



**HAL**  
open science

# Étude de l'effet des distorsions du front d'onde dans un interféromètre atomique avec un condensat de Bose-Einstein

Corentin Carrez

► **To cite this version:**

Corentin Carrez. Étude de l'effet des distorsions du front d'onde dans un interféromètre atomique avec un condensat de Bose-Einstein. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS509 . tel-04434515

**HAL Id: tel-04434515**

**<https://theses.hal.science/tel-04434515>**

Submitted on 2 Feb 2024

**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.

THÈSE DE DOCTORAT  
DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique

École doctorale n°564: Physique en Île-de-France

réalisée

au Laboratoire Kastler Brossel

sous la direction de Saïda GUELLATI-KHELIFA

présentée par

**Corentin CARREZ**

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de la thèse :

Étude de l'effet des distorsions du front d'onde dans un interféromètre atomique avec un condensat de Bose-Einstein.

soutenue le 13 juillet 2023

devant le jury composé de :

M.	Patrick CHEINET	Rapporteur
M.	Remy BATESTI	Rapporteur
M <sup>me</sup>	Catherine SCHWOB	Présidente du jury
M.	Franck PEREIRA DOS SANTOS	Examineur
M <sup>me</sup>	Saïda GUELLATI-KHELIFA	Directrice de thèse
M.	Pierre CLADÉ	Invité



# Remerciements

*Cette thèse de doctorat a été réalisée de septembre 2020 à juillet 2023 au Laboratoire Kastler Brossel, dans les sous-sols du campus Jussieu. Je remercie Antoine Heidmann de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.*

*Je remercie les équipes techniques du laboratoire, à savoir la méca' et l'élec', pour leur aide apportée durant ma thèse. Que ce soit pour des petites demandes techniques (je ne compte plus le nombre de fils que j'ai fait aplatis) ou des gros systèmes complexes, je vous remercie pour votre rapidité et pour votre pertinence. Un grand merci, aussi, au service administratif pour avoir réussi à organiser des moments de convivialité et de bonne humeur malgré la covid. Merci encore d'avoir fourni des litres de café journalier qui auront permis d'écrire ce manuscrit.*

*Un très grand merci à toi Saïda pour m'avoir fait découvrir l'exigence du monde de la recherche. Merci d'avoir été là malgré la covid pour répondre à toutes mes questions et pour être venue désaligner des optiques avec moi pour que je réaligne mieux ensuite. Merci pour cet encadrement qui pousse toujours vers l'excellence qu'elle soit technique ou écrite. Merci de m'avoir fait confiance durant ces trois ans pour chouchouter cette magnifique expérience (y compris quand j'ai fait passer du placo' à 10 cm de la chambre à vide). Enfin, merci pour toutes tes heures de relecture qui ont vraiment amélioré ce manuscrit.*

*De même, je te remercie beaucoup Pierre, pour ton aide quasi quotidienne sur l'expérience, que ce soit pour tout problème informatique (ou pire : des problèmes de Windows), ou pour nous rappeler comment ça se faisait avant. Merci de m'avoir appris à faire proprement et efficacement du Python, et que tout se faisait en cinq minutes maximum. Merci aussi de m'avoir aidé à rédiger dans les meilleures conditions (j'aurais adoré connaître ces logiciels plus tôt!).*

*Merci à Patrick Cheinet et Remy Battesti d'avoir rapporté ce travail et merci pour vos corrections. Merci aussi à Catherine Schwob et Franck Pereira Dos Santos pour vos questions et remarques pertinentes; ainsi qu'à Daniel Comparat pour avoir remplacé à la dernière minute.*

---

*Je remercie énormément l'équipe d'en bas pour avoir fait vivre la salle de manip' lors de ces trois ans. Merci à toi Zhibin pour m'avoir appris l'expérience dans toute sa technicité, tant pratique qu'informatique. Je me souviendrai toujours des deux années passées côte-à-côte à se battre contre le 80 mHz qui ne voulait pas diminuer et aux heures passées à dire "pas cet axe l'autre" en alignant des miroirs allongé par terre. Tu m'as aussi montré la patience nécessaire, vitale pour l'optimisation d'un condensat.*

*Merci aussi à toi Cyrille d'avoir tellement apprécié mon stage de M1 que tu as voulu me suivre dans cette équipe! Tu m'as vraiment impressionné par ta passion pour la recherche. Promis, je continuerai à chercher des solutions car aucun problème n'est insoluble : il suffit de tout remettre en question (surtout les clics) et pousser la manip' plus loin.*

*Un très grand merci à toi Clément! Bon courage avec l'expérience que je te laisse, essaie de ne pas tout casser. Merci encore de ton aide pour la cabane, et d'animer si bien la salle de manip'. Malgré tes idées farfelues, tes questions durant l'écriture de ce manuscrit m'ont permis de prendre du recul sur comment présenter les choses. Par contre, apprend à chanter s'il te plait.*

*Merci à toi Rayan. Tu as un don... mais pas celui d'expérimentateur. Bon courage pour simuler tous les problèmes possibles présents sur le front d'onde.*

*Merci aussi à tous les stagiaires qui se sont succédés durant ces trois ans. Vos questions sur notre travail sont toujours intéressantes et nous poussent à chercher la meilleure façon d'expliquer, donc améliore notre propre compréhension. Je remercie en particulier Yves pour ton aide sur la cabane et l'étude du système de détection. Samuel, tu es le futur de la manip', j'espère que tu arriveras à résoudre les problèmes et mesurer mieux que moi. Merci de ton attention sur comment bien faire les choses! Oscar, bon courage aussi avec l'Ytterbium, je passerai voir le MOT quand vous l'aurez.*

*Je remercie mes parents, pour m'avoir écouté parler de mon expérience sans me comprendre et d'avoir servi d'hotline technique lors de la construction de la cabane.*

*Merci, aussi, à toi Renaud pour ton aide dans la relecture. Merci d'avoir recouvert ce manuscrit de « mal dit », de m'avoir expliqué les règles obscures du Français, et d'avoir relevé les passages de magie noire typiques des physiciens.*

*Et enfin, le plus grand des mercis à toi Vincent! Sans ton soutien et ton support, je n'aurais pas réussi à finir ces trois années. Merci de m'avoir écouté longuement parler de mon expérience et de la magie noire que je pratique quotidiennement, et malgré tout avoir été capable de relire efficacement. Merci d'avoir été une assistance technique efficace à la fois pour régler les problèmes d'IP et aussi pour me permettre de faire marcher la manip' depuis mon lit. Merci encore d'avoir été là quand la manip' ne marchait pas et d'avoir partagé mon enthousiasme quand elle fonctionnait bien.*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
0.1 La constante de structure fine...	1
0.2 ... comme test du Modèle Standard	2
0.3 Plan du manuscrit	4
<b>1 Principe et limites de la mesure du rapport <math>h/m</math></b>	<b>5</b>
1.1 Outils pour l'interférométrie atomique	6
1.1.1 Transition Raman stimulée	6
1.1.2 Oscillations de Bloch	11
1.1.3 Interférométrie de Ramsey-Bordé	14
1.2 Bilan de la mesure du rapport $\frac{h}{m}$ de 2020	17
1.2.1 Résultats et budget d'erreur	17
1.2.2 Simulation de Monte-Carlo	18
1.3 Réduction de la température	19
<b>2 Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein pour la métrologie</b>	<b>21</b>
2.1 Principe théorique de la condensation de Bose-Einstein dans un piège harmonique	22
2.2 Dispositif expérimental actuel	23
2.2.1 Chambre à vide	24
2.2.2 Système laser pour la production d'une mélasse optique	27
2.2.3 Table optique	30
2.2.4 Piège magnéto-optique	33
2.3 Refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire	35
2.3.1 Piège dipolaire optique	35

---

2.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	38
2.3.3	Positionnement des faisceaux . . . . .	41
2.3.4	Chargement du piège dipolaire . . . . .	42
2.3.5	Séquence d'évaporation . . . . .	44
2.3.6	Caractérisation du condensat . . . . .	47
2.4	Imagerie par absorption . . . . .	50
2.4.1	Principe . . . . .	50
2.4.2	Dispositif expérimental . . . . .	50
2.4.3	Étude du bruit de détection . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Mesure du déphasage induit par les interactions atomiques</b>	<b>57</b>
3.1	Principe de mesure du déphasage . . . . .	58
3.1.1	Mesure des fréquences du piège dipolaire . . . . .	58
3.1.2	Interféromètre de Mach-Zehnder . . . . .	59
3.1.3	Mesure du déphasage . . . . .	61
3.2	Résultats . . . . .	62
3.2.1	Déphasage total . . . . .	62
3.2.2	Variation des fréquences de piégeage . . . . .	63
3.2.3	Gradient de phase . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Mesure préliminaire du rapport <math>\hbar/m</math> avec un condensat de Bose-Einstein</b>	<b>69</b>
4.1	Dispositif expérimental . . . . .	70
4.1.1	Les lasers Raman . . . . .	70
4.1.2	Futur système laser pour la génération des lasers Raman . . . . .	76
4.1.3	Les lasers Bloch . . . . .	80
4.1.4	Détection par fluorescence . . . . .	81
4.2	Mesure de $\frac{\hbar}{m}$ par interférométrie atomique avec un condensat . . . . .	83
4.2.1	Séquence d'interférométrie . . . . .	83
4.2.2	Protocole de mesure : les quatre configurations . . . . .	85
4.2.3	Franges d'interférences avec le BEC . . . . .	87
4.2.4	Comparaison alternée de la mesure de $\frac{\hbar}{m}$ entre le condensat et la mélasse optique . . . . .	88
4.2.5	Sélectivité en vitesse . . . . .	91
4.2.6	Compensation de l'effet Coriolis . . . . .	94
4.2.7	Conclusion . . . . .	97
<b>5</b>	<b>Effet des distorsions du front d'onde</b>	<b>99</b>
5.1	Calcul du vecteur d'onde effectif dans un front d'onde bruité . . . . .	100
5.1.1	Calcul . . . . .	100

---

5.1.2	Discussion . . . . .	102
5.2	Effet des distorsions du front d'onde dans les oscillations de Bloch . . . .	104
5.2.1	Efficacité des oscillations de Bloch . . . . .	104
5.2.2	Mesure de $2\Omega_0$ avec une mélasse optique . . . . .	105
5.3	Utilisation du condensat pour sonder les défauts locaux d'intensité . . . .	108
5.3.1	Procédure d'alignement des lasers . . . . .	108
5.3.2	Taille caractéristique du condensat . . . . .	109
5.3.3	Méthode de déplacement du condensat . . . . .	109
5.3.4	Mesure de $\frac{\hbar}{m}$ en fonction de la vitesse . . . . .	113
5.3.5	Simulation Monte-Carlo . . . . .	114
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>117</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>I</b>
<b>Annexe A</b>		<b>IX</b>



# Introduction

## 0.1 La constante de structure fine...

La constante de structure fine  $\alpha$  est une constante fondamentale de la Physique qui caractérise la force du couplage électromagnétique dans la limite des énergies faibles. Elle a été introduite par Sommerfeld en 1917, est sans dimension, et s'écrit :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}, \quad (1)$$

avec  $e$  la charge de l'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $c$  la célérité de la lumière. Depuis la révision des définitions du système international d'unité (SI) en 2019 [Stock, 2019],  $e$ ,  $\hbar$  et  $c$  sont des constantes fixées, donc une mesure de  $\alpha$  permet de déterminer  $\epsilon_0$  (ainsi que  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide).

Depuis 20 ans, la constante de structure fine est principalement déterminée par deux méthodes :

- la comparaison des valeurs théorique et expérimentale du moment magnétique anormal de l'électron, ce qui sera détaillé dans la section suivante ;
- la mesure du rapport  $h/m$ .

Le lien entre  $\alpha$  et  $h/m$  est fait avec la constante de Rydberg  $R_\infty$  par la relation :

$$R_\infty = \frac{m_e c \alpha^2}{2h} \quad (2)$$

Ce qui donne en réordonnant :

$$\alpha^2 = \frac{2}{c} R_\infty \frac{m_{\text{at}}}{m_e} \frac{h}{m_{\text{at}}} \quad (3)$$

Les différents paramètres sont :

- $R_\infty$ , la constante de Rydberg connue à 1,9 ppt (*part per trillion*) par spectroscopie de la transition  $1S \rightarrow 2S$  de l'atome d'hydrogène [Tiesinga, 2021].
- $\frac{m_{\text{at}}}{m_e}$ , un rapport de masse. La masse relative en unité de masse atomique  $u$  d'un élément est obtenue par mesure de fréquence cyclotron. La précision pour le rubidium 87 est de 69 ppt [Huang, 2021]. La masse relative de l'électron est obtenue avec une précision de 29 ppt par mesure du moment magnétique d'un unique électron lié à un noyau de carbone. [Sturm, 2014]
- $\frac{h}{m_{\text{at}}}$ <sup>1</sup>, qui est obtenu par la mesure de la vitesse de recul d'un atome absorbant un photon. Il s'agit actuellement du facteur limitant la précision sur  $\alpha$  dans cette équation. La mesure de  $\frac{h}{m_{\text{at}}}$  la plus précise a été obtenue par notre groupe en 2020 à 142 ppt [Morel, 2020].

## 0.2 ... comme test du Modèle Standard

La constante de structure fine est une grandeur au cœur des tests de véracité du Modèle Standard (MS). Elle est l'un des paramètres libres du MS et ne peut être déterminée qu'expérimentalement. Elle permet d'obtenir une détermination du moment magnétique anormal de l'électron  $a_e$  en s'appuyant sur le MS.

Le moment magnétique anormal correspond à la correction du facteur de Landé  $g$  par rapport à la valeur obtenue par Dirac :  $g = 2$ . Cette correction provient des fluctuations quantiques et polarisation du vide. Dans le cadre du MS, la correction  $a_e$  s'écrit [Fan, 2023] :

$$a_e = \frac{g - 2}{2} = \underbrace{\sum_n C_{2n} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n}_{a_{\text{QED}}} + a_{\mu\tau} + a_{\text{hadronique}} + a_{\text{faible}}. \quad (4)$$

Avec  $a_{\mu\tau}$  une correction liée au muon et au tau,  $a_{\text{hadronique}}$  liée aux interactions entre hadrons et  $a_{\text{faible}}$  liée à la force faible. Les constantes  $C_{2n}$  sont calculées exactement jusque  $C_8$ ;  $C_{10}$  est déterminé numériquement. Pour l'électron, le terme dominant est celui de l'électrodynamique quantique (*QED*) et l'incertitude théorique majoritaire provient de  $C_{10}$  et du terme hadronique.

---

1. Pour des raisons historiques, nous parlons toujours de la mesure du rapport  $h/m$  mais  $h$  étant désormais fixé, nous effectuons en réalité une mesure directe de masse.

Ainsi, une détermination de  $\alpha$  est nécessaire pour obtenir une valeur théorique<sup>2</sup> de  $a_e$ . La correction  $a_e$  peut aussi être mesurée directement expérimentalement. Ainsi, une comparaison des deux valeurs permet de tester le MS.

Une nouvelle mesure expérimentale de  $a_e$  a été réalisée cette année par le groupe de G. Gabrielse [Fan, 2023] avec une précision 2,2 fois meilleure que la précédente [Hanneke, 2008], et la confirme. Cette mesure consiste à réaliser une expérience de spectroscopie à saut quantique sur un électron unique piégé dans un piège de Penning. Ils déterminent la fréquence cyclotron  $\nu_c$  lié à la transition  $|n = 0, m_s = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |n = 1, m_s = \frac{1}{2}\rangle$ , ainsi que la fréquence anormal  $\nu_a$  correspondant à un retournement de spin selon la transition  $|n = 1, m_s = -\frac{1}{2}\rangle \rightarrow |n = 0, m_s = \frac{1}{2}\rangle$ . Ces fréquences permettent de déterminer  $a_e$  selon la relation  $a_e = \frac{\nu_a}{\nu_c}$ . Cette mesure renforce le test de l'électrodynamique quantique, et donc du MS.

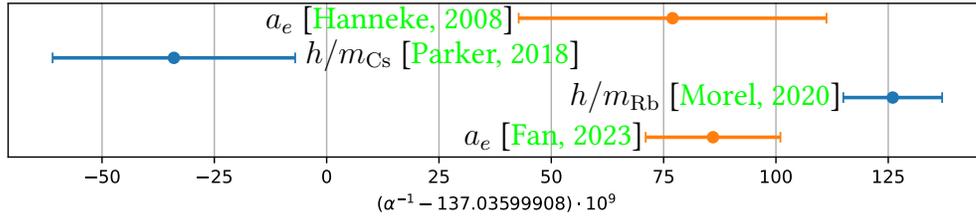


FIGURE 1 – Comparaison des valeurs mesurées de  $\alpha$ . Le zéro correspond à la valeur du CODATA 2018 [Tiesinga, 2021]. En orange sont représenté les déterminations provenant de la mesure de  $a_e$  et en bleu celles provenant de la mesure de  $h/m$ .

La figure 1 présente les différentes valeurs de  $\alpha$  obtenues à partir d'une détermination de  $h/m$  et de  $a_e$ . La nouvelle valeur provenant de la mesure de  $a_e$  est à 2,1  $\sigma$  de celle de notre groupe [Morel, 2020] et à 3,9  $\sigma$  de celle de Berkeley sur le césium [Parker, 2018]. De nouvelles campagnes de mesure de  $\alpha$  sont prévues pour comprendre le désaccord des valeurs obtenues par détermination de  $h/m$ . Ce manuscrit se place dans le cadre cette étude.

2. C'est-à-dire dépendant de la théorie du MS.

### 0.3 Plan du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en cinq chapitres découpés comme suit :

- Le chapitre 1 présentera les outils nécessaires à l’interférométrie atomique de manière théorique, à savoir les transitions Raman stimulées et les oscillations de Bloch. Nous expliquerons l’interféromètre utilisé et le principe général de la mesure de  $\frac{\hbar}{m}$ . Enfin, nous expliciterons les résultats de la mesure de 2020 en insistant sur le budget d’erreur et les motivations de l’utilisation d’un nuage ultra-froid pour la nouvelle campagne de mesure.
- Le chapitre 2 présentera le dispositif expérimental dans son ensemble et les améliorations effectuées lors de cette thèse. Il y sera développé les principes théoriques de la condensation. Nous insisterons sur la création du condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique, ainsi que sa fiabilisation. Nous développerons aussi le système d’imagerie par caméra en détails en incluant une étude du bruit du capteur.
- Au chapitre 3, nous expliquerons la partie expérimentale réalisée lors de l’étude des interactions de champ moyen sur le condensat réalisée conjointement avec Z.YAO.
- Le chapitre 4 expliquera le principe détaillé de la mesure du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  dans un interféromètre atomique de Ramsey-Bordé. Il y sera aussi présenté les premiers résultats de mesure avec un condensat, ainsi qu’une étude comparative de la mesure avec une mélasse optique.
- Au chapitre 5, nous développerons l’étude des perturbations du front d’onde mis en évidence sur la mesure de  $\frac{\hbar}{m}$  avec le condensat. Nous expliquerons les techniques expérimentales utilisées pour sonder les défauts locaux et comparerons les résultats obtenus avec une simulation Monte-Carlo.

# Chapitre 1

## Principe et limites de la mesure du rapport $h/m$

L'interférométrie optique est utilisée depuis le XIX<sup>e</sup> siècle pour réaliser des mesures de très grande précision dont la plus connue est l'expérience de Michelson et Morley visant à mesurer la différence supposée de célérité de la lumière selon l'orientation spatiale [Michelson, 1887]. En 1923, Louis de Broglie propose l'idée de la dualité onde-corpuscule de la matière et introduit la longueur d'onde  $\lambda_{\text{DB}} = \frac{h}{p}$ . L'expérience de Davisson et Germer de diffraction d'électrons par un cristal [Davisson, 1927] est la première démonstration du caractère ondulatoire de la matière. Les premiers interféromètres à ondes de matière ont été réalisés avec des électrons [Marton, 1954] puis avec des neutrons [Rauch, 1974]. Pour pouvoir utiliser des particules plus massives, il a fallu développer des techniques de refroidissement laser afin de réduire la vitesse moyenne et la dispersion de vitesses pour atteindre des  $\lambda_{\text{DB}}$  raisonnables. Les premiers interféromètres atomiques utilisent des jets atomiques diffractés par des réseaux [Keith, 1991]. Dans le même temps, les pièges magnéto-optiques ont été utilisés pour atteindre des températures de l'ordre du microkelvin [Dalibard, 1989]. Cela mènera la communauté scientifique vers l'interférométrie atomique par laser [Kasevich, 1991]. L'interférométrie atomique a permis d'obtenir des mesures précises et continue d'intéresser de nombreux domaines de la physique, par exemple en relativité générale pour étudier les ondes gravitationnelles [Abbott, 2016], ou encore en métrologie quantique pour réaliser des mesures d'extrême précision portatives [Ménoret, 2018] ou des mesures des constantes fondamentales [Morel, 2020].

Les interféromètres atomiques les plus couramment utilisés sont l'interféromètre de Ramsey-Bordé [Bordé, 1989] composé d'une séquence d'impulsions lumineuses  $\{\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}\}$ , et l'interféromètre de Mach-Zehnder (par analogie avec l'interféromètre optique) composé d'une séquence d'impulsions lumineuses  $\{\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}\}$ .

Dans ce chapitre, dans un premier temps, nous développerons les outils nécessaires à l'implémentation de notre interféromètre, à savoir les transitions Raman stimulées et les oscillations de Bloch. Puis, nous présenterons l'interférométrie de Ramsey-Bordé d'un point de vue théorique. Nous montrerons que la phase en sortie de cet interféromètre est proportionnelle à la vitesse moyenne du nuage atomique. Enfin, nous expliciterons les résultats de la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  de 2020 et nous justifierons l'utilisation d'un nuage ultra-froid pour la nouvelle campagne de mesure.

## 1.1 Outils pour l'interférométrie atomique

### 1.1.1 Transition Raman stimulée

Nous utilisons la diffraction Raman, effectuée par deux faisceaux Raman contra-propagant, pour séparer et recombinaison les ondes atomiques, et ainsi réaliser l'interféromètre atomique.

Les lasers Raman sont désignés ainsi par métonymie, ils servent à réaliser des transitions Raman stimulées. Dans notre cas, ce sont des transitions atomiques à deux photons entre deux niveaux de la structure hyperfine du rubidium.

#### 1.1.1.1 Condition de résonance

Nous décrivons chaque faisceau Raman par un couple  $(\omega_i, \vec{k}_i)$ , où  $i = 1$  ou  $2$ ,  $\omega_i = 2\pi\nu_i$  est la pulsation du laser et  $\vec{k}_i$  son vecteur d'onde. Les états que nous utiliserons sont  $|1\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$  et  $|2\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ . Un schéma des niveaux d'énergie de l'isotope 87 du rubidium est visible figure 1.1, nous y avons représenté les transitions Raman. Les lasers Raman sont désaccordés de  $\Delta_R$  dans le bleu<sup>1</sup> de la transition à un photon.

---

1. Cela permet de limiter l'émission spontanée.

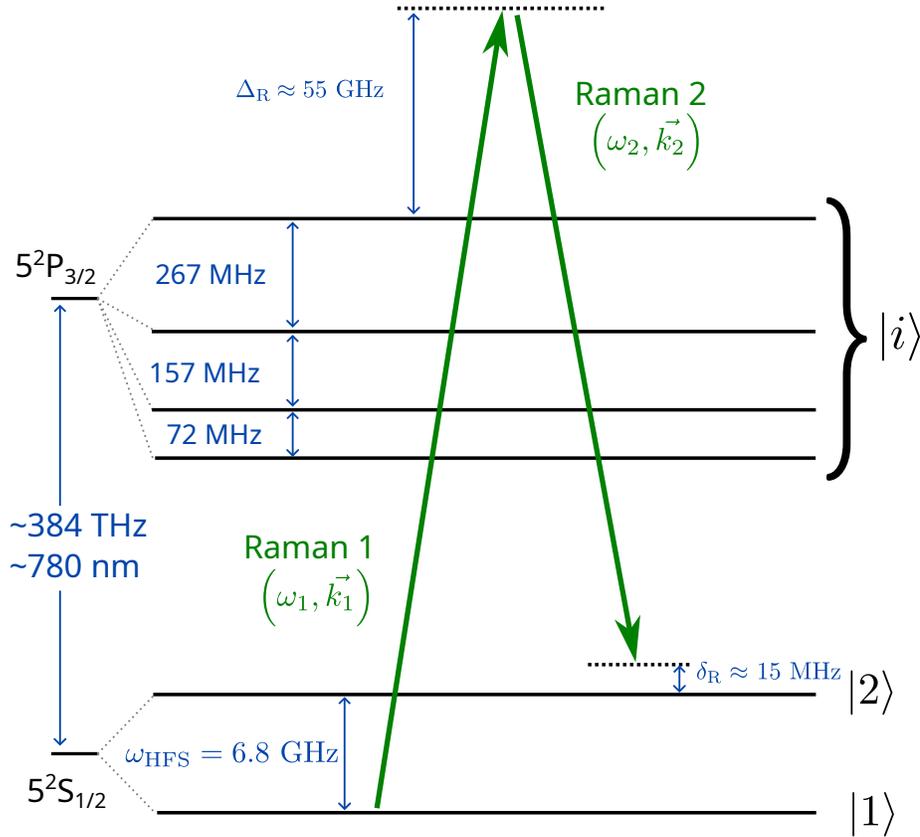


FIGURE 1.1 – Schéma des transitions Raman. L'échelle en fréquence n'est pas respectée pour faciliter la lecture. Les flèches symbolisent un "sens" des Raman, ou les atomes initialement dans  $|1\rangle$  effectuent une transition vers  $|2\rangle$ .

Des atomes initialement dans l'état  $|1\rangle$  vont absorber les photons du laser Raman 1 et, simultanément, émettre des photons par émission stimulée induite par le laser Raman 2. Ainsi ces atomes finiront dans une superposition d'états entre  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ .

Considérons la conservation de l'énergie et de l'impulsion du système {atomes + lasers}. Nous avons :

$$\vec{p}_i + \hbar\vec{k}_1 = \vec{p}_f + \hbar\vec{k}_2 \quad (1.1)$$

$$E_{|1\rangle} + \frac{\vec{p}_i^2}{2m} + \hbar\omega_1 = E_{|2\rangle} + \frac{\vec{p}_f^2}{2m} + \hbar\omega_2$$

On définit le désaccord Raman  $\delta_R$  tel que :

$$\begin{aligned} \delta_R &= \omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{HFS}}, \\ \text{où } \omega_{\text{HFS}} &= \frac{E_{|2\rangle} - E_{|1\rangle}}{\hbar} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Avec l'équation 1.1 et en notant  $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ , nous obtenons la condition de résonance suivante :

$$\delta_R(\vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{k}_{\text{eff}} + \frac{\hbar \|\vec{k}_{\text{eff}}\|^2}{2m} \quad (1.3)$$

### 1.1.1.2 Probabilité de transition

Afin d'obtenir la probabilité de transition des transitions Raman, décrivons ici un modèle simplifié prenant en compte uniquement le couplage entre les états  $|1\rangle$  et  $|i\rangle$  par le laser Raman 1  $(\omega_1, \vec{k}_1)$  et le couplage entre les états  $|i\rangle$  et  $|2\rangle$  par le laser Raman 2  $(\omega_2, \vec{k}_2)$ . Un modèle détaillé est développé dans les thèses de [Battesti, 2003] et [Cladé, 2005]. Les résultats finaux que nous donnerons prendront en compte le modèle complet.

Nous nous plaçons dans le cadre descriptif de l'atome habillé et notons  $\vec{p}$  l'impulsion initiale des atomes. Nous utilisons les états incluant les atomes et les champs :

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle &= |1, \vec{p}, n_1, n_2\rangle \\ |\beta\rangle &= |2, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}, n_1 - 1, n_2 + 1\rangle \\ |\epsilon\rangle &= |i, \vec{p} + \hbar \vec{k}_1, n_1 - 1, n_2\rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ainsi, dans la base des états  $\{|\alpha\rangle, |\beta\rangle, |\epsilon\rangle\}$ , nous avons l'hamiltonien libre :

$$\widehat{H}_0 = \hbar \begin{pmatrix} \delta_R + \frac{\vec{p}^2}{2m} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{(\vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}})^2}{2m} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_R + \frac{(\vec{p} + \hbar \vec{k}_1)^2}{2m} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

En notant  $\widehat{V}$  le couplage de notre modèle, nous obtenons l'hamiltonien total  $\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{V}$  tel que :

$$\widehat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \delta_R + \frac{\vec{p}^2}{2m} & 0 & \Omega_1/2 \\ 0 & \frac{(\vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}})^2}{2m} & \Omega_2/2 \\ \overline{\Omega}_1/2 & \overline{\Omega}_2/2 & \Delta_R + \frac{(\vec{p} + \hbar \vec{k}_1)^2}{2m} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

avec  $\Omega_1 = \frac{2}{\hbar} \langle \epsilon | \widehat{V} | \alpha \rangle$  et  $\Omega_2 = \frac{2}{\hbar} \langle \epsilon | \widehat{V} | \beta \rangle$  les fréquences de Rabi complexes décrivant le couplage.

En pratique, le désaccord  $\Delta_R$  est choisi grand par rapport à la largeur des niveaux pour réduire l'émission spontanée. Donc, le désaccord  $\Delta_R$  est grand devant les autres termes. Cela nous permet d'effectuer une élimination adiabatique du niveau intermédiaire et de se ramener à un système à deux niveaux. En exprimant ainsi l'hamiltonien réduit dans la base  $\{|\alpha\rangle, |\beta\rangle\}$  et avec un changement d'énergie initial, nous obtenons [Cohen-Tannoudji, 1996] :

$$\widehat{H}_{\text{réduit}} = \hbar \begin{pmatrix} \delta_R + \Omega_1^{\text{DL}} & \Omega e^{i\phi}/2 \\ \Omega e^{-i\phi}/2 & \Omega_2^{\text{DL}} + \delta_{\text{Doppler}}(\vec{v}) \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Avec les notations :

$$\begin{aligned} \Omega_{1,2}^{\text{DL}} &= \frac{-|\Omega_{1,2}|^2}{4\Delta_R} : \text{les déplacements lumineux} \\ \Omega &= \left| \frac{-\Omega_1 \overline{\Omega}_2}{2\Delta_R} \right| : \text{la fréquence Rabi à deux photons} \\ \phi &= \phi_1 - \phi_2 : \text{la différence de phase intrinsèque des deux lasers Raman} \\ \delta_{\text{Doppler}}(\vec{v}) &= \vec{v} \cdot \vec{k}_{\text{eff}} + \frac{\hbar \|\vec{k}_{\text{eff}}\|^2}{2m} \\ \delta_{\text{tot}}(\vec{v}) &= \delta_R + \Omega_1^{\text{DL}} - \Omega_2^{\text{DL}} - \delta_{\text{Doppler}}(\vec{v}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Ainsi, nous pouvons désormais obtenir la probabilité de transition de  $|1\rangle$  vers  $|2\rangle$  qui correspond à une oscillation de Rabi, en notant  $\tau$  la durée de l'impulsion :

$$P_{|1\rangle \rightarrow |2\rangle} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta_{\text{tot}}(\vec{v})}{\Omega}\right)^2} \sin^2 \left( \frac{\Omega\tau}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta_{\text{tot}}(\vec{v})}{\Omega}\right)^2} \right) \quad (1.9)$$

Grâce à l'équation 1.9, dans le cas où la condition de résonance de l'équation 1.3 est vérifiée, nous pouvons définir la notion d'impulsion  $\pi/2$  qui correspond à une transition telle que  $\Omega\tau = \pi/2$  donc un transfert de la moitié de la population. Cela sera utilisé dans le but de faire une "séparatrice atomique". Nous pouvons aussi définir la notion d'impulsion  $\pi$  qui correspond à une transition telle que  $\Omega\tau = \pi$  donc un transfert total de population de l'état  $|1\rangle$  vers l'état  $|2\rangle$ . Ceci sera utilisé dans le but de faire un "miroir atomique".

**Remarque :**

Dans le cadre du modèle complet, il a été montré que :

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_s} \frac{\Gamma^2}{16\Delta_R} \\ \Omega_i^{\text{DL}} &= \frac{I_i}{I_s} \frac{\Gamma^2}{8\Delta_R} \\ \delta^{\text{DL}} &= \Omega_2^{\text{DL}} - \Omega_1^{\text{DL}} \approx \frac{\Omega^2}{2\Delta_R} \frac{\omega_{\text{HFS}}}{\Delta_R} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Avec  $I_1$  et  $I_2$  l'intensité de chaque faisceau,  $I_s = 2.50 \text{ mW.cm}^{-2}$  l'intensité de saturation pour cette transition du rubidium pour une onde polarisée linéairement et  $\Gamma = 2\pi 6.066 \text{ MHz}$  le taux de décroissance associé. Le modèle complet prend en compte, entre autres, les sous-niveaux Zeeman et la polarisation des faisceaux. Il a donc été choisi des faisceaux Raman de polarisations linéaires et orthogonales pour obtenir les formules de l'équation 1.10.

### 1.1.1.3 Configuration des transitions Raman

Dans notre expérience, les faisceaux Raman sont orientés selon l'axe  $\vec{z}$  (voir section 4.1.1.1), et peuvent être de deux types :

- **Co-propageant**, c'est-à-dire qu'ils se propagent dans le même sens. Dans ce cas,

nous avons  $k_{\text{eff}}^{\text{MW}} = k_1 - k_2 \approx \frac{\omega_{\text{HFS}}}{c} \ll k_1$  donc, comme pour une transition microonde, la vitesse des atomes n'est pas modifié<sup>2</sup>.

- **Contra-propageant**, c'est-à-dire qu'ils se propagent en sens opposés. Dans ce cas, nous avons  $k_{\text{eff}}^{\text{Optique}} = k_1 + k_2 \approx \frac{2\omega_1}{c}$  donc ils acquièrent une vitesse supplémentaire  $\delta v = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^{\text{Optique}}}{m} \sim 1.2 \text{ cm.s}^{-1}$ . Ici, la différence de vitesse n'est pas négligeable : les centres des nuages atomiques sont séparés spatialement de plusieurs dizaines de micromètres sur la durée typique d'un interféromètre ( $\sim 20 \text{ ms}$ ).

Par ailleurs, l'équation 1.9 dépend de la vitesse  $\vec{v}$  des atomes, donc une impulsion Raman provoque une sélection en vitesse. La largeur de la classe de vitesse sélectionnée dépend de la largeur de la distribution de probabilité de transition qui est proportionnelle à  $\Omega$  pour une impulsion  $\pi$ . Nous obtenons ainsi [Moler, 1991] :

$$\Delta v \sim \frac{\Omega}{k_{\text{eff}}} \quad (1.11)$$

Dans le cas d'une transition co-propageante, il n'y a pas de sélection en vitesse<sup>3</sup>. Mais, dans le cas d'une transition contra-propageante, nous avons  $\Delta v \approx 2 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ , pour une pulsation  $\Omega \approx 2\pi \times 5 \text{ kHz}$ , donc une sélection limitée aux atomes les plus froids.

À noter qu'en diminuant l'intensité des lasers, donc  $\Omega$ , et en conservant une impulsion  $\pi$ , donc en augmentant le temps  $\tau$ , il est possible d'augmenter la sélectivité en vitesse. Cela nous sera utile pour réaliser l'interféromètre atomique.

### 1.1.2 Oscillations de Bloch

La technique des oscillations de Bloch est un mécanisme très efficace pour accélérer de manière cohérente des atomes. Elle permet de transmettre des vitesses de recul de manière contrôlée et précise.

---

2. En pratique, les atomes réalisant une telle transition vont acquérir une vitesse supplémentaire  $\delta v$  tel que  $\delta v = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^{\text{MW}}}{m} \sim 100 \text{ nm.s}^{-1}$ . Nous pouvons donc négliger la séparation spatiale des nuages

3. En pratique, nous avons  $\Delta v \approx 220 \text{ m.s}^{-1}$  donc une sélection de tous les atomes du nuage

Nous rappelons ici brièvement le principe des oscillations de Bloch, décrites dans les thèses précédentes de l'équipe, en particulier, nous renvoyons le lecteur vers [Cadoret, 2008] pour une description complète.

Les oscillations de Bloch réalisent à l'aide de deux lasers une succession de transitions Raman contra-propageantes qui induisent un couplage du même état hyperfin. Ainsi, comme nous l'avons représenté figure 1.2, les atomes vont absorber un photon et émettre de manière stimulée un autre photon. Pour compenser l'effet Doppler et maintenir la condition de résonance, il faut adapter la différence de fréquence entre les deux lasers, donc nous réalisons une rampe de fréquence  $\delta\omega(t)$ .

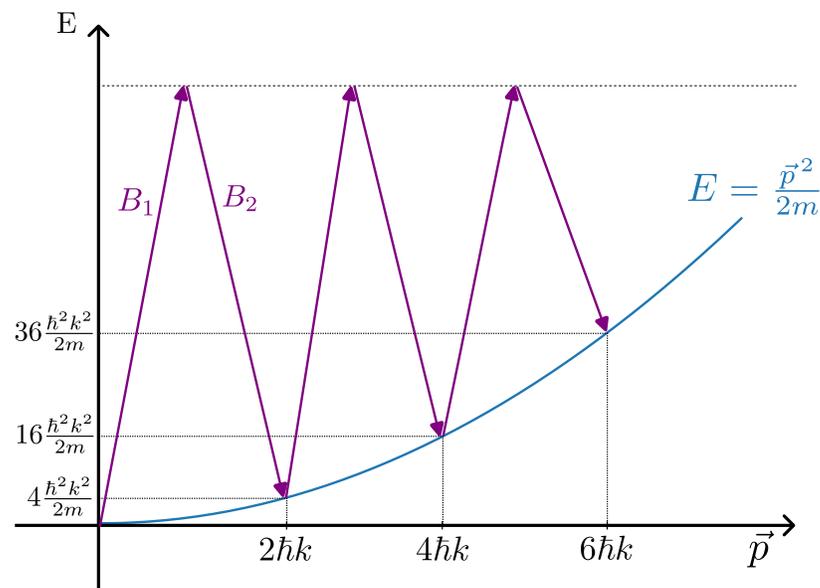


FIGURE 1.2 – Schéma du changement d'énergie des faisceaux Bloch en fonction du nombre de reculs reçus. La différence de fréquence de chaque paire suit l'évolution de la vitesse des atomes.

Ce phénomène peut être interprété plus rigoureusement en considérant que les ondes lumineuses contra-propageantes forment une onde stationnaire qui se déplace en suivant le changement de fréquence. Cette interprétation nous permet de donner des éléments clef pour pouvoir fixer nos paramètres expérimentaux.

Nous nous placerons selon l'axe  $\vec{z}$  de propagation des lasers. L'intensité associée aux lasers s'écrit :  $I(z) = I_0 \cos^2(kz - \delta\omega t)$ . Or, nous avons vu dans l'équation 1.8 que de tels lasers créent un déplacement des niveaux d'énergie proportionnel à l'intensité (appelé déplacement lumineux). Il est possible de montrer que dans ce cas, les atomes sont piégés dans un réseau optique dont le potentiel créé est [Grimm, 1999] :

$$V(z) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{|1\rangle \rightarrow |i\rangle}} \frac{\Gamma}{\Delta_B} I(z) \quad (1.12)$$

avec  $\Delta_B$  le désaccord en fréquence du laser. Dans notre cas, nous avons  $\Delta_B > 0$  : le potentiel est répulsif, donc les atomes sont piégés aux niveaux des minima d'intensité. La profondeur du potentiel est :

$$V_0 = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{|1\rangle \rightarrow |i\rangle}} \frac{\Gamma}{\Delta_B} 4I_0, \quad (1.13)$$

nous la comparons à l'énergie caractéristique liée au recul des atomes noté  $E_{\text{recul}} = \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m}$ .

Dans le référentiel accéléré, les atomes perçoivent une force d'inertie :

$$\vec{F}_{\text{in}} = -m\vec{a}_e = \frac{-m}{2k_B} \frac{d\delta\omega(t)}{dt} \vec{z} \quad (1.14)$$

Ainsi, nous sommes dans le cadre d'un potentiel périodique soumis à une force constante. Il a été montré en physique du solide avec des électrons dans un cristal périodique que pour réaliser une oscillation de Bloch, il faut qu'il n'y ait pas de croisements inter-bande. Cette condition se transpose directement à la physique atomique [Dahan, 1996] (voir figure 1.3). Deux régimes sont possibles en fonction de la profondeur du potentiel : le régime des liaisons fortes et le régime des liaisons faibles. Pour la suite, nous nous plaçons dans le régime des liaisons fortes (potentiel profond) en choisissant  $V_0 \gg 4E_{\text{recul}}$ . Ce régime impose une condition sur la force, donc sur l'accélération :

$$a \ll a_0 \sqrt{2} \left( \frac{V_0}{E_{\text{recul}}} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (1.15)$$

avec  $a_0 = \frac{\hbar^2 k_B^3}{m^2}$ . Dans nos conditions expérimentales  $V_0 \approx 80E_r$ , l'accélération critique vaut  $a_{\text{crit}} \sim 10^4 \text{ m.s}^{-2}$ .

Par ailleurs, il faut aussi réaliser un chargement adiabatique de la bande d'énergie. Cela impose que la profondeur du potentiel ne change pas trop vite (allumage adiabatique), donc il faut augmenter l'intensité de nos lasers linéairement (voir figure 1.3) selon une pente  $\tau$  telle que :

$$\tau \gg \frac{1}{16\sqrt{2}} \frac{\hbar}{E_r} \left( \frac{V_0}{E_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

Avec nos conditions expérimentales, le taux critique vaut  $\tau_{\text{crit}} \approx 93\mu\text{s}$ .

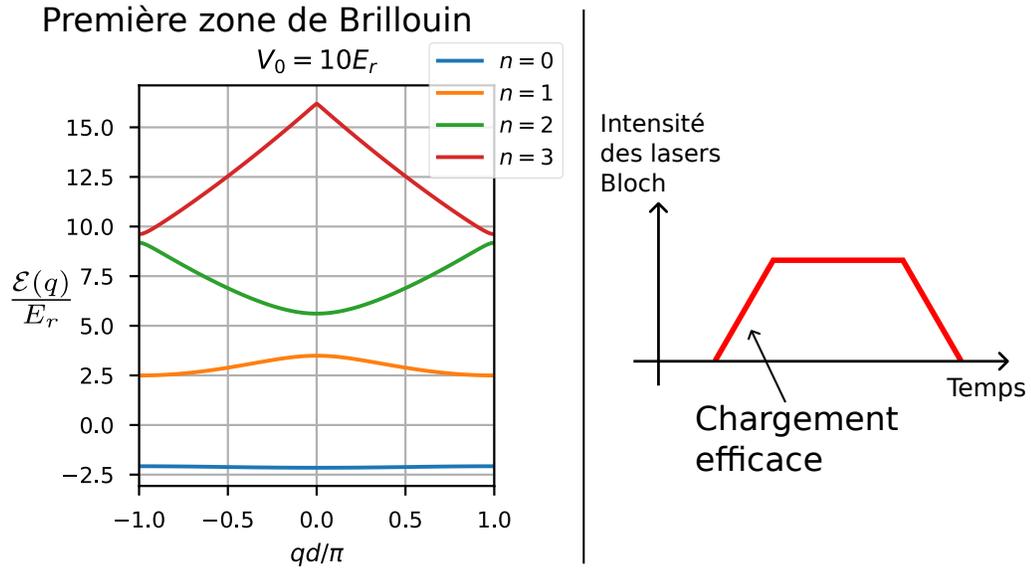


FIGURE 1.3 – Gauche : Schéma des bandes d'énergie d'une particule piégée dans un réseau pour un potentiel sinusoïdal profond. Nous avons représenté uniquement la première zone de Brillouin. Droite : Schéma de l'évolution de l'intensité d'une impulsion des lasers Bloch. Nous commençons par une rampe d'intensité pour réaliser un chargement adiabatique.

### 1.1.3 Interférométrie de Ramsey-Bordé

Un interféromètre de Ramsey-Bordé est composé de deux fois deux paires d'impulsions Raman  $\pi/2$ . Au sein d'une paire, les deux impulsions sont séparées de  $T_R$  et les deux paires sont séparées de  $T_D - T_R$  (voir figure 1.4). Ainsi, chaque impulsion scinde le nuage atomique en une superposition de deux nuages (un dans l'état  $|1\rangle$  et l'autre dans  $|2\rangle$ ) et

transfère un recul de  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  aux atomes changeant d'état. Cela signifie que la première paire crée une superposition cohérente de deux paquets d'ondes séparés spatialement. La deuxième paire permet de fermer l'interféromètre.

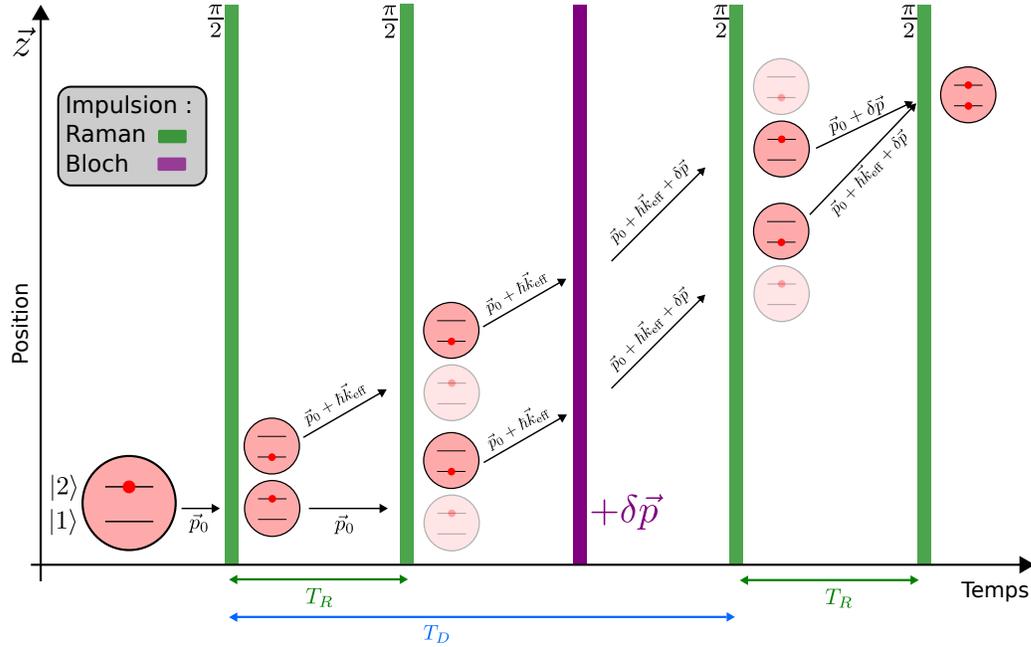


FIGURE 1.4 – Schéma de l'interféromètre de Ramsey-Bordé. Nous représentons l'évolution de la position du nuage au cours du temps, à noter que la gravité n'est, ici, pas prise en compte. Le nuage atomique est représenté par une boule rose et y est symbolisé l'état dans lequel les atomes sont. Le nuage commence dans  $|2\rangle$  puis est scindé par une impulsion Raman  $\pi/2$  ce qui transfère 50 % des atomes dans  $|1\rangle$  avec un recul de  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ . La deuxième impulsion  $\pi/2$  crée une superposition cohérente séparée spatialement. Puis, les atomes dans  $|2\rangle$  sont éliminés (symbolisé par la transparence du nuage associé). Un effet physique est ensuite appliqué aux deux nuages, ici un boost de vitesse par des lasers Bloch. Enfin, les deux dernières impulsions  $\pi/2$  permettent de re-superposer les deux nuages et ainsi de fermer l'interféromètre.

La probabilité pour un atome d'être dans l'état  $|1\rangle$  en sortie d'interféromètre est :

$$P_{|1\rangle} = \frac{1 - \cos(\Delta\Phi)}{2} \quad (1.17)$$

La phase accumulée le long d'un trajet peut être calculée avec une intégrale de chemin [Morel, 2019]. La phase en sortie de l'interféromètre correspond donc à l'évolution interne sur le chemin et aux phases imprimées<sup>4</sup> par les lasers durant les impulsions. Or, un tel interféromètre est symétrique et fermé donc la phase due à la propagation dans les bras de l'interféromètre est nul :  $\Delta\Phi^{\text{propagation}} = 0$ . La phase en sortie de l'interféromètre dépendra uniquement de la phase ajoutée par les lasers. Nous avons :

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi^{\text{laser}} = \Phi_I - \Phi_{II} - \Phi_{III} + \Phi_{IV} \quad (1.18)$$

La configuration de Ramsey-Bordé permet d'ajouter une variation  $\Delta v$  de vitesse au milieu de l'interféromètre. Dans ce cas, il est possible de montrer que la phase s'écrit [Morel, 2019] :

$$\Delta\Phi = T_R (k_{\text{eff}} (\Delta v - gT_D) - \delta\omega_R) \quad (1.19)$$

Avec  $\delta\omega_R$  la différence des fréquences des impulsions Raman entre la première et la deuxième paire. Pour sonder le déphasage atomique, nous faisons varier  $\delta\omega_R$ . Dans notre expérience, la variation de vitesse  $\Delta v$  est réalisée à l'aide de la méthode des oscillations de Bloch, que nous allons décrire en section 1.1.2. Cette technique permet le transfert d'un nombre entier  $N_B$  de vitesses de recul par  $N_B$  photons d'impulsions  $\hbar\vec{k}_B$ .

Ainsi, nous obtenons l'expression de phase complète :

$$\Delta\Phi = T_R \left[ 2k_R \left( \frac{2N_B \hbar k_B}{m} - gT_D \right) - \delta\omega_R \right] \quad (1.20)$$

En conclusion, nous avons présenté les équations nécessaires permettant de définir les paramètres expérimentaux qui sont utiles à la réalisation pratique de l'interféromètre de Ramsey-Bordé. Nous avons aussi montré qu'un tel interféromètre permet de mesurer le rapport  $\frac{\hbar}{m}$ . La réalisation expérimentale de ces techniques sera présentée au chapitre 4.

---

4. La phase des lasers est transféré aux atomes absorbant un photon.

## 1.2 Bilan de la mesure du rapport $\frac{h}{m}$ de 2020

### 1.2.1 Résultats et budget d'erreur

Cette thèse fait directement suite à la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  de 2020 [Morel, 2020] réalisée avec une mélasse optique. Cette mesure a permis d'obtenir une nouvelle détermination de la constante de structure fine avec une précision relative sans précédent de 81 ppt :

$$\begin{aligned}\frac{h}{m_{\text{Rb}}} &= 4.591\,359\,258\,90(65) \times 10^{-9}, \\ \alpha^{-1} &= 137.035999206(11),\end{aligned}\tag{1.21}$$

cela correspond à une amélioration d'un facteur 2,5 de la précision par rapport à la mesure de l'équipe de Berkeley qui utilise le césium [Parker, 2018].

La stabilité expérimentale permet d'obtenir une excellente statistique<sup>5</sup> sur la mesure de la vitesse de recul. Ainsi, de nombreux effets systématiques ont pu être testés en détail pour estimer le mieux possible les biais qu'ils induisent. La table 1.1 présente le budget d'erreur dans son ensemble.

Une partie des effets systématiques principaux, qui limitent la précision sur la mesure, proviennent directement des faisceaux verticaux et de leur front d'onde (ils sont surlignés en rouge sur la figure). En effet, pour déterminer la vitesse de recul, il faut connaître le vecteur d'onde  $k$  du laser : il est légèrement différent du vecteur d'onde associé à une onde plane  $k_{\text{plan}} = \frac{\nu}{c}$ . L'utilisation d'un faisceau gaussien et les fluctuations d'intensités locales causent cette différence. Par exemple, dans le cas d'un faisceau gaussien de waist  $w$  et de rayon de courbure  $R$ , le vecteur d'onde associé vu par un nuage de rayon  $r$  est :

$$k_{\text{Gauss}} = k_{\text{plan}} - \frac{2}{k_{\text{plan}} w^2} \left( 1 - \frac{r^2}{w^2} \right) - \frac{k_{\text{plan}} r^2}{2R^2}\tag{1.22}$$

Par conséquent, il est nécessaire de déterminer le biais induit par cette différence en incluant la phase de Gouy<sup>6</sup>. Il s'agit de l'effet principal mais il faut aussi prendre en compte le bruit d'intensité du faisceau qui influe sur le vecteur d'onde moyen vu par les atomes. Ces effets ont donc été simulés pour déterminer la correction à appliquer.

5. La sensibilité est de 0,6 ppb sur  $\frac{h}{m}$  durant une heure d'intégration.

6. Il s'agit d'un déphasage supplémentaire lié à la propagation d'un faisceau gaussien tel que :  $\phi_{\text{Gouy}} = -\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ , avec  $z_R$  la longueur de Rayleigh du faisceau et  $z$  la distance au waist.

Source	Correction [ $10^{-11}$ ]	Relative uncertainty [ $10^{-11}$ ]
Gravity gradient	-0.6	0.1
Alignment of the beams	0.5	0.5
Coriolis acceleration		1.2
Frequencies of the lasers		0.3
Wave front curvature	0.6	0.3
Wave front distortion	3.9	1.9
Gouy phase	108.2	5.4
Residual Raman phase shift	2.3	2.3
Index of refraction	0	< 0.1
Internal interaction	0	< 0.1
Light shift (two-photon transition)	-11.0	2.3
Second order Zeeman effect		0.1
Phase shifts in Raman phase lock loop	-39.8	0.6
Global systematic effects	64.2	6.8
Statistical uncertainty		2.4
Relative mass of $^{87}\text{Rb}$ : 86.909 180 531 0(60)		3.5
Relative mass of the electron : $5.485 799 090 65(16) \cdot 10^{-4}$		1.5
Rydberg constant : $10 973 731.568 160(21)\text{m}^{-1}$		0.1
Total: $\alpha^{-1} = 137.035 999 206(11)$		8.1

TABLE 1.1 – Budget d’erreur de la mesure réalisé en 2020. Nous avons mis en avant les sources majoritaires liées au faisceau et son front d’onde. Extrait de [Morel, 2020]

## 1.2.2 Simulation de Monte-Carlo

Cette étude a été réalisée par simulation de Monte-Carlo, en utilisant un faisceau gaussien bruité. Dans cette simulation, chaque atome est décrit par un paquet d’ondes atomiques avec une quantité de mouvement moyenne  $\vec{p}(t)$ , une phase  $\phi(t)$  à sa position moyenne  $\vec{r}(t)$  et une amplitude réelle  $a(t)$ . La séquence temporelle de mesure est divisée en différentes étapes où la phase accumulée, l’évolution de la trajectoire et l’amplitude sont calculées. Ces étapes sont la chute libre dans le champ de gravité, les transitions Raman et les oscillations de Bloch. Initialement, un ensemble de  $N$  paquets d’ondes (d’indice  $i$ ) est pris aléatoirement selon une distribution gaussienne pour la position et la vitesse. Pour chaque paquet d’ondes, et pour les deux chemins de l’interféromètre (nommés A

et B), les grandeurs finales sont calculées. La phase de l'interféromètre est alors [Morel, 2020] :

$$\Phi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i^A a_i^B \left[ \phi_i^A - \phi_i^B + \frac{(\vec{p}_i^B + \vec{p}_i^A) \cdot (\vec{r}_i^B - \vec{r}_i^A)}{2\hbar} \right] \quad (1.23)$$

À partir de cette phase, il est possible de remonter à la valeur du rapport  $\frac{h}{m}$  et ainsi d'estimer les corrections, donc le budget d'erreurs. Cela permet dans le même temps de tester ces effets et leur dépendance aux caractéristiques du nuage comme la taille, la dispersion en vitesse ou la position initiale. Ainsi, la température du nuage est un paramètre clef des simulations. Cela rejoint les conclusions de l'article [Louchet-Chauvet, 2011] que montre que les effets de distorsion du front d'onde sont liés principalement à la dispersion de vitesse transverse du nuage. Nous avons donc une piste d'amélioration de cette limite expérimentale en réduisant la température.

### 1.3 Réduction de la température

Avant toute autre considération, il est nécessaire de définir rigoureusement la température d'un nuage atomique dans le cadre de notre étude. Nous appellerons température la dispersion en vitesse d'un nuage ramenée en kelvins à partir de l'énergie cinétique. Cela signifie qu'à une dispersion en vitesse  $\sigma_v$  nous associons la température  $T$  telle que :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m \sigma_v^2 &= \frac{1}{2} k_B T, \text{ soit} \\ T &= \frac{m \sigma_v^2}{k_B}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Dans la suite du manuscrit, nous décrirons les nuages atomiques par leur température. Par exemple, nous utilisons une mélasse optique à  $4 \mu\text{K}$ .

Plus précisément, il a été montré dans [Louchet-Chauvet, 2011] que la vitesse transverse moyenne du nuage devait être nulle et que sa dispersion devait être réduite afin de minimiser l'erreur induite par les faisceaux (et aussi celle due à l'accélération de Coriolis que nous expliquerons en section 4.2.6). Cet article précise aussi qu'une mesure du biais à très basse température permettrait d'améliorer les simulations.

Par conséquent, l'objectif de cette thèse sera de réaliser une étude en fonction de la température de ces effets. Afin d'atteindre des températures plus froides que la mélasse optique, nous avons mis en place une source ultra-froide : un condensat de Bose-Einstein. La température typique de ce type de nuage est de 100 nK, ce qui permet de réduire

nettement la dispersion de la vitesse transverse (de  $20 \text{ mm.s}^{-1}$  à  $3 \text{ mm.s}^{-1}$ ). De plus, le condensat est aussi plus petit que la mélasse optique, ce qui réduit la correction de  $k$  pour un faisceau gaussien.

Ces caractéristiques font du condensat une source idéale pour tester la maîtrise des effets systématiques lié à la température et ainsi faire avancer la communauté de l'interférométrie atomique vers une meilleure exactitude.

Cependant, certains problèmes restent à surmonter pour exploiter une telle source atomique :

- La mélasse recouvre tout le faisceau vertical, donc la mesure est indépendante des conditions initiales. Ce n'est pas le cas du condensat, il faut donc être vigilant et vérifier qu'il n'y a pas de fluctuation à chaque création.
- Le temps de création est quatre fois plus long que celui de la mélasse, donc la séquence temporelle de mesure est rallongée. Cela augmente significativement l'erreur statistique.
- Les interactions atomiques ne sont pas négligeables et produisent un déphasage préjudiciable.
- Le nombre d'atomes du condensat doit être stable durant une série de mesures sans intervention humaine.

## Chapitre 2

# Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein pour la métrologie

Le condensat de Bose-Einstein (*Bose-Einstein Condensat - BEC* en anglais) est un état de la matière prédit en 1925 par Albert Einstein [Einstein, 1925]. Les bosons peuvent s'agglomérer dans le même état d'énergie, créant ainsi un système quantique macroscopique cohérent. La formation d'un tel système est assimilable à une transition de phase, on l'appelle usuellement **condensation**. Ce phénomène apparaît si le produit de la densité atomique par la longueur d'onde de De Broglie respecte la condition :  $n\lambda_{\text{dB}}^3 \geq 2,612$ , avec  $\lambda_{\text{dB}} = h/\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}$ . Il est donc nécessaire d'avoir une densité importante et une température faible.

Le premier BEC a été réalisé par E. Cornell et C. Wieman en 1995, en piégeant des atomes de rubidium dans un piège quadripolaire magnétique pour d'atteindre les conditions requises [Anderson, 1995].

Dans ce chapitre, nous présenterons les aspects théoriques relatifs au condensat de Bose-Einstein. Puis, nous ferons un rappel de la configuration du dispositif expérimental déjà présenté dans les thèses précédentes de l'équipe en insistant sur les changements et améliorations effectués lors de cette thèse. Nous expliquerons aussi en détails la réalisation expérimentale du condensat dans un piège dipolaire complètement optique ; ainsi que ses performances qui satisfont les besoins expérimentaux pour la métrologie. Enfin, nous détaillerons le système de détection par caméra qui sert à visualiser le condensat et nous présenterons une étude du bruit du système de détection.

## 2.1 Principe théorique de la condensation de Bose-Einstein dans un piège harmonique

Considérons un gaz de  $N$  bosons à la température  $T$  piégé dans un potentiel harmonique à trois dimensions. Nous considérons ce gaz suffisamment dilué pour pouvoir négliger les interactions entre particules.

### Nombre maximal d'atomes dans les états excités

Les niveaux d'énergie du système s'expriment en fonction des pulsations du piège  $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$  et des nombres quantiques  $(n_x, n_y, n_z)$  caractérisant l'état de vibration de l'oscillateur selon les trois axes de l'espace. Nous avons [Dalibard, 2006] :

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \hbar \left[ \omega_x \left( n_x + \frac{1}{2} \right) + \omega_y \left( n_y + \frac{1}{2} \right) + \omega_z \left( n_z + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (2.1)$$

$$E_0 = E_{n_x=0, n_y=0, n_z=0} = \frac{1}{2} \hbar (\omega_x + \omega_y + \omega_z)$$

La probabilité d'occupation d'un état est donnée par la statistique de Bose-Einstein, avec  $\mu$  le potentiel chimique tel que  $\mu < E_0$ , et  $\beta = 1/(k_B T)$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann :

$$f_{\text{BE}}(E_{n_x, n_y, n_z}) = \frac{1}{e^{\beta(E_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1} \quad (2.2)$$

Ce qui permet d'obtenir le nombre total d'atomes  $N$  et le nombre d'atomes dans les états excités  $N'$  :

$$N = \sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{1}{e^{\beta(E_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1}$$

$$= \underbrace{\frac{1}{e^{\beta(E_0 - \mu)} - 1}}_{= N_0} + \underbrace{\sum_{n_x + n_y + n_z \neq 0} \frac{1}{e^{\beta(E_{n_x, n_y, n_z} - \mu)} - 1}}_{= N'} \quad (2.3)$$

Or, le potentiel chimique est majoré  $\mu < E_0$ , donc le nombre d'atomes dans les états excités peut être majoré :

$$N' < N'_{\text{max}} = \sum_{n_x + n_y + n_z \neq 0} \frac{1}{e^{\beta(E_{n_x, n_y, n_z} - E_0)} - 1}, \quad (2.4)$$

ce qui signifie qu'à  $T$  et  $V$  fixés, il est possible de saturer les états excités. Ainsi, n'importe quel quantité d'atome ajoutée dans le système se trouvera dans l'état fondamental, ce phénomène est nommé *condensation*.

### Température critique

En se plaçant cette fois à  $N$  et  $V$  fixés, dans la limite où l'énergie  $\hbar\bar{\omega}$  est petite devant l'énergie thermique  $k_B T$ , il est possible de montrer en intégrant l'équation 2.4 que [Dalibard, 2006] :

$$N'_{\max} \approx 1,202 \left( \frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}} \right)^3 \quad (2.5)$$

en notant  $\bar{\omega}$  la moyenne géométrique des pulsations du piège.

La température critique correspond à la température à laquelle le nombre maximal d'atomes dans les états excités est atteint, soit  $N = N'_{\max}$ . Cette température vaut :

$$T_c \approx 0,94 \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} N^{1/3} \quad (2.6)$$

Il s'agit de la température à partir de laquelle le phénomène de condensation commence. De plus, pour  $T < T_c$  la population des états excités diminue au profit de l'état fondamental en suivant la loi :

$$N_0(T) = N \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^3 \right] \quad (2.7)$$

Il faut donc que le nuage ait une température petite devant la température critique pour obtenir un condensat purement dans l'état fondamental.

## 2.2 Dispositif expérimental actuel

Le dispositif expérimental actuel a été développé durant les sept dernières années et n'a que peu changé durant cette thèse. Il est majoritairement décrit dans les thèses de [Jannin, 2015] et [Courvoisier, 2016].

En juin 2020, le dispositif expérimental dans son ensemble a été déménagé de salle et remonté dans les mois suivants. Nous avons considéré l'ancien système comme une référence et nous avons cherché à conserver le soin apporté sur le système déménagé. Nous présentons ici les derniers changements et améliorations réalisées durant ma thèse.

Nous notons que, depuis décembre 2022, les appareils critiques de l'expérience sont branchés sur onduleurs car la nouvelle salle est sujette à des pics de courant, ce qui a mené à irrémédiablement endommager deux lasers et trois générateurs micro-ondes.

## 2.2.1 Chambre à vide

### 2.2.1.1 Cellule

Commençons par rappeler les principales caractéristiques de la cellule à vide utilisée pour l'expérience. Elle est en forme de 'L' et comporte quatre parties distinctes. La cellule est représentée schématiquement figure 2.1. De gauche à droite, la première partie correspond à une petite cellule contenant le piège magnéto-optique 2D (2D-MOT) où sont chargés les atomes de rubidium ; puis, la cellule principale accueillant le piège magnéto-optique 3D (3D-MOT) ainsi que le piège dipolaire pour réaliser le condensat. Les détails sur les pièges magnéto-optiques seront donnés en section 2.2.4.1 et sur le piège dipolaire en section 2.3. Au-dessus de la cellule principale, une autre cellule carrée sert à la détection par technique de temps de vol (voir section 4.1.4). Enfin, un tube de 70 cm blindé magnétiquement complète la cellule et sert pour l'interférométrie atomique.

Au niveau de la cellule du 2D-MOT, une pompe hybride *getter/ionique SAES NEX-Torr 200 L/s* assure une pression de  $5 \times 10^{-9}$  mbar constante. Afin d'avoir une pression plus faible dans la cellule principale pour maintenir le nuage suffisamment longtemps, la connexion entre les deux parties est faite par un trou d'environ 4 mm créant ainsi un vide différentiel. Au niveau du 3D-MOT, une pompe similaire assure une pression de l'ordre de  $2 \times 10^{-10}$  mbar permettant un temps de vie du nuage de  $\tau_{\text{vie}} = 14$  s.

La cellule est réalisée en titane, un matériel amagnétique, afin de ne pas induire de champs magnétiques non souhaités. Le tube de blindage de la partie supérieure est, lui, réalisé avec deux couches en  $\mu$ -métal afin de contrôler parfaitement le champ magnétique (le champ mesuré varie de moins de 50 nT sur la longueur du tube). Six bobines supplémentaires forment un cadre cubique autour de la cellule principale et permettent de créer un champ constant selon les trois directions de l'espace afin de compenser le champ magnétique terrestre et tout champ parasite.

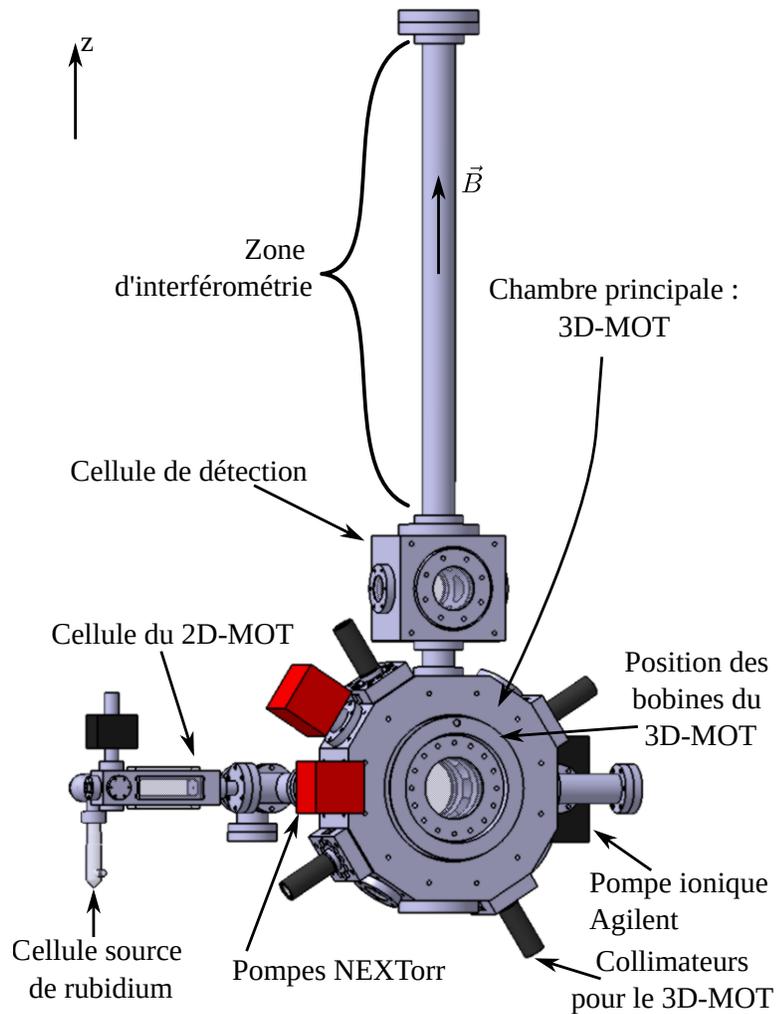


FIGURE 2.1 – Schéma de l'ensemble de la cellule à vide de l'expérience, les principales parties y sont représentées

### 2.2.1.2 Boîte de protection

Nous avons construit une nouvelle cabane de protection fixe autour de la cellule pour remplacer les panneaux en bois de l'ancien système.

Nous avons remarqué que, dans la disposition de la salle après déménagement, le flux d'air de la climatisation donnait directement en direction de l'expérience. Nous avons



FIGURE 2.2 – Photographies de la nouvelle boîte de protection de l'expérience (pendant la construction et actuellement)

remarqué une différence sur nos mesures quand la climatisation était éteinte ou allumée. Cet effet était dû aux vibrations du boîtier de climatisation transmises par le sol, mais aussi au flux d'air parcourant la salle.

Deux solutions ont été mises en place :

- une isolation du boîtier de climatisation du sol par des plaques de mousse EVA de la marque *RS* anti-vibration capables de supporter son poids ;
- une structure de 2.5 m × 2.5 m × 3 m en plaque de plâtre BA 13 dB RESIPLAC et en isolant phonique de laine de roche ROCKWOOL de la marque *Rockfaçade* pour isoler totalement l'expérience (voir figure 2.2).

La boîte a été construite par nos soins en décembre 2022. Les dimensions ont été choisies pour pouvoir accéder à l'ensemble de l'expérience facilement. La hauteur est adaptée à une potentielle extension du tube de la cellule. Le plafond est aussi renforcé dans l'idée future de pouvoir monter dessus s'il faut y placer une table optique. Outre la facilité de manipulation permise par la nouvelle enceinte, nous observons une réduction de 20 dB du bruit ambiant (de 45 dB dans la salle à 25 dB dans la boîte) ainsi qu'une

isolation totale du flux d'air présent dans la salle.

Après un réalignement complet, grâce à la boîte, nous avons réussi à retrouver la sensibilité expérimentale que nous avions avant le déménagement.

Cependant, l'isolation phonique est aussi une isolation thermique efficace. Ainsi la température dans la boîte est montée autour de  $28 \pm 2^\circ\text{C}$ . Nous pouvons voir figure 2.3 l'évolution durant un mois. La température dépend fortement du type de séquence que nous lançons : un champ magnétique allumé une seconde de plus par mesure suffit à faire monter la température d'un degré sur une journée. Cela pose actuellement un problème d'alignement des faisceaux qui fluctuent à cause des variations de température. Un système de régulation de la température de la boîte est envisagée pour contrer ce défaut.

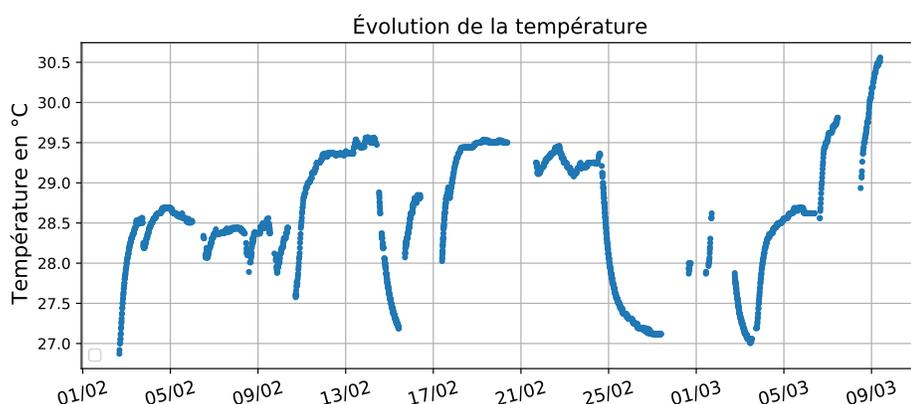


FIGURE 2.3 – Évolution de la température à l'intérieur de la boîte. Les données ont été prises par un capteur Arduino lors des prises de mesures expérimentales.

## 2.2.2 Système laser pour la production d'une mélasse optique

Nous allons maintenant présenter les sources laser utilisées pour le refroidissement de l'isotope 87 du rubidium. Il n'y a pas eu de changement majeur sur ce système au cours de cette thèse. Certains aspects mineurs ont toutefois été repensés pour corriger des défauts.

### 2.2.2.1 Diode laser

La figure 2.4 montre les niveaux d'énergie de l'isotope 87 du rubidium ainsi que les transitions utilisées pour le refroidissement laser, les transitions Raman et les oscillations de Bloch.

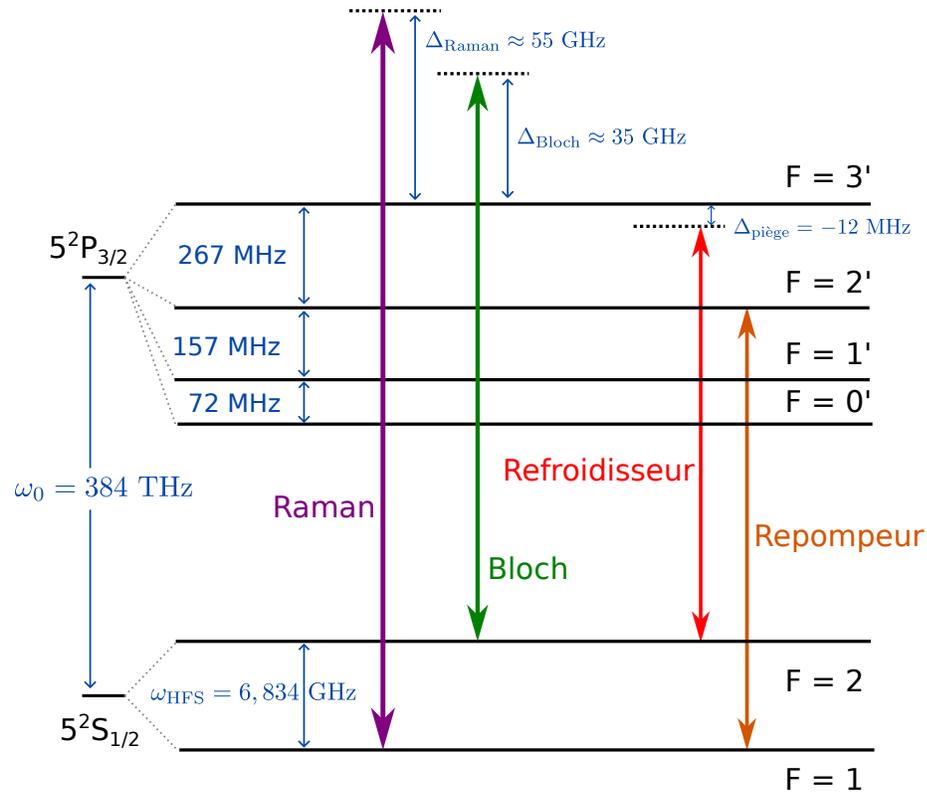


FIGURE 2.4 – Niveaux d'énergie de la bande D2 du rubidium 87. En orange et rouge sont représentées les transitions réalisées par le repompeur et le piège. En violet et vert sont représentées celles réalisées par les lasers Raman et Bloch que nous détaillerons en section 1.1.1. Le désaccord typique de chaque faisceau est symbolisé par  $\Delta$ .

Le laser repompeur et le laser de refroidissement sont produits par des diodes laser. Elles sont stabilisées en fréquence par une cavité étendue utilisant un filtre interférentiel [Baillard, 2006].

La longueur d'onde de ce système peut être ajustée de différentes façons :

- en changeant la température de la diode grâce à un module Peltier ;
- en changeant le courant dans la diode (contrôle rapide) ;
- en ajustant la longueur de la cavité *via* un piézo-électrique permettant de bouger la diode (contrôle lent).

### 2.2.2.2 Description du montage optique

En sortie des diodes lasers, nous utilisons un filtre anamorphoseur pour réduire la forme elliptique du faisceau, suivi d'un isolateur de Faraday empêchant tout retour vers la diode. Nous obtenons ainsi respectivement 16 et 18 mW de puissance pour le repompeur et le piège. La figure 2.5 montre le trajet optique de ces deux lasers.

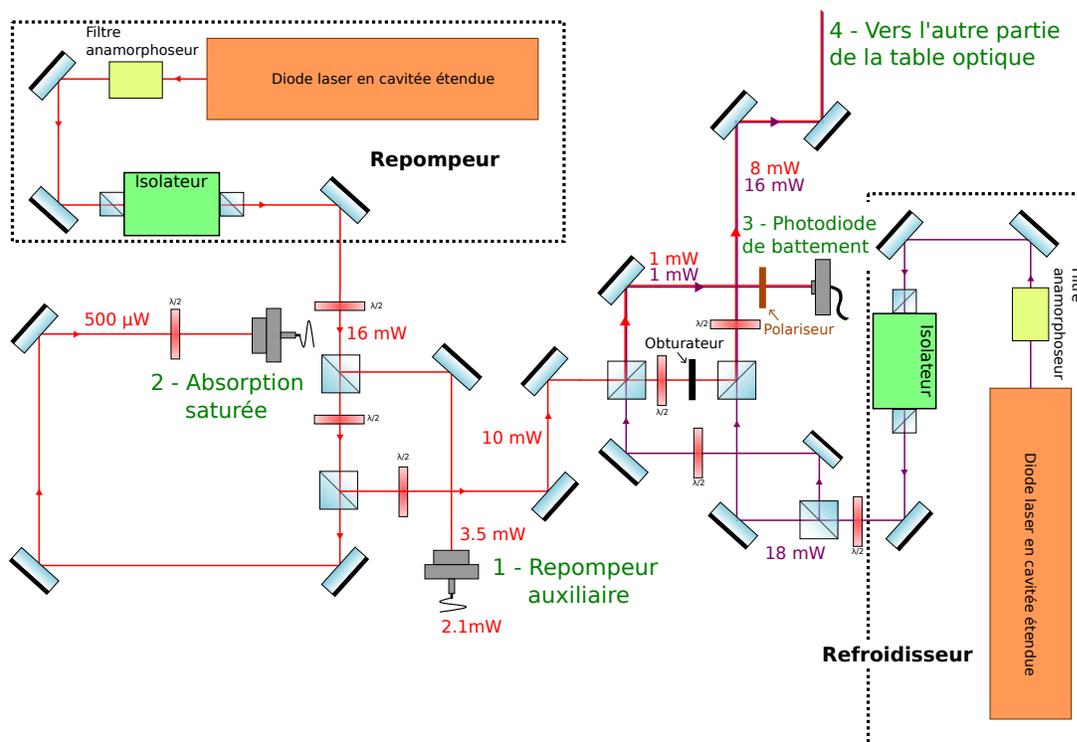


FIGURE 2.5 – Schéma du chemin optique en sortie des diodes laser. En rouge est symbolisé le faisceau repompeur et en violet le laser de refroidissement. Les puissances sont données à titre indicatif.

Les faisceaux sont séparés en quatre parties :

1.  $\sim 3.5$  mW du laser repompeur est envoyé vers une fibre servant de repompeur auxiliaire.
2.  $\sim 500$   $\mu$ W du laser repompeur sert à la spectroscopie par absorption saturée [Ma-cAdam, 1992] où nous asservissons la fréquence du laser repompeur sur la raie de croisement  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ .
3.  $\sim 1$  mW de chaque laser est superposé sur une photodiode de battement servant à asservir la fréquence du laser de refroidissement à environ 6,8 GHz de celle du laser repompeur.
4.  $\sim 16$  mW du laser de refroidissement et  $\sim 8$  mW du laser repompeur sont superposés pour être envoyé vers le reste de la table optique pour amplification.

Un obturateur mécanique permet de bloquer complètement le repompeur avant l'étape d'amplification. Nous avons changé l'alignement pour empêcher toute fuite du faisceau repompeur en aval de l'obturateur.

L'asservissement de la fréquence du laser repompeur est effectué par absorption saturée par un RedPitaya. Il s'agit d'une carte électronique permettant de mesurer et de créer des signaux inférieur à 50 MHz. Il est possible de programmer différentes fonctions sur cette carte, y compris des fonctions complexes que nous utilisons pour de nombreux systèmes du dispositif expérimental. Ici, nous programmons une détection synchrone suivie d'un PID (Proportionnel, Intégrateur, Dérivateur) permettant d'obtenir un signal d'erreur à partir de l'absorption saturée. Ce signal d'erreur rétroagit sur la diode laser pour ajuster son courant et sa température pour rester à fréquence fixe.

### 2.2.3 Table optique

Les deux faisceaux lasers continuent vers l'autre partie de la table optique où ils sont amplifiés par un MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*). Nous mesurons en sortie typiquement 800 mW de puissance optique pour le laser de refroidissement et 250 mW pour le laser repompeur. De plus, deux isolateurs de Faraday sont placés en entrée et sortie du MOPA pour prévenir toute réflexion vers le MOPA qui pourrait l'endommager. Le MOPA a été changé en 2021 par suite au vieillissement du précédent. Cette nouvelle et meilleure version permet d'obtenir jusqu'à 1,5 W en sortie.

Nous utilisons ensuite de nombreux AOM pour contrôler les faisceaux. Ils servent d'interrupteurs rapides et de contrôleurs en puissance.

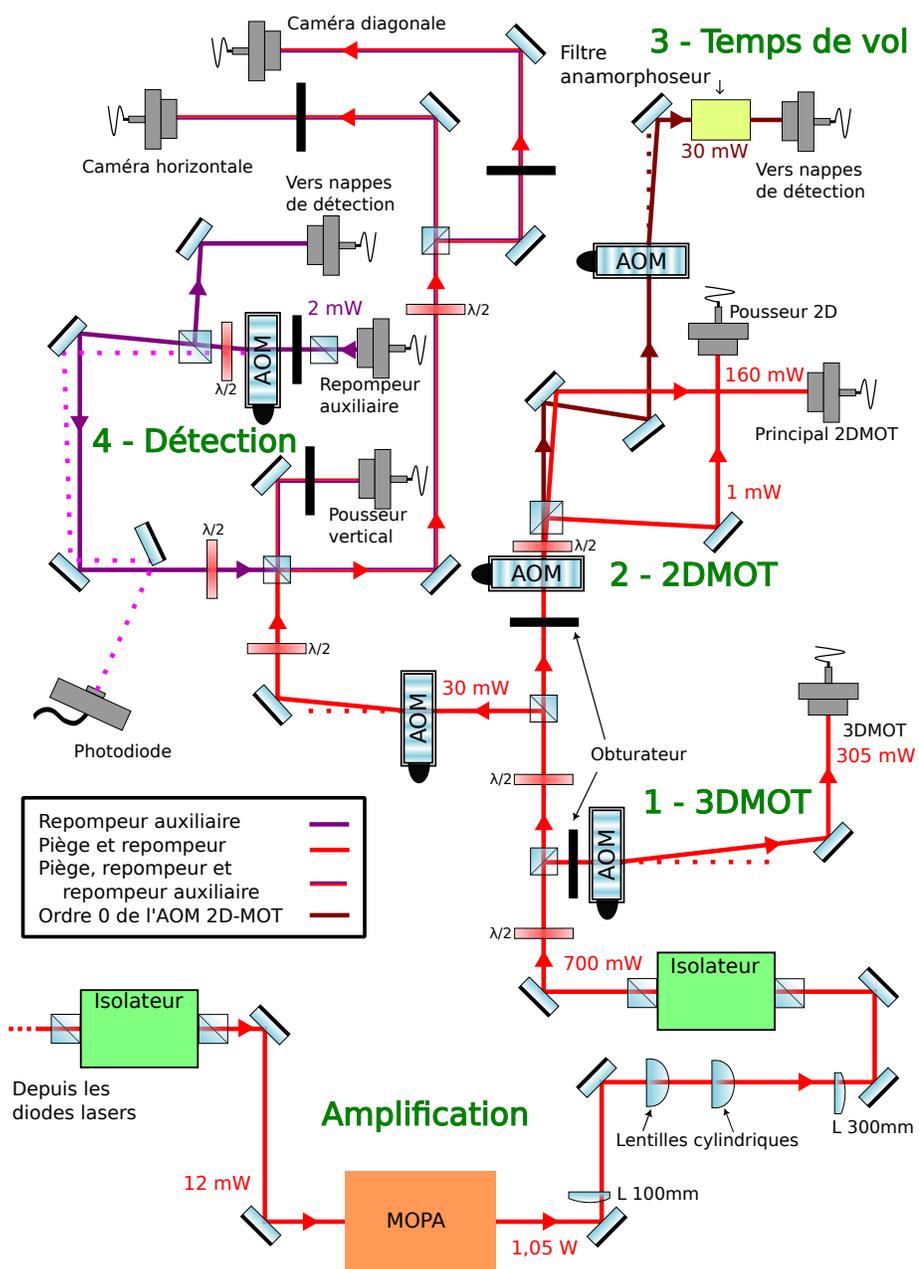


FIGURE 2.6 – Schéma de la table optique. Les puissances sont données à titre indicatif.

Cependant, même quand l'AOM est éteint, il y a des fuites de puissance qui perturbent les mesures, donc un obturateur mécanique est ajouté en complément en entrée de l'AOM. Ainsi, chaque faisceau couplé à une fibre est contrôlé par un couple d'interrupteur : un AOM rapide pour générer une impulsion de durée précise et à l'instant souhaité (le temps de montée en puissance est d'environ  $0,3 \mu\text{s}$ ) et un obturateur lent pour bloquer totalement le faisceau résiduel en dehors de phase d'impulsion (le temps de fermeture/ouverture est de  $10 \text{ ms}$ ). Sauf mention contraire, nous utilisons toujours l'ordre 1 des AOMs, ce qui rajoute  $+80 \text{ MHz}$  aux faisceaux.

Les faisceaux amplifiés sont répartis dans différents systèmes présentés figure 2.6 :

1.  $\sim 305 \text{ mW}$  pour le 3D-MOT (voir section 2.2.4.2),
2.  $\sim 160 \text{ mW}$  pour le 2D-MOT et son pousseur (voir section 2.2.4.1),
3.  $\sim 30 \text{ mW}$  correspond à l'ordre zéro de l'AOM du 2D-mot, pour le système de détection par temps de vol (voir section 4.1.4).
4.  $\sim 30 \text{ mW}$  pour le système de détection par caméra (voir section 2.4) et les faisceaux pousseurs.

Dans le dernier bloc, les faisceaux sortant du MOPA sont superposés sur un cube avec un faisceau repompeur provenant du repompeur auxiliaire. Durant la séquence, l'obturateur en amont du MOPA est fermé donc le faisceau repompeur provient uniquement du repompeur auxiliaire. Dans ce bloc, des miroirs ont été ajoutés par rapport aux travaux précédents afin de répondre à des problèmes de stabilité et de faciliter d'alignement. Nous avons aussi ajouté une photodiode mesurant la puissance optique de l'ordre 0 de l'AOM du repompeur auxiliaire, ce qui nous permet de suivre en temps réel l'évolution de la puissance qui est critique pour l'expérience.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, les obturateurs mécaniques sont relativement lents et le délai entre l'envoi d'une instruction par l'ordinateur et le début du mouvement peut fluctuer, au cours du temps et en fonction de l'obturateur, de  $5$  à  $30 \text{ ms}$ . Nous sommes en train de développer une nouvelle version d'obturateur plus rapide (le temps d'ouverture est d'environ  $1 \text{ ms}$ ) et à réponse immédiate. Ils sont fabriqués à partir de têtes de lecture de lecteur CD dont l'intensité est contrôlée par un RedPitaya pour atteindre un régime surcritique. Les cartes de contrôle sont en construction en vue d'une installation prochaine sur l'expérience.

## 2.2.4 Piège magnéto-optique

Le rubidium est largement utilisé dans les expériences d'atomes froids car il est facile d'obtenir une vapeur à température ambiante à partir de la forme solide. Cette vapeur est piégée dans un piège magnéto-optique (MOT) [Dalibard, 1983] pour y être refroidi.

Dans notre cas, un piège à deux dimensions récupère la vapeur de rubidium pour produire un lent jet atomique. Ce jet permet de transférer les atomes vers la cellule principale dans un piège à trois dimensions, afin d'y créer une mélasse optique.

Nous renvoyons le lecteur vers la thèse de [Courvoisier, 2016] pour les détails de la réalisation technique des deux pièges magnéto-optiques.

### 2.2.4.1 Piège magnéto-optique à deux dimensions

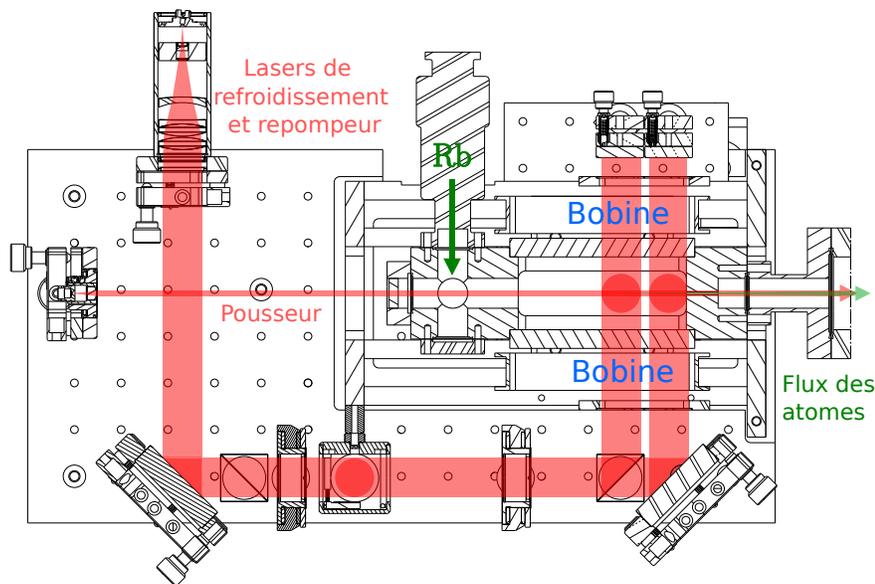


FIGURE 2.7 – Architecture du 2D-MOT. La partie permettant de générer les faisceaux verticaux n'est pas représentée par souci de clarté. Extrait de [Courvoisier, 2016].

La figure 2.7 présente un schéma du 2D-MOT. Le faisceau principal est un faisceau de grand diamètre ( $\sim 2$  cm) qui est séparé en quatre faisceaux : deux horizontaux et deux verticaux. Ces faisceaux sont contra-propageant et polarisé  $\sigma^+/\sigma^-$ .

Autour de la cellule à vide sont disposées plusieurs bobines. Deux paires en configuration anti-Helmholtz suivant les directions horizontale et verticale permettent de créer un gradient de champ magnétique ( $\sim 15$  G/cm) dans les deux directions. Deux autres paires en configuration Helmholtz permettent de contrôler le centre du champ magnétique. Cela nous permet de créer un jet atomique orienté vers la cellule principale.

La cellule à vide est connectée à la cellule principale par un trou de 4 mm de diamètre pour permettre d'y obtenir un meilleur vide. Le transfert vers la cellule principale est accéléré par un faisceau pousseur.

#### 2.2.4.2 Piège magnéto-optique à trois dimensions

Le piège 3D-MOT est composé de six faisceaux opposés deux à deux, de puissance 20 mW. Chaque paire de faisceau est en polarisation opposée ( $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ ) et elles sont réparties dans trois directions de l'espace. Un gradient de champ magnétique ( $\sim 10$  G/cm) est ajouté par deux bobines en configuration anti-Helmholtz enroulées autour de la cellule à vide.

Pour que le piège fonctionne, le zéro de champ magnétique doit se trouver au croisement des faisceaux. Nous utilisons les six bobines du champ de compensation pour ajuster ce zéro. Nous vérifions le placement à l'aide d'une caméra permettant de suivre le mouvement des atomes dans le piège. Par ailleurs, le centre du champ magnétique sera un élément critique pour le piège dipolaire que nous détaillerons en section 2.3.

Le chargement du 3D-MOT dure typiquement une seconde. Le laser de refroidissement est décalé de la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  de  $\Delta = -2\Gamma$  avec  $\Gamma$  le taux de désexcitation de l'isotope 87 du rubidium tel que  $\Gamma = 2\pi 6.066$  MHz [Steck, 2021]. La mélasse optique est ensuite obtenue en coupant le champ magnétique et en désaccordant le laser de refroidissement. Cela permet d'obtenir un nuage de  $10^8$  atomes à environ  $4 \mu\text{K}$  et de rayon  $600 \mu\text{m}$  [Morel, 2019].

## 2.3 Refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire

Nous avons vu en section 2.1 que l'utilisation d'un piège harmonique permet de réaliser un condensat. Deux types de pièges sont principalement utilisés dans ce but :

- **Les pièges magnétiques**, qui ont permis la création des premiers condensats [Anderson, 1995]. Ils possèdent un plus grand volume de capture, mais demandent un temps d'évaporation élevé (de l'ordre de 10 s) et de forts champs magnétiques.
- **Les pièges optiques**, développés quelques années plus tard [Barrett, 2001]. Ils permettent de réduire la durée d'évaporation ( $\sim 2$  s) et sont plus simples à mettre en œuvre expérimentalement.

Dans le cadre d'une expérience d'interférométrie à but métrologique, la répétabilité de l'expérience est importante, ainsi que le contrôle précis du champ magnétique rémanent. C'est pourquoi il a été choisi de réaliser le condensat dans un piège optique.

### 2.3.1 Piège dipolaire optique

#### 2.3.1.1 Configuration du piège

Le processus d'évaporation par un piège dipolaire optique et le dispositif expérimental ont été longuement discutés dans [Courvoisier, 2016]. Nous n'en présenterons ici que les caractéristiques principales.

La figure 2.8 présente le principe général du piège dipolaire optique. Le nuage atomique est piégé dans le potentiel harmonique créé par un ou plusieurs lasers. Durant l'évaporation, la puissance du laser est réduite, donc la profondeur du piège diminue, donc les atomes les plus chauds s'échappent du piège. Les collisions au sein du nuage permettent de thermaliser les atomes restants : la température moyenne diminue. Les fréquences de piégeage diminuent avec la puissance du laser.

Il est possible de montrer [Cohen-Tannoudji, 1997] que l'évaporation est contrôlée par la loi de puissance :

$$\left(\frac{N_f}{N_i}\right)^{2q} = \frac{T_f}{T_i}, \quad (2.8)$$

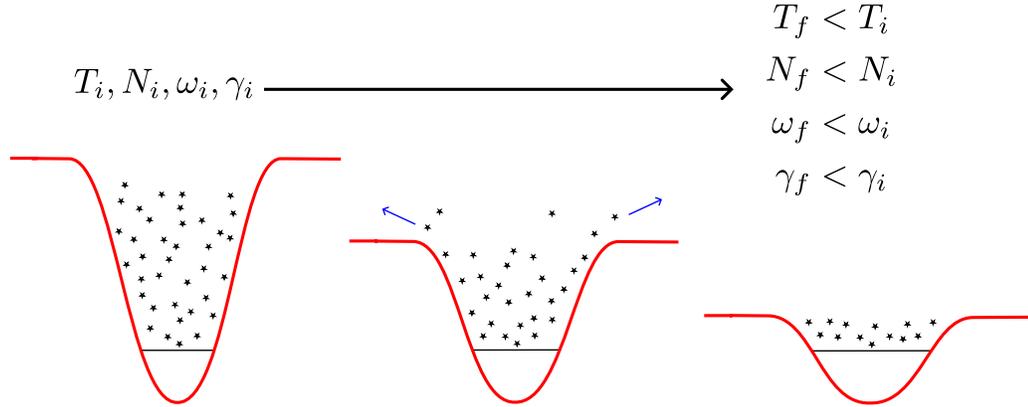


FIGURE 2.8 – Principe général d’un piège dipolaire optique. Nous avons représenté la diminution du potentiel de piège menant à l’évaporation (c’est-à-dire l’expulsion hors du piège des atomes les plus chauds par collisions). Cela entraîne une diminution du nombre d’atomes  $N$ , de la température moyenne  $T$ , des fréquences du piège  $\omega$  et du taux de collisions  $\gamma$ .

avec  $i$  et  $f$  des indices correspondant aux instants initiaux et finaux, et  $q$  un paramètre représentant l’efficacité d’évaporation, qui dépend de la configuration du piège. Ainsi, les conditions initiales du nuage contrôlent l’état final.

Pour piéger le maximum d’atomes au début de l’évaporation, plusieurs configurations du piège dipolaire ont été étudiées [Courvoisier, 2016]. La solution retenue consiste en un piège dipolaire croisé : un faisceau double nommé *réservoir*, qui permet une grande plage de capture, et un faisceau croisé nommé *dimple*, qui permet de conserver un confinement transverse. La figure 2.9 présente la configuration actuelle du piège. Une telle configuration permet d’obtenir une efficacité d’évaporation  $q = 0,75$ .

### 2.3.1.2 Pulsations du piège

La profondeur du potentiel créé par un laser dipolaire est, en notant  $\omega_0$  la fréquence de la transition  $D_2$  du rubidium,  $\Gamma$  la largeur de la transition,  $\Delta$  le désaccord du laser et  $I_0$  son intensité [Grimm, 1999] :

$$U_0 = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I_0 \quad (2.9)$$

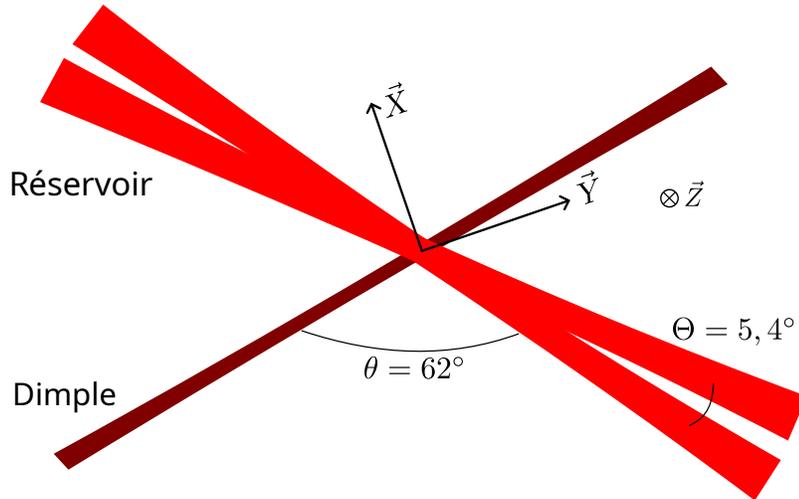


FIGURE 2.9 – Vue de dessus de la configuration des lasers du piège dipolaire. Les axes du piège sont définis par  $\{\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z}\}$ . Ils ne coïncident pas forcément avec les axes des faisceaux ni ceux de la cellule.

Les pulsations propres du piège créé par ce potentiel, avec  $\vec{x}$  la direction de propagation du laser et  $w_0$  le waist du laser, sont [Courvoisier, 2016] :

$$\begin{aligned}\omega_x = \omega_{//} &= \sqrt{\frac{2U_0\lambda^2}{m\pi^2w_0^4}} \\ \omega_{y,z} = \omega_{\perp} &= \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}\end{aligned}\tag{2.10}$$

Ainsi, pour la configuration du piège retenue, en notant avec l'indice *Dim* les grandeurs associées au faisceau dimple, avec *Res* celles associées au faisceau réservoir double

et  $r$  celles associées à un des faisceaux du réservoir, et il est possible de montrer que :

$$\begin{aligned}
 \omega_{Res,\perp \text{ ou } //} &= \sqrt{2} \omega_{r,\perp \text{ ou } //} \\
 \omega_{moy,\perp} &= \sqrt{\omega_{Res,\perp} \omega_{Dim,\perp}} \\
 \omega_{moy,//} &= \sqrt{\omega_{Res,//} \omega_{Dim,//}} \\
 \\ 
 \omega_X &= \sqrt{(1 - \cos \theta) \omega_{moy,\perp}^2 + (1 + \cos \theta) \omega_{moy,//}^2} \\
 \omega_Y &= \sqrt{(1 + \cos \theta) \omega_{moy,\perp}^2 + (1 - \cos \theta) \omega_{moy,//}^2} \\
 \omega_Z &= \omega_{moy,\perp} \\
 \\ 
 \bar{\omega} &= (\omega_X \omega_Y \omega_Z)^{1/3}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Par ailleurs, le taux de collisions au sein du nuage atomique dépend fortement de la pulsation moyenne du piège dipolaire. Il est possible de montrer, avec  $\sigma_{\text{coll}} = 6,5 \times 10^{-16} \text{ m}^2$  la section efficace de collision à deux corps pour l'isotope 87 du rubidium, que [Dalibard, 2006] :

$$\gamma = \frac{m \sigma_{\text{coll}} \bar{\omega}^3}{2\pi} \frac{N}{k_B T} \tag{2.12}$$

Il faut donc que le piège ait un grand volume de capture (c'est-à-dire de grandes fréquences de piégeage) au début de l'évaporation pour accentuer la thermalisation.

## 2.3.2 Dispositif expérimental

### 2.3.2.1 Schéma optique

Le laser dipolaire est un laser de longueur d'onde 1070 nm et de puissance optique 50 W. En sortie du collimateur, le faisceau a une polarisation linéaire qui est nettoyée par un cube. Puis, le faisceau est séparé en deux parties inégales à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube. La plus grande partie servira à créer le faisceau réservoir et l'autre partie à créer le faisceau dimple.

La puissance du faisceau réservoir est contrôlée informatiquement en contrôlant par un AOM la puissance optique envoyée dans son ordre 1. L'ordre 0 est éliminé du système optique sur un bloqueur qui en dissipe la puissance. Le faisceau est ensuite séparé en deux

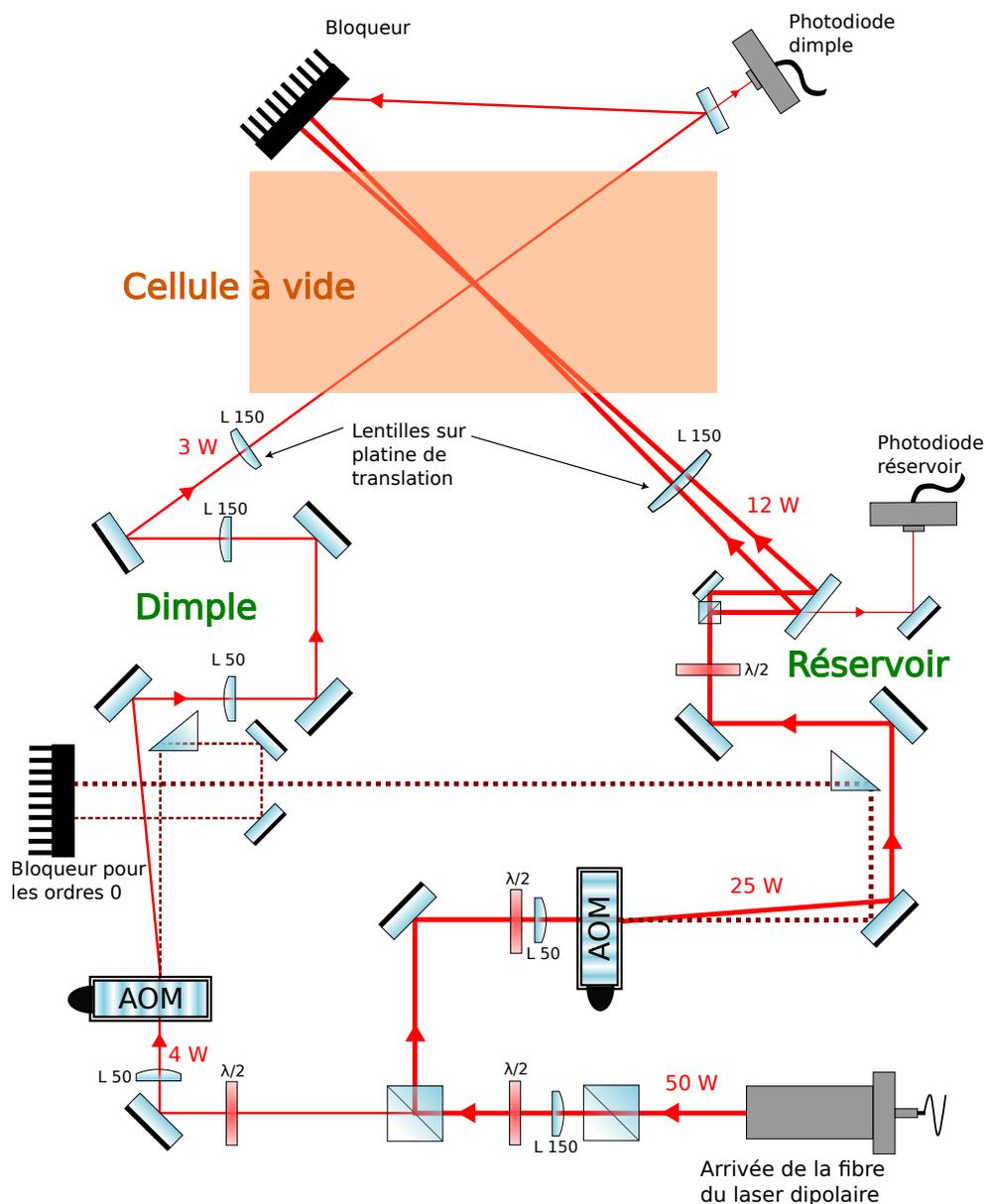


FIGURE 2.10 – Schéma du système optique générant le piège dipolaire. En pointillé sont représentés les faisceaux suivant les ordres 0 des AOMs. Les puissances optiques sont données à titre indicatif. Les lentilles sont nommées  $L$  et leur focale est indiquée en mm.

faisceaux de puissance égale spatialement proches l'un de l'autre. Ces deux faisceaux n'interfèrent pas entre eux car leurs polarisations sont croisées. Le couple de faisceaux est ensuite focalisé sur le nuage atomique à l'aide d'une seule lentille montée sur une platine de translation. Le faisceau réservoir est donc composé de deux faisceaux de waist  $100 \mu\text{m}$  et de puissance  $12 \text{ W}$  au maximum.

Le faisceau dimple passe lui aussi dans un AOM permettant de contrôler la puissance dans l'ordre -1. L'ordre utilisé est différent de celui du faisceau réservoir pour que les deux n'interfèrent pas entre eux. Les deux faisceaux sont ainsi séparés de  $160 \text{ MHz}$  environ. Le faisceau passe ensuite dans un télescope pour agrandir sa taille, avant d'être focalisé sur les atomes par une lentille montée sur une platine de translation. Le faisceau dimple est composé d'un seul faisceau de waist  $30 \mu\text{m}$  et de puissance  $4 \text{ W}$  au maximum.

Il est à noter que la stabilité de la table optique de ce dispositif a été améliorée durant ma thèse en utilisant de meilleures fixations au support de la cellule.

### 2.3.2.2 Asservissement en puissance

Nous avons remarqué une dérive de la puissance en sortie des AOMs au cours du temps. Cela est dû à un échauffement thermique du cristal de l'AOM causé par l'onde radiofréquence de contrôle et la puissance optique reçue. Nous avons mis en place un asservissement de la puissance pour compenser cet effet.

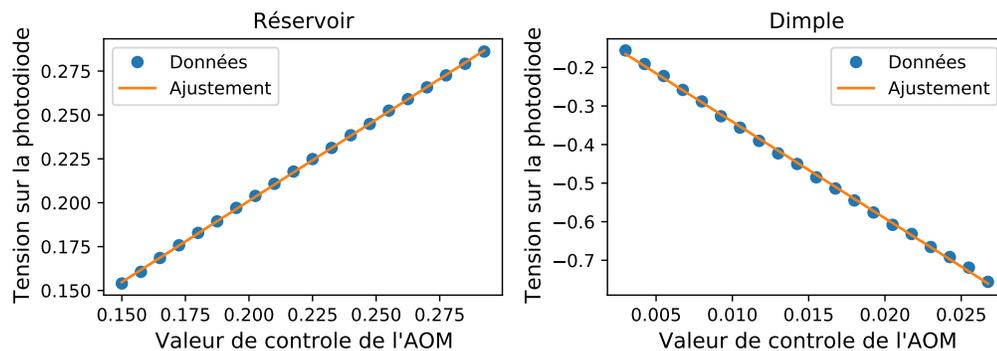


FIGURE 2.11 – Étalonage des photodiodes servant à l'asservissement en puissance des faisceaux réservoir et dimple. Nous obtenons  $U_{\text{photodiode}} = 0,926 V_{\text{aom}} + 0,016$  pour le réservoir et  $U_{\text{photodiode}} = -25,1 V_{\text{aom}} - 0,1$  pour le dimple.

Pour cela, une partie de chaque faisceau est récupérée à travers un miroir et mesu-

rée par une photodiode. Nous obtenons ainsi une tension proportionnelle à la puissance optique de chaque faisceau. La figure 2.11 montre un étalonnage des photodiodes en fonction de la commande informatique envoyée aux AOMs. Cependant, la puissance totale des faisceaux varie sur plusieurs ordres de grandeur, donc la résolution de la photodiode n'est pas suffisante pour observer à la fois les fluctuations de puissance en début et en fin d'évaporation. L'étalonnage est donc réalisé sur les plages de puissances caractéristiques de la fin de l'évaporation quand la puissance des faisceaux est très faible (dimple) ou constante (réservoir).

L'asservissement est réalisé par un RedPitaya. La tension mesurée sur la photodiode est comparée dans un PI (Proportionnel, Intégrateur) avec la commande souhaitée. Cela crée un signal d'erreur qui rétroagit sur la commande des AOMs pour adapter la puissance radiofréquence.

### 2.3.3 Positionnement des faisceaux

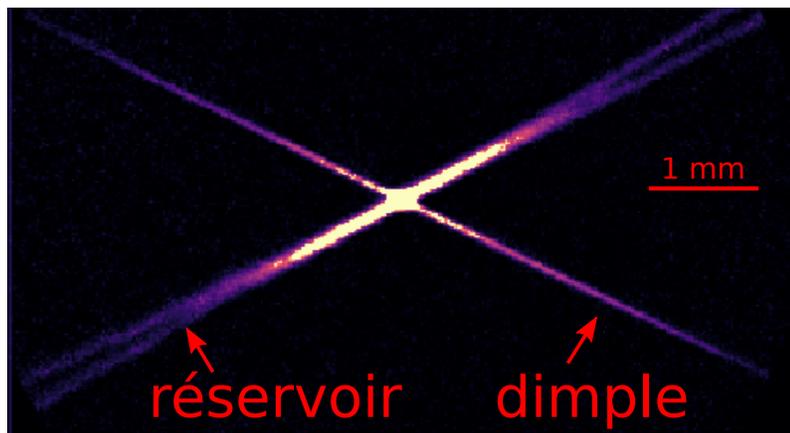


FIGURE 2.12 – Visualisation des faisceaux du piège dipolaire. Il s'agit d'une image des atomes 60 ms après avoir allumé le piège dipolaire à 100 %.

Les faisceaux laser du piège dipolaire se croisent près du centre du 3D-MOT. Pour les positionner, nous chargeons le 3D-MOT avec extrêmement peu d'atomes (le nuage piégé fait environ  $100 \mu\text{m}$  de diamètre), et à l'aide de deux caméras, nous plaçons chaque faisceau au centre<sup>1</sup>. La figure 2.12 montre une visualisation des faisceaux. Il y a un angle

1. Ce point sera nuancé en section 2.3.5.2

de  $5,4^\circ$  entre les faisceaux du réservoir et un angle de  $62^\circ$  entre le faisceau dimple et le faisceau réservoir<sup>2</sup>.

### 2.3.4 Chargement du piège dipolaire

Le chargement du piège dipolaire se fait durant une étape de mélasse optique. Cette mélasse est différente de la mélasse optique utilisée pour la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  car les nuages ne sont pas préparés dans le même état hyperfin. La mélasse usuelle est préparée dans  $|F = 2\rangle$  pour les besoins de la séquence d'interférométrie, alors qu'il faut un nuage dans  $|F = 1\rangle$  pour préparer le condensat.

Le condensat n'est pas préparé dans  $|F = 2\rangle$  car les atomes dans cet état peuvent se désexciter vers  $|F = 1\rangle$  par collisions non élastiques et ainsi libérer de l'énergie causant des pertes d'atomes dans le piège [Grimm, 1999]. Nous détaillerons en section 2.3.5.2 que le nombre de sous-niveaux Zeeman rentre aussi en considération.

La figure 2.13 présente la séquence temporelle du chargement. Cette séquence peut être coupée en trois parties différentes : une étape de compression de 0 à 33 ms, une mélasse optique de 33 à 70 ms, et une mélasse sombre de 70 ms à la fin.

Durant la première partie, le gradient de champ magnétique est augmenté jusqu'à sa valeur maximale ( $15 \text{ G.cm}^{-1}$ ) afin de comprimer le nuage pour augmenter la densité des atomes. Le décalage de la fréquence du laser de refroidissement est légèrement augmenté jusque  $-3\Gamma$ . La compression dure 33 ms et maximise la densité du nuage atomique. À la fin de cette étape, un obturateur mécanique bloque complètement le faisceau repompeur en entrée du MOPA donc les puissances du laser de refroidissement et du repompeur sont découplées. Pour la suite du chargement, nous utilisons le repompeur auxiliaire, arrivant sur les atomes par la fibre du système de détection.

La deuxième partie correspond à une séquence de mélasse optique classique, mais le potentiel du piège est modifié par l'allumage du piège dipolaire. Le faisceau réservoir est allumé à 100 % de sa puissance et le faisceau dimple à 10 %. Ces valeurs correspondent aux puissances du début de l'évaporation. Progressivement, le gradient de champ magnétique est éteint, la fréquence du laser de refroidissement est décalée de  $-25\Gamma$  et l'amplitude des lasers repompeur et de piège est réduite de deux tiers. Cette étape permet de charger une mélasse optique dans le potentiel créé par le piège dipolaire.

La dernière partie correspond à une séquence de mélasse sombre, c'est-à-dire une

2. Il s'agit de l'angle maximal au vu de la configuration des hublots de la cellule.

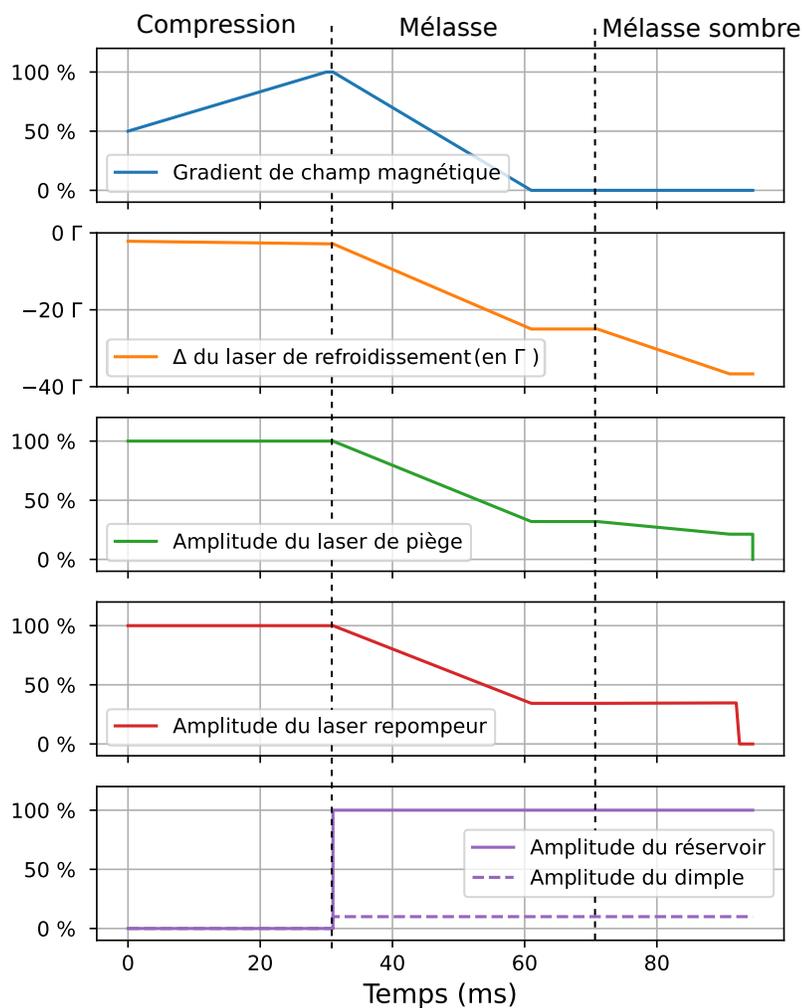


FIGURE 2.13 – Séquence temporelle du chargement du piège dipolaire entre la fin du chargement du 3D-MOT et le début de l'évaporation. L'amplitude des lasers et champ magnétique est donné en pourcent de l'amplitude maximale. Le décalage en fréquence de la transition est en unité de  $\Gamma$  le taux de dégénérescence du rubidium avec  $\Gamma \approx 6$  MHz.

mélasse d'atomes dans l'état  $|F = 1\rangle$  donc qui n'émet pas spontanément de lumière. Une telle mélasse n'est possible qu'en présence d'un piège dipolaire pour garder le nuage piégé. Le décalage en fréquence du laser de refroidissement va être graduellement augmenté jusque  $-38\Gamma$  et sa puissance continuera à diminuer. La puissance du laser repompeur est critique pour cette étape et une fluctuation de 5 % entraînera une perte de 20 000 atomes du condensat. Cette puissance décroît très légèrement durant 33 ms avant d'être complètement éteinte 2 ms avant la fin du chargement. Cela permet de transférer les atomes vers l'état  $|F = 1\rangle$ .

Une fois le condensat obtenu, nous optimisons les paramètres de ces rampes pour maximiser le nombre d'atomes. Nous ajustons aussi le champ magnétique de compensation pour améliorer le chargement du piège dipolaire. Cela permet d'améliorer la superposition du potentiel créé par le 3D-MOT avec celui créé par les lasers du piège dipolaire, et donc de maximiser le chargement de l'un vers l'autre.

## 2.3.5 Séquence d'évaporation

### 2.3.5.1 Rampe de puissance

Une fois le piège dipolaire chargé du maximum d'atomes, la séquence d'évaporation commence. Le faisceau réservoir est ainsi nommé car il sert de réservoir à atomes et il maintient les atomes dans le piège; le faisceau dimple, lui, permet de réaliser l'évaporation. Nous avons particulièrement cherché à optimiser la durée de cette séquence pour améliorer la répétabilité de la prise de mesure. Tous les paramètres des rampes de puissance décrites ci-dessous ont été optimisés pour maximiser le nombre d'atomes du condensat à durée d'évaporation fixe ( $\sim 1,5$  s).

La figure 2.14 montre les rampes de puissance optiques des lasers utilisés et la figure 2.15 montre des images des faisceaux lasers du piège dipolaire au cours de la séquence d'évaporation. Nous pouvons voir que les atomes sont initialement dans le potentiel créé par le réservoir. Nous augmentons la puissance du faisceau dimple pour transférer les atomes dans son potentiel, puis nous diminuons considérablement la puissance du faisceau réservoir (jusqu'à 30 % pendant 0,4 s) pour que le contrôle de l'évaporation soit fait par le faisceau dimple. Nous observons qu'à 0,57 s les atomes sont majoritairement dans le potentiel du faisceau dimple. Ensuite, la puissance du faisceau réservoir reste relativement constante à 25 %. Cela permet de compenser l'effet de la gravité. La puissance du faisceau dimple continue de diminuer lentement et termine à 0,48 %. La fin de l'évapo-

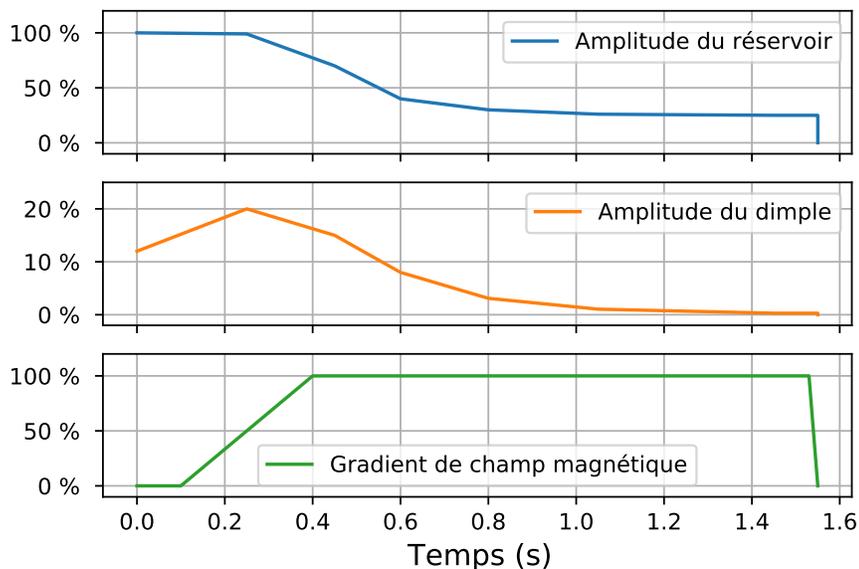


FIGURE 2.14 – Séquence temporelle de l'évaporation après le chargement du piège dipolaire. L'amplitude des lasers et champ magnétique est donné en pourcentage de l'amplitude maximal. Nous détaillerons la présence du champ magnétique en section 2.3.5.2

ration consiste à maintenir, durant 0,120 s, le nuage dans le piège dont les faisceaux sont à puissance constante. L'asservissement en puissance, décrit section 2.3.2.2, est activé à partir de 1 s d'évaporation et permet d'atteindre de manière stable une puissance faible du faisceau dimple.

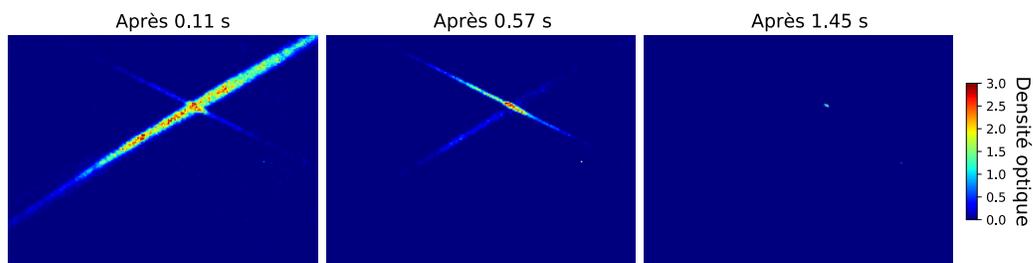


FIGURE 2.15 – Image des faisceaux du piège dipolaire durant la séquence d'évaporation. L'échelle de couleur correspond à la densité optique du nuage.

La figure 2.16 montre l'évolution du nuage atomique durant la séquence d'évaporation. Ces images ont été obtenues 22 ms après avoir éteint les lasers du piège dipolaire, nous détaillerons la détection par caméra en section 2.4. Nous remarquons que nous obtenons bien un condensat au bout de 1,55 s d'évaporation.

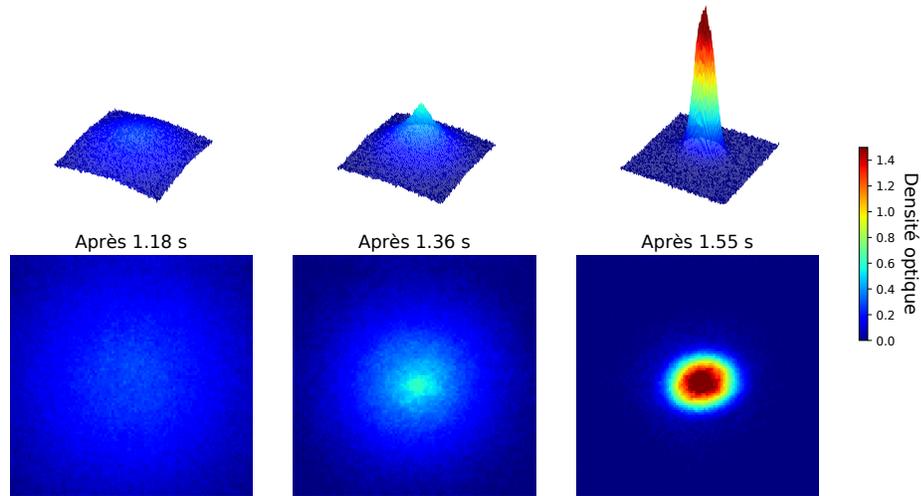


FIGURE 2.16 – Image du nuage atomique durant la séquence d'évaporation. L'échelle de couleur correspond à la densité optique du nuage. La section 2.4 détaille la prise de ces images.

### 2.3.5.2 Distillation de spin

Lors de l'évaporation, le condensat est préparé dans un mélange des trois sous-niveaux Zeeman :  $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$  car l'évaporation n'y est pas sensible. Cependant, pour les besoins de la séquence d'interférométrie, nous souhaitons interroger uniquement les atomes dans le sous-niveau Zeeman  $m_F = 0$ . Les atomes dans les autres sous-niveaux réduisent le contraste de l'interféromètre. Pour purifier le nuage, nous utilisons la distillation de spin [Couvert, 2008]. Cela consiste à appliquer un gradient de champ magnétique durant l'évaporation. Le gradient de champ magnétique n'affecte que les sous-états  $m_F = \pm 1$ , et diminue la profondeur du potentiel vu par ces atomes. La figure 2.17 montre le potentiel effectif vu par les atomes dans les différents sous-niveaux. Le gradient de champ magnétique est réalisé par les bobines du 3D-MOT. Le gradient croît linéairement de 0,1 s après le début de l'évaporation jusqu'à atteindre sa valeur maximale (15 G/cm) à 0,4 s. Il reste ensuite constant jusqu'à 0,06 s avant la fin de l'évaporation, puis il est

progressivement éteint pour qu'il n'y ait plus de champ rémanent à la fin de l'évaporation. Les paramètres de la rampe de gradient de champ magnétique sont optimisés pour maximiser le nombre d'atomes dans le sous-niveau Zeeman  $m_F = 0$ .

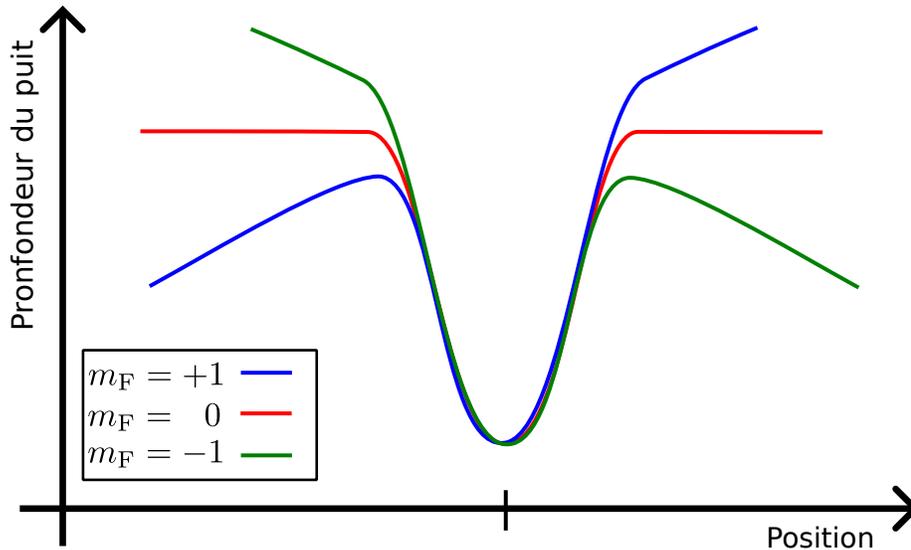


FIGURE 2.17 – Principe de la distillation de spin. Le potentiel vu par les atomes dans les différents sous-niveaux Zeeman change sous l'effet d'un gradient de champ magnétique.

Nous préparons le condensat dans l'état  $|F = 1\rangle$  car il y a moins de sous-niveaux Zeeman, ce qui facilite la distillation de spin. De plus, pour qu'elle soit efficace, le champ magnétique ne doit pas être nul. Nous plaçons donc le centre du piège dipolaire une dizaine de micromètres au-dessus du zéro de champ magnétique (centre du 3D-MOT). Nous vérifions expérimentalement la pureté du condensat formé en lui appliquant une impulsion microonde sensible uniquement aux atomes dans  $m_F = 0$ . *In fine*, le nombre d'atomes dans  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  est optimisé en ajustant les paramètres permettant de créer le condensat.

### 2.3.6 Caractérisation du condensat

La figure 2.18 montre l'évolution du nombre d'atomes dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  à la fin de l'évaporation. Nous pouvons remarquer une brusque accélération de la diminution de la température et du nombre d'atomes 200 ms avant la fin de l'évaporation. Cela

correspond au début de la création du condensat. Ensuite, la distillation de spin combinée à des collisions changeant l'état de spin permet d'augmenter le nombre d'atomes dans l'état souhaité jusqu'à environ 190 000 atomes à une température de 100 nK. Nous pouvons aussi noter que nous avons un état quasi pur à la fin de l'évaporation car le nombre total d'atomes converge vers le nombre d'atomes dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ .

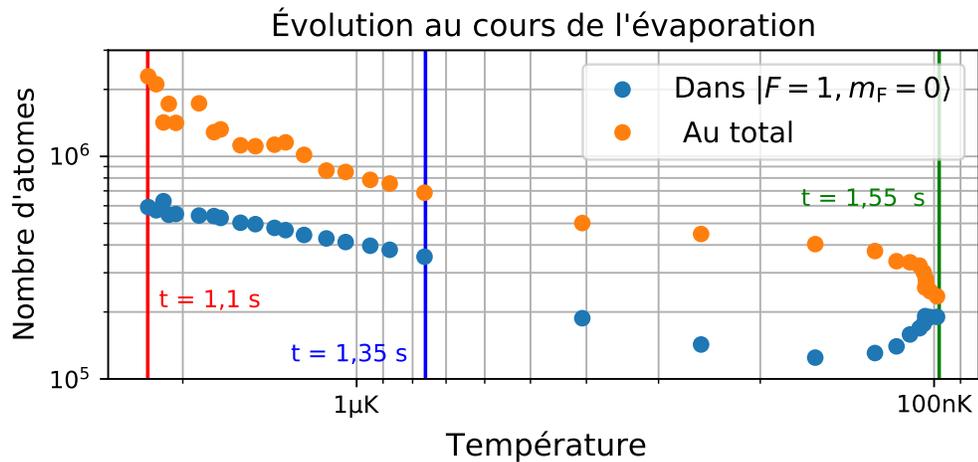


FIGURE 2.18 – Évolution du nombre d'atomes total et dans l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  au cours de la séquence d'évaporation. Nous avons représenté uniquement les 0,45 s précédant la fin de l'évaporation. Chaque point est séparé de 15,5 ms du point suivant. La courbe orange correspond au nombre d'atomes total associé à la mesure du nombre d'atomes et de la température de l'état  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  (c'est-à-dire que chaque point orange correspond à un point bleu car leur nombre d'atomes est lié, et donc le point orange a été placé à la même abscisse).

En conclusion, nous obtenons typiquement **un condensat de  $185000 \pm 5000$  atomes à 100 nK**. La figure 2.19 montre la fluctuation du nombre d'atomes au cours d'une heure. Nous pouvons voir que le nombre d'atomes est stable malgré une légère fluctuation périodique. La période est obtenue par un ajustement sinusoïdal et correspond à la durée d'un cycle de climatisation. Cette fluctuation n'est pas constamment présente, mais donne un ordre de grandeur typique des variations du nombre d'atomes dans le condensat. Le nombre d'atomes est stable sur plus d'un mois sans aucun réalignement nécessaire.

Le condensat est produit à partir d'un chargement du 3D-MOT de 1,8 s, d'un chargement du piège de 90 ms et d'une évaporation de 1,55 s soit une **durée total de 3,5 secondes**.

Les fréquences du piège dipolaire sont typiquement en fin d'évaporation  $\{50; 100; 100\}$  Hz. Nous pouvons en déduire la température critique définie équation 2.6 :  $T_c = 200$  nK. Nous avons bien une température inférieure à la température critique, ce qui confirme la présence d'un condensat.

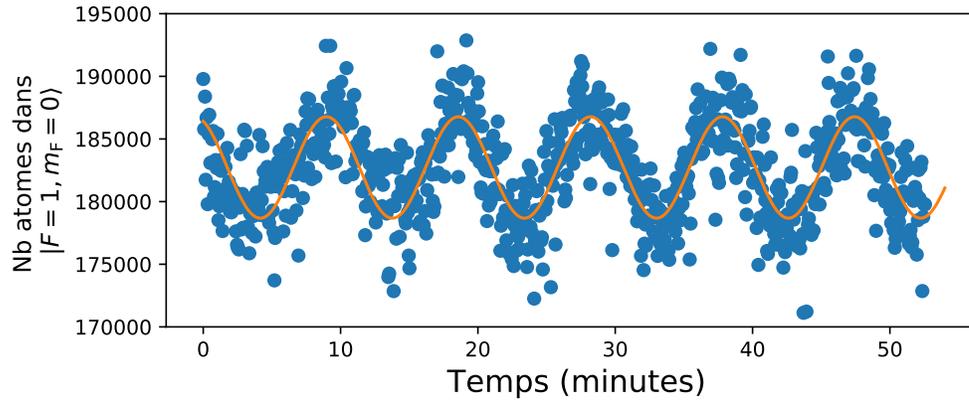


FIGURE 2.19 – Fluctuations du nombre d’atomes au cours du temps. En orange est représenté un ajustement sinusoïdal des données pour une meilleure visualisation des fluctuations temporelles périodiques dues à la climatisation.

## 2.4 Imagerie par absorption

Pour obtenir un condensat, nous avons besoin d'obtenir des images des faisceaux du piège et de mesurer le nombre d'atomes et la température du nuage atomique. Nous utilisons pour cela un système d'imagerie par absorption, les images vues précédemment ont été obtenues de cette façon.

### 2.4.1 Principe

Le nuage atomique est exposé par un faisceau sonde aligné sur une caméra CCD. Le faisceau étant résonant avec les atomes, l'image mesurée par le capteur CCD correspond à l'absorption du nuage. L'impulsion lumineuse sonde est courte ( $\sim 10 \mu s$ ) et peu intense pour ne pas perturber le nuage durant l'imagerie. L'absorption des atomes est caractérisée par la loi de Beer-Lambert :

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma n_{\text{plan}}(x, y)} \quad (2.13)$$

Avec  $I_0$  l'intensité initiale,  $I$  l'intensité après avoir traversé le nuage,  $\sigma = 1,356 \times 10^{-13} \text{m}^2$  la section efficace d'absorption à résonance et  $n_{\text{plan}}(x, y)$  la densité atomique du nuage intégrée sur l'axe de propagation du faisceau. Cela permet de définir la densité optique  $DO$  comme suit :

$$DO(x, y) = \sigma n_{\text{plan}}(x, y) = \ln \left( \frac{I_0(x, y)}{I(x, y)} \right) \quad (2.14)$$

La densité optique peut être mesurée expérimentalement afin de remonter aux caractéristiques du nuage comme le nombre d'atomes, la taille ou la température.

### 2.4.2 Dispositif expérimental

Nous utilisons deux caméras pour obtenir des images du nuage atomique :

- **Une caméra horizontale** (*IDS UI-5240CP-NIR-GL*) placée dans le même plan que le piège dipolaire. Elle sert principalement à étudier la chute des atomes selon l'axe vertical. De plus, elle est montée sur une platine de translation selon l'axe vertical pour visualiser les atomes après différents temps de chute.

- **Une caméra diagonale** (*Sony XCD-V60*) placée sur un des hublots de la cellule principale sur un axe quasi vertical. Elle sert à visualiser le croisement des faisceaux du piège dipolaire.

Ces deux caméras sont couplées à un télescope pour grossir le nuage et ajuster la profondeur du champ. Nous utilisons majoritairement la caméra horizontale, nous décrivons donc uniquement le dispositif expérimental pour celle-ci. Le principe est transposable à l'autre caméra.

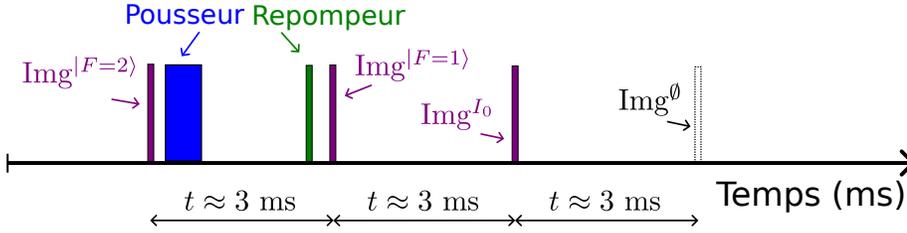


FIGURE 2.20 – Séquence temporelle de la mesure de la densité optique. Les différentes impulsions sont séparées typiquement de 3 ms, à cause du temps de transfert des données enregistrées par le capteur.

La figure 2.20 montre la séquence temporelle de prise de mesure. Nous enregistrons quatre images différentes. La première ( $\text{Img}^{|F=2\rangle}$ ) permet de mesurer l'absorption par les atomes dans l'état  $|F = 2\rangle$ , puis une longue impulsion permet de pousser ces atomes hors du champ de la caméra. Les atomes restants sont repompés et leur absorption est mesurée par une deuxième impulsion ( $\text{Img}^{|F=1\rangle}$ ). Enfin, nous enregistrons le profil du faisceau sonde ( $\text{Img}^{I_0}$ ) et une image sans lumière ( $\text{Img}^{\emptyset}$ ). Ainsi, la densité optique des atomes dans l'état  $|F = 1\rangle$  ou  $|F = 2\rangle$  s'exprime :

$$DO(x, y)_{|F=1 \text{ ou } 2\rangle} = -\ln \left( \frac{\text{Img}^{|F=1 \text{ ou } 2\rangle} - \text{Img}^{\emptyset}}{\text{Img}^{I_0} - \text{Img}^{\emptyset}} \right) \quad (2.15)$$

La figure 2.21 montre les images obtenues par une telle séquence et la densité optique associée. La taille est donnée en pixels. La conversion en mètres est faite *a posteriori* à partir d'une calibration de la taille effective d'un pixel. La calibration consiste à observer la chute libre d'un nuage dont la position évolue en  $-\frac{1}{2}gt^2$ . Dans la configuration actuelle, nous obtenons 1 pixel équivalent à  $6,23 \mu\text{m}$ .

Le profil spatial du condensat est approximé par une courbe gaussienne à deux dimensions. Nous réalisons un ajustement de la densité optique par cette courbe dont l'expression est la suivante :

$$DO(x, y) = A e^{-[a_{xx}(x-x_0)^2 + a_{yy}(y-y_0)^2 + 2a_{xy}(x-x_0)(y-y_0)]} + \text{cst} \quad (2.16)$$

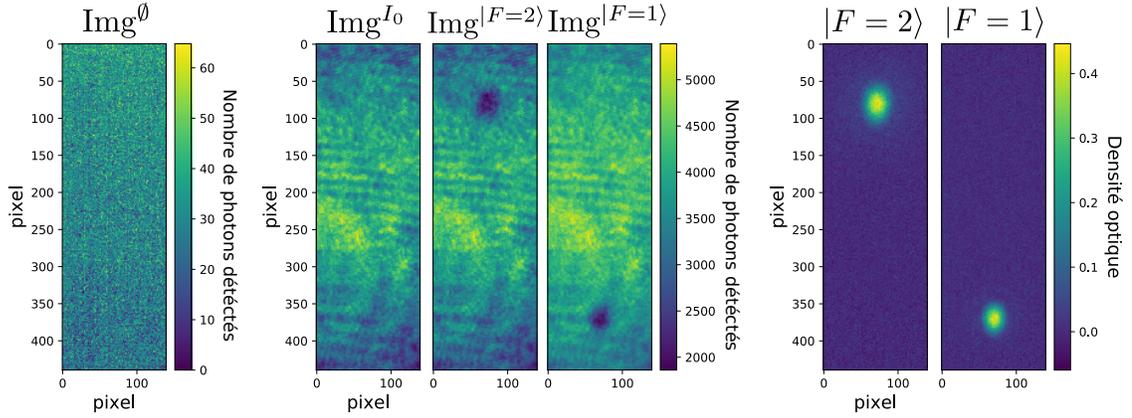


FIGURE 2.21 – Images obtenues par une séquence de mesure. L’axe des couleurs correspond au nombre de photons détectés pour les quatre images de gauche et à la densité optique pour celles de droite (obtenue par l’équation 2.15). Les images sont orientées dans le sens de la gravité. Le nuage atomique correspondant aux atomes dans l’état  $|F = 1\rangle$  est plus bas que celui dans  $|F = 2\rangle$  car les atomes ont chuté 3 ms de plus.

Il a été montré dans [Courvoisier, 2016] que cela permettait d’extraire les caractéristiques du nuage :

$$\bar{r} = \frac{1}{(a_{xx}a_{yy} - a_{xy}^2)^{1/4}} \quad : \text{le rayon moyen} \quad (2.17)$$

$$N = A \frac{2\pi\bar{r}}{\sigma} \quad : \text{le nombre d’atomes} \quad (2.18)$$

$$T = \frac{m}{k_{\text{Blotz}}} \left( \frac{\bar{r}}{t_{\text{vol}}} \right)^2 \quad : \text{la température} \quad (2.19)$$

Avec  $t_{\text{vol}}$  la durée entre l’extinction des lasers du piège dipolaire et l’instant de la mesure.

### 2.4.3 Étude du bruit de détection

Nous avons besoin de ce système de détection pour caractériser le condensat et, comme nous le verrons au chapitre 3, pour examiner le profil spatial du nuage. Pour cela, nous avons voulu au préalable étudier les bruits associés au système de détection.

### 2.4.3.1 Sensibilité du capteur

Dans un premier temps, nous avons étudié le capteur de la caméra pour vérifier si ces caractéristiques étaient suffisantes pour imager le condensat. Il s'agit d'un capteur CMOS EV76C560 de la marque *E2V*. Nous avons aussi comparé les caractéristiques de capteurs de différentes caméras dans le cas où celui que nous utilisons ne serait pas adéquat. L'annexe A résume cette étude comparative.

Nous avons cherché à déterminer deux grandeurs : le nombre maximal de photons reçus par pixel  $n_\gamma$  et le nombre de photons absorbés par atome du BEC lors des impulsions de la détection.

Chaque pixel reçoit un flux de photon du faisceau sonde durant un temps fini. Ce flux va être converti en électron par effet photo-électrique et les électrons créés sont piégés dans un puit de potentiel dans chaque pixel. Le nombre d'électrons piégés par pixel vaut  $\eta$  fois nombre de photons reçus avec  $\eta$  l'efficacité quantique. Pour notre capteur, nous avons  $\eta = 60\%$  à la longueur d'onde  $\lambda = 780$  nm.

Le capteur va ensuite lire le courant associé aux électrons piégés et donner une valeur comprise entre 0 et 65 000. Nous souhaitons connaître le facteur de proportionnalité  $s$  permettant d'obtenir cette valeur. Supposons que chaque pixel suive une loi de Poisson de distribution  $X = Poi(a)$  avec  $X$  le nombre d'électrons. Dans ce cas, la valeur  $Y$  donnée par le capteur est  $Y = sX$ . Donc, en calculant l'espérance et la variance de  $Y$ , nous avons :

$$\begin{aligned} E(Y) &= s E(X) = s a, \\ VAR(Y) &= s^2 VAR(X) = s^2 a, \text{ donc} \\ \frac{VAR(Y)}{E(Y)} &= s \end{aligned} \tag{2.20}$$

Nous avons pris 100 fois la même image du faisceau sonde et calculé la variance et la moyenne par pixel, ce qui permet d'obtenir  $s \approx 8,3$ . La valeur maximale  $V_{max}$  mesurée par le capteur est de 65 000 et correspond alors à 7 800 électrons piégés sur un pixel. Cette valeur est en accord avec la capacité maximale de chaque pixel de 8 200 électrons donnée par la documentation. Donc, le nombre maximal de photons utiles reçus par pixel est de

$$n_\gamma^{max} = \frac{V_{max}}{\eta s} \approx 4700 \text{ photons/pixel.}$$

De plus, pour obtenir le nombre de photons absorbés par atome du BEC  $N_\gamma^{abs./atome}$ , nous étudions le centre (c'est-à-dire le maximum) de la densité optique associé à la dé-

tection d'un condensat. Tous les pixels considérés dans la suite sont des pixels du centre. La densité optique  $d$  au centre du nuage est de  $d = 1,65$ , soit un nombre d'atomes  $n$  de  $n = 430/\text{pixel}$ . En soustrayant l'image du faisceau par celle de l'absorption des atomes et en utilisant le gain  $s$ , nous pouvons évaluer le manque de photons détectés causé par l'absorption :  $n_{\gamma}^{\text{manque}} = 3800$  photons/pixel. Ainsi, nous pouvons déduire  $N_{\gamma}^{\text{abs./atome}}$  qui correspond à  $N_{\gamma}^{\text{abs./atome}} = \frac{n_{\gamma}^{\text{manque}}}{n} \approx 9$  photons absorbés par atome au centre du nuage.

En conclusion, le capteur n'est pas saturé lors de la mesure car  $n_{\gamma}^{\text{manque}} < n_{\gamma}^{\text{max}}$ , il est utilisé sur une grande partie de sa plage de fonctionnement et le signal lié à un atome est suffisant pour être détecté car  $N_{\gamma}^{\text{abs./atome}} > 1$ .

### 2.4.3.2 Simulation du bruit de détection

Lors de cette étude, nous avons voulu déterminer le bruit sur la mesure du rapport  $y_1$  du nombre d'atomes. Pour cela, le condensat est préparé normalement, puis, à l'aide d'une impulsion microonde et d'un faisceau pousseur, le nombre d'atomes  $N$  du condensat peut être réduit jusqu'à 20 000 atomes tout en restant dans le piège dipolaire. Ensuite, le piège est coupé donc le condensat chute librement. Nous réalisons une impulsion microonde à 10 ms de chute afin de transférer 50 % des atomes dans l'état  $|F = 2\rangle$ . Enfin, la proportion d'atomes  $y_1$  est déterminée par le système d'imagerie par caméra. Cette mesure est effectuée pour 100 condensats et différents nombres d'atomes total. L'écart-type obtenu pour chaque  $N$  est d'environ à 1 %.

Pour expliquer ces fluctuations, nous avons pensé à trois causes probables :

- fluctuations de la durée de l'impulsion microonde,
- bruit de projection quantique,
- bruit du système de détection.

La première peut être rapidement écarté car les appareils générant la microonde sont plus précis que le pourcent pour la durée de l'impulsion.

Quant au bruit de projection quantique, il a été montré que, pour un tel processus de mesure (50 % dans  $|F = 1\rangle$  et 50 % dans  $|F = 2\rangle$ ), ce bruit dépend du nombre d'atomes total tel que [Itano, 1993] :

$$\sigma_{y_1}^{PQ} = \sqrt{\frac{1}{4N}} \quad (2.21)$$

L'ordre de grandeur de l'écart-type associé, pour un nombre d'atomes supérieur à 100 000, est donc de 0,1 %. Nous pouvons de ce fait rejeter cette cause probable.

Nous souhaitons désormais déterminer le bruit de détection, à savoir, le bruit généré par la caméra et les fluctuations d'intensité du faisceau sonde. Pour cela, nous avons mesuré la densité optique  $DO_0$  obtenue sans aucun atome. C'est-à-dire, nous avons appliqué le même protocole de mesure à quatre impulsions décrit section 2.4 en bloquant le chargement des atomes. S'il n'y avait pas de bruit de détection alors dans l'équation 2.15 le numérateur et dénominateur seraient égaux donc la densité optique associée serait nulle. Néanmoins, en réalité, le bruit rend ces deux termes différents donc nous obtenons une densité optique bruitée. Nous relevons cette densité optique  $DO_0^{\text{br}}$  100 fois (noté par l'indice  $u$ ). Puis, nous appliquons le protocole suivant :

1. Nous choisissons un nombre d'atomes théorique  $N^{\text{th}}$ .
2. Nous simulons  $DO_{|F=1}^{\text{th}}$  la densité optique supposée gaussienne d'un condensat typique dans l'état  $|F = 1\rangle$  dont le nombre d'atomes est de  $N^{\text{th}}/2$ . Cette densité est obtenue par l'équation 2.16.
3. Nous faisons de même pour  $|F = 2\rangle$  avec le même nombre d'atomes.
4. Nous sommons chaque densité optique de bruit  $DO_{0,u}^{\text{br}}$  aux densités optiques théoriques  $DO_{|F=1 \text{ ou } 2}^{\text{th}}$ . Ainsi, nous obtenons 100 densités optiques bruitées pour chaque état :  $DO_{|F=1 \text{ ou } 2,u}^{\text{br}}$ .
5. Pour chacune de ces densités optiques, nous ajustons l'image par une autre courbe gaussienne pour obtenir le nombre d'atomes bruités  $N_{1,u}^{\text{br}}$  ou  $N_{2,u}^{\text{br}}$ . Ce nombre est différent de  $N^{\text{th}}/2$  à cause du bruit ajouté. Nous avons ainsi, 100  $N_{1 \text{ ou } 2,u}^{\text{br}}$  différents.
6. Nous calculons la proportion d'atomes dans l'état  $|F = 1\rangle$  :  $y_{1,u} = \frac{N_{1,u}^{\text{br}}}{N_{1,u}^{\text{br}} + N_{2,u}^{\text{br}}}$ .
7. Nous calculons l'écart-type  $\sigma_{y_1}$  associé à la série des  $y_{1,u}$ .
8. Nous recommençons ce protocole avec un  $N^{\text{th}}$  différent et les mêmes 100  $DO_0^{\text{br}}$ .

Ce protocole nous permet d'obtenir l'écart-type de la mesure de  $y_1$  lié au bruit de la caméra pour différentes valeurs de  $N^{\text{th}}$ . La figure 2.22 montre la courbe obtenue. Ici encore, l'ordre de grandeur pour 100 000 atomes de l'écart-type associé est de 0,1 %, donc les simulations effectuées permettent de rejeter cette cause probable. À noter que pour un nombre d'atomes supérieur à 100 000 le bruit de projection quantique prend le pas sur le bruit lié au système de détection.

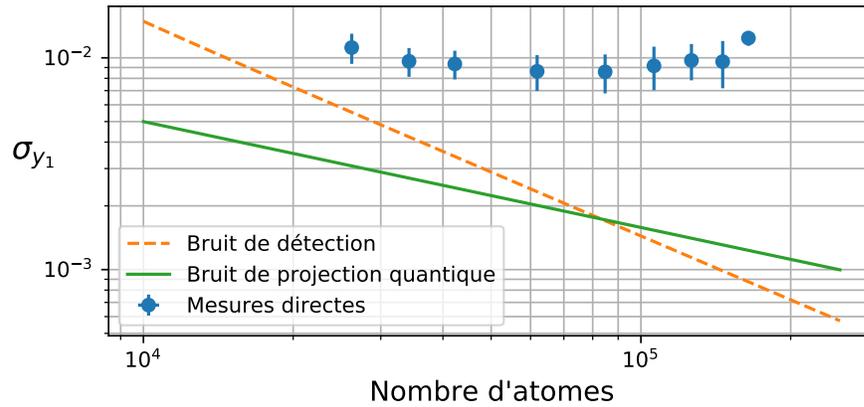


FIGURE 2.22 – Étude de l'écart-type de la proportion d'atomes en fonction du nombre d'atomes. En orange est tracée la courbe obtenue par le protocole décrit au-dessus, et correspond au bruit de la caméra. En vert est tracé le bruit de projection quantique. En bleu sont représentées des mesures directes de l'écart-type à partir du nuage.

Durant l'écriture de ce manuscrit, l'équipe s'est rendue compte d'un bruit important sur la fréquence des lasers repompeur et refroidisseur provenant des systèmes électroniques de contrôle du courant. Ce bruit est 10 fois plus grand que le bruit attendu. Cette fluctuation pourrait expliquer la limite de précisions sur la mesure de la proportion d'atomes. De nouveaux tests sont prévus pour tester cette cause possible.

## Chapitre 3

# Mesure du déphasage induit par les interactions atomiques

Contrairement aux mélasses optiques, les condensats de Bose-Einstein sont une source atomique dense, pour lesquelles les interactions atome-atome (collisions) ne peuvent être négligées. Elles induisent un déphasage, en sortie d'interféromètre, dépendant de la densité du condensat. Ce déphasage est préjudiciable pour les mesures de grande précision utilisant un interféromètre atomique. Néanmoins, les interactions peuvent être mises à profit dans des protocoles de *spin squeezing* permettant de dépasser la limite quantique standard [Szigeti, 2020].

L'équipe a mis en place un nouveau modèle basé sur les intégrales de chemin de Feynman pour étudier séparément le déphasage induit par les interactions propres (au sein d'un BEC) et mutuelles (entre deux BEC) en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder. En particulier, ce modèle rend compte du profil spatial du déphasage lié à l'interaction mutuelle entre deux condensats qui se chevauchent. Nous souhaitons valider expérimentalement le modèle pour les hautes densités atomiques.

Dans ce chapitre, nous ne traiterons que de la partie expérimentale réalisée lors de l'étude des interactions de champ moyen, à laquelle j'ai participé. Les simulations ont été développées par Z. Yao. Nous renvoyons le lecteur vers [Yao, 2022a] et [Yao, 2022b] pour une description détaillée du modèle. Nous développerons le protocole de mesure des paramètres expérimentaux critiques du modèle, et du déphasage. Puis, nous discuterons les résultats expérimentaux testant les dépendances du déphasage au déséquilibre de population, aux fréquences du piège dipolaire, ou encore au temps d'expansion libre.

## 3.1 Principe de mesure du déphasage

### 3.1.1 Mesure des fréquences du piège dipolaire

Nous avons besoin de déterminer expérimentalement les fréquences propres du piège dipolaire car ce sont des paramètres utilisés par les simulations numériques puisqu'elles caractérisent l'expansion du condensat. Ces fréquences dépendent notamment de la puissance des lasers utilisés. L'asservissement en puissance (voir section 2.3.2.2) permet de maintenir la puissance des faisceaux constante à la fin de l'évaporation, ce qui fixe les fréquences du piège. Pour vérifier cette stabilité, les fréquences sont mesurées avant de lancer une prise de mesures et après.

Pour mesurer les fréquences du piège, le condensat est maintenu dans le piège dipolaire 200 ms supplémentaires après la phase d'évaporation. Durant ces 200 ms, le faisceau réservoir est modulé en amplitude à la fréquence  $\nu_{\text{excitation}}$  à l'aide de son AOM. Puis le piège est coupé et le condensat est en chute libre pendant 33 ms avant d'être détecté par le système de détection par caméra. Nous mesurons le nombre d'atomes en fonction de  $\nu_{\text{excitation}}$ . Quand une fréquence d'excitation correspond à une fréquence du piège, il y a résonance, donc les atomes sont expulsés du piège. Nous sommes ainsi capables de déterminer les fréquences du piège. La figure 3.1 montre les résultats obtenus.

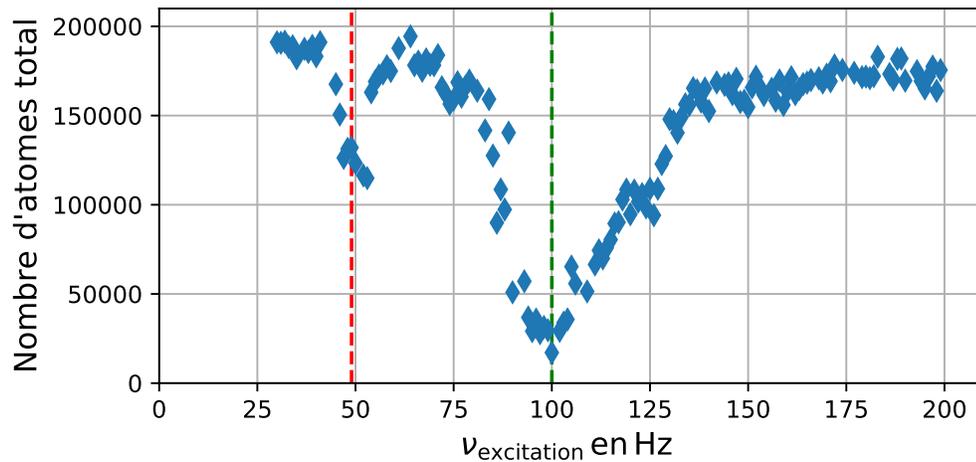


FIGURE 3.1 – Mesure des fréquences du piège par modulation d'amplitude du faisceau réservoir à la fréquence  $\nu_{\text{excitation}}$ .

Nous mesurons :

$$\begin{aligned}
 \nu_X &= \frac{\omega_X}{2\pi} = 49 \pm 2 \text{ Hz} \\
 \nu_Y &= \frac{\omega_Y}{2\pi} = 100 \pm 10 \text{ Hz} \\
 \nu_Z &= \frac{\omega_Z}{2\pi} = 100 \pm 10 \text{ Hz}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Les incertitudes correspondent aux incertitudes locales obtenues par un ajustement de la courbe, et aux incertitudes globales obtenues en mesurant à différents instants d'une journée. À noter que les fréquences  $\nu_Y$  et  $\nu_Z$  sont identiques lors de cette détermination. Pour vérifier cela, nous pouvons artificiellement augmenter la puissance du faisceau dimple en fin d'évaporation. Ainsi, les fréquences du piège sont modifiées et donc  $\nu_Y$  et  $\nu_Z$  sont visuellement dissociables. Cela permet aussi de vérifier qu'il ne s'agit pas d'une excitation d'ordre deux (une harmonique) de  $\nu_X$ .

### 3.1.2 Interféromètre de Mach-Zehnder

La mesure du déphasage lié aux interactions dans le condensat est obtenu par un interféromètre de Mach-Zehnder<sup>1</sup>  $\{\theta_a - \pi - \theta_a\}$ . La figure 3.2 montre un tel interféromètre. Les impulsions  $\theta_a$  et  $\pi$  sont des impulsions Raman contra-propageantes (voir section 1.1.1).

À  $t = 0$ , le piège dipolaire est coupé et le condensat chute librement pendant un temps  $T_{\text{chute}}$ . Puis l'interféromètre commence : une première impulsion crée une superposition cohérente entre les deux états mais avec un déséquilibre de population. Les deux impulsions suivantes permettent de fermer l'interféromètre. La durée entre le centre de chaque impulsion est noté  $T_R$ . Enfin, le nuage est imagé à  $t_{\text{obs}}$  par le système de détection par caméra, pour obtenir la population dans les états  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$ . Le déséquilibre et la durée de chute libre sont les deux paramètres importants de cet interféromètre.

Pour un tel interféromètre, la probabilité d'être dans l'état  $|F = 1\rangle$  est différente de celle obtenue avec l'équation 1.17 à cause du déséquilibre de population. La probabilité devient, en notant  $\Delta\phi$  le déphasage en sortie d'interféromètre [Yao, 2022a] :

$$P_{|F=1\rangle} = \frac{1 - a^2}{2} [1 + \cos(\Delta\phi)] \tag{3.2}$$

---

1. Il ne s'agit pas exactement d'un interféromètre de Mach-Zehnder car pour l'être, la séquence d'impulsion devrait être  $\{\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}\}$ .

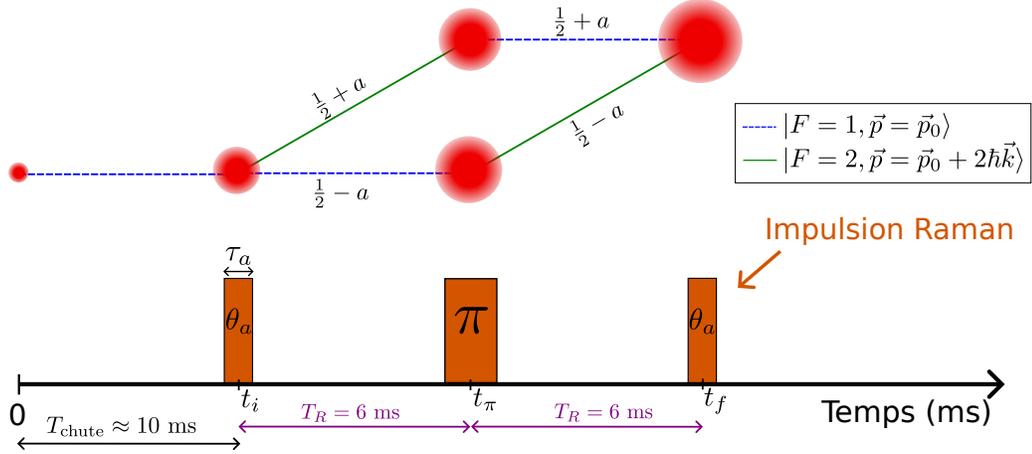


FIGURE 3.2 – Séquence d’interférométrie de Mach-Zehnder. La séquence temporelle est représentée en bas et l’évolution spatiale des atomes au-dessus.  $T_{\text{chute}}$  correspond à la durée de chute libre entre la fin de l’évaporation et le début de l’interféromètre. La proportion d’atomes transférée est indiquée sur chaque chemin.

Le paramètre d’impulsion nommé  $a$  caractérise le déséquilibre. Il est déterminé par la durée de l’impulsion  $\tau_a$  de la première impulsion, tel que :

$$\frac{1}{2} + a = \sin^2 \left( \frac{\Omega \tau_a}{2} \right), \quad (3.3)$$

avec  $\Omega$  la pulsation de Rabi. Par la suite, nous utiliserons  $\theta_a$  défini tel que  $\theta_a = \Omega \tau_a$ . Pour  $a = 0$  nous avons  $\theta_a = \frac{\pi}{2}$ .

**Remarque :**

Expérimentalement, nous fixons dans le code de la séquence temporelle la valeur de  $\theta_a$  tel que  $\theta_a = b\pi$  avec  $b \in [0; 1]$ . Imposer  $\theta_a$  donc  $b$  revient à fixer  $a$ . Ainsi, pour déterminer  $b$ , nous réalisons une impulsion  $\theta_a$  et nous déterminons le déséquilibre de population en mesurant la fraction  $y_2$  de population transférée :

$$b = \frac{2}{\pi} \arcsin \left( \sqrt{a + \frac{1}{2}} \right) = \frac{2}{\pi} \arcsin (\sqrt{y_2}) \quad (3.4)$$

Cette mesure est réalisée 25 fois. Cela permet de remonter au paramètre  $b$  effectif afin de vérifier notre séquence. Par exemple, pour un paramètre  $b_{th} = 0,6$  nous mesurons  $b_{exp} = 0,603 \pm 0,008$ . Ce paramètre  $b$  est nécessaire aux simulations car il caractérise le déséquilibre.

### 3.1.3 Mesure du déphasage

Pour mesurer le déphasage  $\Delta\phi$  nous rajoutons une phase  $\Phi_L$  modifiable lors de la dernière impulsion de l'interféromètre. L'équation 3.2 devient ainsi :

$$P_{|F=1\rangle} = \frac{1 - a^2}{2} [1 + \cos(\Delta\phi - \Phi_L)] \quad (3.5)$$

Le paramètre  $\Phi_L$  varie sur une plage  $[-\pi; \pi]$  et la proportion d'atomes dans  $|F = 1\rangle$  est mesurée grâce à la détection par caméra. Nous balayons  $\Phi_L$  sur une frange pour déduire  $\Delta\phi$ . La figure 3.3 montre quatre déterminations de  $\Delta\phi$  pour différents  $T_{\text{chute}}$  avec  $\theta_a = 0, 7\pi$ . La phase du centre est déterminée par un ajustement sinusoidal.

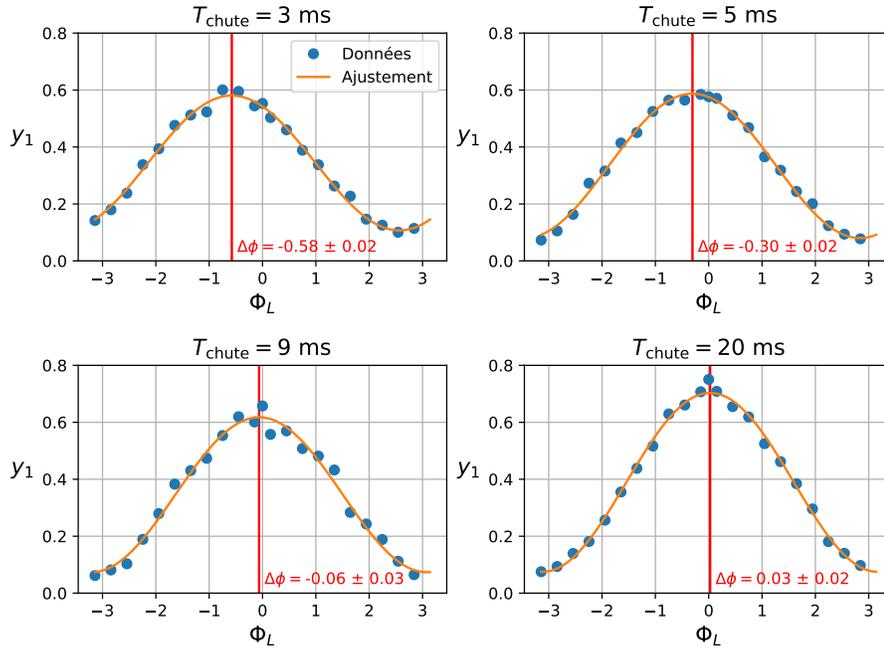


FIGURE 3.3 – Proportion d'atomes dans  $|F = 1\rangle$  en fonction de la phase  $\Phi_L$  de la dernière impulsion pour quatre  $T_{\text{chute}}$  différents. Le paramètre d'impulsion est tel que  $\theta_a = 0, 7\pi$ .

## 3.2 Résultats

Maintenant que nous avons expliqué le principe de la mesure du déphasage, nous pouvons étudier plus en détails les dépendances du déphasage en fonction des caractéristiques du condensat, et de celles de l'interféromètre.

### 3.2.1 Déphasage total

Il a été montré dans les modélisations de [Yao, 2022a] que le déphasage total  $\Delta\phi$  dépend du paramètre d'impulsion et du temps de chute libre. Nous avons mesuré  $\Delta\phi$  pour  $b \in \{0, 3; 0, 4; 0, 5; 0, 6; 0, 7\}$  et  $T_{\text{chute}} \in \{3; 4; 5; 7; 9; 12; 15; 17; 20\}$  ms. Les données sont prises dans un ordre aléatoire pour éviter tout biais temporel de mesure et la mesure pour chaque couple de paramètres est répétée 10 fois. La figure 3.4 présente les résultats obtenus pour un condensat dont la densité initiale est de  $4.3 \times 10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup>.

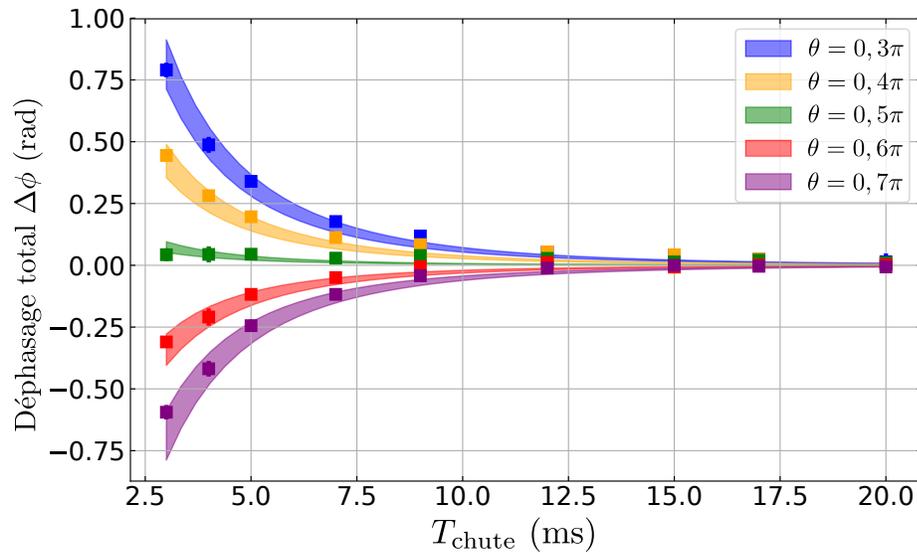


FIGURE 3.4 – Variation du déphasage total en fonction du temps de chute libre  $T_{\text{chute}}$  pour différents paramètres d'impulsion  $a$  avec  $T_R = 6$  ms. Les données et leurs incertitudes sont symbolisées par des carrés. Les zones colorées correspondent aux simulations prenant en compte l'incertitude sur le paramètre d'impulsion et sur les fréquences du piège.

Nous remarquons que les simulations sont en accord avec les mesures (il n’y a pas de paramètres ajustables dans les simulations). Nous notons aussi que même pour de grandes différences de population, l’effet du champ moyen devient presque indétectable : nous mesurons un déphasage de 20 mrad à  $T_{\text{chute}} = 20$  ms pour  $\theta_a = 0.3\pi$ .

### 3.2.2 Variation des fréquences de piégeage

Les simulations prédisent que le déphasage total augmente rapidement avec la fréquence moyenne du piège puis décroît lentement. Cela provient de la dépendance des interactions à l’évolution du nuage. En effet, la taille du BEC, le potentiel chimique, le taux d’expansion et le nombre d’atomes dépendent des fréquences propres du piège [Yao, 2022b].

Pour vérifier cette dépendance expérimentalement, il faut être capable de changer les fréquences du piège sans modifier significativement le nombre d’atomes total. Le condensat est préparé dans un piège où les puissances des faisceaux (principalement le faisceau dimple) sont minimales, ce qui correspond à  $\nu_Z = 80$  Hz. Malgré de nombreuses tenta-

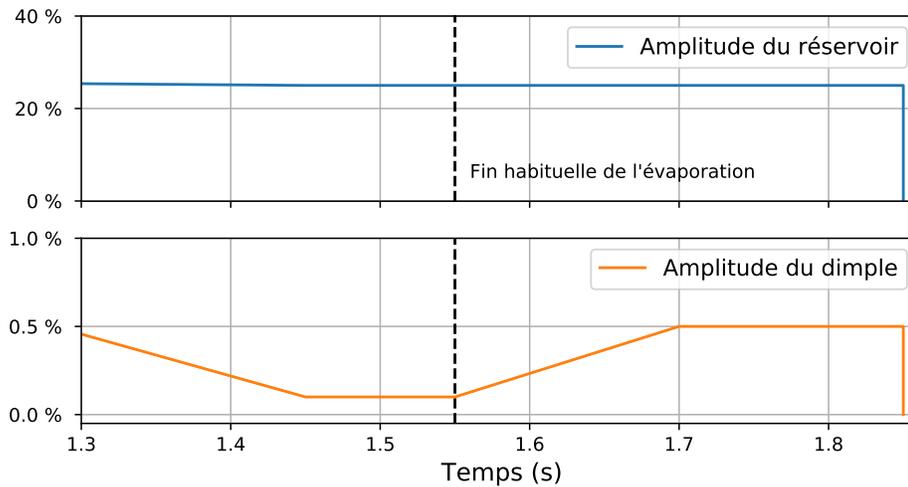


FIGURE 3.5 – Puissance des faisceaux du piège dipolaire à la fin de l’évaporation. La séquence typique s’arrête à 1,55 s. L’amplitude finale du faisceau dimple varie pour changer les fréquences du piège.

tives, nous ne pouvons pas descendre en dessous de  $\nu_Z = 80$  Hz sans perdre le condensat. Cette limite provient de la gravité qui fait tomber le condensat hors du piège. Nous nous plaçons au minimum pour pouvoir par la suite augmenter cette fréquence en gardant un nombre d'atomes constant.

Nous utiliserons  $\nu_Z$  comme référence des fréquences du piège. Le nombre d'atomes  $N$  de ce condensat est de 150 000. La figure 3.5 présente le principe du changement de fréquence à  $N$  fixe. Après la fin typique de l'évaporation, la puissance du faisceau dimple est augmentée adiabatiquement durant 150 ms puis elle reste constante durant 150 ms. Ainsi, les atomes restent condensés et les fréquences du piège augmentent. Grâce à cette technique, nous obtenons une variation de  $\nu_Z$  entre 80 et 200 Hz pour un nombre d'atomes quasi constant entre 150 000 et 120 000.

La figure 3.6 présente les résultats de la mesure du déphasage total en alternant aléatoirement la valeur de  $\nu_Z$ . Chaque point est la moyenne de 55 mesures. Les barres d'erreur horizontales des données proviennent de la détermination des fréquences du piège avant et après la prise de mesure. Les mesures expérimentales sont en accord avec les simulations sur la plage de fréquence que nous sommes capables d'explorer.

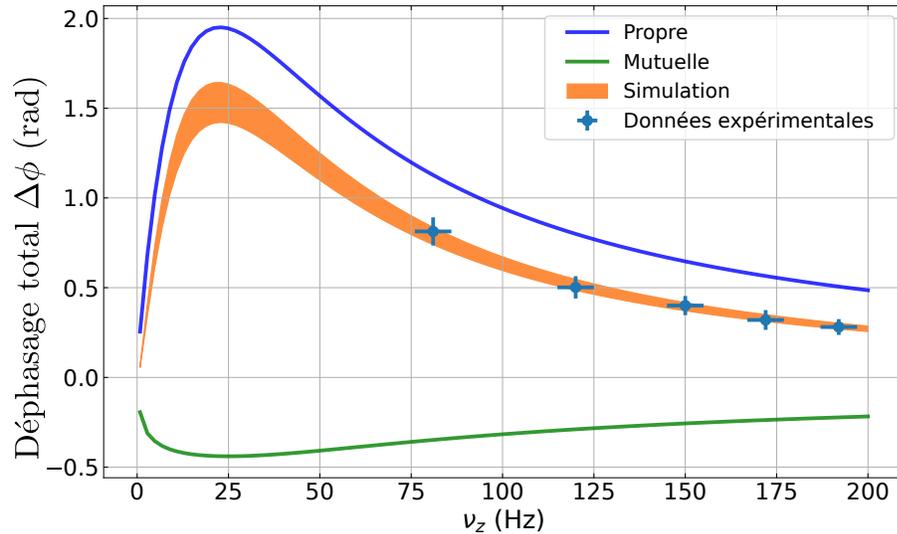


FIGURE 3.6 – Variation du déphasage total avec la fréquence de piégeage  $\nu_Z$ . Les paramètres sont :  $T_{\text{chute}} = 3$  ms,  $T_R = 6$  ms,  $\theta_a = 0,35\pi$ . La courbe orange correspond aux simulations prenant en compte l'incertitude sur la mesure du nombre d'atomes et des fréquences du piège.

Ce comportement vient du fait que le champ moyen varie comme  $\bar{\omega}^{6/5}$ . Il augmente plus rapidement que la taille du condensat, qui, elle, varie presque linéairement avec  $\bar{\omega}$ . La durée de chevauchement des deux condensats étant faible, la contribution de l'interaction propre est plus importante que celle de l'interaction mutuelle. De plus, pour une fréquence  $\nu_Z$  basse, l'expansion du nuage atomique est lente, et les deux BEC se séparent rapidement après la première impulsion Raman. Ainsi, la principale contribution au déphasage total  $\Delta\phi$  provient de l'interaction propre, qui augmente rapidement avec  $\nu_Z$ . Au grand  $\nu_Z$ , l'expansion du nuage domine en raison du potentiel répulsif donc l'interaction propre diminue puisque les deux BEC sont dilués.

### 3.2.3 Gradient de phase

L'interaction mutuelle correspond à l'interaction entre les atomes n'appartenant pas au même condensat. Donc cette interaction dépend de la position des atomes au sein de chacun des deux condensats à cause de leur séparation spatiale durant l'interféromètre. La figure 3.7 schématise cette dépendance.

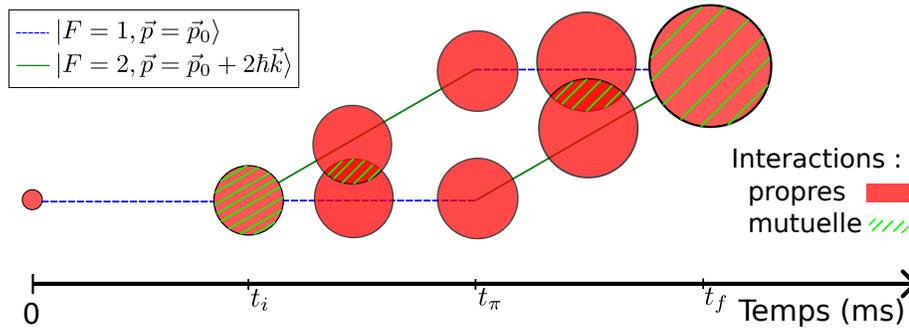


FIGURE 3.7 – Schéma de l'évolution de la position des nuages de population différentes durant l'interféromètre. L'interaction mutuelle n'est présente que dans les zones de recouvrement des condensats.

Pour étudier la dépendance spatiale du déphasage induit, nous mesurons la densité optique des nuages  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  par le système de détection par caméra. La figure 3.8 présente l'évolution de la densité optique des atomes dans  $|F = 2\rangle$  en fonction de la phase  $\Phi_L$  de la dernière impulsion de l'interféromètre. Nous remarquons un décalage du centre du nuage. Ces images sont d'ores et déjà intégrées selon l'axe de propagation du faisceau sonde du système d'imagerie. Nous noterons  $y$  et  $z$  les deux autres axes avec  $z$  l'axe vertical.

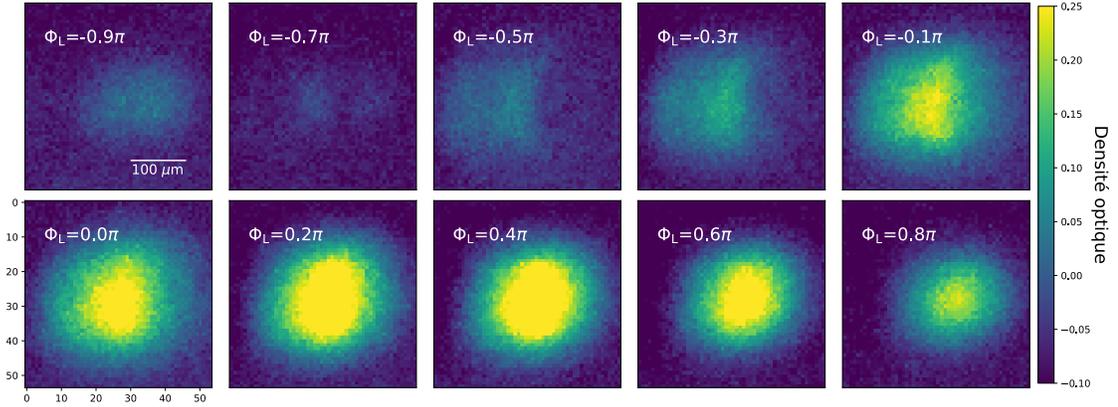


FIGURE 3.8 – Évolution de la densité optique en fonction de la phase  $\Phi_L$  pour les paramètres suivants :  $N = 220,000$ ,  $T_R = 6$  ms,  $\theta_a = 0, 3\pi$  et  $T_{\text{chute}} = 7$  ms. La densité initiale du condensat est de  $4.3 \times 10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup>. Les densités optiques supérieures à 0,24 ont été saturées pour une meilleure lisibilité.

Pour obtenir le déphasage à la position  $z$ , nous intégrons chaque image de densité optique selon la direction  $y$ . Puis, pour chaque  $z$  et chaque  $\Phi_L$  nous calculons le rapport de population :

$$y_2(z, \Phi_L) = \frac{DO^{|F=2\rangle}(z, \Phi_L)}{DO^{|F=1\rangle}(z, \Phi_L) + DO^{|F=2\rangle}(z, \Phi_L)} \quad (3.6)$$

Puis, comme nous l'avons décrit en section 3.1.3, nous traçons  $y_2(z)$  en fonction de  $\Phi_L$  et nous obtenons  $\Delta\phi(z)$  par un ajustement sinusoïdal. La figure 3.9 présente les variations spatiales du déphasage pour différents paramètres d'impulsion. Les simulations, toujours sans paramètres ajustables, sont en accord avec les mesures expérimentales.

Nous nous intéressons désormais uniquement au gradient de déphasage pour le paramètre d'impulsion tel que  $\theta_a = 0,5\pi$  qui correspond aux interféromètres de Mach-Zehnder usuels. Le gradient est extrait en mesurant la dérivée de la courbe à  $z = 0$ , c'est-à-dire en effectuant un ajustement linéaire au centre. Pour la courbe de la figure 3.9 nous obtenons  $\vec{\nabla}\Delta\phi = 3,6$  mrad/μm. La figure 3.10 montre que, comme pour le déphasage total, le gradient décroît lorsque le condensat se dilue. Ce qui est en accord avec les prédictions des simulations.

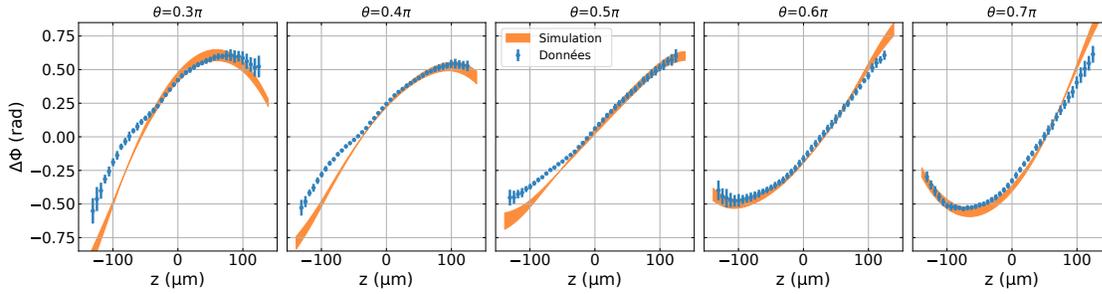


FIGURE 3.9 – Déphasage en fonction de  $z$  pour différents paramètres d’impulsion. Chaque point expérimental correspond à la moyenne de 7 mesures. L’aire des courbes simulées provient des incertitudes sur les fréquences du piège et des fluctuations du paramètre d’impulsion.

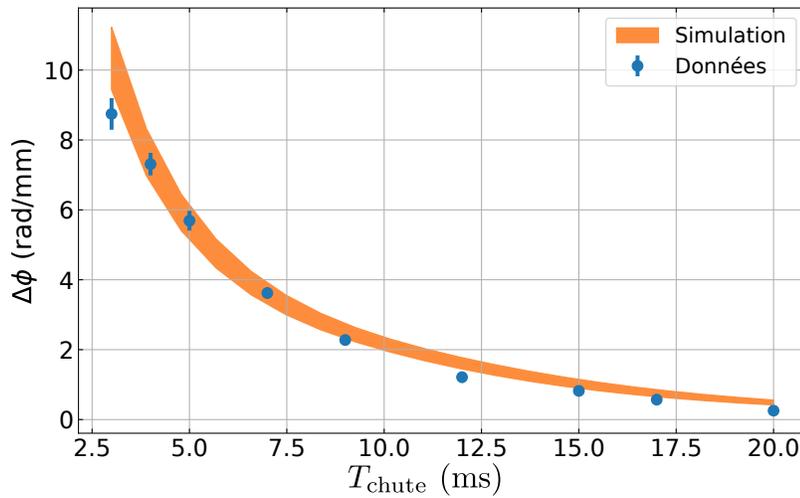


FIGURE 3.10 – Gradient de déphasage pour  $\theta_a = 0, 5\pi$  en fonction de la durée de chute libre. Chaque point est la moyenne de 42 mesures. L’aire de la courbe simulée rend compte de l’incertitude de mesure de fréquences du piège.

En conclusion, nous avons expliqué dans ce chapitre les expériences réalisées pour étudier les interactions de champ moyen dans un condensat de Bose-Einstein. Nous avons montré un bon accord avec le modèle développé dans la thèse de [Yao, 2022a]. Cela a principalement permis d’évaluer le déphasage total et le gradient de phase dû aux interactions mutuelles en sortie d’interféromètre. De plus, le modèle et la méthode sont adaptables à d’autres géométries, et ainsi permettra d’évaluer les effets de phase dans d’autres types d’interféromètres.



## Chapitre 4

# Mesure préliminaire du rapport $h/m$ avec un condensat de Bose-Einstein

Le but principal de notre équipe est de mesurer le rapport  $\frac{h}{m}$ . Historiquement, la première mesure précise du rapport  $\frac{h}{m}$  a été réalisée avec un jet de neutrons rétro-réfléchis par un cristal de silicium [Krüger, 1995]. En déterminant leur vitesse  $v$  et leur longueur d'onde de De Broglie  $\lambda_{DB}$ , il est possible de remonter à  $\frac{h}{m_n} = v\lambda_{DB}$ . Cependant, cette méthode dépend fortement des caractéristiques du cristal. Ainsi, avec l'essor de l'interférométrie atomique dans les années 1990, une nouvelle méthode de mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  apparaît utilisant des faisceaux lumineux. Celle-ci est basée sur une proposition de [Hall, 1976] et consiste à mesurer la vitesse de recul  $v_{\text{recul}} = \frac{\hbar k}{m}$  d'un atome absorbant un photon de vecteur d'onde  $k$ . L'équipe de S. Chu réalisera, avec cette méthode, la première mesure de précision du rapport  $\frac{h}{m}$  avec des atomes de césium [Wicht, 2002]. Ces résultats seront rapidement suivis par les travaux de notre équipe, qui effectuera cette mesure avec du rubidium [Battesti, 2004][Cladé, 2006].

Dans notre équipe, la précision de la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  n'a cessé d'être améliorée pour atteindre une précision sans précédent de 0,15 ppb en 2020. Nous utilisons depuis sept ans le troisième montage de la cellule à vide du dispositif expérimental. Cette version trois a permis d'agrandir la zone d'interférométrie avec un tube sous vide d'un mètre de longueur et la mise en place d'un piège dipolaire que nous avons décrit au chapitre 2. De plus, comme nous l'avons montré au chapitre 1, de telles améliorations sont réalisées afin de mesurer toujours plus précisément  $\frac{h}{m}$  en réduisant les effets systématiques. Lors de cette thèse, nous avons progressé dans cette direction en réalisant une mesure préliminaire du rapport  $\frac{h}{m}$  avec un condensat de Bose-Einstein.

Dans ce chapitre, nous présenterons le dispositif expérimental associé aux transitions Raman et aux oscillations de Bloch, ainsi que la réalisation pratique de l'interféromètre qui les utilise. Nous poursuivrons par la présentation des résultats de la mesure du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  obtenus avec un condensat de Bose-Einstein, ainsi qu'une comparaison avec les résultats obtenus avec une mélasse optique.

## 4.1 Dispositif expérimental

### 4.1.1 Les lasers Raman

#### 4.1.1.1 Configuration expérimentale

Nous ne décrivons ici que sommairement le système optique des Raman car cette description a été faite extensivement dans les thèses [Morel, 2019] et [Yao, 2022a]. Aucune modification n'a été réalisée lors de cette thèse.

Nous utilisons des sources laser à 1,560  $\mu\text{m}$  : une diode RIO de *MuQuans* que nous pouvons contrôler rapidement en courant et un laser *NKT Koheras Adjustik* très stable en fréquence. Ces sources sont ensuite amplifiées dans des amplificateurs à fibres à erbium et doublées en fréquence, dans un boîtier commun de *MuQuans*, afin d'obtenir approximativement 1 W de puissance par faisceau. Un schéma optique est visible en figure 4.1. Les faisceaux des deux Raman à 780 nm passent tout d'abord par un cube pour filtrer leur polarisation avant d'être combinés sur un autre cube et sont donc en polarisation croisée. Une petite partie (environ 1 mW) de la puissance est envoyée vers une photodiode de battement servant à réaliser l'asservissement en phase. La majorité de la puissance est envoyée vers l'AOM 1 servant d'interrupteur rapide pour réaliser des impulsions pendant la séquence expérimentale. La lumière diffractée selon l'ordre 1 de cet AOM passe dans l'AOM 2 servant pour un laser Bloch (voir section 4.1.3), ce second AOM n'affecte pas le faisceau Raman. Enfin, les lasers Raman sont couplés dans une fibre à maintien de polarisation.

Tous ces faisceaux sont acheminés dans la même fibre vers le haut de la cellule. Il s'agit des faisceaux verticaux du haut vers le bas (voir figure 4.2).

Nous obtenons ainsi deux faisceaux de 130 mW et de waist 5 mm. Nous contrôlons la pureté de la polarisation à l'aide de lames demi-onde placées à l'entrée des fibres. Pour vérifier la pureté, nous avons utilisé un polarimètre (*TXP5004 Thorlabs*) afin de vérifier

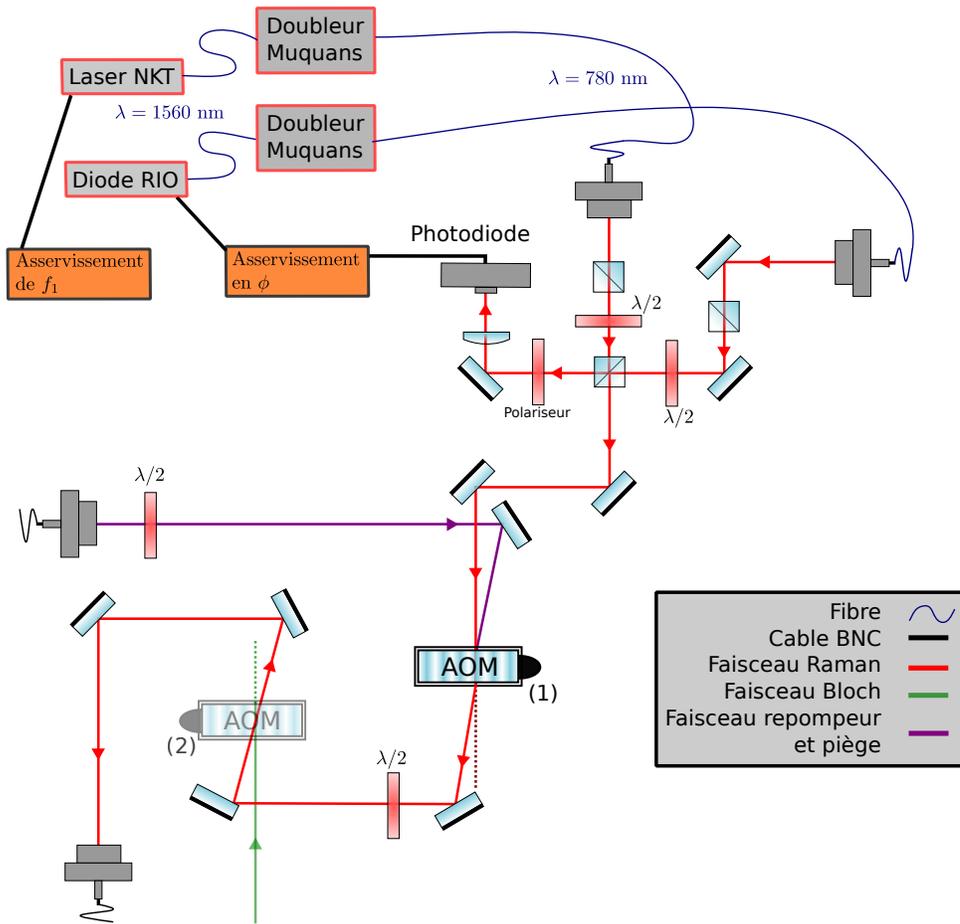


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental des lasers Raman. Nous avons grossièrement représenté l’asservissement mis en place, nous le développerons dans la section suivante. On se sert de l’AOM 1 pour superposer un faisceau composé du laser repompeur et du laser piège afin de pouvoir les coupler dans la même fibre que les lasers Raman.

l’orthogonalité ou la verticalité de la polarisation et mesurer le rapport d’extinction de polarisation pour les deux faisceaux. Le rapport d’extinction de polarisation caractérise l’ellipticité de la polarisation sur la sphère de Bloch par rapport à une polarisation rectiligne. Cette mesure est faite en mesurant la polarisation durant 10 s pendant que la fibre est soumise à une contrainte forte (ici une augmentation de température à l’aide d’un décapeur thermique). Nous obtenons des rapports d’extinction de polarisations de -30 et -32 dBm (la sensibilité de notre appareil permet de descendre à -40 dBm).

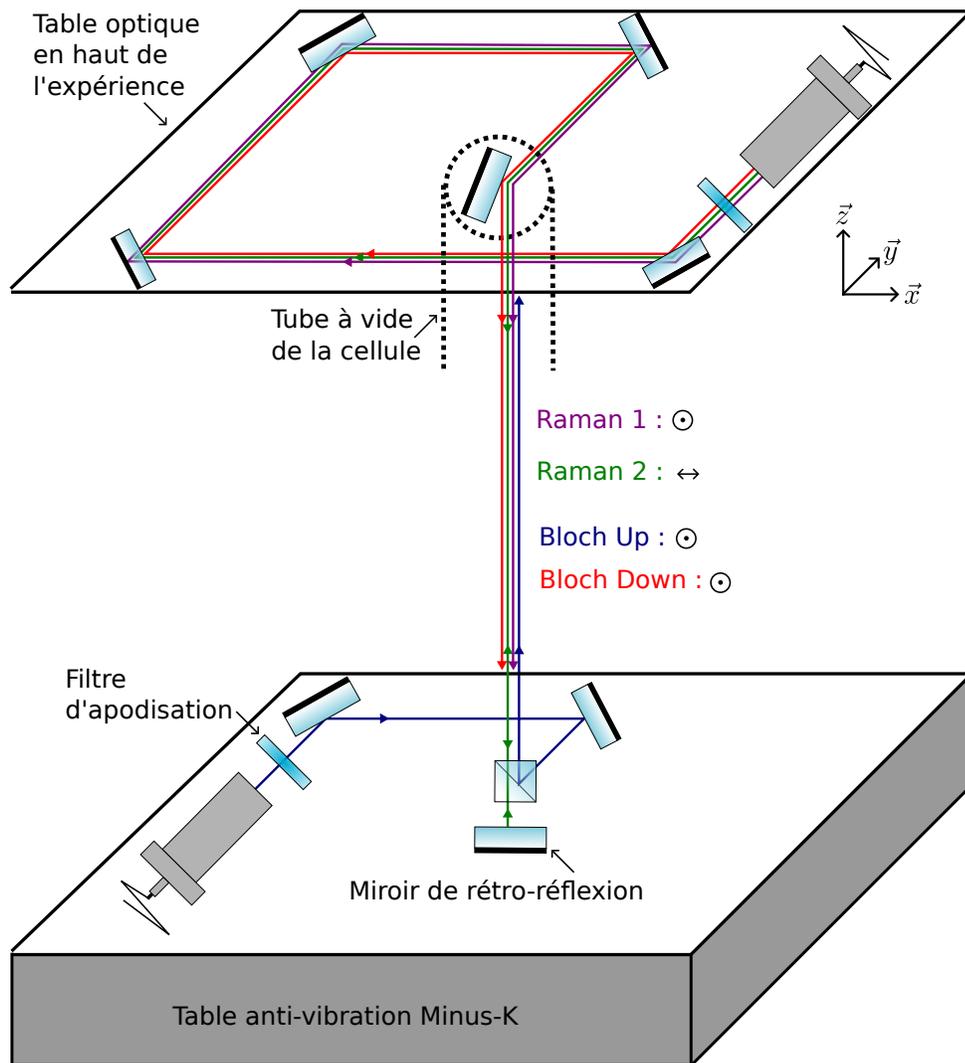


FIGURE 4.2 – Schéma des faisceaux verticaux traversant l'expérience. En bas, le miroir qui définit la référence inertielle est posé sur une table anti-vibration, il permet la rétro-réflexion du laser Raman 2. Sur la table anti-vibration, nous avons aussi placé le collimateur du faisceau Bloch Up. En haut, sur une table optique solidaire de la cellule, se trouve le collimateur des trois autres faisceaux. Des filtres d'apodisation sont utilisés pour couper les ailes du faisceau et donc éviter les réflexions parasites. La polarisation de chaque faisceau est indiquée (horizontale par un point et verticale par une double flèche).

Pour réaliser les transitions contra-propageantes, décrites précédemment, un des deux faisceaux Raman est rétro-réfléchi (voir figure 4.2). Nous pouvons choisir le faisceau rétro-réfléchi en inversant la polarisation des deux lasers Raman. Pour cela, une lame demi-onde est placée - ou non - en amont de la fibre grâce à un moteur pilotable par ordinateur. Cela permet de noter  $\varepsilon_R = \pm 1$  le sens des Raman (en fonction de celui réfléchi).

Les paramètres typiques des transitions Raman stimulées, pour des transitions contra-propageantes, définies par les équations de la section 1.1.1 sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\Omega &\approx 2\pi 10 \text{ kHz} \\ \delta^{\text{DL}} &\approx -2\pi 4 \text{ kHz} \\ \tau_\pi &\approx 48 \mu\text{s} \\ \Delta v &\approx \frac{v_{\text{recul}}}{4}\end{aligned}\tag{4.1}$$

Ces valeurs ont été obtenues expérimentalement en faisant varier les paramètres pour trouver les optimaux. Nous avons représenté figure 4.3 une détermination de  $\tau_\pi$  et de  $\delta^{\text{DL}}$ . Les données expérimentales sont ajustées par l'équation 1.9.

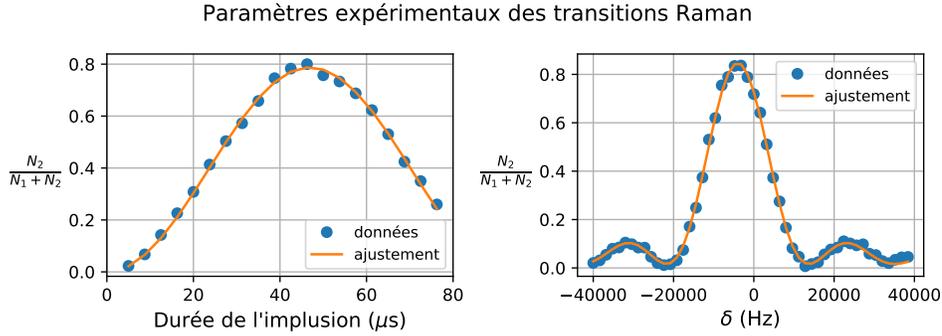


FIGURE 4.3 – Gauche : mesure de l'évolution de la population dans  $|2\rangle$  après une impulsion Raman de durée variable. L'ajustement est basé sur l'équation 1.9 et permet d'obtenir  $\tau = 48\mu\text{s}$  tel que  $\Omega\tau = \pi$ . Droite : mesure de l'évolution de la population dans  $|2\rangle$  après une impulsion Raman de fréquence  $\delta$  variable. L'ajustement est basé sur la même équation et permet de remonter au déplacement lumineux  $\delta^{\text{DL}} = -4.0 \text{ kHz}$ .

### 4.1.1.2 Asservissement en phase et en fréquence

Afin de déterminer le vecteur d'onde des faisceaux Raman, nous avons besoin de connaître précisément la fréquence absolue de nos lasers. Nous avons aussi besoin de maîtriser la différence de phase totale entre les deux faisceaux Raman. Cette phase prend en compte la différence de phase intrinsèque des lasers Raman (définie équation 1.8) et la différence de fréquence.

#### Contrôle de la différence de phase entre les lasers Raman

À l'aide d'une photodiode, nous mesurons le battement créé par la superposition des deux faisceaux Raman, qui vaut environ 6.8 GHz. Ce signal est amplifié et filtré avant d'être envoyé dans une boucle à verrouillage de phase. Puis, nous utilisons un générateur microonde à 6.8 GHz stabilisé sur une référence à 10 MHz pour ramener la fréquence de battement proche de 80 MHz. Enfin, un comparateur de phase, contrôlé par un RedPytaya, permet de façonner un signal d'erreur qui est injecté sur la diode RIO. Le contrôle en courant de la diode ainsi créé permet de garder la phase et la différence de fréquence stables.

Nous devons aussi compenser avec la chaîne Raman le décalage Doppler induit par la chute libre des atomes et le décalage induit par l'accélération de Bloch. Ce contrôle fin de la différence de fréquence est actuellement réalisé par la boucle à verrouillage de phase.

Cependant, un effet systématique créé par ce système a été mis en évidence lors de la mesure de 2020. C'est pourquoi, il est prévu prochainement de déplacer le contrôle des rampes de fréquence en amont de la boucle à verrouillage de phase. Nous souhaitons utiliser des AOM fibrés pour modifier la fréquence des lasers Raman avant le doublage en fréquence (similairement au contrôle des lasers Bloch (voir section 4.1.3)).

#### Fréquence absolue

Lors de la mesure réalisée en 2020, la fréquence absolue d'un des lasers Raman était asservie en suivant la méthode de Pound-Drever-Hall sur une cavité ultra-stable, elle-même asservie sur une transition à deux photons de l'isotope 85 du rubidium [Jannin, 2015]. Puis une mesure de fréquence était réalisée en utilisant un peigne de fréquence.

Désormais, l'asservissement est directement réalisé en utilisant un peigne de fréquence. Nous allons décrire cet asservissement en détail.



## 4.1.2 Futur système laser pour la génération des lasers Raman

En parallèle de ce système Raman, un autre système laser Raman est en cours de développement pour obtenir deux nouveaux faisceaux de 3 W afin de pouvoir élargir le waist du faisceau sans perdre en intensité (c'est-à-dire en pulsation  $\Omega$ ).

Ce système se base sur la même technologie que l'ancien mais le doublage de fréquence est réalisé par nos soins dans un cristal en espace libre (sans fibre).

### 4.1.2.1 Présentation théorique

Le doublage de fréquence (ou *Second Harmonic Generation* en anglais) est une technique de génération des lasers théorisée et utilisée depuis 1961 [Franken, 1961]. Le but est d'obtenir une onde (2) à partir d'une onde sonde (1) tel que  $\omega_2 = 2\omega_1$ . Un tel doublage est réalisé dans un cristal, dans notre cas, il s'agit d'un cristal PPLN (*Periodically poled lithium niobate*) dopé au MgO de la marque *Covesion* [Covesion, 2023].

Nous utiliserons un doublage de type 0, c'est-à-dire que la polarisation des photons entrants est selon l'axe extraordinaire du cristal et ils se combinent pour former les photons doublés, eux aussi, polarisés selon l'axe extraordinaire.

Dans ce cadre-là, pour des faisceaux gaussiens, il a été montré que l'intensité doublée est proportionnelle au carré de l'intensité sonde utilisée [Boyd, 1968] :

$$I_2 \sim I_1^2 \left( \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \right)^2 \quad (4.3)$$

Avec  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  l'accord en phase et L la longueur du cristal. Pour un cristal PPLN,  $\Delta k$  dépend de sa période  $\Lambda$  de dopage et de la température [Neradovskiy, 2017]. Le maximum d'intensité à la fréquence double sera obtenu pour un accord de phase tel que  $\Delta k = 0$ .

De plus, pour des faisceaux gaussiens, il faut que le faisceau soit focalisé au centre du cristal avec un waist  $w_0$  tel que [Boyd, 1968] :

$$\xi = \frac{L}{2z_R} = 2.84 \quad (4.4)$$

Avec  $z_R$  la longueur de Rayleigh,  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{1}{2} k w_0^2$ .

#### 4.1.2.2 Réalisation technique

Les deux sources laser à 1,560  $\mu\text{m}$  sont similaires à celles du système Raman actuel, à savoir une diode RIO de *MuQuans* et un laser *NKT Koheras Adjustik*. Chacune émet environ 6 mW qui sont ensuite envoyés vers deux amplificateurs *NKT Koheras Boostik* permettant d'obtenir deux faisceaux de 15,0 W à 1560 nm. Ces faisceaux sont stables en longueur d'onde et en intensité.

Ensuite, nous avons construit une boîte stable et compacte pour accueillir les deux systèmes de doublage. La stabilité des optiques est assurée par de courts pieds larges. Une photographie et un schéma de la moitié de la boîte sont visibles en figure 4.5.

Le diamètre du faisceau en sortie des collimateurs ne correspond pas aux spécifications de l'équation 4.4, nous avons donc rajouté un télescope pour diminuer le waist du faisceau afin de pouvoir le focaliser en respectant le critère. Nous avons utilisé le logiciel *GaussianBeam* [Lodewyck, 2008] pour simuler les optiques nécessaires à cette réalisation dans notre espace très étroit. Nous avons ensuite mesuré la taille minimale du faisceau à l'aide d'une lame de rasoir pour s'assurer de la réalisation pratique.

La polarisation du faisceau en entrée du cristal est assurée en orientant le collimateur. La polarisation en sortie du collimateur est linéaire, il suffit donc de le tourner pour qu'elle soit verticale, c'est-à-dire, selon l'axe extraordinaire du cristal.

Le cristal est placé dans un four permettant de le maintenir à température constante, le tout fixé sur une platine trois axes pour ajuster sa position. Le cristal est un *MSHG1550-1-040* de *Covesion*. Il est long de 4 cm et possède plusieurs lignes fines de période de dopage  $\Lambda$  différente. Dans notre cas, pour une longueur d'onde de sonde de 1560 nm, il faut se placer à  $\Lambda = 19,40\mu\text{m}$  pour une température de  $T \approx 90^\circ\text{C}$ .

En sortie du cristal, un miroir dichroïque permet de séparer le faisceau doublé (à 780 nm) du faisceau de pompe qui termine sa course dans un bloqueur pour dissiper la puissance thermique. Le faisceau utile est collimaté et envoyé vers le centre de la boîte. Nous avons tracé figure 4.6 l'efficacité du doublage ainsi qu'un ajustement en  $aI^2$  des données (d'après l'équation 4.3). L'ajustement n'a pour but que de vérifier si notre doublage fonctionne. Nous avons ainsi obtenu une puissance de 3,2 W à 780 nm par faisceau ; cette puissance est constante sur plusieurs jours.

De plus, la température du four a été ajustée pour maximiser la puissance doublée en sortie pour s'adapter parfaitement à la longueur d'onde initiale. La température agit sur l'efficacité de doublage sous la forme d'un sinus cardinal de largeur environ  $1^\circ\text{C}$ ,

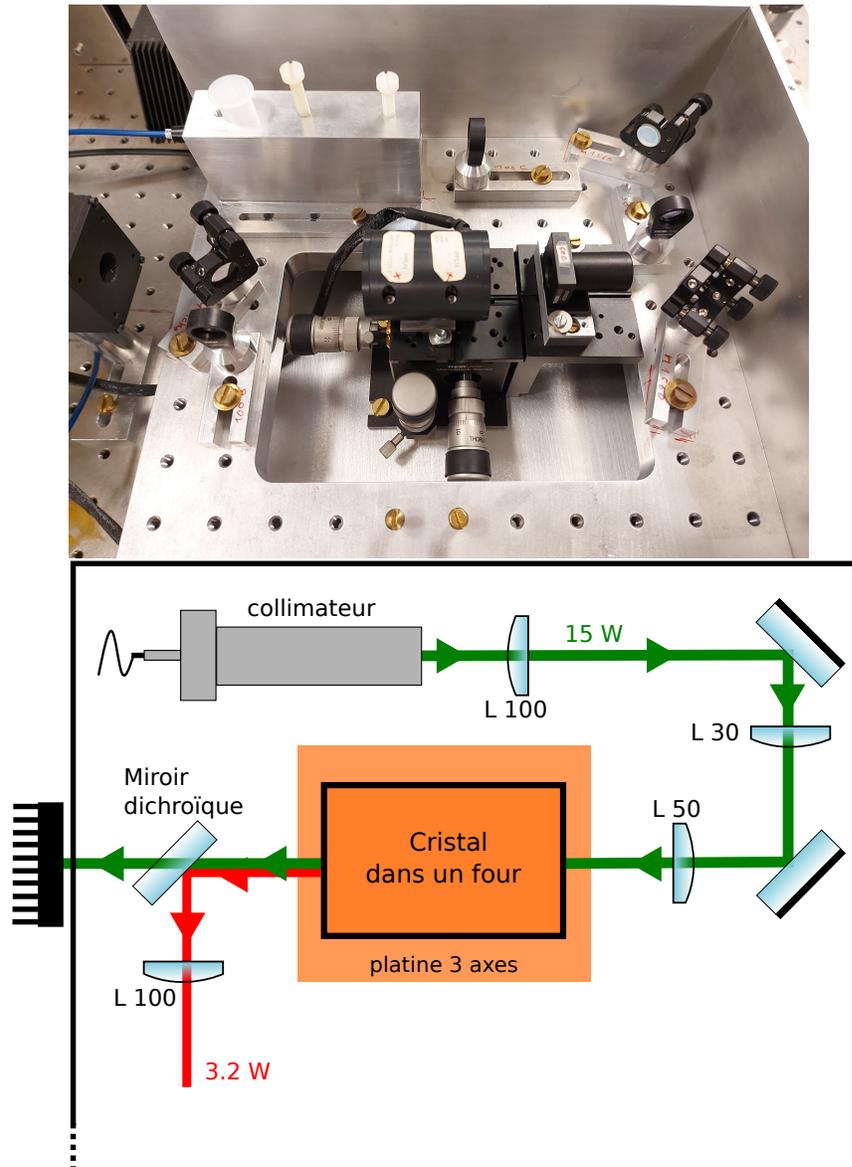


FIGURE 4.5 – Schéma de la boîte de doublage. Nous avons représenté le système de doublage pour un faisceau Raman, ce système est dupliqué juste en dessous pour le deuxième faisceau. Les bords de la boîte sont représentés en pointillé. En vert est représenté le faisceau à  $1,5 \mu\text{m}$  et en rouge le faisceau doublé à  $780 \text{ nm}$ . Les optiques nommés "L" sont des lentilles convergentes.

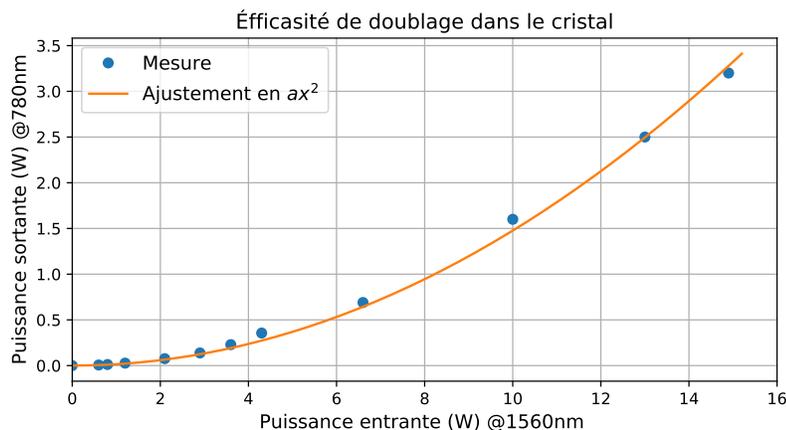


FIGURE 4.6 – Intensité du faisceau doublé en fonction de l'intensité de pompe. Les données sont en bleu. Un ajustement de ces données est représenté en orange.

c'est pourquoi le contrôle de la température du four est de  $0,01^{\circ}C$ . Nous avons tracé cela sur la figure 4.7. Nous obtenons ainsi une température optimale de fonctionnement de  $T_{\text{opt}} = 87,07^{\circ}C$ . Pour l'autre cristal, nous avons  $T_{\text{opt}} = 90,12^{\circ}C$ . Les températures ne sont pas les mêmes car il y a des légères différences entre les fours et les cristaux des deux systèmes [Covesion, 2023].

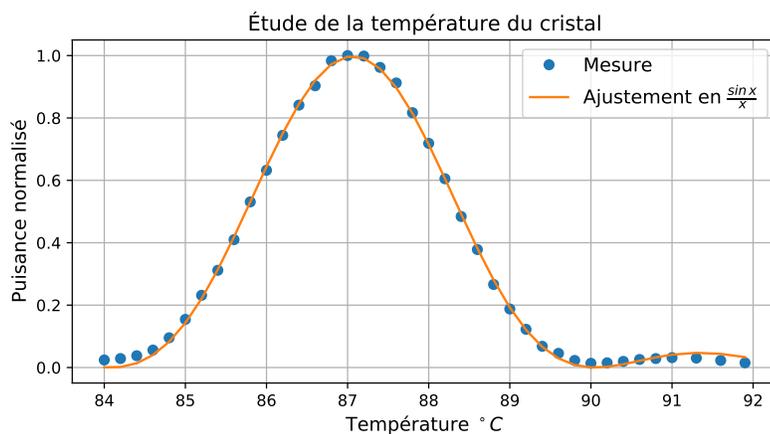


FIGURE 4.7 – Influence de la température sur l'efficacité de doublage. Les mesures sont réalisées à l'aide du thermomètre interne du four.

Cependant, nous avons eu des problèmes techniques avec les deux amplificateurs qui ont dû être renvoyé en réparation pendant plus de sept mois. C'est pourquoi ce système n'a pas encore été installé sur l'expérience.

### 4.1.3 Les lasers Bloch

#### 4.1.3.1 Setup

Pour obtenir les lasers Bloch, nous utilisons une source laser à  $1,560 \mu\text{m}$  : un laser *NKT Koheras Adjustik*. Cette source est ensuite scindée en deux lasers qui sont amplifiés et doublés en fréquence dans des boîtiers autonomes de *MuQuans*. Le laser NKT émet  $40 \text{ mW}$ .

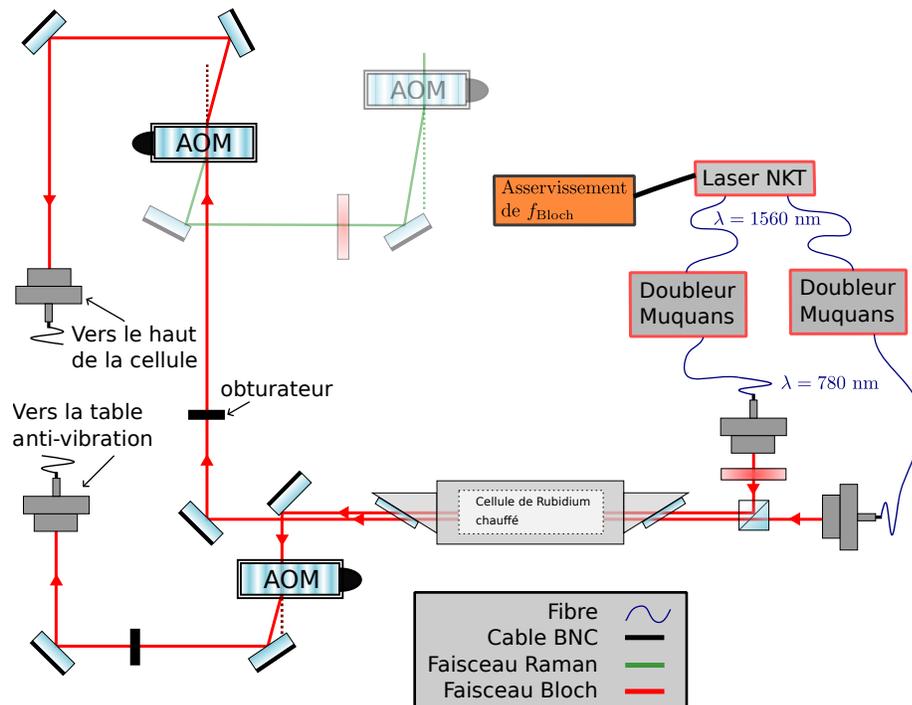


FIGURE 4.8 – Schéma du dispositif expérimental des lasers Bloch. Les deux lasers sont produits à partir du même laser source.

De même, nous renvoyons le lecteur vers la thèse de [Morel, 2019] pour une description extensive. Nous rappelons ici les principales caractéristiques.

Nous avons représenté sur la figure 4.8 un schéma du dispositif expérimental. Les deux lasers Bloch, une fois doublés, passent à travers une cellule de rubidium chauffée à  $80^\circ\text{C}$  pour absorber l'émission spontanée produite dans l'amplificateur à fibre *Muquans*. Les impulsions Bloch durant plusieurs millisecondes, cette lumière parasite induirait une chute drastique du contraste de l'interféromètre. Ensuite, chacun des faisceaux passe dans un AOM servant d'interrupteur avant d'être envoyé sur le haut et le bas de l'expérience (voir figure 4.2). Ils ont tous les deux la même polarisation avec un rapport d'extinction de polarisation de -38 dBm et -40 dBm. Cette polarisation doit être aussi pure que possible afin d'éviter la création d'un réseau parasite par réflexion sur le cube lors de l'expérience.

Par ailleurs, en amont des boîtiers doubleurs de fréquence, des AOMs (fonctionnant autour de 80 MHz) sont placés afin de contrôler la fréquence. Ils servent à réaliser le balayage de fréquence permettant de réaliser des oscillations de Bloch. Ils sont placés avant le doublage en fréquence afin d'élargir la plage de contrôle atteignable.

Pour respecter les conditions établies en section 1.1.2 sur l'accélération du réseau et sur le chargement dans le réseau, nous nous plaçons à  $V_0 = 80 E_r$ . Nous avons aussi choisi le taux de montée en intensité tel que  $\tau = 500 \mu\text{s} \gg \tau_{\text{crit}}$  (voir équation 1.16). Ainsi, avec ces lasers, nous obtenons une efficacité de transfert de 99.93 % par oscillation de Bloch pour une durée de  $12 \mu\text{s}$  par oscillation afin de respecter l'équation 1.15.

#### 4.1.3.2 Asservissement de la fréquence absolue

La source laser pour les lasers Bloch est asservie en fréquence de la même façon que le laser Raman 1, c'est-à-dire par battement avec le peigne de fréquence avant doublage de fréquence (voir figure 4.4). Un signal d'erreur est généré et est envoyé vers le laser NKT pour contrôler la longueur d'onde. Nous obtenons :

$$f_{\text{Bloch}} = 384,264230000 \text{ THz} \quad (4.5)$$

#### 4.1.4 Détection par fluorescence

Pour obtenir les franges d'interférence atomique, nous avons besoin de mesurer les populations dans chaque niveau hyperfin. Nous voulons donc obtenir le rapport  $\frac{N_1}{N_1 + N_2}$ .

Pour cela, nous utilisons la méthode du temps de vol. Elle consiste à faire traverser des nappes de détection par le nuage en chute libre. Un schéma est visible figure 4.9. Le

nuage passe en premier lieu à travers une nappe contra-propageante créée par le laser de refroidissement permettant d'obtenir sur une photodiode un signal proportionnel à la quantité d'atomes dans  $|2\rangle$ . Le bas de la nappe n'est pas contra-propageant car le miroir de rétro-réflexion est caché, cela permet de pousser les atomes dans  $|2\rangle$  hors de la zone de détection. Les atomes restants passent dans une petite nappe créée par le laser repompeur afin de tous les faire passer dans  $|2\rangle$ . Ils sont ensuite détectés similairement aux premiers par une seconde photodiode.

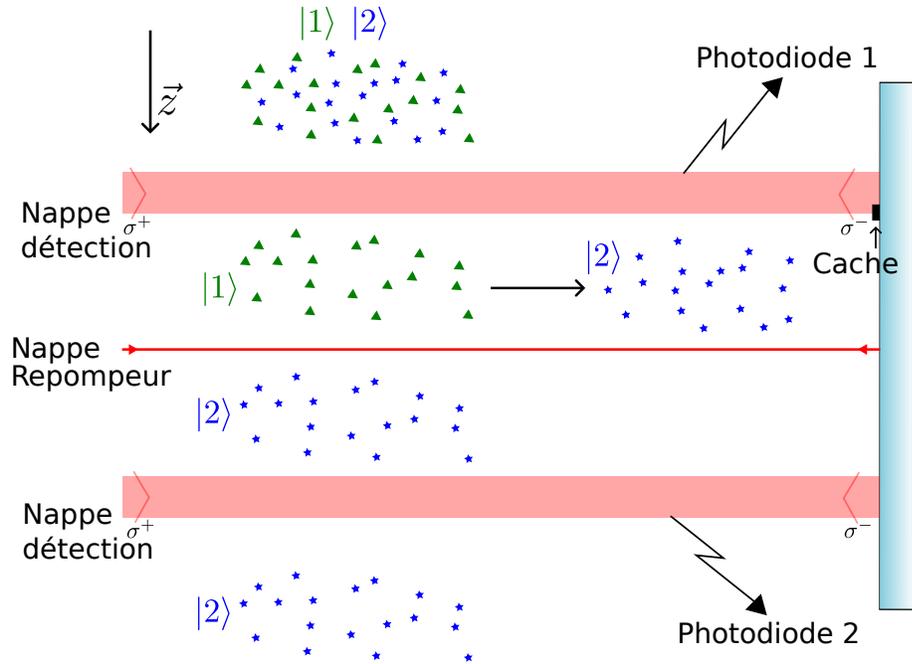


FIGURE 4.9 – Schéma des nappes de détection. Les populations du nuage atomique sont symbolisées par des étoiles bleues pour  $|2\rangle$  et des triangles verts pour  $|1\rangle$ . La rectangULARITÉ des nappes est obtenue en amont à l'aide de lentilles cylindriques et de caches. Les nappes sont polarisées  $\sigma^{+/-}$ .

Ainsi, nous obtenons, en faisant la différence des deux signaux des photodiodes, le signal de temps de vol (visible figure 4.10). Nous traçons et ajustons le signal différentiel pour s'affranchir du bruit commun aux deux photodiodes. La première bosse est obtenue par détection des atomes dans  $|2\rangle$  et la seconde par détection des atomes dans  $|1\rangle$ . Le signal est ajusté par une courbe gaussienne dont l'amplitude est proportionnelle aux nombres d'atomes dans chaque niveau d'énergie.

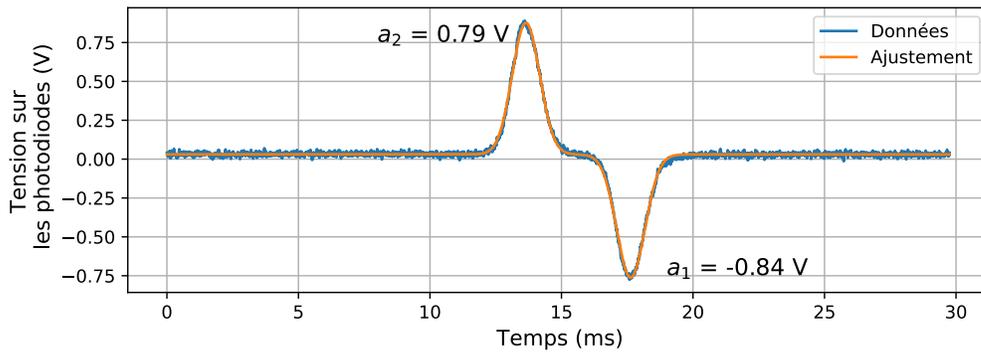


FIGURE 4.10 – Mesure de la population obtenue avec la mélasse. La hauteur caractéristique est de l'ordre du volt. Cette courbe permet d'obtenir  $\frac{N_1}{N_1+N_2} = \frac{a_1}{a_1+a_2} = 0,516$ .

## 4.2 Mesure de $\frac{h}{m}$ par interférométrie atomique avec un condensat

### 4.2.1 Séquence d'interférométrie

Nous présentons figure 4.11 la séquence d'interférométrie au cours du temps à partir de la fin de la préparation du condensat dans la chambre principale (voir section 2.3). Toutes les impulsions ont été symbolisées et nous allons détailler le rôle de chacune.

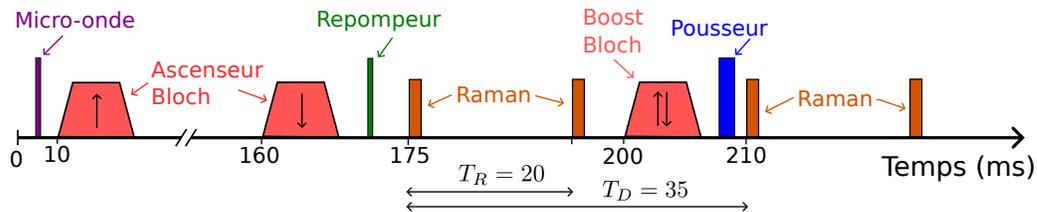


FIGURE 4.11 – Séquence temporelle de l'interféromètre. Toutes les impulsions y sont représentées. L'échelle temporelle n'est pas linéaire pour faciliter la visualisation.

Le nuage atomique est préparé dans l'état  $|1\rangle$ , nous utilisons une impulsion micro-onde pour transférer tous les atomes dans l'état  $|2\rangle$  durant une phase de chute libre de 10 ms. Puis, nous réalisons une première impulsion Bloch ( $N_{\uparrow} \sim 650$  oscillations) pour

faire un ascenseur atomique et donc déplacer les atomes vers le haut de la cellule (voir figure 4.12). Pour avoir une meilleure répétabilité temporelle de l'expérience, la vitesse transmise aux atomes est importante, il faut donc les décélérer par une deuxième impulsion Bloch ( $N_{\downarrow} \sim -1000$  oscillations<sup>2</sup>) avant le hublot du haut. Nous utilisons, en sortie de l'ascenseur, une impulsion du laser repompeur pour compenser les éventuels dépompages et s'assurer que tous les atomes soient dans l'état  $|2\rangle$ . Ensuite, nous commençons la séquence d'interférométrie, c'est-à-dire, nous réalisons deux premières impulsions Raman  $\frac{\pi}{2}$  séparées de  $T_R$  créant une superposition cohérente de deux paquets d'onde séparée spatialement. Elles sont suivies d'une impulsion Bloch pour accélérer la vitesse du nuage ( $N_B = 500$ ). À cette étape, une impulsion du laser de refroidissement à résonance permet d'éliminer les atomes dans l'état  $|2\rangle$  de l'interféromètre. Enfin, nous réalisons les deux dernières impulsions Raman  $\frac{\pi}{2}$  pour fermer l'interféromètre. Le nuage atomique est détecté par les nappes de détection pour mesurer les populations dans les états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ .

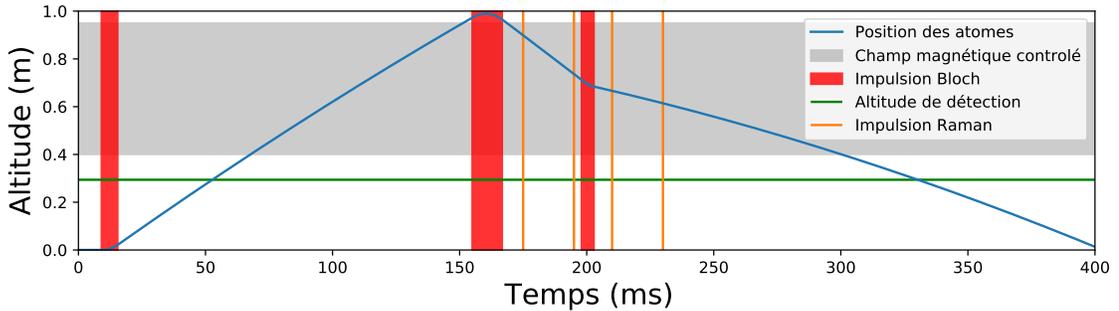


FIGURE 4.12 – Trajectoire selon l'axe  $\vec{z}$  du nuage atomique au cours du temps après avoir éteint le piège dipolaire. Nous avons représenté les principales impulsions de la séquence d'interférométrie (Bloch et Raman). L'altitude de la zone contrôlée en champ magnétique est représentée en gris et la zone de détection en vert.

La sensibilité de l'interféromètre dépend de  $T_R$  car l'interfrange des franges d'interférence est proportionnelle à  $1/T_R$ . Mais nous sommes limités par la géométrie de notre expérience car le tube dans lequel le champ magnétique est bien contrôlé est de taille limitée, ce qui impose une borne supérieure à  $T_R$ . Nous sommes aussi limités par le bruit de vibration qui provoque un brouillage des franges proportionnel à la durée totale de l'interféromètre, donc à  $T_R$  et  $T_D$ . La précision de la détermination de la frange centrale en est entachée. Le brouillage provient de la phase supplémentaire qui s'ajoute à celle du laser Raman réfléchi par le miroir présent sous l'expérience (voir figure 4.2). Ce miroir est

2. Le signe "-" signifie que la vitesse transmise est vers le bas.

placé sur une table anti-vibration de la marque *MinusK* dont la fréquence de coupure est de 400 mHz, pour compenser efficacement le bruit de vibration. Ainsi, nous travaillons avec  $T_R = 20$  ms et  $T_D = 35$  ms.

## 4.2.2 Protocole de mesure : les quatre configurations

L'équation 1.20 liant le rapport  $\frac{h}{m}$  à la phase en sortie de l'interféromètre n'est pas complète. Il faut rajouter une phase due au déplacement lumineux induit par les lasers Raman  $\phi^{\text{DL}}$ . Ainsi, pour déterminer  $\frac{h}{m}$  à partir cette équation, il faut connaitre d'autres inconnues : la gravité et la phase due au déplacement lumineux.

Pour éliminer la gravité, nous réalisons une autre mesure en inversant le sens de l'accélération donnée par oscillations de Bloch en milieu d'interféromètre. Nous notons,  $\varepsilon_B = \pm 1$  ce sens, cela correspond donc à un nombre d'oscillations de  $N_B = \pm 500$ . Pour éliminer la phase due au déplacement lumineux, nous inversons le sens des lasers Raman, c'est-à-dire, le sens du recul transmis par  $\vec{k}_{\text{eff}}$ . Nous notons  $\varepsilon_R = \pm 1$  ce sens.

Nous utilisons ainsi quatre configurations de l'interféromètre dont la phase vaut :

$$\Delta\Phi = T_R \left[ \varepsilon_R 2k_R \left( \varepsilon_B \frac{2N_B \hbar k_B}{m} - gT_D \right) - \delta\omega_R \right] + \phi^{\text{DL}} \quad (4.6)$$

Cependant, lors du changement de sens du vecteur d'onde effectif des lasers Raman, nous plaçons une lame demi-onde qui intervertit le laser rétro-réfléchi, donc l'intensité vue par les atomes change. En effet, les deux lasers ne sont pas rigoureusement identiques donc il y a une différence de puissance. Nous avons besoin de prendre en compte une différence de déplacement lumineux en fonction du signe de  $\varepsilon_R$ . Nous notons  $\phi_{\uparrow}^{\text{DL}}$  et  $\phi_{\downarrow}^{\text{DL}}$  les deux phases associées.

De plus, l'inversion de l'accélération en milieu d'interféromètre crée deux trajectoires spatialement différentes sur lesquelles la gravité peut différer. Il a été développé dans [Morel, 2019] que cela induit un effet systématique sur la détermination du rapport  $\frac{h}{m}$ . Cet effet peut être compensé en amont en ajustant précisément les paramètres de l'ascenseur atomique afin que les mesures soient réalisées dans des régions proches. Avec le contrôle temporel et spatial dont nous disposons cette compensation crée une incertitude relative de  $0.2 \times 10^{-11}$  sur la mesure de  $\frac{h}{m}$ . La figure 4.13 présente un zoom sur la différence spatiale entre ces deux configurations.

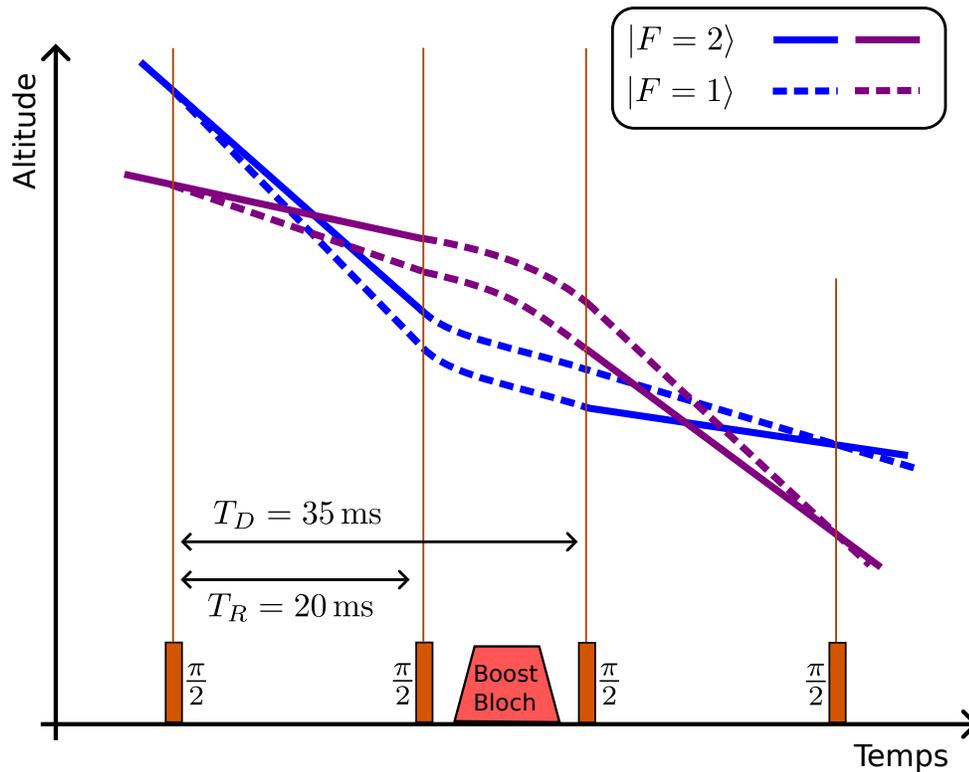


FIGURE 4.13 – Trajectoire spatiale pour les deux configurations  $\varepsilon_B = \pm 1$ . En bleu celle où l'accélération en milieu d'interféromètre est vers le haut et en violet celle où elle est vers le bas. Les trajectoires d'atomes dans  $|2\rangle$  sont représentées en trait plein et celles d'atomes dans  $|1\rangle$  en trait pointillé. L'écart spatial entre  $|2\rangle$  et  $|1\rangle$  a été augmenté pour plus de lisibilité.

Nous pouvons donc déterminer la valeur de  $\frac{\hbar}{m}$ , de  $g$ , de  $\phi_{\uparrow}^{\text{DL}}$  et de  $\phi_{\downarrow}^{\text{DL}}$  en balayant la différence de fréquence  $\delta\omega_R$  pour trouver la fréquence de la frange centrale de quatre interféromètres. Nous appellerons *spectre* chacune de ses configurations.

**Remarque :**

Pour la détermination effective du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  il faut prendre en compte la rampe de fréquence utilisée pour compenser la gravité dans notre interféromètre (noté  $\beta$ ). L'expression générale du déphasage à la sortie de l'interféromètre qui prend en compte le sens de l'accélération, la configuration des faisceaux Raman et la rampe  $\beta$  est [Morel, 2020] :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi = & T_R \left[ \varepsilon_R 2k_R \left( \varepsilon_B \frac{2N_B \hbar k_B}{m} - gT_D \right) - \delta\omega_R \right] + \phi^{DL} \\
& + \frac{T_R}{c} \left[ \beta \left( gT_D \left( \frac{T_D}{2} + T_R \right) - v_0 T_D + \varepsilon_B \frac{2N_B \hbar k_B}{m} \left( t_{acc} + \tau_{adiab} + \frac{\tau_B}{2} - T_R - T_D \right) \right) \right] \\
& + \frac{T_R}{c} \left[ 2k_R \left( \frac{2N_B \hbar k_B}{m} - gT_D \right) \left( 2v_0 - \frac{T_R g}{2} + \varepsilon_B \frac{2N_B \hbar k_B}{m} - gT_D \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Avec  $t_{acc}$  le temps auquel est effectuée l'accélération,  $\tau_{adiab} = 500 \mu\text{s}$  le temps de chargement adiabatique et  $\tau_B$  la durée de l'impulsion Bloch associée.

### 4.2.3 Franges d'interférences avec le BEC

Pour obtenir une mesure de  $\frac{\hbar}{m}$  nous balayons  $\delta\omega_R$  sur la plage  $\left[ \frac{-2\pi}{T_R}; \frac{+2\pi}{T_R} \right]$  pour visualiser deux franges. Cette plage est décalée pour chacun des spectres d'une valeur constante correspondant à l'effet Doppler. Les valeurs sont obtenues à partir de la mesure de  $\frac{\hbar}{m}$  de 2011 [Bouchendira, 2011] et des fréquences des lasers Raman et Bloch. Nous prenons ainsi 204 points, donc 51 par spectres, aléatoirement répartis sur les spectres et sur la plage de scan afin d'éviter un éventuel biais. La figure 4.14 montre des franges typiques. Une fois les données obtenues, nous réalisons quatre ajustements sinusoïdaux pour déterminer la fréquence de la frange centrale avec une précision d'environ 50 mHz en moyenne. À partir de l'équation 4.7 nous obtenons une détermination du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  que nous comparons à une valeur de référence pour obtenir une mesure de  $\frac{\hbar}{m}$  relatif. Cette valeur n'a pas été corrigée des effets systématiques. Au total, une mesure prend 14 minutes avec le condensat (contre 5 avec la mélasse optique).

La principale limitation sur la précision de la détermination du centre des spectres vient des vibrations. En effet, nous avons identifié une augmentation des vibrations due à la climatisation de la salle, notre hypothèse était que le flux d'air faisait vibrer la table anti-vibration en dehors de sa zone d'effet à très basse fréquence. Après la construction de la boîte de protection autour de l'expérience (voir section 2.2.1.2), nous avons réussi à obtenir une précision sur l'ajustement de 50 mHz (contre 80 mHz avant la construction).

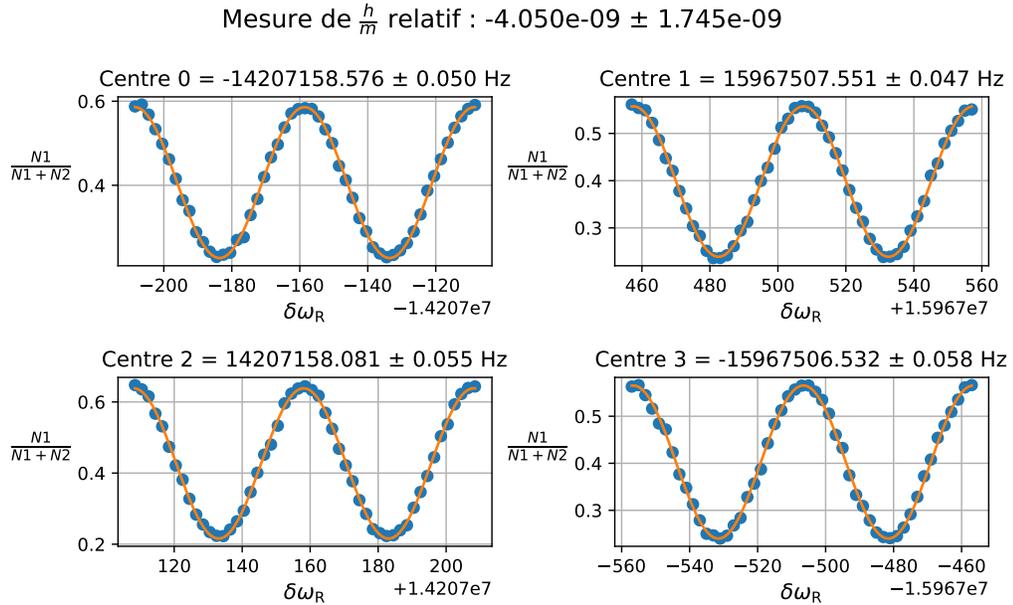


FIGURE 4.14 – Prise de mesure de  $\frac{\hbar}{m}$ . Nous traçons la population dans l'état  $|1\rangle$  obtenu par les nappes de détection en fonction de la différence de fréquence  $\delta\omega_R$ . Les quatre spectres sont représentés : en colonne les spectres ont même  $\varepsilon_B$  et en ligne même  $\varepsilon_R$ . Il s'agit d'une mesure typique pour rendre compte des incertitudes moyenne sur la détermination (d'environ 50 mHz).

#### 4.2.4 Comparaison alternée de la mesure de $\frac{\hbar}{m}$ entre le condensat et la mélasse optique

Un avantage de notre expérience est sa grande fiabilité, stabilité et autonomie, nous pouvons prendre automatiquement des mesures pendant plus de trois jours sans action humaine nécessaire. Cela nous permet d'obtenir une bonne statistique sur la mesure de  $\frac{\hbar}{m}$ . Nous avons automatisé la possibilité d'alterner la création d'une mélasse optique avec celle d'un condensat. Ainsi, nous pouvons alterner des mesures du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  avec les deux types de nuages.

Nous noterons que la séquence d'interférométrie de la mélasse est légèrement différente : nous ajoutons une sélection en vitesse réalisée entre les impulsions de l'ascenseur atomique pour réduire la classe de vitesse du nuage. Nous détaillerons ce point dans la section 4.2.5.

Nous pouvons observer figure 4.15 une mesure comparative de  $\frac{h}{m}$  sur trois jours alternant mélasse et condensat. Pour comparer ces séries de mesures, nous utiliserons, en notant  $x_i \pm \sigma_i$  nos mesures :

$$\begin{aligned} \text{La moyenne pondérée} &: x_{\text{moy}} = \langle x_i \rangle_i^{\text{pond}} \\ \text{L'écart type} &: \sigma = \sqrt{\langle x_i - x_{\text{moy}} \rangle_i^2} \\ \text{L'écart type statistique} &: \sigma^{\text{stat}} = \langle \sigma_i \rangle_i \\ \text{Le khi-deux} &: \chi^2 = \left\langle \left( \frac{x_i - x_{\text{moy}}}{\sigma_i} \right)^2 \right\rangle_i \end{aligned} \quad (4.8)$$

Le  $\chi^2$  est une grandeur statistique qui permet d'évaluer la dispersion autour de la valeur moyenne. Ainsi, s'il est inférieur à 1 alors nous avons surestimé l'incertitude de mesure et s'il est supérieur à 1 alors nous avons sous-estimé cette incertitude. Il permet donc de rendre compte s'il faut augmenter l'incertitude pour tenir compte de la dispersion des mesures.

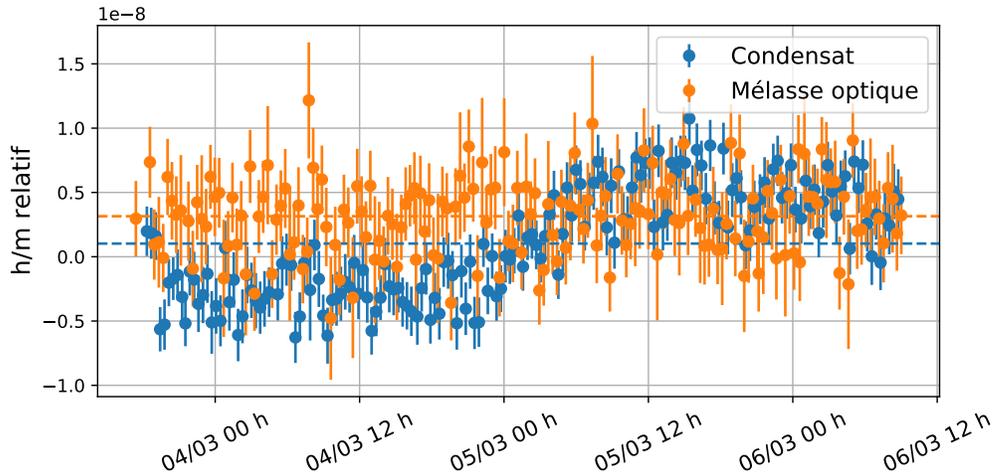


FIGURE 4.15 – Mesure alternée du rapport  $\frac{h}{m}$  relatif à une référence avec le condensat et la mélasse optique. La moyenne pondérée des séries de mesures est représentée en pointillé. Nous avons  $x_{\text{moy}}^{\text{condensat}} = 1.02 \times 10^{-9}$  et  $x_{\text{moy}}^{\text{mélasse}} = 3.15 \times 10^{-9}$ .

Lors de cette prise de données, nous avons 50 mHz d'incertitude sur la détermination de la fréquence de la frange centrale par spectre en moyenne pour le condensat contre 60 mHz en moyenne pour la mélasse optique. Cela vient du fait que l'expérience a été optimisée pour le condensat. Ainsi, nous obtenons pour cette série de mesures :

- **Pour la mélasse** : une mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  relatif à une valeur arbitraire de  $3.15 \pm 0.23 \times 10^{-9}$  avec un écart type de  $2.98 \times 10^{-9}$  et un  $\chi^2$  de 0.9. Ces valeurs reproduisent les valeurs typiques des mesures réalisées en 2019 [Morel, 2019].
- **Pour le condensat** : une mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  relatif à une valeur arbitraire de  $1.02 \pm 0.15 \times 10^{-9}$  avec un écart type de  $4.16 \times 10^{-9}$  et un  $\chi^2$  de 4.4. Nous pouvons remarquer que l'écart type statistique est plus faible que pour la mélasse ( $0.15 \times 10^{-9}$  contre  $0.23 \times 10^{-9}$ ), cela est en accord avec la différence d'incertitude moyenne sur chaque spectre. Cependant, l'écart-type, et surtout le  $\chi^2$ , nous indiquent que la valeur mesurée fluctue sur la durée de la série de mesures (ce qui est bien visible sur la figure 4.15).

Par ailleurs, nous pouvons utiliser la variance d'Allan pour caractériser la stabilité de nos mesures et les dérives éventuelles. Cela consiste à regarder l'écart-type de la différence moyenne de deux déterminations de  $\frac{h}{m}$  consécutives moyennées sur une durée  $\tau$  :

$$\sigma^{\text{Allan}}(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2} \left\langle (x_{\text{moy},\tau}^{n+1} - x_{\text{moy},\tau}^n)^2 \right\rangle_n} \quad (4.9)$$

Où l'exposant  $n$  signifie le  $n$ -ième paquet de durée  $\tau$  de l'ensemble des données. Nous avons représenté sur la figure 4.16 cette variance en fonction du temps  $\tau$  pour les deux types de nuage.

Au temps d'intégration très court, nous mesurons une variance d'Allan point à point de  $3 \times 10^{-9}$  pour la mélasse et  $2 \times 10^{-9}$  pour le condensat. Cette différence est liée à l'incertitude moyenne des ajustements. Pour des longs temps d'intégration, la variance d'Allan dérive pour le condensat à cause des fluctuations lentes visibles sur la série de mesures. Nous avons aussi représenté en vert l'allure de la variance d'Allan typique des séries de données prise lors de la mesure de 2019 réalisées avec une mélasse dont la pente est de  $6 \times 10^{-10} / \sqrt{h_{\text{léo}}}$  [Morel, 2019]. Le temps d'intégration a été augmenté artificiellement pour correspondre au temps minimal entre deux mesures avec la mélasse qui est de 20 minutes lors d'une mesure alternée, soit quatre fois plus long qu'en 2019. Nous avons donc reproduit une stabilité similaire malgré les déménagements.

Nous avons reproduit cette mesure différentielle à de nombreuses reprises durant les mois de janvier et février 2023, et nous observons systématiquement une fluctuation plus ou moins forte de la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  avec le condensat tout en conservant la stabilité de la mesure avec la mélasse optique. Ces fluctuations semblent aléatoires dans le temps, avec une amplitude typique de  $1 \times 10^{-8}$  en unité de  $\frac{h}{m}$  relatif.

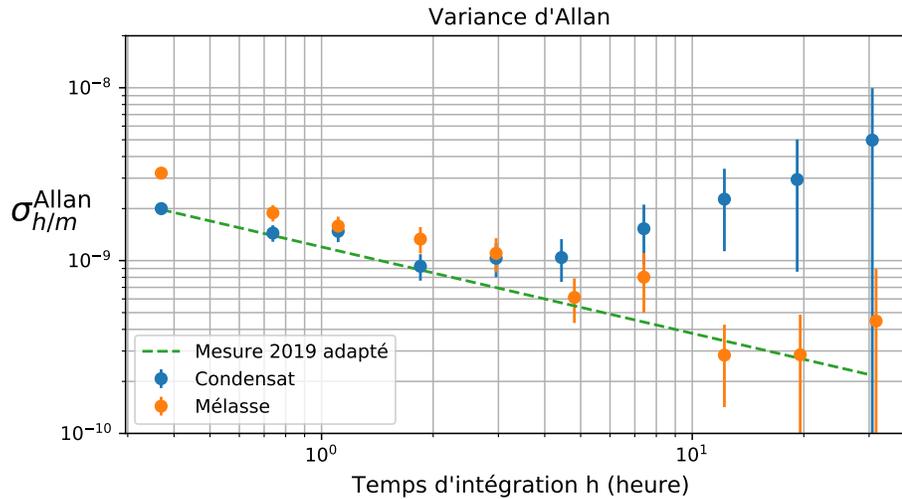


FIGURE 4.16 – Variance d’Allan de la série de données. Nous avons représenté en pointillé vert l’allure de la variance d’Allan typique des séries de données prise lors de la mesure de 2019 adaptée à la durée entre deux mesures similaires.

Pour expliquer ce comportement, nous avons émis plusieurs hypothèses sur la cause plausible. Nous allons maintenant présenter les expériences réalisées pour tester ces hypothèses.

#### 4.2.5 Sélectivité en vitesse

Nous avons, tout d’abord, pensé à une différence de vitesse initiale entre le condensat et la mélasse. En effet, la fréquence des lasers Raman est adaptée pour suivre la chute des atomes, c’est-à-dire que la vitesse théorique des atomes influe sur les rampes de fréquence utilisées. Donc, si une vitesse initiale est présente, nous ferons une erreur sur ces rampes et donc sur la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$ . Or, la vitesse initiale de la mélasse est fixée différemment de celle du condensat. La classe de vitesse initiale de la mélasse est fixée par une sélection en vitesse, alors que celle du condensat est déterminée uniquement par le piège dipolaire.

La sélection en vitesse, réalisée à l’aide d’impulsions Raman, agit comme un filtre et sélectionne une classe de vitesse liée directement aux rampes de fréquence des lasers Raman (voir l’équation 1.11). Ainsi, nous sommes sûrs que la vitesse du nuage sera conforme à la vitesse théorique définissant les rampes.

Un schéma de la séquence d'interférométrie pour la mélasse incluant la sélection est visible en figure 4.17. Nous réalisons une première impulsion de faisceau repompeur pour s'assurer que tous les atomes soient dans l'état  $|2\rangle$ , puis nous faisons une première impulsion  $\pi$  Raman, ce qui transfère les atomes ayant une vitesse quasi nulle dans  $|1\rangle$ , puis tous les autres atomes restés dans  $|2\rangle$  sont éliminés à l'aide d'une impulsion du laser de refroidissement à résonance. Enfin, une seconde impulsion Raman vient faire changer d'état les atomes pour les placer dans  $|2\rangle$  pour les besoins de la séquence d'interférométrie.

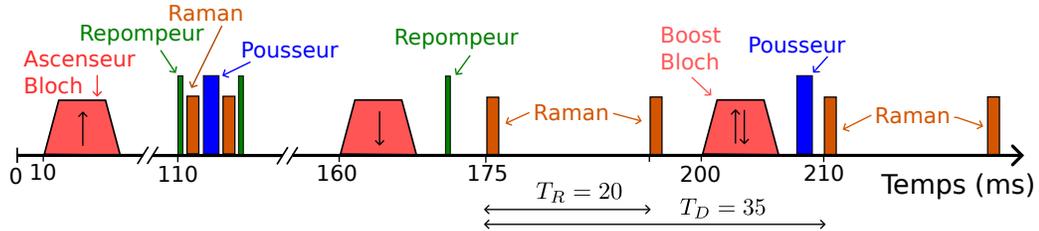


FIGURE 4.17 – Séquence temporelle de l'interféromètre pour la mélasse. Cette séquence est similaire à celle montrée en figure 4.11, mais l'impulsion microonde a été enlevée car la mélasse est préparée dans l'état  $|2\rangle$  et nous avons rajouté entre les impulsions de l'ascenseur atomique la sélection en vitesse.

Cette sélection en vitesse n'est pas réalisée quand nous utilisons le condensat car les transitions Raman contra-propageante utilisées ont une efficacité maximale de 83 % donc, avec deux transitions, nous perdons 30 % des atomes présents dans le nuage. Or, le nombre d'atomes total présent est un facteur limitant pour la détection par nappes, donc avec moins d'atomes, nous augmentons l'incertitude de mesure de la frange centrale de chaque spectre. Pour le condensat, la vitesse initiale est déterminée par le piège dipolaire et l'instant de son extinction effective, il peut donc y avoir des fluctuations coup sur coup de cette vitesse menant à des fluctuations de la mesure de  $\frac{h}{m}$ .

Pour tester cet effet potentiel, nous avons mesuré alternativement le rapport  $\frac{h}{m}$  avec le condensat en effectuant ou non la sélection en vitesse. Les résultats de cette expérience sont visibles sur la figure 4.18. Ces données montrent les mêmes fluctuations que celles vues précédemment pour les deux configurations. Afin d'analyser ces données, nous pouvons faire la différence entre une mesure avec sélection et une sans pour s'affranchir des lentes fluctuations temporelles. Nous avons tracé cette différence sur la figure 4.19.

La valeur moyenne de cette différence est de  $1,5 \pm 2,9 \times 10^{-10}$  en unité de  $\frac{h}{m}$  relatif. Donc, nous pouvons conclure qu'il n'y a ici aucun effet de la vitesse initiale sur la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$ . Cette différence n'explique pas les lentes fluctuations temporelles sur la mesure avec le condensat.

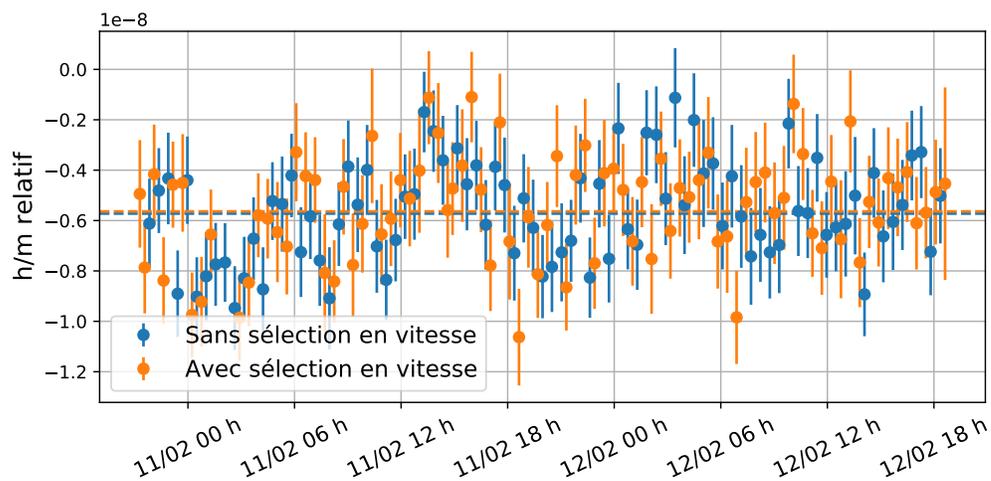


FIGURE 4.18 – Mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  avec le condensat en effectuant ou non la sélection en vitesse. Les données ont été enregistrées durant un week-end. Nous pouvons ici aussi voir les fluctuations temporelles longues de cette mesure sur les deux types de mesure.

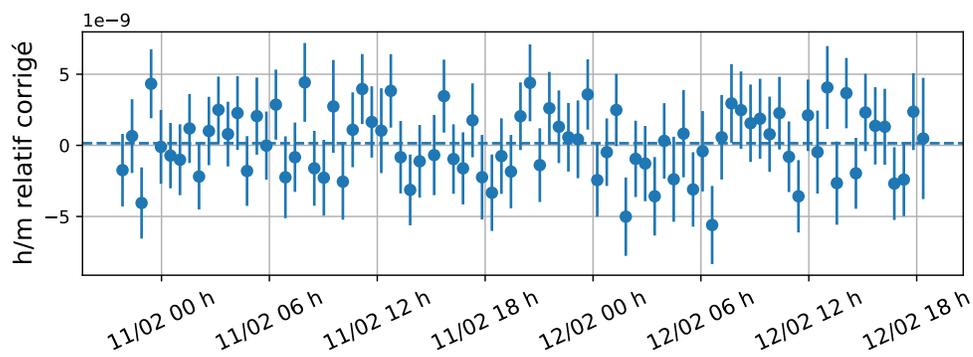


FIGURE 4.19 – Différence entre les deux séries de mesures de la courbe précédente.

## 4.2.6 Compensation de l'effet Coriolis

### 4.2.6.1 Mesure du taux de compensation

Le référentiel terrestre dans lequel nous réalisons l'interféromètre n'est pas strictement galiléen à cause de la rotation de la Terre. Lors de la campagne de mesure de 2019, cet effet induisait un déphasage supplémentaire lié à l'accélération de Coriolis [Morel, 2019]. Les atomes sont uniquement sensibles à l'accélération selon l'axe de propagation des faisceaux Raman ( $\vec{z}$ ), donc, en notant  $\vec{\Omega}_\odot$  le vecteur caractérisant la rotation de la terre, nous obtenons :

$$\begin{aligned} a_{\text{Coriolis}} &= \left( 2\vec{\Omega}_\odot \wedge \vec{v} \right) \cdot \vec{z} = 2\Omega_\odot v_\perp \\ \delta\phi_{\text{Coriolis}} &= 2k_R T_R T_D \Omega_\odot v_\perp \end{aligned} \quad (4.10)$$

Cette inhomogénéité de couplage provoque une chute du contraste des franges d'interférométrie. Cependant, il a été montré qu'il est possible de compenser cet effet en suivant la rotation de la Terre, c'est-à-dire en faisant pivoter le miroir de rétro-réflexion durant la séquence d'interférométrie [Lan, 2012]. Le taux de balayage  $\beta$  (en  $\mu\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$ ) dépend de la latitude et de l'orientation dudit miroir.

Pour déterminer  $\beta$ , nous avons réalisé un interféromètre de Ramsey-Bordé dont les impulsions lumineuses sont séparés de  $T_R = 300$  ms et  $T_D = 305$  ms, afin d'augmenter la sensibilité des franges d'interférométrie à  $\delta\phi_{\text{Coriolis}}$ . Durant la séquence d'interférométrie, nous faisons pivoter le miroir de rétro-réflexion grâce à des piézo-électriques suivant les deux axes de rotation du miroir. Nous noterons que les franges sont complètement noyées dans le bruit de phase dus aux vibrations car le temps  $T_R$  est grand, mais comme nous nous intéressons au contraste des franges ce n'est pas un problème. Ainsi, nous avons réalisé cette expérience pour différents taux de balayages choisis aléatoirement sur une grille. Nous avons tracé des "franges" sur la figure 4.20 pour deux taux de balayage pour illustrer la chute de contraste. Nous en extrayons le contraste en faisant la différence entre le minimum et le maximum. Les résultats obtenus pour la mélasse et le condensat sont visibles figure 4.21.

Ensuite, nous ajustons par une courbe gaussienne à deux dimensions les courbes pour obtenir le taux de balayage optimal en x et en y. Nous trouvons :

$$\begin{aligned} \beta_x &= 42,7 \pm 6,3 \mu\text{rad}\cdot\text{s}^{-1} \\ \beta_y &= 65,7 \pm 8,2 \mu\text{rad}\cdot\text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.11)$$

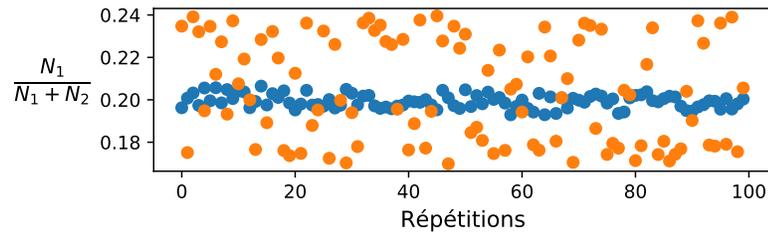


FIGURE 4.20 – "Franges" d'interférence brouillées pour deux taux de balayage différents. Le brouillage du aux vibrations noie le signal utile mais ne change pas le contraste.

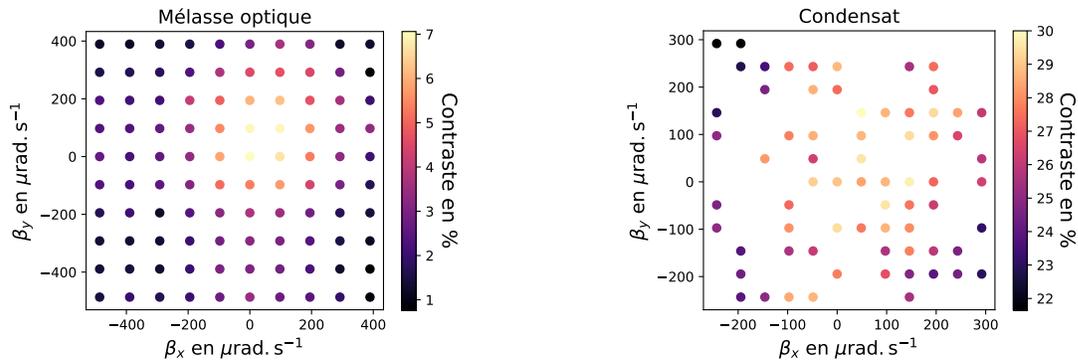


FIGURE 4.21 – Évolution du contraste des *franges* en fonction du taux de balayage selon les axes x et y du miroir pour la mélasse optique à gauche et le condensat à droite. L'extension en vitesse de la mélasse est plus importante que celle du condensat donc la perte de contraste y est plus importante. Les points ont été pris dans un ordre aléatoire sur une grille prédéfinie dans l'intervalle possible de l'appareil contrôlant les piézo-électriques.

Ces taux sont du même ordre de grandeur que ceux mesurés en 2019 (mais de signe opposé car l'expérience n'est plus orientée de la même façon depuis le déménagement).

### 4.2.6.2 Effet de la compensation sur la mesure du rapport $\frac{h}{m}$

Afin de vérifier si la création du condensat lui induisait une vitesse transverse, nous avons réalisé une mesure alternée du rapport  $\frac{h}{m}$  en activant ou désactivant la compensation de la rotation de la Terre. Nous avons pris ces mesures de la figure 4.22 avec le condensat durant un week-end. Nous remarquons que les deux courbes présentent les mêmes lentes fluctuations temporelles, nous avons donc fait la différence entre une mesure avec la compensation active et une sans pour étudier les données (voir figure 4.23).

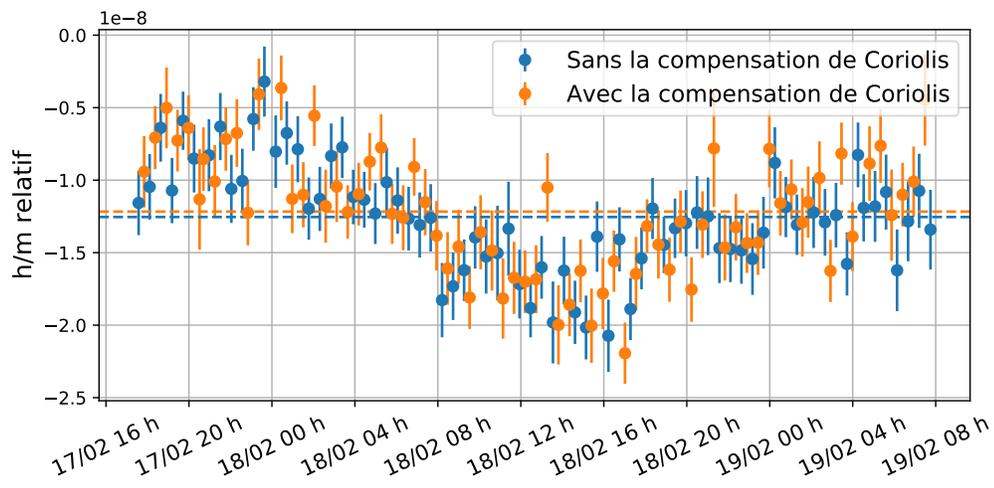


FIGURE 4.22 – Mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  avec le condensat en effectuant ou non la compensation de l'effet Coriolis. Les données ont été enregistrées durant un week-end. Nous pouvons ici aussi voir les fluctuations temporelles longues de cette mesure sur les deux types de mesure.

Nous obtenons une différence moyenne de  $-4.0 \pm 3.9 \times 10^{-10}$  en unité du rapport  $\frac{h}{m}$  relatif. Donc la compensation est nécessaire sur la mesure de  $\frac{h}{m}$  mais l'incertitude de cette correction est faible devant l'effet que nous cherchons à expliquer. Nous pouvons en conclure qu'il n'y a pas de vitesse transverse aléatoire rajoutée lors de la création du condensat et que l'effet de la rotation de la Terre n'explique pas les fluctuations lentes observées.

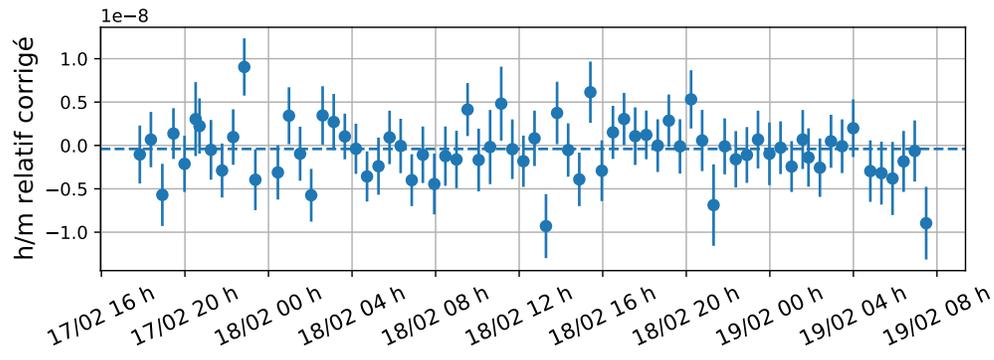


FIGURE 4.23 – Différence entre les deux séries de mesures de la courbe précédente.

### 4.2.7 Conclusion

Nous avons mis en évidence une différence entre la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  avec la mélasse optique et avec le condensat : il y a des fluctuations lentes aléatoires sur la mesure avec le condensat. Elles ne s'expliquent pas par la vitesse initiale ni par l'effet de rotation de la Terre.

Cependant, lors de l'étude de ses effets, nous avons remarqué que les fluctuations lentes étaient plus accentuées lors des variations forte de température (voir figure 2.3). Les fluctuations des mesures semblent corrélées aux fluctuations de température. Nous avons donc pensé qu'il pouvait s'agir d'un problème d'alignement lié au condensat car les montures des optiques sont sensibles à la température. Une étude avancée de cet effet est présentée dans le chapitre suivant.



## Chapitre 5

# Effet des distorsions du front d'onde

Le modèle de l'onde plane laser, souvent utilisé pour traiter l'interaction lumière matière dans les cours de mécanique quantique, n'est qu'une approximation théorique. Dans la réalité, les faisceaux ont le plus souvent un profil spatial gaussien, entachés de bruit d'intensité et de phase.

Pour notre expérience, comme nous l'avons développé au chapitre 4, nous mesurons une fréquence  $\nu$  mais nous cherchons à connaître la composante du vecteur d'onde effectif selon la direction  $\vec{z}$ . Grâce à  $\nu$  nous pouvons remonter à  $k_{\text{plan}} = \frac{2\pi\nu}{c}$ . Le vecteur d'onde effectif  $k_{\text{eff}}$ , réellement perçu par les atomes, est obtenu en dérivant la phase du laser par rapport à l'axe de propagation. Nous montrerons plus loin que  $k_{\text{eff}} = k_{\text{plan}} + \delta k_{\text{eff}}$ , où  $\delta k_{\text{eff}}$  est une correction qui prend en compte le profil spatial de nos faisceaux et le bruit local. Ce biais systématique a déjà été pris en compte par notre groupe dans les mesures passées de  $\frac{h}{m}$ , mais l'utilisation d'un condensat en demande une nouvelle étude.

La problématique liée à la connaissance du vecteur d'onde effectif est présente dans tous les interféromètres atomiques, car il affecte à la fois leur exactitude et leur sensibilité. La communauté de l'interférométrie atomique déploie des efforts importants pour d'une part réaliser des faisceaux dont le profil est d'excellente qualité optique et d'autre part pour développer des méthodes servant à caractériser très précisément ces faisceaux. Les solutions actuelles sont de faire se propager les faisceaux sur de longues distances dans le vide pour lisser le front d'onde, ou d'utiliser des faisceaux appelés *top hat* pour tendre vers un profil plan [Mielec, 2018]. Cependant, devant les exigences croissantes, le caractère bruité du front d'onde reste un problème majeur. En parallèle, la communauté peut tirer profit des avancées réalisées dans d'autres domaines de la physique sur des

projets d'envergure. Par exemple, une solution apportée par la collaboration Virgo est l'utilisation d'optique de très grande qualité pour limiter la création de bruit sur le profil. Les grands télescopes d'observation du ciel sont aussi confrontés au même problème car les fluctuations atmosphériques perturbent le front d'onde. Pour pouvoir reconstruire les images souhaitées, la communauté astronomique utilise des optiques adaptatives pour corriger en temps réel les fronts d'ondes en sondant les perturbations atmosphériques par d'autres lasers [Bifano, 2010]. Pour améliorer la précision de la correction, de nouvelles optiques adaptatives sont développées, par exemple, des miroirs déformables localement [Wagner, 2023].

Dans ce chapitre, nous allons calculer la correction  $\delta k_{\text{eff}}$  dans un cas général sous l'approximation paraxiale, puis nous montrerons la corrélation avec l'efficacité des oscillations de Bloch et enfin nous caractériserons cet effet en utilisant le condensat.

## 5.1 Calcul du vecteur d'onde effectif dans un front d'onde bruité

### 5.1.1 Calcul

Nous considérons un laser de pulsation  $\omega$  indépendant du temps et de l'espace. Pour une propagation dans le vide d'un front d'onde plan, nous avons d'après les équations de Maxwell :

$$k_{\text{plan}} = \frac{\omega}{c} \quad (5.1)$$

Au vu des dépendances temporelles du laser, nous pouvons poser l'ansatz  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$  et l'utiliser dans l'équation de d'Alembert  $(\vec{\Delta} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2})\vec{E}(\vec{r}) = \vec{0}$ . Nous obtenons ainsi l'équation de Helmholtz :

$$(\vec{\Delta} + k_{\text{plan}}^2)\vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (5.2)$$

Pour rester dans un cadre général, nous considérons un faisceau quelconque se propageant selon l'axe vertical (dont le vecteur unitaire est  $\vec{z}$ ). Le champ électrique associé, avec  $\vec{A}(\vec{r})$  l'amplitude du champ, s'écrit :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r})e^{i\phi(\vec{r})} \quad (5.3)$$

Il a été montré que  $k_{\text{eff}}^{\vec{r}} = \vec{\nabla}\phi$  [Antognozzi, 2016] avec  $\phi$  la phase spatiale du laser. Dans notre cas, les faisceaux se propagent selon  $\vec{z}$  donc seule la projection du vecteur d'onde selon cette direction nous est utile. Nous cherchons donc à obtenir la composante  $k_z = \frac{\partial\phi}{\partial z}$  pour notre faisceau. Par ailleurs, nous noterons avec le symbole  $\perp$  les opérateurs ne s'appliquant que sur les dimensions transverses à la propagation (axe  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ )

De plus, nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation paraxiale, car l'angle  $\theta$  entre l'axe de propagation du faisceau et l'axe  $\vec{z}$  est tel que  $\theta \approx 0$ . Cette approximation est une extension de l'approximation de Gauss de l'optique géométrique aux faisceaux gaussiens. Cela implique que le rayon de courbure et le waist du faisceau sont grands devant la longueur d'onde.

Nous écrivons la phase  $\phi$  telle que  $\phi(\vec{r}) = k_{\text{plan}}z + \Phi(\vec{r})$ . Ainsi, nous pouvons considérer l'ansatz  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r})e^{ik_{\text{plan}}z + i\Phi(\vec{r})}$  et l'appliquer dans l'équation 5.2.

Nous obtenons :

$$\vec{\Delta}\vec{A}(\vec{r}) + 2i\vec{\nabla}\vec{A}(\vec{r}) \cdot (k_{\text{plan}}\vec{z} + \vec{\nabla}\Phi(\vec{r})) + i\vec{A}(\vec{r})\Delta\Phi(\vec{r}) - \|k_{\text{plan}}\vec{z} + \vec{\nabla}\Phi(\vec{r})\|^2 \vec{A}(\vec{r}) + k_{\text{plan}}^2\vec{A}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (5.4)$$

Soit, en ne gardant que la partie réelle :

$$\vec{\Delta}\vec{A}(\vec{r}) - \|k_{\text{plan}}\vec{z} + \vec{\nabla}\Phi(\vec{r})\|^2 \vec{A}(\vec{r}) + k_{\text{plan}}^2\vec{A}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (5.5)$$

Dans le cadre de l'approximation paraxiale, nous avons  $\frac{\partial\Phi}{\partial z} \ll k_{\text{plan}}$ . De plus, cette approximation implique une lente variation du front d'onde selon l'axe de propagation comparé aux axes perpendiculaire, d'où  $\frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r})}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r})}{\partial x^2}, \frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r})}{\partial y^2}$ . Ce qui signifie que  $\vec{\Delta}\vec{A}(\vec{r}) \approx \vec{\Delta}_{\perp}\vec{A}(\vec{r})$ . En appliquant ces approximations, nous montrons que :

$$\vec{\Delta}_{\perp}\vec{A}(\vec{r}) - \left(2k_{\text{plan}}\frac{\partial\Phi}{\partial z} + \|\vec{\nabla}_{\perp}\Phi(\vec{r})\|^2\right) \vec{A}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (5.6)$$

Enfin, nous pouvons isoler  $\frac{\partial\Phi}{\partial z}$  et utiliser l'intensité locale  $I(\vec{r}) = \|\vec{A}(\vec{r})\|^2$  pour obtenir :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{1}{2k_{\text{plan}}} \left( \frac{2\Delta_{\perp}I(\vec{r})}{I(\vec{r})} - \|\vec{\nabla}_{\perp}\Phi(\vec{r})\|^2 \right) \quad (5.7)$$

Donc, *in fine*, nous avons montré que dans le cadre de l'approximation paraxiale, pour un faisceau quelconque se propageant selon  $\vec{z}$ , la correction au vecteur d'onde  $\delta k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} - k_{\text{plan}}$  s'écrit :

$$\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{\nabla}\phi = k_{\text{plan}}\vec{z} + \frac{\partial\Phi}{\partial z}\vec{z} \quad (5.8)$$

$$\delta k_{\text{eff}} = -\frac{1}{2k_{\text{plan}}} \|\vec{\nabla}_{\perp}\phi(\vec{r})\|^2 + \frac{1}{k_{\text{plan}}} \frac{\Delta_{\perp}I(\vec{r})}{I(\vec{r})} \quad (5.9)$$

Dans le cadre de notre expérience, nous avons les relations de proportionnalité suivante, en notant  $l_c$  une longueur caractéristique :

$$\begin{aligned} \|\vec{\nabla}_{\perp}\phi\|^2 &\sim \frac{\delta\phi^2}{l_c^2} \\ \Delta_{\perp}I &\sim \frac{\delta I}{l_c^2} \end{aligned} \quad (5.10)$$

La contribution des fluctuations spatiales d'amplitude domine celles de phase durant la propagation ( $\delta I$  est du premier ordre et  $\delta\phi^2$  du second) [Bade, 2018]. Ainsi, la correction liée à la phase de l'équation 5.9 est négligeable devant celle liée aux fluctuations spatiales d'intensité du faisceau.

### 5.1.2 Discussion

Sur la courbe du haut de la figure 5.1, nous considérons un faisceau gaussien bruité avec une valeur quadratique relative des fluctuations  $\sigma_I = 5\%$  et une longueur de cohérence  $l_c = 100 \mu\text{m}$ .

Ces paramètres correspondent à ce qui a été mesuré expérimentalement et évalué par des simulations réalisées pour la mesure de 2020 [Morel, 2020]. La figure du bas donne une évaluation de la correction relative. Nous pouvons observer que la correction change de signe localement et que la correction moyenne est nulle.

Cependant, comme nous allons le détailler en section 5.2.1, l'efficacité de transfert de vitesse de recul par les oscillations de Bloch dépend aussi de l'intensité laser. Cela

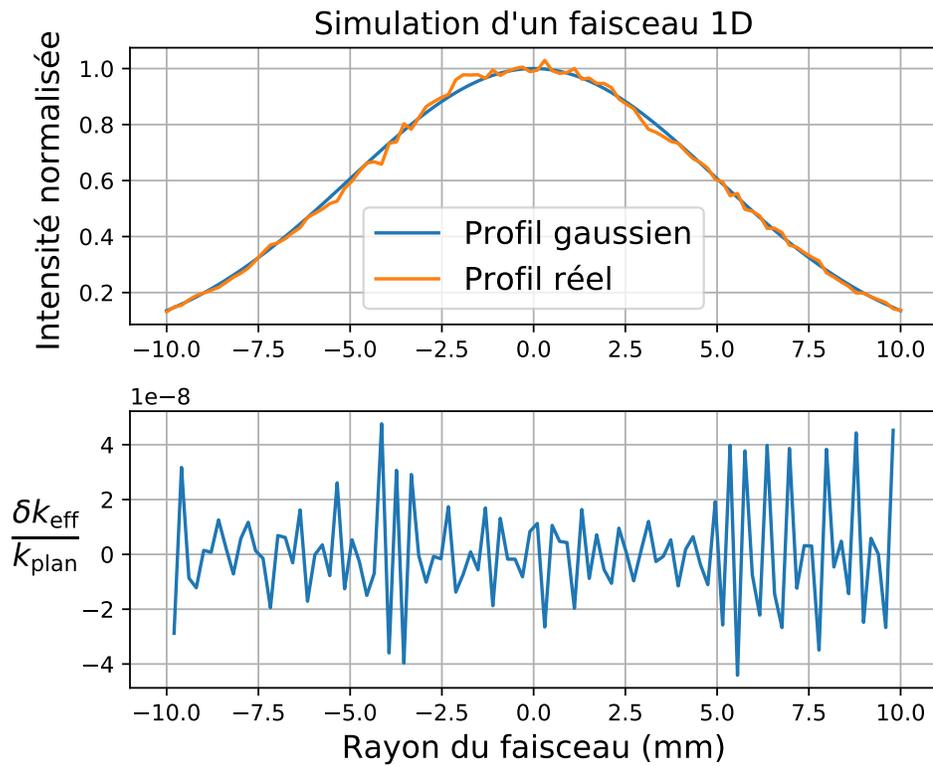


FIGURE 5.1 – Haut : Profil gaussien de waist 5 mm d'un faisceau laser. Les caractéristiques du bruit rajouté sont  $l_c = 100\mu\text{m}$  et un  $\sigma_I = 5\%$ . Bas : Correction au vecteur d'onde pour le faisceau réel obtenu par l'équation 5.9.

induit donc un effet systématique sur la mesure de  $\frac{h}{m}$  qui dépend de l'efficacité de ces oscillations. Nous allons maintenant expliquer comment la corrélation de cette correction avec la probabilité de transfert affecte nos mesures.

## 5.2 Effet des distorsions du front d'onde dans les oscillations de Bloch

### 5.2.1 Efficacité des oscillations de Bloch

L'efficacité des oscillations de Bloch dépend de l'intensité du faisceau, donc les atomes présents dans les zones de forte intensité ont une plus grande probabilité de recevoir une vitesse de recul. Nous noterons  $P(I(\vec{r}))$  la probabilité locale de transfert par l'impulsion Bloch et  $\eta$  l'efficacité de transfert.

Nous pouvons interpréter cela comme un filtre d'intensité qui serait ajouté sur la distribution spatiale des atomes, donc qui modifierait le vecteur d'onde moyen. Le vecteur d'onde moyen perçu par les atomes s'écrit :

$$\begin{aligned}\langle k_{\text{eff}} \rangle &= k_{\text{plan}} + \langle \delta k_{\text{eff}} \rangle \\ \langle \delta k_{\text{eff}} \rangle &= \frac{\langle \delta k_{\text{eff}}(\vec{r}) P(I(\vec{r})) \rangle}{\langle P(I(\vec{r})) \rangle}\end{aligned}\quad (5.11)$$

La figure 5.2 montre que l'efficacité des oscillations de Bloch sature quand l'intensité du faisceau augmente. Nous pouvons commenter deux points particuliers :

- $\eta \approx 1$  : dans ce cas  $P(I(\vec{r}))$  est presque constant donc la correction moyenne  $\langle \delta k_{\text{eff}} \rangle$  est presque nulle et l'effet est négligeable.
- $\eta < 1$  : les atomes dans les zones de forte intensité sont favorisés (car  $P(I(\vec{r}))$  y est plus important), les autres sont perdus au cours de l'accélération Bloch. Dans les zones d'intensité maximales  $\Delta I < 0$  donc  $\delta k_{\text{eff}} < 0$ , ce qui amène à un effet plus important.

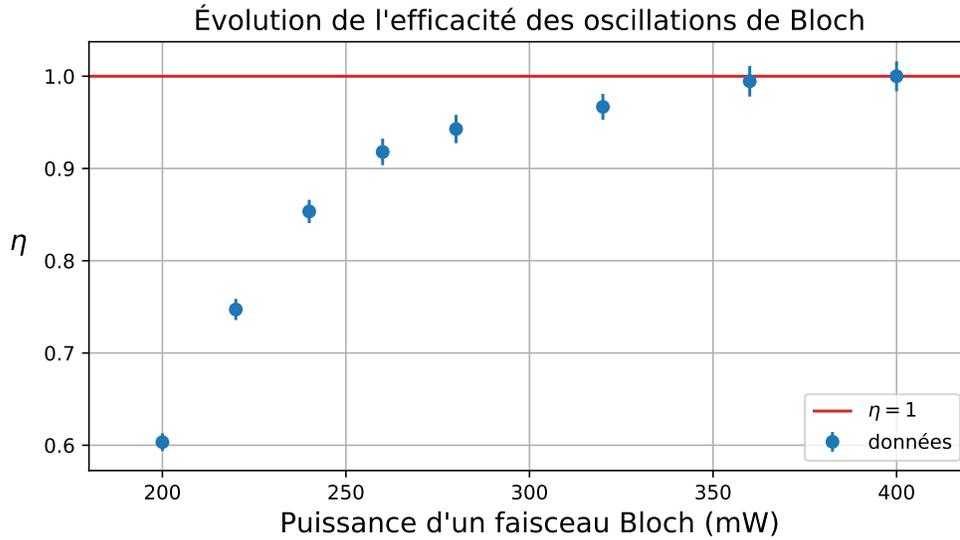


FIGURE 5.2 – Évolution de l'efficacité des oscillations de Bloch en fonction de la puissance d'un des faisceaux laser. Les lasers sont désaccordés de  $\Delta_B = 35$  GHz. L'efficacité a été obtenue à partir du nombre d'atomes détectés après l'ascenseur atomique. Chaque point est une moyenne sur 50 mesures.

### 5.2.2 Mesure de 2020 avec une mélasse optique

Lors de la campagne de mesure de 2020, plusieurs éléments ont été implémentés afin de réduire  $\langle \delta k_{\text{eff}} \rangle$  :

- Rallongement du chemin optique entre les collimateurs des faisceaux Bloch et le nuage atomique. Les lasers se propagent sur une distance de 2 m pour lisser les profils d'intensité.
- Utilisation de filtres d'apodisation pour couper les ailes du faisceau et réduire les réflexions parasites.
- Puissance des lasers Bloch optimisée pour obtenir une efficacité de Bloch  $\eta \approx 1$ .
- Simulation Monte-Carlo pour évaluer précisément la correction  $\langle \delta k_{\text{eff}} \rangle$  en fonction de  $\eta$ .

Afin de quantifier les fluctuations locales, l'équipe a réalisé une mesure de l'intensité du faisceau grâce à une caméra CCD en utilisant une diode laser sous son seuil pour éviter les interférences. Pour cela, un banc optique avait été ajouté pour respecter la distance entre le collimateur et les atomes - normalement situés dans le tube à vide, tout

en conservant le même chemin optique (en excluant le hublot de la cellule à vide). Cette image, visible figure 5.3, est toujours pertinente aujourd'hui car le collimateur comme les optiques n'ont pas été changés.

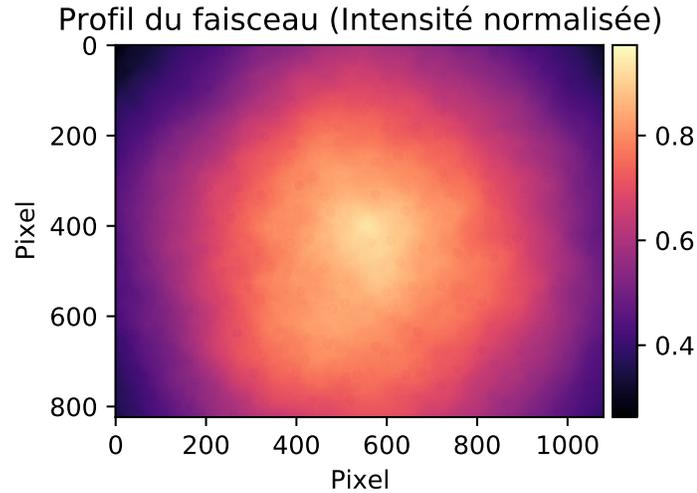


FIGURE 5.3 – Profil d'intensité obtenu avec une caméra CCD. Adapté de [Morel, 2019].

Grâce à cette image, le groupe a estimé les défauts du front d'onde comme ayant une longueur caractéristique de l'ordre de  $l_c = 100 \mu\text{m}$ , et une fluctuation d'intensité de 5 %.

Une autre façon d'estimer les défauts du front d'onde est de faire varier l'efficacité des oscillations de Bloch  $\eta$  tout en mesurant  $\frac{h}{m}$ . En effet, quand  $\eta < 1$  l'effet dû aux fluctuations d'intensité est augmenté et dépend des caractéristiques de ce bruit. Il est donc possible de simuler la variation attendue sur la mesure de  $\frac{h}{m}$  pour remonter au paramètre du bruit d'intensité. Cela avait été fait (voir figure 5.4) pour un profil typique. Nous pouvons voir que pour une intensité relative des faisceaux Bloch entre 0,8 et 1 l'efficacité est proche de 1 donc la valeur de  $\frac{h}{m}$  relatif est proche de zéro. Les paramètres des simulations permettant d'ajuster les résultats expérimentaux sont  $l_c = 100 \mu\text{m}$ , et une fluctuation d'intensité de 2 %. Pour les petits  $\eta$  l'effet est de l'ordre de  $1 \times 10^{-9}$ .

Nous avons refait cette expérience en étudiant directement l'effet sur la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  non corrigé des effets systématiques. La figure 5.5 montre les résultats obtenus durant 72 h de mesure, chaque point est une moyenne de 50 mesures. Les barres d'erreurs proviennent de cette moyenne. Nous remarquons l'effet est supérieur et de l'ordre de

$3 \times 10^{-9}$  sur la mesure de  $\frac{h}{m}$  pour les petits  $\eta$ . Nous conservons la stabilité quand  $\eta \approx 1$ . L'aggravation de l'effet sur  $\frac{h}{m}$  peut être vue comme une augmentation des défauts d'intensité du front d'onde.

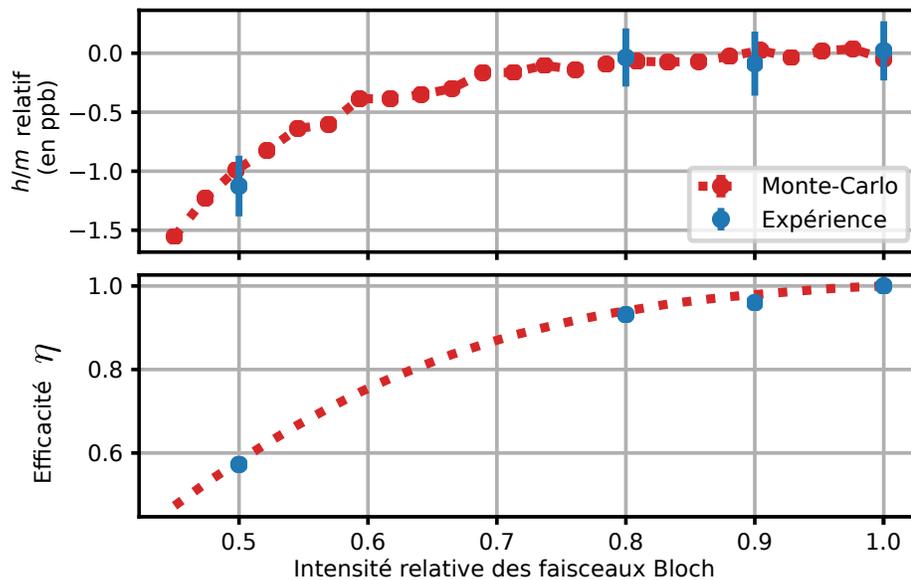


FIGURE 5.4 – Étude de la variation de  $\frac{h}{m}$  relatif par rapport à l'efficacité des oscillations de Bloch. Extrait de [Morel, 2020].

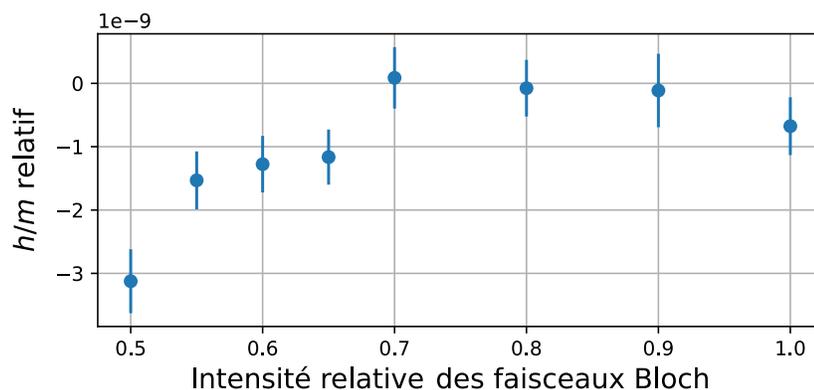


FIGURE 5.5 – Mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  réalisé durant un week-end. Les données sont la moyenne de 50 mesures pour huit puissances différentes de l'impulsion d'accélération en milieu d'interféromètre.

## 5.3 Utilisation du condensat pour sonder les défauts locaux d'intensité

Nous avons montré que la taille caractéristique des défauts du profil d'intensité est de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ . Cette longueur est petite par rapport à la taille de la mélasse optique, donc la valeur moyenne de la correction au vecteur d'onde est proche de zéro. À noter qu'il faut que l'efficacité des oscillations de Bloch soit proche de un.

Cependant, le condensat est plus petit que la mélasse donc l'effet ne se moyenne pas forcément à zéro. Cela pourrait être une explication des lentes fluctuations temporelles de la mesure du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  que nous avons observé au chapitre 4. Nous avons donc effectué plusieurs tests et mesures pour expliquer le phénomène.

### 5.3.1 Procédure d'alignement des lasers

Pour se placer au plus proche de  $\eta = 1$ , nous avons réaligné les faisceaux verticaux sur la position du condensat<sup>1</sup> car contrairement à la mélasse, il est plus petit que le faisceau. Pour cela, un diaphragme est monté sur deux platines de translation dans les deux directions orthogonales à la propagation. Nous avons ensuite utilisé une impulsion Raman  $\pi/2$  et cherché à maximiser le transfert d'atomes en déplaçant le diaphragme. À noter que le maximum de transfert obtenu est plus important que pour un faisceau non-coupé, à cause de la diffraction (tache d'Airy). Grâce à cette technique, le diaphragme est positionné à  $\pm 10 \mu\text{m}$  du centre du condensat.

Ensuite, il faut aligner le centre des faisceaux sur le diaphragme en déplaçant les collimateurs. Pour connaître le centre d'un faisceau, il est possible d'utiliser une lame de rasoir placée dans le faisceau et de mesurer la puissance optique après la lame en fonction de sa position. Un ajustement par la fonction d'erreur *erf* permet de remonter à la position du centre et donc de comparer avec et sans diaphragme. *In fine*, nous obtenons un accord dans les deux directions à  $\pm 10 \mu\text{m}$  de la position des faisceaux verticaux par rapport au centre de masse du condensat.

---

1. À noter que les centres du condensat et de la mélasse optique sont distants de l'ordre de  $\sim 100 \mu\text{m}$ .

### 5.3.2 Taille caractéristique du condensat

Nous avons ensuite déterminé la taille caractéristique du condensat durant l'interféromètre pour le comparer avec la taille des défauts que nous souhaitons étudier. Pour cela, nous avons utilisé la simulation réalisée par Z. Yao. En effet, l'évolution du rayon transverse moyen du condensat dépend des fréquences caractéristiques du piège dipolaire [Yao, 2022a]. Nous avons tracé sur la figure 5.6 l'évolution du rayon au cours de la séquence, avec un rayon initial  $r_0 = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_{\perp}}} \approx 6.5\mu\text{m}$ . L'évolution devient très rapidement linéaire, devant l'échelle temporelle de notre expérience. Nous pouvons extraire un rayon moyen durant la séquence d'interférométrie de  $400\mu\text{m}$ . Donc la taille caractéristique du condensat est du même ordre de grandeur que celle des défauts du front d'onde.

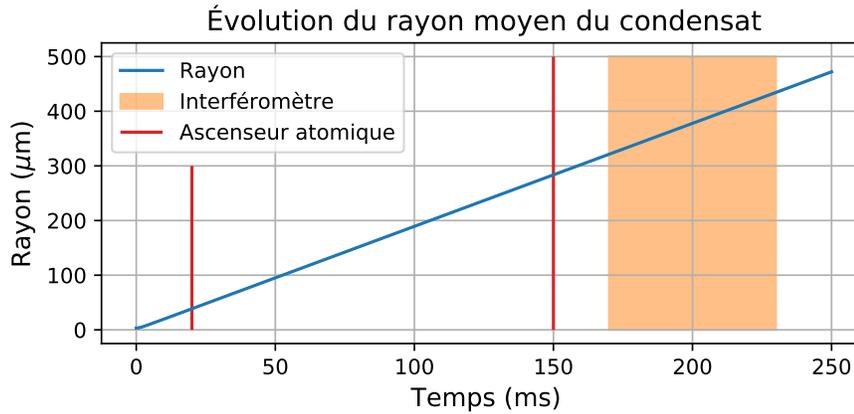


FIGURE 5.6 – Évolution du rayon moyen transverse du condensat au cours du temps. En rouge, nous avons symbolisé les instants des impulsions Bloch de l'ascenseur atomique et en orange la zone temporelle durant laquelle a lieu l'interféromètre.

### 5.3.3 Méthode de déplacement du condensat

À cause des fluctuations temporelles que nous avons mis en évidence au chapitre 4 et car le condensat est plus petit que le faisceau, nous avons voulu étudier les fluctuations spatiales de la mesure du rapport  $\frac{\hbar}{m}$ . Nous souhaitons prendre des mesures de  $\frac{\hbar}{m}$  dans différentes zones du champ d'intensité du faisceau, tout en travaillant sur des temps courts par rapport aux lentes fluctuations (soit  $\sim 10$  h).

Nous pourrions déplacer le piège dipolaire pour déplacer le condensat, mais cette opération n'est pas automatisable et prendrait plus d'une journée par zone ou la mesure serait réalisée. Les mesures seraient ainsi noyées dans les fluctuations temporelles.

Nous avons pensé à une autre façon de changer la position du condensat : nous pouvons lui donner une vitesse transverse. Pour cela, pendant la dernière phase de la séquence d'évaporation, nous déplaçons rapidement le faisceau réservoir, ce qui va faire osciller les atomes dans le potentiel créé par le faisceau, puis nous éteignons le piège quand l'oscillation est à son maximum : le condensat acquiert une vitesse transverse. Le déplacement rapide est réalisé grâce à l'AOM du réservoir dont nous changeons la fréquence (de  $\Delta\text{freq}$ ) pour déplacer légèrement le faisceau dans le plan horizontal. La séquence temporelle est présente sur la figure 5.7.

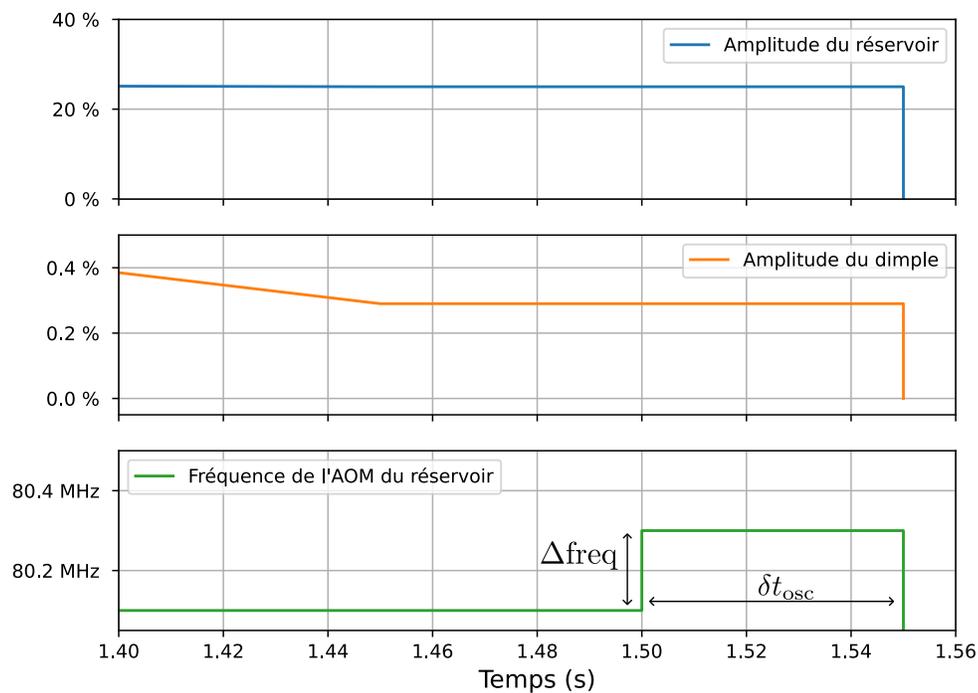


FIGURE 5.7 – Évolution temporelle de l'amplitude des deux faisceaux du piège dipolaire et de la fréquence de l'AOM du réservoir pendant la fin de l'évaporation. Sur cette figure, nous avons  $\Delta\text{freq} = 0.2$  MHz et  $\delta t_{\text{osc}} = 50$ ms.

Pour mieux rendre compte du phénomène, prenons l'analogie d'une balle au fond d'un bol (figure 5.8) : si on déplace rapidement le bol, la balle va se mettre à osciller dans le bol puis, s'il disparaît subitement, la balle va conserver la vitesse transverse acquise et donc ne pas tomber droit. Dans cette analogie, la balle représente le condensat et le bol le potentiel créé par le faisceau réservoir. Ainsi, nous pouvons observer des oscillations de la vitesse transverse du condensat en fonction du délai  $\delta t_{osc}$  entre le début du déplacement du faisceau et l'extinction des lasers du piège dipolaire. La figure 5.9 montre de telles oscillations. Pour les observer, nous nous sommes placés après 22 ms de temps de chute (soit 22 ms après l'extinction des lasers du piège dipolaire) afin d'avoir une variation mesurable de la position. Un décalage maximum en position correspond à une vitesse maximale, soit un quart de période. Cela nous permet de déterminer le délai optimal pour maximiser la vitesse transmise, à savoir  $\delta t_{osc} = 10$  ms. La vitesse va dépendre de l'amplitude du mouvement du potentiel, donc du changement de fréquence de l'AOM. Nous pouvons donc faire varier la vitesse de manière automatique et rapide.

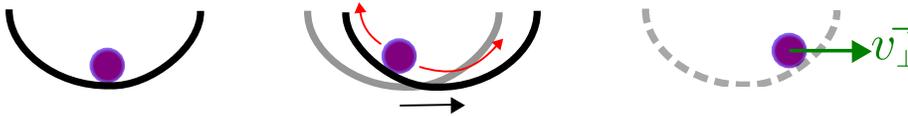


FIGURE 5.8 – De gauche à droite, une balle est dans un bol au repos, puis le bol est mis en mouvement donc elle oscille dans le bol, enfin le bol disparaît subitement mais la balle conserve la vitesse transverse.

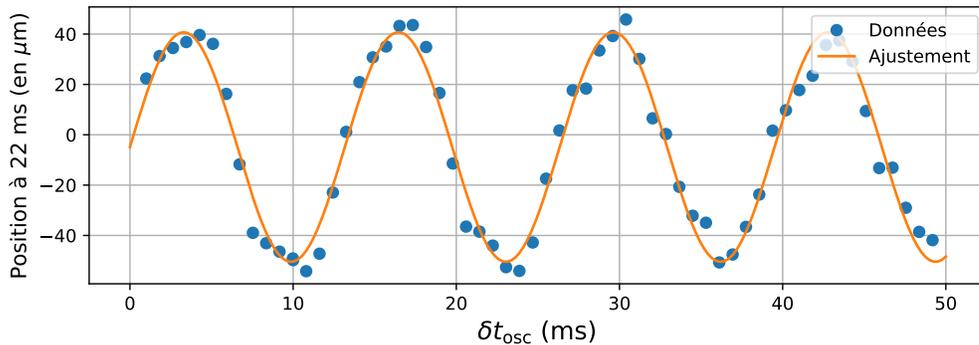


FIGURE 5.9 – Position du condensat observé sur la caméra horizontale pour un temps de chute de 22 ms après lui avoir donné une vitesse transverse. Nous faisons varier la durée pendant laquelle le condensat oscille dans le potentiel. Un ajustement par une sinusoïde est ajouté pour une meilleure visualisation.

Nous avons déterminé la vitesse du centre de masse du condensat en mesurant la position du BEC pendant sa chute libre avec le système de détection par caméra. Cela permet d'observer l'évolution selon l'axe  $\vec{z}$  et surtout selon  $\vec{y}$  correspondant à l'axe transverse. Les résultats sont présentés figure 5.10. Sur l'image de gauche sont représentés les points de mesure pour 5  $\Delta\text{freq}$  (de -0.2 MHz à +0.2 MHz) pour des temps de chute de 25 à 38 ms. En ordonnée, nous représentons la différence de position par rapport à la courbe verte  $\Delta\text{freq} = 0$  afin de s'affranchir de la verticalité non-parfaite de la caméra. Nous réalisons ensuite un ajustement linéaire de ces données pour en extraire la vitesse. Enfin, sur la courbe de droite, nous traçons cette vitesse en fonction du décalage en fréquence de l'AOM. Nous remarquons que plus le  $\Delta\text{freq}$  est élevé, plus la distance de déplacement est grande, donc plus la vitesse transmise est importante. Cette courbe étant linéaire, nous pouvons extraire un coefficient permettant de passer du  $\Delta\text{freq}$  à la vitesse pour les mesures réalisées par la suite. Nous avons  $v_{\perp} = -8,5 \text{ mm.s}^{-1}/\text{MHz } \Delta\text{freq}$ .

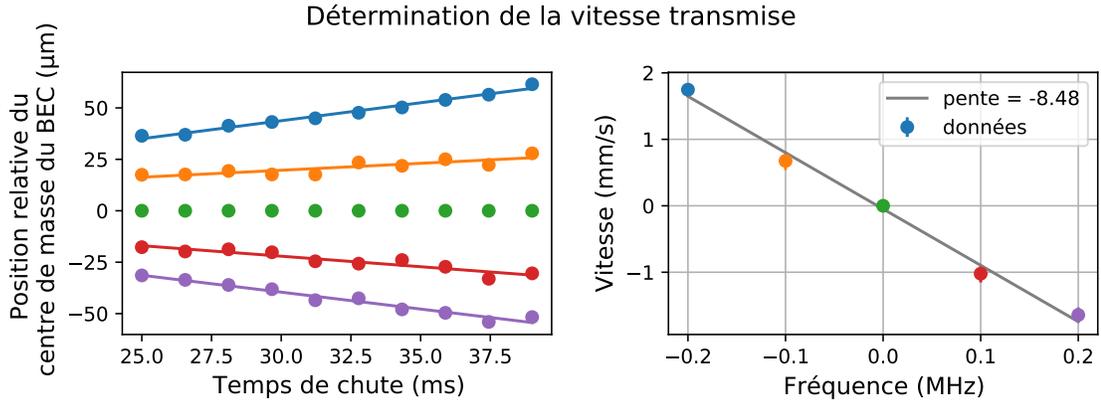


FIGURE 5.10 – Gauche : Différence de position selon la direction orthogonale à la chute par rapport à la courbe verte sans décalage. Droite : Vitesse obtenue par ajustement linéaire des courbes de gauche en fonction du  $\Delta\text{freq}$  de l'AOM.

De plus, les mesures de position ont été corrigées de la parallaxe de la caméra. En effet, il y a un angle de  $15^\circ$  entre le faisceau sonde de la caméra et le réservoir du piège dipolaire donc il faut corriger les mesures de  $1/\cos(15) = 1,035$ .

Par ailleurs, la vitesse transverse induit un déphasage dû à l'accélération de Coriolis (voir section 4.2.6) et un déphasage supplémentaire dû à l'alignement des faisceaux Raman [Morel, 2019] :

$$\delta\phi_{\text{coriolis}} = 2k_R T_R T_D \Omega_{\odot} v_{\perp} \sim 500 \text{ mrad}/(\text{m.s}^{-1}) \quad (5.12)$$

$$\delta\phi_{\text{alignement}} = k_R T_{\text{Ramsey}} T_{\text{délais}} \beta v_{\perp} \quad (5.13)$$

Avec  $\beta = 66 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . D'où une correction totale  $\delta\phi = \delta\phi_{\text{coriolis}} + \delta\phi_{\text{alignement}} \approx 2 \text{ mrad}$ . Ce qui correspond à une incertitude de  $10^{-10}$  sur  $\frac{h}{m}$  faible devant l'effet que nous voulons voir. Nous pouvons donc utiliser un changement de vitesse transverse comme sonde du champ d'intensité.

Avec les vitesses choisies de l'ordre de  $\pm 4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  le condensat parcourt une plage de  $\pm 600 \mu\text{m}$  au niveau du début de l'interféromètre (soit 160 ms après avoir éteint le piège).

### 5.3.4 Mesure de $\frac{h}{m}$ en fonction de la vitesse

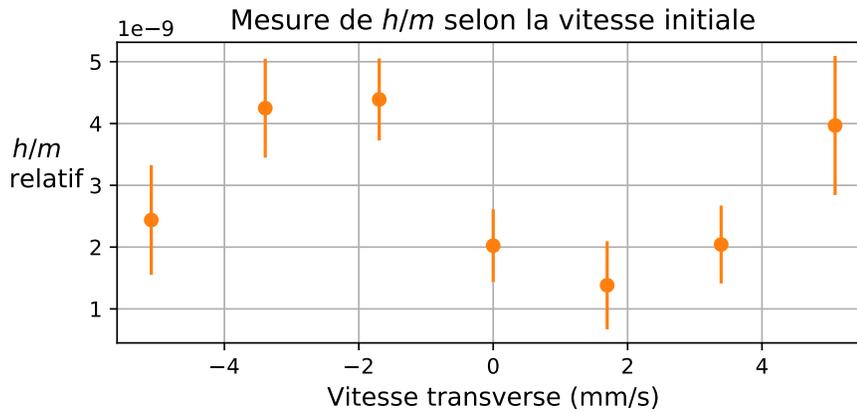


FIGURE 5.11 – Effet sur la mesure de  $\frac{h}{m}$  d'une vitesse transverse initiale. Chaque point est une moyenne de 7 mesures.

Nous avons réalisé des mesures alternées du rapport  $\frac{h}{m}$  en fonction de la vitesse transverse transmise aux atomes par la méthode décrite plus haut.

Ces mesures ont été réalisées durant la nuit, quand la boîte de l'expérience était à température constante, afin d'éviter au mieux une fluctuation non voulue des faisceaux lasers. Nous avons vérifié en analysant les résultats sur des tranches de temps différentes qu'il n'y avait pas de décalage. Enfin, nous avons vérifié la répétabilité des résultats sur plusieurs nuits. La figure 5.11 montre ce que nous avons obtenu, chaque point correspondant à la moyenne de sept mesures. Nous observons des fluctuations de  $\frac{h}{m}$  de l'ordre

de  $5 \times 10^{-9}$  pour la plage de vitesse choisie. Cela tend à montrer que les fluctuations temporelles observées sont des fluctuations spatiales liées au front d'onde du faisceau.

### 5.3.5 Simulation Monte-Carlo

Afin d'analyser les résultats expérimentaux obtenus, une simulation de Monte-Carlo a été réalisée pour essayer de comprendre l'effet des fluctuations du front d'onde pour le condensat. Les simulations ont été réalisées par P. CLADÉ.

La simulation de Monte-Carlo consiste à déterminer la phase acquise par un atome décrit par une fonction d'onde ayant une position, une vitesse, une phase et une amplitude initiale. Cette phase acquise est la somme des phases obtenues par les transitions Raman, les oscillations de Bloch, le chemin choisi dans l'interféromètre et l'évolution libre. Une explication détaillée des phases est disponible dans le matériel complémentaire de l'article [Morel, 2020].

Le processus est répété pour  $N$  paquets d'onde choisis aléatoirement dans la distribution du nuage initial pour les deux chemins de l'interféromètre. Ici, les atomes ont tous été choisis initialement en  $(0,0)$  avec une distribution de vitesse  $\vec{v}_x$  et  $\vec{v}_y$  gaussienne centrée en zéro et de paramètre  $\sigma_v$  avec  $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ . Ce qui correspond à  $\sigma_v \approx 3 \text{mm/s}^{-1}$  pour le condensat et  $\sigma_v \approx 20 \text{mm/s}^{-1}$  pour la mélasse. Cette simulation est ensuite effectuée pour chacun des quatre spectres pour obtenir la valeur relative du rapport  $\frac{h}{m}$  en fonction de  $\vec{v}_x^{fin}$  et  $\vec{v}_y^{fin}$ . La figure 5.12 présente les résultats obtenus.

Ensuite, nous convoluons le rapport relatif  $\frac{h}{m}$  avec la distribution de vitesse des atomes et la probabilité de survie liée aux fluctuations du faisceau, puis nous en extrayons la moyenne. La vitesse transverse supplémentaire transmise aux atomes est prise selon  $\vec{v}_x$  sans perte de généralité. Nous traçons ensuite une coupe à  $v_y = 0$  de la mesure du rapport relatif  $\frac{h}{m}$  en fonction de la vitesse transverse. La figure 5.13 présente ces courbes pour différents  $\sigma_v$ .

Nous remarquons que l'effet est significativement plus important pour le condensat ( $\sim 1 \times 10^{-9}$ ) que pour la mélasse ( $< 1 \times 10^{-10}$ ), ce qui tend à valider notre approche. La taille (en  $\vec{v}_x$ ) des fluctuations observées pour le condensat est similaire à celle de la mesure expérimentale de la figure 5.11, de même pour l'amplitude. Cependant, la longueur de cohérence des fluctuations du front d'onde a été artificiellement augmentée à  $l_c = 600 \mu\text{m}$  afin de faire correspondre les ordres de grandeur. Avec  $l_c = 150 \mu\text{m}$ , nous n'avons qu'une fluctuation de  $5 \times 10^{-10}$  en unité de  $\frac{h}{m}$  relatif. Il y a donc une divergence entre la simulation et les paramètres des fluctuations supposées.

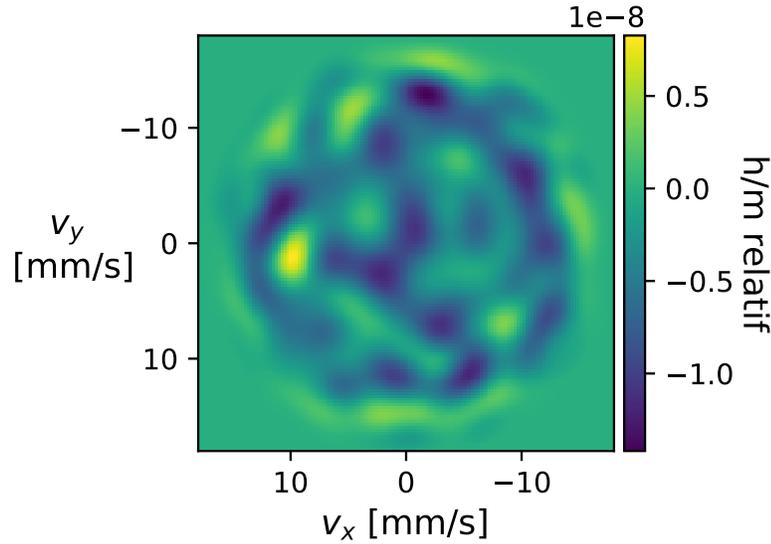


FIGURE 5.12 – Valeur relative du rapport  $\frac{h}{m}$  en fonction de la vitesse finale des atomes, obtenue par simulation de Monte-Carlo. Les fluctuations proviennent des fluctuations du faisceau dont les paramètres sont  $l_c = 600\mu\text{m}$  et  $\sigma_I = 2\%$ .

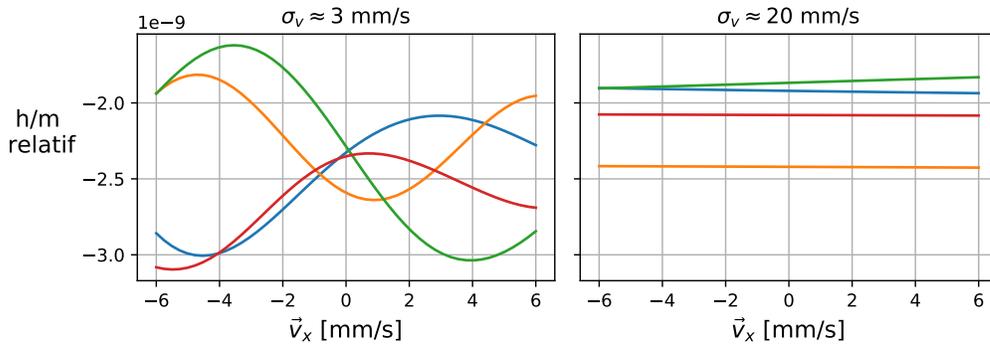


FIGURE 5.13 – Fluctuations de  $\frac{h}{m}$  relatif en fonction de la vitesse transverse supplémentaire  $\vec{v}_x$  pour deux valeurs de  $\sigma_v$ . La figure de gauche correspond au condensat et celle de droite à la mélasse. Chaque couleur correspond à une réalisation indépendante de la simulation. La longueur de cohérence des fluctuations est ici de  $l_c = 600\mu\text{m}$ .

Ainsi, nous avons montré que les fluctuations observées sur la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  peuvent correspondre à la dérive de la position transverse du condensat au cours du temps. Nous n'avons pas remesuré le profil spatial du faisceau depuis le déménagement. Une nouvelle étude du faisceau est donc nécessaire pour comprendre pourquoi la longueur de cohérence donnée par nos simulations est plus importante que la valeur obtenue par les précédentes études. Par ailleurs, la dépendance temporelle des fluctuations n'est pas résolue et nous n'expliquons ni leur provenance, ni pourquoi elles n'avaient pas été observées avant.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Mon travail s'inscrit dans la perspective d'une nouvelle campagne de mesure plus exacte du rapport  $\frac{h}{m}$  en utilisant une source d'atomes ultra-froids. L'objectif est de comprendre les effets systématiques qui dépendent de la température et la taille du nuage atomique et réduire les incertitudes associées.

En début de ma thèse, le dispositif expérimental a été déménagé donc j'ai remonté l'expérience. J'ai ensuite travaillé sur la production d'un condensat de Bose-Einstein. Après une optimisation des réglages optiques et de la séquence d'évaporation, j'ai obtenu un BEC de 200 000 atomes à une température de 100 nK en 3,5 s. Ce condensat est très stable : ses paramètres sont réguliers sur plusieurs mois sans toucher les réglages optiques. En utilisant cette nouvelle source d'atomes ultra-froids, nous avons obtenu des franges d'interférence atomiques avec un très bon contraste. De plus, l'incertitude sur la fréquence de la frange centrale est de 50 mHz en moyenne. Cela correspond à une incertitude statistique relative de  $1.5 \times 10^{-9}$  pour un temps d'intégration de 15 minutes sur la détermination du rapport  $\frac{h}{m}$ .

Nous avons ensuite étudié le déphasage induit par les interactions atomiques à la sortie de l'interféromètre atomique. Z. YAO, mon prédécesseur sur l'expérience, a développé un modèle théorique et des simulations numériques pour comprendre comment varie ce déphasage en fonction des paramètres expérimentaux (principalement le déséquilibre entre les populations dans chaque bras de l'interféromètre, les fréquences du piège dipolaire et le temps de chute libre). Ma contribution a porté sur l'étude expérimentale et la prise de données. Le modèle et la simulation sont en bon accord avec les mesures sans ajustement des paramètres expérimentaux.

J'ai ensuite étudié les effets systématiques qui dépendent de la température et la taille de la source atomique. Pour cela, nous avons utilisé un protocole de mesure alternée entre

le condensat et la mélasse. Les nombreuses mesures alternées ont permis de mettre en évidence une variation de la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  que nous attribuons aux fluctuations du front d'onde. Lors de l'étude de cet effet, j'ai proposé et mis en place une méthode pour sonder spatialement le front d'onde à l'aide du condensat.

Ainsi, nous avons observé une variation de la valeur mesurée du rapport  $\frac{h}{m}$  en fonction de la vitesse transverse du nuage. Nous avons mesuré une fluctuation relative du rapport  $\frac{h}{m}$  de  $5 \times 10^{-9}$  sur une plage de 0.6 mm. Une première simulation de Monte-Carlo reproduit le comportement qualitatif. Cependant, d'un point de vue quantitatif, les coefficients utilisés ( $l_c = 600 \mu\text{m}$  et  $\sigma_I = 2\%$ ), ne sont pas en accord avec les paramètres obtenus lors de la thèse de L. MOREL. Il est donc indispensable de caractériser à nouveau les profils des faisceaux laser pour voir s'ils n'ont pas évolué depuis.

### Perspectives

L'effet systématique associé aux distorsions des fronts d'ondes et aux fluctuations locales de l'intensité des faisceaux laser est l'effet dominant qui limite l'exactitude de la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$ . Pour réduire cet effet, l'équipe explore actuellement différentes pistes pour concevoir des profils de faisceaux avec une excellente qualité optique. En parallèle, une simulation numérique plus élaborée est en cours de développement dans le cadre de la thèse de R. SI-AHMED. Elle permettra d'évaluer précisément cet effet systématique. Nous exploiterons aussi les mesures réalisées avec la source d'atomes ultra-froids pour sonder la qualité des fronts d'onde.

Pendant la campagne de mesure de 2020, l'équipe a mis en évidence un déphasage électronique qui apparaît dans la boucle d'asservissement en phase des lasers Raman lorsqu'on applique une rampe de fréquence. Ce déphasage s'imprime sur la phase atomique et induit un effet systématique non négligeable. L'équipe est en train de tester un autre schéma optique dans lequel les rampes de fréquences sont réalisées avec des AOM en amont du système d'asservissement. Les performances de ce nouveau système sont en cours d'évaluation.

Enfin, l'objectif à long terme est la mesure du rapport  $\frac{h}{m}$  en exploitant l'ensemble des améliorations. L'objectif est de réduire l'incertitude relative sur la valeur de constante de structure fine au niveau de  $10^{-11}$ . Et surtout d'identifier l'origine du désaccord de 5.6 sigma entre notre valeur de  $\alpha$  et celle réalisée par l'équipe de H. Muller à Berkeley sur l'atome de césium.

---

## Bibliographie

- [Abbott, 2016] B. P. ABBOTT et al. « Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger ». *Physical Review Letters* 116.6 (2016), p. 061102. DOI : [10 . 1103/PhysRevLett . 116 . 061102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102) (Cité en page 5).
- [Anderson, 1995] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL. « Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor ». *Science* 269.5221 (1995), p. 198-201. JSTOR : [2888436](https://www.jstor.org/stable/2888436) (Cité en pages 21, 35).
- [Antognozzi, 2016] M. ANTOGNOZZI, C. R. BERMINGHAM, R. L. HARNIMAN, S. SIMPSON, J. SENIOR, R. HAYWARD, H. HOERBER, M. R. DENNIS, A. Y. BEKSHAEV, K. Y. BLOKH et F. NORI. « Direct Measurements of the Extraordinary Optical Momentum and Transverse Spin-Dependent Force Using a Nano-Cantilever ». *Nature Physics* 12.8 (8 2016), p. 731-735. DOI : [10 . 1038/nphys3732](https://doi.org/10.1038/nphys3732) (Cité en page 101).
- [Bade, 2018] Satyanarayana BADE, Lionel DJADAOJEE, Manuel ANDIA, Pierre CLADÉ et Saïda GUELLATI-KHÉLIFA. « Observation of Extra Photon Recoil in a Distorted Optical Field ». *Physical Review Letters* 121.7 (2018), p. 073603. DOI : [10 . 1103 / PhysRevLett . 121 . 073603](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.073603). arXiv : [1712 . 04023 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/1712.04023) (Cité en page 102).
- [Baillard, 2006] X. BAILLARD, A. GAUGUET, S. BIZE, P. LEMONDE, Ph LAURENT, A. CLAIRON et P. ROSENBUSCH. « Interference-Filter-Stabilized External-Cavity Diode Lasers ». *Optics Communications* 266.2 (2006), p. 609-613. DOI : [10 . 1016 / j . optcom . 2006 . 05 . 011](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.05.011). arXiv : [physics/0605046](https://arxiv.org/abs/physics/0605046) (Cité en page 28).
- [Barrett, 2001] M. D. BARRETT, J. A. SAUER et M. S. CHAPMAN. « All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate ». *Physical Review Letters* 87.1 (2001), p. 010404. DOI : [10 . 1103/PhysRevLett . 87 . 010404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.010404) (Cité en page 35).

- [Battesti, 2003] Rémy BATTESTI. « Accélération d'atomes ultrafroids ; mesure de  $h/M$  ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003 (Cité en page 8).
- [Battesti, 2004] Rémy BATTESTI, Pierre CLADÉ, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, Catherine SCHWOB, Benoît GRÉMAUD, François NEZ, Lucile JULIEN et François BIRABEN. « Bloch Oscillations of Ultracold Atoms: A Tool for a Metrological Determination of  $h / m Rb$  ». *Physical Review Letters* 92.25 (2004), p. 253001. DOI : [10.1103/PhysRevLett.92.253001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.253001) (Cité en page 69).
- [Bifano, 2010] T. BIFANO, S. CORNELISSEN et P. BIERDEN. « MEMS Deformable Mirrors in Astronomical Adaptive Optics ». *1st AO4ELT Conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*. 1st AO4ELT Conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes. Paris, France : EDP Sciences, 2010, p. 06003. DOI : [10.1051/ao4elt/201006003](https://doi.org/10.1051/ao4elt/201006003) (Cité en page 100).
- [Bordé, 1989] Christian BORDÉ. « Atomic Interferometry with Internal State Labelling ». *Physics Letters A* 140 (1989), p. 10-12 (Cité en page 6).
- [Bouchendira, 2011] Rym BOUCHENDIRA, Pierre CLADÉ, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, François NEZ et François BIRABEN. « New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics ». *Physical Review Letters* 106.8 (2011), p. 080801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.080801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.080801) (Cité en page 87).
- [Boyd, 1968] G D BOYD et D A KLEINMAN. « Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams » (1968) (Cité en page 76).
- [Cadoret, 2008] Malo CADORET. « Application des oscillations de Bloch d'atomes ultrafroids et de l'interférométrie atomique à la mesure de  $h/m$  et à la détermination de la constante de structure fine. » Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008 (Cité en page 12).
- [Cladé, 2005] Pierre CLADÉ. « Oscillations de Bloch d'atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005 (Cité en page 8).
- [Cladé, 2006] Pierre CLADÉ, Estefania DE MIRANDES, Malo CADORET, Saïda GUELLATI-KHÉLIFA, Catherine SCHWOB, François NEZ, Lucile JULIEN et François BIRABEN. « Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice ». *Physical Review Letters* 96.3 (2006), p. 033001. DOI : [10.1103/PhysRevLett.96.033001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.033001) (Cité en page 69).

- [Cohen-Tannoudji, 1996] Claude COHEN-TANNOUDJI, Jacques DUPONT-ROC et Gilbert GRYNBERG. *Processus d'interaction Entre Photons et Atomes*. EDP Sciences, 1996. DOI : [10 . 1051/978-2-7598-0291-3](https://doi.org/10.1051/978-2-7598-0291-3) (Cité en page 9).
- [Cohen-Tannoudji, 1997] Claude COHEN-TANNOUDJI. « Atoms Ultra-Froids - Piègeage Non Dissipatif et Refroidissement Évaporatif ». *Notes de cours, Collège de France* (1997) (Cité en page 35).
- [Courvoisier, 2016] Clément COURVOISIER. « Condensat de Bose-Einstein par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire pour la métrologie par interférométrie atomique ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016 (Cité en pages 23, 33, 35-37, 52).
- [Couvert, 2008] A. COUVERT, M. JEPPESEN, T. KAWALEC, G. REINAUDI, R. MATHEVET et David GUERY-ODELIN. « A Quasi-Monomode Guided Atom-Laser from an All-Optical Bose-Einstein Condensate ». *EPL (Europhysics Letters)* 83.5 (2008), p. 50001. DOI : [10 . 1209/0295-5075/83/50001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/83/50001). arXiv : [0802 . 2601](https://arxiv.org/abs/0802.2601) [[cond-mat](#)] (Cité en page 46).
- [Covesion, 2023] COVESION. *How to Use PPLN • Covesion • MgO:PPLN Crystal and Waveguide*. Covesion. 2023. URL : <https://covesion.com/en/resource/how-to-use-ppln/> (visité le 24/03/2023) (Cité en pages 76, 79).
- [Dahan, 1996] Maxime Ben DAHAN, Ekkehard PEIK, Jakob REICHEL, Yvan CASTIN et Christophe SALOMON. « Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential ». *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 76.24 (1996) (Cité en page 13).
- [Dalibard, 1983] J. DALIBARD, S. REYNAUD et C. COHEN-TANNOUDJI. « Proposals of Stable Optical Traps for Neutral Atoms ». *Optics Communications* 47.6 (1983), p. 395-399. DOI : [10 . 1016/0030-4018\(83\)90314-0](https://doi.org/10.1016/0030-4018(83)90314-0) (Cité en page 33).
- [Dalibard, 1989] J. DALIBARD et 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 (1989), p. 2023. DOI : [10 . 1364/JOSAB . 6 . 002023](https://doi.org/10.1364/JOSAB.6.002023) (Cité en page 5).
- [Dalibard, 2006] Jean DALIBARD. « Atomes Ultra-Froids ». *Notes de cours, Ecole Normale Supérieure* (2006) (Cité en pages 22, 23, 38).
- [Davisson, 1927] C. DAVISSON et L. H. GERMER. « Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel ». *Physical Review* 30.6 (1927), p. 705-740. DOI : [10 . 1103/PhysRev . 30 . 705](https://doi.org/10.1103/PhysRev.30.705) (Cité en page 5).

- [Einstein, 1925] A. EINSTEIN. « Quantentheorie Des Einatomigen Idealen Gases ». *Albert Einstein: Akademie-Vorträge*. John Wiley & Sons, Ltd, 1925, p. 237-244. DOI : [10 . 1002/3527608958 . ch27](https://doi.org/10.1002/3527608958.ch27) (Cité en page 21).
- [Fan, 2023] X. FAN, T. G. MYERS, B. A. D. SUKRA et G. GABRIELSE. « Measurement of the Electron Magnetic Moment ». *Physical Review Letters* 130.7 (2023), p. 071801. DOI : [10 . 1103 / PhysRevLett . 130 . 071801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.071801). arXiv : [2209 . 13084](https://arxiv.org/abs/2209.13084) [[hep-ex](#), [physics:physics](#), [physics:quant-ph](#)] (Cité en pages 2, 3).
- [Franken, 1961] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS et G. WEINREICH. « Generation of Optical Harmonics ». *Physical Review Letters* 7.4 (1961), p. 118-119. DOI : [10 . 1103/PhysRevLett . 7 . 118](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.118) (Cité en page 76).
- [Grimm, 1999] Rudolf GRIMM, Matthias WEIDEMÜLLER et Yurii B. OVCHINNIKOV. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. 1999. arXiv : [physics/9902072](https://arxiv.org/abs/physics/9902072). URL : <http://arxiv.org/abs/physics/9902072> (visité le 07/04/2023). preprint (Cité en pages 13, 36, 42).
- [Hall, 1976] J. L. HALL, C. J. BORDÉ et K. UEHARA. « Direct Optical Resolution of the Recoil Effect Using Saturated Absorption Spectroscopy ». *Physical Review Letters* 37.20 (1976), p. 1339-1342. DOI : [10 . 1103 / PhysRevLett . 37 . 1339](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.1339) (Cité en page 69).
- [Hanneke, 2008] D. HANNEKE, S. FOGWELL et G. GABRIELSE. « New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant ». *Physical Review Letters* 100.12 (2008), p. 120801. DOI : [10 . 1103 / PhysRevLett . 100 . 120801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.120801) (Cité en page 3).
- [Huang, 2021] W.J. HUANG, Meng WANG, F.G. KONDEV, G. AUDI et S. NAIMI. « The AME 2020 Atomic Mass Evaluation (I). Evaluation of Input Data, and Adjustment Procedures\* ». *Chinese Physics C* 45.3 (2021), p. 030002. DOI : [10 . 1088 / 1674 - 1137 / abddb0](https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddb0) (Cité en page 2).
- [Itano, 1993] W. M. ITANO, J. C. BERGQUIST, J. J. BOLLINGER, J. M. GILLIGAN, D. J. HEINZEN, F. L. MOORE, M. G. RAIZEN et D. J. WINELAND. « Quantum Projection Noise: Population Fluctuations in Two-Level Systems ». *Physical Review A* 47.5 (1993), p. 3554-3570. DOI : [10 . 1103 / PhysRevA . 47 . 3554](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.47.3554) (Cité en page 54).
- [Jannin, 2015] Raphaël JANNIN. « Interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein : effet des interactions internes ». Thèse de doct. UPMC Université Paris VI, 2015 (Cité en pages 23, 74).

- [Kasevich, 1991] Mark KASEVICH et Steven CHU. « Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions ». *Physical Review Letters* 67.2 (1991), p. 181-184. DOI : [10.1103/PhysRevLett.67.181](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.181) (Cité en page 5).
- [Keith, 1991] David W. KEITH, Christopher R. EKSTROM, Quentin A. TURCHETTE et David E. PRITCHARD. « An Interferometer for Atoms ». *Physical Review Letters* 66.21 (1991), p. 2693-2696. DOI : [10.1103/PhysRevLett.66.2693](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2693) (Cité en page 5).
- [Krüger, 1995] E KRÜGER, W NISTLER et W WEIRAUCH. « Determination of the Fine-Structure Constant by a Precise Measurement of  $h/m_n$  ». *Metrologia* 32.2 (1995), p. 117-128. DOI : [10.1088/0026-1394/32/2/007](https://doi.org/10.1088/0026-1394/32/2/007) (Cité en page 69).
- [Lan, 2012] Shau-Yu LAN, Pei-Chen KUAN, Brian ESTEY, Philipp HASLINGER et Holger MUELLER. « Influence of the Coriolis Force in Atom Interferometry ». *Physical Review Letters* 108.9 (2012), p. 090402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.108.090402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.090402). arXiv : [1110.6910](https://arxiv.org/abs/1110.6910) [physics, physics:quant-ph] (Cité en page 94).
- [Lodewyck, 2008] Jérôme LODEWYCK. *GaussianBeam*. 2008. URL : <https://gaussianbeam.sourceforge.net/> (Cité en page 77).
- [Louchet-Chauvet, 2011] Anne LOUCHET-CHAUVET, Tristan FARAH, Quentin BODART, André CLAIRON, Arnaud LANDRAGIN, Sébastien MERLET et Franck Pereira Dos SANTOS. « The Influence of Transverse Motion within an Atomic Gravimeter ». *New Journal of Physics* 13.6 (2011), p. 065025. DOI : [10.1088/1367-2630/13/6/065025](https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/6/065025) (Cité en page 19).
- [MacAdam, 1992] K. B. MACADAM, A. STEINBACH et C. WIEMAN. « A Narrow-band Tunable Diode Laser System with Grating Feedback, and a Saturated Absorption Spectrometer for Cs and Rb ». *American Journal of Physics* 60.12 (1992), p. 1098-1111. DOI : [10.1119/1.16955](https://doi.org/10.1119/1.16955) (Cité en page 30).
- [Marton, 1954] L. MARTON, J. Arol SIMPSON et J. A. SUDDETH. « An Electron Interferometer ». *Review of Scientific Instruments* 25.11 (1954), p. 1099-1104. DOI : [10.1063/1.1770945](https://doi.org/10.1063/1.1770945) (Cité en page 5).
- [Ménoret, 2018] Vincent MÉNORET, Pierre VERMEULEN, Nicolas LE MOIGNE, Sylvain BONVALOT, Philippe BOUYER, Arnaud LANDRAGIN et Bruno DESRUELLE. « Gravity Measurements below 109 g with a Transportable Absolute Quantum Gravimeter ». *Scientific Reports* 8.1 (1 2018), p. 12300. DOI : [10.1038/s41598-018-30608-1](https://doi.org/10.1038/s41598-018-30608-1) (Cité en page 5).

- [Michelson, 1887] A. A. MICHELSON et E. W. MORLEY. « On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether ». *American Journal of Science* s3-34.203 (1887), p. 333-345. DOI : [10.2475/ajs.s3-34.203.333](https://doi.org/10.2475/ajs.s3-34.203.333) (Cité en page 5).
- [Mieelec, 2018] N. MIELEC, M. ALTORIO, R. SAPAM, D. HORVILLE, D. HOLLEVILLE, L. A. SIDORENKOV, A. LANDRAGIN et R. GEIGER. « Atom Interferometry with Top-Hat Laser Beams ». *Applied Physics Letters* 113.16 (2018), p. 161108. DOI : [10.1063/1.5051663](https://doi.org/10.1063/1.5051663). arXiv : [1808.03355](https://arxiv.org/abs/1808.03355) [[physics](#), [physics:quant-ph](#)] (Cité en page 99).
- [Moler, 1991] Kathryn MOLER, David S WEISS, Mark KASEVICH et Steven CHU. « Theoretical Analysis of Velocity-Selective Raman Transitions » (1991) (Cité en page 11).
- [Morel, 2019] Léo MOREL. « High Sensitivity Matter-Wave Interferometry : Towards a Determination of the Fine Structure Constant below 10<sup>-10</sup> ». Thèse de doct. Sorbonne Université, 2019 (Cité en pages 16, 34, 70, 80, 85, 90, 94, 106, 112).
- [Morel, 2020] Léo MOREL, Zhibin YAO, Pierre CLADÉ et Saïda GUELLATI-KHÉLIFA. « Determination of the Fine-Structure Constant with an Accuracy of 81 Parts per Trillion ». *Nature* 588.7836 (2020), p. 61-65. DOI : [10.1038/s41586-020-2964-7](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2964-7) (Cité en pages 2, 3, 5, 17-19, 86, 102, 107, 114).
- [Neradovskiy, 2017] Maxim NERADOVSKIY, Elizaveta NERADOVSKAIA, Dmitry CHEZGANOV, Vladimir Ya SHUR, Herve TRONCHE, Florent DOUTRE, Getachew AYENEW, Pascal BALDI, Marc De MICHELI et Carlos MONTES. « Second Harmonic Generation in PPLN Waveguides with Stitching Errors » (2017) (Cité en page 76).
- [Parker, 2018] Richard PARKER, Chenghui YU, Weicheng ZHONG, Brian ESTEY et Holger MÜLLER. « Measurement of the Fine-Structure Constant as a Test of the Standard Model ». *Science* 360 (2018), p. 191-195. DOI : [10.1126/science.aap7706](https://doi.org/10.1126/science.aap7706) (Cité en pages 3, 17).
- [Rauch, 1974] Helmut RAUCH, Wolfgang TREIMER et U. BONSE. « Test of a Single Crystal Neutron Interferometer ». *Physics Letters A - PHYS LETT A* 47 (1974), p. 369-371. DOI : [10.1016/0375-9601\(74\)90132-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(74)90132-7) (Cité en page 5).
- [Steck, 2021] Daniel STECK A. « Rubidium 87 D Line Data » (2021) (Cité en page 34).
- [Stock, 2019] Michael STOCK, Richard DAVIS, Estefanía de MIRANDÉS et Martin J T MILTON. « The Revision of the SI—the Result of Three Decades of Progress in Metrology ». *Metrologia* 56.2 (2019), p. 022001. DOI : [10.1088/1681-7575/ab0013](https://doi.org/10.1088/1681-7575/ab0013) (Cité en page 1).

- [Sturm, 2014] Sven STURM, F KÖHLER, Jacek ZATORSKI, Annetkatrin WAGNER, Zoltán HARMAN, G. WERTH, Werner QUINT, C KEITEL et K BLAUM. « High-Precision Measurement of the Atomic Mass of the Electron ». *Nature* 506 (2014). DOI : [10.1038/nature13026](https://doi.org/10.1038/nature13026) (Cité en page 2).
- [Szigeti, 2020] Stuart S. SZIGETI, Samuel P. NOLAN, John D. CLOSE et Simon A. HAINE. « High Precision, Quantum-Enhanced Gravimetry with a Bose-Einstein Condensate ». *Physical Review Letters* 125.10 (2020), p. 100402. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.100402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.100402). arXiv : [2005.00368](https://arxiv.org/abs/2005.00368) [[cond-mat](#), [physics:physics](#), [physics:quant-ph](#)] (Cité en page 57).
- [Tiesinga, 2021] Eite TIESINGA, Peter J. MOHR, David B. NEWELL et Barry N. TAYLOR. « CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2018 ». *Reviews of Modern Physics* 93.2 (2021), p. 025010. DOI : [10.1103/RevModPhys.93.025010](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.025010) (Cité en pages 2, 3).
- [Wagner, 2023] Roland WAGNER, Jenny NIEBSCH et Ronny RAMLAU. *Off-Axis Point Spread Function Reconstruction for Single Conjugate Adaptive Optics*. 2023. arXiv : [2303.07905](https://arxiv.org/abs/2303.07905) [[astro-ph](#)]. URL : <http://arxiv.org/abs/2303.07905> (visité le 24/03/2023). preprint (Cité en page 100).
- [Wicht, 2002] Andreas WICHT, Joel M HENSLEY, Edina SARAJLIC et Steven CHU. « A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry ». *Physica Scripta T* (2002) (Cité en page 69).
- [Yao, 2022] Zhibin YAO. « Atom Interferometer with Bose-Einstein Condensate : Toward a Determination of Fine-Structure Constant ». Thèse de doct. Sorbonne Université, 2022 (Cité en pages 57, 59, 62, 67, 70, 109).
- [Yao, 2022] Zhibin YAO, Cyrille SOLARO, Corentin CARREZ, Pierre CLADÉ et Saïda GUELLATI-KHELIFA. « Local Phase Shift Due to Interactions in an Atom Interferometer ». *Physical Review A* 106.4 (2022), p. 043312. DOI : [10.1103/PhysRevA.106.043312](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.106.043312) (Cité en pages 57, 63).



## Annexe A

Capteur	Res.(H)	Res.(V)	Taille(H) mm	Pixel ( $\mu\text{m}$ )	$e^-/\text{pixel}$	Bit	SNR (dB)
EV76C661	1280	1024	6.784	5.3	8400	10	39
EV76C560	1280	1024	6.784	5.3	12000	10	41
Python 1300	1280	1024	6.144	4.8	10000	10	40
IMX273	1456	1088	5.0232	3.45	11179	12	40.5
IMX296	1456	1088	5.0232	3.45		10	
IMX287	728	544	5.0232	6.9		12	
IMX226	4072	3046	7.5332	1.85	11323	12	40.5
CMV4000	2048	2048	11.264	5.5	13500	10	
EV76C570	1600	1200	7.2	4.5	12600	10	41
Python 2000	1984	1264	9.5232	4.8	10000	10	40

Capteur	Dark signal $e^-$	Frame rate	$\eta$	Gain	Bruit/pixel	Sensitivité
EV76C661	38/s	60	60 %	140 $\mu\text{v}/e^-$	< 1.5 %	915mV
EV76C560	24/s	60	30 %		< 1 %	
Python 1300	5/s	165	45 %		<1 %	
IMX273	3/s	165	30 %			
IMX296		60				
IMX287		319			3660mV	
IMX226	3.23/s	40	20 %		250mV	
CMV4000	13/s	180	45 %	0.075LSb/ $e^-$	<1 %	
EV76C570	40/s	50	20 %			
Python 2000	9.3/s	180	45 %	140 $\mu\text{v}/e^-$	<1 %	

TABLE 1 – Table de comparaison de capteur de caméra. Le premier correspond à celui utilisé actuellement.





---

# Étude de l'effet des distorsions du front d'onde dans un interféromètre atomique avec un condensat de Bose-Einstein.

---

**Résumé :** La constante de structure fine  $\alpha$  est la constante de couplage associée à l'interaction électromagnétique. Sa mesure est particulièrement utile car elle permet d'obtenir une valeur théorique de l'anomalie du moment magnétique de l'électron qui, comparée à la valeur expérimentale, constitue un test de validité du Modèle Standard. Notre équipe détermine  $\alpha$  depuis 20 ans, par une mesure du rapport  $h/m$  entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium 87.

Pour réduire les effets systématiques liés aux distorsions spatiale et temporelle du front d'onde du faisceau laser, majoritairement responsables de l'incertitude sur la mesure réalisée en 2020 par notre équipe, nous avons diminué la température du nuage en utilisant un condensat de Bose-Einstein.

Nous avons particulièrement amélioré la stabilité temporelle de la production de ce condensat afin d'obtenir un nuage de 200 000 atomes à 100 nK en 3,5 secondes. Nous avons ensuite étudié les interactions dans un condensat. Elles induisent un déphasage et un gradient de phase en sortie d'interféromètre qui ont pu être simulés grâce à un modèle de champ moyen.

Ma contribution principale porte sur la première mesure de  $h/m$  par interférométrie atomique avec un condensat et la comparaison avec celle obtenue avec une mélasse optique. Nous avons observé d'importantes fluctuations temporelles sur la mesure lorsque le condensat est utilisé. Nous attribuons ces fluctuations aux effets locaux de distorsion du front d'onde qui sont plus importants car le condensat est plus petit.

**Mots clés :** Métrologie, atomes froids, interférométrie atomique, constante de structure fine, BEC

---

## Study of wavefront distortions effect in an atomic interferometer with a Bose-Einstein condensate.

---

**Abstract:** The fine structure constant  $\alpha$  is the coupling constant associated with the electromagnetic interaction. Measurement of  $\alpha$  is especially useful as it allows to obtain a theoretical value for electron anomalous magnetic moment. Comparison of said value with the experimental value constitutes a test of validity for the Standard Model.

For the past 20 years, our team has been determining  $\alpha$  by measuring the ratio  $h/m$  between Planck's constant and the mass of a rubidium 87 atom. Spatial and temporal distortions of the wavefront were the main source of uncertainty in the measurement carried out by our team in 2020. In order to reduce the systematic effects related to this phenomenon, cloud temperature was decreased with the use of a Bose-Einstein condensate.

Temporal stability of the condensate production was improved as well by obtaining a cloud of 200 000 atoms at 100 nK in 3.5 seconds. The interactions within the condensate were shown to induce a phase shift and a phase gradient at the interferometer output. This was simulated using a mean-field model.

This work's main contribution is to carry out the first measurement of  $h/m$  by atomic interferometry with a condensate, and comparing it with the one obtained with optical molasses. Significant temporal fluctuations were observed when using a condensate for the measurement. These fluctuations are attributed to local wavefront distortion effects, which are greater within the condensate, as it is smaller and cooler than molasses.

**Keywords :** Metrology, cold atoms, atom interferometry, fine structure constant, Bose-Einstein condensate

