BEC) survient pour une densité dans l'espace des phases critique donnée par [83] :

$$\rho_c = 1,202 \quad (5.20)$$

Relativement à la densité du nuage refroidi par laser, le refroidissement par évaporation doit augmenter ρ de 7 ordres de grandeur. A partir de cette valeur et en utilisant l'équation 5.16, on peut donner la température critique à partir de laquelle le nuage se condense :

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N_{\text{tot}}}{1.202} \right)^{1/3} \quad (5.21)$$

Une fois ce seuil atteint, une fraction des atomes se condensent en suivant la dynamique donnée par [83] :

$$\frac{N_{\text{BEC}}}{N_{\text{tot}}} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (5.22)$$

Ainsi, en diminuant petit à petit la température T du nuage thermique, tous les atomes finissent par se retrouver dans l'état fondamental du piège, formant ainsi un condensat pur.

Vitesse d'évaporation

Il est aussi intéressant de regarder l'aspect cinétique de l'évaporation et donc de connaître la dépendance entre le paramètre de troncature et la rapidité du processus de refroidissement. La vitesse à laquelle les atomes s'échappent du piège est quantifiée par le taux d'évaporation Γ_{ev} . Dans le cas où $\eta \gg 1$, on peut écrire que [66, 67] :

$$\Gamma_{ev} \approx \Gamma_{el}\eta \exp(-\eta) \quad (5.23)$$

Comme on peut le voir, le taux d'évaporation diminue exponentiellement avec η et augmente linéairement avec le taux de collision élastique Γ_{el} . Cette équation nous indique donc qu'une évaporation efficace, c'est à dire avec η grand, demandera un temps d'évaporation long.

Cependant, il ne faut pas oublier que les atomes capturés dans le piège sont petit à petit perdus par collision inélastique avec le gaz résiduel. Dans notre cas, le temps de vie du piège est de l'ordre de 4,7 s. Il faut donc être capable d'évaporer suffisamment vite. Par conséquent, la rampe d'évaporation réelle résulte d'un compromis entre un paramètre de troncature élevé, permettant d'augmenter efficacement la densité dans l'espace des phases, et une évaporation rapide devant le temps de vie des atomes.

Intérêt de la compression adiabatique du piège

L'équation (5.23) dépend aussi linéairement du taux de collision élastique. Si ce dernier est grand, cela nous permet d'obtenir un refroidissement efficace et rapide. Celui-ci peut être augmenté en réalisant une compression adiabatique du nuage. En utilisant (5.16) et en considérant que la densité dans l'espace des phases se conserve, on peut montrer qu'augmenter les pulsations du piège par un facteur $\kappa = \bar{\omega}_f / \bar{\omega}_{\text{init}}$ implique une augmentation de la température donnée par :

$$T_f = T_{\text{init}} \kappa \quad (5.24)$$

En utilisant l'équation ci-dessus, on peut alors exprimer la variation, en fonction de κ , du taux de collision élastique comme :

$$\Gamma_{\text{el}} = n_0 \sigma_{\text{el}} \bar{v} = \frac{\sigma_{\text{el}} N_{\text{at}} M}{\pi^2 k_B} \frac{\kappa^2 \bar{\omega}_{\text{init}}^3}{T_{\text{init}}} \quad (5.25)$$

avec n_0 la densité pic calculée en utilisant (5.8) et (5.15), $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}$ la vitesse moyenne des atomes et $\sigma_{\text{el}} = 7,6 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$ la section efficace de collision en onde s du Rubidium [84]. Le taux de collision élastique, et donc d'évaporation, augmente quadratiquement avec le facteur de compression κ . Cette dernière équation justifie donc l'étape de compression des atomes que nous avons précédemment effectuée.

5.4.2 Rampe d'évaporation

Comme représenté sur la figure 5.17 (a), pour appliquer le champ radio fréquence, un générateur Keysight 33600A est branché directement sur le fil macroscopique représenté en rouge. Il est important de noter que ce montage rudimentaire nous permet de contrôler dynamiquement uniquement la fréquence du signal RF, mais pas son amplitude.

J'ai représenté sur la figure 5.17 (b) la spectroscopie radio fréquence du piège d'évaporation. Celle-ci est obtenue en appliquant aux atomes capturés une pulsation RF constante pendant un temps de quelques centaines de millisecondes. En diminuant la fréquence, on abaisse le paramètre de troncature ce qui se traduit par une diminution du nombre d'atomes capturés. Cette courbe nous permet de s'assurer que le couplage entre les atomes et le champ radio fréquence se fait correctement. La variation brutale du nombre d'atomes vers 0,7 MHz correspond approximativement à l'énergie du fond du piège entre les états $m_F = n$ et $m_F = n - 1$ (voir figure 5.16). Cette dernière étant de $E = (\mu_B B_0)/2$, on peut en déduire que le champ B_0 au fond du piège est de l'ordre de 1 G. Cela nous indique que la valeur $B_{\text{biais},x}$ appliqué est correcte. Enfin, cette courbe nous permet d'estimer la fréquence de départ de la rampe d'évaporation ≈ 20 MHz à partir de laquelle on observe une perte d'atomes.

La rampe de fréquence que nous appliquons est visible sur la figure 5.18. Elle est divisée en quatre segments dont la durée totale varie suivant les optimisations de 3,2 s à 3,7 s. Celle qui est représentée ici démarre à 22,7 MHz pour terminer à une valeur variable comprise entre 0,6 MHz et 0,54 MHz. Ces deux valeurs correspondent respectivement à la fréquence limite de condensation et à la valeur minimale utilisée pour les caractérisations que je vais présenter.

Afin de construire la rampe, nous avons utilisé l'algorithme d'optimisation bayésien en appliquant une méthodologie similaire à [85]. Celle-ci consiste à la construire morceau par morceau et d'ajouter des segments dès que la densité dans l'espace des phases commence à stagner. A chaque nouveau tronçon ajouté, nous ré-optimisons l'entièreté de la rampe avec pour figure de mérite $f_{\text{idm}} = \rho$.

Pour évaluer la densité dans l'espace des phases, nous utilisons l'équation (5.16) dans laquelle on remplace la température par son expression en fonction de la taille du nuage piégé

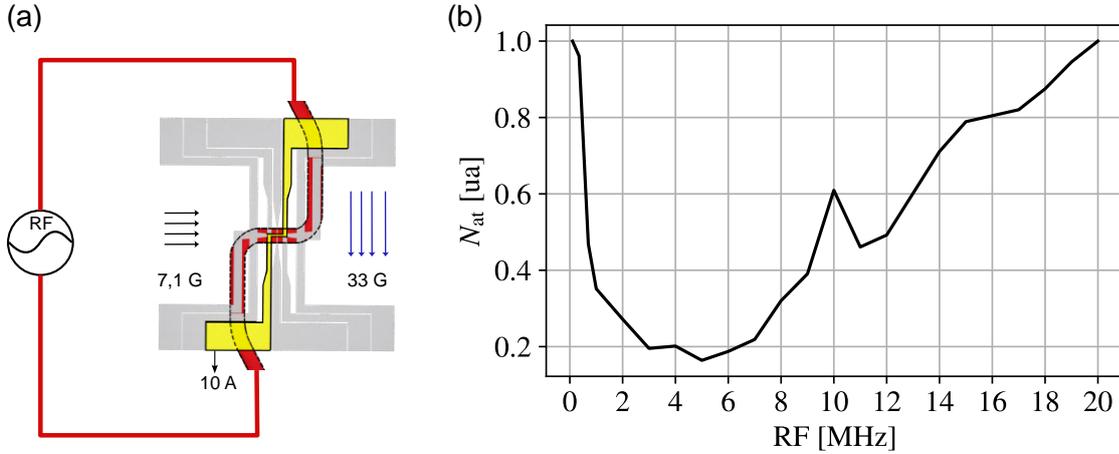


FIGURE 5.17 – (a) Schéma de branchement du générateur fréquence RF sur la puce. (b) Spectroscopie radio fréquence du piège d'évaporation.

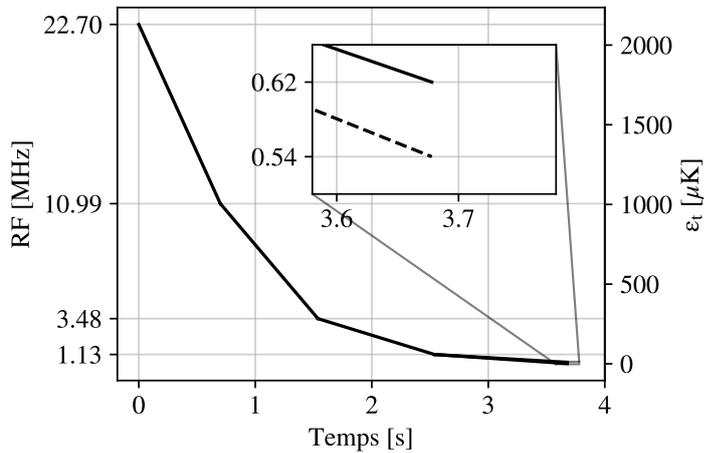


FIGURE 5.18 – Rampe radio fréquence (RF) en fonction du temps utilisée pour le refroidissement par évaporation forcée des atomes dans le piège comprimé. L'échelle de gauche donne la valeur de la fréquence RF. L'échelle de droite donne l'énergie de troncature associée ϵ_t . L'agrandissement représente la fréquence finale de la rampe. Le trait plein est la limite en dessous de laquelle la condensation du nuage survient. La courbe en pointillés correspond à la valeur minimale utilisée lors de la caractérisation de la fraction condensée.

insitu (voir équation (5.15)) :

$$\rho = \frac{N\hbar^3 k_B^2}{M^3 V^2 \omega^3} \propto \frac{N}{V^2} \quad (5.26)$$

Le volume du nuage $V = \sigma_{r,th}^2 \sigma_{l,th}$, est donné par le produit de la taille radiale au carré $\sigma_{r,th}^2$ et de la dimension longitudinale $\sigma_{l,th}$. Ainsi, nous avons une expression qui dépend uniquement de la dimension et du nombre d'atomes du nuage dans le piège. Ces deux grandeurs peuvent être évaluées grâce à une seule image réalisée après un temps de vol nul. Ceci permet d'accéder facilement à la figure de mérite et d'améliorer la robustesse de l'optimisation.

Cette méthode est particulièrement bien adaptée tant que la transition de phase n'est pas atteinte. En effet, la taille du nuage condensé est donnée par le rayon Thomas Fermi [83] et est de l'ordre de $4 \mu m$, ce qui est en dessous de la résolution de la caméra. Par conséquent, une fois proche de la transition, pour discerner le condensat, nous réalisons une image à un temps de vol long de 46 ms de sorte à laisser s'expandre la partie thermique du nuage. Nous utilisons alors une figure de mérite empirique visant à maximiser le nombre d'atomes dans le condensat. Cette dernière est donnée par $f_{fdm} = N_{at,max}/w$ où w est la largeur à mi-hauteur prise suivant la direction horizontale du nuage et $N_{at,max}$ la densité colonne maximale d'atomes sur l'image (pixel le plus brillant). On notera que la division par w permet de s'assurer que l'algorithme n'augmente pas le nombre d'atomes dans la partie thermique du nuage.

5.5 Caractérisation du refroidissement par évaporation

Dans cette section, je vais présenter la séquence d'évaporation forcée qui nous a permis d'atteindre l'état de dégénérescence quantique. Tout d'abord, je décrirai le piège de caractérisation vers lequel le nuage est transféré avant de réaliser les mesures. Ensuite, jusqu'à la transition de phase, je présenterai l'évolution des paramètres physiques du nuage à différents stades de l'évaporation forcée. Enfin, grâce à l'observation de la double structure, à l'inversion de l'ellipticité et en caractérisant l'évolution de la fraction condensée, je démontrerai que nous avons bien obtenu un condensat de Bose-Einstein.

5.5.1 Piège de caractérisation

Comme on l'a vu précédemment, le piège d'évaporation est très proche de la surface du réseau ($265 \mu m$). Au début de l'évaporation, le nuage est relativement chaud ce qui implique que, lors d'un temps de vol, celui-ci s'étend plus vite que sa chute libre ne l'éloigne de la surface. Par conséquent, une partie des atomes rentre en collision avec la surface ce qui rend l'analyse des données par temps de vol complexe. Pour pallier à ce problème, une fois la rampe d'évaporation réalisée, les atomes sont transférés dans un piège moins confinant éloigné à environ $665 \mu m$ de la surface du réseau. Le tableau 5.5 représente le détail de la séquence de transfert des atomes vers le piège de caractérisation. Comme on peut le constater, le courant dans le fil est gardé constant et le centre du piège est déplacé en diminuant le champ de biais $B_{biais,y}$ à une valeur de 15,4 G. Enfin, $B_{biais,x}$ est ajusté de sorte à garder le champ B_0 à environ 1 G. Le transfert du piège d'évaporation au piège de caractérisation est réalisé adiabatiquement. Pour cela, nous faisons varier linéairement les champs sur une durée de 50 ms, durée qui est lente devant les périodes d'oscillation du piège. Les fréquences de ce dernier ont été mesurées de la même manière que pour le piège d'évaporation (voir section 5.3.5) et sont de $f_t = 437 \pm 0,68$ Hz et $f_l = 43 \pm 0,02$ Hz, ce qui donne une fréquence moyenne de $f = 202$ Hz. La profondeur du piège, quant à elle, est calculée par simulation et est de l'ordre de $650 \mu k$. Avant de réaliser une analyse par temps de vol, le nuage est maintenu à 10 ms dans le piège de caractérisation. Par la suite, toutes les mesures présentées sont faites depuis ce dernier.

	Piège d'évaporation	Éloignement	Piège de caractérisation
Temps	0 à 3,7 s	50 ms	10 ms
$I_z, 2 \text{ mm}$ [A]	10	10	10
$B_{\text{biais},y}$ [G]	33,1	\searrow 15,4	15,4
$B_{\text{biais},x}$ [G]	7,1	\nearrow 8,9	8,9

TABLE 5.5 – Détail de la séquence du transfert des atomes du piège d'évaporation au piège de caractérisation. Les signes \searrow et \nearrow indiquent une décroissance/croissance linéaire du paramètre depuis la valeur de la case précédente jusqu'à la valeur indiquée après la flèche.

5.5.2 Évolution des paramètres physiques du nuage au cours de l'évaporation

La figure 5.19 représente les mesures du nombre d'atomes en (a), leur température dans le piège de caractérisation (b) et la densité dans l'espace des phases (c) le tout en fonction du temps d'évaporation. Le dédoublement des courbes à 3,7 s correspond à une fréquence de fin de rampe de 0,62 MHz pour la ligne continue et de 0,54 MHz pour la ligne en pointillé (voir figure 5.18). La fréquence de 0,62 MHz correspond à la limite où la transition de phase commence à se produire.

Comme on peut le voir, lors de l'évaporation, le nombre d'atomes diminue de deux à trois ordres de grandeur. Cette perte est globalement efficace puisqu'elle s'accompagne également d'une diminution de la température de deux à trois ordres de grandeur et d'une augmentation de la densité dans l'espace des phases de sept ordres de grandeur. Notamment, on voit que cette dernière atteint bien la valeur de limite de 1,202 à partir de laquelle la transition de phase survient. Cette limite est dépassée pour la fréquence finale de 0,54 MHz. Par conséquent, nous avons là une première indication qu'une fraction des atomes s'est condensée.

On notera que la rampe d'évaporation d'une durée de 3,7 s est relativement longue. Comme je l'ai dit précédemment, le temps d'évaporation dépend du taux de collision élastique dans le piège d'évaporation. A partir des mesures de température faites depuis le piège de caractérisation, j'ai calculé ce dernier dans le piège comprimé en utilisant l'équation (5.25). Pour cela, je considère que le transfert du piège comprimé au piège de caractérisation est adiabatique. Le facteur de compression est calculé en faisant le rapport des fréquences moyennes des deux pièges $\kappa = 392/202$.

J'ai représenté les résultats de cette mesure sur la figure 5.20. On notera que le premier point n'a pas été tracé car sa valeur n'est pas cohérente. Ceci peut s'expliquer par deux effets potentiels :

- Premièrement, du fait que le nuage en début d'évaporation est chaud, l'approximation d'un piège harmonique, qui nous permet d'établir l'équation (5.25), n'est sûrement pas valide.
- La deuxième hypothèse émise est que, immédiatement après le chargement, le nuage n'est potentiellement pas à l'équilibre thermodynamique, ce qui fausse les mesures de température initiales.

Cependant, à partir de la fin de la première rampe, nous obtenons un résultat qui semble valide. Comme on peut le constater, le taux de collision élastique est relativement faible et démarre à 71 Hz pour finir à 265 Hz en fin d'évaporation. On notera tout de même que l'augmentation conjointe de ce dernier, combinée avec celle de la densité dans l'espace des phases, indique que nous avons bien atteint le régime d'emballement.

La référence [38], utilisant une puce magnétique à miroir et possédant un piège similaire

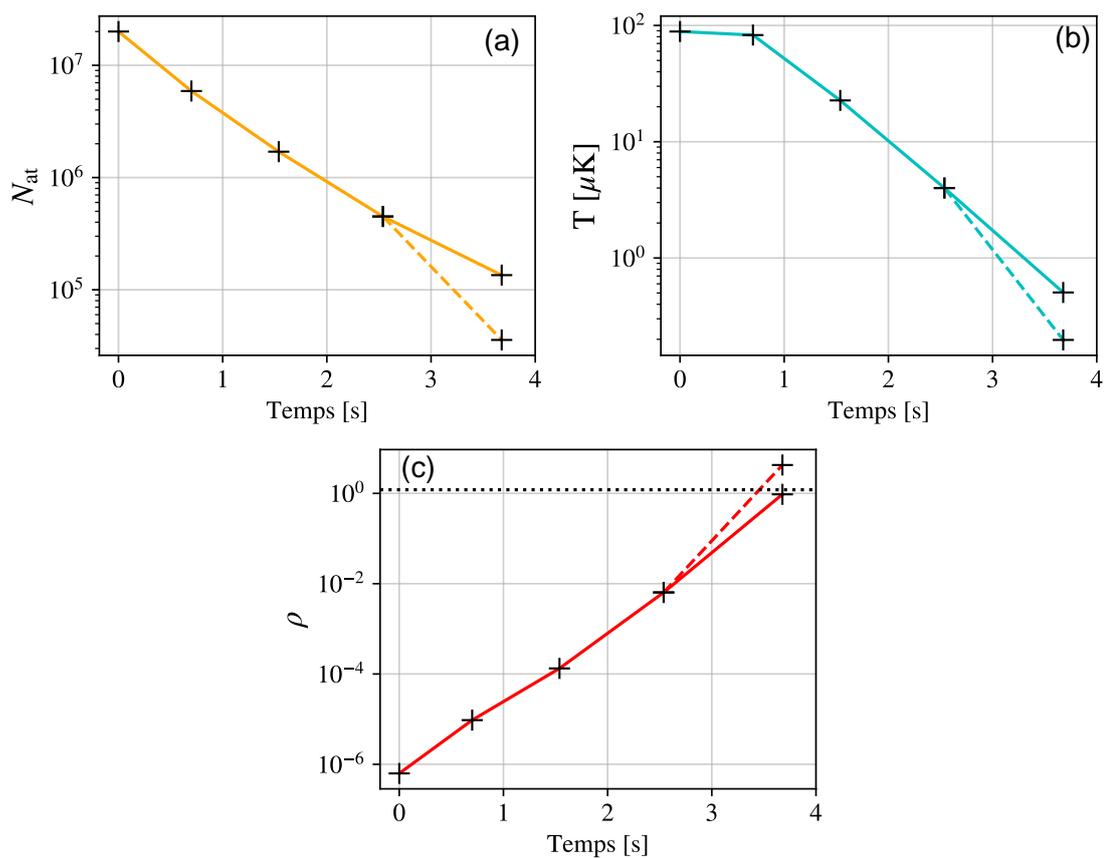


FIGURE 5.19 – Évolution du nombre d’atomes en (a), de la température en (b) et de la densité dans l’espace des phases en (c) en fonction du temps d’évaporation. Les points à 3,7 s reliés par la ligne continue et par la ligne en pointillé correspondent respectivement à un nuage juste avant la transition de phase et partiellement condensé.

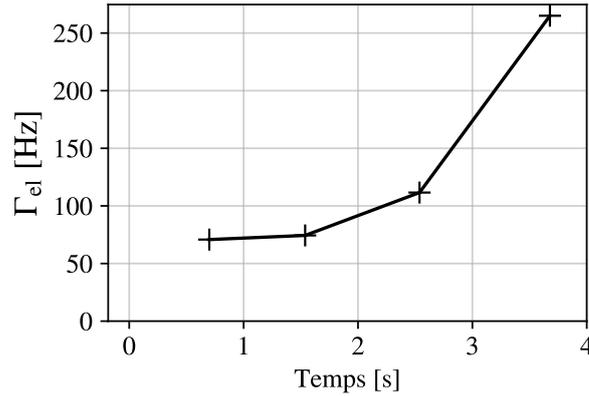


FIGURE 5.20 – Évolution du taux de collision élastique au cours de l'évaporation.

($\bar{f} = 400$ Hz), réalise une évaporation très rapide, de l'ordre de la demi-seconde. Par rapport à nous, cet écart est principalement dû à un nombre augmenté d'atomes chargés dans le piège. Dans leur cas, celui-ci est dix fois plus importants, leur permettant ainsi d'avoir en début d'évaporation un taux de collision élastique de 500 Hz. On voit donc ici tout l'intérêt de charger un grand nombre d'atomes dans le piège.

5.5.3 Caractérisation du condensat

Une fois la rampe d'évaporation appliquée avec une valeur de la fréquence RF finale inférieure à 0,62 MHz, nous observons une transition de phase. Les atomes forment alors un condensat lorsque le nuage thermique atteint la température critique estimée grâce à l'étude de la fraction de $T_c = 350 \pm 50$ nK. Le plus grand nombre d'atomes actuellement obtenu dans la fraction condensée est de 35 000 pour un total de 60 000. Dans cette section, nous allons voir les observations qui prouvent que la transition de phase a été franchie.

Sous la température critique, on observe l'apparition d'une structure bimodale comprenant la partie condensée de faible dimension et de forte densité ainsi que le nuage thermique. En effet, les atomes condensés se trouvent dans l'état fondamental du piège. Leur densité atomique a une forme de parabole inversée dont la dimension caractéristique est donnée par le rayon de Thomas Fermi [83] :

$$R_i = a_{i,ho} \left(\frac{15N_{\text{BEC}}a}{a_{i,ho}} \right)^{1/5} \quad (5.27)$$

Le paramètre $a = 5,77$ nm est la longueur de diffusion en onde s du ^{87}Rb et $a_{i,ho} = \sqrt{\frac{\hbar}{M\omega_i}}$ est la dimension de l'état fondamental d'un oscillateur harmonique de pulsation ω_i [83]. La dimension du nuage condensé dans le piège est ainsi de quelques μm , ce qui est bien plus petit que la partie thermique dont la taille est donnée par l'équation (5.15). De plus, lors d'un temps de vol, l'expansion du condensat a un comportement caractéristique. On observe alors une inversion d'ellipticité qui est la signature typique d'un nuage dégénéré issu d'un piège anisotrope [65]. En effet, lors de la coupure du piège de caractérisation, l'énergie potentielle d'interaction répulsive entre les atomes se transforme en énergie cinétique. Ainsi, le nuage s'étend plus vite suivant la direction transverse ($f_t = 437 \pm 0,68$ Hz), qui est la plus confinée, que suivant la direction longitudinale ($f_l = 43 \pm 0,02$ Hz). Ce comportement diffère de celui du nuage thermique qui suit une dynamique d'expansion isotrope donnée par l'équation 5.10. De cette manière, nous sommes capables d'identifier clairement la partie du nuage formant un condensat de Bose-Einstein. Cette dernière est alors la plus dense et a un rapport d'aspect initial similaire à celui du piège de caractérisation, s'inversant au cours de sa chute.

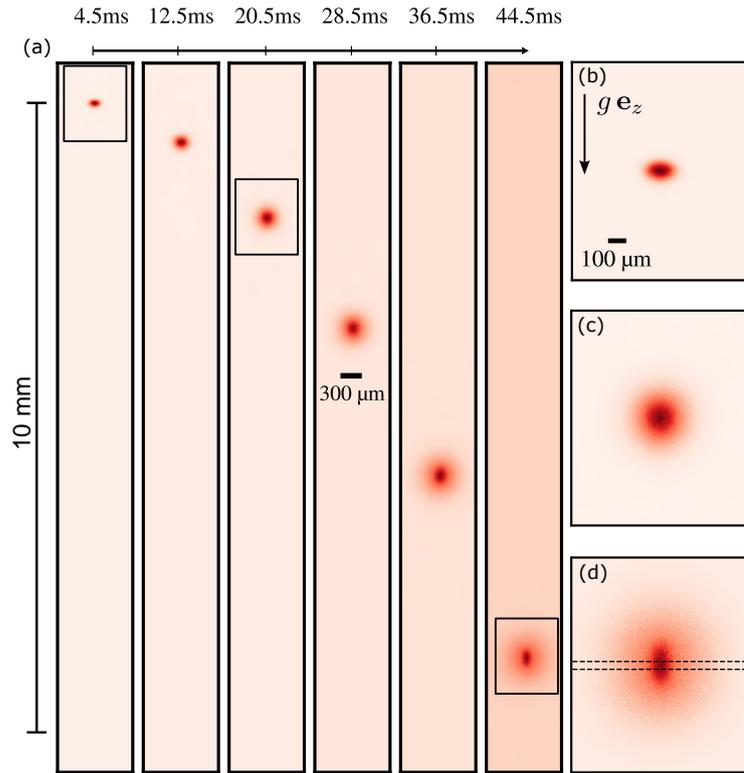


FIGURE 5.21 – Temps de vol d’un nuage de 180 000 atomes dont 10% des atomes sont condensés. Les figures (b), (c) et (d) sont des agrandissements des images centrées sur le nuage pour les temps de vol respectivement de 4,5 ms 20,5 ms et 44,5 ms.

J’ai représenté sur la figure 5.21 des images d’un temps de vol d’un nuage de 180 000 atomes partiellement condensés ($\approx 10\%$). Les figures (b), (c) et (d) montrent des images agrandies du nuage pour des temps de vol courts (4,5 ms), intermédiaires (20,5 ms) et longs (44,5 ms). Aux temps courts, la distribution reflète le rapport d’aspect du piège montrant un nuage plus allongé suivant la direction de piégeage longitudinale. Aux temps intermédiaires, la distribution devient isotrope et on commence à discerner la fraction condensée rouge foncé au centre du nuage de la partie thermique plus grande et diluée. Aux temps longs, la distribution présente un aspect bimodal marqué avec une expansion isotrope de la composante thermique et une expansion anisotrope de la partie condensée. Comme on peut le voir et comme attendu, entre le temps de vol court et long, le nuage condensé voit son axe long passer de l’axe e_x (axe longitudinal) à e_z (axe transverse).

La double distribution est mise en évidence sur la fig. 5.22. Les points noirs résultent de la somme verticale du signal de l’image 5.21 (d) réalisée sur une bande de 9 pixels et matérialisée par les deux lignes en pointillés noirs. La courbe rouge est obtenue à partir d’un double ajustement gaussien à deux dimensions du signal. Une des gaussiennes, représentée par la courbe bleue, ajuste le nuage thermique tandis que l’autre, représentée par la courbe noire, ajuste le nuage condensé. Bien que la forme théorique du condensat soit une parabole inversée, la somme de ces ajustements décrit relativement bien la forme globale du nuage. En effet, la résolution limitée de la caméra ne nous permet pas de discerner le profil exact de la partie condensée. Par conséquent, nous utilisons cette méthode qui donne de bons résultats et est plus simple à contraindre. Ainsi, en réalisant des ajustements pour des temps de vol différents, nous sommes capables d’extraire le nombre total d’atomes, le nombre d’atomes condensés et la température du nuage thermique.

J’ai représenté sur la figure 5.23 l’évolution de la fraction d’atomes condensés en fonction du rapport de la température du nuage thermique sur la température critique (T/T_c). Cette courbe

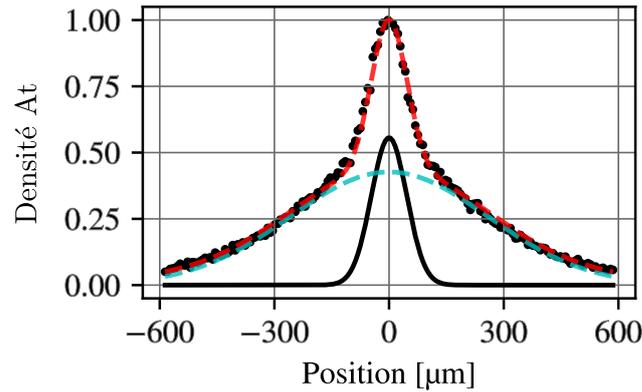


FIGURE 5.22 – Mise en évidence de la structure bimodale du nuage partiellement condensé ($\approx 10\%$). Les points noirs résultent de la somme horizontale d’une bande de 9 pixels de l’image 5.22 (d). La courbe bleue représente l’ajustement gaussien du nuage thermique. La courbe noire représente l’ajustement gaussien de la partie condensée. La somme des deux ajustements est représentée par la courbe en pointillés rouges.

résulte de l’analyse d’un nuage refroidi avec la rampe RF visible sur la figure 5.18, pour laquelle la fréquence finale varie de 0,7 MHz à 0,54 MHz. De cette manière, nous ajustons la densité dans l’espace des phases de sorte à franchir, petit à petit, la transition pour la caractériser.

La température critique du nuage T_c est calculée avec la formule 5.21. Celle-ci dépend du nombre d’atomes total N_{tot} et de la fréquence géométrique moyenne $\bar{\omega} = 202$ Hz du piège de caractérisation. Pour mesurer la température du nuage thermique, le nombre d’atomes total N_{total} et la fraction d’atomes condensés $N_{\text{BEC}}/N_{\text{total}}$, j’ai réalisé une série de 4 temps de vol par rampe RF. Pour chaque série, une température du nuage thermique est mesurée. La fraction condensée et le nombre d’atomes total sont mesurés pour des temps de vol longs de 30 ms, 40 ms, et 45 ms. Ainsi, pour une valeur finale de rampe RF, j’obtiens six points de mesures qui sont placés sur la courbe 5.22.

Comme on peut le voir, la fraction condensée maximale mesurée sur la courbe est d’environ 70%. Ceci s’explique car, à partir de ce seuil, il devient compliqué de discerner par un ajustement la partie thermique de la partie dégénérée. De plus, au moment de ces prises de données, l’expérience était perturbée probablement par un bruit électromagnétique externe. Par conséquent, il était difficile d’obtenir des résultats stables quand la valeur de la fréquence RF s’approchait trop du fond du piège. Cependant, comme on peut le constater, les données expérimentales suivent relativement bien le modèle tracé en rouge et donné par $N_{\text{BEC}}/N_{\text{tot}} = 1 - (T/T_c)^3$ [83]. Ce bon accord nous permet donc d’être confiant sur les mesures indépendantes des fréquences du piège et du nombre d’atomes. En effet, la détermination de la température critique pour chaque point dépend de ces deux valeurs. Ainsi, si le piège n’était pas harmonique, si ses fréquences étaient mal connues ou si une erreur était commise dans la mesure du nombre d’atomes, les points s’écarteraient de la prédiction théorique. Enfin, le comportement typique d’apparition soudaine d’une fraction condensée non nulle à la température critique T_c valide notre méthode d’identification des nuages par un double ajustement gaussien.

5.5.4 Conclusion sur le refroidissement par évaporation

Pour conclure, après une évaporation forcée, nous observons une transition vers un condensat Bose-Einstein. Celle-ci survient pour une température du nuage thermique d’environ 350 nK pour 60 000 atomes. Actuellement, le plus grand condensat obtenu après une rampe de 3,2 secondes contient 35 000 atomes. Ce résultat constitue la première démonstration expérimentale de l’obten-

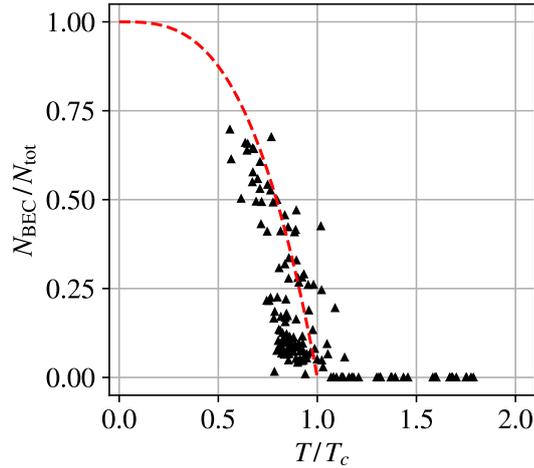


FIGURE 5.23 – Évolution de la fraction condensée en fonction du rapport de la température du nuage thermique sur la température critique. Les triangles représentent les points de mesure et les traits en pointillés le comportement attendu donné par $N_{\text{BEC}}/N_{\text{tot}} = 1 - (T/T_c)^3$.

tion d'atomes ultra-froids sur une puce magnétique à réseau. Ainsi, la combinaison d'un piège magnéto-optique réseau et d'une puce magnétique semble être une voie prometteuse pour augmenter la robustesse et la compacité des sources embarquées. Enfin, ce résultat permet de valider la démarche de conception du réseau et de la puce magnétique ainsi que les choix techniques qui ont été faits pour atteindre cet objectif.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les performances obtenues avec la source que j'ai dimensionnée et fabriquée. Nous avons pu voir tout l'intérêt d'utiliser un faisceau avec un profil d'intensité plat pour le refroidissement laser. Celui-ci nous a permis d'augmenter le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique d'un facteur dix par rapport au faisceau gaussien. J'ai mis en évidence que cette amélioration résulte :

- d'une part, de la concentration de la puissance laser sur le réseau de diffraction augmentant l'intensité laser ;
- d'autre part, de la durée de vie des atomes dans le piège magnéto-optique qui est quadruplée à intensité égale entre le faisceau gaussien et le faisceau à profil plat.

Ce résultat prouve donc que le gain obtenu provient également d'un meilleur équilibre de la pression de radiation dans le volume de recouvrement des faisceaux. Ceci augmente le taux de capture et réduit le taux de perte dans le piège magnéto-optique.

Nous avons également observé que la position optimale du centre du quadrupôle dans le volume de capture reflétant la qualité du profil d'intensité est un paramètre important. Pour le faisceau gaussien, le mauvais équilibre des pressions de radiation, combiné à la faible saturation de la transition atomique, nous impose d'approcher le centre du piège magnéto-optique à 3,5 mm de la surface du réseau. Dans le cas du faisceau à profil d'intensité plat, celui-ci se trouve centré sur le volume de recouvrement à 5,7 mm de la surface, ce qui permet de profiter de l'entièreté du volume.

Nous avons également constaté que le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique n'est pas saturé et, au vu des résultats obtenus dans [80, 81], il pourrait probablement être

augmenté d'un facteur dix. Pour cela, il nous faudrait accroître les gradients de champ magnétique, actuellement limités par l'échauffement des bobines, ainsi que la puissance laser du GMOT et du MOT 2D.

Le refroidissement laser nous a permis d'atteindre une température sub-Doppler de l'ordre de $34 \mu\text{K}$ avec un nombre maximal de $1,3 \cdot 10^8$ atomes pour une densité dans l'espace des phases de $6 \cdot 10^{-7}$. Notamment, nous avons observé que la température minimale est limitée par les courants induits à la surface de la puce. Combiné à l'absence de bobines de champs de compensation, nous ne pouvons pas réaliser de mélasse optique pendant laquelle le champ magnétique doit être annulé.

Pour charger efficacement les atomes dans le piège magnétique, nous avons vu qu'il était nécessaire d'approcher les atomes de la surface. En effet, la limite de courant maximale fixée à 50 A et 10 A respectivement pour le fil macroscopique et le fil micro-fabriqués nous permet de capturer les atomes dans un piège à 3,1 mm de la surface. Grâce à un contrôle individuel des deux bobines du quadrupôle, nous sommes en mesure de déplacer les atomes de la position où le chargement du piège magnéto-optique est maximal à la position du piège magnétique initial. Cependant, nous avons observé que cette étape de déplacement induit une perte d'atomes causée par la forme en pointe du volume de recouvrement des faisceaux. Cette perte pourrait potentiellement être réduite ou évitée :

- En augmentant la distance de capture du piège magnétique initial grâce au contrôle du champ magnétique B_0 au fond du piège dès cette étape.
- En choisissant un réseau de diffraction trois fois 1D avec un angle de diffraction plus grand, permettant ainsi d'approcher de la surface le centre du volume de recouvrement.

Une autre possibilité, plus ambitieuse, serait d'utiliser un réseau 2D parfait. En effet, son volume de capture de forme pyramidale permettrait de déplacer les atomes vers la surface sans qu'ils ne sortent de la zone de recouvrement des faisceaux.

La procédure de refroidissement laser, de chargement et de compression des atomes dans le piège magnétique a été optimisée par un algorithme d'optimisation bayésien. Nous avons constaté que l'optimisation par bloc individuel de la séquence de refroidissement laser et de chargement du piège magnétique a donné de bons résultats. Notamment, nous avons vu que les fréquences du piège magnétique initial sont très proches des fréquences optimales prédites à partir des caractéristiques du nuage pré-refroidi par laser. De plus, nous pouvons ajouter que l'optimisation est un outil qui permet de gagner un temps considérable par rapport à une méthode manuelle, avec laquelle il est plus difficile de trouver l'optimum global.

Enfin, les $2 \cdot 10^7$ atomes chargés dans le piège comprimé ont été refroidis par évaporation, ce qui nous a permis d'atteindre une densité dans l'espace des phases suffisante pour obtenir un condensat de Bose-Einstein. Nous avons ainsi obtenu un condensat de 35 000 atomes pour une durée d'évaporation comprise entre 3,2 et 3,7 secondes. La durée totale nécessaire pour réaliser un condensat est d'environ 8 secondes, dont la moitié du temps sert à charger le piège magnéto-optique réseau. Ce temps pourrait être réduit en augmentant le flux d'atomes provenant du MOT 2D et en saturant le piège magnéto-optique réseau. Par ailleurs, plus d'atomes seraient chargés dans le piège comprimé, augmentant de ce fait le taux de collision élastique et donc la vitesse d'évaporation.

Pour conclure, ces résultats constituent la première démonstration expérimentale de l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein grâce à une source combinant un piège magnéto-optique réseau utilisant un faisceau et une puce magnétique. Nous avons ainsi pu valider la procédure de dimensionnement, de fabrication ainsi que les choix technologiques. Nous avons notamment démontré qu'il est possible de réaliser un piège magnétique comprimé à une distance élevée de

500 μm de la surface des fils. Ceci nous a permis de coller directement un réseau aminci par dessus la puce et d'obtenir un condensat. Enfin, les multiples perspectives d'amélioration de la source nous permettent d'être confiants quant à la possibilité de réaliser une source de ce type qui combine robustesse, compacité et obtention d'un fort flux d'atomes ultra-froids.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Conclusion

Ce mémoire de thèse a présenté les travaux que j'ai réalisés entre octobre 2020 et 2024 à Toulouse au laboratoire du LCAR dans l'équipe d'interférométrie atomique et au LAAS-CNRS dans l'équipe de photonique. Ces derniers ont permis de concevoir un nouveau type de source d'atomes ultra-froids pour des applications embarquées. Les résultats obtenus ont permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein en combinant, pour la première fois, un piège magnéto-optique à un faisceau utilisant un réseau de diffraction et une puce magnétique. Ceci valide la pertinence des choix technologiques adoptés ainsi que la procédure de dimensionnement et de fabrication de la puce. Ces travaux ont permis de lever de nombreux verrous technologiques. Les perspectives d'amélioration montrent que l'hybridation d'un piège magnéto-optique réseau et d'une puce magnétique pourrait offrir une solution compétitive pour fournir une source d'atomes ultra-froids, capable de générer un fort flux, tout en étant compacte, robuste et économe en énergie.

Réseau de diffraction pour le piégeage magnéto-optique : dimensionnement et conception.

La première étude présente dans ce manuscrit se focalise sur le dimensionnement et la fabrication du réseau de diffraction pour le refroidissement laser. Ces travaux ont abouti à une publication [86] proposant une méthodologie de dimensionnement par simulation numérique.

Après un rappel théorique de la physique du refroidissement laser et à partir d'une étude bibliographique, j'ai réuni les paramètres importants pour la conception d'un réseau adapté au refroidissement laser. Nous avons ainsi pu faire ressortir trois contraintes à respecter :

- Garantir un équilibre de pression de radiation.
- Réduire au maximum l'ordre zéro de diffraction.
- Conserver l'état de polarisation circulaire de la lumière après diffraction.

Grâce à cet ensemble de contraintes, j'ai pu définir les propriétés optiques de ce type de réseau.

Nous avons vu que le refroidissement laser peut être réalisé en utilisant un réseau 2D ou un ensemble de réseaux 1D. Bien que le volume de recouvrement des faisceaux soit plus grand et de forme plus adéquate pour le chargement du piège magnétique, le choix d'un réseau 2D est plus risqué. En effet, il est alors nécessaire que celui-ci soit parfait, c'est à dire sans pertes. Pour ce travail, nous avons donc choisi d'opter pour la géométrie la plus utilisée comprenant trois réseaux 1D disposés à 120° . Cette dernière est bien moins difficile à concevoir car une partie de la puissance laser incidente doit être absorbée par le substrat. En raison de deux effets antagonistes, à savoir la réduction du volume de capture et l'augmentation des forces magnéto-optiques avec

l'accroissement de l'angle de diffraction, il n'y a pas de consensus clair dans la communauté quant à un angle optimal.

Pour dimensionner le réseau, j'ai utilisé une simulation numérique exacte. J'ai élaboré une méthodologie d'analyse des données de simulation en utilisant, comme critères principaux, les performances optiques et la robustesse des différentes géométries face aux défauts de fabrication. Grâce à cette approche, j'ai pu identifier un réseau de diffraction cible performant et robuste. Ce dernier est métallisé avec 32,5 nm d'aluminium, possède un angle de diffraction de 40° et une profondeur de gravure de 210 nm.

Malgré une légère déviation par rapport à la géométrie cible, les réseaux fabriqués ont des caractéristiques optiques convenables. Ce constat justifie donc la prise en compte de l'incertitude de fabrication parmi les critères de choix. La méthode utilisée, étant générique, pourra être adaptée pour d'autres développements, comme celui des réseaux 2D.

Puce magnétique pour le refroidissement forcé : dimensionnement et conception. Dans une seconde partie, j'ai présenté la méthode de conception de la puce magnétique. A partir de la bibliographie, j'ai identifié les deux caractéristiques clés qu'un piège non dissipatif doit présenter pour réaliser du refroidissement par évaporation. Ainsi, le piège doit donc être :

- Le plus comprimé possible pour garantir un taux de collision élastique élevé.
- De profondeur suffisante pour que l'évaporation soit efficace dès le début du chargement des atomes.

Nous avons vu qu'un piège de type Ioffe-Pritchard peut être généré grâce à l'utilisation conjointe de champs magnétiques externes et d'un fil micro-fabriqués en forme de Z.

Nous avons fait le choix de placer par dessus la puce magnétique le réseau de diffraction dont l'épaisseur est d'environ $200 \mu\text{m}$. Ceci nous oblige à capturer les atomes à une position z_0 relativement éloignée de la surface des fils, ne nous permettant pas de profiter pleinement de l'augmentation du gradient de champ en I/z_0^2 . Ceci m'a donc contraint à dimensionner une puce capable de résister à des courants importants de l'ordre de 10 A.

Le dimensionnement s'est organisé en deux parties. Premièrement, j'ai cherché à fixer la section du fil. Dans un second temps, une simulation numérique du champ d'un fil épais, que j'ai développé, m'a permis de fixer la longueur L du fil central.

Le choix de la section s'est fait relativement à une puce d'ancienne génération, pour laquelle j'ai déterminé expérimentalement la tenue en courant. J'ai fixé le gradient de champ transverse et étudié la variation de puissance dissipée par effet Joule ainsi que celle du courant en fonction de la section d'un fil élargi. J'ai ainsi montré que nous avons tout intérêt à augmenter la largeur du fil à $w = 300 \mu\text{m}$, tout en gardant une épaisseur de $H = 50 \mu\text{m}$. Ce nouveau fil est théoriquement capable de résister à un courant de 10 A, tout en dissipant moins d'énergie thermique. Il garantit de ce fait une profondeur de piège et des fréquences supérieures à l'ancienne génération de puce.

Par la suite, les simulations numériques nous ont permis de choisir un fil en Z, dont le segment central est de longueur $L = 2 \text{ mm}$ et de section $H = 50 \mu\text{m} \times w = 300 \mu\text{m}$. Celui-ci nous permet de générer, avec un courant de 10 A, un piège à $500 \mu\text{m}$ de la surface avec une profondeur de $1724 \mu\text{K}$ et des fréquences moyennes de 368 Hz pour un champ au fond du piège de 1 G.

La puce magnétique qui a été fabriquée comporte, en plus du fil en Z de 2 mm dimensionné pour le refroidissement par évaporation, un ensemble de structures offrant la liberté de créer

différentes formes de pièges. En effet, elle comprend des structures qui permettent de faciliter le chargement et la compression des atomes pré-refroidis par laser. De plus, l'existence de fil en H et du fil 'dimple' permet d'augmenter encore les fréquences de piégeage.

Hybridation de la puce La réussite de la procédure d'assemblage est indispensable afin de pouvoir utiliser la puce avec ces performances nominales. Les points critiques, que sont l'amin-cissement, le collage du réseau ainsi que la brasure de la puce, ont été adressés et ont abouti à une procédure d'assemblage contrôlée et répétable. Ainsi, grâce à la bonne qualité de la brasure, la puce magnétique dissipe correctement la chaleur par sa face arrière, ce qui nous permet de l'utiliser à 10 A avec une grande marge de sécurité. Le réseau, quant à lui, a une épaisseur suffisamment fine de 235 μm . Les atomes peuvent donc être capturés dans le piège que j'ai dimensionné pour le refroidissement par évaporation forcée sans être perdus par collision avec la surface.

Dispositif expérimental Dans ce chapitre, j'ai détaillé l'architecture du dispositif expérimental que j'ai monté au cours de ces travaux de thèse. Ce dernier comprend la chambre à vide conçue pour accueillir la puce, à laquelle a été connectée un piège magnéto optique 2D fabriqué par le SYRTE. Le banc laser, inspiré de l'architecture conçue lors de la thèse de Julien Alibert [73], permet de fournir l'ensemble des faisceaux optiques. De plus, j'ai détaillé le système d'imagerie et de contrôle de l'expérience. Je finis par expliquer brièvement l'algorithme d'optimisation bayésien, mis en place par Antoine Rouxel, qui a été utilisé pour régler la séquence de refroidissement.

Mise œuvre expérimentale de la puce magnétique à réseau Le dernier chapitre de ce manuscrit de thèse présente les performances de la source hybride. Les résultats obtenus permettent de valider l'ensemble de la conception et de la fabrication de la puce.

Dans une première partie, je mets en avant l'importance que joue le profil d'intensité du faisceau incident sur le réseau utilisé pour le refroidissement laser. Grâce à une étude comparative, j'ai montré que l'amélioration de l'équilibre des pressions de radiation et l'augmentation de l'intensité laser obtenue avec un faisceau à profil d'intensité plat permet :

- D'augmenter le taux de capture du piège magnéto-optique.
- De réduire le taux de perte de ce dernier.

Ainsi, par rapport au faisceau gaussien, le nombre d'atomes chargés est alors augmenté d'un ordre de grandeur soit au final $1,9 \cdot 10^8$ atomes.

Dans un second temps, j'ai détaillé la séquence de refroidissement laser et de chargement du piège magnétique comprimé. Cette dernière a été optimisée par morceau grâce à l'algorithme d'optimisation bayésien. La séquence se divise en deux étapes.

La première consiste à capturer un grand nombre d'atomes, à les refroidir par laser, à les comprimer et à les positionner là où le transfert vers le piège magnétique est maximal. La particularité de cette étape vient du fait que les deux bobines de champ quadrupolaire sont contrôlées indépendamment. Cela nous permet de compenser les champs induits par le métal de la puce et de déplacer le centre du quadrupôle dynamiquement de 5,7 mm à 3,5 mm de la surface. Ces deux distances correspondent respectivement à la position du chargement du piège magnéto-optique optimale et à celle du piège magnétique initial (3,1 mm).

La deuxième étape de la séquence a pour objectif de capturer les atomes à l'aide des structures magnétiques de grande taille, puis de les comprimer à quelques centaines de micromètres de la surface dans le piège d'évaporation. L'analyse du nuage pré-refroidi par laser et du piège magnétique initial montre que l'optimisation semble avoir correctement réglée les paramètres de

l'expérience. Ainsi, $2 \cdot 10^7$ atomes ont été chargés dans le piège magnétique d'évaporation généré par le fil en Z de longueur $L = 2$ mm.

Enfin, dans une dernière partie, je détaille comment le nuage comprimé a été refroidi par évaporation forcée en utilisant une rampe d'une durée d'environ 3,5 secondes. L'évolution des grandeurs physiques au cours de la rampe d'évaporation, telles que la densité dans l'espace des phases et le taux de collision élastique, a été analysée. Ainsi, nous avons pu voir que le régime d'emballement a été atteint. Par la suite, j'ai montré qu'un condensat de 35 000 atomes a bien été obtenu. Nous avons ainsi pu observer la présence d'une structure bi-modale et l'inversion d'ellipticité qui est caractéristique d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège anisotrope. Ce résultat, qui fait actuellement l'objet d'une publication [87], valide ainsi le choix technologique de placer le réseau aminci par dessus la puce magnétique. Il démontre également la qualité du travail de dimensionnement, de fabrication et d'assemblage du dispositif.

Enfin, cette première preuve de concept ouvre une nouvelle voie pour le développement de sources d'atomes ultra-froids embarquées.

Perspectives :

Comment augmenter le flux d'atomes ?

Flux du MOT 2D et saturation du GMOT Les résultats obtenus avec la source décrite dans ce manuscrit révèlent plusieurs axes d'amélioration directement exploitables avec cette génération de puce. Premièrement, le temps de chargement du piège magnéto-optique réseau est relativement long. En effet, des travaux réalisés sur une source hybride similaire [80, 81] ont démontré le chargement de 1×10^9 atomes en une seconde grâce à un MOT 2D+ optimisé. Par conséquent, en améliorant le flux d'atomes généré par le MOT 2D et en augmentant à la fois le gradient de champ et la puissance laser du piège magnéto-optique réseau, il serait possible d'accélérer le chargement et d'augmenter le nombre d'atomes refroidis par laser d'un facteur dix.

Mélasse optique Dans un deuxième temps, l'ajout de champ de compensation devrait nous permettre d'ajouter une étape de mélasse optique pour rendre plus performant le refroidissement sub-Doppler.

Avec ces deux améliorations, la densité dans l'espace des phases du nuage refroidi par laser devrait être plus importante, ce qui permettrait de charger au moins dix fois plus d'atomes dans le piège magnétique [80, 81]. Les conditions initiales dans le piège d'évaporation devraient alors être similaires à celles de la source développée dans l'équipe de Ernst Maria Rasel [38], qui constitue actuellement l'état de l'art pour des sources embarquées. Par conséquent, il serait possible d'accélérer l'évaporation probablement en dessous de la seconde et d'obtenir un condensat avec un plus grand nombre d'atomes.

Contrôler le champ au fond du piège magnétique initial Le déplacement des atomes refroidis par laser pour leur transfert dans le piège magnétique entraîne une perte importante d'atomes. Cette perte pourrait être limitée en ajustant le champ magnétique B_0 au fond du piège initial, qui est relativement élevé. Ce champ important réduit les gradients de piégeage et limite la distance maximale de capture des atomes. En contrôlant sa valeur pour la ramener autour de 1 G, sans changer les courants dans la puce, il serait potentiellement possible de capturer les atomes à proximité de la zone de chargement du piège magnéto-optique. Ainsi, l'amplitude de déplacement des atomes refroidis par laser avant leur transfert dans le piège magnétique serait nettement réduite, ce qui augmenterait le nombre d'atomes capturés dans le piège magnétique.

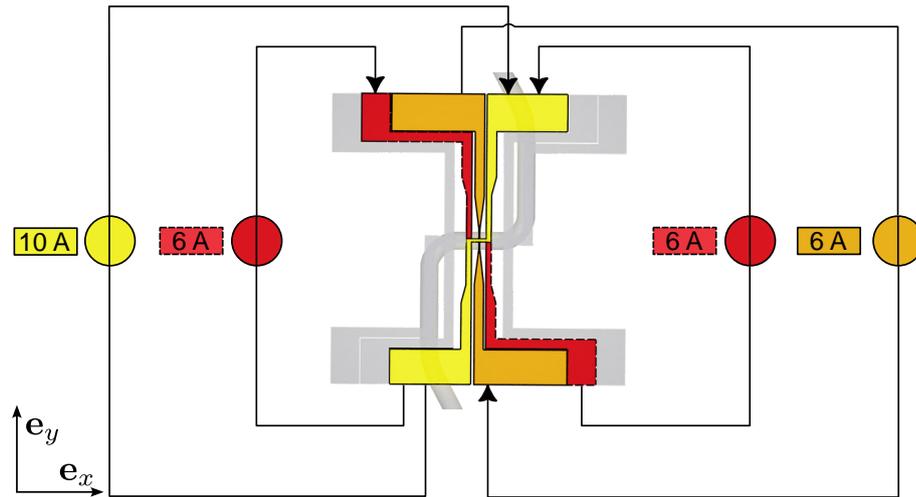


FIGURE 6.1 – Schéma d'alimentation de la puce magnétique permettant d'augmenter le confinement du piège magnétique d'évaporation. Le fil jaune correspond au fil en Z de 2 mm alimenté avec 10 A. Le courant, dans les fils suivant e_y espacés de 2 mm, est renforcé par deux alimentations en rouge de 6 A. Le fil 'dimple' est alimenté par un courant de 6 A.

Augmenter les fréquences de piégeage Comme on a pu le voir, la puce magnétique est capable de supporter un courant bien plus important que 10 A. En effet, nous avons vu que le fil de $w = 300 \mu\text{m}$ par $H = 50 \mu\text{m}$ est au moins capable résister à un courant de 16 A. Ainsi, il semble possible d'augmenter considérablement le confinement du piège magnétique, notamment selon l'axe longitudinal, et donc d'accélérer le refroidissement par évaporation. Pour cela, nous utiliserions, en plus du fil en Z de 2 mm, le fil en H de 2 mm et le fil 'dimple'. J'ai représenté une configuration d'alimentation de la puce envisageable sur la figure 6.1, pour laquelle la somme des courants par segment de fil ne dépasse pas 16 A. Notons que la puissance dissipée par effet Joule sera plus importante et qu'il faudra donc veiller à ce que son évacuation soit suffisante.

Nouvelle version de puce (amélioration du réseau de diffraction) Le volume de recouvrement des faisceaux, générés par l'utilisation de trois réseaux 1D, a une forme contraignante pour le chargement des atomes dans le piège magnétique. En effet, ce dernier, visible sur la figure 6.2 (a), finit en pointe en se rapprochant de la surface, ce qui engendre des pertes lors du transfert dans le piège magnétique. Pour améliorer ce point, deux solutions existent. La première consisterait à augmenter l'angle de diffraction des réseaux 1D et, ainsi, rapprocher le centre du volume de recouvrement des faisceaux de la surface de la puce. Cette solution serait relativement simple à mettre en œuvre et ne comporterait que peu de risques. La deuxième, plus ambitieuse mais pouvant permettre une amélioration significative, consisterait à utiliser un réseau de diffraction 2D. Comme on peut le voir sur la figure 6.2 (b), elle améliorerait le volume de recouvrement des faisceaux. En effet, ce dernier est de forme pyramidale avec une base carrée confondue avec la surface du réseau. Cette géométrie autorise donc à rapprocher le piège magnéto-optique de la surface théorique, sans que les atomes ne sortent du volume et soient ainsi perdus. De plus, à angle de diffraction égal, les réseaux 2D disposent d'un volume de recouvrement plus grand que leur homologue 1D. Le déficit, qu'il faudra alors relever en choisissant cette voie, sera de fabriquer un réseau de diffraction à haut rendement. On notera que des travaux récents montrent qu'il est théoriquement possible de réaliser des réseaux sans perte [88]. Si le réseau n'est pas parfait, il sera cependant possible de compenser en partie le déséquilibre de pression de radiation, causé par une efficacité de diffraction insuffisante, grâce à un façonnage du profil d'intensité du faisceau incident.

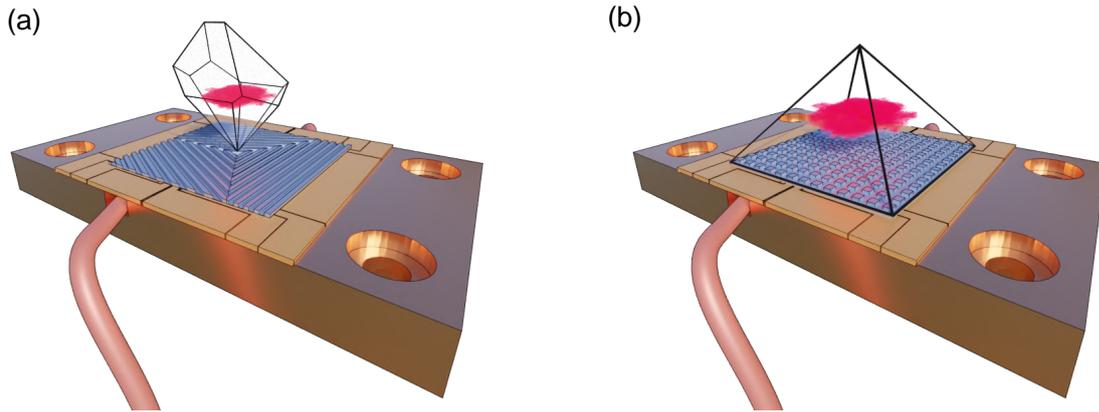


FIGURE 6.2 – (a) Schéma de la puce actuelle composée de trois réseaux 1D. (b) Schéma d'une puce améliorée utilisant un réseau de diffraction 2D. Le contour du volume de recouvrement pour les deux configurations est représenté par les lignes noires. Les images sont à la même échelle, les angles de diffraction des réseaux sont identiques.

Utiliser la source pour de l'interférométrie atomique

Vers un interféromètre atomique multi-axe à réseau :

La source d'atomes que j'ai dimensionnée et mis en œuvre pourrait être utilisée à court terme pour étudier la faisabilité d'un capteur inertielle multi-axe [89]. Le développement d'une centrale inertielle à partir de cette dernière fait l'objet d'une collaboration entre le LCAR, le LAAS-CNRS, le LP2N et la société Exail.

Le fait d'avoir remplacé le miroir, habituellement utilisé sur les puces magnétiques, par un réseau de diffraction implique qu'il n'est pas possible de rétro-réfléchir le faisceau d'interférométrie à sa surface. Une des solutions serait de placer ce dernier de sorte à ce qu'il soit rasant avec la surface de la puce. Cependant, cela nous éloignerait de notre objectif initial, qui vise à réduire la complexité optique des capteurs quantiques à ondes de matière. Ainsi, en ajoutant un faisceau d'interférométrie, la compacité et la robustesse du futur capteur seraient dégradées.

La voie qui a été choisie consiste à utiliser une paire de faisceaux Raman ayant le même axe optique que le faisceau de refroidissement laser. Ainsi, ces derniers seraient diffractés de la même manière que le faisceau de refroidissement. Cela générerait une multitude d'axe de diffraction capable d'engendrer un ensemble de transitions atomiques utilisables pour construire un interféromètre atomique. Ces transitions Raman résultent d'un processus à deux photons issus des faisceaux incident-incident, incident-diffracté ou diffracté-diffracté. Une des problématiques principales pour obtenir un interféromètre atomique avec cette structure vient du fait que les paires de faisceaux incident et diffracté ne sont pas indépendantes. Par conséquent, pour adresser une transition spécifique, il n'est pas possible de garantir qu'une seule d'entre elles soit résonante en manipulant uniquement la fréquence des faisceaux Raman. En effet, lors d'une impulsion Raman, le nuage d'atomes subirait des forces de couplage non nulles avec un ensemble de transitions possibles induisant de multiples diffractions inexploitable.

La première étape pour aller vers un capteur multi-axe utilisant le réseau est donc d'être capable de lever la dégénérescence entre les différentes transitions Raman possibles. Des études préliminaires réalisées au LP2N ont montré qu'il est nécessaire que :

- la température de la source d'atomes soit sub-recoil pour limiter l'élargissement des pics de diffraction,
- le vecteur vitesse initial du nuage atomique soit précisément contrôlé pour lever la

dégénérescence des différentes transitions.

Le premier critère est assuré, étant donné que la puce est capable de fournir un condensat de Bose-Einstein. Le deuxième, plus prospectif, pourrait être atteint en utilisant les fils de la puce magnétique pour communiquer la vitesse initiale voulue aux atomes. Remplir ces deux éléments nous permettrait ainsi de sélectionner une transition Raman à partir de laquelle un interféromètre atomique sensible aux effets inertiels pourrait être réalisé. Ainsi, de manière séquentielle [2] et en sélectionnant tour à tour des transitions suivant différentes directions, il est possible de mesurer l'ensemble des composantes de l'accélération et de la rotation à partir du seul faisceau laser Raman incident. Par conséquent, il serait possible de réaliser un nouveau type de centrale inertielle multi-axe hybride à la compacité et à la robustesse accrues.

Ajouter un miroir de Bragg sur le réseau pour de l'interférométrie atomique :

Les travaux similaires réalisés lors de la thèse de Hendrik Heine à Hanovre [81] adoptent une approche différente. Cette dernière consiste à placer un miroir de Bragg au-dessus du réseau de diffraction. De cette manière, la surface optique est transparente au faisceau de refroidissement laser (780 nm) et réfléchissante pour le faisceau d'interférométrie. Ce dernier est alors contraint d'utiliser la transition D1 du ^{87}Rb , dont la longueur d'onde de 795 nm est suffisamment éloignée de celle utilisée pour le refroidissement. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de réaliser un interféromètre atomique plus simple, avec un temps d'interrogation qui n'est pas limité par la dimension réduite du volume de recouvrement des faisceaux. Cependant, seule la composante de l'accélération suivant la direction de propagation des faisceaux d'interférométrie pourra être mesurée. De plus, on peut ajouter que la réalisation d'un réseau de diffraction de 2 cm de côté avec une surface planarisée sur laquelle un miroir de Bragg a été déposé n'a, à ma connaissance, pas encore été réalisée. La réalisation conjointe d'un réseau de diffraction et d'un miroir de Bragg, dont les caractéristiques respectives sont compatibles avec le piégeage magnéto-optique et les pré-requis métrologiques d'un interféromètre atomique, reste donc un défi considérable.

Développement général des capteurs quantiques à onde de matière

Le développement de cette source s'inscrit dans un contexte plus large qui vise à développer des capteurs quantiques à onde de matière embarqués. Ces capteurs ont la capacité de réaliser des mesures absolues d'accélération et de rotations, le tout avec une sensibilité, une justesse et une stabilité à long terme très élevées.

Les interféromètres atomiques peuvent donc être utilisés pour des applications terrestres telles que la navigation inertielle [2], la géophysique [6] en utilisant des gravimètres ou gradiomètres absolus [90, 91] ou encore l'ingénierie civile [1].

Différentes applications spatiales sont également concernées. Actuellement, le Bose-Einstein Condensate and Cold Atom Laboratory (BECCAL) est en développement et sera intégré à la station spatiale internationale [92]. Il permettra de fournir une plateforme multi-utilisateurs afin de réaliser des expériences de manipulation d'onde de matière dans un environnement de microgravité. De plus, une mission spatiale pathfinder CARIOQA-PMP, soutenue par la Commission européenne, vise à développer un satellite emportant le premier interféromètre atomique embarqué [13]. Le but est de développer les futurs accéléromètres et gravimètres quantiques qui seront exploités pour réaliser des satellites de gradiométrie spatiale pour l'observation de la Terre [11]. De plus, ces technologies pourraient être utilisées dans de potentielles missions spatiales à but plus fondamental comme le test du principe d'équivalence [3] ou la détection d'ondes gravitationnelles [4].

Toutes ces applications doivent être réalisées dans des environnements contraints. Pour le moment, les sources d'atomes ultra-froids envisagées pour BECCAL[92] ou CARIOQA-PMP

[13] utiliseraient une puce magnétique à miroir dont les performances et la fiabilité sont éprouvées depuis des années. Les résultats et les perspectives que j'ai présentés dans ce manuscrit laissent à penser que, dans un futur proche, les puces magnétiques à réseau fourniront des performances au moins identiques à la solution avec un miroir. L'utilisation d'une source d'atomes ultra-froids à un faisceau similaire à celle présentée dans ces travaux deviendrait alors une alternative très attractive pour les applications embarquées terrestres et spatiales de demain.

Annexe A

Caractéristiques optiques détaillées du réseau #2

Sous réseau	$\eta_{TE,0}$	$\eta_{TM,0}$	$\eta_{TE,1}$	$\eta_{TM,1}$	$S_{3,0}$	$S_{3,1}$
A	2.34	5.52	34.56	32.32	-51.35	96.18
B	2.93	5.18	36.00	33.92	-44.67	96.77
C	4.30	5.05	35.83	34.85	-17.46	97.18

TABLE A.1 – Détails des caractéristiques optiques du réseau #2 qui a été mis sous vide. La position des réseaux A, B et C est repérée sur la figure 2.5 (b). Les directions transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM) sont définies par rapport au plan d'incidence ($\mathbf{k}_{inc}, \Lambda$). Avec \mathbf{k}_{inc} le vecteur d'onde incident et Λ le vecteur réciproque du réseau 1D considéré

Annexe B

Plan de l'embase en cuivre de la puce

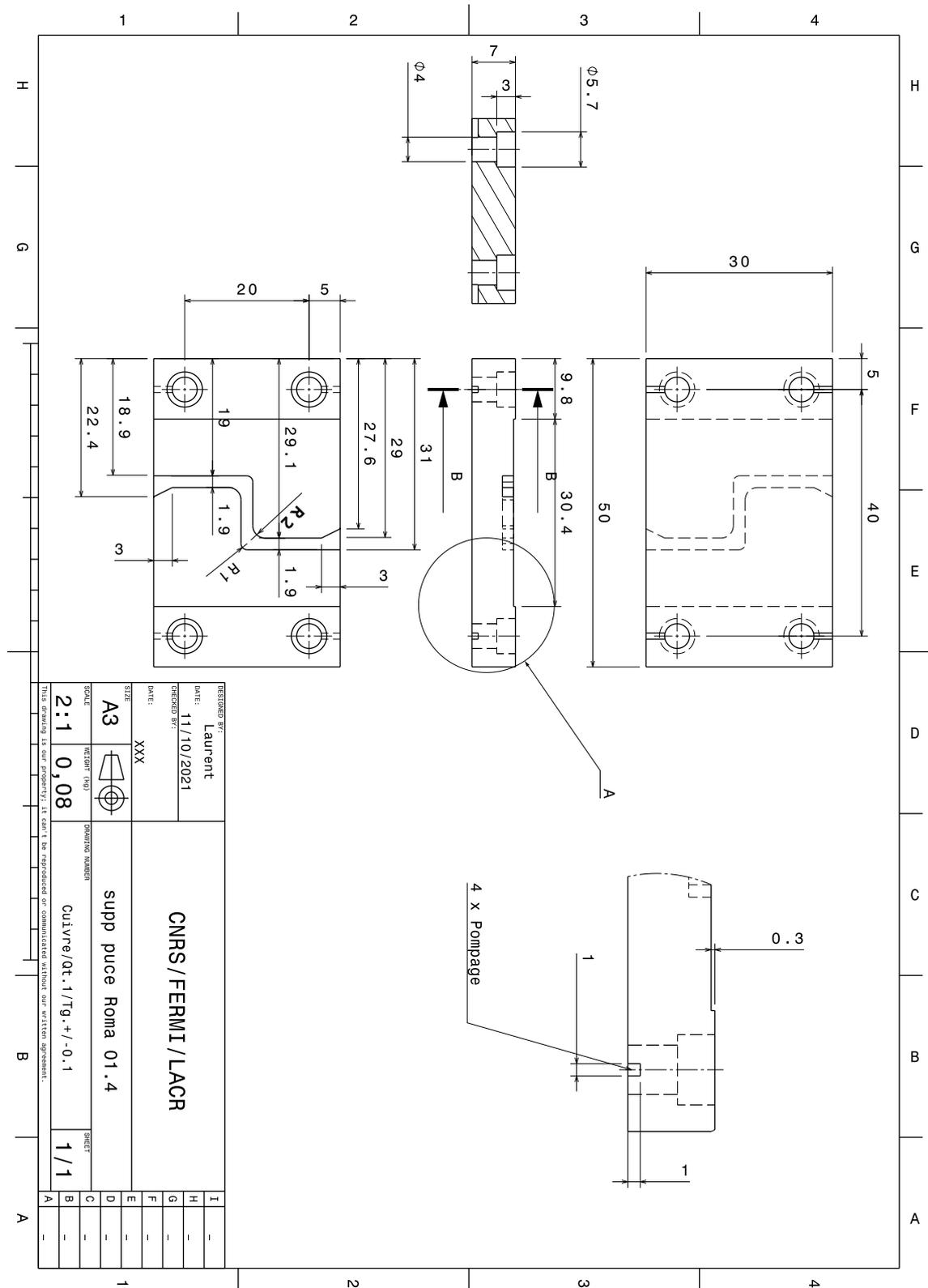


FIGURE B.1 – Plan de l'embase en cuivre

Annexe C

Caractérisation du collimateur Flat Top

Generation of a flat-top beam with TopShape optics from Asphericon

Antoine Rouxel, Romain Calviac

November 9, 2023

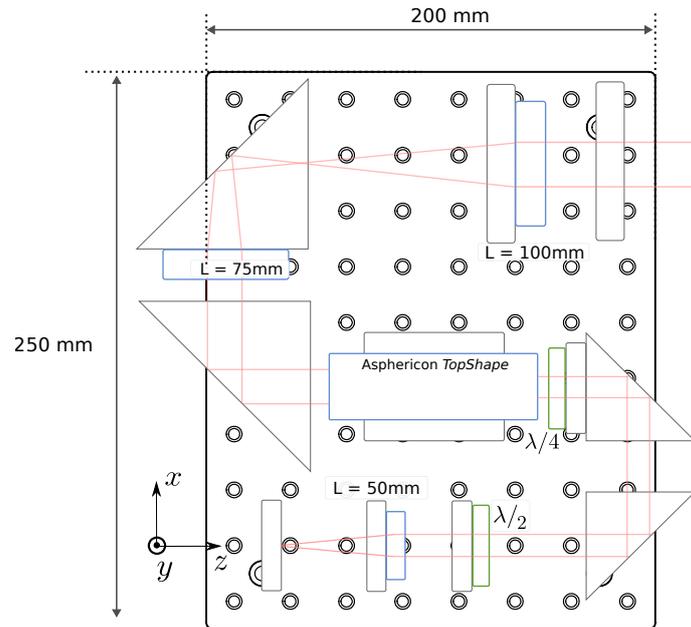


Figure 1: Optical setup used to generate the flat-beam with a diameter of 20 mm.

We designed an optical system that enables us to match the required diameter of 10 mm and to align the incoming beam at 780 nm with the *TopShape* optics ¹.

1 Collimation

Light enters through a monomode fiber situated in a KC1L/M tip&tilt from Thorlabs, as depicted in the lower-left portion of figure 1. The choice of a tip&tilt mechanism over an X/Y translation was made because the light emanating from the fiber exhibited a slight misalignment in angle. This tilt prevented uniform illumination of the aspheric lens, leading to an uneven intensity distribution in the collimated light. It's worth noting that, depending on the specific opto-mechanical setup, additional translation may be required.

The aspheric lens was selected for its collimation capabilities primarily because it significantly reduces the spherical aberrations associated with the use of plano-convex lenses or doublets. This decision was crucial, as we observed that these aberrations severely impacted

¹Characteristics of the TopShape optics : [click here to get more details](#)

the quality of the flat-top beam. Considering the numerical aperture of the fiber, the diameter of the collimated beam measures 10.4 mm before it enters the TopShape optics.

2 Flat-top intensity profile analysis

Analysis of the intensity profile of the resulting flat-top beam was performed at different distance from the optics.

2.1 Profile analysis setup

As the radius of the beam is quite large and no camera with such field-of-view was available, we relied on two translation stages ² for scanning of the field-of view. A camera ³ with 3.75 μm pixel pitch is fixed on the translation stage and captures images for various positions according to a serpentine trajectory as illustrated in figure 2.

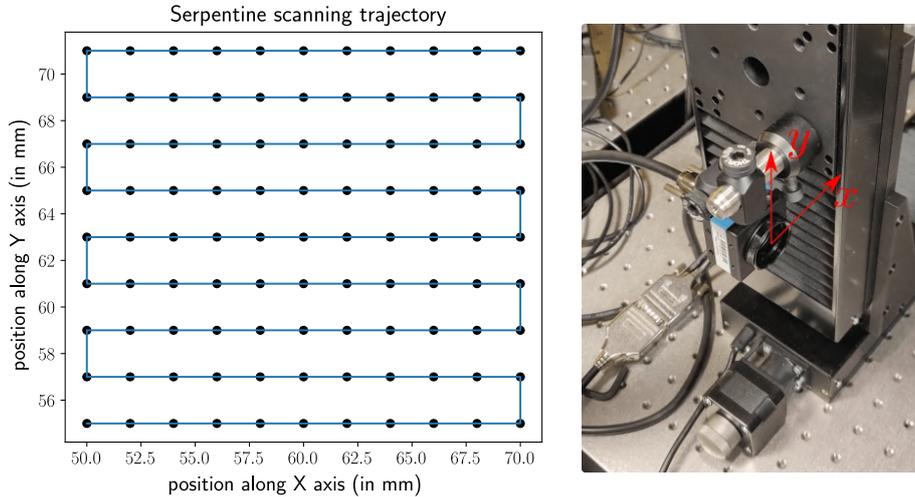


Figure 2: profile analysis

2.2 Pseudo-gaussian beam input

Before analyzing the flat-top beam, we characterize the pseudo-gaussian beam at the input of the TopShape optics. From the figure 3, one can see that the intensity distribution is not purely gaussian as it presents two bumps instead of one. In the next sections, we will see the impact of these bumps on the flat-top intensity distribution.

2.3 Flat-top analysis after TopShape optics

The flat-top beam profile was evaluated at three different distances from the TopShape optics so to obtain data on the propagation. For each distance, we perform 2D scans of the profile thanks to the setup described in section 2.1. The resulting profiles are presented in figures 6,

²NRT100/M translation stages from Thorlabs : [click here to get translation stages characteristics](#)

³Camera DMK27BUR0135 from Imaging source : [click here to get camera characteristics](#)

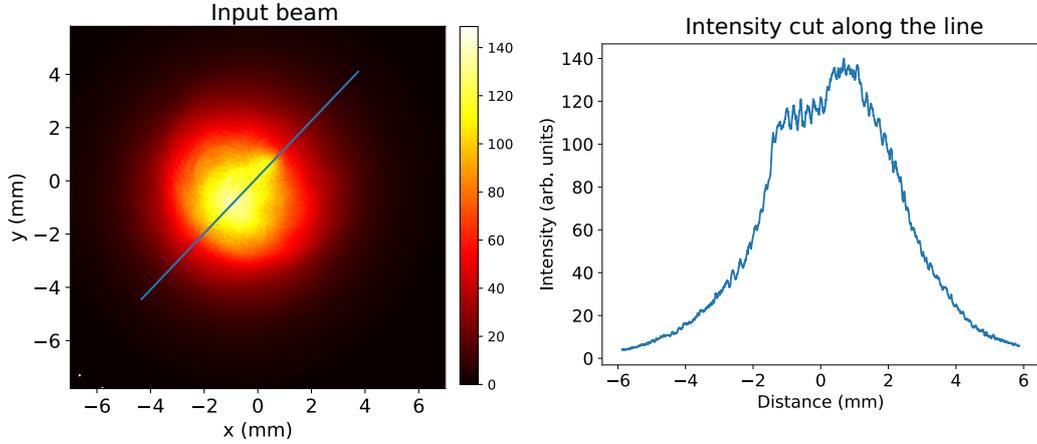


Figure 3: Beam profile at the input of the TopShape optics.

4 and 7. Each cut presented on the right side of the figures are averaged on 150 columns or 400 μm (each column width is smaller than a camera pixel size because of the images stitching that was performed) so to get rid of the local non-uniformities.

2.3.1 Intensity profile

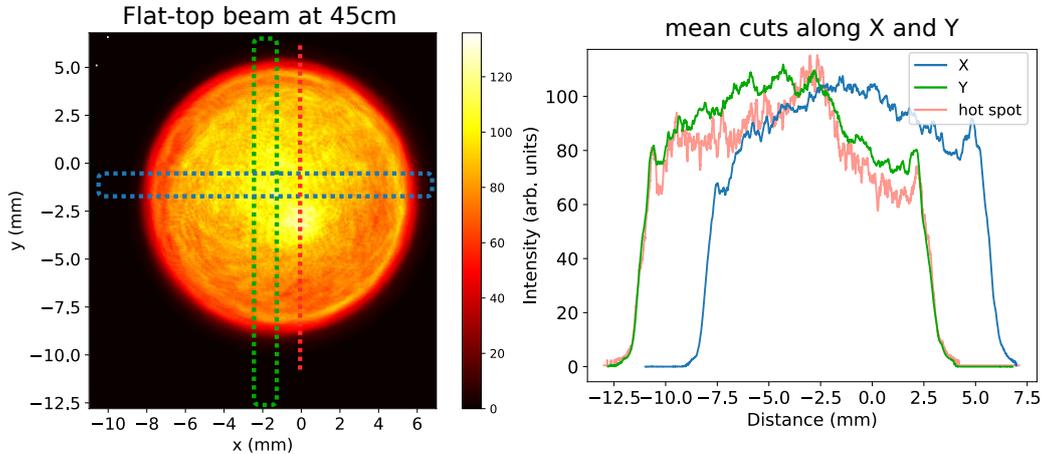


Figure 4: Flat-top beam profile at 45 cm of the TopShape optics last surface (middle).

The optical setup was tuned to obtain the best profile (i.e the sharpest edges with no overshooting) at a distance of around 45 cm as it is the distance we plan on working with. The flat-top intensity profile at this distance is presented in figure 4. From the cuts along X and Y, one can see the flat-top plateau is still slightly gaussian with non-uniformities. Between the edges and the center of the plateau, one can see a variation of around 25% due to this residual gaussian-hood. Note that the influence of the two bumps observed on the input gaussian beam can be seen here with the *hotspot* plotted in red.

2.3.2 Harmonic decomposition

Harmonic decomposition of the flat-top profile

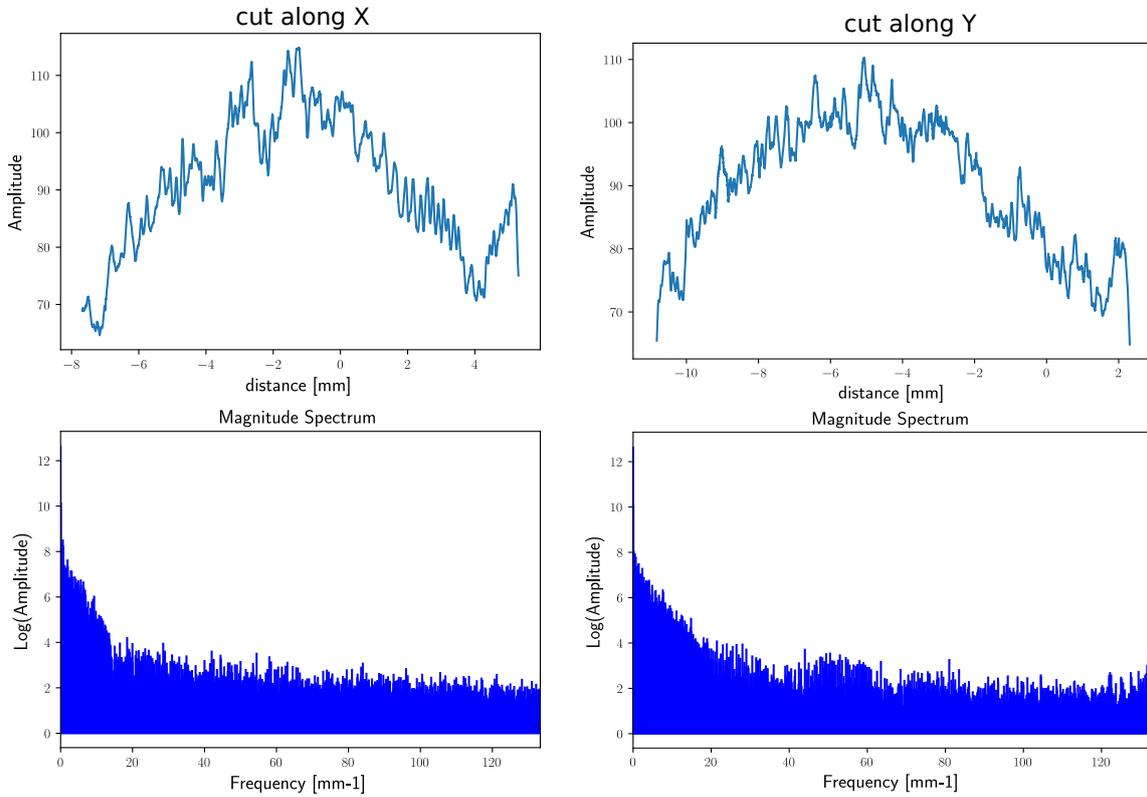


Figure 5: Harmonic decomposition of the flat-top beam plateau at a 45 cm distance.

2.3.3 Propagation analysis

One can see from the figures 6 and 7 that the profile goes from pseudo-gaussian to overshooting at the edges with propagation. Please note here than these performances might be improved by a thinner tuning of the collimation of input beam on the TopShape optics. However, the presented behaviour is characteristic of the flat-top beam

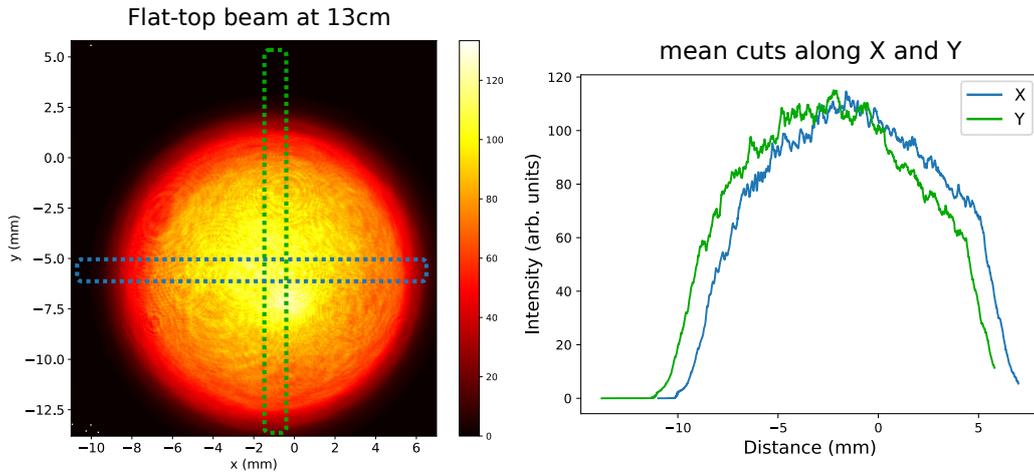


Figure 6: Flat-top beam profile at 13 cm from the TopShape optics last surface (close).

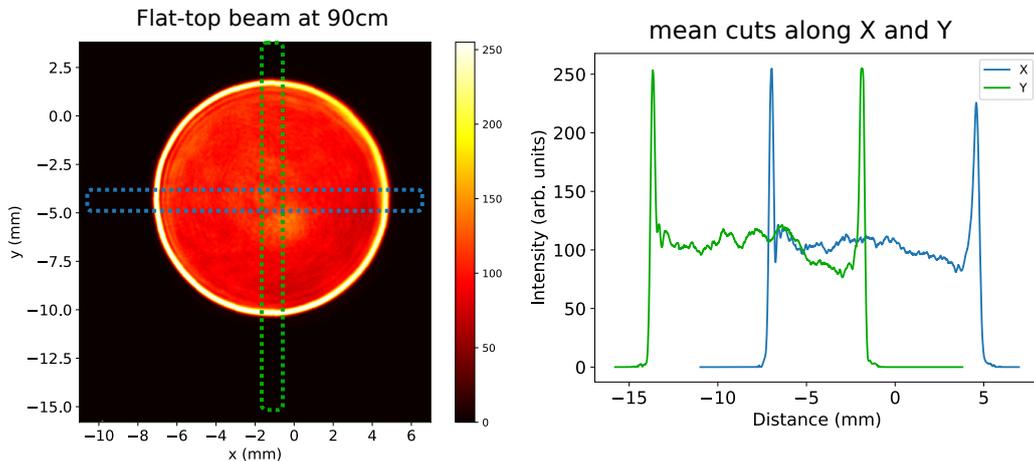


Figure 7: Flat-top beam profile at 90 cm from the TopShape optics last surface (far away).

2.3.4 Adding a telescope

3 Alignment in angle and position

The optical performance of TopShape component is known to be sensitive to both the incident angle and the positional alignment of the input beam relative to the initial optical surface. To quantify the impact of these parameters on system performance, a series of tolerancing analyses have been conducted.

3.1 Tolerancing in θ_y

Using the one of the two right-angle mirrors, one can tune the θ_x and θ_y angles of the incoming beam on the first surface of the TopShape optics. Because the optical system has a cylindrical symmetry, we only have to evaluate its sensibility along one axis. We choose θ_y .

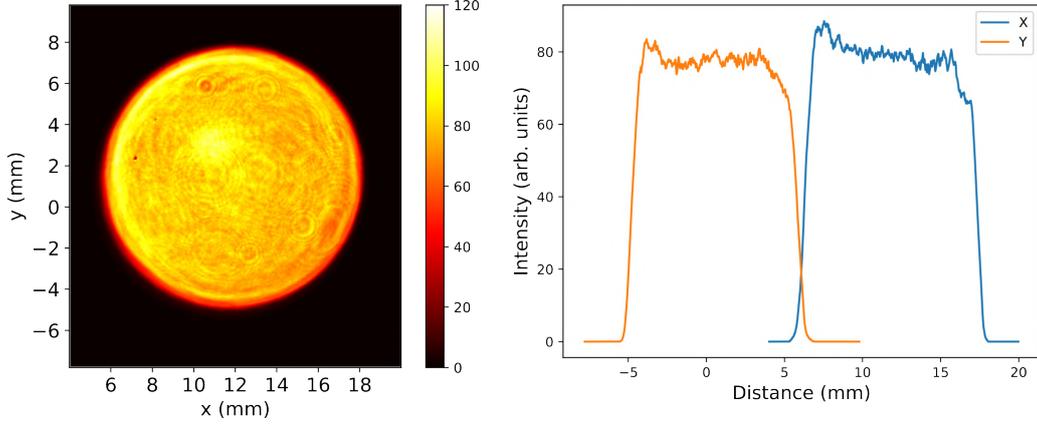


Figure 8: Flat-top with telescope at 45cm.

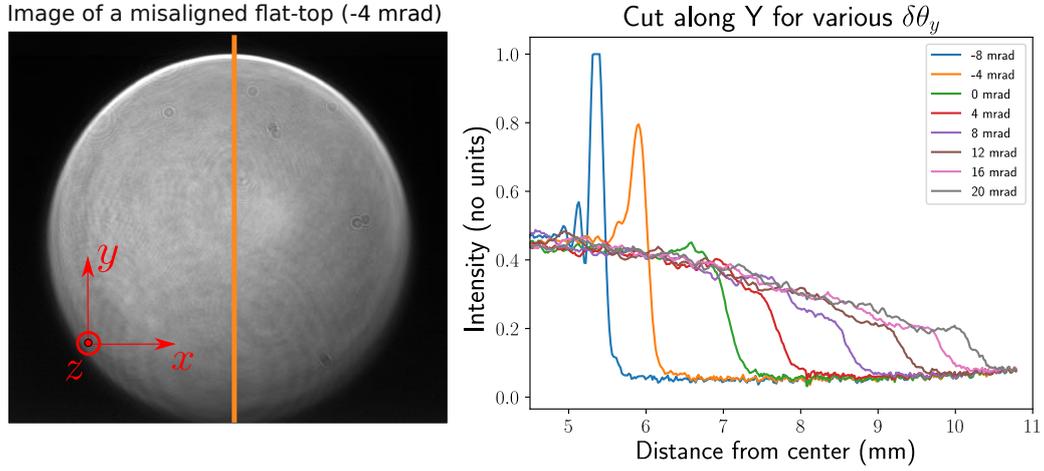


Figure 9: Tolerancing in angle. On the left, an image of a misaligned flat-top with a θ_y of -4 mrad. On the right, image cuts along the Y axis for various θ_y .

We made a variation on the incoming angle between -20 and $+20$ mrad. For each angle, an image of the flat-top beam was taken with a camera. On the left-side of the figure 9, we present the image of the flat-top beam for a 4 mrad misalignment. On the right side, we present cuts along Y for various angle misalignments.

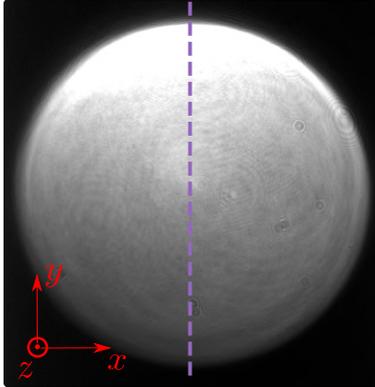
One can see that the TopShape optics are quite sensible to angle alignment as the edge goes from very smooth to overshooting with a 20 mrad variation.

3.2 Tolerancing in x

Using the two right-angle mirrors at the same time, one can tune the position, δx and δy , of the incoming beam on the first surface of the TopShape optics. Similar to section 3.1, we rely on the cylindrical symmetry and choose to evaluate the tolerancing in position along one direction, Y.

We chose a 256 μm range in one direction only for our analysis. It corresponds to one full

Image of a misaligned flat-top (+256 μm)



Cut along Y for various δy

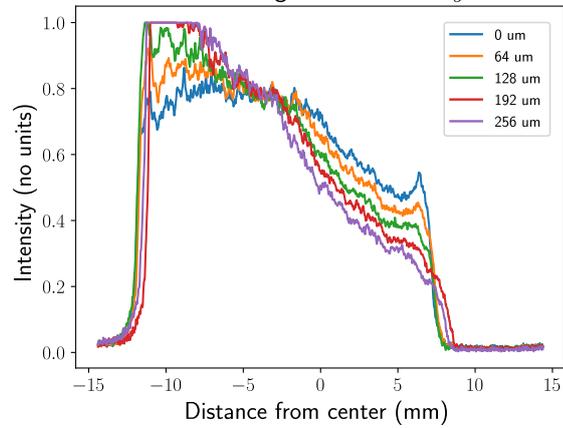


Figure 10: Tolerancing in position. On the left, an image of a misaligned flat-top with a δy of 256 μm . On the right, image cuts along the Y axis for various δy .

rotation of the right-angle mirrors screws. For each translation step, one image of the flat-top beam was taken with a camera. On the left-side of the figure 10, we present the image of the flat-top beam with a 256 μm misalignment. On the right side, we present cuts along Y for various position misalignments.

One can see that the position of the collimated gaussian beam at the input of the TopShape optics influences the intensity repartition of light at the output. As the misalignment in position is increased, the light gets more intense on one side of the flat-top beam as presented in figure 10.

References

Annexes

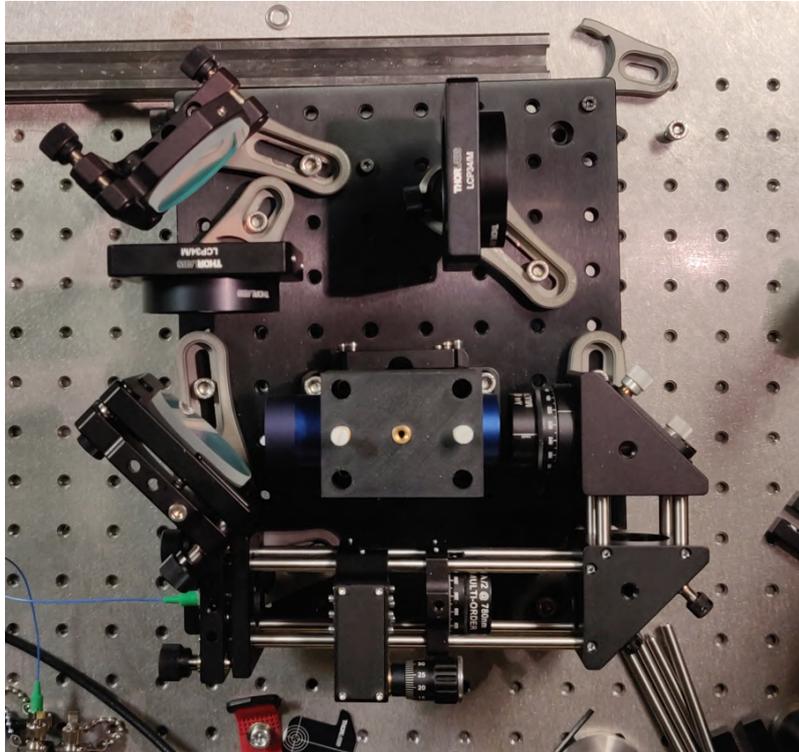


Figure 11

Bibliographie

- [1] Ben Stray, Andrew Lamb, Aisha Kaushik, Jamie Vovrosh, Anthony Rodgers, Jonathan Winch, Farzad Hayati, Daniel Boddice, Artur Stabrawa, Alexander Niggebaum, Mehdi Langlois, Yu-Hung Lien, Samuel Lellouch, Sanaz Roshanmanesh, Kevin Ridley, Geoffrey de Villiers, Gareth Brown, Trevor Cross, George Tuckwell, Asaad Faramarzi, Nicole Metje, Kai Bongs, and Michael Holynski. Quantum sensing for gravity cartography. *Nature*, 602(7898) :590–594, February 2022.
- [2] Simon Templier, Pierrick Cheiney, Quentin d’Armagnac de Castanet, Baptiste Gouraud, Henri Porte, Fabien Napolitano, Philippe Bouyer, Baptiste Battelier, and Brynle Barrett. Tracking the vector acceleration with a hybrid quantum accelerometer triad. *Science Advances*, 8(45), November 2022.
- [3] D N Aguilera, H Ahlers, B Battelier, A Bawamia, A Bertoldi, R Bondarescu, K Bongs, P Bouyer, C Braxmaier, L Cacciapuoti, C Chaloner, M Chwalla, W Ertmer, M Franz, N Gaaloul, M Gehler, D Gerardi, L Gesa, N Gürlebeck, J Hartwig, M Hauth, O Hellmig, W Herr, S Herrmann, A Heske, A Hinton, P Ireland, P Jetzer, U Johann, M Krutzik, A Kubelka, C Lämmerzahl, A Landragin, I Lloro, D Massonnet, I Mateos, A Milke, M Nofrarias, M Oswald, A Peters, K Posso-Trujillo, E Rasel, E Rocco, A Roura, J Rudolph, W Schleich, C Schubert, T Schuldt, S Seidel, K Sengstock, C F Sopena, F Sorrentino, D Summers, G M Tino, C Trenkel, N Uzunoglu, W von Klitzing, R Walser, T Wendrich, A Wenzlawski, P Weßels, A Wicht, E Wille, M Williams, P Windpassinger, and N Zahzam. Ste-quest—test of the universality of free fall using cold atom interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31(11) :115010, May 2014.
- [4] Jason M. Hogan, David M. S. Johnson, Susannah Dickerson, Tim Kovachy, Alex Sugarbaker, Sheng-wei Chiow, Peter W. Graham, Mark A. Kasevich, Babak Saif, Surjeet Rajendran, Philippe Bouyer, Bernard D. Seery, Lee Feinberg, and Ritva Keski-Kuha. An atomic gravitational wave interferometric sensor in low earth orbit (agis-leo). *General Relativity and Gravitation*, 43(7) :1953–2009, May 2011.
- [5] Yousef Abou El-Neaj, Cristiano Alpigiani, Sana Amairi-Pyka, Henrique Araújo, Antun Balaž, Angelo Bassi, Lars Bathe-Peters, Baptiste Battelier, Aleksandar Belić, Elliot Bentine, José Bernabeu, Andrea Bertoldi, Robert Bingham, Diego Blas, Vasiliki Bolpasi, Kai Bongs, Sougato Bose, Philippe Bouyer, Themis Bowcock, William Bowden, Oliver Buchmueller, Clare Burrage, Xavier Calmet, Benjamin Canuel, Laurentiu-Ioan Caramete, Andrew Carroll, Giancarlo Cella, Vassilis Charmandaris, Swapan Chattopadhyay, Xuzong Chen, Maria Luisa Chiofalo, Jonathon Coleman, Joseph Cotter, Yanou Cui, Andrei Derevianko, Albert De Roeck, Goran S. Djordjevic, Peter Dornan, Michael Doser, Ioannis Drougkakis, Jacob Dunningham, Ioana Dutan, Sajan Easo, Gedminas Elertas, John Ellis, Mai El Sawy, Farida Fassi, Daniel Felea, Chen-Hao Feng, Robert Flack, Chris Foot, Ivette Fuentes, Naceur Gaaloul, Alexandre Gauguier, Remi Geiger, Valerie Gibson, Gian Giudice, Jon Goldwin, Oleg Grachov, Peter W. Graham, Dario Grasso, Maurits van der Grinten, Mustafa Gundogan, Martin G. Haehnel, Tiffany Harte, Aurélien Hees, Richard Hobson, Jason Hogan, Bodil Holst, Michael Holynski, Mark Kasevich, Bradley J. Kavanagh, Wolf von Klitzing,

- Tim Kovachy, Benjamin Krikler, Markus Krutzik, Marek Lewicki, Yu-Hung Lien, Miaoyuan Liu, Giuseppe Gaetano Luciano, Alain Magnon, Mohammed Attia Mahmoud, Sarah Malik, Christopher McCabe, Jeremiah Mitchell, Julia Pahl, Debapriya Pal, Saurabh Pandey, Dimitris Papazoglou, Mauro Paternostro, Bjoern Penning, Achim Peters, Marco Prevedelli, Vishnupriya Puthiya-Veetil, John Quenby, Ernst Rasel, Sean Ravenhall, Jack Ringwood, Albert Roura, Dylan Sabulsky, Muhammed Sameed, Ben Sauer, Stefan Alaric Schäffer, Stephan Schiller, Vladimir Schkolnik, Dennis Schlippert, Christian Schubert, Haifa Rejeb Sfar, Armin Shayeghi, Ian Shipsey, Carla Signorini, Yeshpal Singh, Marcelle Soares-Santos, Fiodor Sorrentino, Timothy Sumner, Konstantinos Tassis, Silvia Tentindo, Guglielmo Maria Tino, Jonathan N. Tinsley, James Unwin, Tristan Valenzuela, Georgios Vasilakis, Ville Vaskonen, Christian Vogt, Alex Webber-Date, André Wenzlawski, Patrick Windpassinger, Marian Woltmann, Efe Yazgan, Ming-Sheng Zhan, Xinhao Zou, and Jure Zupan. Aedge : Atomic experiment for dark matter and gravity exploration in space. *EPJ Quantum Technology*, 7(1), March 2020.
- [6] Michel Van Camp, Olivier de Viron, Arnaud Watlet, Bruno Meurers, Olivier Francis, and Corentin Caudron. Geophysics from terrestrial time-variable gravity measurements. *Reviews of Geophysics*, 55(4) :938–992, November 2017.
- [7] Sven Abend, Baptiste Allard, Aidan S. Arnold, Ticijana Ban, Liam Barry, Baptiste Battelier, Ahmad Bawamia, Quentin Beaufiles, Simon Bernon, Andrea Bertoldi, Alexis Bonnin, Philippe Bouyer, Alexandre Bresson, Oliver S. Burrow, Benjamin Canuel, Bruno Desruelle, Giannis Drougakis, René Forsberg, Naceur Gaaloul, Alexandre Gauguet, Matthias Gersemann, Paul F. Griffin, Hendrik Heine, Victoria A. Henderson, Waldemar Herr, Simon Kanthak, Markus Krutzik, Maïke D. Lachmann, Roland Lammegger, Werner Magnes, Gaetano Mileti, Morgan W. Mitchell, Sergio Mottini, Dimitris Papazoglou, Franck Pereira dos Santos, Achim Peters, Ernst Rasel, Erling Riis, Christian Schubert, Stephan Tobias Seidel, Guglielmo M. Tino, Mathias Van Den Bossche, Wolf von Klitzing, Andreas Wicht, Marcin Witkowski, Nassim Zahzam, and Michał Zawada. Technology roadmap for cold-atoms based quantum inertial sensor in space. *AVS Quantum Science*, 5(1), March 2023.
- [8] Atom interferometry, 2014.
- [9] Mark Kasevich and Steven Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2) :181–184, July 1991.
- [10] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaïbi, and A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer. *Physical Review A*, 80(6) :063604, December 2009.
- [11] T. Lévêque, C. Fallet, M. Mandeà, R. Biancale, J. M. Lemoine, S. Tardivel, S. Delavault, A. Piquereau, S. Bourgogne, F. Pereira Dos Santos, B. Battelier, and Ph. Bouyer. Gravity field mapping using laser-coupled quantum accelerometers in space. *Journal of Geodesy*, 95(1), January 2021.
- [12] Nina Heine, Jonas Matthias, Maral Sahelgozin, Waldemar Herr, Sven Abend, Ludger Timmen, Jürgen Müller, and Ernst Maria Rasel. A transportable quantum gravimeter employing delta-kick collimated bose–einstein condensates. *The European Physical Journal D*, 74(8), August 2020.
- [13] T. Lévêque, C. Fallet, J. Lefebvre, A. Piquereau, A. Gauguet, B. Battelier, P. Bouyer, N. Gaaloul, M. Lachmann, B. Piest, E. Rasel, J. Müller, C. Schubert, Q. Beaufiles, and F. Pereira Dos Santos. Carioqa : Definition of a quantum pathfinder mission. November 2022.
- [14] Iván Alonso, Cristiano Alpigiani, Brett Altschul, Henrique Araújo, Gianluigi Arduini, Jan Arlt, Leonardo Badurina, Antun Balaž, Satvika Bandrupally, Barry C. Barish, Michele Barone, Michele Barsanti, Steven Bass, Angelo Bassi, Baptiste Battelier, Charles F. A. Baynham, Quentin Beaufiles, Aleksandar Belić, Joel Bergé, Jose Bernabeu, Andrea Bertoldi, Robert Bingham, Sébastien Bize, Diego Blas, Kai Bongs, Philippe Bouyer, Carla Braitenberg, Christian Brand, Claus Braxmaier, Alexandre Bresson, Oliver Buchmueller, Dmitry Budker,

- Luís Bugalho, Sergey Burdin, Luigi Cacciapuoti, Simone Callegari, Xavier Calmet, Davide Calonico, Benjamin Canuel, Laurentiu-Ioan Caramete, Olivier Carraz, Donatella Cassettari, Pratik Chakraborty, Swapan Chattopadhyay, Upasna Chauhan, Xuzong Chen, Yu-Ao Chen, Maria Luisa Chiofalo, Jonathon Coleman, Robin Corgier, J. P. Cotter, A. Michael Cruise, Yanou Cui, Gavin Davies, Albert De Roeck, Marcel Demarteau, Andrei Derevianko, Marco Di Clemente, Goran S. Djordjevic, Sandro Donadi, Olivier Doré, Peter Dornan, Michael Doser, Giannis Drougakis, Jacob Dunningham, Sajan Easo, Joshua Eby, Gedminas Elertas, John Ellis, David Evans, Pandora Examilioti, Pavel Fadeev, Mattia Fanì, Farida Fassi, Marco Fattori, Michael A. Fedderke, Daniel Felea, Chen-Hao Feng, Jorge Ferreras, Robert Flack, Victor V. Flambaum, René Forsberg, Mark Fromhold, Naceur Gaaloul, Barry M. Garraway, Maria Georgousi, Andrew Geraci, Kurt Gibble, Valerie Gibson, Patrick Gill, Gian F. Giudice, Jon Goldwin, Oliver Gould, Oleg Grachov, Peter W. Graham, Dario Grasso, Paul F. Griffin, Christine Guerlin, Mustafa Gündoğan, Ratnesh K. Gupta, Martin Haehnel, Ekim T. Hanmeli, Leonie Hawkins, Aurélien Hees, Victoria A. Henderson, Waldemar Herr, Sven Herrmann, Thomas Hird, Richard Hobson, Vincent Hock, Jason M. Hogan, Bodil Holst, Michael Holynski, Ulf Israelsson, Peter Jeglič, Philippe Jetzer, Gediminas Juzeliūnas, Rainer Kaltenbaek, Jernej F. Kamenik, Alex Kehagias, Teodora Kirova, Marton Kiss-Toth, Sebastian Koke, Shimon Kolkowitz, Georgy Kornakov, Tim Kovachy, Markus Krutzik, Mukesh Kumar, Pradeep Kumar, Claus Lämmerzahl, Greg Landsberg, Christophe Le Poncin-Lafitte, David R. Leibbrandt, Thomas Lévêque, Marek Lewicki, Rui Li, Anna Lipniacka, Christian Lisdar, Mia Liu, J. L. Lopez-Gonzalez, Sina Loriani, Jorma Louko, Giuseppe Gaetano Luciano, Nathan Lundblad, Steve Maddox, M. A. Mahmoud, Azadeh Maleknejad, John March-Russell, Didier Massonnet, Christopher McCabe, Matthias Meister, Tadej Mežnaršič, Salvatore Micalizio, Federica Migliaccio, Peter Millington, Milan Milosevic, Jeremiah Mitchell, Gavin W. Morley, Jürgen Müller, Eamonn Murphy, Özgür E. Müstecaplıoğlu, Val O'Shea, Daniel K. L. Oi, Judith Olson, Debapriya Pal, Dimitris G. Papazoglou, Elizabeth Pasatembou, Mauro Paternostro, Krzysztof Pawłowski, Emanuele Pelucchi, Franck Pereira dos Santos, Achim Peters, Igor Pikovski, Apostolos Pilaftsis, Alexandra Pinto, Marco Prevedelli, Vishnupriya Puthiya-Veetil, John Quenby, Johann Rafelski, Ernst M. Rasel, Cornelis Ravensbergen, Mirko Reguzzoni, Andrea Richaud, Isabelle Riou, Markus Rothacher, Albert Roura, Andreas Ruschhaupt, Dylan O. Sabulsky, Marianna Safronova, Ippocratis D. Saltas, Leonardo Salvi, Muhammed Sameed, Pandey Saurabh, Stefan Schäffer, Stephan Schiller, Manuel Schilling, Vladimir Schkolnik, Dennis Schlippert, Piet O. Schmidt, Harald Schnatz, Jean Schneider, Ulrich Schneider, Florian Schreck, Christian Schubert, Armin Shayeghi, Nathaniel Sherrill, Ian Shipsey, Carla Signorini, Rajeev Singh, Yeshpal Singh, Constantinos Skordis, Augusto Smerzi, Carlos F. Sopena, Fiodor Sorrentino, Paraskevas Sphicas, Yevgeny V. Stadnik, Petruta Stefanescu, Marco G. Tarallo, Silvia Tentindo, Guglielmo M. Tino, Jonathan N. Tinsley, Vincenza Tornatore, Philipp Treutlein, Andrea Trombettoni, Yu-Dai Tsai, Philip Tuckey, Melissa A. Uchida, Tristan Valenzuela, Mathias Van Den Bossche, Ville Vaskonen, Gunjan Verma, Flavio Vetrano, Christian Vogt, Wolf von Klitzing, Pierre Waller, Reinhold Walser, Eric Wille, Jason Williams, Patrick Windpassinger, Ulrich Wittrock, Peter Wolf, Marian Woltmann, Lisa Wörner, André Xuereb, Mohamed Yahia, Efe Yazgan, Nan Yu, Nassim Zahzam, Emmanuel Zambrini Cruzeiro, Mingsheng Zhan, Xinhao Zou, Jure Zupan, and Erik Zupanič. Cold atoms in space : community workshop summary and proposed road-map. *EPJ Quantum Technology*, 9(1), November 2022.
- [15] Benjamin Plotkin-Swing, Daniel Gochner, Katherine E. McAlpine, Eric S. Cooper, Alan O. Jamison, and Subhadeep Gupta. Three-path atom interferometry with large momentum separation. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :133201, September 2018.
- [16] Martina Gebbe, Jan-Niclas Siemß, Matthias Gersemann, Hauke Müntinga, Sven Herrmann, Claus Lämmerzahl, Holger Ahlers, Naceur Gaaloul, Christian Schubert, Klemens Hammerer, Sven Abend, and Ernst M. Rasel. Twin-lattice atom interferometry. *Nature Communications*,

- 12(1) :2544, 2021.
- [17] A. Béguin, T. Rodzinka, L. Calmels, B. Allard, and A. Gauguet. Atom interferometry with coherent enhancement of bragg pulse sequences. *Phys. Rev. Lett.*, 131 :143401, October 2023.
- [18] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2084, November 1989.
- [19] David S. Weiss, Erling Riis, Yaakov Shevy, P. Jeffrey Ungar, and Steven Chu. Optical molasses and multilevel atoms : experiment. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2072, November 1989.
- [20] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and Steven Chu. Optical molasses and multilevel atoms : theory. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2058, November 1989.
- [21] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2023, November 1989.
- [22] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet. Bose-einstein condensation of lithium : Observation of limited condensate number. *Physical Review Letters*, 78(6) :985–989, February 1997.
- [23] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters*, 75(22) :3969–3973, November 1995.
- [24] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(5221) :198–201, July 1995.
- [25] Matthieu Vangeleyn, Paul F. Griffin, Erling Riis, and Aidan S. Arnold. Single-laser, one beam, tetrahedral magneto-optical trap. *Optics Express*, 17(16) :13601, July 2009.
- [26] C. C. Nshii, M. Vangeleyn, J. P. Cotter, P. F. Griffin, E. A. Hinds, C. N. Ironside, P. See, A. G. Sinclair, E. Riis, and A. S. Arnold. A surface-patterned chip as a strong source of ultracold atoms for quantum technologies. *Nature Nanotechnology*, 8(5) :321–324, April 2013.
- [27] J. P. McGilligan, K. Gallacher, P. F. Griffin, D. J. Paul, A. S. Arnold, and E. Riis. Micro-fabricated components for cold atom sensors. *Review of Scientific Instruments*, 93(9), September 2022.
- [28] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman. All-optical formation of an atomic bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, 87(1) :010404, June 2001.
- [29] G. Condon, M. Rabault, B. Barrett, L. Chichet, R. Arguel, H. Eneriz-Imaz, D. Naik, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, and A. Landragin. All-optical bose-einstein condensates in microgravity. *Physical Review Letters*, 123(24) :240402, December 2019.
- [30] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Physical Review Letters*, 83(17) :3398–3401, October 1999.
- [31] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Bose–einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413(6855) :498–501, October 2001.
- [32] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann. Bose-einstein condensation in a surface microtrap. *Physical Review Letters*, 87(23) :230401, November 2001.
- [33] Jason R. Williams, Charles A. Sackett, Holger Ahlers, David C. Aveline, Patrick Boegel, Sofia Botsi, Eric Charron, Ethan R. Elliott, Naceur Gaaloul, Enno Giese, Waldemar Herr, James R. Kellogg, James M. Kohel, Norman E. Lay, Matthias Meister, Gabriel Müller, Holger Müller, Kamal Oudhiri, Leah Phillips, Annie Pichery, Ernst M. Rasel, Albert Roura, Matteo Sbroscia, Wolfgang P. Schleich, Christian Schneider, Christian Schubert, Bejoy Sen,

- Robert J. Thompson, and Nicholas P. Bigelow. Interferometry of atomic matter waves in the cold atom lab onboard the international space station, 2024.
- [34] Ethan R. Elliott, Markus C. Krutzik, Jason R. Williams, Robert J. Thompson, and David C. Aveline. Nasa’s cold atom lab (cal) : system development and ground test status. *npj Microgravity*, 4(1), August 2018.
- [35] Naceur Gaaloul, Matthias Meister, Robin Corgier, Annie Pichery, Patrick Boegel, Waldemar Herr, Holger Ahlers, Eric Charron, Jason R. Williams, Robert J. Thompson, Wolfgang P. Schleich, Ernst M. Rasel, and Nicholas P. Bigelow. A space-based quantum gas laboratory at picokelvin energy scales. *Nature Communications*, 13(1), December 2022.
- [36] Dennis Becker, Maïke D. Lachmann, Stephan T. Seidel, Holger Ahlers, Aline N. Dinkelaker, Jens Grosse, Ortwin Hellmig, Hauke Müntinga, Vladimir Schkolnik, Thijs Wendrich, André Wenzlawski, Benjamin Weps, Robin Corgier, Tobias Franz, Naceur Gaaloul, Waldemar Herr, Daniel Lüdtke, Manuel Popp, Sirine Amri, Hannes Duncker, Maik Erbe, Anja Kohfeldt, André Kubelka-Lange, Claus Braxmaier, Eric Charron, Wolfgang Ertmer, Markus Krutzik, Claus Lämmerzahl, Achim Peters, Wolfgang P. Schleich, Klaus Sengstock, Reinhold Walser, Andreas Wicht, Patrick Windpassinger, and Ernst M. Rasel. Space-borne bose–einstein condensation for precision interferometry. *Nature*, 562(7727) :391–395, October 2018.
- [37] H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. Hänsch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, A. Peters, M. Popp, J. Reichel, A. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, A. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich, and E. M. Rasel. Interferometry with bose–einstein condensates in microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9) :093602, February 2013.
- [38] Jan Rudolph, Waldemar Herr, Christoph Grzeschik, Tammo Sternke, Alexander Grote, Manuel Popp, Dennis Becker, Hauke Müntinga, Holger Ahlers, Achim Peters, Claus Lämmerzahl, Klaus Sengstock, Naceur Gaaloul, Wolfgang Ertmer, and Ernst M Rasel. A high-flux bec source for mobile atom interferometers. *New Journal of Physics*, 17(6) :065001, June 2015.
- [39] Jean Dalibard. Cours au Collège de France 2015 : Une brève histoire des atomes froids. Lecture, September 2015.
- [40] Christopher J. Foot. *Atomic physics*. Number 7 in Oxford master series in physics. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], repr. (twice with corr.) edition, 2011.
- [41] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical Review Letters*, 61(2) :169–172, July 1988.
- [42] Fujio Shimizu, Kazuko Shimizu, and Hiroshi Takuma. Four-beam laser trap of neutral atoms. *Optics Letters*, 16(5) :339, March 1991.
- [43] Matthieu Vangeleyn, Paul F. Griffin, Erling Riis, and Aidan S. Arnold. Laser cooling with a single laser beam and a planar diffractor. *Optics Letters*, 35(20) :3453, October 2010.
- [44] J. P. McGilligan, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold. Phase-space properties of magneto-optical traps utilising micro-fabricated gratings. *Optics Express*, 23(7) :8948, March 2015.
- [45] Matthieu Vangeleyn. *Atom trapping in non-trivial geometries for micro-fabrication applications*. Thèse de doctorat, University of Strathclyde, 2011.
- [46] James P. McGilligan. *Micro-fabricated diffractive optics for quantum sensors and atomic clocks*. Thèse de doctorat, University of Strathclyde, 2017.
- [47] Gilbert Grynberg, Alain Aspect, Claude Fabre, and Claude Cohen-Tannoudji. *Introduction to Quantum Optics : From the Semi-classical Approach to Quantized Light*. Cambridge University Press, September 2010.

- [48] James P. McGilligan, Paul F. Griffin, Rachel Elvin, Stuart J. Ingleby, Erling Riis, and Aidan S. Arnold. Grating chips for quantum technologies. *Scientific Reports*, 7(1), March 2017.
- [49] J. P. McGilligan, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold. Diffraction-grating characterization for cold-atom experiments. *Journal of the Optical Society of America B*, 33(6) :1271, May 2016.
- [50] G. Grynberg and C. Robilliard. Cold atoms in dissipative optical lattices. *Physics Reports*, 355(5–6) :335–451, December 2001.
- [51] J. Lee, J. A. Grover, L. A. Orozco, and S. L. Rolston. Sub-doppler cooling of neutral atoms in a grating magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 30(11) :2869, October 2013.
- [52] Sangwon Seo, Jae Hoon Lee, Sang-Bum Lee, Sang Eon Park, Meung Ho Seo, Jongcheol Park, Taeg Yong Kwon, and Hyun-Gue Hong. Maximized atom number for a grating magneto-optical trap via machine-learning assisted parameter optimization. *Optics Express*, 29(22) :35623, October 2021.
- [53] Junyi Duan, Xiaochi Liu, Yadong Zhou, Xin-Biao Xu, Liang Chen, Chang-Ling Zou, Zhen-dong Zhu, Zhilong Yu, Ning Ru, and Jifeng Qu. High diffraction efficiency grating atom chip for magneto-optical trap. *Optics Communications*, 513 :128087, June 2022.
- [54] J. P. Cotter, J. P. McGilligan, P. F. Griffin, I. M. Rabey, K. Docherty, E. Riis, A. S. Arnold, and E. A. Hinds. Design and fabrication of diffractive atom chips for laser cooling and trapping. *Applied Physics B*, 122(6), June 2016.
- [55] S. Bondza, C. Lisdat, S. Kroker, and T. Leopold. Two-color grating magneto-optical trap for narrow-line laser cooling. *Physical Review Applied*, 17(4) :044002, April 2022.
- [56] J. G. H. Franssen, T. C. H. de Raadt, M. A. W. van Nihuijs, and O. J. Luiten. Compact ultracold electron source based on a grating magneto-optical trap. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22 :023401, Feb 2019.
- [57] Jongmin Lee, Roger Ding, Justin Christensen, Randy R. Rosenthal, Aaron Ison, Daniel P. Gillund, David Bossert, Kyle H. Fuerschbach, William Kindel, Patrick S. Finnegan, Joel R. Wendt, Michael Gehl, Ashok Kodigala, Hayden McGuinness, Charles A. Walker, Shan-ayn A. Kemme, Anthony Lentine, Grant Biedermann, and Peter D. D. Schwindt. A compact cold-atom interferometer with a high data-rate grating magneto-optical trap and a photonic-integrated-circuit-compatible laser system. *Nature Communications*, 13(1), September 2022.
- [58] M. G. Moharam and T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings. *JOSA a*, 3(11) :1780–1787, 1986.
- [59] Lifeng Li. Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(9) :1870–1876, September 1996.
- [60] Philippe Lalanne and G. Michael Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for tm polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(4) :779–784, Apr 1996.
- [61] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Physical Review A*, 52(5) :4004–4009, November 1995.
- [62] Daniel M. Farkas, Evan A. Salim, and Jaime Ramirez-Serrano. Production of rubidium bose-einstein condensates at a 1 hz rate. March 2014.
- [63] J. Reichel. Microchip traps and bose–einstein condensation. *Applied Physics B*, 74(6) :469–487, April 2002.
- [64] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical Review A*, 53(1) :381–389, January 1996.
- [65] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding bose-einstein condensates, 1999.
- [66] Claude Cohen-Tannoudji. Atomes ultrafroids - piègeage non dissipatif et refroidissement évaporatif. In *Leçons du Collège de France Chaire de physique atomique et moléculaire*, 1996-1997.

- [67] David Guéry-Odelin. *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*. Thèse de doctorat, LKB, 1998.
- [68] Julien Alibert. *Une nouvelle source pour l'interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein double espèce*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2017.
- [69] Daniel A. Steck. Rubidium 87 D line data. 2003.
- [70] Dellinger. *The temperature coefficient of resistance of copper*.
- [71] Matthew B. Squires, James A. Stickney, Evan J. Carlson, Paul M. Baker, Walter R. Buchwald, Sandra Wentzell, and Steven M. Miller. Atom chips on direct bonded copper substrates. *Review of Scientific Instruments*, 82(2), February 2011.
- [72] R. Gerritsma and R. J. C. Spreeuw. Topological constraints on magnetostatic traps. *Physical Review A*, 74(4) :043405, October 2006.
- [73] J. Alibert, B. Décamps, M. Bordoux, B. Allard, and A. Gauguier. A millimeter magnetic trap for a dual (85Rb and 87Rb) species atom interferometer. *Review of Scientific Instruments*, 88(11) :113115, 11 2017.
- [74] Gael Reinaudi. *Manipulation and evaporative cooling of ultra cold atomic packets for the production of a continuous and intense beam in the degenerate regime : towards the 'continuous atom laser'*. Thèse de doctorat, July 2008.
- [75] A J Barker, H Style, K Luksch, S Sunami, D Garrick, F Hill, C J Foot, and E Bentine. Applying machine learning optimization methods to the production of a quantum gas. *Machine Learning : Science and Technology*, 1(1) :015007, February 2020.
- [76] Zhilong Yu, Lang Chen, Junyi Duan, Minghao Yao, Ning Tan, and Xiaochi Liu. Grating magneto-optical trap optimization and drift-mitigation based on bayesian learning. *Applied Physics Letters*, 124(6), February 2024.
- [77] Peter I. Frazier. A tutorial on bayesian optimization. July 2018.
- [78] Romain Calviac Rouxel Antoine. Generation of a flat-top beam with TopShape optics from Asphericon. Technical report, November 9, 2023.
- [79] John Weiner, Vanderlei S. Bagnato, Sergio Zilio, and Paul S. Julienne. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Reviews of Modern Physics*, 71(1) :1–85, January 1999.
- [80] Hendrik Heine, Melanie S Le Gonidec, Aidan S Arnold, Paul F Griffin, Erling Riis, Walde-marr Herr, and Ernst M Rasel. A high-flux cold-atom source utilising a grating atom chip. June 2024.
- [81] Heine Hendrik. *A high-flux cold atom source based on a nano-structured atom chip*. Thèse de doctorat, De l'école de recherche QUEST-Leibniz de l'université Gottfried Wilhelm Leibniz de Hanovre, 22.11.2023.
- [82] Harald F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Physical Review B*, 34(5) :3476–3479, September 1986.
- [83] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of bose-einstein condensation in trapped gases. *Reviews of Modern Physics*, 71(3) :463–512, April 1999.
- [84] E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin, and J. Dalibard. Evaporative cooling of an atomic beam. *The European Physical Journal D*, 10(1) :9–18, March 2000.
- [85] Cédric Roux. *Condensation de Bose-Einstein sur une puce à atomes supraconductrice*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [86] Romain Calviac, Antoine Monmayrant, Pascal Dubreuil, Laurent Mazenq, Samuel Charlot, Alexandre Gauguier, Baptiste Allard, and Olivier Gauthier-Lafaye. Grating design methodology for laser cooling. *Journal of the Optical Society of America B*, 41(7) :1533, June 2024.

- [87] R. Calviac, A. Rouxel, S. Charlot, D. Bourrier, A. Arnoult, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, A. Gauguet, and B. Allard. Bose-einstein condensate source on an optical grating-based atom chip for quantum sensor applications. June 2024.
- [88] Lifeng Li. Internal mechanism of perfect-reflector-backed dielectric gratings to achieve 100% diffraction efficiency. *Journal of the Optical Society of America A*, 41(2) :252, January 2024.
- [89] B. Barrett, P. Cheiney, B. Battelier, F. Napolitano, and P. Bouyer. Multidimensional atom optics and interferometry. *Physical Review Letters*, 122(4) :043604, February 2019.
- [90] Camille Janvier, Vincent Ménolet, Bruno Desruelle, Sébastien Merlet, Arnaud Landragin, and Franck Pereira dos Santos. Compact differential gravimeter at the quantum projection noise limit. *Physical Review A*, 105(2) :022801, February 2022.
- [91] Vincent Ménolet, Pierre Vermeulen, Nicolas Le Moigne, Sylvain Bonvalot, Philippe Bouyer, Arnaud Landragin, and Bruno Desruelle. Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter. *Scientific Reports*, 8(1), August 2018.
- [92] Kai Frye, Sven Abend, Wolfgang Bartosch, Ahmad Bawamia, Dennis Becker, Holger Blume, Claus Braxmaier, Sheng-Wey Chiow, Maxim A. Efremov, Wolfgang Ertmer, Peter Fierlinger, Naceur Gaaloul, Jens Grosse, Christoph Grzeschik, Ortwin Hellmig, Victoria A. Henderson, Waldemar Herr, Ulf Israelsson, James Kohel, Markus Krutzik, Christian Kürbis, Claus Lämmerzahl, Meike List, Daniel Lüdtke, Nathan Lundblad, J. Pierre Marburger, Matthias Meister, Moritz Mihm, Holger Müller, Hauke Müntinga, Tim Oberschulte, Alexandros Pappakonstantinou, Jaka Perovšek, Achim Peters, Arnau Prat, Ernst M. Rasel, Albert Roura, Wolfgang P. Schleich, Christian Schubert, Stephan T. Seidel, Jan Sommer, Christian Spindeldreier, Dan Stamper-Kurn, Benjamin K. Stuhl, Marvin Warner, Thijs Wendrich, André Wenzlawski, Andreas Wicht, Patrick Windpassinger, Nan Yu, and Lisa Wörner. The bose-einstein condensate and cold atom laboratory. *EPJ Quantum Technology*, 8(1), January 2019.

Titre : Source d'Atomes Ultra-Froids pour les Capteurs Quantiques Embarqués : Conception et Mise en Oeuvre d'une Puce Magnétique à Réseau

Mots clés : Atomes Ultra-Froids, Piège Magnéto-Optique Réseau, Atomes sur Puce, Condensat de Bose-Einstein, Interférométrie Atomique, Capteur Quantique Embarqué

Résumé : Ce mémoire de thèse présente les travaux que j'ai réalisés à Toulouse entre 2020 et 2024 au Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) dans l'équipe d'interférométrie atomique et au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS) dans l'équipe de photonique. Ces travaux ont conduit à la conception d'une nouvelle source d'atomes de Rubidium 87 ultra-froids sur puce pour des applications embarquées. Cette source combine, pour la première fois, un réseau de diffraction pour le refroidissement laser et une puce magnétique, permettant ainsi d'augmenter la robustesse et la compacité du dispositif. Je détaille dans ce mémoire le dimensionnement, la fabrication, l'assemblage et la mise en œuvre expérimentale de cette source. Le premier chapitre explique la méthodologie de conception mise en œuvre à partir de simulations numériques exactes du réseau de diffraction. Ces simulations m'ont permis de sélectionner une géométrie de réseau à fabriquer, robuste vis-à-vis des imperfections de fabrication et présentant de bonnes caractéristiques optiques. Ensuite, j'aborde la conception de la puce magnétique utilisée pour le refroidissement par évaporation forcée. Cette puce se distingue par sa capacité à créer un piège magnétique suffisamment confiné à 500 μm de la surface des fils, distance nécessaire pour placer le réseau de diffraction au-dessus des fils. Le dernier chapitre du manuscrit présente les performances de la source. J'y montre l'intérêt d'utiliser un faisceau à profil d'intensité plat pour le refroidissement laser sur réseau, permettant d'augmenter le nombre d'atomes piégés grâce à un meilleur équilibre de la pression de radiation et une meilleure utilisation de la puissance optique. Par la suite, je présente et discute la séquence expérimentale. Cette dernière, réglée à l'aide d'un algorithme d'optimisation bayésien, permet de charger 20 millions d'atomes dans le piège magnétique comprimé. Enfin, je montre qu'à l'issue du refroidissement par évaporation forcée, un condensat de Bose-Einstein de 35 000 atomes a été obtenu. Ce résultat constitue la première preuve de principe d'une source d'atomes ultra-froids réalisée à partir d'une puce magnétique à réseau. Les perspectives d'amélioration de cette technologie semblent indiquer qu'elle pourrait offrir une solution compétitive pour la génération d'un fort flux d'atomes ultra-froids pour les futurs capteurs quantiques embarqués.

Title: Ultra-Cold Atom Source for On-Board Quantum Sensors: Design and Implementation of a Grating Magnetic Chip

Key words: Ultra-cold Atoms, Grating MOT, Atoms on Chip, Bose-Einstein Condensate, Atomic Interferometry, On-Board Quantum Sensor

Abstract: This thesis presents the work I carried out in Toulouse between 2020 and 2024 at the Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) in the atom interferometry team and at the Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS) in the photonics team. This work led to the design of a new on-chip source of ultra-cold Rubidium 87 atoms for on-board applications. For the first time, this source combines a diffraction grating for laser cooling and a magnetic chip, increasing the robustness and compactness of the device. In this thesis, I describe the design, fabrication, assembly, and experimental implementation of this source. The first chapter explains the design methodology based on exact numerical simulations of the diffraction grating. These simulations allowed me to select a grating geometry that was robust to fabrication imperfections and had good optical properties. I then address the design of the magnetic chip used for forced evaporative cooling. This chip has the capability to create a tightly confining magnetic trap at a distance of 500 μm from the wire, compatible with the thickness of the overlaying optical grating. The final chapter of the manuscript presents the performance of the source. I show the advantages of using a beam with a flat intensity profile for laser cooling on a grating. It increases the number of atoms trapped thanks to a better balance of radiation pressure and a more efficient use of the optical power. I then present and discuss the experimental sequence. This sequence, tuned using a Bayesian optimization algorithm, allows 20 million atoms to be loaded into the compressed magnetic trap. Finally, I demonstrate that after a forced evaporative cooling, a Bose-Einstein condensate of 35,000 atoms was obtained. This result constitutes the first proof of principle of a source of ultra-cold atoms produced using a grating magnetic chip. It opens the way for this technology to become a competitive solution for generating a high flux of ultra-cold atoms for future on-board quantum sensors.