



HAL
open science

Réalisation d'un gradiomètre atomique basé sur des séparatrices de Bragg

Raphaël Piccon

► **To cite this version:**

Raphaël Piccon. Réalisation d'un gradiomètre atomique basé sur des séparatrices de Bragg. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2022. Français. NNT : 2022SORUS422 . tel-03990195

HAL Id: tel-03990195

<https://theses.hal.science/tel-03990195>

Submitted on 15 Feb 2023

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 sous la direction de Franck Pereira dos Santos

au Laboratoire Système de Référence Temps-Espace

présentée par

Raphaël Piccon

Sujet de la thèse :

**Réalisation d'un gradiomètre atomique basé sur des
séparatrices de Bragg**

soutenue le

devant le jury composé de :

M. BIDEL Yannick,	Ingénieur-chercheur,	ONERA,	Rapporteur
M. LAHAYE Thierry,	Directeur de recherche,	LCF,	Rapporteur
M ^{me} GOLDFARB Fabienne,	Maître de conférence,	LUMIN,	Examinatrice
M. LAURAT Julien,	Professeur,	LKB,	Examineur
M. PEREIRA DOS SANTOS Franck,	Directeur de recherche,	SYRTE,	Directeur de thèse
M. MERLET Sebastien,	Ingénieur LNE,	SYRTE,	Codirecteur de thèse

À Gigi

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Yannick Bidel et Thierry Lahaye pour avoir accepté la fonction de rapporteur de cette thèse. Je remercie également Julien Laurat, président de mon jury de thèse, et Fabienne Goldfarb pour avoir accepté de faire partie de mon jury en tant qu'examineurs. J'ai effectué ma thèse à l'Observatoire de Paris au sein du SYRTE dans l'équipe IACI (Interférométrie Atomique et Capteurs inertiels) sur l'expérience de gradiomètre à atomes froids. Mon travail de thèse a été dirigé par Franck Pereira dos Santos et Sébastien Merlet. Leur présence quotidienne et leurs conseils avisés m'ont permis d'avancer au mieux dans ce long périple qu'est la thèse. Sébastien est d'une grande inventivité lorsqu'il s'agit de concevoir des systèmes mécaniques complexes, ce qui est un atout essentiel quand on doit améliorer une expérience d'atomes froids. Sa bonne humeur, et son humour font de lui un partenaire de travail des plus agréables, et sa rigueur, essentielle pour mener à bien des travaux expérimentaux, reste un objectif à atteindre pour moi. Franck, de son côté, possède une connaissance théorique et une intuition physique dont la profondeur reste insondable à mes yeux après mes trois années de travail à ses côtés. Ses capacités d'expérimentateur restent de l'ordre du mystérieux tant il est capable de résoudre en quelques instants des problèmes qui me font des noeuds au cerveau parfois depuis des heures et il possède une force (qui dérive d'une énergie) qui pousse les étudiants à donner le meilleur d'eux-même. C'est à se demander s'il est humain, mais justement, Franck possède également grande une humanité, un humour et une sensibilité qui le rend très attachant. Il faut également souligner le soutien dont font preuve Franck et Sébastien envers leur doctorants. C'est un privilège de travailler avec des personnes aussi compétentes et qui font preuve d'une générosité dont je n'ai pas vu les bornes quand il s'agit de partager leurs connaissances avec leurs étudiants, et ce, peu importe la question posée. C'est pour toutes ces raisons que je tiens à vous remercier chaleureusement tous les deux.

Lorsque je suis arrivé sur l'expérience en 2019 à la fin de la thèse de Romain Cالداني, j'ai eu la chance de travailler avec Sumit Sarkar qui était alors post doctorant. C'est avec lui que j'ai effectué mes premiers pas en thèse et nous avons travaillé près de 2 ans ensemble. J'ai pu travailler avec Judith Bellon, qui m'a beaucoup aidé à prendre en main le tip tilt pendant son stage et je suis sûr qu'elle atteindra avec brio tous les objectifs qu'elle se fixera. Le gradiomètre est aujourd'hui entre de bonnes mains grâce à Joël Gomes Baptista Kamango à qui j'ai pu transmettre mes connaissances au cours des quelques mois que nous avons passés ensemble et qui est devenu autonome en un temps record. Je lui souhaite toute la réussite du monde car il est talentueux et très volontaire. L'arrivée de Léonid Sidorenkov et de Valentin Cambier comme chercheur CNRS et post

doc sur gradiomètre est de très bon augure et je vous souhaite à tous les meilleurs résultats.

J'aimerais également remercier les permanents de l'équipe IACI, notamment Arnaud Landragin, Rémi Geiger et Carlos Garrido Alzar. J'ai eu le plaisir de partager ces années de thèse avec les doctorants et post doctorants du SYRTE, notamment Luc Absil et Yann Balland sur ForcaG, Romain Gauthier, Charbel Cherfan et Mohamed Guessoum sur le Gyro, Yannick Foucault sur l'horloge Strontium, Maxime Pesche sur le gravi, Alexis Mehlman à l'atelier 14, Etienne Chaumeton et Jose Alberto De La Paz Espinosa sur TACC. Je tiens également à remercier chaleureusement les personnes que j'ai pu rencontrer au sein SYRTE pour les pauses café, les déjeuners et autres conversations et bons moments passés avec chacun d'entre vous : Quentin Beaufiles, Robin Corgier, Hervé Le Goff, Mads tonnes, Maxime Mazouth, Caroline Lim, Alexine Marret, Clara Zyskind, José Pinto, Joannès Barbarat, William Moreno, Alexandre Bouvier, William Dubosclard, Jean-Marc Martin, Romain Karcher, Quentin Bouton, Ségolène Albouy.

Ces travaux de thèse n'auraient pas été possibles sans l'aide des services du SYRTE. Je souhaite remercier Michel Lours, José Pinto et Laurent Volodimer du service électronique pour leur aide précieuse sur tous les problèmes que j'ai rencontrés, sur les DDS et les innombrables boîtes d'électroniques que José a construites ou réparées avec une efficacité remarquable. Je souhaite remercier David Holleville, Bertrand Venon et Benoit Carre du service MUTA pour leur aide sur la conception de l'expérience et les nombreux problèmes de vide auxquels nous avons dû faire (et faisons encore) face. Je souhaite remercier Marine Pailler du service administratif pour son aide. Je souhaite enfin remercier Pascal Blondé et Maxime Laguillon du service informatique pour leur aide tout au long de ma thèse et surtout grâce à qui la thèse a pu être retransmise en visio.

Je remercie de tout coeur mes parents, Gigi et Michel, et toute ma famille pour leur soutien dans les bons comme dans les mauvais moments. Vous avez été d'un réconfort sans égal. Merci à Cerise (Ceryse sur les réseaux), Anouk, Mathal, Loïc, Milou, Hugo, Babault, Clara, Jérémie, Ash, Romane, Ilyes, Amandine, Valentine, Gaspard, Maxime, Coco, Léo, Charlotte, Marie, Lorraine, Joséphine, Lulu, Élo, Perrine, Magui, Noé, Collin, Pépé, Robin, Cécile, Clara, Naomi, Elise, Darma, Pauline, ... pour toutes les discussions et réflexions et pour l'air frais que vous m'avez apporté quand j'en avais besoin.

Merci à tous.
Je me sens privilégié d'avoir croisé votre chemin.

Il y a trop de mauvaises nouvelles pour justifier la complaisance. Il y a trop de bonnes nouvelles pour justifier le désespoir.

Donella Meadows

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Mesure de l'accélération de pesanteur	7
1.1.1	Définition	7
1.1.2	Instruments de mesure classiques	8
1.1.3	Mesure par interférométrie atomique	10
1.2	Mesure du gradient de l'accélération de pesanteur	11
1.2.1	Définition	11
1.2.2	Instruments de mesure classiques	12
1.2.3	Mesure par interférométrie atomique	13
1.3	Contexte : la géodésie spatiale	15
1.4	Plan du mémoire	18
2	Éléments théoriques	19
2.1	Interaction Raman	19
2.1.1	Transfert d'impulsion et d'énergie	19
2.1.2	Sélection en vitesse Raman	22
2.2	Interféromètre atomique	22
2.2.1	Impulsion π et $\pi/2$	22
2.2.2	Interféromètre	23
2.3	Sensibilité de l'interféromètre	26
2.3.1	Fonction de sensibilité	26
2.3.2	Fonction de transfert	28
2.3.3	Bruit de projection quantique	29
2.4	Interaction Bragg	29
2.5	Gradiomètre	33
3	Dispositif expérimental	35
3.1	Structure du gradiomètre	35
3.1.1	Géométrie de l'expérience	35
3.1.2	Piège magnéto-optique à deux dimensions	36
3.1.3	Piège magnéto-optique à trois dimensions	38
3.1.4	Champ magnétique	40
3.1.5	Détection	40
3.2	Schéma optique du gradiomètre et banc laser pour l'interférométrie	41
3.2.1	Banc laser	41

3.2.2	Génération des fonctions optiques de refroidissement	44
3.2.3	Pousseur vertical	45
3.2.4	Transition Raman par modulation électro-optique	46
3.2.5	Boucle à verrouillage de phase	50
3.2.6	Saut de fréquence	54
3.2.7	Collimateurs	55
4	Élévateur de Bloch	60
4.1	Théorie	60
4.1.1	Étude d'un atome dans un réseau	60
4.1.2	Étude d'un réseau en mouvement	62
4.1.3	Pertes atomiques	63
4.2	L'élevateur de Bloch comme fontaine	64
4.2.1	Dimensionnement du lancer	64
4.2.2	Caractérisation de la profondeur du réseau	66
4.2.3	Optimisation du lancer	70
4.3	L'élevateur de Bloch comme séparateur	72
4.3.1	La méthode de détection à l'aide d'un élévateur de Bloch	72
4.3.2	Simulation	74
4.3.3	Optimisation de la profondeur du réseau	78
4.3.4	Optimisation du temps de séparation inférieur	80
4.3.5	Évaluation des effets systématiques	83
4.3.6	Utilité du séparateur pour les interféromètres d'ordre plus grand	87
5	Résultats	91
5.1	Réalisation d'un gradiomètre	91
5.1.1	Optimisation de la diffraction de Bragg	91
5.1.2	Mesure de la phase différentielle	96
5.2	Évaluation de la sensibilité du gradiomètre	100
5.2.1	Variance d'Allan du gradient de gravité	100
5.2.2	Système de détection	103
5.3	Compensation de l'accélération de Coriolis	109
5.3.1	Évolution du contraste avec la rotation du miroir	109
5.3.2	Évolution de la phase avec la rotation du miroir	113
6	Conclusion	115
6.1	Résumé des résultats	115
6.2	Perspectives	116
A	Données transition D2 Rubidium	118
B	Photos gradiomètre	119

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Mesure de l'accélération de pesanteur	7
1.1.1	Définition	7
1.1.2	Instruments de mesure classiques	8
1.1.2.1	Mesure relative	8
1.1.2.2	Mesure absolue	9
1.1.3	Mesure par interférométrie atomique	10
1.2	Mesure du gradient de l'accélération de pesanteur	11
1.2.1	Définition	11
1.2.2	Instruments de mesure classiques	12
1.2.3	Mesure par interférométrie atomique	13
1.3	Contexte : la géodésie spatiale	15
1.4	Plan du mémoire	18

1.1 Mesure de l'accélération de pesanteur

1.1.1 Définition

La loi universelle de la gravitation énoncée par Isaac Newton en 1687 dans son ouvrage "Principes mathématiques de la philosophie naturelle" est l'une des quatre interactions fondamentales du modèle standard. Elle stipule que deux objets massifs de l'univers de masse M_A et M_B s'attirent avec une force qui est inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare d^2 , et que la force agit le long de la direction qui les joint :

$$F_{A/B} = F_{B/A} = G \cdot \frac{M_A M_B}{d^2} \tag{1.1}$$
$$\frac{\vec{F}_{A/B}}{|\vec{F}_{A/B}|} = -\frac{\vec{F}_{B/A}}{|\vec{F}_{B/A}|} = \frac{\vec{AB}}{|\vec{AB}|}$$

où G est la constante gravitationnelle et vaut $G = 6.67430(15) \times 10^{-11} \text{N.m}^2.\text{kg}^{-2}$ [Tie+21]. Cette définition permet d'évaluer la force d'attraction exercée entre deux objets ponctuels, mais pour l'étude d'un objet de taille finie, il est nécessaire d'intégrer cette

formule à sur le volume des objets concernés. Ainsi l'accélération de pesanteur notée \vec{g} est définie par la somme des attractions exercées par l'ensemble des volumes infinitésimaux constituant le volume Terrestre à la quelle on ajoute l'accélération d'entraînement \vec{a}_e :

$$\vec{a}_e = \Omega_{Terre}^2 \cos(\Psi_L) R_T \vec{u}_{perp\ rot} \quad (1.2)$$

où Ψ_L est la latitude du point considéré, Ω_{Terre} est la vitesse angulaire de la terre, R_T est le rayon terrestre et $\vec{u}_{perp\ rot}$ est le vecteur unitaire perpendiculaire à l'axe de rotation de la Terre. L'accélération de pesanteur est donnée par :

$$\vec{g}(\vec{r}) = \left(G \int_{\vec{p} \in Volume\ terrestre} \frac{\rho(\vec{p})}{|\vec{p} - \vec{r}|^2} dV(\vec{p}) \right) \vec{u}_{BR} - \vec{a}_e \quad (1.3)$$

où $\rho(\vec{p})$ est la densité volumique terrestre au point \vec{p} et \vec{u}_{BR} est le vecteur unitaire joignant le barycentre terrestre et le point \vec{r} . Ce sont, pour partie, les inhomogénéités de cette densité qui font que le géoïde, défini par la surface équipotentielle de référence du champ de pesanteur terrestre, n'est pas une sphère parfaite, mais possède des variations locales.

1.1.2 Instruments de mesure classiques

1.1.2.1 Mesure relative

La mesure de l'accélération de pesanteur peut s'effectuer à l'aide d'une multitude de méthodes qui ont été développées au cours de l'histoire scientifique de la géodésie. Une première méthode consiste à suspendre une masse à un ressort et mesurer la variation de sa position. Comme la connaissance de la raideur du ressort est difficile à estimer, on ne peut pas mesurer directement l'accélération de pesanteur, mais on peut mesurer ses variations. Les inconvénients de ce système sont qu'une variation de position de la masse engendre une oscillation et que le ressort est sensible à l'hystérésis. L'entreprise SCINTREX a cependant développé un système permettant de s'affranchir en partie de ces problématiques et a créé le gravimètre SCINTREX CG-6 qui possède une sensibilité de $\sim 2.10^{-9} g$ [Led09]. Un appareil ayant une sensibilité de $\sim 2.10^{-9} g$ signifie que l'écart type des mesures effectuées par cet appareil pour une accélération de pesanteur constante vaut $\sim 2.10^{-9} g$, ce qui correspond à sa résolution. Si cette résolution est donnée pour un temps d'intégration par temps de mesure de 1 s, alors on note cette sensibilité $\sim 2.10^{-9} g/\sqrt{\text{Hz}}$. Cependant la raideur du ressort étant dépendante de la température, de l'humidité, et ayant de grands temps de relaxation quand il a été déplacé, le SCINTREX CG-5 est soumis à une forte dérive de $\sim 1 \times 10^{-6} g$ par jour [Mer+08].

Une autre technologie utilise l'effet Meissner d'un matériau supra-conducteur (le Niobium) afin de le faire léviter dans le champ magnétique généré par des bobines. La position de la masse est asservie en ajustant le courant passant dans les bobines. L'accélération de pesanteur est alors mesurée par le biais des variations du courant. Ce type d'instrument permet d'atteindre une très bonne sensibilité de l'ordre $10^{-11} g$ après quelques minutes d'intégration [HCW15] et possède une faible dérive de l'ordre de $10^{-9} g$ par an. Cette faible dérive est due à la température cryogénique d'opération de l'appareil (de l'ordre de 4 °K)

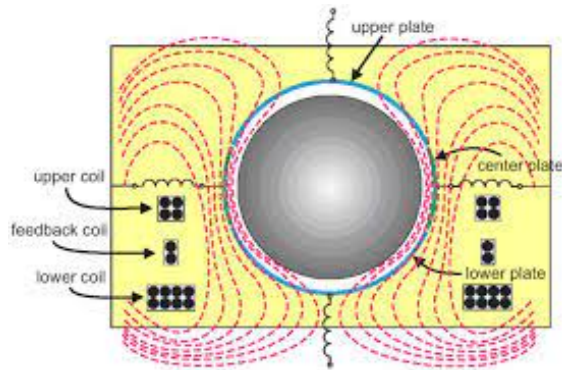


FIGURE 1.1 – Représentation schématique d'un gravimètre supra-conducteur constitué d'une sphère supra-conductrice baignant dans le champ magnétique créé par trois bobines.

qui est nécessaire afin que la masse supra-conductrice soit en dessous de sa température critique.

Les gravimètres MEMS (micro-electromechanical systems) sont des dispositifs mécaniques basés sur le même principe que les gravimètres à ressorts mais différent par la mesure du déplacement de la masse de référence qui se fait par capacitance. Ces accéléromètres sont très compacts, ce qui leur permet d'être aisément intégrés dans des appareils plus complexes comme un téléphone portable ou un sous-marin. Ils présentent une sensibilité à une seconde de $8.10^{-9} g$ [Tan+19].

1.1.2.2 Mesure absolue

Les appareils détaillés jusqu'ici présentent la caractéristique de compenser la gravité à l'aide d'une autre force (électro-magnétique, mécanique) afin de la mesurer. Ces mesures sont qualifiées de relatives et sont toutes soumises à des dérives long terme liées à l'usure ou à l'étalonnage des différents éléments composant le système. Il existe une autre classe de gravimètres appelés gravimètres absolus qui mesurent directement l'accélération de pesanteur sans essayer de la compenser. Ils mesurent la trajectoire d'un corps en chute libre. Le gravimètre FG5-X commercialisé par l'entreprise Micro-g LaCoste est un gravimètre absolu représenté figure 1.2 utilisant un coin de cube réfléchissant en chute libre dans le vide afin de mesurer l'évolution de sa position dans le temps par interférométrie laser, et retrouver l'accélération de pesanteur [Nie+95]. Le principe physique de la mesure est de séparer un laser en deux par une lame séparatrice, dont un bras est réfléchi par un miroir en coin de cube en chute libre et qui est détecté par un photodétecteur, et l'autre bras qui est directement détecté. L'interférence entre ces deux bras produit un interférogramme dont on peut extraire l'accélération de pesanteur.

Cet instrument possède une incertitude de mesure de l'ordre de $3.10^{-9} g$ [Nie+95; Mer+10; Mer+08]. Le temps de cycle de l'instrument est limité par la dissipation des vibrations après une mesure et peut être utilisé aux alentours de $T_C = 10$ s afin de ne pas détériorer son exactitude.



FIGURE 1.2 – Photo du gravimètre à coin de cube FG5-X commercialisé par l’entreprise Micro-g LaCoste. [<https://microglacoste.com/product/fg5-x-absolute-gravimeter/>]

1.1.3 Mesure par interférométrie atomique

L’étude des phénomènes d’interférences entre ondes de matière est apparue dès les débuts de la mécanique quantique. L’interféromètre atomique utilise le principe de superposition d’états afin de placer un atome, représenté par un paquet d’onde de longueur d’onde et de phase donnée, dans deux états distincts qui vont évoluer séparément et qui vont être recombinaés. La probabilité qu’à l’atome d’être dans l’un des deux états à l’issue de l’interféromètre est liée à la différence entre les deux phases accumulées par les deux états pendant leur évolution disjointe. Si cette phase différentielle dépend d’un paramètre d’intérêt, comme la fréquence d’un oscillateur par rapport à la transition atomique, l’accélération ou la rotation subie par les atomes, alors la mesure de la probabilité d’être dans l’un des deux états donne une information sur ce paramètre d’intérêt. Ces appareils utilisant à chaque mesure un nouveau nuage d’atome, ne sont pas sujets aux problèmes d’usure mécanique des gravimètres à coin de cube, et d’une dérive du signal. Il existe plusieurs méthodes permettant de placer l’atome dans une superposition cohérente d’états.

Le concept d’interféromètre atomique par impulsion micro-onde permettant aujourd’hui la mesure du temps parmi les plus précises au monde a été proposée par Norman Ramsey en 1950 [Ram50]. La superposition cohérente d’état est introduite ici par une impulsion micro-onde accordée sur une transition entre deux états stable d’un atome. L’interféromètre est constitué de deux impulsions micro-ondes successives entre lesquelles les deux

états de l'atome vont accumuler une phase différente. L'évolution de ces interféromètres a conduit à une redéfinition de la seconde à partir de la fréquence de la transition hyper-fine de l'état fondamental de Cesium 133. Ces instruments ont également permis de réaliser des échelles de temps extrêmement stables, comme le Temps Universel Coordonné, qui résulte de combinaison de mesures effectuées par un groupe d'horloges atomiques dans le monde, et le Temps atomique international.

Les techniques de refroidissement d'atomes par laser [HS75] ont permis d'effectuer des interféromètres avec des nuages d'atomes froids plutôt que des jets d'atomes thermiques. Cela a eu pour conséquence d'augmenter la longueur de cohérence spatiale des fonctions d'ondes et d'augmenter les temps d'interaction des atomes avec le paramètre d'intérêt, et donc la sensibilité de l'appareil.

En 1989, Christian Bordé a introduit le lien entre la phase d'un interféromètre atomique dont les bras se séparent physiquement et les grandeurs inertielles que sont la rotation et l'accélération [Bor89]. L'utilisation d'impulsions Raman stimulées permet de placer un atome dans une superposition cohérente de deux états internes qui possèdent deux impulsions différentes. L'utilisation de cette transition au sein d'un interféromètre a permis la première réalisation d'un capteur d'accélération à atomes froids à Stanford par Mark Kasevich et Steven Chu en 1991 [KC91; Rie+91]. Les interféromètres utilisant des transitions à deux photons présentent l'avantage d'avoir une sensibilité à la différence de phase entre les deux lasers d'interrogation et non à la phase d'un seul laser. Les transitions Raman stimulées peuvent être réalisées à l'aide de deux faisceaux lasers accordés au voisinage de la transition $D2$ d'un alcalin et dont la différence de fréquence est accordée sur la transition entre les deux états hyperfins de l'état fondamental de l'atome. La sensibilité et l'exactitude des gravimètres à atomes froids ont depuis lors fait l'objet d'une étude métrologique poussée [PCC99; Le +08] jusqu'à devenir l'état de l'art de la mesure de l'accélération de pesanteur [Kar+18; Hu+13; Fre+16]. Des travaux d'automatisation, de transportabilité et d'amélioration de la robustesse ont mené à la commercialisation d'un gravimètre absolu à atomes froids par la société Muquans, maintenant intégrée à la société Exail [Mén+18]. Plusieurs expériences ont également démontré la possibilité de mesurer de l'accélération de pesanteur dans un avion avec une sensibilité de $\sigma_g = [0.6; 1.3]$ mGal et dans un bateau avec une sensibilité de $\sigma_g \sim 0.5$ mGal [Bid+19; Bid+20; Bid+22] et ont démontré la capacité de ces appareils à mesurer des variables géophysiques dans des conditions de mesures hostiles tout en égalant ou en dépassant les performances des capteurs classiques.

1.2 Mesure du gradient de l'accélération de pesanteur

1.2.1 Définition

La mesure de l'accélération de pesanteur est limitée, pour la plupart des expériences citées avant, par le bruit de vibration. Une solution pour s'en affranchir est d'utiliser une configuration de gradiomètre, comprenant deux gravimètres qui mesurent l'accélération

de pesanteur en deux points distincts de l'espace. Cette configuration permet aux deux instruments de mesurer chacun les bruits en mode commun et la mesure différentielle entre ces deux instruments donne le gradient de gravité exempt de ces bruits en mode commun. De plus, la mesure gradiométrique a une plus grande sensibilité à la distribution des masses à courte distance autour de l'appareil que le gravimètre.

Le gradient de gravité $\nabla \vec{g}$ possède 9 composantes qui sont données par :

$$\nabla \vec{g} = \begin{pmatrix} \Gamma_{xx} & \Gamma_{xy} & \Gamma_{xz} \\ \Gamma_{yx} & \Gamma_{yy} & \Gamma_{yz} \\ \Gamma_{zx} & \Gamma_{zy} & \Gamma_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où $\Gamma_{ij} = \frac{dg_i}{dj}$, $\{i, j\} \in \{x ; y ; z\}$ est le gradient sur l'axe j de la composante i de l'accélération de pesanteur.

Les appareils de mesure du gradient de gravité sont appelés des gradiomètres. Le gradient de gravité au niveau de la surface terrestre sur une distance d peut être évaluée en première approximation par :

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{g(R_T + d) - g(R_T)}{d} \\ \gamma &= \frac{Gm_T}{d} \left(\frac{1}{(R_T + d)^2} - \frac{1}{R_T^2} \right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec $R_T = 6.371 \times 10^6$ m le rayon de la Terre en mètres, d une distance en mètres également, G la constante gravitationnelle, $m_T = 5.973 \times 10^{24}$ kg la masse de la Terre. Le gradient de gravité sur une distance de 1 mètre donne :

$$\gamma = 3080 E \quad (1.6)$$

où E est un Eötvös qui est une unité de gradient de gravité et qui vaut $1 E = 10^{-9} \text{ Gal.cm}^{-1}$. Le Gal est une unité d'accélération et vaut $1 \text{ Gal} = 1 \text{ cm.s}^{-2}$, ce qui implique que l'Eötvös vaut $1 E = 10^{-9} \text{ s}^{-2}$. Un gradient de gravité de $3000 E$ implique une variation force gravitationnelle de la Terre de $300 \mu\text{Gal}$ pour une variation de position de 1 m.

1.2.2 Instruments de mesure classiques

Il existe de multiples instruments de mesure du gradient de gravité [Lan17 ; Ver21] qui sont majoritairement constitué d'une mesure de l'accélération de pesanteur en deux points distincts de l'espace. Similairement aux gravimètres, ces instruments sont dits relatifs si ils compensent la gravité et mesurent son gradient de manière indirecte, et sont dits absolus si ils évaluent la chute libre d'objets. Parmi les gradiomètres relatifs, le gradiomètre mécanique dont le brevet est détenu par l'entreprise Lockheed Martin [BB08] permet de mesurer toutes les composantes du gradient de gravité avec une sensibilité de $20 E/\sqrt{\text{Hz}}$. Les gradiomètres supra-conducteur basés sur une mesure différentielle permettent d'obtenir une stabilité de $20 \text{ mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ [MPC02]. Une autre méthode développée à l'université Australienne (UWA) est basé sur l'étude des modes de vibration d'une corde fixée à ses extrémités. Si cette corde est soumise à un champ de gravité non uniforme sur toute sa

longueur (à cause d'un gradient de gravité par exemple), la forme de ses modes de vibration sera déformée. La mesure de cette déformation a conduit à une mesure du gradient avec une stabilité de $30 E/\sqrt{\text{Hz}}$ [veryaskinIntrinsicGravityGradiometer2021].

Les instrument présentés avant possèdent une dérive que ne possèdent pas les instruments absolus comme le gradiomètre à coin de cube. Une expérience a réalisé la mesure du gradient de gravité à l'aide d'un seul gravimètre à coin de cube (modèle FG5 Micro-g Lacoste) et d'algorithmes sophistiqués et une stabilité de $30 E$ a été obtenue [Hip99]. La mesure du gradient de gravité à l'aide de deux gravimètres à coin de cube a été réalisée par le même groupe et a donné une stabilité de l'ordre de la centaine d'Eötvös [Ver21].

1.2.3 Mesure par interférométrie atomique

La première expérience de gradiomètre atomique a été réalisée à Stanford dans le groupe de Mark Kasevich et utilise deux nuages séparés par ce qu'on appelle la ligne de base $L = 1 \text{ m } 40$ [Sna+98] et a permis d'atteindre une sensibilité au gradient de gravité de $28 E/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un temps d'interrogation de $2T = 315 \text{ ms}$ [McG+02]. Le même groupe de recherche à établi un nouveau record de sensibilité gradiométrique de $14 E/\sqrt{\text{Hz}}$ dans une tour haute de 10 mètres avec des atomes ultra-froids [Ase+17]. Le temps de cycle de l'expérience est de $T_c = 22 \text{ s}$ et le temps d'interrogation de $2T = 1.2 \text{ s}$. Cette expérience, à la différence des précédentes qui utilisaient des impulsions Raman stimulées, utilise la diffraction de Bragg qui est un processus de diffraction cohérent d'un état d'impulsion à un autre par un réseau optique. Les deux bras de l'interféromètre restent dans le même état interne. La différence d'impulsion entre les deux bras de l'interféromètre est, pour cette expérience, de $2n\hbar k = 40\hbar k$ où k est le vecteur d'onde de la transition et vaut $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. L'équipe de G. Tino a elle aussi été pionnière dans le développement de gradiomètres pour la mesure de G . Dans une étude détaillée des performances de l'expérience publiée dans [Sor+14], une stabilité de $1.6 E$ pour 2h d'intégration a été atteinte pour un interféromètre dual Raman de ligne de base $L = 30 \text{ cm}$ et une stabilité à 1 seconde de $98 E$. Puis la stabilité gradiométrique est passée en dessous de l'Eötvös aux grands temps d'intégration à deux reprises en 2022 avec $0.86 E$ pour 17000 secondes d'intégration dans l'équipe de M.-S. Zhan à Wuhan avec une ligne de base $L = 44.5 \text{ cm}$ et un temps d'interrogation de $2T = 260 \text{ ms}$ avec des impulsions Raman [Lyu+22], et au sein de l'entreprise Muquans avec $0.15E$ pour 110000 s d'intégration avec une ligne de base de $L = 62.5 \text{ cm}$ et un temps d'interrogation de $2T = 240 \text{ ms}$ avec des impulsions Raman [Jan+22]. Ce gradiomètre transportable développé par la société Muquans, représenté figure 1.3, possède une stabilité de $50 E$ à 1 seconde.

Les gradiomètres à atomes froids permettent également d'effectuer des test de physique fondamentale, comme la mesure de la constante universelle de gravitation G [Ros+14] avec une précision de 150 ppm . Il est également possible d'utiliser ce principe de mesure différentielle pour tester le principe d'équivalence, ce qui consiste à mesurer l'attraction gravitationnelle entre la Terre et deux corps de masse différente et vérifier qu'ils sont attirés avec la même accélération. Ce test est caractérisé par le paramètre d'Eötvös η qui représente le rapport entre l'accélération différentielle entre les deux corps et l'accélération moyenne. Si le principe d'équivalence est vrai, alors le paramètre d'Eötvös doit valoir $\eta = 0$, et

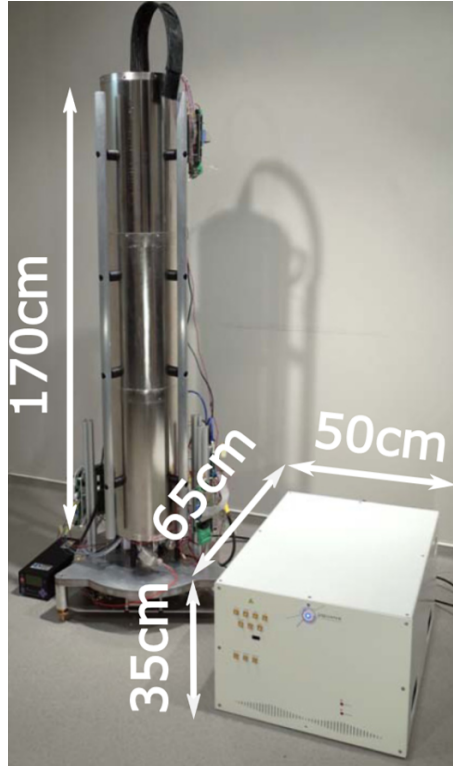


FIGURE 1.3 – Photo du gradiomètre à atomes froids développé par la société Muquans (intégrée au groupe Exail) [Jan+22].

les différentes expériences de test du principe d'équivalence consistent à vérifier que ce paramètre vaut bien $\eta = 0$ avec la plus petite incertitude possible. La mission spatiale microscope a donné une incertitude sur le paramètre d'Eotvos de 2.7×10^{-15} [MIC+22]. Plusieurs expériences effectuent des interféromètres avec deux espèces atomiques de masse différente afin de mesurer l'accélération différentielle entre les deux espèces. Le groupe de Stanford a réussi à mesurer le paramètre d'Eötvös $\eta = (1.6 \pm 3.8) \times 10^{-12}$ avec des atomes refroidis à $T_0 = 25 \text{ nK}$ et lancés à $\sim 8.6 \text{ m}$ de haut avec un temps d'interrogation de l'interféromètre de $2T = 1.91 \text{ s}$ [Ase+20]. Une autre expérience réalisée par le groupe de Wuhan a mesuré le paramètre d'Eötvös $\eta \sim (0 \pm 3) \times 10^{-10}$ entre les isotopes 85 et 87 de l'atome de Rubidium [Zho+21].

L'évaluation de la sensibilité gradiométrique d'un interféromètre utilisant des impulsions de Bragg sur des atomes refroidis par laser a été effectuée avec un ordre de diffraction $n = 3$, une ligne de base $L = 30 \text{ cm}$ et un temps d'interrogation $2T = 260 \text{ ms}$ par le groupe de M. Tino [DAm+16]. Cette expérience a montré une stabilité de 26 E après 33mn d'intégration et $\sim 1200 \text{ E}$ après une seconde d'intégration.

Des projets de plus grande envergure sont en développement afin de tester d'autres champs de la physique fondamentale comme la mesure d'ondes gravitationnelles. C'est le cas du projet MIGA [Ca18], un capteur constitué de trois nuages d'atomes froids interrogés dans le laboratoire souterrain à bas bruit (LSBB) de Rustrel sur une ligne de base

horizontale de 250 mètres, ou le projet MAGIS en développement au FermiLab en périphérie de Chicago, Illinois qui prévoit la réalisation d'un gradiomètre possédant une ligne de base verticale de 100 mètres [Abe+21]. Ces projets sont aujourd'hui des bancs d'essai pour effectuer des tests de physique fondamentale, et pour identifier leurs contraintes afin de développer de nouvelles méthodes de mesure au delà de l'état de l'art

Un autre type de capteur peut être réalisé avec les interféromètres à atomes froids : si la trajectoire des deux états de l'interféromètre ouvre une aire physique comme représenté figure 1.4 en bleu clair, alors la phase de l'interféromètre est proportionnelle à la projection de la rotation du référentiel de l'expérience sur la normale à cette surface représentée par le vecteur \vec{A} .

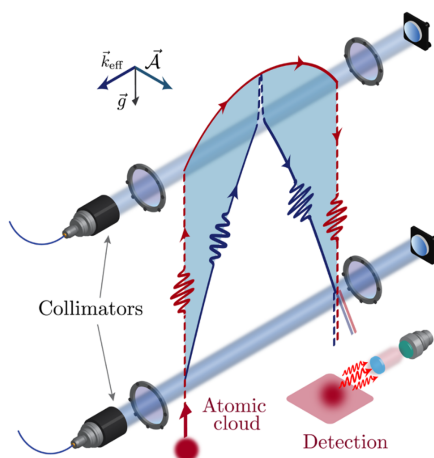


FIGURE 1.4 – Représentation schématique d'un gyromètre à atomes froids dont les deux états atomiques superposés représentés en bleu foncé et rouge ouvrent une aire physique représentée en bleu clair.

Il est alors possible de mesurer les rotations avec une grande stabilité et exactitude [DSK06 ; Gau+22].

1.3 Contexte : la géodésie spatiale

Le développement de l'espèce humaine a récemment pris des proportions telles qu'il modifie en profondeur certains des équilibres pré-existants qui ont permis notre survie et notre prospérité jusqu'à aujourd'hui [Mas+ ; Pör+ ; Roc+09 ; Ser19]. Dans un contexte de fortes émissions de gaz à effet de serre par les activités humaines (combustion de ressources fossiles, déforestation, utilisation d'engrais pour l'agriculture...), de multiples processus géophysiques sont à l'œuvre comme l'augmentation de la température de l'atmosphère (de 1.1 °C depuis l'aire pré-industrielle), l'augmentation de la fréquence des événements extrêmes (inondations, ouragans, sécheresses, feux), le réchauffement et l'acidification des mers et des océans. Les conséquences de ces changements géophysiques sont multiples et il est essentiel de les évaluer (par mesures et simulations) le plus finement possible afin de les quantifier et prévoir leur évolution. La mesure de ces évolutions est effectuée au travers d'un ensemble de variables climatiques essentielles qui sont définies par leur pertinence,

leur précision et leur capacité à produire des jeux de données continus sur une longue période de temps. La géodésie, et pour ce qui nous intéresse plus particulièrement ici, la gravimétrie, s'inscrivent dans cette démarche et permettent de mesurer directement plusieurs variables climatiques essentielles comme la masse de la couverture neigeuse et des glaciers, les masses d'eaux souterraines, de lacs et de rivières, et le niveau des mers.

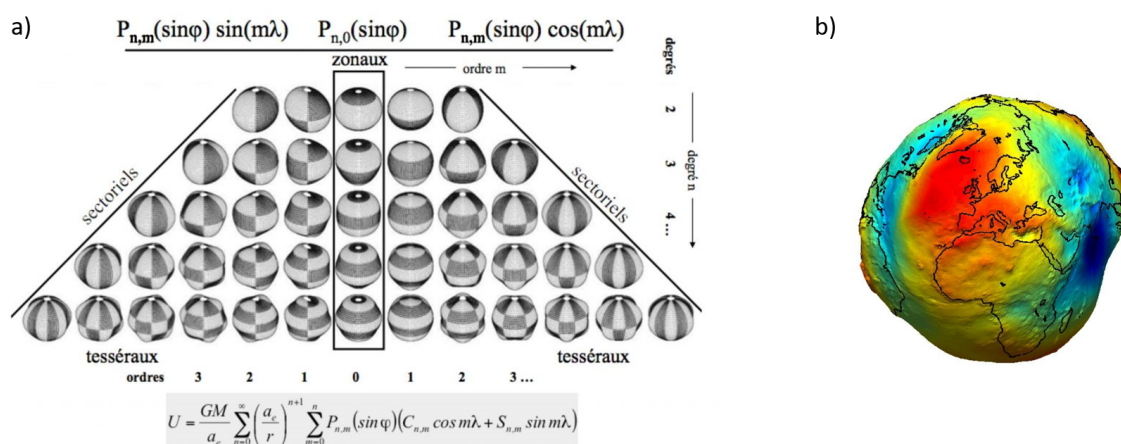


FIGURE 1.5 – a) Représentation d'harmoniques sphériques de différents degrés et de différents ordres. b) Représentation du géoïde terrestre. Les variations du géoïde ne sont pas à l'échelle par rapport à la taille de la Terre.

De la même manière qu'un signal peut être décomposé par transformée de Fourier, le géoïde terrestre peut être représenté par une décomposition en harmoniques sphériques comme représenté figure 1.5 a). La figure 1.5 b) représente le géoïde terrestre, dont les variations ont été amplifiées par rapport à la taille de la Terre, et montre qu'à cause de la rotation de la Terre et des inhomogénéités de densité du sous-sol terrestre et des océans, le géoïde terrestre n'est pas parfaitement sphérique.

La mission spatiale de gravimétrie conçue par les agences spatiales allemandes (DLR) et américaines (NASA) nommée GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) opérationnelle de 2002 à 2017, et suivie par un deuxième exemplaire très similaire GRACE Follow-On opérationnel de 2018 à aujourd'hui, ont permis de mesurer le champ gravitationnel terrestre depuis l'espace et permettent par exemple d'aider à l'attribution de l'origine de la montée du niveau des océans (fonte des glaces, expansion thermique ou changement de salinité). Son principe de fonctionnement consiste en une constellation de deux satellites se suivant l'un l'autre en orbite autour de la Terre et dont la distance relative est mesurée précisément. Lorsque le premier satellite passe à l'aplomb d'une anomalie gravitationnelle, sa trajectoire est affectée et la distance entre les deux satellites aussi. La mesure de la distance entre les deux satellites permet donc de mesurer indirectement les variations spatiales, mais aussi temporelles du champ de pesanteur terrestre. La mission GRACE a permis entre autre de mesurer le géoïde terrestre avec une exactitude de 2 cm à 1 sigma par rapport aux modèles existants sur toute la surface du globe à une orbite de ~ 500 km [Tap+04].

Un autre mission, GOCE, financée par l’agence spatiale européenne, a permis la mesure du gradient de gravité depuis l’espace entre 2009 et 2013. La charge utile de ce satellite orbitant à $\sim 250 \text{ km}$ d’altitude consistait en 3 paires d’accéléromètres électrostatiques permettant de mesurer le gradient d’accélération sur les trois directions de l’espace et avait une sensibilité de $[10 - 20] \text{ mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ [Dou+18].

À la suite de ces missions GRACE, GRACE-FO et GOCE, la communauté des géosciences fait écho d’un besoin identifié pour une mission spatiale de gravimétrie possédant une meilleure résolution spatiale et temporelle et ayant une durée de mesure plus grande [Pai+15]. Différents scénarios de mission ont ainsi été proposés et étudiés, basés sur des technologies d’accéléromètres classiques ou exploitant au contraire des technologies quantiques. En particulier, un premier concept de mission spatiale a été proposé permettant de mesurer le gradient de gravité et la rotation à bord d’un satellite à l’aide d’un interféromètre atomique [Car+14]. Une autre méthode proposée s’inspire de la constellation de satellite de la mission GRACE pour mesurer l’accélération de pesanteur dans deux satellites en orbite autour de la Terre à 373 km d’altitude se suivant l’un l’autre avec un accéléromètre atomique dans chaque satellite [Lév+21]. La mesure de distance relative entre les deux satellites s’effectue par télémétrie laser.

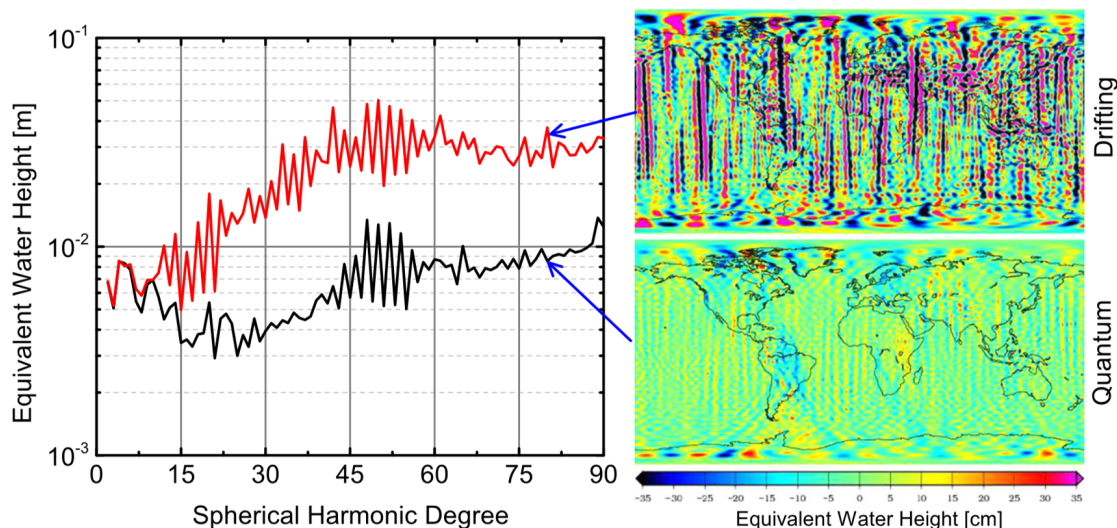


FIGURE 1.6 – Figure tirée de [Lév+21] illustrant à gauche, l’erreur de restitution du champ de pesanteur, exprimé en équivalent hauteur d’eau, en fonction du type d’accéléromètre utilisé. Les deux figures de droite représentent les effets du repliement spectral de la dérive d’un capteur classique pour la figure du haut et d’un capteur quantique pour la figure du bas.

La figure 1.6 de gauche représente la comparaison entre un capteur inertiel classique en rouge et un capteur quantique intrinsèquement exempt de dérive du signal de mesure en noir. On peut voir que la l’erreur de restitution de champ de pesanteur par l’accéléromètre est améliorée pour le capteur quantique. Cette dérive des capteurs classiques crée un artefact et fait apparaître des franges représentées sur la carte du monde en haut à droite, alors que la mesure par interférométrie atomique permet de supprimer ces franges. La

géodésie par interférométrie atomique possède donc des avantages qui seront exploités par le programme de recherche CARIOQA (Cold Atom Rubidium Interferometer in Orbit for Quantum Accelerometry) piloté par le CNES et la DLR et qui vise à mettre en orbite un premier capteur inertiel à atomes froids. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de thèse présentés ici qui visent à démontrer la faisabilité et les capacités des nouveaux outils nécessaires à la réalisation d'interféromètres atomiques dans l'espace.

1.4 Plan du mémoire

Dans ce manuscrit, je présente mes travaux de thèse effectués au SYRTE sur le développement d'un gradiomètre atomique. Je commence au chapitre 2 avec les développements théoriques nécessaires à la compréhension d'un interféromètre atomique et sa sensibilité. Je présente entre autres la transition Raman stimulée, la diffraction de Bragg et la fonction de sensibilité de l'interféromètre.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation du dispositif expérimental du gradiomètre. Les éléments optiques, mécaniques et électroniques seront détaillés afin d'avoir une vue d'ensemble sur le gradiomètre. Une partie sera consacrée à l'étude des transitions Raman stimulées effectuées à l'aide d'un laser unique modulé en phase par un module électro-optique fibré.

Le chapitre 4 porte sur la méthode de détection utilisant un élévateur de Bloch afin de séparer spatialement les ports de sortie d'un interféromètre de Bragg dans une détection classique de type temps de vol. Le cadre théorique du comportement d'un atome piégé dans un réseau optique est présenté, puis les résultats expérimentaux sont détaillés.

Le chapitre 5 enfin, présente les caractéristiques de fonctionnement du gradiomètre et permettent la réalisation de la mesure du gradient de gravité. Les sous parties de ce chapitre sont détaillées dans l'ordre chronologique dans lequel elles apparaissent dans le cycle d'une mesure de gradient de gravité.

Et enfin, une courte conclusion rappellera les principaux résultats et dégagera quelques perspectives ouvertes par ce travail.

Chapitre 2

Éléments théoriques

Sommaire

2.1	Interaction Raman	19
2.1.1	Transfert d'impulsion et d'énergie	19
2.1.2	Sélection en vitesse Raman	22
2.2	Interféromètre atomique	22
2.2.1	Impulsion π et $\pi/2$	22
2.2.2	Interféromètre	23
2.3	Sensibilité de l'interféromètre	26
2.3.1	Fonction de sensibilité	26
2.3.2	Fonction de transfert	28
2.3.3	Bruit de projection quantique	29
2.4	Interaction Bragg	29
2.5	Gradiomètre	33

2.1 Interaction Raman

2.1.1 Transfert d'impulsion et d'énergie

L'atome utilisé dans l'expérience de gradiomètre est le Rubidium 87 noté ^{87}Rb . C'est un alcalin situé sur la première colonne du tableau de Mendeleïev. Il possède 37 électrons dont un seul électron de valence. Nous utiliserons la transition D2 du Rubidium présentée sur la figure 2.1 a) qui peut être adressée avec un laser de longueur d'onde $\lambda = 780$ nm et qui a une largeur naturelle $\Gamma = 6 \text{ } 2\pi\text{MHz}$.

Les éléments théoriques développés ici sont tirés de la thèse de Patrick Cheinet [Che06] et reprennent les résultats essentiels nécessaires à la suite du manuscrit. La transition Raman est réalisée entre l'état fondamental $|F = 1\rangle$ ($|f\rangle$ sur la figure 2.1b)) et l'état excité $|F = 2\rangle$ ($|e\rangle$ sur la figure 2.1b)) de la structure hyperfine de l'état $|5^2S_{1/2}\rangle$ via le couplage aux états intermédiaires représenté par l'un des états $|F = i\rangle, i \in \llbracket 0 ; 3 \rrbracket$ de la structure hyperfine de l'état $|5^2P_{3/2}\rangle$ ($|i\rangle$ sur la figure 2.1b)). L'état fondamental et l'état excité sont séparés en fréquence par la fréquence d'horloge $\omega_{HFS}/2\pi = 6.834$ GHz.

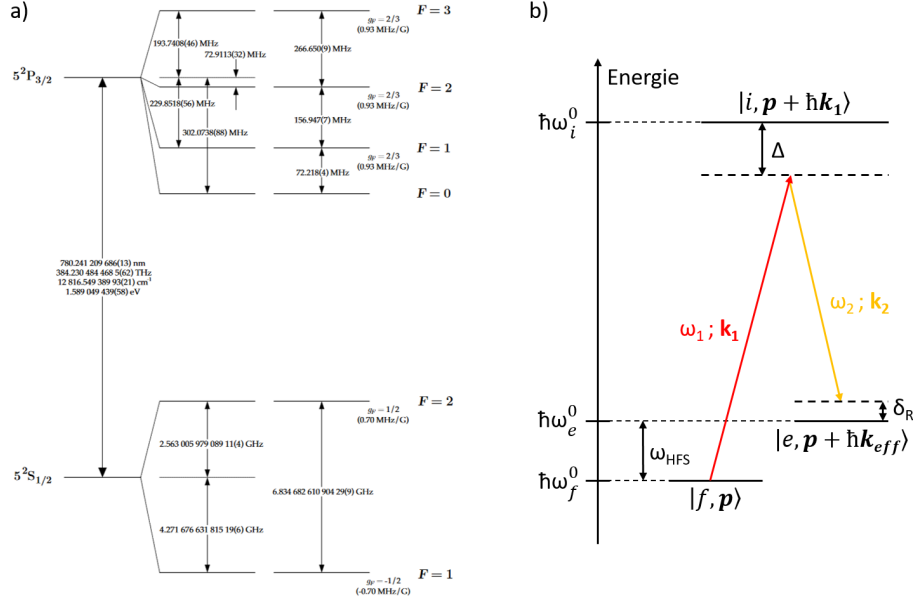


FIGURE 2.1 – a) États énergétiques de la transition D2 du ^{87}Rb avec représentation des états hyper-fins. Schéma tiré de [Ste01]. b) Représentation de la transition Raman qui couple l'état fondamental à l'état excité via un processus à deux photons, de pulsations ω_1 et ω_2 .

Considérons un atome de masse m d'énergie cinétique initiale \mathbf{p} dans un champ électromagnétique composé de deux faisceaux lasers :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(t, \mathbf{r}) &= E_1^0 \exp^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \phi_2)} \boldsymbol{\epsilon}_1 \\ \mathbf{E}_2(t, \mathbf{r}) &= E_2^0 \exp^{i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi_2)} \boldsymbol{\epsilon}_2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Lors d'une transition Raman, l'atome absorbe un photon de pulsation ω_1 dans un faisceau et réémet de manière stimulée un photon de pulsation ω_2 dans un deuxième faisceau. La conservation de l'impulsion impose qu'après l'absorption d'un photon de pulsation ω_1 et de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 , et l'émission stimulée d'un photon de pulsation ω_2 et de vecteur d'onde \mathbf{k}_2 , l'atome d'impulsion initiale \mathbf{p} évolue vers l'état d'impulsion \mathbf{p}' :

$$\begin{aligned} \mathbf{p}' &= \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1 - \hbar \mathbf{k}_2 \\ &= \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dans le cas où le faisceau de pulsation ω_1 se propage dans le sens opposé au faisceau de pulsation ω_2 , le module du vecteur d'onde vaut $|k_{\text{eff}}| = |k_1| + |k_2|$, ce qui maximise l'impulsion transmise aux atomes. Une transition Raman effectuée dans ces conditions est appelée transition contra-propageante. Si les vecteurs d'ondes de deux faisceaux sont dans le même sens, on parle alors de transition co-propageante. L'état fondamental d'impulsion \mathbf{p} est noté $|f, \mathbf{p}\rangle$ figure 2.1, de même que l'état excité d'impulsion $\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}$ est noté

$|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, et l'état intermédiaire d'impulsion $\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1$ est noté $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$.

La conservation de l'énergie dans le système fermé $\{\text{atome} + \text{champs des lasers}\}$ impose la relation suivante :

$$\hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \hbar\omega_1 = \hbar\omega_e^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m} + \hbar\omega_2 \quad (2.3)$$

Si on s'intéresse à la différence de fréquence entre les deux pulsations ω_1 et ω_2 , on obtient :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e^0 - \omega_f^0 + \omega_D + \omega_R \quad (2.4)$$

Où :

$$\omega_D = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} \quad (2.5)$$

est le décalage Doppler de la transition,

$$\omega_R = \frac{\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}^2}{2m} \quad (2.6)$$

est le terme de recul engendré par la transition,

$$\Delta = \omega_e^0 - \omega_f^0 \quad (2.7)$$

est la fréquence de transition hyper-fine entre les deux états excités et fondamentaux, et où δ_R est le désaccord entre la différence $\omega_1 - \omega_2$ et la résonance Raman.

Dans le cas d'un grand désaccord Δ devant la largeur naturelle Γ de la transition D2 [Mol+92], les niveaux énergétiques intermédiaires restent peu peuplés et il est alors possible de considérer ce système comme un système à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$:

$$|\Psi\rangle = C_f(t)|f\rangle + C_e(t)|e\rangle \quad (2.8)$$

La probabilité du système d'être dans l'état $|i\rangle, i \in \{f; e\}$ après une durée d'impulsion τ est donnée par $P_i(\tau) = |C_i(\tau)|^2$.

Dans le cas de conditions initiales à $t = 0$ où le système est dans l'état $|f\rangle$, l'évolution de la probabilité que le système soit dans l'état $|e\rangle$ à l'instant $t = \tau$ est donné par :

$$P_e(\tau, \delta_R) = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_{eff}^2 + \delta_R^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_{eff}^2 + \delta_R^2} \frac{\tau}{2}\right) \quad (2.9)$$

Où δ_R est le désaccord Raman,

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}}{\Delta} \quad (2.10)$$

est la pulsation de Rabi effective avec :

$$\Omega_{f1} = -\frac{2}{\hbar} \langle i | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_1 | f \rangle \quad (2.11)$$

et :

$$\Omega_{e2} = -\frac{2}{\hbar} \langle i | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_2 | e \rangle \quad (2.12)$$

les deux pulsations de Rabi décrivant l'interaction des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ respectivement avec les faisceaux \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 . On voit qu'en faisant évoluer la durée de l'impulsion τ , la probabilité de transférer les atomes vers l'état excité évolue de manière sinusoïdale.

2.1.2 Sélection en vitesse Raman

Comme le montre l'équation 2.9, la condition de résonance d'une impulsion Raman dépend de son désaccord δ_R , et donc à la vitesse des atomes v par le biais de la formule Doppler $2\pi\delta_R = k_{eff}v$. L'efficacité de transfert des atomes varie en fonction de leur vitesse comme un sinus cardinal au carré ce qui permet d'effectuer la sélection d'une classe de vitesse dans un nuage d'atomes.

En considérant une distribution en vitesse suivant une loi de Boltzmann pour un gaz de température $T_0 = 2 \mu\text{K}$ typique d'une expérience d'atomes refroidis par piège magnéto-optiques, on obtient une distribution en vitesse représentée par la courbe noire de la figure 2.2 dont l'aire est normalisée.

Une transition Raman avec une fréquence de Rabi de $\Omega_{eff}/(2\pi) = 3.125 \text{ kHz}$ (et une durée ajustée de $160 \mu\text{s}$) permet de transférer les atomes possédant une distribution en vitesse représentée par la courbe rouge de la figure 2.2. Un ajustement par une gaussienne donne un écart-type de distribution en vitesse de 1.3 cm.s^{-1} pour la courbe des atomes en sortie de mélasse et de 0.77 mm.s^{-1} pour la courbe des atomes sélectionnés en vitesse ce qui correspond à une réduction par un facteur 17 de la largeur de la distribution en vitesse. Il est à noter que la largeur de la distribution en vitesse transférée est inversement proportionnelle à la pulsation de Rabi. Ainsi, si la fréquence de Rabi est grande devant la distribution en vitesse d'un nuage (convertie en fréquence par la relation de Doppler), alors la transition Raman transfère l'intégralité des atomes d'un état à l'autre. C'est d'ailleurs plutôt dans ce régime de fort couplage qu'on se place quand on souhaite non plus sélectionner les atomes mais les manipuler dans l'interféromètre, de manière à ce que l'efficacité des impulsions soient aussi indépendante que possible de leur vitesse.

2.2 Interféromètre atomique

2.2.1 Impulsion π et $\pi/2$

L'évolution de probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion Raman est représenté figure 2.3 a) et suit une évolution sinusoïdale amortie. L'amortissement de cette sinusoïde est lié à la largeur de la distribution en impulsion du nuage (0.77 mm.s^{-1}) et à la fréquence de Rabi (12.5 kHz). Une des conséquences de cet amortissement est que la probabilité de transition maximale atteinte est de 87%. Pour un désaccord δ_R nul, il est possible de maximiser la probabilité de transition d'un atome d'un état interne à l'autre en respectant la relation $|\Omega_{eff}|\tau = \pi$. On désignera la durée de cette impulsion par τ_π comme représenté en rouge figure 2.3.

Cette impulsion, permettant de défléchir les atomes, jouera le rôle de miroir dans la suite du manuscrit. Si la durée de l'impulsion devient $\tau_{\pi/2}$ telle que : $|\Omega_{eff}|\tau_{\pi/2} = \pi/2$

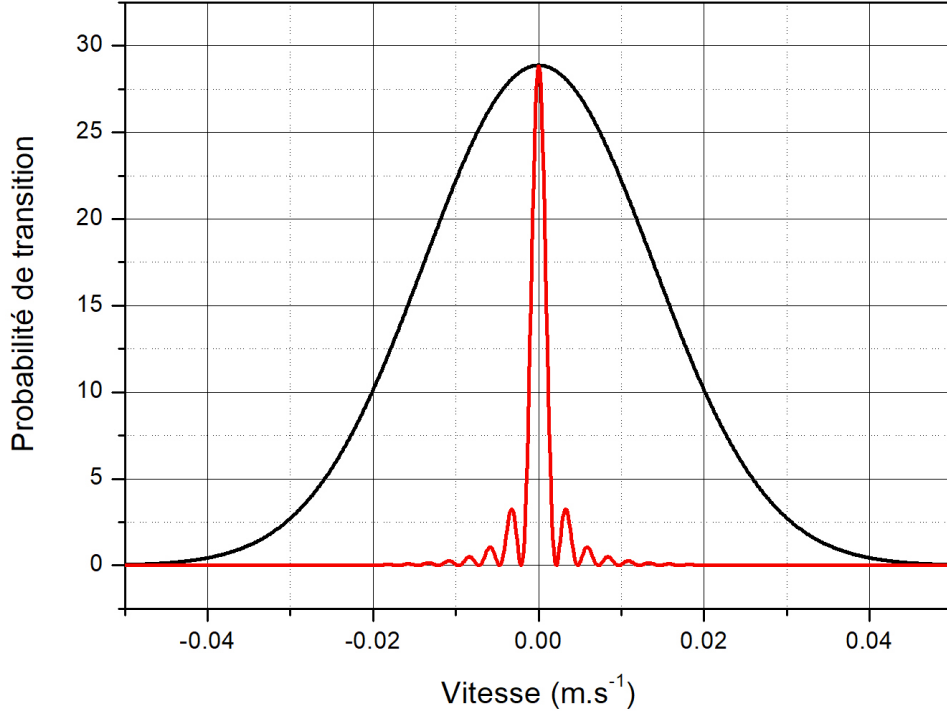


FIGURE 2.2 – Probabilité de transition en fonction de la vitesse des atomes. La courbe noire représente la distribution en vitesse normalisée d’un nuage de température $T_0 = 2 \mu\text{K}$. La courbe rouge représente la probabilité de transfert des atomes vers l’autre état hyper-fin en fonction de leur vitesse pour une pulsation de Rabi de $\Omega_{eff} = 10 \text{ kHz}$, une durée d’impulsion $\tau = 50 \mu\text{s}$.

comme représenté en bleu figure 2.3, on peut alors placer un atome dans une superposition cohérente des deux états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$. Cette impulsion jouera par la suite le rôle de séparatrice. En appliquant ces deux types d’impulsion, il est possible d’effectuer un interféromètre à ondes de matière avec des atomes de ^{87}Rb analogue à un interféromètre optique de Mach-Zehnder en remplaçant les miroirs et les lames séparatrices par des impulsions lumineuses de durée adaptées.

2.2.2 Interféromètre

Nous étudions le cas d’un interféromètre composé de trois impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ réalisé expérimentalement pour la première fois en 1991 [KC91]. Comme détaillé dans le paragraphe précédent, la durée d’une impulsion π est deux fois plus grande que la durée d’une impulsion $\pi/2$, et la durée entre chaque impulsion est notée T . L’interféromètre pré-

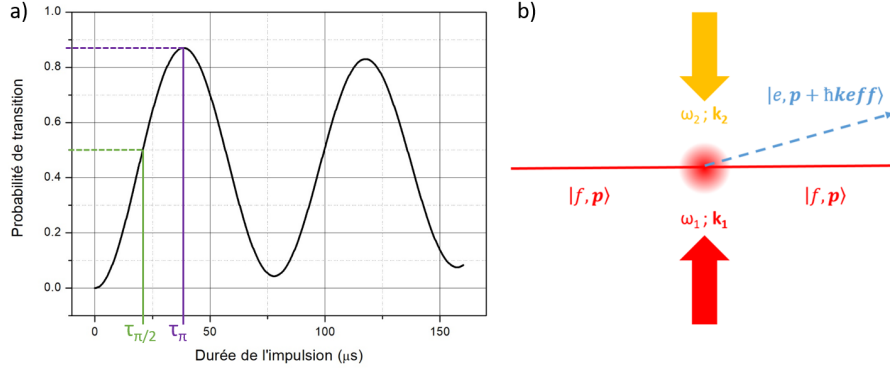


FIGURE 2.3 – a) Oscillation de Rabi amortie pour un nuage possédant une largeur de distribution en vitesse de 0.12 cm.s^{-1} pour fréquence de Rabi de $\Omega_{eff}/(2\pi) = 40 \text{ kHz}$. Sont indiqués les durées d'impulsion pour lesquelles on transfère (à peu près) la moitié de la population d'un état à l'autre : $\tau_{\pi/2}$; et la durée pour laquelle on transfère la quasi-totalité des atomes τ_{π} . b) Schéma de diffraction d'un atome en interaction avec un champ lumineux composé de deux faisceaux de fréquences ω_1 et ω_2 . L'état fondamental $|f\rangle$ est représenté par un trait plein et l'état excité $|e\rangle$ est représenté par un trait en pointillé. Après l'impulsion, les deux états, qui ont des impulsions différentes, se séparent.

senté ici possède donc une symétrie temporelle centrée autour de l'impulsion π . Les atomes sont placés dans une superposition cohérente d'état à l'issue de la première impulsion, la deuxième impulsion "miroir" a pour effet de rediriger les deux états l'un vers l'autre, et la troisième et dernière impulsion recombine les états entre eux au moment où ils se superposent spatialement.

À l'issue de cet interféromètre, la probabilité du système d'être dans l'état excité P_e est une observable que l'on définit par le rapport entre la population dans l'état $|e\rangle$ et la population totale :

$$P_e = |C_e(t)|^2 = \frac{N_e}{N_e + N_f} \quad (2.13)$$

Comme pour un interféromètre à deux ondes en optique, cette probabilité est reliée à la phase de l'interféromètre $\Delta\Phi$ par la relation :

$$P_e = \frac{1}{2} (1 + C \cos(\Phi)) \quad (2.14)$$

avec C le contraste de l'interféromètre et Φ est la différence des phases accumulées par les ondes de matière le long des deux bras de l'interféromètre. Dans le cas qui nous occupe ici, on peut montrer [Bor89] que cette phase est donnée par :

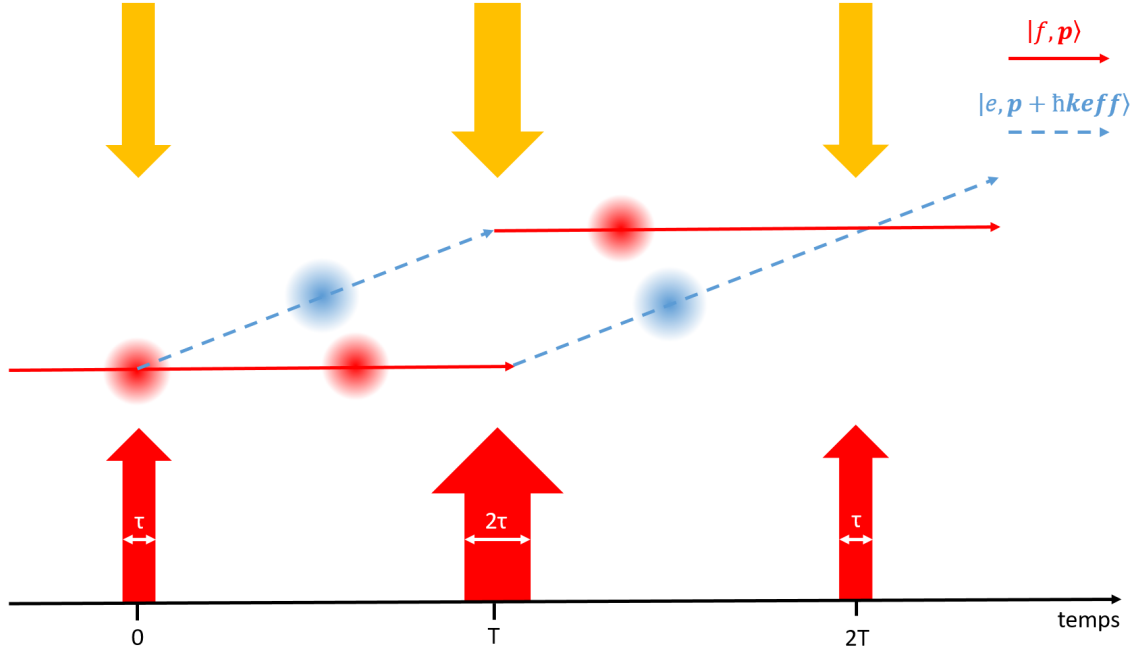


FIGURE 2.4 – Schéma d'un interféromètre atomique à trois impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$

$$\Phi \propto \Phi_1 - 2\Phi_2 + \Phi_3 \quad (2.15)$$

Où $\Phi_i, i \in \llbracket 0 ; 3 \rrbracket$ est la phase imprimée par le laser sur le paquet d'onde au moment de l'impulsion i et est relié au vecteur d'onde \mathbf{k}_{eff} par la relation :

$$\Phi_i \propto \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(t_i) \quad i \in \llbracket 0 ; 3 \rrbracket \quad (2.16)$$

Dans le cas d'un interféromètre en chute libre, l'évolution de la position des atomes en fonction du temps est donnée par :

$$\mathbf{r}(t_i) = \frac{1}{2} \mathbf{a} t_i^2 \quad (2.17)$$

Où a est définie par l'accélération relative entre le nuage et le miroir. En reportant ce résultat dans l'équation 2.15, on trouve que la phase de l'interféromètre est donnée par :

$$\Phi = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a} T^2 \quad (2.18)$$

On retrouve ici le résultat fondateur qui relie la phase de l'interféromètre à une grandeur inertielle [Bor89]. D'autres configurations d'interféromètres peuvent exhiber une sensibilité aux rotations [GLK00]. On peut voir que la phase interférométrique, et donc la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations, est proportionnelle au carré du temps d'interrogation et au vecteur d'onde effectif de la transition. Le temps d'interrogation T et le vecteur d'onde effectif k_{eff} sont des facteurs d'échelle qui, quand ils augmentent, permettent de rendre la phase interférométrique plus sensible aux variations de l'accélération subie par les atomes.

2.3 Sensibilité de l'interféromètre

2.3.1 Fonction de sensibilité

On définit ici la fonction de sensibilité de l'interféromètre, qui est la fonction de réponse de l'interféromètre aux fluctuations temporelles de la différence de phase des lasers. Considérons un saut de phase infinitésimal du laser interférométrique $\delta\phi(t)$ à l'instant t au cours de l'interféromètre qui implique une variation de la probabilité de transition finale de l'interféromètre $\delta P_e(\delta\phi(t))$, alors on peut définir la fonction de sensibilité $g_s(t)$ [Che+08] :

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\phi(t) \rightarrow 0} \frac{\delta P_e(\delta\phi(t))}{\delta\phi(t)} \quad (2.19)$$

Quand l'interféromètre est à mi-frange, la relation entre $P_e(\delta\phi(t))$ et Φ devient linéaire :

$$P_e(\delta\phi(t)) = \frac{1}{2} C \Phi \quad (2.20)$$

Pour un contraste de 100%, la fonction de sensibilité à mi-frange devient alors :

$$g_s(t) = \lim_{\delta\phi(t) \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi}{\delta\phi(t)} \quad (2.21)$$

Dans le cas d'impulsion Raman de durée très petite devant la durée d'interrogation de l'interféromètre, cette fonction de sensibilité est représentée figure 2.5 et peut être approximée comme suit :

$$g_s(t) = \begin{cases} -1 & t < T \\ 1 & t > T \end{cases} \quad (2.22)$$

La phase interférométrique peut être retrouvée en utilisant la fonction de sensibilité par la relation :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt \quad (2.23)$$

Dans le cas d'un atome évoluant en chute libre soumis à l'accélération de pesanteur g et possédant une vitesse verticale initiale v_0 , la position des atomes évolue comme :

$$z(t) = \frac{gt^2}{2} + v_0 t \quad (2.24)$$

Alors en intégrant l'équation 2.23, on obtient :

$$\Phi = k_{eff} g T^2 + \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) \quad (2.25)$$

Où $\phi(t)$ correspond à la phase de l'interféromètre à l'instant t . On retrouve en 2.25 le résultat 2.18 si la phase différentielle entre les lasers Raman est constante pendant l'interféromètre. La vitesse verticale initiale v_0 ne joue aucun rôle dans la phase interférométrique. Une variation quadratique de la phase du laser $\phi(t)$ au cours de l'interféromètre (correspondant à une variation linéaire de la fréquence d'un des deux faisceaux de la transition Raman)

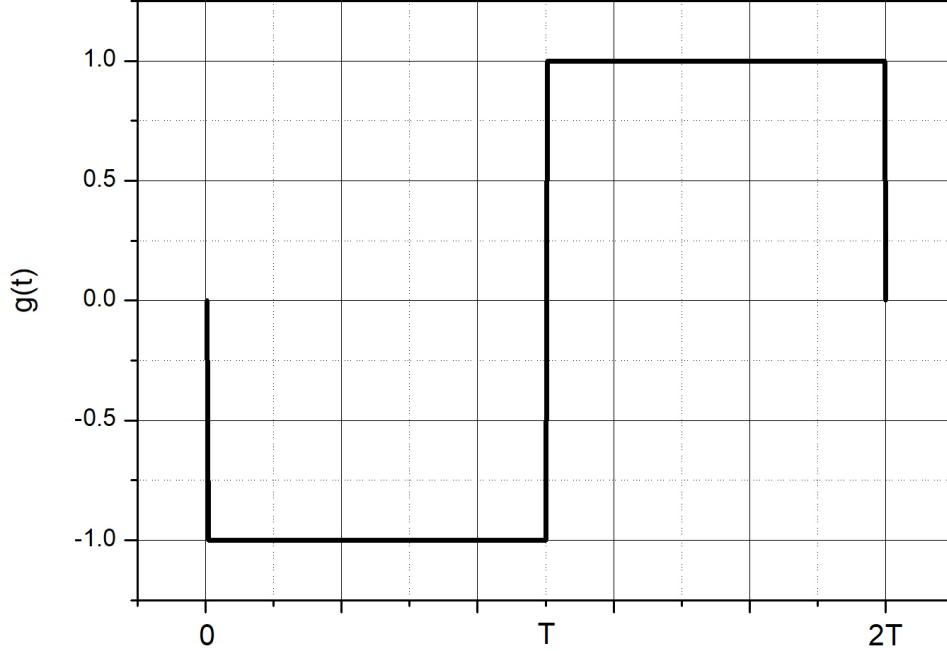


FIGURE 2.5 – Fonction de sensibilité $g_s(t)$ en fonction de l'instant du saut de phase différentielle $\delta\phi(t)$ entre les deux lasers interférométriques

$$\phi(t) = \alpha t^2/2 \quad (2.26)$$

permet de contrôler la phase interférométrique :

$$\Phi = (k_{eff}g - \alpha) T^2 \quad (2.27)$$

Cette variation linéaire de la fréquence est utilisée en pratique afin de compenser le produit de l'accélération de pesanteur par le vecteur d'onde et ainsi contrôler la phase interférométrique. On peut ainsi se placer en bas de frange, là où la phase de l'interféromètre est nulle (modulo 2π), et plus particulièrement sur la frange "sombre", là où la phase est nulle quel que soit T . On peut aussi se décaler légèrement pour se placer à mi frange de cette frange sombre, afin de maximiser la sensibilité de la mesure de la probabilité de transition aux fluctuations de l'accélération de la pesanteur. On peut également remarquer que cette valeur de α pour laquelle on compense la déphasage induit par l'accélération de pesanteur correspond en fait au balayage de la différence de fréquence qu'il faut imprimer aux faisceaux Raman pour compenser parfaitement l'effet Doppler aux trois impulsions.

Dans le cas d'un interféromètre Raman dans lequel les deux faisceaux sont rétro-réfléchis par un miroir, alors une variation de la position du miroir résulte en une variation

de la phase différentielle entre les deux faisceaux au niveau des atomes donnée par :

$$\phi_{vib}(t) = k_{eff} z_{vib}(t) \quad (2.28)$$

où $\phi_{vib}(t)$ est la phase vibrationnelle vue par les atomes. Dans le cas d'un atome évoluant en chute libre soumis à l'accélération auquel on applique trois impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$, la variation de position due au miroir de rétro-réflexion impacte la phase interférométrique :

$$\delta\Phi_{vib} = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \frac{d\phi_{vib}(t)}{dt} dt \quad (2.29)$$

Si on injecte la formule de la fonction de sensibilité 2.5, on trouve :

$$\delta\Phi_{vib} = k_{eff} \left(- \int_0^T \frac{dz_{vib}(t)}{dt} dt + \int_T^{2T} \frac{dz_{vib}(t)}{dt} dt \right) \quad (2.30)$$

où la phase vibrationnelle peut être retrouvée en faisant la différence entre l'intégrale des fluctuations de position du miroir entre la deuxième et la troisième impulsion et l'intégrale des fluctuations de position du miroir entre la première et la deuxième impulsion de l'interféromètre. Un saut de phase ϕ_0 appliqué à la différence de phase des faisceaux Raman au cours de l'interféromètre (par exemple entre la 2e et la 3e impulsion) permet d'effectuer un saut dans la phase interférométrique et ainsi compenser la phase vibrationnelle afin que la phase interférométrique ne soit reliée qu'à l'accélération de pesanteur [Le +08] .

2.3.2 Fonction de transfert

On définit la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité :

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g_s(t) dt \quad (2.31)$$

En considérant un bruit de phase de densité spectrale de puissance $S_\phi(\omega)$, il est possible de retrouver la variance des fluctuations de phase interférométrique dû à ce bruit de phase [Che06] :

$$\sigma_\Phi^2 = \int_0^{+\infty} |\omega G(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.32)$$

Où la fonction de transfert de l'interféromètre est $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$.

Étant donné qu'on ne réutilise pas un nuage d'atomes froids après avoir effectué une mesure avec, la mesure de la phase interférométrique se fait à un temps de cycle T_C qui prend en compte le temps de préparation du nuage, son interrogation et sa détection. La variable métrologique d'intérêt pour un système de mesure discret est la variance d'Allan [All66] :

$$\sigma_\Phi^2(\tau_n) = \frac{1}{2} \lim_{m \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m (\overline{\Phi}_{k+1}(\tau_n) - \overline{\Phi}_k(\tau_n))^2 \right\} \quad (2.33)$$

Où τ_n représente la durée sur laquelle le signal est intégré et est donné en multiple du temps de cycle $\tau_n = nT_C$, et où on mesure successivement les écarts quadratiques relatifs entre deux mesures consécutives. Si on considère une série de phases interférométriques pour laquelle le premier point de mesure est donné pour $t = 0$, $\Phi_k(\tau_n)$ est alors une mesure de la phase interférométrique moyennée sur n temps de cycles T_C entre le kn -ième point et le $(k+1)n$ -ième point. La variance d'Allan dans le cadre de notre expérience est donnée par [Che06] :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_n) = \frac{1}{\tau_n} \sum_{m=1}^{\infty} |H(2\pi m f_C)|^2 S_{\phi}(2\pi m f_C) \quad (2.34)$$

où $f_C = 1/T_C$ est la fréquence de cycle et où on retrouve la fonction de transfert de l'interféromètre $H(2\pi m f_C)$ et la densité spectrale de bruit de phase $S_{\phi}(2\pi m f_C)$ utilisé pour évaluer la variance du bruit de la phase interférométrique.

2.3.3 Bruit de projection quantique

Il existe une limite quantique à la sensibilité des interféromètres atomiques qui est liée au processus de mesure d'atomes dans une superposition d'états. Quand, à l'issue d'un interféromètre, N atomes possèdent une probabilité P_e d'être dans l'état excité, la mesure projette ces N atomes dans l'état $|e\rangle$ avec une probabilité P_e et vers l'état $|f\rangle$ avec une probabilité $1 - P_e$. Pour un grand nombre N , la probabilité de mesurer n atomes dans l'état $|e\rangle$ tend vers une distribution normale d'écart-type :

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{P_e(1 - P_e)}{N}} \quad (2.35)$$

L'écart-type de la distribution en phase pour le cas particulier d'un interféromètre à mi-frange ($P_e = 1/2$) est alors de :

$$\sigma_{\Phi} = \sqrt{\frac{1}{4N}} \quad (2.36)$$

Ce bruit correspond au bruit de projection quantique constitue la limite quantique standard pour les interféromètres atomiques.

2.4 Interaction Bragg

Dans notre expérience, nous utilisons une autre méthode pour réaliser les séparatrices laser, basée sur la diffraction de Bragg. Ici, les atomes interagissent avec un réseau optique créé par deux laser contra-propageants décalés en fréquence l'un par rapport à l'autre de δ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(z, t) &= E_{01} e^{i((\omega - \delta/2)t - kz)} \epsilon_1 \\ \mathbf{E}_2(z, t) &= E_{02} e^{i((\omega + \delta/2)t + kz)} \epsilon_2 \end{aligned}$$

Si les polarisations des deux faisceaux sont identiques, et les amplitudes de champ sont égales ($E_{01} \propto E_{02} \propto \sqrt{I_0}$), l'interférence de ces deux champs électro-magnétiques donne une intensité spatialement modulée :

$$\begin{aligned} I(z, t) &\propto |E_1 + E_2|^2 = 4I_0 \cos^2((\delta/2)t + kz) \\ &= 2I_0(1 + \cos(\delta t + 2kz)) \end{aligned} \quad (2.37)$$

C'est cette modulation d'intensité optique qui crée le réseau qui va piéger les atomes. Le désaccord δ est défini (de la même manière que pour les transitions Raman) comme la différence entre la fréquence de la transition hyperfine $\omega_0 = \omega_i - \omega_f$ et la fréquence des deux laser ω . Si ce désaccord est grand devant la largeur naturelle de la transition Γ , alors l'état intermédiaire $|i\rangle$ ne sera pas peuplé, et le taux d'émission spontanée sera faible. On peut montrer [Cha+01] que ce champ lumineux va créer un potentiel de déplacement lumineux modulé :

$$U(z) = U_0 \frac{1 + \cos(2kz)}{2} \quad (2.38)$$

À la différence de la transition à deux photons Raman qui ne peuple que deux états de l'atome de ^{87}Rb que sont $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, la transition de Bragg peut peupler une infinité d'états d'impulsion de même état interne : $|f, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle, n \in \mathbb{Z}$.

Considérons une transition de l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ vers l'état $|f, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle$, la condition de conservation de l'énergie impose la relation :

$$\hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + n\hbar\omega_1 = \hbar\omega_f^0 + \frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m} + n\hbar\omega_2 \quad (2.39)$$

La condition de résonance de la transition impose une différence de fréquence entre les deux faisceaux δ :

$$\begin{aligned} n\delta &= n(\omega_1 - \omega_2) = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right) \\ &= \frac{2\mathbf{p}\cdot\mathbf{k}}{m} + \frac{n\hbar(2\mathbf{k})^2}{2m} \\ &= \omega_{Db} + n\omega_{Rb} \end{aligned} \quad (2.40)$$

Où :

$$\omega_{Db} = \frac{\mathbf{p}\cdot 2\mathbf{k}}{m} \quad (2.41)$$

est le décalage Doppler, et

$$\omega_{Rb} = \frac{\hbar(2\mathbf{k})^2}{2m} \quad (2.42)$$

est le terme de recul de la transition Bragg.

Le système étudié est, comme dans le cas de l'interaction Raman, défini par une fonction d'onde $|\Psi\rangle$ dont l'évolution temporelle est donnée par l'équation de Schrödinger qui fait intervenir l'Hamiltonien du système donné dans [MCC08] :

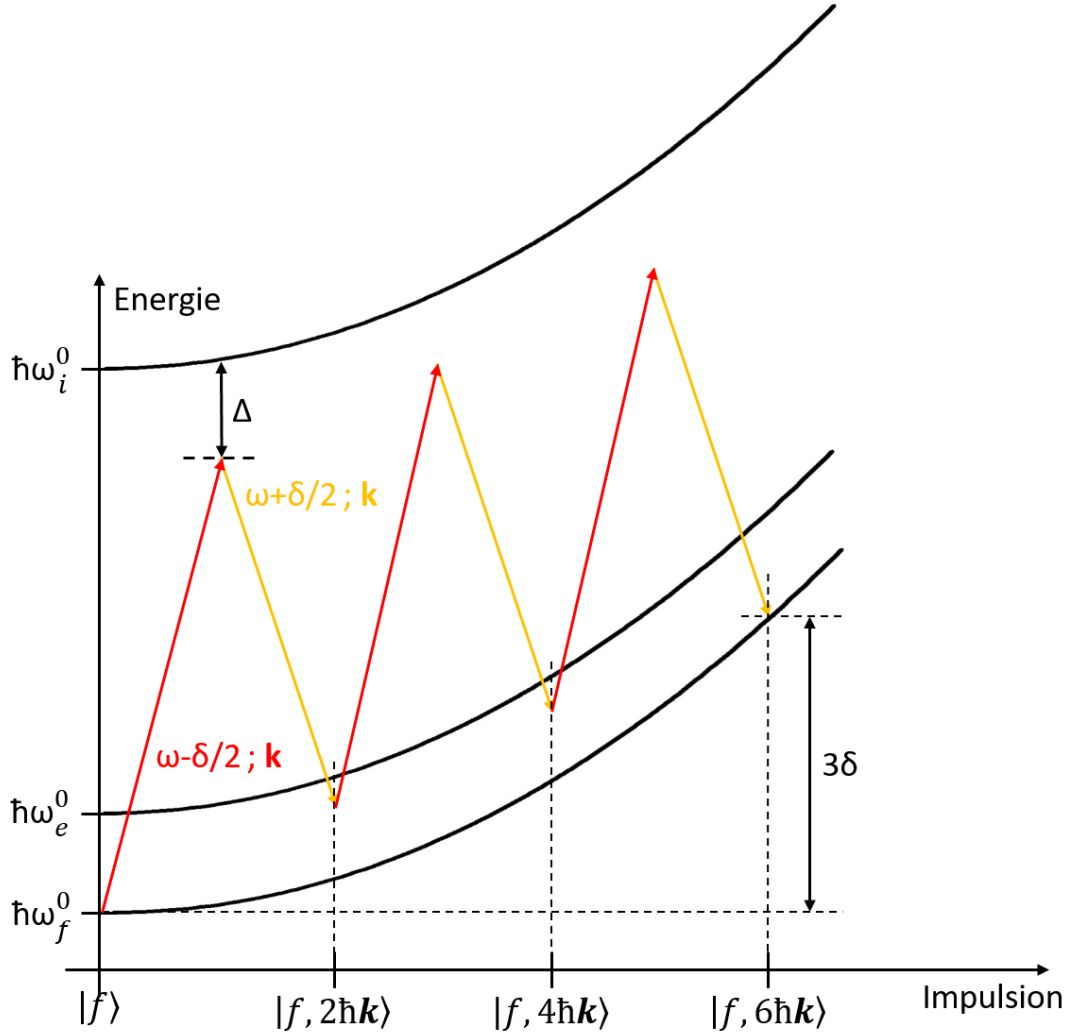


FIGURE 2.6 – Transition de Bragg d’ordre 3 d’un atome dans l’état fondamental impliquant 3 paires de photons $\omega + \delta/2$ et $\omega - \delta/2$ et où la fréquence de chaque photon a un désaccord Δ avec la transition hyperfine du Rubidium.

$$H = \frac{p^2}{2m} + \hbar\Omega_0(t) \cos(2kz) (|e\rangle\langle f| + |f\rangle\langle e|) \quad (2.43)$$

où Ω_0 est la pulsation de Rabi à un photon. La périodicité de l’Hamiltonien permettant d’appliquer le théorème de Bloch aux solutions de l’équation de Schrödinger (comme détaillé dans [MCC08] et dans la section 4.1.1), on définit le coefficient complexe $C_f(z, t)$ de l’état solution $|\Psi\rangle$ comme une somme d’états d’impulsion chacun séparés de $2\hbar k$:

$$C_f(z, t) = \sum_{m=-\text{inf}}^{+\text{inf}} C_{f,m}(z, t) e^{2imkz} \quad (2.44)$$

On obtient une équation différentielle d'évolution des populations dans les différents états d'impulsions :

$$i\hbar C_{f,m} \dot{(z, t)} = \hbar (\omega_{Rb} m^2 + \Omega) C_{f,m}(z, t) + \hbar (\Omega(t)/2) (C_{f,m+2}(z, t) + C_{f,m-2}) \quad (2.45)$$

où on a défini la pulsation de Rabi à deux photons :

$$\Omega = \frac{\Omega_0^2}{2\Delta} \quad (2.46)$$

Cette équation différentielle peut être résolue de manière numérique ou en faisant des hypothèses sur ses paramètres. Dans le cas d'une durée d'impulsion petite devant $1/\omega_{rec}$, l'équation se simplifie et correspond au cas de la diffraction de Raman-Nath (ou Kapitza-Dirac) [Kel+99] qui sera étudiée section 4.2.2. Ce régime a pour caractéristique de diffracter le système dans de multiples états d'impulsion adjacents, ce qui est problématique pour les interféromètres à deux bras comme celui présenté avant.

Cette équation peut également être résolue en considérant le cas d'une durée interaction grande devant $1/\omega_{rec}$ qui peut permettre de viser sélectivement un seul état d'impulsion. On se situe alors dans le régime de Bragg [Mar+88]. Le problème de ce régime est qu'il nécessite des durées d'impulsion trop grande pour l'expérience de gradiomètre car la sensibilité de l'appareil étant liée au temps d'interaction des atomes avec l'accélération de pesanteur, on cherche à minimiser le temps des impulsions lumineuses.

On choisira de se placer dans le régime de quasi-Bragg qui permet de viser un état d'impulsion de manière sélective en gardant l'avantage de courtes durées d'impulsion. Ce régime nécessite cependant de respecter des critères d'adiabaticité imposant par exemple une évolution temporelle de l'intensité en forme de gaussienne. [Bég+22]. Le processus de diffraction dans le régime quasi-Bragg peut se rapprocher de la diffraction Raman pour ce qui est des impulsions π et $\pi/2$ en considérant l'intégrale temporelle de la pulsation de Rabi

$$\begin{aligned} \Omega(t) &= \bar{\Omega} \frac{-t^2}{2\sigma^2} \\ \int_{-\text{inf}}^{+\text{inf}} \bar{\Omega} \frac{-t^2}{2\sigma^2} dt &= \pi \end{aligned} \quad (2.47)$$

Donc on retrouve une expression de la demie largeur à $1/e^2$ pour une impulsion miroir :

$$\sigma_\pi = \frac{1}{\bar{\Omega}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (2.48)$$

Et une demie largeur à $1/e^2$ pour une impulsion "lame séparatrice" :

$$\sigma_\pi = \frac{1}{2\bar{\Omega}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (2.49)$$

On retrouve ainsi une impulsion permettant d'effectuer des superpositions cohérentes d'états quand σ vaut $\sigma_{\pi/2}$, et une impulsion permettant de diffracter l'atome avec une probabilité de transition de 100% quand σ vaut σ_π . Les éléments théoriques développés dans la section 2.2.2 restent donc valables pour un interféromètre dans le régime de quasi-Bragg.

On retrouve une phase interférométrique Φ_B à l'issue d'un interféromètre utilisant des impulsions de Bragg pour des atomes en chute libre sous l'unique influence de l'accélération de pesanteur :

$$\Phi_B = 2n\mathbf{k}gT^2 \quad (2.50)$$

qui est similaire à la phase interférométrique d'un interféromètre Raman. On retrouve T^2 et $2n\mathbf{k}$ comme facteur d'échelle. La sensibilité du gravimètre augmente proportionnellement au module du vecteur d'onde des transition et donc avec l'ordre de la diffraction de Bragg utilisée dans l'interféromètre [DAm+16]. Il est également possible d'effectuer une série d'impulsion de Bragg afin d'augmenter encore la séparation impulsionnelle entre les bras de l'interféromètre [Chi+11]. L'un des autres avantages de cette interaction est ne pas être sensible au premier ordre à certains biais. En effet, dans le cadre d'un interféromètre Raman, les deux chemins empruntés par les atomes accumulant chacun une phase différente se font dans deux états internes différents $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ qui possèdent deux effets Zeeman linéaires de signe opposés. Cela implique que leur niveau énergétique et donc leur accumulation de phase varie de manière opposée sous l'influence d'un champ magnétique constant. Les états de Bragg possédant le même effet Zeeman linéaire, ils ne sont donc pas sujets aux différents biais tels que le déplacement lumineux.

2.5 Gradiomètre

L'utilisation de deux interféromètres atomiques interrogés par le même faisceau laser permet de s'affranchir des bruits en mode commun qui affectent un interféromètre simple [Le +07 ; San15] comme le bruit de vibration et de s'affranchir des différents biais qui détériorent la mesure inertielle comme les aberrations du front d'onde par exemple [Kar+18].

Prenons le cas de deux interféromètres atomiques utilisant des séparatrices de Bragg séparés spatialement d'une distance appelée ligne de base $L = z_2 - z_1$ interrogés par le même faisceau laser. La probabilité de mesurer les atomes dans l'état de sortie excité est donnée par :

$$\begin{aligned} P_{e,1} &= \frac{1}{2} (1 + C_1 \cos(\Phi_1 + \delta\Phi_{vib})) \\ P_{e,2} &= \frac{1}{2} (1 + C_2 \cos(\Phi_2 + \delta\Phi_{vib})) \end{aligned} \quad (2.51)$$

où $\Phi_i = 2nk g(z_i)T^2$, $i \in \{1;2\}$ est la phase de l'interféromètre i et $\delta\Phi_{vib}$ est la phase de vibration. La mesure de la phase différentielle $\Delta\Phi$ entre les deux interféromètres donne alors :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi &= (\Phi_2 + \delta\Phi_{vib}) - (\Phi_1 + \delta\Phi_{vib}) \\
&= \Phi_2 - \Phi_1 \\
&= 2nk(g_2 - g_1)T^2 \\
&= 2nk\gamma LT^2
\end{aligned} \tag{2.52}$$

Où on retrouve γ le gradient de gravité et où le bruit de vibration en mode commun aux deux interféromètres est supprimé. La phase différentielle peut se retrouver dans le cas d'un double interféromètre en remarquant que la courbe $P_{e,2}$ en fonction de $P_{e,1}$ est (en général) une ellipse. On peut alors extraire la phase différentielle à partir de l'ajustement des données expérimentales [Fos+02]. Si le bruit de vibration du miroir de rétro-réflexion des impulsions Raman peut être mesuré à l'aide d'un capteur classique, on peut alors mesurer les phases des deux interféromètres individuellement et ainsi avoir accès à la phase différentielle. Ces deux méthodes ont été utilisées au cours de cette thèse et seront plus explicitement détaillées plus tard.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

3.1	Structure du gradiomètre	35
3.1.1	Géométrie de l'expérience	35
3.1.2	Piège magnéto-optique à deux dimensions	36
3.1.3	Piège magnéto-optique à trois dimensions	38
3.1.4	Champ magnétique	40
3.1.5	Détection	40
3.2	Schéma optique du gradiomètre et banc laser pour l'interférométrie	41
3.2.1	Banc laser	41
3.2.2	Génération des fonctions optiques de refroidissement	44
3.2.3	Pousseur vertical	45
3.2.4	Transition Raman par modulation électro-optique	46
3.2.5	Boucle à verrouillage de phase	50
3.2.6	Saut de fréquence	54
3.2.7	Collimateurs	55

Le gradiomètre est composé d'une enceinte à vide dans laquelle sont générés deux nuages d'atomes froids qui tombent en chute libre avec lesquels la mesure gradiométrique est effectuée. Deux bancs laser génèrent les fonctions optiques nécessaire à la manipulation des atomes et un ordinateur permet de contrôler l'ensemble des éléments de l'expérience de manière synchronisée.

3.1 Structure du gradiomètre

3.1.1 Géométrie de l'expérience

Le dispositif expérimental, précédemment décrit dans [Cal19], utilise deux gravimètres atomiques séparés verticalement d'une distance de 1 mètre pour mesurer simultanément la gravité et son gradient. Il est composé de deux sources d'atomes froids distinctes (respectivement supérieure et inférieure) piégées et refroidies par laser.

Ces deux sources atomiques sont préparées dans deux chambres distinctes reliées par un tube. L'enceinte à vide d'une hauteur totale de 167 cm est constituée de titane. La distance entre le centre de la chambre supérieure et le haut de l'expérience est de 44 cm, tandis que la distance entre le centre de la chambre inférieure et le bas de l'expérience est de 23 cm. Les atomes peuvent donc être envoyés vers le haut jusqu'à une hauteur de 44cm comme représenté dans la figure 3.1. Le système de détection est placé en bas de la chambre à vide pour détecter les atomes par temps de vol à la fin de leur chute libre. Le gradiomètre est soutenu par une structure en barres elcom® en aluminium à laquelle sont attachés différents éléments qui composent l'expérience comme les coupleurs fibrés, les caméras, le plateau supérieur, et des barres qui soutiennent l'enceinte à vide. L'ensemble est vissé sur une plateforme d'isolation passive permettant, quand elle n'est pas bridée, d'isoler l'expérience du bruit de vibration du sol. Le faisceau d'interrogation est introduit dans l'enceinte par le hublot situé sous le système de détection. Les optiques permettant son injection sont fixées sur la plateforme d'isolation. Le plateau supérieur est situé au dessus de la structure et permet de fixer le miroir de rétro-réflexion du faisceau d'interrogation qui est collé à un sismomètre afin de mesurer le bruit de vibration résiduel du miroir.

Afin d'éviter les collisions entre les atomes de ^{87}Rb refroidis et les molécules de gaz résiduel, un vide poussé est établi à l'intérieur de l'enceinte décrite ci-dessus. Deux systèmes de pompage situés au niveau des deux chambres supérieure et inférieure, sont composés d'une pompe passive (getter) et d'une pompe active (pompe ionique) d'une vitesse de pompage de 6L/s pour la chambre du haut et d'un débit de 25L/s pour la chambre du bas, qui évacuent les atomes résiduels et amène le vide à une pression comprise entre 10^{-10} mbar et 10^{-9} mbar.

3.1.2 Piège magnéto-optique à deux dimensions

Chaque nuage d'atomes froids est chargé à partir d'un piège magnéto-optique (PMO) à deux dimensions (2D). Les PMO 2D de notre expérience sont assemblés par l'équipe MUTA du SYRTE. Comme illustré sur le schéma de la figure 3.2, ils sont composés d'une structure parallélépipédique en Titane possédant quatre hublots rectangulaires sur les grandes faces permettant de laisser passer les faisceaux de piégeage optique issus de deux collimateurs (un pour chaque direction). Le refroidissement des atomes s'opère par force de pression de radiation due aux faisceaux lasers rétro-réfléchis passant dans l'enceinte du PMO 2D. La puissance des faisceaux de piégeage est répartie sur trois zones à l'aide d'une série de lames demi-onde et de cubes. La polarisation de ces faisceaux est circularisée à l'aide de trois lames quart d'onde. Les faisceaux passent au travers de l'enceinte avec une polarisation $\sigma+$, sont réfléchis sur un miroir précédé d'une autre lame quart d'onde, et reviennent dans l'enceinte avec une polarisation perpendiculaire $\sigma-$. Les atomes sont également confinés grâce à deux paires de bobines en configuration anti-Helmoltz dont une paire est représentée autour de l'enceinte à vide de la figure 3.2. Ces bobines permettent de créer un champ quadrupolaire à deux dimensions, et de confiner les atomes sur son axe. Le PMO 2D est relié à un réservoir contenant une ampoule de Rubidium 87 chauffée à environ 50 °C afin de créer une pression proche de la pression de vapeur saturante dans son enceinte. Il est également connecté à une pompe ionique d'une vitesse de pompage

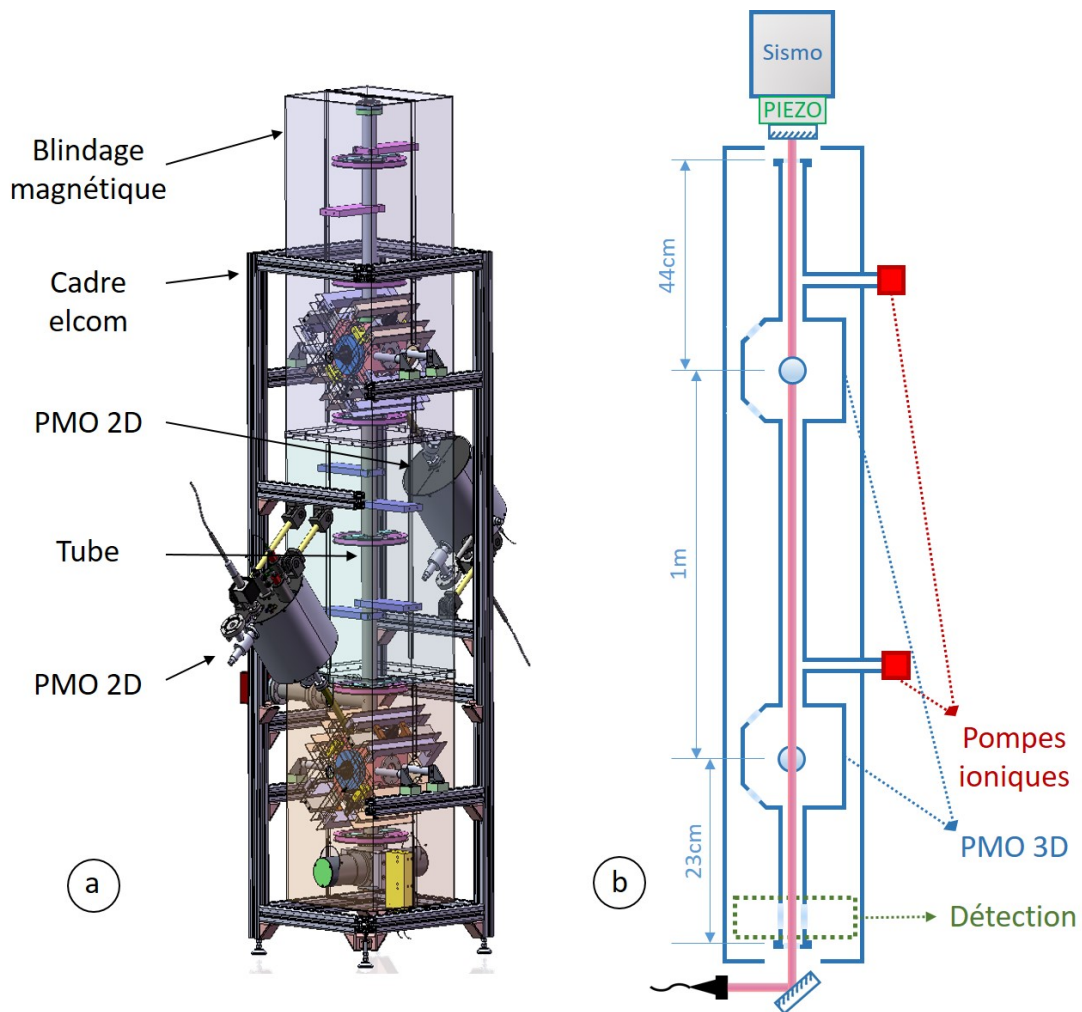


FIGURE 3.1 – a) Schéma 3D du gradiomètre où est représenté en transparence le blindage magnétique en mumétal, le cadre en barres elcom®, les deux PMO 2D reliés aux chambres des PMO 3D, et le tube dans lequel les atomes peuvent chuter librement. b) Schéma en coupe du gradiomètre simplifié représentant les deux pompes ioniques maintenant le vide dans l'expérience, les chambres des PMO 3D séparées de un mètre, la zone de détection, le faisceau d'interrogation, et le miroir de rétro-réflexion monté sur un tip tilt piezo-électrique.

de 2 L/s protégée par un graphite qui maintiennent une pression d'équilibre à quelques 10^{-9} mbar et qui peut monter à quelques 10^{-8} mbar quand l'ampoule de Rubidium est chauffée. Un hublot circulaire sur la face arrière (représenté à gauche sur la figure 3.2) permet le passage d'un faisceau pousseur, proche de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, qui est aligné sur les trois zones de refroidissement et qui dirige les atomes vers un petit trou dans la dernière face. Ces atomes refroidis dans deux directions et poussés dans la troisième forment un jet qui passe dans le tube qui mène à l'enceinte principale et au PMO 3D. Ce tube a également pour fonction de filtrer les atomes ayant une vitesse transverse trop élevée en les adsorbant. L'alignement des faisceaux de refroidissement dans l'enceinte

est plus critique pour les faisceaux proche de la sortie.

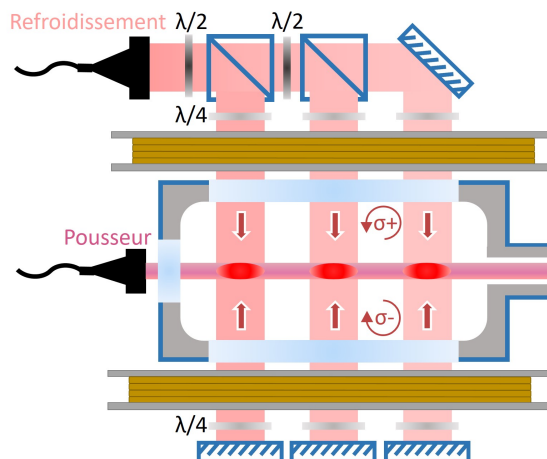


FIGURE 3.2 – Schéma à une dimension du PMO 2D. Un faisceau de refroidissement est distribué sur trois zones par deux lames demi-ondes, deux cubes et un miroir. Trois lames quart d’onde permettent de circulariser la lumière avant de rentrer dans l’enceinte, en ressortir pour être rétro-réfléchi sur un miroir et revenir dans l’enceinte avec une polarisation orthogonale. Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz confine les atomes au centre de l’enceinte. Un pousseur forme un jet d’atomes refroidis dans deux directions qui part dans le tube de connexion avec l’enceinte à vide principale et le PMO 3D.

3.1.3 Piège magnéto-optique à trois dimensions

La chambre contenant le PMO 3D est un cube biseauté en titane comprenant six hublots sur ses faces et un réflecteur (un miroir pour le PMO du bas, et la surface dorée d’une puce pour le PMO du haut) à l’intérieur. Il est connecté en haut et en bas au tube principal et en biais au PMO 2D par lequel arrive le jet d’atomes lents. Deux hublots sont dédiés à un pousseur et à un faisceau de détection et les quatre autres laissent entrer les faisceaux de refroidissement. Le PMO 3D est un PMO 3D de surface. Il présente la particularité de n’utiliser que quatre faisceaux (au lieu de six pour un PMO 3D classique) et une surface réfléchissante. Deux faisceaux opposés l’un à l’autre sont alignés parallèlement à la surface du réflecteur avec deux polarisations perpendiculaires $\sigma+$ et $\sigma-$, et deux autres faisceaux chacun à 45° de la normale au réflecteur, se croisent sur les deux premiers faisceaux comme représenté sur la figure 3.3 a) (où seuls les faisceaux à 45° du miroir sont représentés car les autres ne sont pas dans le plan du schéma). Les polarisations dans les fibres sont linéaires et quatre lames $\lambda/4$ situées entre les collimateurs et les hublots circularisent les faisceaux de refroidissement. Les faisceaux réfléchis, passant de la polarisation $\sigma+$ à $\sigma-$, créent les conditions nécessaires au refroidissement des atomes dans le volume d’intersection des quatre faisceaux. Le réglage de la puissance optique dans les différents bras du PMO 3D se fait à l’aide d’un coupleur de fibre iXblue pour le PMO 3D inférieur et d’un coupleur Schäfter-Kirchhoff pour le PMO 3D supérieur.

Une paire de bobines illustrée sur la figure 3.3 a) en configuration anti-Helmholtz disposée à 45° de la normale du réflecteur de l'enceinte génère le champ magnétique quadrupolaire du PMO 3D et permet de confiner les atomes au niveau de l'intersection des faisceaux. La séquence de refroidissement utilisée majoritairement au cours de cette thèse consiste en 670 ms de piégeage désaccordé de -1.8Γ dans le rouge de la transition hyper-fine $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, de 10 ms à partir desquelles on coupe le champ magnétique pour faire une mélasse optique avec un désaccord de $-4.8 \times \Gamma$ et pour finir, 1 ms de mélasse à grand désaccord où on décroît la puissance optique avec un faisceau de refroidissement désaccordé de $-21.5 \times \Gamma$. A l'issue de ce processus, les lasers de refroidissement sont coupés et on obtient alors de l'ordre de 4×10^7 atomes refroidis à $2\ \mu\text{K}$.

Comme illustré par la photo de la figure 3.3 b), trois paires de bobines en configuration Helmholtz (deux extérieures, et une paire au niveau des collimateurs des faisceaux parallèles au réflecteur qui est moins visible sur la photo) sont installées autour du PMO 3D et permettront de régler la position du 0 de champ magnétique et donc celle du nuage refroidi. La chambre de PMO 3D du haut abrite en son sein une puce atomique, constitués de fils d'or déposés sur un substrat en AlN, et de fils mésoscopiques placés sous le substrat. Ce dispositif permettra de piéger et refroidir les atomes par refroidissement évaporatif [Dep+21]. Les trois paires de bobines en configuration Helmholtz seront utilisées pour ajuster la position du nuage refroidi et optimiser le transfert du PMO 3D vers le piège magnétique. Les deux PMOs seront équipés de puces atomiques et le gradiomètre pourra travailler avec des atomes ultra-froids dans un futur proche.

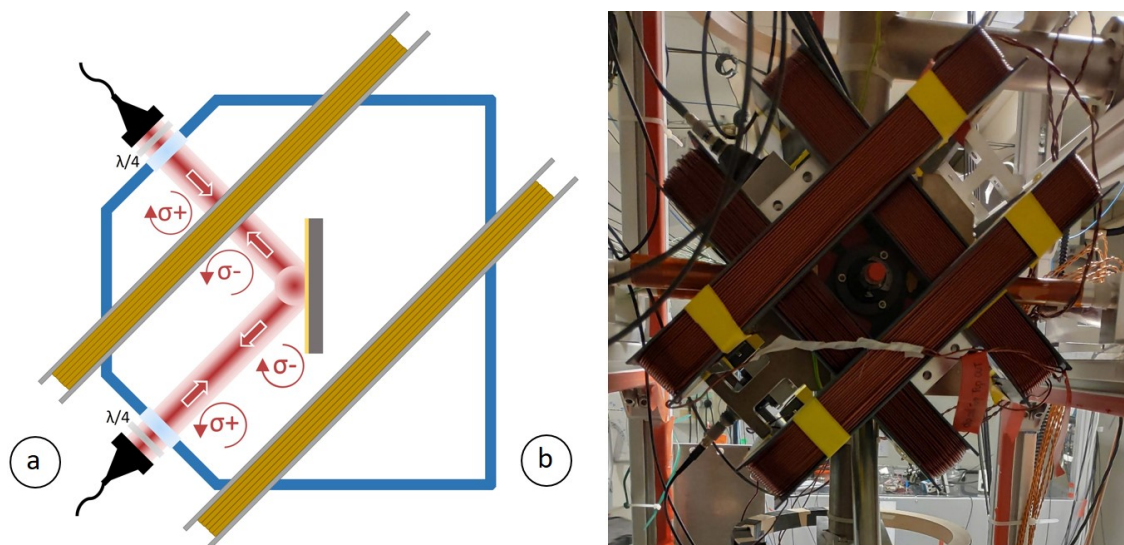


FIGURE 3.3 – a) Schéma d'un piège magnéto-optique à trois dimensions b) Photo d'un piège magnéto-optique à trois dimensions sur laquelle on voit une deuxième paire de bobine qui n'est pas utilisée actuellement mais qui servira à ajuster la position du nuage en sortie de refroidissement pour le transférer vers le piège magnétique de la puce.

3.1.4 Champ magnétique

Un blindage magnétique est installé autour de la chambre à vide pour isoler les atomes du champ magnétique terrestre et de celui produit par les différents sous-systèmes de l'expérience. L'atténuation du champ magnétique extérieur a été évalué par Mehdi Langlois [Lan17], le premier étudiant ayant travaillé sur le gradiomètre, à 20dB pour le corps du blindage et 15dB pour les jonctions. Une série de bobines disposées autour du tube et réparties sur toute sa longueur permettent de créer un champ de biais dans l'enceinte de l'ordre de 100 mG . Ce champ a pour fonction de séparer les sous états Zeeman des atomes en sortie de PMO, pour pouvoir sélectionner les atomes dans le sous-état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ afin d'effectuer l'interféromètre avec des atomes insensibles au champ magnétique au premier ordre. Ce champ magnétique fait aussi office de champ de quantification pour les transitions Raman et Bragg. Deux antennes micro-ondes sont installées à l'intérieur de l'enceinte avec des passages électriques situés au niveau du raccord en croix sur lequel les pompes ioniques sont fixées. Ces deux antennes sont alimentées par un signal micro-onde accordé sur la transition hyperfine du Rubidium à 6.83 GHz et le champ qu'elles génèrent permettent d'induire une transition entre les deux états fondamentaux $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ au moment où les nuages sortent du PMO.

3.1.5 Détection

Le système de détection est composé d'éléments permettant de réaliser une détection par temps de vol telle que détaillée dans [Cal19]. La sonde est composée de trois nappes de lumière horizontales rectangulaires rétro-réfléchies. La première nappe est de 5 mm de haut et 15 mm de large. Elle est accordée sur la transition cyclique $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour détecter les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ et sa partie inférieure n'est pas rétro-réfléchie afin de pousser les atomes dans cet état en dehors de la zone de détection avant de croiser la nappe de détection suivante. Deux systèmes de collection identiques sont placés de part et d'autre de la chute des atomes. Ils sont composés de lentilles et de photodiodes et captent une partie de la fluorescence émise par les atomes et donne un signal en tension dont l'intégrale est proportionnelle au nombre d'atomes. La deuxième nappe lumineuse fait 1 mm de haut et 15mm de large et est accordée sur la transition de repompeur pour transférer les atomes de l'état $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2\rangle$ avant de les faire fluorescer dans la troisième nappe, de la même taille que la première, également accordée sur la transition cyclique $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Deux photodiodes sont disposées derrière les miroirs de rétro-réflexion des nappes afin de mesurer et asservir leur puissance. Ce montage permet de caractériser les processus Raman (utilisé dans notre expérience pour la sélection de la vitesse) car il permet de détecter séparément les atomes qui sont dans les deux états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Cet ensemble permet également, lorsque les atomes sont dans le même état hyperfin, comme à la sortie de notre interféromètre de Bragg, d'obtenir un signal de fluorescence maximal en dirigeant l'essentiel de la puissance des deux faisceaux de détection et de repompage dans la première nappe de détection. Cependant, comme la puissance dans la nappe du haut fait saturer sa photodiode de contrôle et empêche l'asservissement décrit plus haut, une petite partie de la puissance est dirigée dans la nappe du bas et le signal de sa photodiode permet l'asservissement. Cette méthode de détection faisant fluorescer des atomes à l'issue de leur chute libre est appelée détection

par temps de vol, time of flight detection en anglais, ce qui donne l'acronyme TOF qui sera utilisé dans la suite du manuscrit.

3.2 Schéma optique du gradiomètre et banc laser pour l'interférométrie

Afin de manipuler les atomes, le gradiomètre dispose de deux bancs optiques qui génèrent des faisceaux qui sont acheminés à l'enceinte à vide par fibre et mis en forme par des collimateurs.

3.2.1 Banc laser

Le laser permettant les transitions de Bloch, de Bragg et de Raman est préparé sur un banc optique représenté sur la figure 3.4. La transition D2 du Rubidium étant à 780 nm , la lumière peut être générée et manipulée dans la gamme de longueur d'onde de la bande C des télécommunications à 1560 nm puis doublée en fréquence lors de son passage dans un matériau non linéaire (un cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN) en guide d'onde) avec une bonne efficacité. Cela permet de profiter de la fiabilité et des performances des produits à ces fréquences. Le banc fibré est constitué d'un laser source à 1560 nm , de trois amplificateurs, de deux modulateurs électro-optiques (MEO), et de deux modulateurs accousto-optiques (MAO). Toutes les opérations de la génération de la lumière au doublage en fréquence se font en optique guidée et permettent une plus grande stabilité du système notamment face aux désalignements. L'utilisation des technologies fibrées permet également une plus grande interchangeabilité des éléments que sur un banc en espace libre. Cependant, l'un des inconvénients de cette méthode est qu'elle ne permet pas de manipuler de fortes puissances car les seuils de dommages ou de non-linéarité de certains composants peuvent être bas comparés à certains besoins de l'interférométrie atomique (comme le refroidissement évaporatif par piège dipolaire).

Comme illustré sur la figure 3.4 a), le banc fibré est constitué d'un laser dopé à l'Erbium à largeur de raie étroite (Koheras Basik E15 de NKT Photonics) qui est utilisé comme source pour tout le banc. La longueur d'onde de ce laser est de 1560 nm et un contrôle de sa température permet une accordabilité de $\pm 500\text{ pm}$ autour de la longueur d'onde centrale. La puissance maximale de ce laser est de 40 mW avec une stabilité de l'ordre de $0,03\text{ dB}$. La sortie du laser est divisée en deux voies de rapport de puissance $9 : 1$ à l'aide d'un séparateur de faisceau fibré (SFF). La partie la moins puissante est utilisée pour mesurer la longueur d'onde du laser. La partie la plus puissante est envoyée dans un pré-amplificateur fibré (appelé 'PAMP' sur la figure 3.4 a), Modèle : Keopsys, CEFA-C-BO-HP) capable d'amplifier la puissance jusqu'à 25 dBm (315 mW), mais qui est utilisé à 20 dBm (100 mW). La sortie du pré-amplificateur est séparée en deux bras de même puissance en utilisant à nouveau un SFF. Ces deux bras (appelés "bras 1" et "bras 2" dans la figure 3.4 a)) sont constitués de composants optiques fibrés identiques afin de produire une paire de faisceaux lasers dédiés aux impulsions Bloch, Bragg et Raman.

La structure de base de chaque bras est constituée d'un MEO, d'un MAO, suivis d'un amplificateur et d'un générateur de seconde harmonique (GSH). Les deux MAO ('MAO 1' et 'MAO 2') sont pilotés par un synthétiseur 'Direct digital synthesizer' (DDS) qui

peut générer des rampes de fréquences complexes dont la séquence est programmée par l'ordinateur de contrôle de l'expérience. Cette DDS a deux voies de sorties synchronisées qui sont déclenchées par un signal logique (TTL). Les deux séquences codées sur ces deux voies sont symétriques en fréquence autour d'une valeur centrale de 80 MHz. Cela permet de produire une paire de faisceaux optiques désaccordés l'un par rapport à l'autre de manière contrôlée. Les deux faisceaux lasers à la sortie de ces MAO injectent ensuite deux amplificateurs (étiquetés 'AMP 1' et 'AMP 2' sur la figure 3.4 a), Modèle : Keopsys, CEFA-C-BO-HP) qui fonctionnent à une puissance de 30 dBm (qui peut monter à 33dBm au maximum) dans un mode où le courant est ajusté automatiquement afin de maintenir la puissance de sortie constante (APC). Les faisceaux sont ensuite dirigés vers les guides d'ondes non linéaires (PPLN de modèle NTT Electronics : WH-0780-000-A-B-C représentés par 'GSH 1' et 'GSH 2' sur la figure 3.4 a)) afin de doubler leur fréquence.

Tous les éléments optiques situés entre le laser source et la sortie des MAO sont montés dans un rack 19" 2U, tandis que la paire d'amplificateurs et les doubleurs de fréquence sont installés sur la table optique en espace libre où ils occupent un volume de 25 cm × 22 cm × 12 cm.

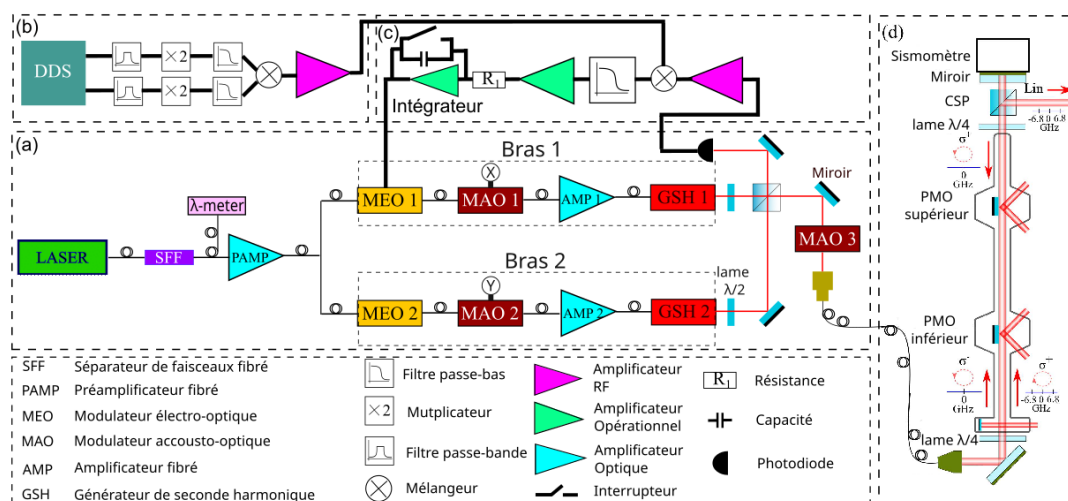


FIGURE 3.4 – a) Architecture du système laser permettant la génération des impulsions de Bloch, de Bragg et de Raman. b) Préparation du signal de référence pour le phase-lock. c) Implémentation du phase lock différentiel. (d) Dispositif expérimental pour réaliser un gradiomètre.

Les deux MAO large bande utilisés pour contrôler le décalage en fréquence relatif entre les deux sorties optiques sont placés en aval des amplificateurs. Les amplificateurs produisent une puissance constante tant que la puissance d'entrée est supérieure à 8 dBm. Cela permet de modifier les fréquences de fonctionnement de chaque MAO jusqu'à ± 5 MHz et d'avoir un désaccord relatif entre les deux faisceaux après le passage dans le doubleur de ± 20 MHz en conservant une puissance optique de sortie stable comme illustré en figure 3.5. La fréquence générée par la DDS représentée en figure 3.4 b) servant à diffracter

la lumière dans les MAO fibrés passe par deux 'Voltage controled oscillator' (VCO) qui permettent de borner la fréquence de diffraction entre 75 MHz et 80 MHz afin de ne jamais avoir une puissance optique trop faible en entrée des deux amplificateurs 'AMP1' et 'AMP2'. De plus, quand la DDS ne sort plus de modulation, les deux VCOs continuent de débiter une fréquence de 75 MHz ou 85 MHz.

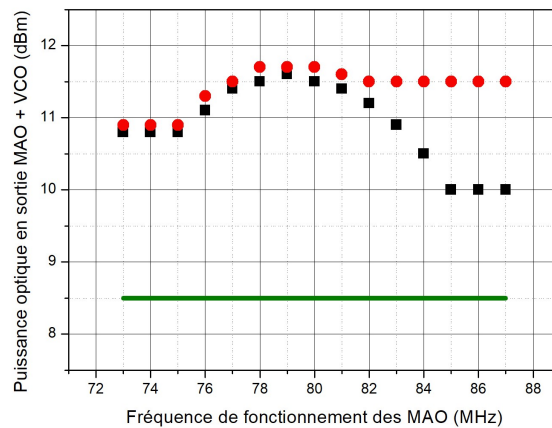


FIGURE 3.5 – Puissance optique en sortie de modulateur accousto-optique avec deux VCOs entre la DDS et le MAO en fonction de la fréquence de fonctionnement des MAO. La courbe verte représente le seuil de puissance minimale a fournir en entrée de l'amplificateur.

En sortie des deux GSH, les faisceaux se propagent en espace libre et sont combinés dans un cube SP. La sortie la plus puissante contient deux paires de faisceaux optiques polarisés orthogonalement et de fréquences différentes. Ces faisceaux lasers superposés passent ensuite par un MAO (appelé 'MAO 3' sur la figure 3.4 a)) qui fonctionne à fréquence fixe. Cependant, en faisant varier l'amplitude radio-fréquence de ce MAO, on génère la forme d'impulsion lumineuse que l'on souhaite afin d'effectuer les transitions de Bloch, Bragg et Raman. La sortie de ce MAO est injectée dans une fibre à maintien de polarisation qui transporte la lumière jusqu'au collimateur situé en bas du gradiomètre.

Les fluctuations de puissance de ce système laser ont été évaluées et donnent une stabilité d'environ $0,8\%_{rms}$ (1,5 mW sur 187 mW) pour le bras 1 et $0,6\%_{rms}$ (0,89 mW sur 142 mW) pour le bras 2 pour des mesures de 2,5 heures de chacune de ces puissances. Cette mesure a été effectuée à la sortie de la fibre, de manière à être représentative des fluctuations d'intensité au niveau des atomes. L'écart-type d'Allan à 1 seconde de la fluctuation de la puissance est de 0,17 mW pour le bras 1 et de 0,14 mW pour le bras 2 comme illustré dans la figure 3.6. Cette variance d'Allan montre une forte oscillation pour les temps d'intégration de l'ordre de $\tau \sim 500$ s ce qui correspond au cycle du système de climatisation régulant la température dans la salle de l'expérience. La température de la salle a un grand impact sur la dilatation des bancs optiques, sur l'injection des fibres et donc sur la stabilité de la puissance vue par les atomes. En intégrant la puissance sur des durées plus grandes, la variance d'Allan redescend avec une pente en $1/\sqrt{\tau}$ représentative d'un bruit blanc.

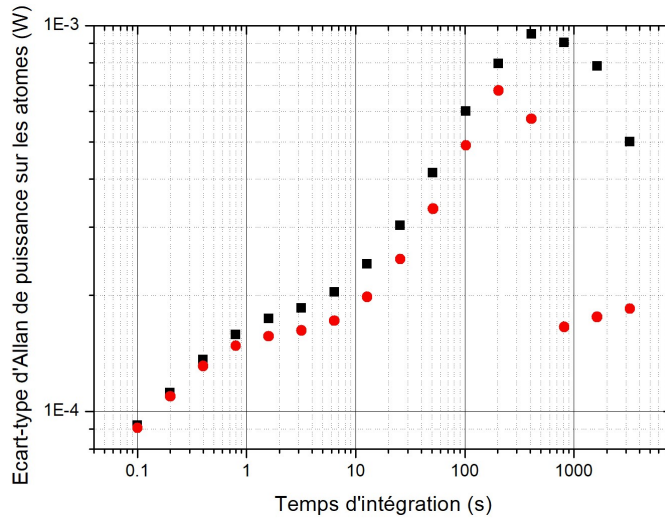


FIGURE 3.6 – Ecart-type d’Allan des puissances optiques générées par le banc fibré pour le bras 1 en noir et pour le bras 2 en rouge. On observe une oscillation à 500 secondes qui correspond au cycle de climatisation qui régule la température dans la salle. On peut supposer que l’écart-type d’Allan se moyenne aux plus grands temps d’intégration.

3.2.2 Génération des fonctions optiques de refroidissement

Le banc laser en espace libre génère les fonctions de refroidissement des atomes dans les PMOs 2D et 3D, de pousseur, et de détection. Comme représenté en figure 3.7, ce banc est constitué d’un laser stabilisé en fréquence sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ par spectroscopie de transfert de modulation [Hal+81] et qui est utilisé comme repompeur. Un deuxième laser refroidisseur est verrouillé en phase sur cette référence par battement sur une photodiode rapide avec un décalage en fréquence au voisinage de 6.42 GHz afin qu’il adresse la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. La fréquence du laser de refroidissement effectue une séquence complexe et rapide répétée à chaque cycle lui permettant de satisfaire les désaccords mentionnés dans la section *PMO 3D* pour refroidir les atomes, s’éloigner de la résonance pendant la durée de l’interféromètre pour empêcher toute lumière parasite de réchauffer les atomes, puis revenir à résonance pour la détection. Ces changements de fréquence se font à l’aide d’une DDS qui est codée pour réaliser cette séquence et dont le signal est mélangé au battement entre les lasers de refroidissement et repompeur avant d’entrer dans la boucle de verrouillage en phase. Une tension est appliqué au miroir monté sur piezo-électrique en "feed-forward" dans la cavité du cooling pour aider le laser a rester monomode pendant la transition. Ces deux lasers sont combinés puis amplifiés jusqu’à une puissance de 1.2 W pour être injectés dans la fibre de détection, dans les trois fibres des pièges magnéto-optiques supérieur et inférieur, à deux et à trois dimensions, et vers le pousseur du PMO 2D. Un obturateur mécanique sur le chemin du repompeur avant l’amplificateur permet d’avoir du repompeur pendant la séquence de refroidissement et de ne pas en avoir pendant la séquence de détection. Une lame à retard variable permet de contrôler la proportion de repompeur et de refroidisseur à amplifier afin d’optimiser le nombre d’atomes en sortie de PMO. Une partie de la puissance du repompeur est

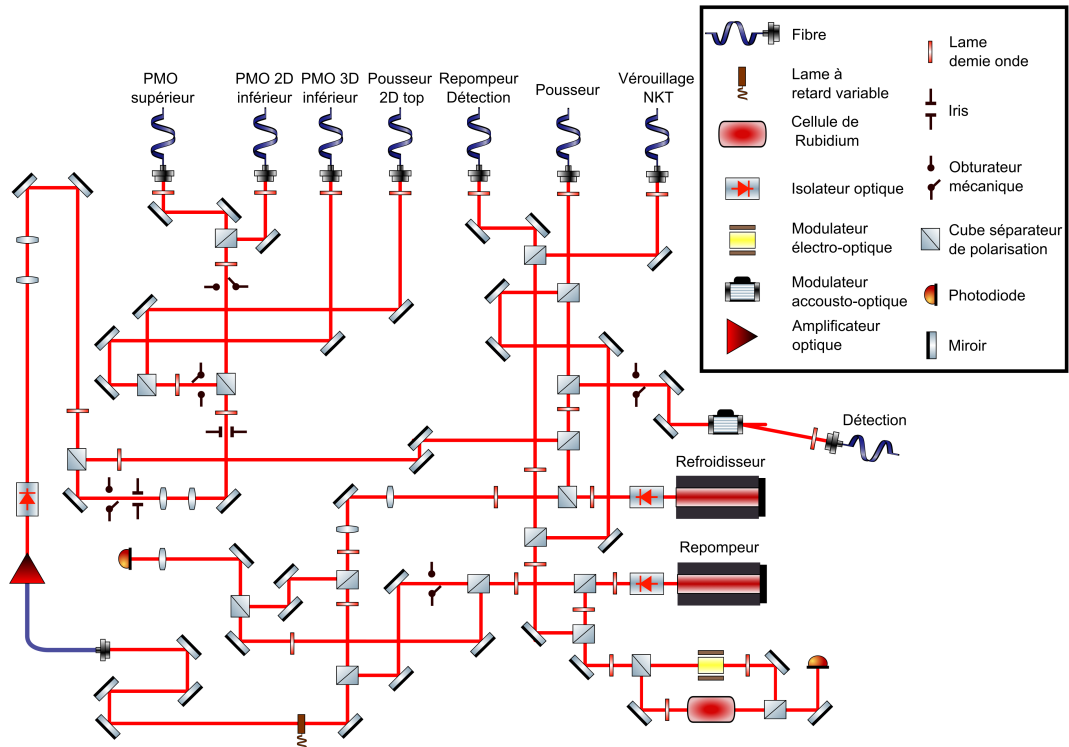


FIGURE 3.7 – Schéma du banc optique composé de deux diodes laser et d'un amplificateur dont les puissances sont distribuées dans huit fibres utilisées pour des fonction de refroidissement, de repompeur, de pousseur, de détection ou pour le verrouillage du laser NKT.

directement envoyée vers la nappe intermédiaire dans le système de détection et vers l'asservissement en fréquence du laser interférométrique. Une grande partie du banc était opérationnelle à mon arrivée en thèse et est détaillée dans [Mer+14 ; Cal19]. Afin d'avoir plus de puissance dans le système de détection, un cube SP a été installé au cours de ma thèse pour dévier une partie de la puissance en sortie de l'amplificateur et l'injecter dans la fibre de détection.

3.2.3 Pousseur vertical

A l'issue du refroidissement, une majorité des atomes est dans l'état $|F = 2\rangle$ mais une petite partie de atomes est dans l'état $|F = 1\rangle$. Une impulsion laser accordée sur la transition du repompeur permet d'avoir l'intégralité des atomes dans le même état. A l'issue de la sélection en vitesse Raman, un faisceau laser non rétro-réfléchi accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ est utilisé afin de pousser les atomes non transférés. Ces deux impulsions lasers (repompeur et pousseur) sont collimatées sur les atomes en un faisceau qui se propage le long de la verticale qui permet d'effectuer ces opérations a tout instant du cycle interférométrique. Un schéma représenté figure 3.8 détaille l'arrivée

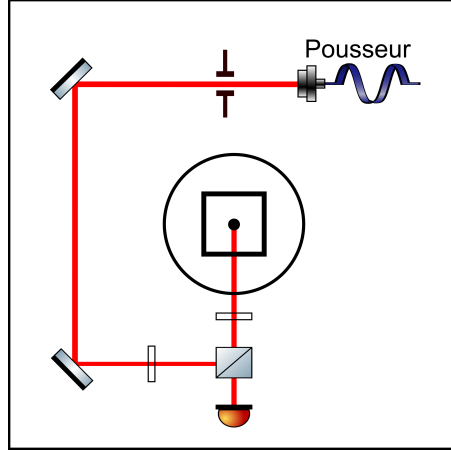


FIGURE 3.8 – Schéma du plateau supérieur du dispositif expérimental permettant d’injecter le faisceau de pousseur sur les atomes vu du dessus. Le rond au centre représente le trou par lequel passe le faisceau de pousseur vers l’enceinte à vide. Le carré au centre représente le cube SP qui réfléchit le faisceau de pousseur.

du faisceau sur le haut du dispositif expérimental provenant du banc de refroidissement. Les deux pousseurs dans $|F = 2\rangle$ et dans $|F = 1\rangle$ ayant deux polarisations linéaires orthogonales, une lame demie onde et un cube séparateur de polarisation servent à les mettre sur le même axe au prix d’une perte de puissance. Une photodiode est également représentée et est utilisée pour contrôler la puissance des impulsions lumineuses de Raman de Bragg et de Bloch qui passe au travers des deux cubes.

3.2.4 Transition Raman par modulation électro-optique

Le schéma utilisé pour la réalisation de la spectroscopie Raman dans notre expérience est basé sur la génération de bandes latérales par modulation électro-optique à 6.8 GHz. Pour des indices de modulation suffisamment faibles, le spectre du laser en sortie du modulateur est constitué d’une fréquence centrale appelée porteuse et de deux bandes latérales décalées de $\Delta\omega$ et est présenté figure 3.9 a) où on peut voir le faisceau modulé arrivant sur le nuage par le bas et qui est rétro-réfléchi sur un miroir et revient sur les atomes. Il apparaît en étudiant uniquement la transition k_{up} (représentée par les cercles en pointillés rouges) ou la transition k_{down} (représentée par les cercles en pointillés bleus), que deux transitions Raman à deux photons sont résonantes pour une même fréquence $\Delta\omega$. Un phénomène d’interférence entre ces deux couplages apparaît et a été théoriquement détaillé dans [Dot+04] dont nous reprenons l’équation (7) pour le cas de la transition contra-propageante k_{up} qui donne l’évolution du couplage Raman effectif Ω_R comme suit :

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 + 2\Omega_{R1}\Omega_{R2}\cos(\psi)} \quad (3.1)$$

Avec Ω_{R1} le couplage correspondant à la transition Raman $\omega_{+1} \leftrightarrow \omega_0$ et Ω_{R2} le couplage correspondant à la transition Raman $\omega_0 \leftrightarrow \omega_{-1}$. ψ correspond à la somme des deux différences de phase entre les lasers effectuant les deux transitions :

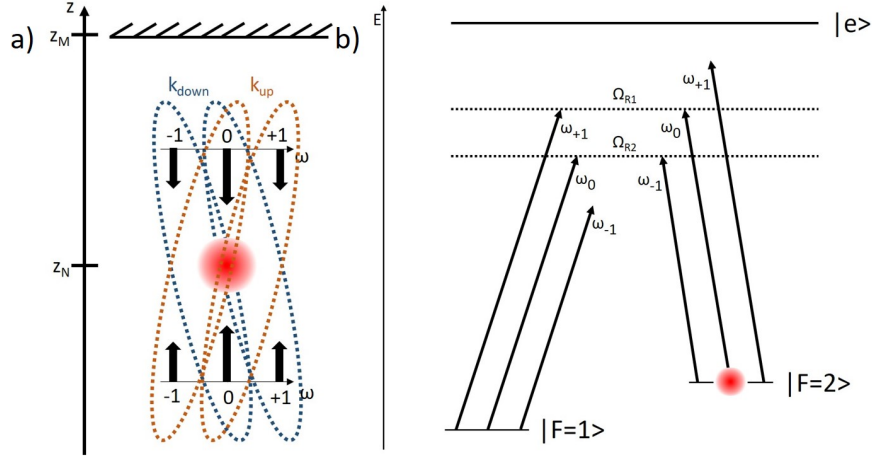


FIGURE 3.9 – a) Schéma de deux faisceaux Raman contra-propageants modulés avec la bande centrale représentée par l'ordre 0 et les deux bandes latérales représentées par les ordres ± 1 séparés de $\Delta\omega$ de la porteuse. Le miroir est à la position Z_M et le nuage est à la position Z_N b) Schéma des trois états impliqués dans la transition Raman et des transitions permises par les différentes fréquences laser.

$$\psi = (\phi_{0\uparrow} - \phi_{+1\downarrow}) + (\phi_{0\downarrow} - \phi_{+1\uparrow}) \quad (3.2)$$

où $\phi_{0\uparrow}$ (resp. $\phi_{0\downarrow}$) est la phase de la porteuse se propageant vers le haut (resp. vers le bas) et $\phi_{+1\uparrow}$ (resp. $\phi_{+1\downarrow}$) est la phase de la bande latérale d'ordre 1 se propageant vers le haut (resp. vers le bas). En exprimant les phases accumulées lors de l'aller retour entre le nuage et le miroir avec les vecteurs d'ondes, on obtient :

$$\psi = 2\phi_{0\uparrow} + \frac{2(Z_M - Z_N)\omega}{c} - 2\phi_{+1\uparrow} - \frac{2(Z_M - Z_N)(\omega + G)}{c} \psi = A + \frac{2Z_N G}{c} \quad (3.3)$$

Avec A une constante. On obtient alors :

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 + 2\Omega_{R1}\Omega_{R2}\cos(A + \frac{2Z_N G}{c})} \quad (3.4)$$

Cette interférence résulte en une modulation du couplage effectif de la transition Raman k_{up} en fonction de la position du nuage atomique avec une période de modulation $\Lambda = 2\pi \frac{c}{2G} = 2.2$ cm. L'évolution de ce couplage a été mesurée et est présentée figure 3.10 où les ronds reliés représentent la probabilité de transition en fonction de la position du nuage pour un temps d'interrogation constant. On observe une interférence de période de l'ordre de 2cm ce qui correspond au calcul effectué ci-avant.

Une solution pour éviter cette modulation de couplage est de supprimer une des bandes latérales du 1er ordre [Kod+22 ; Tem+21] par interférométrie optique en passant dans une série de modulateurs électro-optiques. Une autre solution proposée dans [Dot+04] est d'avoir un contrôle indépendant de la fréquence de la porteuse et les bandes latérales en les séparant par un filtre fréquentiel réalisé avec une cavité Fabry-Pérot.

La disposition optique de notre système peut être choisie de telle sorte que le miroir supérieur ne renvoie dans l'expérience que le faisceau laser généré par le bras 1 en raison de son état de polarisation tandis que l'autre sortie modulée générée par le bras 2 est réfléchi hors de l'installation par le cube séparateur de polarisation (cube SP) supérieur. Cela conduit à un couplage Raman entre le faisceau laser sortant du 'bras 1' et une des bandes latérales du faisceau laser sortant du 'bras 2' ayant une polarisation circulaire identique. Ce schéma permet au processus Raman d'être effectué avec un couplage constant à n'importe quelle position du nuage comme représenté par des étoiles reliées sur la figure 3.10. On observe une plus grande amplitude de probabilité de transition car ce montage permet un plus grand couplage, et donc de disposer, si besoin, de davantage d'atomes sélectionnés.

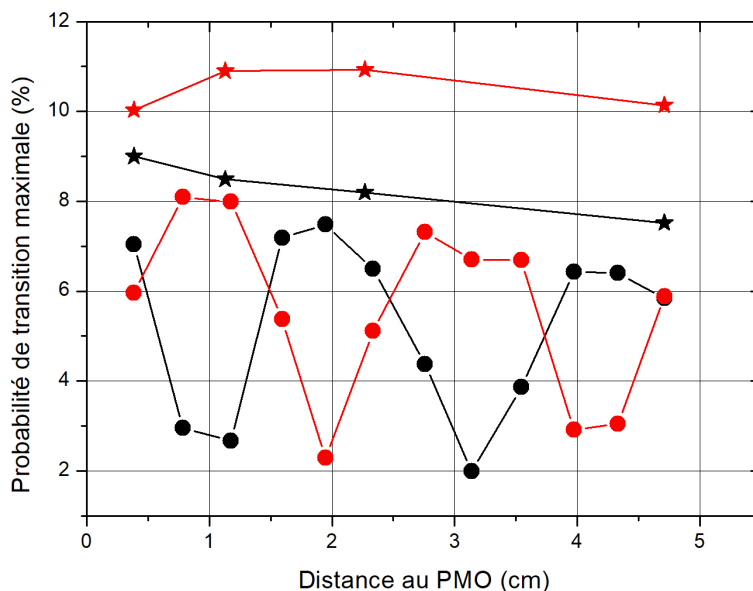


FIGURE 3.10 – Évolution de la probabilité de transition d'oscillations de Rabi de durée et d'intensité constantes réalisées à différents instants après le début de la chute libre des atomes. Les points représentent l'évolution du couplage pour une transition Raman utilisant deux faisceaux modulés à 6.8GHz tandis que les étoiles représentent l'évolution du couplage pour une transition Raman utilisant un faisceaux modulés à 6.8GHz et un faisceau non modulé.

Le schéma optique utilisé pour générer les polarisations de la spectroscopie Raman est présenté figure 3.4 et en figure 3.11 a). La sortie du système laser contient un faisceau composé de deux polarisations linéaires perpendiculaires. Cette polarisation est circularisée $\sigma^+ - \sigma^-$ après avoir traversé une première lame quart d'onde et avant que le faisceau n'entre dans la chambre à vide. Après avoir traversé une deuxième lame quart d'onde au dessus de l'expérience, l'un de ces deux lasers est éliminé par le cube SP supérieur, tandis que l'autre faisceau optique est rétro-réfléchi par le miroir supérieur du montage. Le spectre

Raman est composé de 3 transitions co-propageantes et 6 transitions contra-propageantes comme représenté figure 3.11 b) et est très similaire au résultat obtenu dans la thèse de M. Cheinet [Che06].

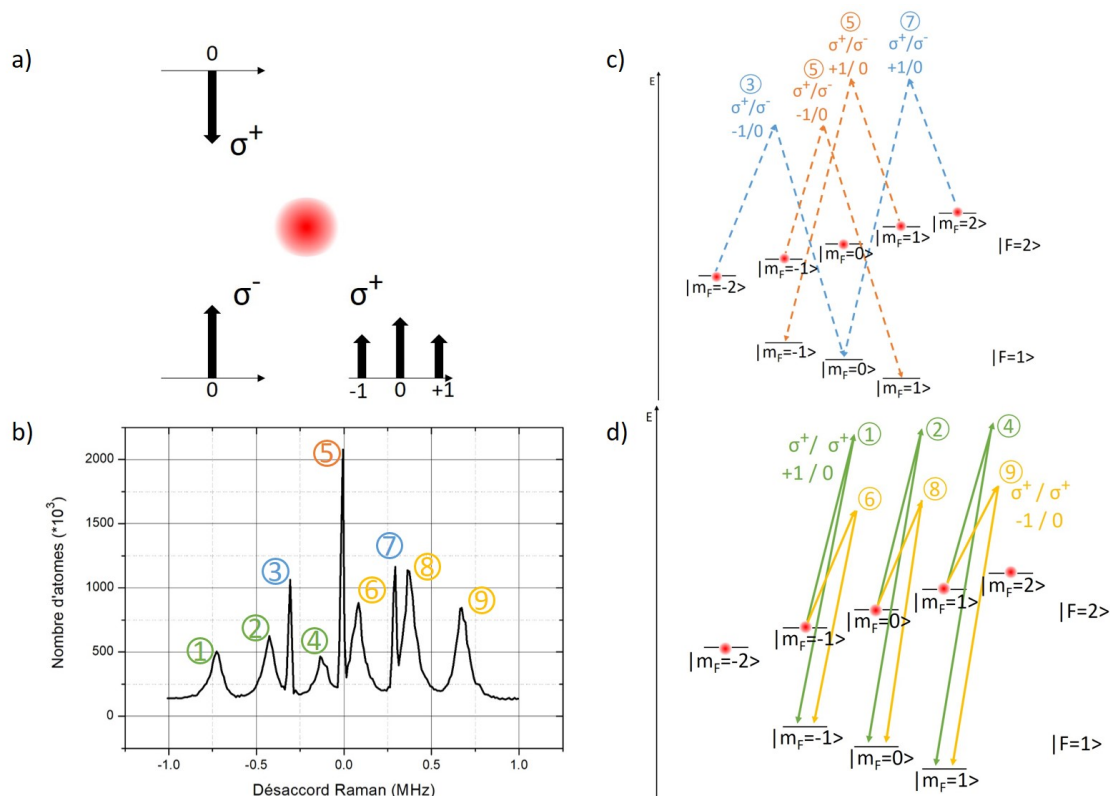


FIGURE 3.11 – a) Schéma des états de polarisation et des raies de modulation en phase. b) Spectre Raman réalisé en sortie de piège magnéto-optique. Chaque raie est identifiée par un numéro de transition qui est détaillé dans les figures c) et d). c) Détail des transitions co-propageantes où, pour chaque transition à deux photons, sont indiqués l'état de polarisation des photons et l'indice de bande de modulation (correspondant au schéma a)) avec 0 pour la fréquence non-modulée, -1 pour la bande modulée à -6.8GHz, et +1 pour la bande modulée à 6.8GHz. d) Détail des transitions contra-propageantes.

Les différentes transitions ont été numérotées de 1 à 9 et les niveaux énergétiques qu'elles impliquent ont été représentés dans deux schémas : un pour les transitions co-propageantes figure 3.11 c), et un pour les transitions contra-propageantes figure 3.11 d). Les trois raies co-propageantes 3, 5 et 7 étant insensibles à la vitesse des atomes auxquelles elles s'adressent, tous les atomes sont résonants à la même fréquence et les transitions forment des pics étroits dans le spectre Raman. La séparation entre les transitions est due au champ de biais appliqué pendant l'impulsion Raman qui sépare les sous états magnétiques par effet Zeeman linéaire. La demie différence entre ces pics vaut ~ 300 kHz, et l'effet Zeeman linéaire vaut 0.7 MHz/Gauss pour les états concernés, ce qui donne un champ de biais de 420 mGauss. La transition 5 est plus intense que les autres transitions co-propageantes car elle transfère les atomes venant de $|m_F = -1\rangle$ et $|m_F = +1\rangle$ pour un

même désaccord.

Les 6 raies contra-propageantes étant sensibles à l'effet Doppler, leur largeur est donc représentative de la dispersion en vitesse selon l'axe d'interrogation du nuage et de la sélectivité de la transition. Le spectre présenté ici est réalisé avec une impulsion dont la sélectivité en vitesse est négligeable devant la dispersion du nuage en sortie du PMO, la température du nuage peut donc être estimée grâce à la largeur des transitions contra-propageantes [Cal+19a]. Celle-ci est en moyenne de $2\sigma_f \sim 66$ kHz. La relation $2\pi\sigma_f = k_{eff}\sigma_{vz}$ entre la distribution en vitesse et la largeur de la transition, avec k_{eff} le vecteur d'onde effectif de la transition Raman, donne $\sigma_{vz} = 13 \text{ mm.s}^{-2}$ et permet de retrouver la température du gaz si on considère une distribution de Boltzmann :

$$T_0 = \frac{m\sigma_v^2}{k_b} \quad (3.5)$$

On obtient par application numérique $T_0 \sim 1.8 \text{ } \mu\text{K}$.

Les raies 6, 7, 8 et 9 ont une plus grande amplitude que les raies 1, 2, 3, 4 car, comme illustré sur les figures 3.11 c) et d), ces raies n'ont pas le même désaccord avec la transition D2 et ont, a fortiori, un couplage différent. Cela implique que ces transitions n'ont pas le même τ_π et donc une amplitude différente dans un spectre où la durée d'impulsion Raman est constante.

Les deux raies d'intérêt pour la sélection en vitesse du gradiomètre sont les deux raies amagnétiques 2 et 8 qui permettent de transférer les atomes de l'état $|F = 2\rangle$ en sortie de mélasse vers l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ dans lequel l'interféromètre de Bragg sera réalisé. Ces transitions ne sélectionnant qu'un sous état magnétique, ont une efficacité maximale de 20% dans le cas d'une répartition uniforme des atomes dans les 5 sous états en sortie de mélasse optique. Cette transition a également pour propriété de sélectionner une classe de vitesse [Mol+92] dont la largeur de la distribution est contrôlée en jouant sur la puissance des faisceaux Raman.

La transition 8 absorbe une impulsion dirigée vers le haut et réémet un photon non modulé vers le bas ce qui communique un moment cinétique à l'atome dirigé vers le haut. Cette transition est appelée k_{up} et les atomes transférés dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ sont au dessus des atomes dans $|F = 2\rangle$ non transférés. C'est cette transition qui sera utilisée pour la suite des expériences.

Le cube SP en haut supprime également le réseau parasite qui se déplace dans la direction opposée et réduit l'efficacité lors de la réalisation du processus de Bragg et de Bloch. Cependant, un inconvénient de l'utilisation de ce cube SP est une dégradation potentielle du front d'onde du laser, que nous n'avons pas caractérisé ici. Toutefois, cet effet sera efficacement réduit lors de la mesure gradiométrique différentielle.

3.2.5 Boucle à verrouillage de phase

En sortie des deux GSH, les faisceaux se propagent en espace libre et sont combinés dans un cube SP. La moins puissante des sorties de ce cube est focalisée sur une photodiode rapide (appelée 'PD' sur la figure 3.4 a)). Les deux faisceaux lasers accumulant un déphasage relatif non négligeable entre leur séparation par le premier SFF et leur recombinaison sur le cube SP, une boucle à verrouillage de phase est mise en place comme

illustré sur la figure 3.4 c). La photodiode mesure l'interférence entre les deux lasers et donne un battement dont la fréquence est donnée par la différence entre les deux voies de la DDS qui alimentent les deux MAO des deux bras. Ce signal est amplifié puis est mélangé à un signal de référence (qui est la différence de fréquence entre les deux sorties de la DDS multipliée par deux) pour retrouver un signal proportionnel à la différence de phase entre les faisceaux. La sortie du mélangeur est filtrée par un filtre passe-bas pour atténuer fortement l'impact sur le verrouillage en phase de la somme des deux fréquences. Le signal d'erreur est ensuite amplifié et intégré avant d'être envoyé au MEO 1 (modèle : MPZ-LN-10 de iXBlue Photonics) pour qu'il applique une correction de phase au 'bras 1' et que les deux faisceaux aient la même phase au niveau de la photodiode. Le signal de référence qui est mélangé au signal de la photodiode est produit par un schéma représenté figure 3.4 b). Deux sorties auxiliaires de la DDS (extraites des sorties principales de la DDS à l'aide de diviseurs de puissance RF) sont mélangées pour générer le signal de référence. Ces sorties sont filtrées, puis doublées pour tenir compte de l'effet des GSH. Les sorties des multiplicateurs sont à nouveau filtrés à l'aide d'un filtre passe-bas approprié, puis envoyées dans un mélangeur RF pour générer leur différence de fréquence. La sortie du mélangeur est encore amplifiée afin de produire le signal de référence du circuit de verrouillage de phase différentiel de la figure 3.4 c).

Afin d'étudier la performance de la réduction du bruit de phase différentiel dû à la boucle d'asservissement détaillée ci-avant, le bruit de phase a été mesuré avec la boucle d'asservissement ouverte et fermée. Pour la mesure en boucle fermée, l'électronique de verrouillage de phase fournit le signal en sortie du mélangeur analogique RF. Ce signal est appelé signal d'erreur. La courbe bleue de la figure 3.12 représente la densité spectrale de bruit de phase résultant de ce signal d'erreur mesuré par un analyseur FFT (Fast Fourier Transform). En première intuition, il suffirait d'ouvrir la boucle d'asservissement en phase et de mesurer la densité spectrale de bruit du signal d'erreur à l'aide de l'analyseur FFT afin de mesurer le spectre de la boucle ouverte. Mais en l'absence de verrouillage de phase, les fluctuations sont trop importantes (de plus d'un radian sur une seconde) pour que la phase reste à mi-frange avec un rapport linéaire (K_d) entre phase et tension pendant pendant la durée de la mesure du spectre FFT. Une alternative à cette mesure du signal d'erreur est la mesure du signal de correction de la boucle d'asservissement fermée en sortie de l'intégrateur. Ce signal est proportionnel, dans la bande passante de l'asservissement, aux fluctuations de phase qui auraient eu lieu en boucle ouverte est son spectre est représenté sur la figure 3.12 par la courbe rouge. La bande passante de cette boucle d'asservissement est, comme on peut le voir sur la figure 3.12, de l'ordre de 10 kHz. La densité spectrale de bruit de la boucle de verrouillage de phase $S_\phi(\omega)$ permet d'estimer le bruit de phase résiduel d'un interféromètre σ_Φ^{rms} grâce la relation :

$$(\sigma_\Phi^{\text{rms}})^2 = \int_0^{+\infty} |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) d\omega \quad (3.6)$$

où $H(\omega)$ est la fonction de transfert de l'interféromètre et est donné par $H(\omega) = \omega G(\omega)$, $G(\omega)$ étant la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité de l'interféromètre $g(t)$ définie par la variation de phase de l'interféromètre pour une variation infinitésimale de phase laser :

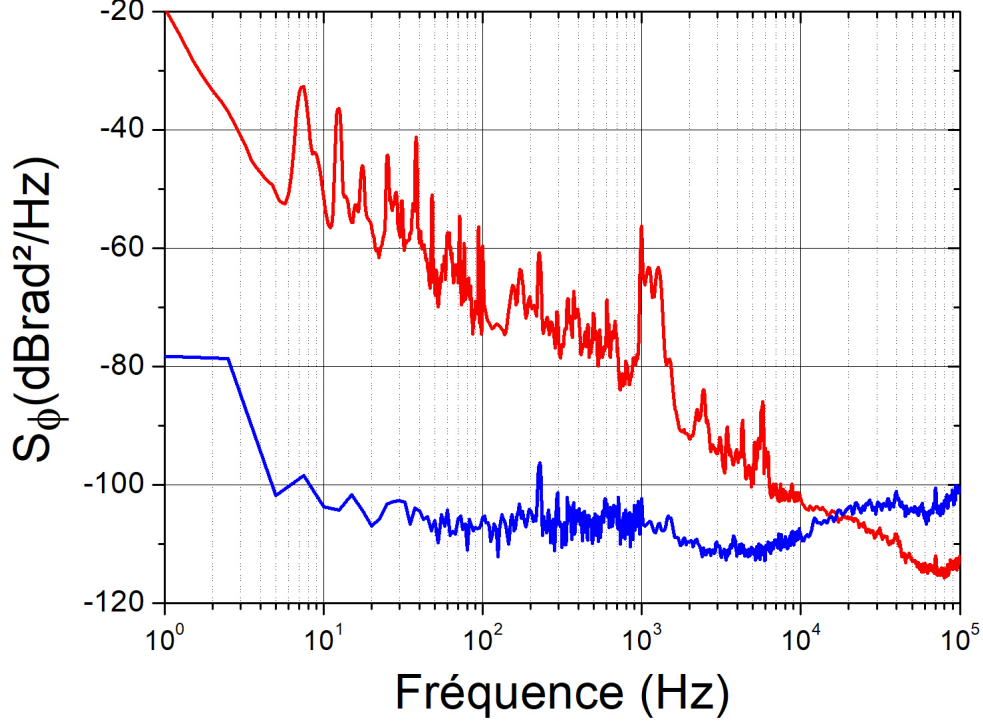


FIGURE 3.12 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de la phase différentielle. La courbe bleue représente une mesure avec verrouillage de phase et la courbe rouge est représentative de la phase sans verrouillage en boucle fermée après intégration.

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)d\phi(t) \quad (3.7)$$

Pour un interféromètre de Ramsey, qui est constitué de deux impulsions $\pi/2$ séparées dans le temps par $T_R = 120$ ms, le bruit de phase résiduel calculé est de $1,7$ *mrad/coup*. Pour un interféromètre Mach-Zehnder à 3 impulsions avec un temps d'interrogation $2T_{MZ} = 240$ ms, le bruit de phase résiduel provenant de la fluctuation de phase différentielle du laser est de $2,6$ *mrad/coup*.

Afin de démontrer expérimentalement l'effet de la boucle de verrouillage de phase sur les atomes, un interféromètre de Ramsey ($T_R = 120$ ms) a été mis en place avec deux impulsions Raman co-propageantes $\pi/2$. Ce temps d'interrogation a été choisi car les instants des impulsions dans la séquence de l'interféromètre Ramsey correspondent à ceux qui seront réalisés dans l'interféromètre à impulsions micro-ondes (détaillé plus loin) qui sont, eux, contraints par le couplage des antennes micro-ondes qui évolue avec la position

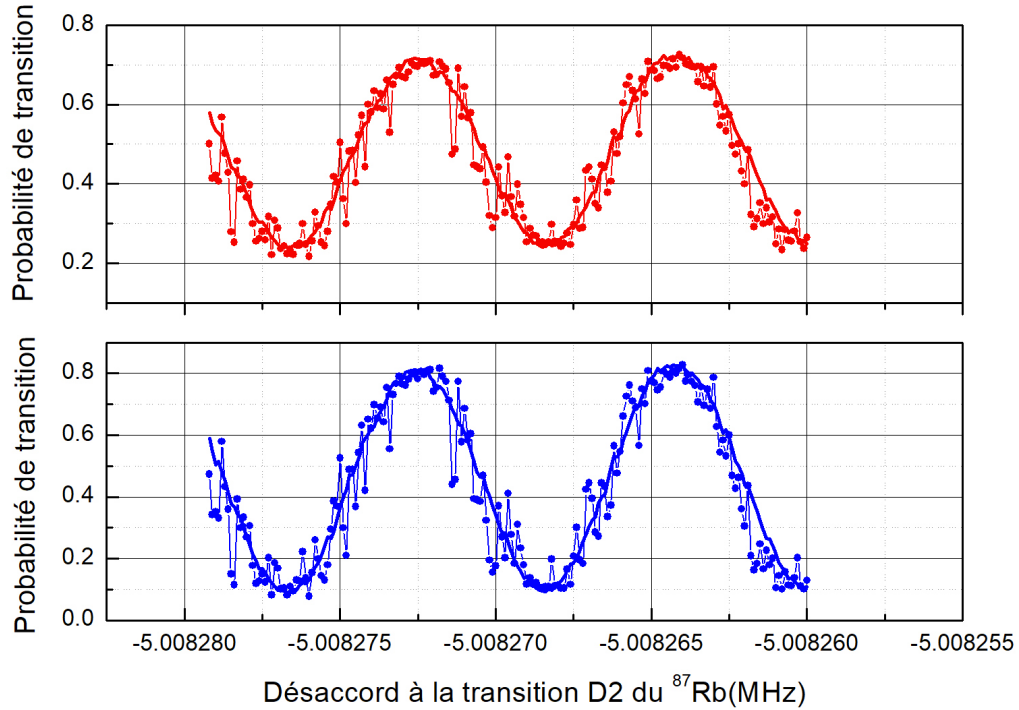


FIGURE 3.13 – Mesure de la probabilité de transition des nuages atomiques à la sortie d’un interféromètre de Ramsey réalisé à l’aide de deux impulsions Raman $\pi/2$ co-propageantes ($T_R = 120$ ms). Les courbes en rouge représentent le nuage du bas et les courbes bleues représentent le nuage du haut. L’axe des abscisses représente le désaccord à la transition D2 du ^{87}Rb . Les courbes en points reliés représentent l’effet du bruit de phase introduit par le système laser en l’absence de verrouillage de phase. Les courbes en traits pleins représentent la réduction du bruit de l’interféromètre après l’implémentation du verrouillage de phase.

du nuage. L’intérêt de cet interféromètre de type horloge est qu’il n’est pas sensible au bruit de vibration qui dépasse largement le bruit de phase des lasers pour les grands temps d’interrogation de l’ordre de la centaines de ms, même avec des méthodes d’isolation des vibration [Le +08]. Ce type d’interféromètre permet donc d’étudier l’effet du bruit de phase résiduel des lasers sur l’interféromètre atomique. La figure 3.13 montre les franges de l’interféromètre, qui correspondent à la variation de la probabilité de transition des deux nuages atomiques du gradiomètre en fonction du désaccord Raman, avec et sans verrouillage de phase, respectivement sous forme de traits pleins et pointillés. En l’absence de verrouillage de phase, l’écart type d’Allan des fluctuations de phase mesurées à mi-frange dans chacun des interféromètres est de (180 ± 4) mrad/coup et (193 ± 4) mrad/coup,

alors qu'en boucle de verrouillage de phase fermée, ce bruit est réduit à $(14,7 \pm 0,4)$ mrad/coup et $(14,0 \pm 0,4)$ mrad/coup respectivement. Ce bruit résiduel est plus élevé que celui calculé, mais d'autres sources de bruit y contribuent. À titre de comparaison, un interféromètre de Ramsey similaire avec des impulsions micro-ondes au lieu de lasers Raman a été réalisé. Des bruits de phase d'interféromètre d'amplitude similaire $(13,5 \pm 0,3)$ mrad/coup et $(14,6 \pm 0,4)$ mrad/coup ont été mesurés pour les deux nuages atomiques, ce qui montre que l'interféromètre Raman Ramsey est plus limité dans ces mesures par le bruit de phase de la référence micro-onde et le bruit de détection qui affectent l'interféromètre micro-onde que par le bruit de phase des lasers Raman. Ce résultat est cohérent avec le calcul effectué précédemment du bruit attendu pour un interféromètre Ramsey en utilisant la densité spectrale de phase (PSD) et la fonction de transfert de l'interféromètre, qui s'élève à une contribution plus faible de ≈ 2 mrad/coup.

3.2.6 Saut de fréquence

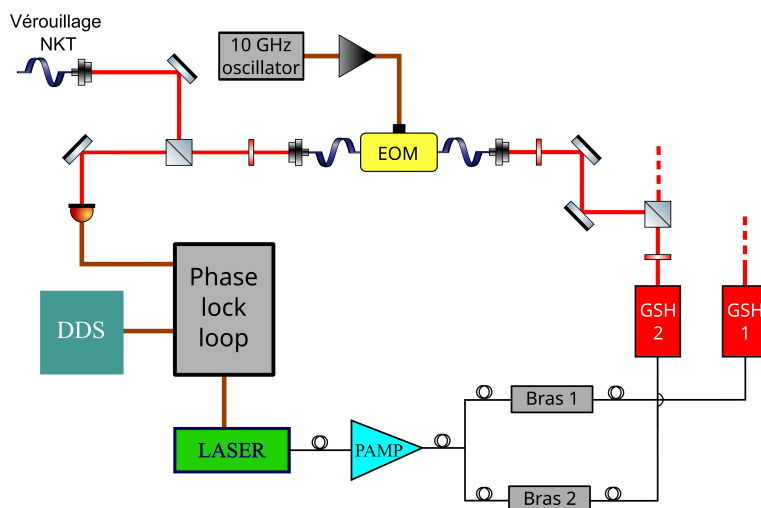


FIGURE 3.14 – Schéma optique du lock du laser NKT sur le repompeur

Le contrôle et l'annulation de la phase différentielle entre les deux nuages permet de maximiser la sensibilité du gradiomètre comme proposé dans [San15]. Cela a été illustré dans [Dua+14; Lan17] en appliquant un champ magnétique non uniforme spatialement impliquant un déphasage différent entre les deux nuages et l'annulation de la phase différentielle après calibration. Une autre méthode a été utilisée dans [Cal+19b] en appliquant un saut de fréquence au laser interférométrique sur l'impulsion miroir π ce qui a pour effet de créer un décalage en phase proportionnel à la distance des atomes au miroir de rétro-réflexion : $\phi = 8\pi\delta\nu L/c$ avec $\delta\nu$ le décalage en fréquence et L la distance atome-miroir. Comme les deux nuages sont spatialement séparés, un déphasage différentiel $\Delta\phi$ apparaît : $\delta\phi = 8\pi\delta\nu\delta L/c$ où δL est la distance entre les deux nuages. On voit qu'avec une distance entre les deux nuages de $\delta L = 1$ m, un temps d'interrogation de $T = 250$ ms et un gradient de gravité typique à la surface de la Terre de $\gamma = 3000$ E, on a un déphasage différentiel entre les deux nuages de ~ 3 rad. Ce déphasage peut être compensé par un

saut en fréquence de $\delta\nu = 70 \text{ MHz}$ pendant la séquence interférométrique.

Afin d'effectuer ce saut de fréquence de manière contrôlée, le laser de l'interféromètre a été verrouillé en phase sur le laser repompeur qui est référencé par spectroscopie. Comme représenté sur la figure 3.14, le laser de l'interféromètre, qui est désaccordé de plusieurs dizaines de GHz, est modulé par un MEO à une fréquence de 10 GHz et l'harmonique la plus proche de la transition D2 est verrouillée sur le repompeur. La comparaison entre ce signal de battement et le signal d'une DDS dans une boucle à verrouillage de phase permettra, en modulant la fréquence de la DDS, de moduler la fréquence du laser pendant la séquence interférométrique.

Nous allons voulu mesurer l'impact du verrouillage en phase du laser interférométrique sur le laser repompeur. Le battement entre les deux lasers est envoyé dans un convertisseur fréquence tension, ce qui transforme les fluctuations de fréquence relative entre les deux lasers en fluctuations de tension. Le bruit de tension en sortie du convertisseur conduit au plancher de bruit pour la mesure du bruit de fréquence, représenté par la courbe verte de la figure 3.15 et donne le seuil en dessous duquel on ne pourra pas résoudre un bruit de fréquence. Le battement entre les deux lasers NKT et repompeur tous les deux libres a d'abord été mesuré et est représenté sur la courbe magenta de la figure 3.15. Cette densité spectrale de puissance montre une évolution du bruit en $1/f$ qui est une signature du bruit de fréquence des lasers semi-conducteurs. La densité spectrale de bruit de fréquence est ensuite mesurée en verrouillant le laser repompeur sur une référence spectroscopique. Le bruit devient blanc sur une partie du spectre et on observe une bosse de bruit à $\sim 80 \text{ kHz}$, ce qui correspond à la bande passante de l'asservissement. Lorsque la boucle de verrouillage en phase du laser NKT sur le laser repompeur est fonctionnelle avec un gain faible, on obtient la courbe rouge de la figure 3.15. Pour les fréquences basses, le bruit est inférieur au bruit plancher, parce qu'il est mesuré dans la boucle. Mais à partir de 1 kHz , la courbe rouge rejoint les valeurs de densité spectrale de bruit de fréquence pour un faisceau non verrouillé, signe que le verrouillage a une bande passante trop faible pour réduire le bruit à ces fréquences. Le gain a donc été augmenté et la courbe noire a été obtenue où l'on peut observer que la boucle de verrouillage fait effet sur une plage de fréquence plus grande, mais fait également apparaître une suroscillation liée à la bande passante du système d'actuation de la longueur d'onde du laser aux alentours de 30 kHz . Les carrés reliés noirs représentés figure 3.15 indiquent la densité spectrale du laser NKT donnée par le fournisseur indépendamment du laser repompeur. On voit alors que la densité spectrale du laser NKT verrouillé sur le laser repompeur est ici en principe notablement détériorée dans une bande de fréquence comprise entre 4 Hz et $\sim 30 \text{ kHz}$. Au delà de cette suroscillation, la densité spectrale du laser NKT verrouillé retrouve en principe ses performances naturelles. L'objectif de ces mesures était de régler la boucle d'asservissement du laser NKT, mais in fine, il faudra un laser de référence plus stable que le repompeur.

3.2.7 Collimateurs

Le collimateur représenté en bas de la figure 3.4 permet d'éclairer les atomes et effectuer les diverses interactions lumière matière nécessaires à l'interféromètre. Le couplage de ces interactions, duquel résulte le contraste de l'interféromètre, est dépendant de l'intensité vue par les atomes. Il est donc important d'avoir un éclairage aussi uniforme que possible de tout le nuage. La température des atomes n'étant pas nulle, la taille du

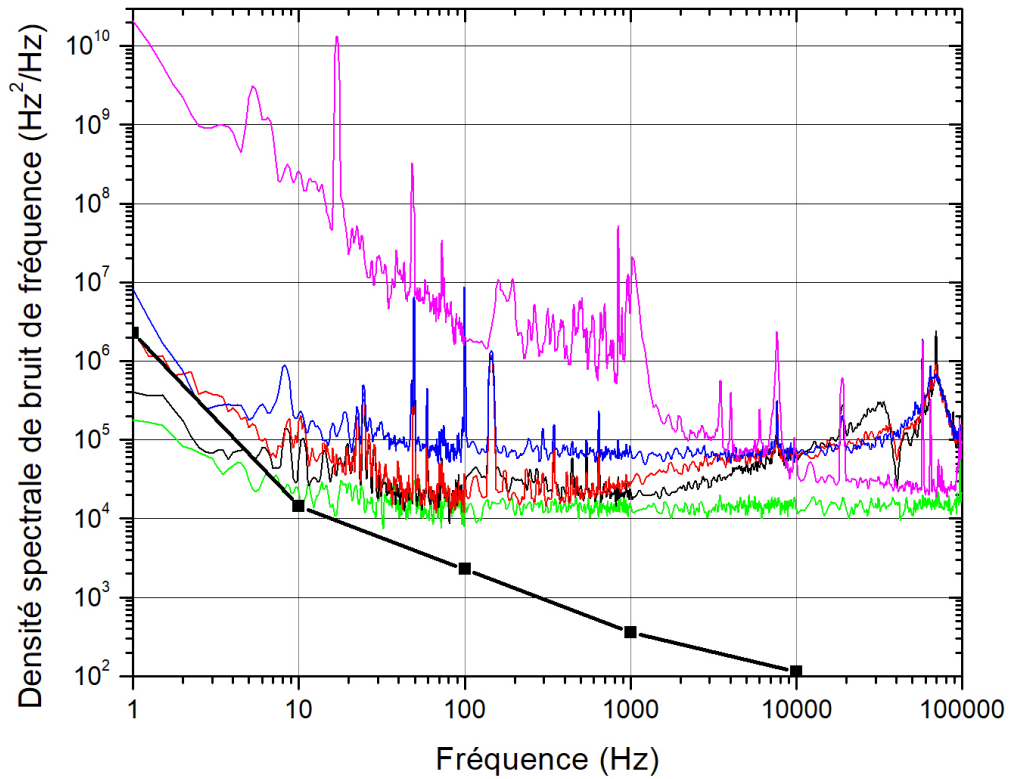


FIGURE 3.15 – Densité spectrale de bruit mesurée par battement entre le laser repompeur stabilisé par absorption saturée sur une cellule de Rubidium et une harmonique de modulation du laser d’interrogation des atomes (NKT) par modulateur électro-optique à une fréquence de 10 GHz. La courbe verte représente la densité spectrale mesurée sans signal en entrée du dispositif de mesure. La courbe magenta représente le battement entre le laser NKT et le laser repompeur non verrouillé spectroscopiquement sur cellule de Rubidium. La courbe bleue représente le battement entre le NKT et le repompeur verrouillé en fréquence par absorption saturée. La courbe rouge représente le battement entre le NKT verrouillé en phase sur le repompeur avec un faible gain et le repompeur verrouillé en fréquence par absorption saturée. La courbe noire représente le battement entre le NKT verrouillé en phase sur le repompeur avec un fort gain et le repompeur verrouillé en fréquence par absorption saturée. Les carrés reliés noirs représentent la densité spectrale de bruit du NKT seul indiquée par le fournisseur.

nuage atomique évolue dans le temps comme illustré sur la figure 3.16 où l’évolution de la distribution spatiale des atomes est représentée en fonction de leur temps de chute et où l’abscisse représente l’un des deux axes horizontaux. Le fait que le nuage soit coupé à $\pm 5 \text{ mm}$ sur la figure 3.16 b) représente la sélection effectuée par le système de détection. En effet la conjugaison de la photodiode de mesure de fluorescence des atomes par

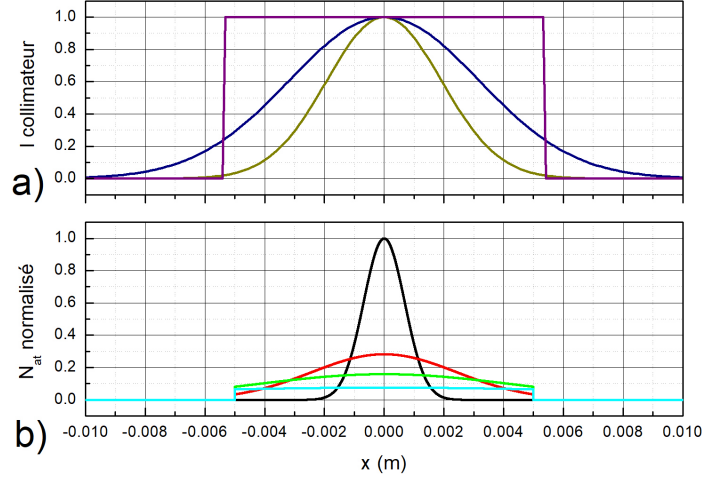


FIGURE 3.16 – Figure a) : Profil d'intensité d'un faisceau gaussien de $w_o = 3.8$ mm en vert, de $w_o = 6.3$ mm en bleu, et d'un flat top de rayon 7.5 mm en violet. Figure b) : Evolution de la taille du nuage avec le temps de chute (noir : 34 ms, rouge : 172 ms, vert kaki : 309 ms, cyan : 654 ms) où le nombre d'atomes considérés, donc l'aire de la gaussienne, reste constant.

le système optique et les tailles finies des nappes de détection ne permettent de capter qu'une portion des atomes. Cette sélection a pour effet de ne détecter que les atomes qui ont une vitesse transverse suffisamment faible (si la zone de détection est à l'aplomb de la création du PMO) ce qui a une influence sur le déphasage dû à l'effet Coriolis (décrit dans le chapitre 5) par exemple. Cette rognure a aussi pour effet d'alléger les contraintes de taille du collimateur car il lui suffit de générer une intensité uniforme sur la zone de détection. Au dessus des nuages atomiques, ont été représentés sur la même échelle spatiale des profils d'intensité normalisés. On peut voir qu'avec un faisceau gaussien de waist $w_0 = 3.8$ mm comme utilisé en début de thèse, le couplage avec un nuage à grand temps de chute n'est pas uniforme. Deux autres collimateurs ont donc été installés sur l'expérience : un collimateur gaussien de waist de $w_0 = 6.3$ mm (représenté en bleu) et un collimateur "flat-top" (représenté en violet) dont le profil d'intensité se rapproche d'une porte [Mie+18]. L'évolution du couplage en fonction du temps de chute a été simulé en calculant la convolution entre une fonction normalisée de répartition spatiale des atomes et le profil d'intensité d'un collimateur donné. Elle est représenté en figure 3.17 où on observe qu'un faisceau gaussien de waist $w_0 = 3.8$ mm passe à moins de 70% d'homogénéité de couplage après un temps de chute de 500ms. Une homogénéité de couplage de 70% signifie qu'en optimisant un pulse π pour les atomes au centre du faisceau, on aura une probabilité de transition maximale de 70%. On voit que l'homogénéité de couplage d'un collimateur flat top de diamètre 15 mm reste proche de 100% pour l'intégralité du temps de chute.

Afin de maximiser le couplage moyen à tout temps d'interrogation dans l'expérience, un

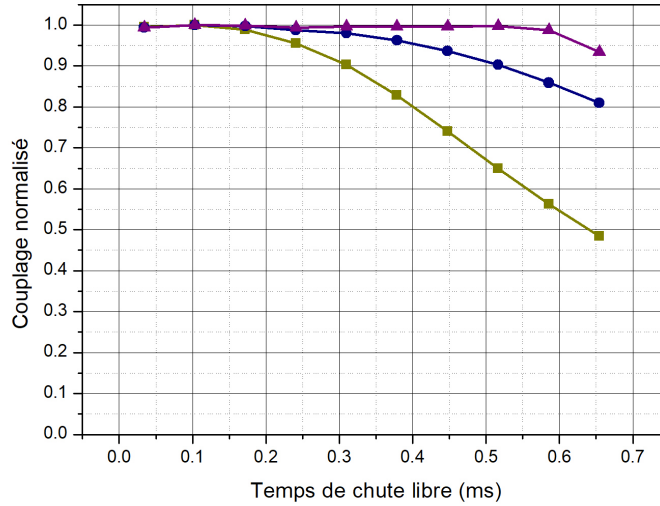


FIGURE 3.17 – Evolution du couplage moyen avec le temps de chute pour différents collimateurs. La courbe verte correspond à l'évolution de l'homogénéité de couplage pour un collimateur de profil d'intensité gaussien de waist 3.8mm. La courbe bleue correspond à l'évolution de l'homogénéité de couplage pour un faisceau gaussien de waist 6.3 mm. La courbe violette à un faisceau flat top.

collimateur flat top asphericon (TSM25-10-LD-B-780) a été monté et son profil d'intensité a été caractérisé. Il nécessite un faisceau collimaté à profil d'intensité gaussien de waist $w_0 = 5 \text{ mm}$ en entrée à $\pm 10\%$ que nous avons monté avec des tubes et un doublet Thorlabs.

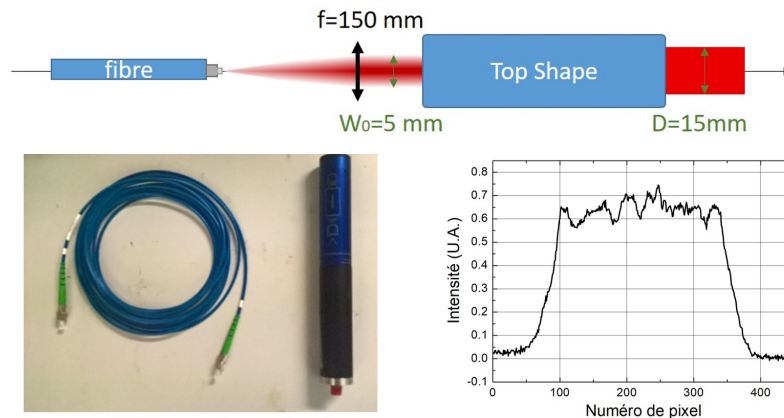


FIGURE 3.18 – Photo du flat top monté et de la fibre thorlabs, profil d'intensité du flat top en unités arbitraires et schéma de la collimation du faisceau.

Une fibre NKT à grand coeur (NKT LMA-PM-15) a été utilisée pour injecter la lumière dans les deux collimateurs gaussiens. Ce type de fibre permet une plus grande

surface transverse du mode propagé, et par conséquent une intensité maximale dans le guide réduite, ce qui permet de guider des impulsions à forte puissance. Une fibre thorlabs à ouverture numérique plus grande (mais à surface de mode plus petite) a été utilisée lors du montage du collimateur flat top (représenté sur la photo de la figure 3.18) afin de réduire la longueur du collimateur, mais son seuil de dommage a été atteint par la puissance de $\sim 590 \text{ mW}$ délivrée par le banc laser et elle n'est plus fonctionnelle car elle a été utilisée avec la puissance maximale en continu. Nous sommes donc revenus aux fibres NKT à grand cœur en combinaison d'une focale de pré-collimateur plus grande. Nous utilisons également les fibres Thorlabs à petit cœur en mode pulsé uniquement.

Chapitre 4

Élévateur de Bloch

Sommaire

4.1	Théorie	60
4.1.1	Étude d'un atome dans un réseau	60
4.1.2	Étude d'un réseau en mouvement	62
4.1.3	Pertes atomiques	63
4.2	L'élévateur de Bloch comme fontaine	64
4.2.1	Dimensionnement du lancer	64
4.2.2	Caractérisation de la profondeur du réseau	66
4.2.3	Optimisation du lancer	70
4.3	L'élévateur de Bloch comme séparateur	72
4.3.1	La méthode de détection à l'aide d'un élévateur de Bloch	72
4.3.2	Simulation	74
4.3.3	Optimisation de la profondeur du réseau	78
4.3.4	Optimisation du temps de séparation inférieur	80
4.3.5	Évaluation des effets systématiques	83
4.3.6	Utilité du séparateur pour les interféromètres d'ordre plus grand	87

L'élévateur de Bloch est constitué d'un réseau optique en mouvement formé par deux faisceaux laser à 780 nm contra-propageants. Les atomes, d'abord chargés adiabatiquement dans ce réseau, sont ensuite accélérés en augmentant la différence de fréquence entre les deux faisceaux. Cet élévateur de Bloch est utilisé pour piéger et envoyer les atomes vers le haut en début de séquence afin d'augmenter leur temps de chute libre et par conséquent la durée de l'interféromètre. Il permet leur transférer des accélérations contrôlées finement tout en conservant la distribution impulsionnelle du nuage ce qui permet également de s'en servir pour séparer spatialement les ports de sortie de l'interféromètre de Bragg avant leur détection par temps de vol.

4.1 Théorie

4.1.1 Étude d'un atome dans un réseau

Le développement théorique de cette partie est assez classique, on le trouvera par exemple détaillé dans la thèse de Pierre Cladé [Cla05]. Le but ici est de rappeler les

équations essentielles afin de comprendre les contraintes et les possibilités liées au réseau de Bloch. Considérons deux faisceaux contra-propageants possédant deux fréquences décalées de δ de la même manière qu'introduit en section 2.4 :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1(z, t) &= E_{01} e^{i((\omega-\delta/2)t-kz)} \boldsymbol{\epsilon}_1 \\ \mathbf{E}_2(z, t) &= E_{02} e^{i((\omega+\delta/2)t+kz)} \boldsymbol{\epsilon}_2\end{aligned}$$

Si les polarisations des deux faisceaux sont identiques, et les amplitudes de champ sont égales ($E_{01} = E_{02} = \sqrt{I_0}$), les deux faisceaux peuvent interférer et donner une intensité :

$$\begin{aligned}I(z, t) &= |E_1 + E_2|^2 = 4I_0 \cos^2(\delta/2t + kz) \\ &= 2I_0(1 + \cos(\delta t + 2kz))\end{aligned}\tag{4.1}$$

On obtient alors une intensité spatialement modulée de période $\Lambda = \frac{\lambda}{2}$ et d'intensité moyenne $2I_0$. La différence de fréquence δ entre les deux faisceaux fait bouger le réseau de telle sorte qu'il est stationnaire dans le référentiel se déplaçant à la vitesse $v = \frac{\lambda}{2\pi} \delta$.

Le potentiel vu par des atomes est proportionnel à l'intensité du champ lumineux dans lequel ils baignent. Pour le cas du réseau présenté ci-avant $I(z, t)$ de modulation $\delta = 0$, ce potentiel est donné par :

$$U(z) = U_0 \frac{1 + \cos(2kz)}{2}\tag{4.2}$$

Où

$$U_0 = \frac{\hbar \Gamma^2 I}{2 \Delta I_s}\tag{4.3}$$

avec Γ la largeur de la transition, I_s l'intensité de saturation de la transition, $I = I_0$ l'intensité dans chaque faisceau, et Δ le désaccord entre le laser et la transition D2. On peut voir que le potentiel du réseau est proportionnel à $\frac{I}{\Delta}$. L'hamiltonien dérivant de ce potentiel est donné par :

$$H = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{U_0}{2} \cos(2k\hat{z})\tag{4.4}$$

Cet Hamiltonien étant périodique, le théorème de Bloch implique que ses états propres sont périodiques dans le réseau réciproque de période $4\pi/\lambda$ et de de la forme :

$$\Psi_{n,q}(z) = u_{n,q}(z) \cdot e^{iqz}\tag{4.5}$$

où q est nommé quasi-impulsion, n représente l'indice de bande, $u_{n,q}(z)$ est une fonction périodique sur le réseau réciproque et où e^{iqz} représente la partie onde plane de la fonction d'onde. Le diagramme de bande représentant des différentes solutions de cet Hamiltonien périodique est donné figure 4.1 (tiré de [Cla05]) où sont représentés les niveaux énergétiques des trois premières bandes pour une profondeur de $U_0 = E_r$ à gauche et de $U_0 = 10 E_r$ où $E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ est l'énergie de recul à un photon.

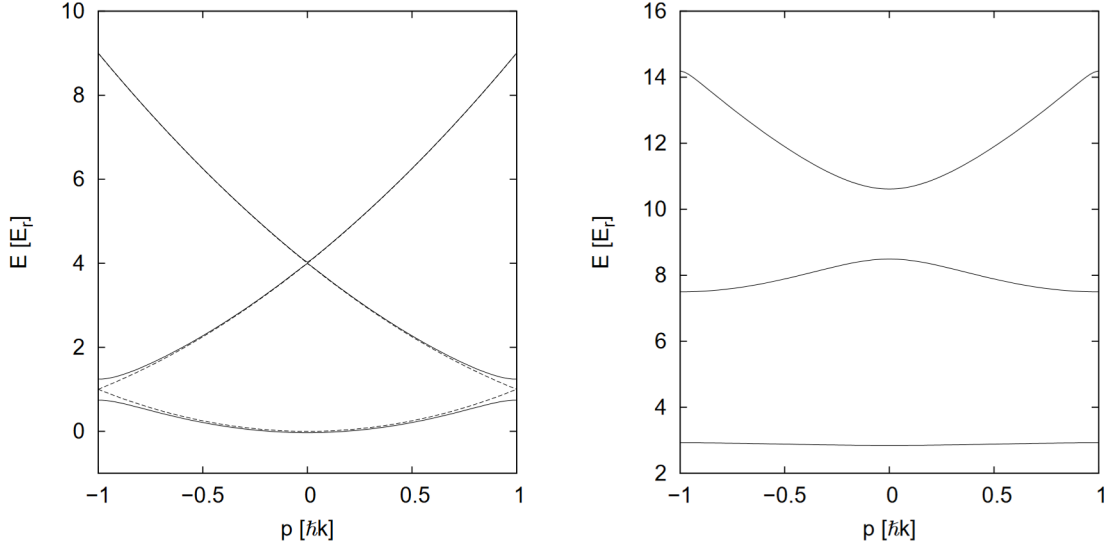


FIGURE 4.1 – Représentation du diagramme de bande d'un atome dans un réseau lumineux de période $\lambda/2$ tirée de [Cla05]. Les états solutions du théorème de Bloch sont représentés en fonction de leur quasi-impulsion sur une zone de Brillouin. Trois bandes du réseau sont représentées ici. A gauche, les trois bandes pour une profondeur du réseau de $U_0 = E_r$ et à droite pour une profondeur de réseau de $U_0 = 10 E_r$.

4.1.2 Étude d'un réseau en mouvement

Dans le cas d'une modulation δ non nulle, le réseau est accéléré, et en se plaçant dans son référentiel, les atomes piégés subissent une accélération opposée à celle du réseau dans le référentiel du laboratoire qui s'exprime comme : $a = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\delta}{dt}$. Sous l'effet de cette accélération, les atomes subissent une série d'oscillations de Bloch. La quasi-impulsion de l'atome $q(t) = q_0 - mv(t)/\hbar$ parcourt le réseau réciproque et quand elle atteint le son bord, à $q = 2\pi/\lambda$, l'état est donnée par :

$$\begin{aligned} \Psi_{n,q(t)}(z) &= u_{n,q(t)}(z) \cdot e^{iq(t)z} \\ &= u_{n,q_0 - mv(t)/\hbar}(z) \cdot e^{i(q_0 - mv(t)/\hbar)z} \end{aligned} \quad (4.6)$$

où la quasi-impulsion effectue une transition d'un bord à l'autre de la zone de Brillouin

$$\Psi_{n,q(t)}(z) = u_{n,q_0 - mv(t)/\hbar + 4\pi/\lambda}(z) \cdot e^{i(q_0 - mv(t)/\hbar)z} \quad (4.7)$$

et continue sa progression pour revenir à q_0 avec la partie onde plane de l'atome qui a augmenté son impulsion de $2\hbar k$.

La description quantique du système impose que l'Hamiltonien couple des états d'impulsion différents de $N \times 2\hbar k$ donnant une fonction d'onde définie par :

$$|\Psi\rangle = \sum_i \alpha_i |p_0 + 2i\hbar k\rangle \quad (4.8)$$

où les α_i sont les poids de chaque état définis par l'évolution du système. Cette quantification est liée au fait que le système subit une série de transitions successives à deux photons. C'est cette propriété qui permet de conserver la distribution impulsionnelle d'un nuage lors de son accélération.

Si on considère la cas d'une accélération continue du réseau dans le temps, on peut définir la période temporelle d'une oscillation de Bloch :

$$\tau_B = \frac{2\hbar k}{ma} \quad (4.9)$$

4.1.3 Pertes atomiques

Deux facteurs limitent l'efficacité du transport d'atomes. Les pertes Landau-Zener sont causées par la non-adiabaticité des oscillations de Bloch. Elles sont dues à une trop grande accélération du réseau pour une profondeur donnée. Le paramètre caractérisant la non-adiabaticité de l'élévateur est l'accélération critique donnée, dans la limite des liaisons fortes (grande profondeur de réseau par rapport à l'énergie de recul) par :

$$a_c = \frac{a_0}{16} \left(\frac{U_0}{Er} \right)^2 \quad (4.10)$$

$$\text{où } a_0 = \frac{\hbar^2 k^3}{m^2}.$$

Si l'accélération communiquée aux atomes est plus grande que l'accélération critique, le critère d'adiabaticité n'est plus respecté, et les atomes passent de la bande fondamentale aux bandes d'indice plus élevés lorsqu'ils croisent les bords des zones de Brillouin et ne sont alors plus accélérés avec le réseau.

L'autre source de pertes provient de l'émission spontanée des atomes piégés dans le réseau lumineux. Le taux d'émission spontanée d'atomes dans un champ uniforme, dans le cas d'un grand désaccord Δ dans le rouge par rapport à la largeur de raie Γ , est de :

$$\Gamma_{SP} = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_s} \quad (4.11)$$

où I est l'intensité des faisceaux présents dans l'expérience et I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition. On peut exprimer ce taux d'émission spontanée dans un réseau avec sa profondeur :

$$\Gamma_{SP} = \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{\Delta} \frac{U_0}{\hbar} \quad (4.12)$$

L'optimum d'efficacité de transport des atomes dans un réseau pour un nombre d'oscillations de Bloch donné et une profondeur donnée réside dans le compromis entre les pertes Landau-Zener qui imposent un temps minimal pour effectuer les oscillations et l'émission spontanée dont les pertes augmentent linéairement avec le temps.

Par ailleurs, notons que lors du chargement et du déchargement adiabatiques, les atomes sont soumis à l'accélération de pesanteur. C'est pour cette raison que la différence de fréquence entre les deux faisceaux lors du chargement adiabatique varie de façon linéaire de pente

$$\frac{d\delta}{dt} \frac{1}{2\pi} = g \frac{1}{\lambda} = 25.14 \text{ MHz.s}^{-1} \quad (4.13)$$

afin de compenser l'accélération de pesanteur g et que les atomes ne voient qu'un potentiel stationnaire dont l'amplitude augmente progressivement.

4.2 L'élévateur de Bloch comme fontaine

4.2.1 Dimensionnement du lanceur

L'élévateur de Bloch permet d'accélérer les atomes de manière cohérente et peut donc être utilisé comme lanceur afin de travailler en configuration fontaine de manière similaire aux horloges atomiques du SYRTE [Cla+91], à la différence que ces expériences utilisent une mélasse optique mouvante. La configuration fontaine permet d'augmenter le temps d'interrogation des atomes et donc d'augmenter la sensibilité des appareils qui l'utilisent. Le gradiomètre a été conçu avec une hauteur de $h = 44 \text{ cm}$ entre le centre de l'enceinte de préparation du nuage supérieur et le hublot du haut de l'expérience. La vitesse verticale maximale vers le haut qu'on peut communiquer aux atomes en sortie de PMO est donc de :

$$\begin{aligned} v_{max} &= \sqrt{2gh} \\ &= 2.93 \text{ m.s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.14)$$

On peut calculer la vitesse communiquée aux atomes lors d'une oscillation de Bloch

$$\begin{aligned} v_{Bloch} &= \frac{2\hbar k}{m} \\ &= 1.17 \text{ cm.s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.15)$$

et estimer le nombre d'oscillations de Bloch maximal permise au lanceur :

$$N_{Bloch \ max} = \frac{v_{max}}{v_{Bloch}} = 250 \text{ BOs} \quad (4.16)$$

Si on utilise plus de 250 oscillations de Bloch, le nuage supérieur sera écrasé sur le hublot supérieur. La distance entre le PMO inférieur et le hublot du bas étant de 23 cm , le temps de chute libre maximal pour le nuage du bas est de $T_{chute \ max} = 660 \text{ ms}$. Ce temps de chute libre maximal est une borne supérieure du temps d'interrogation maximal des deux interféromètres quand ils sont réalisés simultanément.

Sur la figure 4.2 est représenté le signal de temps de vol d'atomes lancés avec 110 oscillations de Bloch vers le haut en fonction du temps de chute libre des atomes. Ce temps correspond à la durée entre la fin du refroidissement et le moment où les atomes croisent la nappe de détection. Les atomes lancés sont représentés par le pic à $\sim 390 \text{ ms}$. Le lancement a lieu quelques millisecondes après le lâcher des atomes, ils ont donc une vitesse dirigée vers le bas quand ils sont chargés dans le réseau. Il est possible de voir les atomes qui n'ont pas été chargés dans le réseau au début de l'accélération et qui traversent la nappe de détection à $\sim 230 \text{ ms}$. Un double pic à $\sim 250 \text{ ms}$ représente les atomes piégés dans le réseau parasite, qui résulte d'un défaut de polarisation et produit un réseau entre deux faisceaux de même fréquence. Un défaut d'alignement d'une des deux lames $\lambda/4$ de

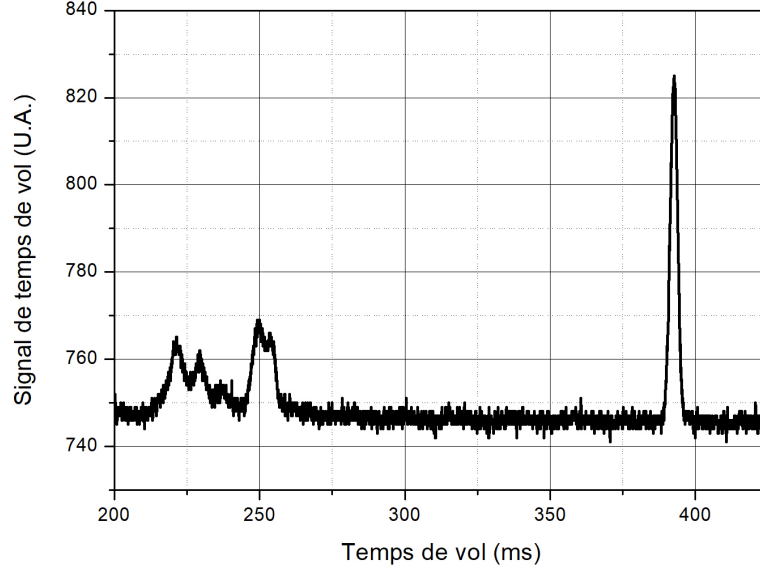


FIGURE 4.2 – Signal de détection par fluorescence d’atomes élevés avec 110 oscillations de Bloch vers le haut en fonction du temps de chute libre (en ms) que les atomes du nuage inférieur ont effectué avant de croiser la nappe de détection.

l’expérience introduit la polarisation orthogonale à celle qui devrait être présente dans les conditions optimales. Par exemple, si la lame $\lambda/4$ du bas de l’expérience introduit une polarisation σ^+ sur le bras 1 montant (représenté figure 3.4), il pourra interférer avec la polarisation σ^+ du bras 1 qui redescend après réflexion sur le miroir supérieur et ainsi créer un réseau parasite statique. Le cube séparateur du haut de l’expérience possédant un défaut de réflexion, transmet une faible partie du faisceau montant du bras 2 (alors que celui-ci devrait, dans l’idéal, être totalement réfléchi) avec une polarisation telle qu’apparaît sur le retour du bras 2 une polarisation σ^- qui interfère avec la polarisation σ^- du bras 1 montant, créant ainsi un faisceau parasite de vitesse opposée à celle du réseau principal. Ce faisceau parasite de vitesse opposée au réseau désiré combiné aux réseaux parasites statiques créent les pertes d’atomes représentées par le pic à ~ 250 ms. Les lames quart-d’onde situées en haut et en bas de l’expérience contrôlent les polarisations des faisceaux lumineux utilisés pour les transitions de Bragg, de Bloch et Raman et sont optimisées en minimisant le nombre d’atomes piégé dans le réseau statique. Les pertes liées à ce réseau parasite sont d’autant plus importantes qu’il est profond, mais aussi que les atomes le "traversent" lentement. Le passage des atomes du réseau en mouvement vers le réseau statique est d’autant plus grande que la différence entre les vitesses des deux réseaux est petite. Une solution permettant de réduire ces pertes [Abe+16] est d’accélérer les atomes vers haut jusqu’à une vitesse de $-2\hbar k$ dans le référentiel du laboratoire, puis d’effectuer une impulsion de Bragg afin de transférer les atomes dans l’état d’impulsion $2\hbar k$ et recharger les atomes dans le réseau de Bloch afin de reprendre l’accélération.

4.2.2 Caractérisation de la profondeur du réseau

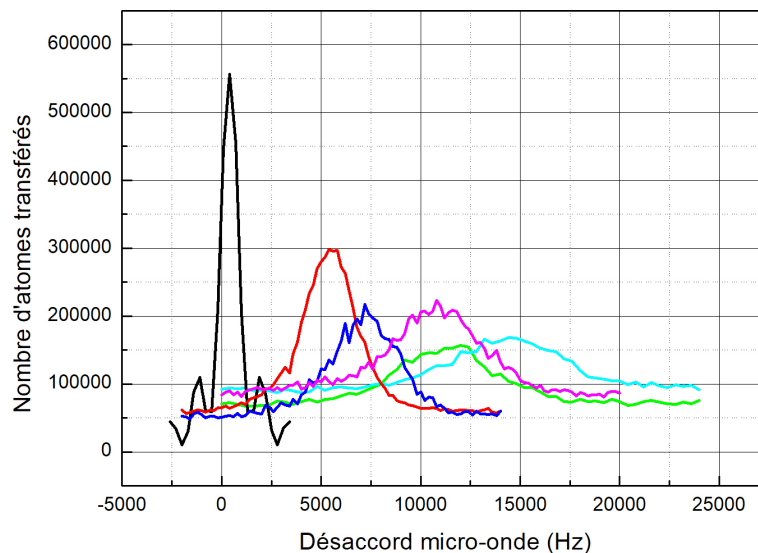


FIGURE 4.3 – Spectres des transitions micro-ondes de nuages 14 ms après qu'ils soient lâchés pour différentes intensités d'éclairage. La courbe noire représente le spectre de la transition sans intensité sur les atomes, la courbe rouge représente le spectre pour un déplacement lumineux du bras 2 (de la figure 3.4) aller, la courbe bleue représente le bras 1 aller, la courbe magenta représente le bras 1 aller retour, la courbe verte représente les deux bras aller, la courbe cyan représente les deux bras aller et retour.

Plusieurs méthodes sont utilisées afin de caractériser la profondeur du réseau utilisé pour transporter les atomes. Une première repose sur l'évaluation du déplacement lumineux de la transition hyperfine lorsque les atomes sont éclairés par les faisceaux de l'élévateur qui nous renseigne sur l'intensité locale au niveau des atomes. Pour mesurer ce déplacement lumineux, on effectue une impulsion micro-onde carrée de durée 0.8 ms, pendant laquelle un ou plusieurs des faisceaux de l'élévateur sont allumés, et on mesure la probabilité de transition en fonction de la fréquence de la micro-onde. La figure 4.3 présente les spectres ainsi obtenus en présence ou non des différents faisceaux laser. L'axe des abscisses représente le décalage en fréquence de la transition par rapport à sa valeur théorique de $\omega_{HFS} = 6.834682 \text{ } 2\pi\text{GHz}$. On peut voir que la courbe noire, qui est un spectre réalisé sans lumière sur les atomes, est centrée sur 400 Hz ce qui révèle le biais de l'oscillateur servant de référence à l'impulsion micro-onde. Les autres courbes sont réalisées avec différentes combinaisons de faisceaux lasers allumés ou non, rétro-réfléchis ou non. On observe des déplacements lumineux créés par les lasers montant des bras 1 et 2 de 6.80 kHz et 5.03 kHz respectivement (ici on bloque la rétro-réflexion) ce qui donne un rapport de puissance de 1.77. Ce rapport est proche du rapport des puissances mesurés

sur le banc avant l'injection des faisceaux dans la fibre. On peut expliquer la différence entre ces deux rapports par la différence d'efficacité de couplage dans la fibre des deux faisceaux. Il est possible de retrouver les valeurs du déplacement lumineux différentiel de la transition hyperfine attendu à partir de la mesure de l'intensité vue par les atomes. L'intensité du bras 1 ou 2 $I_i, i \in \llbracket 1 ; 2 \rrbracket$ au centre d'un faisceau gaussien est donné par la formule :

$$I_i = \frac{2P_i}{\pi\omega_0^2} \quad (4.17)$$

où ω_0 est le waist du faisceau, . Le déplacement lumineux des deux états $F = 1$ et $F = 2$ est donné par $U_{F=1}$ et $U_{F=2}$:

$$\begin{aligned} U_{F=1,i} &= \frac{4}{6} \frac{\hbar\Omega_{0i}}{\Delta} \\ U_{F=2,i} &= \frac{4}{6} \frac{\hbar\Omega_{0i}}{\Delta + \omega_{HFS}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

où $\Omega_{0i}, i \in \llbracket 1 ; 2 \rrbracket$ sont les pulsation de Rabi à un photon des faisceaux $i = 1$ et $i = 2$ données par :

$$\Omega_{0i} = \frac{D_2 E_{0i}}{2\hbar} \quad (4.19)$$

avec $E_{0i}, i \in \llbracket 1 ; 2 \rrbracket$ l'amplitude du champ électrique des faisceaux lasers des bras 1 et 2 donnée par :

$$E_{0i} = \sqrt{\frac{2I_i}{\varepsilon_0 c}} \quad (4.20)$$

Δ est défini comme le désaccord dans le bleu de la fréquence du laser avec la transition $|5S_{1/2}; F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F = 1\rangle$. Le déplacement lumineux différentiel de la transition hyperfine est donné par :

$$\begin{aligned} DL_1 &= \frac{(U_{|F=2\rangle,1} - U_{|F=1\rangle,1})}{\hbar} \\ DL_2 &= \frac{(U_{|F=2\rangle,2} - U_{|F=1\rangle,2})}{\hbar} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Pour un waist $\omega_0 = 3.6$ mm, un désaccord dans le bleu par rapport à la transition $D2$ de $\Delta = 30$ GHz, une puissance dans le faisceau correspondant au bras 1 de $P_1 = 187$ mW et de $P_2 = 141.5$ mW pour le bras 2 mesurées à la sortie de la fibre Bragg, on obtient un déplacement lumineux de :

$$\begin{aligned} DL_1 &= 10.5 \text{ kHz} \\ DL_2 &= 7.92 \text{ kHz} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur de celles mesurées par spectroscopie micro-onde. La différence est cependant significative, mais les raisons ne manquent pas pour expliquer une telle différence :

- les valeurs de puissance utilisées pour ce calcul correspondent à une valeur optimisée plus tard au cours de la thèse et peuvent ne pas correspondre à l'intensité vue par les atomes lors de cette mesure.

- On a fait l'hypothèse d'un faisceau parfaitement gaussien, ce qui n'est pas le cas, et la mesure du waist est entachée d'une incertitude de l'ordre de 0.1 mm.

- Et surtout les pertes liées aux différentes optiques que le faisceau traverse en bas de l'expérience avant d'atteindre les atomes (deux lames à retard de phase, un miroir, un hublot, et toutes les optiques du collimateur) et les optiques en haut de l'expérience (un hublot, une lame, un cube et un miroir) que le faisceau traverse deux fois afin de revenir dans l'enceinte à vide.

Quand les deux faisceaux sont allumés en même temps, on retrouve un centre de la transition qui est de 10.86 kHz ce qui est légèrement inférieur à la somme des deux déplacements lumineux correspondants aux deux faisceaux 11.83 kHz. La configuration dans laquelle on illumine les atomes de manière maximale est d'envoyer les faisceaux des bras 1 et 2 et de rétro-réfléchir le bras 1. Cette illumination est représentée par la courbe cyan de la figure 4.3 et correspond au déplacement lumineux généré par les deux faisceaux se propageant uniquement vers le haut auquel on ajoute le faisceau du bras 1 une nouvelle fois. On s'attend alors à un déplacement lumineux de $10.86 + 6.80 = 17.66$ kHz. Or le centre de la transition de la courbe cyan est de 14.01 kHz. Ceci peut être expliqué par les pertes engendrées par la réflexion du bras 1 sur les optiques en haut de l'expérience. Le déplacement lumineux engendré par l'aller et le retour du bras 1 dans l'expérience est donné par la courbe magenta de la figure 4.3 et est de 10.38 kHz, ce qui donne une efficacité de réflexion de 52% et peut expliquer les 4kHz manquant au déplacement lumineux de la courbe cyan.

Une autre méthode permettant de caractériser l'intensité vue par les atomes est la mesure de l'émission spontanée. Pour cela, on prépare les atomes dans un des deux états hyperfins et on mesure le taux de décroissance de la population dans cet état en fonction de la durée de l'illumination. Cette évolution est décrite par une exponentielle décroissante dont le taux est donné par $\Gamma_{SP}/2$ dont l'expression est donnée équation 4.11.

L'intensité des faisceaux lumineux est une information utile pour caractériser un réseau et s'assurer que les atomes sont au centre du faisceau car on peut mesurer le déplacement lumineux et le taux d'émission spontanée en fonction de la position du faisceau laser. Mais ces mesures ne sont pas suffisantes, car la polarisation ne rentre pas en compte dans le déplacement lumineux. On peut donc optimiser l'éclairement des atomes par deux faisceaux sans augmenter la profondeur du réseau. Une autre méthode permettant de caractériser la profondeur du réseau directement utilise la diffraction par une impulsion très brève, caractéristique du régime dit de Kapitza Dirac [GRP86], pour lequel les atomes sur plusieurs zones de Brillouin. Dans le cas d'un réseau de grand désaccord par rapport à la transition D2 et de vitesse nulle dans le référentiel de chute libre des atomes, la distribution en impulsion varie avec la durée de l'impulsion laser. Dans le cas d'une impulsion lumineuse temporelle en forme de créneau de durée τ , la probabilité de trouver des atomes dans l'état d'impulsion initial $0\hbar k$ évolue comme :

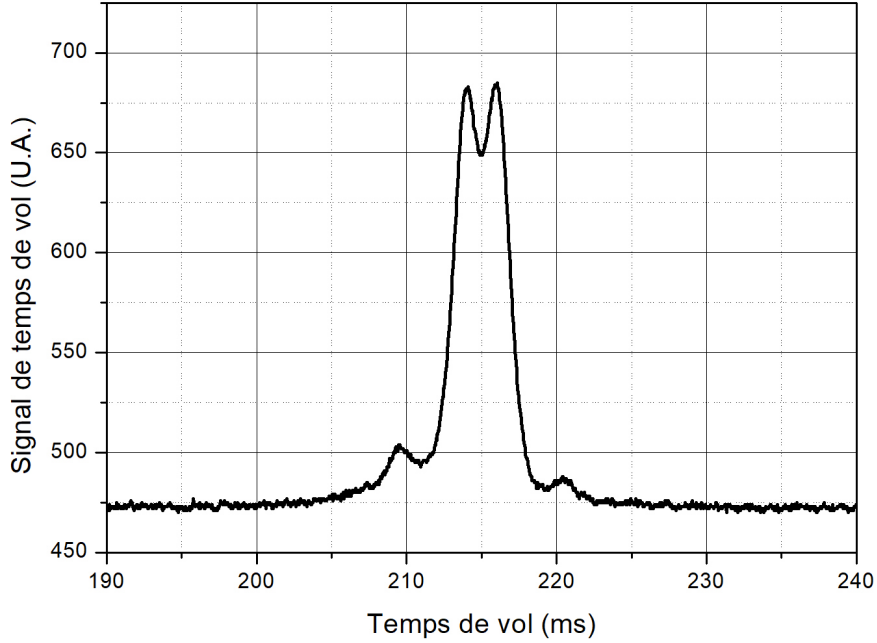


FIGURE 4.4 – Signal de temps de vol d’un nuage sélectionné en vitesse puis diffracté par effet Kapitza-Dirac en fonction de leur temps de chute libre (ms).

$$P_0 = J_0^2(2\Omega\tau) \quad (4.23)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d’ordre 0, $\Omega = \frac{\Omega_0^2}{2\Delta}$ est la pulsation de Rabi d’une impulsion Bragg définie équation 2.46, et Δ le désaccord du laser à la transition D2. La probabilité d’être dans l’état $0\hbar k$ devient donc nulle pour :

$$2\Omega\tau = 2.4 \quad (4.24)$$

Or on a la relation entre la profondeur et la pulsation de Rabi :

$$U_0 = 2\hbar\Omega \quad (4.25)$$

On a donc la profondeur du réseau qui est donnée en fonction de la durée de l’impulsion pour laquelle le nombre d’atomes dans $0\hbar k$ est minimale :

$$U_0 = \frac{2.4 \times \hbar}{\tau} \quad (4.26)$$

Après une sélection en vitesse Raman de pulsation de Rabi $\Omega_{eff} = 12.5$ kHz, une impulsion Kapitza-Dirac et un temps de chute libre de 215 ms, les atomes croisent la

détection et le résultat est donné figure 4.4. On peut voir que le nuage présente deux lobes externes qui correspondent aux deux états $\pm 2\hbar k$ et est creusé au milieu ce qui est dû à l'absence d'atomes dans l'état $0\hbar k$. La résolution finie de la détection limite la visibilité du trou, mais il est tout de même possible de le maximiser. On obtient une valeur de $(\tau = 9.6 \pm 0.5) \mu s$ ce qui donne $(U_0/h = 79 \pm 4)$ kHz. Or $E_r = 3.77$ kHz, on a donc une profondeur de $U_0 = (21.1 \pm 1.6) E_r$.

4.2.3 Optimisation du lancer

On mesure l'efficacité de l'élévateur en fonction de sa durée pour 110 oscillations de Bloch. On peut voir sur la figure 4.5 qu'aux courtes durées, les pertes Landau-Zener font chuter drastiquement le nombre d'atomes élevés et qu'aux longues durées, l'effet de l'émission spontanée impose une légère pente négative. On atteint un nombre d'atomes élevés optimal pour une durée d'accélération de 3 ms environ.

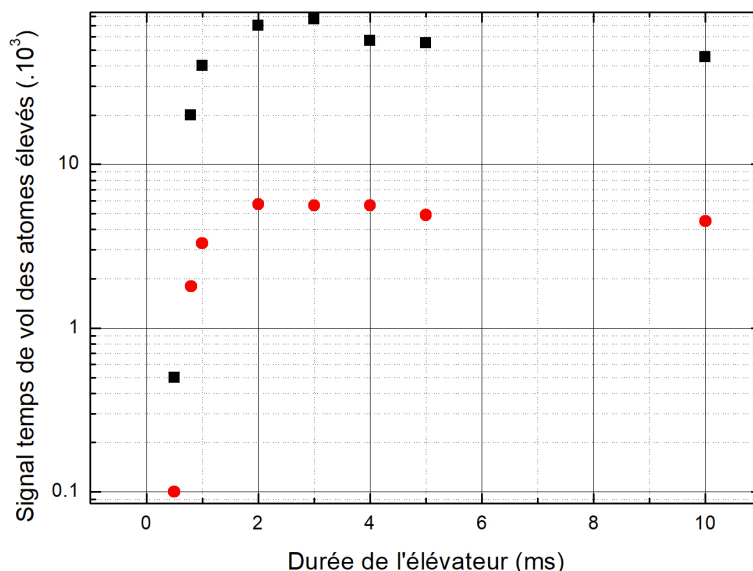


FIGURE 4.5 – Signal de temps de vol d'atomes refroidis, sélectionnés en vitesse par impulsion Raman, puis élevés par un réseau pour un nombre fixe de 110 oscillations de Bloch en fonction de la durée de l'accélération. Les carrés noirs représentent les atomes du nuage inférieur, et les points rouges représentent les atomes du nuage supérieur.

Le signal de temps de vol des atomes représenté en ordonnée de la figure 4.5 est donnée pour un transport effectué après une sélection en vitesse Raman. La mesure du signal de temps de vol des atomes ayant été transférés donne $80 \cdot 10^3$ pour le nuage inférieur et $6 \cdot 10^3$ pour le nuage supérieur. L'optimum du signal de temps de vol de l'élévateur correspond à 24% du signal de la sélection Raman pour le nuage inférieur et 28% du signal pour le nuage supérieur. Cette perte pourrait être minimisée en augmentant l'intensité du réseau

et le désaccord du laser à la transition D2 afin de minimiser l'émission spontanée. Mais la principale raison de cette perte est expliquée par le fait qu'on ne mesure pas véritablement un nombre d'atomes, mais un signal de fluorescence du nuage traversant la nappe de lumière à résonance qui dépend de sa vitesse de sa taille quand il croise la nappe. Si le nuage a une grande vitesse lors de sa détection, le signal de fluorescence détecté sera plus faible. Si la taille du nuage devient plus grande que la zone de détection, le signal de fluorescence sera également plus faible. En calculant ces effets, on trouve un facteur de correction à appliquer au signal de temps de vol des atomes élevés pour les comparer au signal de temps de vol d'atomes lâchés de 0.51 pour le nuage inférieur et 0.62 pour le nuage supérieur. Ce paramètre de correction donne une efficacité de transport de 47% pour le nuage inférieur et de 45% pour le nuage supérieur ce qui est du même ordre de grandeur que les résultats obtenus précédemment sur le gradiomètre [Lan+17].

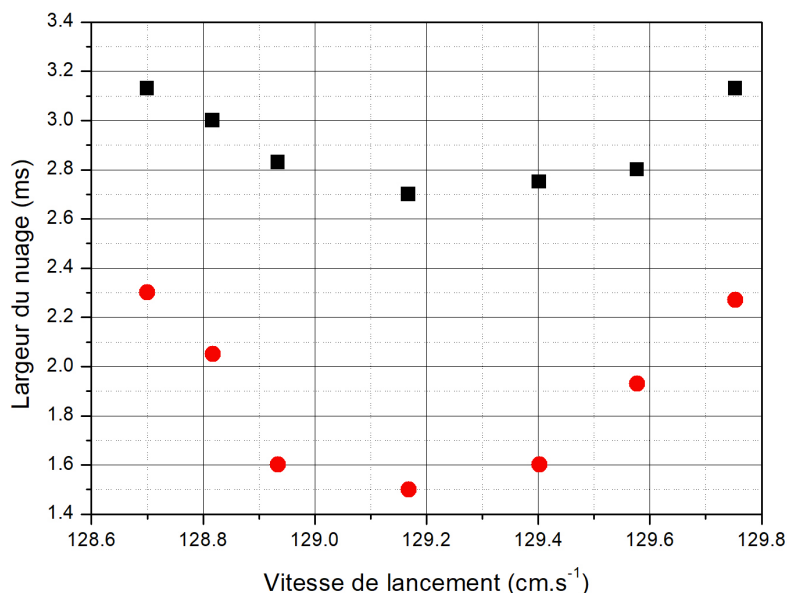


FIGURE 4.6 – Largeur (en ms) du signal de fluorescence des atomes lors de leur détection par temps de vol en fonction du nombre d'oscillations de Bloch pour un temps d'accélération et une profondeur fixés.

L'élevateur de Bloch doit être également optimisé afin de préserver la finesse de la distribution en impulsion du nuage donnée par la sélection en vitesse Raman. En effet, si on arrête l'accélération alors que l'état de Bloch n'est pas au centre de la zone de Brillouin, le système n'aura pas fait un nombre entier d'oscillations de Bloch, et la largeur impulsionnelle après déchargement du réseau sera dégradée. Après avoir optimisé le nombre d'atomes élevés, on fait varier l'accélération du réseau avec une résolution inférieure à l'oscillation de Bloch, et on mesure la largeur temporelle du signal de fluorescence des

atomes qui traversent la nappe de détection comme représenté sur la figure 4.6. Cette largeur temporelle est, dans ces conditions, proportionnelle à la largeur en impulsion du nuage. Un minimum de largeur temporelle correspondant à un minimum de distribution en impulsion du nuage est atteint pour 129.2 m.s^{-1} ce qui correspond à un nombre entier (110) d'oscillations de Bloch.

4.3 L'élévateur de Bloch comme séparateur

4.3.1 La méthode de détection à l'aide d'un élévateur de Bloch

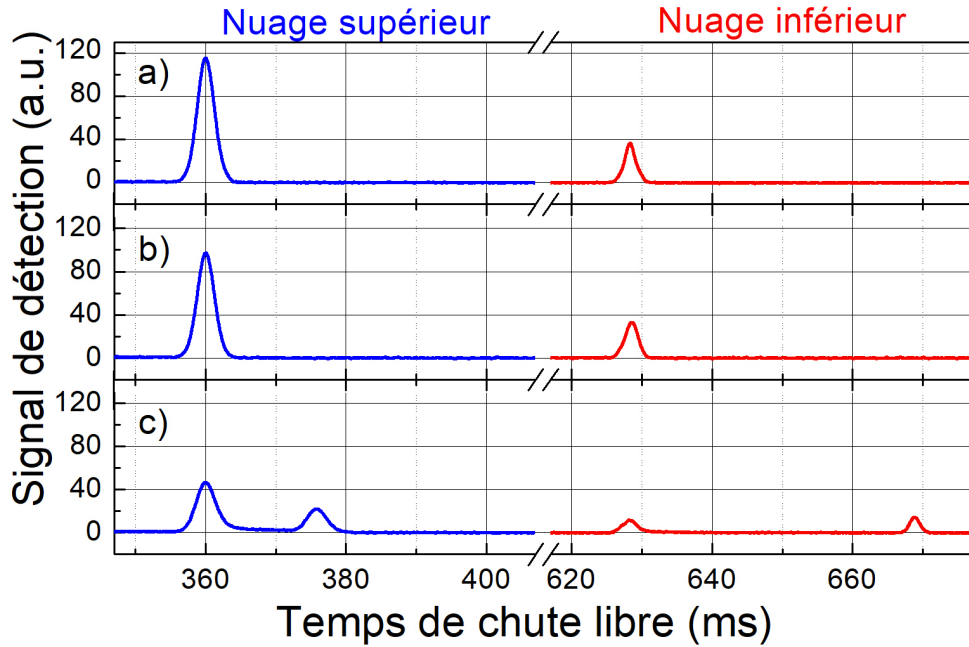


FIGURE 4.7 – Signaux TOF du nuage du haut et du nuage du bas a) sans impulsion Bragg ni séparateur, b) avec une impulsion Bragg $\pi/2$ mais sans séparateur, c) avec une impulsion Bragg $\pi/2$ et un séparateur. Le temps de chute libre est le temps écoulé depuis l'arrêt des faisceaux de refroidissement PMO.

L'interféromètre est réalisé à l'aide de transitions de Bragg du premier ordre, ce qui correspond à une différence d'impulsion entre les deux ports de sortie de l'interféromètre de $2\hbar k$. Nous posons les délais Δt_i et Δt_s entre la dernière impulsion de Bragg et l'arrivée des nuages inférieur et supérieur au niveau de la détection par temps de vol (TOF). Les ports de sortie des deux interféromètres sont séparés spatialement à la détection de $\Delta z_i = 2v_r \Delta t_i$ et $\Delta z_s = 2v_r \Delta t_s$. Après une sélection en vitesse et deux pousseurs effectués en 13 ms , un lancer de 110 oscillations de Bloch et un interféromètre de temps d'interaction $2T = 260 \text{ ms}$, $\Delta t_i = 87 \text{ ms}$ et $\Delta t_s = 356 \text{ ms}$, ce qui conduit à $\Delta z_i = 1,0 \text{ mm}$ et $\Delta z_s = 4,2 \text{ mm}$.

Ces valeurs sont inférieures à la taille de la nappe de lumière du système de détection, ce qui nous empêche de résoudre individuellement les différents ports de sortie. Un signal de TOF pour des atomes lancés vers le haut est représenté sur la figure 4.7a). Le nuage inférieur (resp. supérieur) traverse la détection après une durée de 360 ms de chute libre (resp. 629 ms) mesurée à partir du lancement avec une largeur à $1/e^2$ de 2.45 ms (resp. 1.71 ms). La figure 4.7b) montre les mêmes signaux TOF obtenus avec des nuages diffractés par une seule impulsion de Bragg $\pi/2$ réalisée à l'instant de la dernière impulsion de l'interféromètre afin de reproduire la séparation sur le signal de TOF des ports de sortie. On peut observer qu'au lieu d'une séparation nette entre les deux ports de sortie, on obtient un léger élargissement du signal et un décalage vers des temps de vol plus élevés. Il n'est pas possible de discerner les deux populations même en ajustant la courbe avec une fonction somme de deux gaussiennes.

Afin d'augmenter les séparations spatiales Δz_i et Δz_s entre les ports de sortie au moment de la détection, il est possible d'augmenter Δt_i et Δt_s en effectuant la dernière impulsion de l'interféromètre plus tôt et en réduisant le temps d'interrogation $2T$ de l'interféromètre. Mais comme la sensibilité du gradiomètre augmente avec $2T$, la dernière impulsion de Bragg doit être la plus tardive possible. L'utilisation d'un réseau accéléré contourne ce problème [Alt+13], permettant d'induire un transport sélectif en vitesse de l'un des ports de sortie et d'augmenter leur séparation spatiale quand ils croisent la détection. Nous appelons ce procédé un séparateur de Bloch. En pratique, les atomes sont chargés adiabatiquement dans le réseau pendant $250 \mu s$, avant de subir 30 oscillations de Bloch en 5 ms, avant d'être déchargés adiabatiquement en $250 \mu s$. La différence de fréquence entre les deux faisceaux du réseau est ajustée de manière à ralentir sélectivement le port de sortie $2\hbar k$ de l'interféromètre sans affecter le port de sortie $0\hbar k$.

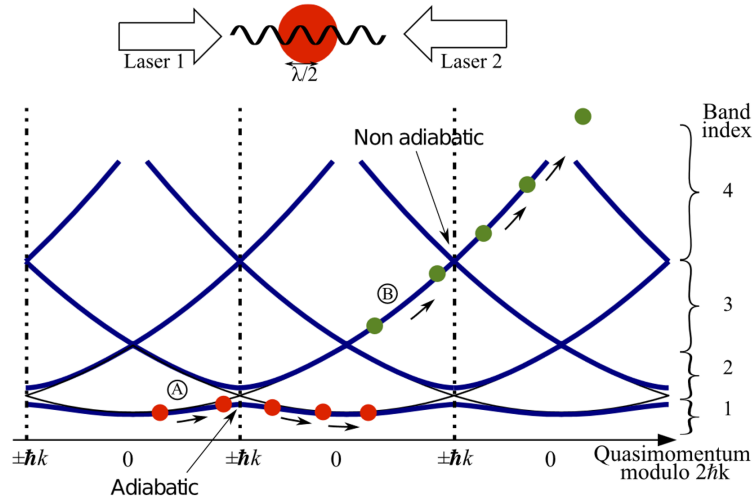


FIGURE 4.8 – Représentation du diagramme de bande dans un réseau lumineux de période $\lambda/2$ tirée de [Cla+10]. Le point rouge représente l'évolution de l'état d'un atome initialement à résonance avec le réseau. Le point vert représente l'évolution de l'état d'un atome initialement décalé de $2\hbar k$ de la résonance du réseau.

Ce processus est représenté dans le diagramme de bande des états du réseau figure

4.8 où le point rouge représente un état impulsionnel à résonance avec le réseau et qui effectue une oscillation de Bloch en passant de manière adiabatique à la zone de Brillouin suivante en restant dans la bande de même indice. À l'inverse, le point vert représente un état impulsionnel désaccordé par rapport à la vitesse du réseau et qui est chargé dans la troisième bande. Son énergie augmente car, n'étant pas chargé, sa vitesse dans le référentiel du réseau augmente. On peut voir que si l'impulsion relative de l'atome est exactement de $2\hbar k$, alors une partie va être chargée dans la bande d'indice 2 et pourra en partie revenir dans la bande d'indice 1 lors du croisement avec le bord de zone de Brillouin. La différence d'impulsion entre deux ports de sortie d'un interféromètre de Bragg d'ordre 1 étant précisément de $2\hbar k$, il est préférable de charger les atomes du port visé avec un désaccord de $0.5\hbar k$ comme illustré sur la figure 4.8 afin d'éviter le couplage indésirable de l'autre port de sortie de l'interféromètre dans la bande d'indice 2.

Le port de sortie chargé dans le réseau est détecté plus tard, comme le montre la figure 4.7c) où on peut voir une séparation temporelle entre les deux ports de sortie de 15 ms pour le nuage inférieur et 42 ms pour le nuage supérieur sur le signal de détection. Pour chaque nuage, le signal de TOF est ajusté avec une fonction somme de deux gaussiennes et la probabilité de transition $P = \frac{N_2}{N_0 + N_2}$ est calculée avec N_0 (resp. N_2) le nombre d'atomes dans le port de sortie $0\hbar k$ (resp. $2\hbar k$), proportionnel à l'aire des gaussiennes.

Cette technique permet de réduire le temps de séparation entre la dernière impulsion de l'interféromètre et la détection, maximisant ainsi le temps d'interrogation disponible et la sensibilité du gradiomètre. Cependant, étant donné que la largeur en impulsion des atomes n'est pas beaucoup plus petite que la séparation entre deux ports de $2\hbar k$, une partie des atomes du port $0\hbar k$ est chargée dans le réseau qui transporte les atomes du port $2\hbar k$, et des couplages affectent la mesure. De la même manière, comme l'efficacité du transport des atomes de $2\hbar k$ n'est pas parfaite, une correction du nombre d'atomes dans le port $2\hbar k$ doit être effectuée après la séparation. La profondeur et l'accélération du réseau doivent donc être optimisées afin de minimiser ces couplages qui ont un impact direct sur le contraste effectif de l'interféromètre. Nous allons effectuer une simulation de ce transport de Bloch sélectif sur un état impulsionnel afin de mettre en évidence la plage de profondeur de réseau sur laquelle il est possible d'élever complètement un des deux ports de sortie sans affecter l'autre.

4.3.2 Simulation

L'hamiltonien du réseau en mouvement peut être tri-diagonalisé et rendu sans dimensions afin de réaliser le calcul numérique de l'évolution d'une fonction d'onde comme détaillé dans [Cla05]. L'hamiltonien dans le référentiel du réseau s'exprime sous la forme :

$$\frac{H}{E_r} = \left(\frac{p}{\hbar k}\right)^2 + \frac{U_0}{4E_r} \left(e^{ikx} + e^{-ikx}\right) \quad (4.27)$$

On peut réduire l'étude à $2l + 1$ états d'impulsions (des ondes planes) afin de réduire la dimension de l'Hamiltonien et le temps de calcul de la simulation. L'Hamiltonien peut être représenté par la matrice tri-diagonale suivante :

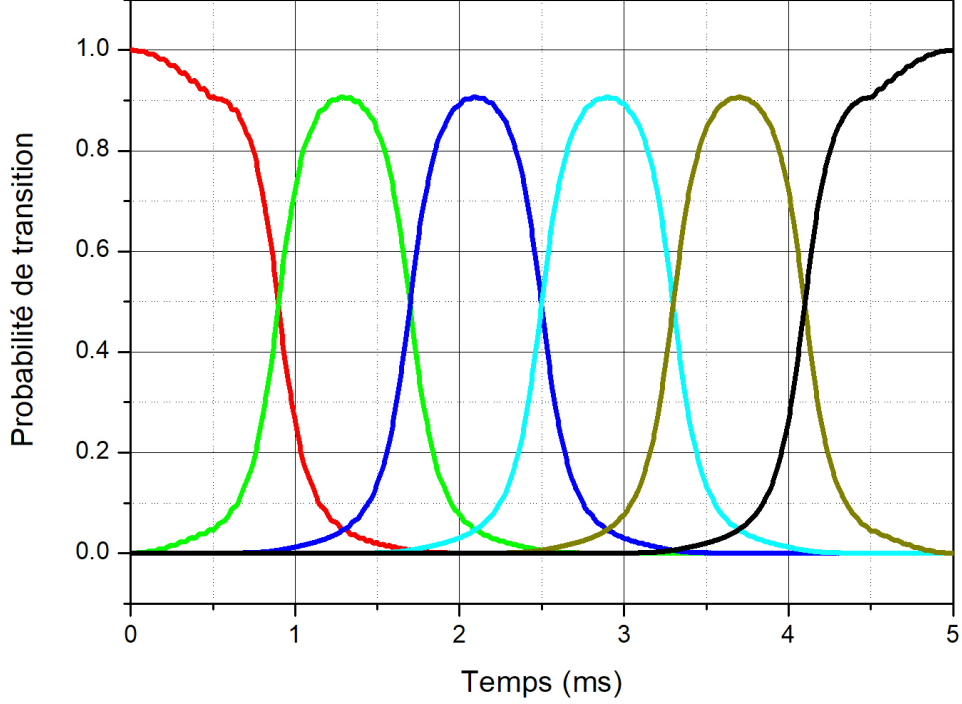


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle de la répartition du paquet d'onde dans les différents états impulsioonnels pendant l'accélération du réseau dans lequel ils sont piégés pour 5 oscillations de Bloch. En rouge, la proportion d'atomes dans l'état $|p_0\rangle$, en vert dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, en bleu dans l'état $|p_0 + 4\hbar k\rangle$, en cyan dans l'état $|p_0 + 6\hbar k\rangle$, en vert kaki dans l'état $|p_0 + 8\hbar k\rangle$, en noir dans l'état $|p_0 + 10\hbar k\rangle$.

$$H = \begin{pmatrix} p_{-l}^2/2 & \kappa & 0 & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & 0 & \vdots \\ 0 & \kappa & p_0^2/2 & \kappa & 0 \\ \vdots & 0 & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & \cdots & 0 & \kappa & p_l^2/2 \end{pmatrix}, |\psi\rangle = \begin{pmatrix} c_{-l} \\ \vdots \\ c_0 \\ \vdots \\ c_{-l} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

Dans laquelle $\kappa = E_0/4E_r$ représente le couplage d'une zone de Brillouin à l'autre et $p_l = p(t) + 2l\frac{\hbar k}{m}$ l'énergie de chaque site dans le référentiel du réseau. $|\Psi\rangle$ est tiré de l'équation 4.8 sur les états $i \in \llbracket -l ; +l \rrbracket$.

La figure 4.9 représente le résultat de la simulation de l'évolution des populations dans les différents états impulsioonnels en fonction du temps pour 5 oscillations de Bloch. On observe qu'en partant de l'état $|p_0\rangle$, les transferts des atomes d'un état impulsioonnel à

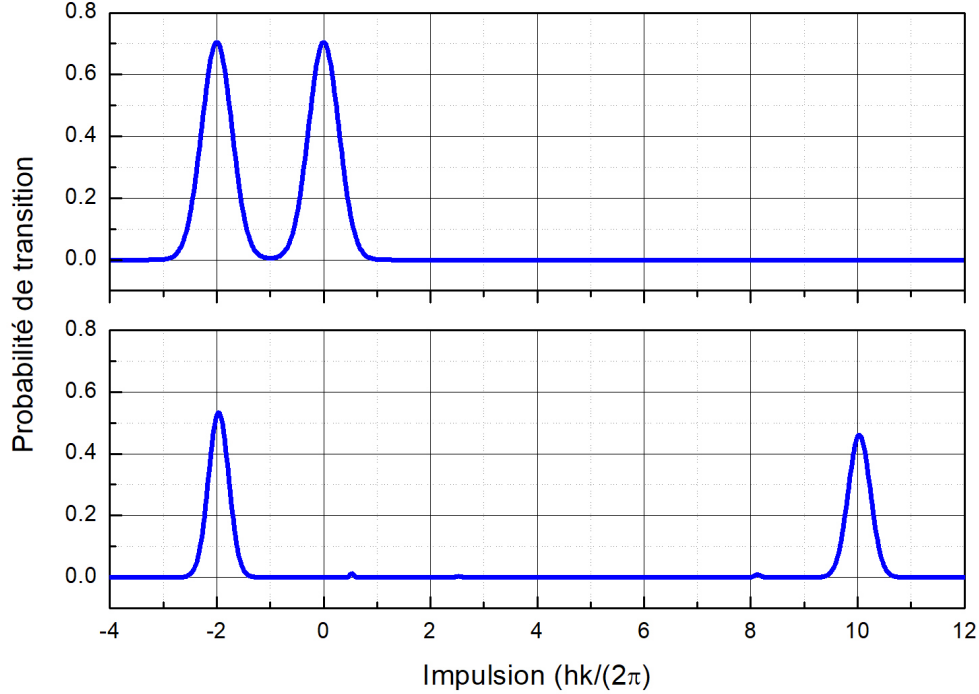


FIGURE 4.10 – En haut : répartition impulsionnelle de la fonction d’onde en sortie d’un pulse $\pi/2$ parfait sur deux zones de Brillouin. En bas : répartition impulsionnelle de la fonction d’onde à l’issue du transport dans le réseau optique.

l’autre et à l’issue du transport les atomes ont tous été transférés vers un l’état impulsionnel $|p_0 + 10\hbar k\rangle$.

En prenant une distribution en impulsion initiale représentant la sortie d’un interféromètre de Bragg, on peut simuler l’effet du séparateur représenté figure 4.10 et reproduire les résultats obtenus en figure 4.7c). La courbe du haut de la figure 4.10 représente la distribution en impulsion en sortie d’un interféromètre de Bragg dont la répartition dans les états de sortie est de 50% chacun. Un réseau accordé sur le nuage d’impulsion $0\hbar k$ est accéléré de manière à séparer les deux ports de sortie. Les paramètres du réseau tels que la vitesse et la profondeur en fonction du temps sont représentés figure 4.11. Le réseau a une vitesse initiale de $v_0 = 0.5v_{rec}$ afin d’éviter le couplage d’une partie des atomes de la gaussienne centrée en $-2\hbar k$ qu’on ne cherche pas à charger afin d’éviter son couplage vers la bande d’indice 2 comme évoqué sur la figure 4.8. Après un temps de chargement adiabatique de $250\mu s$ pendant lequel la profondeur du réseau est augmentée jusqu’à un plateau comme montré sur la figure 4.11 du bas, la vitesse du réseau est augmentée linéairement jusqu’à 6 cm.s^{-1} afin d’effectuer 5 oscillations de Bloch. Le résultat de cette accélération est donné dans la figure 4.10 du bas où le port de sortie situé à $-2\hbar k$ n’a pas

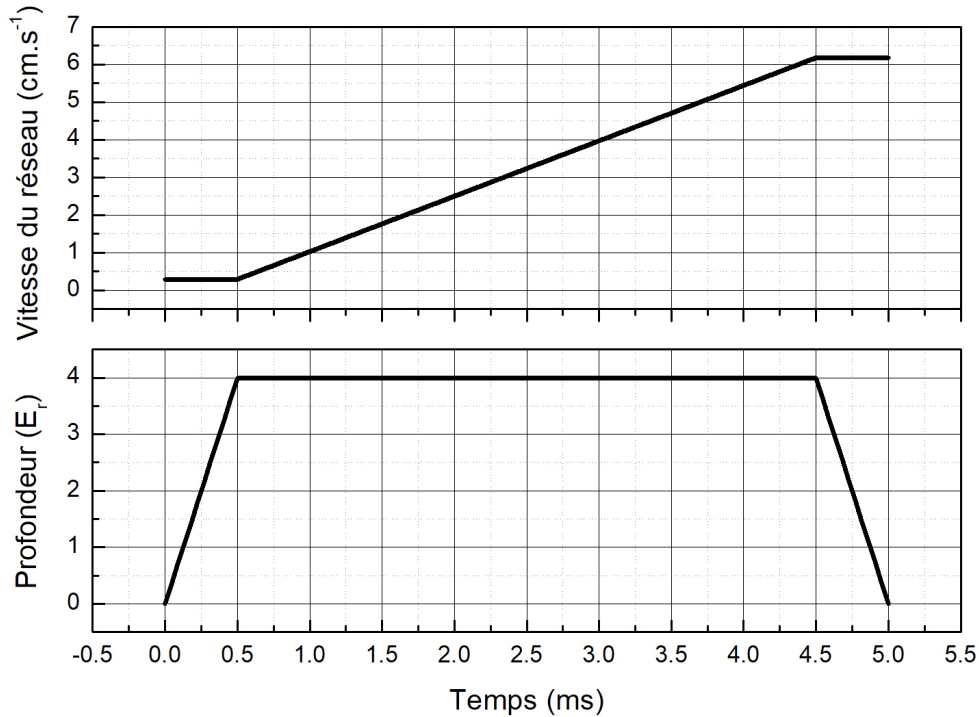


FIGURE 4.11 – Paramètres du réseau optique utilisé pour simuler un transport. En haut, la courbe de la vitesse du réseau par rapport au référentiel du laboratoire. En bas la courbe de la profondeur du réseau en fonction du temps. L'origine des temps est définie ici par le début du piégeage des atomes dans le réseau

bougé, et celui situé à $0\hbar k$ qui est décalé de $10\hbar k$.

Afin de prendre en compte la méthode de détection par temps de vol, l'étude de la fonction d'onde qui se faisait essentiellement dans l'espace des impulsions jusqu'ici est transférée dans le domaine spatial et est propagée jusqu'à ce qu'elle croise la nappe de détection où elle est convoluée par une porte de la même largeur que la nappe dans l'expérience. Le signal temporel de cette convolution est un signal proportionnel au signal de temps de vol qui est représenté figure 4.7. On obtient alors la courbe du haut de la figure 4.12 qui est similaire à la figure 4.7c). En calculant l'aire des deux gaussiennes ainsi obtenues, on peut calculer le ratio entre le nombre d'atomes transportés par le réseau et le nombre total d'atomes. La figure 4.12 du bas montre l'évolution de l'efficacité de transport d'un nuage atomique après la phase de sélection en vitesse Raman (sa distribution en impulsion est un sinus cardinal situé sur une seule zone de Brillouin) en fonction de la profondeur du réseau. La courbe noire représente l'efficacité de ce transport en fonction de la profondeur du réseau pour une vitesse du réseau par rapport aux atomes de $v_0 = 0.5v_{rec}$. La courbe rouge représente la même efficacité pour une vitesse initiale $v_0 = 2.5\hbar k$. Cette

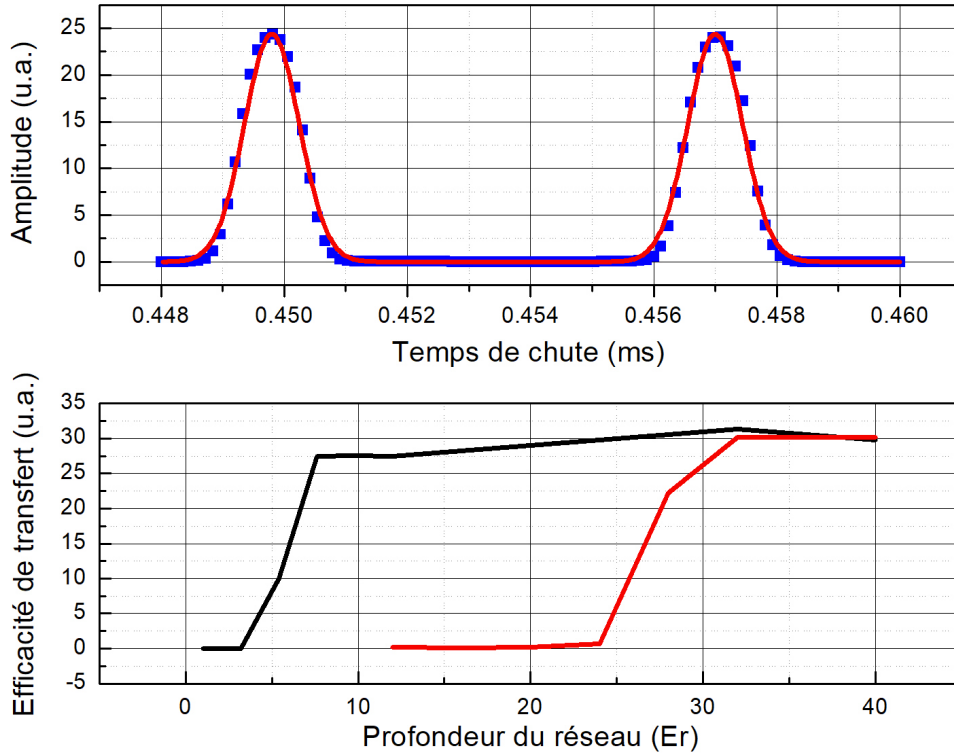


FIGURE 4.12 – En haut : signal d’intensité de fluorescence des atomes séparés par un élévateur de Bloch au travers la nappe de détection. La courbe rouge est un fit évaluant la différence de population entre les deux gaussienne. En bas : Efficacité du transport en fonction de la profondeur évalué à partir du rapport des fit de la courbe du haut pour différentes profondeurs du réseau. La courbe noire représente l’évolution de l’efficacité du transport en fonction de la profondeur pour une vitesse relative entre le nuage et le réseau de $0.5v_{rec}$ et la courbe rouge représente l’efficacité de transport dans les mêmes conditions mais pour une vitesse relative entre le nuage et le réseau de $2.5v_{rec}$.

courbe montre qu’il existe une plage de profondeur pour laquelle on peut charger un des deux ports de sortie sans affecter l’autre. Ce résultat sera réalisé expérimentalement et optimisé dans les sections qui viennent.

4.3.3 Optimisation de la profondeur du réseau

La figure 4.13a) montre les efficacités de transport mesurées pour les deux nuages atomiques après la phase de sélection des vitesses (sa distribution en impulsion est un sinus cardinal situé sur une zone de Brillouin unique) en fonction de la profondeur du réseau. Les points carrés (bleus ouverts pour le nuage inférieur et rouges pleins pour le nuage su-

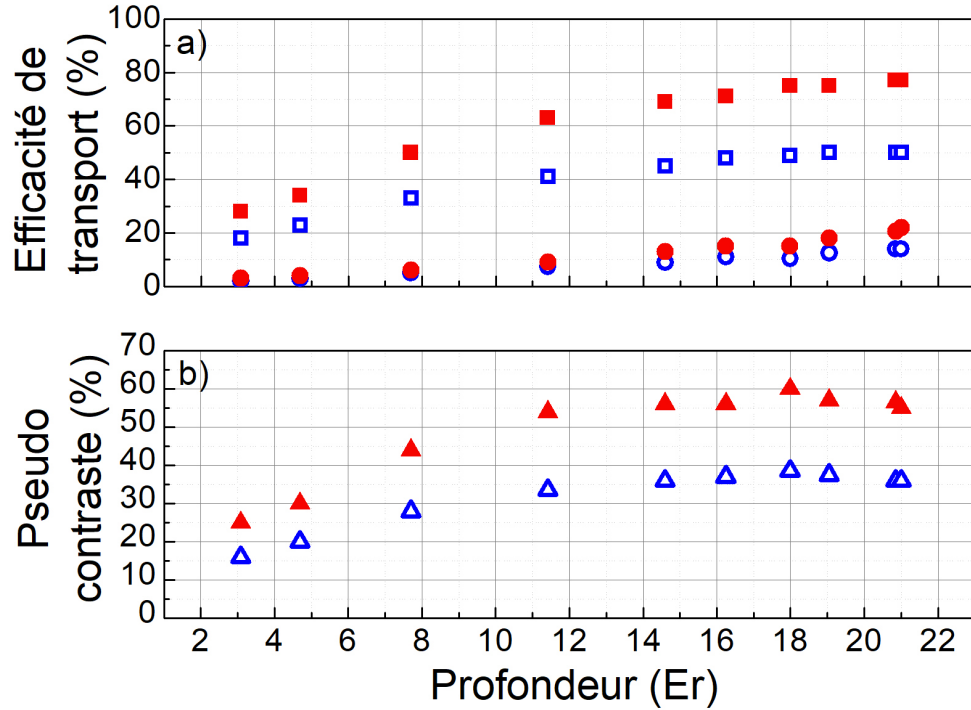


FIGURE 4.13 – a) Efficacité de transport pour les nuages inférieur (symboles bleus ouverts) et supérieur (symboles rouges pleins) en fonction de la profondeur du réseau. Les carrés correspondent à l’efficacité de transport du port de sortie cible, tandis que les cercles correspondent au transport parasite du port de sortie indésirable. b) Pseudo-contrast en fonction de la profondeur du réseau. Nuage du bas : triangles bleus ouverts. Nuage supérieur : triangles rouges pleins.

périeur) sont obtenus en fixant la différence de fréquence entre les deux lasers à proximité de la résonance correspondant à la vitesse moyenne du nuage. Les cercles sont obtenus en décalant cette différence de fréquence de 30 kHz par rapport à la résonance, ce qui correspond à un décalage Doppler de $2\hbar k$, afin d’évaluer quelle sera l’efficacité du transport parasite du port de sortie indésirable. Notez que ces deux différences de fréquences sont en fait décalées positivement de 7.5 kHz par rapport à la résonance afin d’éviter le piégeage des atomes du port de sortie $0\hbar k$ comme détaillé précédemment. La durée du séparateur de Bloch a été optimisée pour chaque profondeur de réseau. Le pseudo-contrast (PC) affiché dans la figure 4.13b) est défini par la différence entre les efficacités de transport proche de la résonance (pseudo-contrast résonant : PC_r) et hors résonance de la figure 4.13a) (pseudo-contrast non résonant : PC_{nr}). Il caractérise l’efficacité de séparation des deux ports de sortie par le séparateur de Bloch. Un optimum de 60% pour le nuage supérieur et 38% pour le nuage inférieur est trouvé pour une profondeur d’environ $18 E_r$ ce qui corres-

pond bien à l'optimum trouvé avec les simulations présentées précédemment. Ces résultats représentent les contrastes effectifs maximaux que le schéma de détection permet d'obtenir.

Une mesure de probabilité de transition effectuée avec le séparateur de Bloch comme moyen de détection doit être renormalisée par son pseudo-contraste afin de rendre compte de l'efficacité réelle du processus. Le pseudo contraste étant défini par :

$$PC = PC_r - PC_{nr} \quad (4.29)$$

la probabilité de transition réelle (P_{relle}) peut être recalculée à partir d'une probabilité de transition mesurée (P_{mes}) par la relation :

$$P_{relle} = \frac{P_{mes} - PC_{nr}}{PC_r - PC_{nr}} \quad (4.30)$$

4.3.4 Optimisation du temps de séparation inférieur

Enfin, des pseudo-contrastés à la profondeur optimale de $18 E_r$ ont été mesurés en fonction du délai d'application du séparateur de Bloch. Les résultats sont représentés figure 4.14, où le temps de séparation inférieur est défini comme le délai entre le séparateur Bloch et la détection du nuage inférieur. Ainsi appliquer le séparateur à un temps de séparation inférieur de 0 ms correspond à l'appliquer à l'instant où les atomes croisent du nuage inférieur croisent la nappe de détection. Nous observons un pseudo-contraste constant de $50 - 60\%$ pour le nuage supérieur. En revanche, le pseudo-contraste du nuage inférieur augmente avec le temps de séparation inférieur. On constate qu'un délai minimum de 150 ms est nécessaire pour obtenir un pseudo-contraste similaire à ceux du nuage supérieur.

Nous attribuons la différence de pseudo-contraste à des efficacités de détection différentes des atomes perdus dans le processus de transport entre les deux nuages. En effet, un atome perdu (par émission spontanée) lors du transport peut acquérir une vitesse transverse qui va le faire sortir du champ de la détection. On voit alors que plus le temps de chute libre entre le séparateur de Bloch et la détection est grand, moins les atomes parasites seront détectés, plus le pseudo-contraste sera grand.

La probabilité de transition P en sortie de l'interféromètre est donnée par $P = A + \frac{C}{2} \cos(\Delta\phi)$ où A est un offset, C est le contraste et $\Delta\phi$ est la phase de l'interféromètre. Pour un gravimètre, $\Delta\phi = k_{eff}aT^2$, où a est l'accélération subie par les atomes. En supposant que l'interféromètre fonctionne à mi-frange, les fluctuations de la phase sont proportionnelles aux fluctuations de la probabilité de transition et l'écart type d'Allan de l'accélération est donné par :

$$\sigma_a = \frac{2\sigma_P}{CT^2k_{eff}} \quad (4.31)$$

où σ_P est l'écart-type d'Allan de la probabilité de transition P . Nous cherchons maintenant le délai optimal qui minimise σ_a afin de maximiser la sensibilité du gravimètre. Un séparateur tardif nécessite un plus grand nombre d'oscillations de Bloch pour maintenir la séparation spatiale entre les ports de sortie et augmente donc les pertes et réduit le pseudo-contraste. Un séparateur précoce réduit le temps disponible pour l'interféromètre

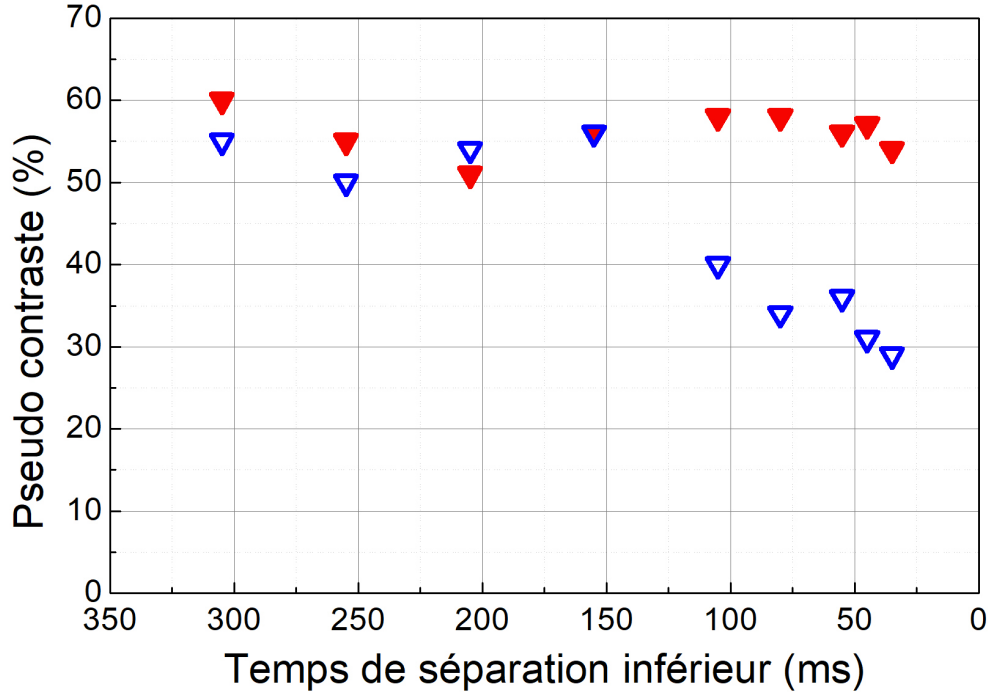


FIGURE 4.14 – Évolution du Pseudo contraste (courbe bleue pour le nuage inférieur et courbe rouge pour le nuage supérieur) en fonction du temps de séparation inférieur. Celui-ci est défini par le temps restant avant que le nuage du bas ne croise la nappe de détection. Ainsi, le temps de séparation inférieur de $0ms$ à droite de l'axe des abscisses correspond au moment où le nuage inférieur croise la nappe de détection.

et donc son facteur d'échelle et sa sensibilité. La figure 4.15a) représente la sensibilité théorique de l'interféromètre à l'accélération de gravité en fonction du temps de séparation inférieur. Cette sensibilité est déduite à l'aide de l'équation 4.31 avec $2T$ le temps d'interrogation maximum autorisé par le séparateur, C le pseudo-contraste donné par la figure 4.14 et les niveaux limites de stabilité de la probabilité de transition liées à la détection ($\sigma_P = 3.5 \times 10^{-3}$ pour le nuage inférieur et 4.5×10^{-3} pour le nuage supérieur). Notons que les stabilités sont données à un coup, le temps de cycle étant de $T_C = 1,45$ s. La sensibilité du nuage inférieur ($\sigma_{a,b}$) s'améliore en réduisant le temps de séparation inférieur jusqu'à atteindre un optimum de $6.5 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-2}/\text{coup}$ pour des temps de séparation inférieur en dessous de 55 ms, pour lesquels le gain de temps d'interrogation tend à être équilibré par la perte de contraste illustrée figure 4.14. Au contraire, la sensibilité du nuage supérieur ($\sigma_{a,t}$) s'améliore continuellement. En considérant des bruits de détection non corrélés pour les deux nuages, la stabilité du gradient de gravité σ_γ peut être exprimée comme suit :

$$\sigma_\gamma = \frac{\sigma_{\delta a}}{L} = \frac{1}{L} \sqrt{\sigma_{a,b}^2 + \sigma_{a,t}^2} \quad (4.32)$$

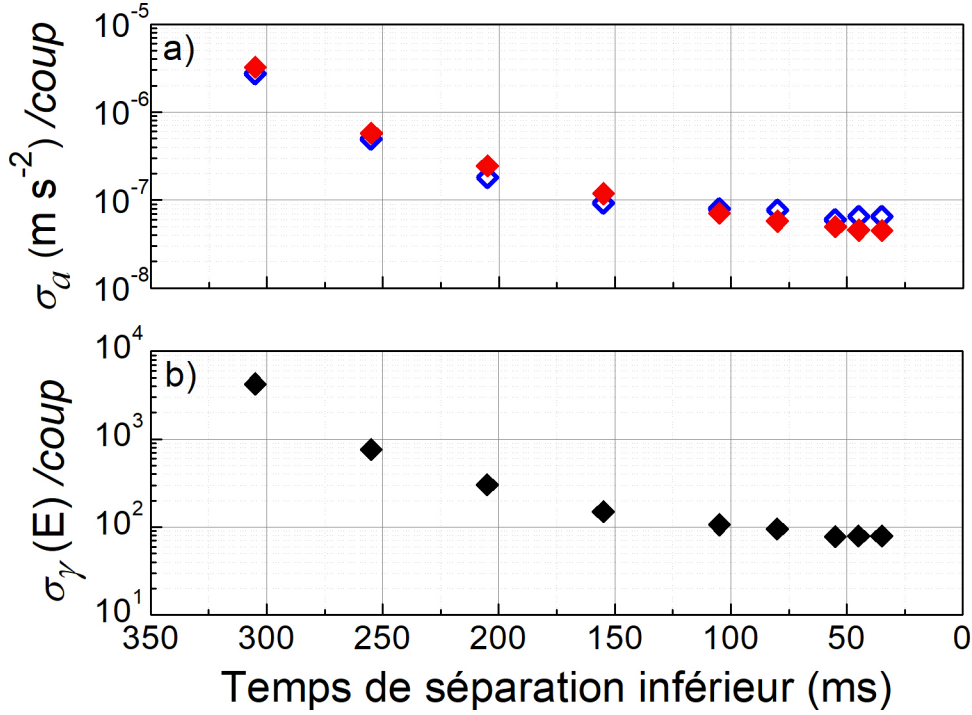


FIGURE 4.15 – a) Sensibilité de l’interféromètre à l’accélération de gravité en fonction du temps de séparation inférieur. Nuage inférieur : diamants bleus ouverts. Nuage supérieur : diamants rouges pleins. b) Sensibilité de l’interféromètre au gradient vertical de gravité en fonction du temps de séparation inférieur. Les mesures sont effectuées à une profondeur de réseau de $18 E_r$.

La figure 4.15b) présente la stabilité au gradient de gravité calculée et montre un optimum d’environ 80 E/coup pour un temps de séparation inférieur de 55 ms.

Il est à noter que l’optimum de sensibilité à l’accélération de pesanteur du nuage inférieur présenté figure 4.15 a) n’est pas bien résolu. Une courbe possédant une croissance de σ_a pour un temps de séparation inférieur plus petit que 35 ms aurait été plus illustratrice, mais les conditions de l’expérience ne permettaient pas d’avoir un signal de détection par temps de vol qui puisse être ajusté de façon convergente par une fonction double gaussienne quand le séparateur était réalisé trop tard. Nous avons pu mettre en évidence de manière plus claire cet optimum dans une configuration différente où les atomes sont lancés vers le haut avec 210 oscillations de Bloch contrairement aux 110 oscillations qui ont été utilisées pour la figure 4.15.

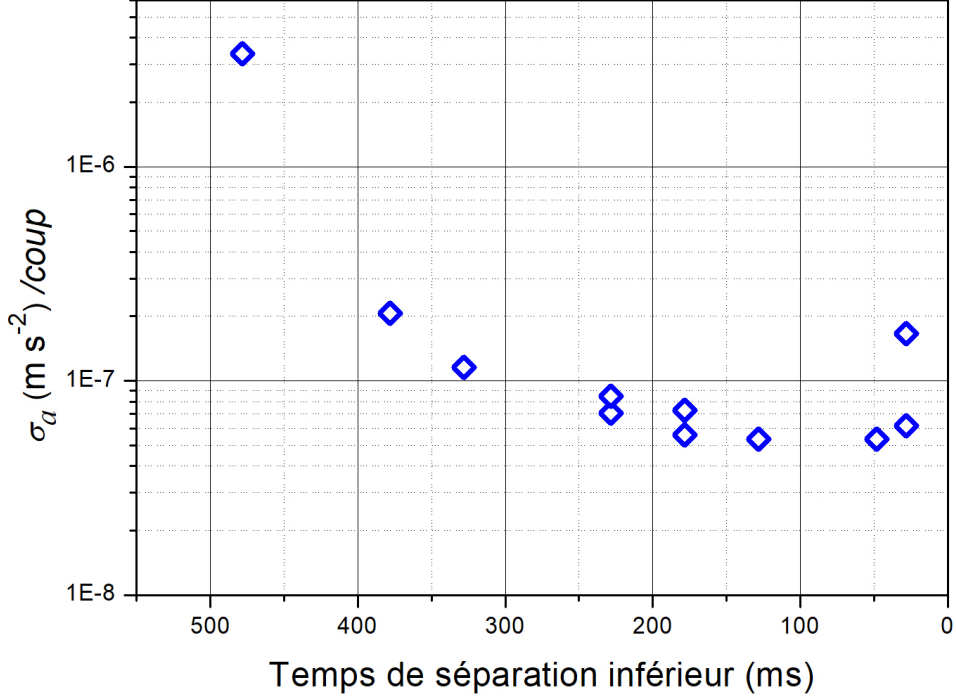


FIGURE 4.16 – Sensibilité de l’interféromètre inférieur à l’accélération de gravité en fonction du temps de séparation inférieur pour un lancer de 210 oscillations de Bloch. Les mesures sont effectuées à une profondeur de réseau de $18 E_r$.

Le résultat de cette seconde mesure est présenté figure 4.16. La sensibilité de l’accéléromètre est détériorée par l’augmentation du bruit de détection pour les temps de détection inférieurs plus petits que 28ms ce qui met en évidence un optimum de façon plus claire. Le temps de séparation inférieur optimal semble être situé entre 50ms et 175ms ce qui diffère du temps de séparation inférieur optimal trouvé figure 4.15. Cela est dû au fait que le temps d’interrogation T et le bruit de détection σ_P dépendent du temps de séparation inférieur et du temps de chute libre total des atomes. La sensibilité optimale atteinte par le nuage inférieur sur cette courbe est de $5.3 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-2}/\text{coup}$. Ce résultat est proche de celui de la courbe 4.15 malgré un plus grand temps d’interrogation car il y a compensation avec la détérioration du bruit de détection $4.31 \sigma_P$.

4.3.5 Évaluation des effets systématiques

Des impulsions de Bloch ont aussi été utilisées au milieu de la séquence afin d’augmenter la séparation entre les deux bras de l’interféromètre [Geb+21 ; Müll+09]. La référence [Cla+09] montre que si on ne transporte qu’un seul des deux bras, le déplacement lu-

mineux différentiel entre les deux états introduit un déphasage de l'interféromètre. La symétrisation de la géométrie de l'interféromètre, où les deux bras sont transportés de manière similaire, permet d'atténuer cet effet. En revanche, l'impulsion de Bloch détaillée ici agit sur les ports de sortie et non sur les bras de l'interféromètre. La phase de l'interféromètre est déjà encodée dans le rapport de population entre les deux états d'impulsion lorsque le séparateur est appliqué sur les atomes. Tout déphasage que le séparateur imprimerait aux ports de sortie ne change pas en principe le rapport de population, ni la phase de l'interféromètre. Néanmoins, afin de mettre en évidence un éventuel biais, la phase de l'interféromètre a été mesurée en fonction des paramètres du séparateur de Bloch en gardant les autres conditions expérimentales fixes (profondeur du réseau pour le lancement, fréquences de Rabi de la sélection Raman et des impulsions de Bragg), à l'exception de la durée de l'interféromètre. Nous avons fixé la durée de l'interféromètre à $2T = 2$ ms, afin de réduire l'incertitude de mesure de la phase et d'être plus sensible aux éventuels biais induit par le séparateur, qui, selon nous, est indépendant de la séquence qui s'est déroulée avant lui.

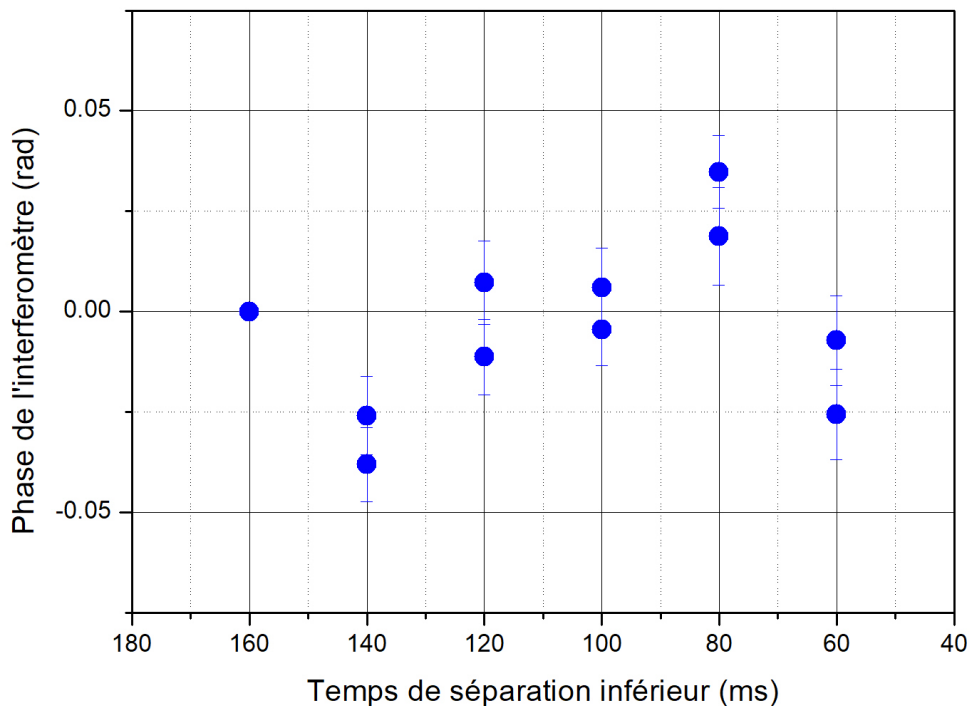


FIGURE 4.17 – Évolution de la phase interférométrique avec le temps de séparation inférieur du séparateur. La mesure au temps de séparation inférieur 160 ms étant utilisée comme référence, elle ne possède pas d'incertitude et vaut 0 rad.

Nous avons mesuré la phase de l'interféromètre en fonction du temps de séparation

inférieur (TSI). Afin de rejeter toute fluctuation lente (de période de plus grande que le temps de cycle de l'interféromètre) de la phase de l'interféromètre au cours de ces mesures, nous avons effectué des mesures différentielles en définissant la phase de l'interféromètre pour les deux figure 4.18 et 4.17 comme la différence entre la phase de l'interféromètre à un TSI donné et la phase de l'interféromètre à un TSI de référence. Comme le séparateur a été optimisé pour maximiser son efficacité à $\text{TSI} = 160 \text{ ms}$, nous avons choisi cette valeur comme référence (toutes les valeurs de phase à $\text{TSI} = 160 \text{ ms}$ sont donc 0 rad). Comme le montre la figure 4.17, nous n'observons pas de variation résolue de la phase interférométrique avec le TSI, les variations étant de l'ordre de l'incertitude statistique de la mesure (10 mrad à 1 sigma). A noter que la variation du pseudo contraste dans la gamme explorée du TSI varie de 55% à 35% (ref figure 4.14).

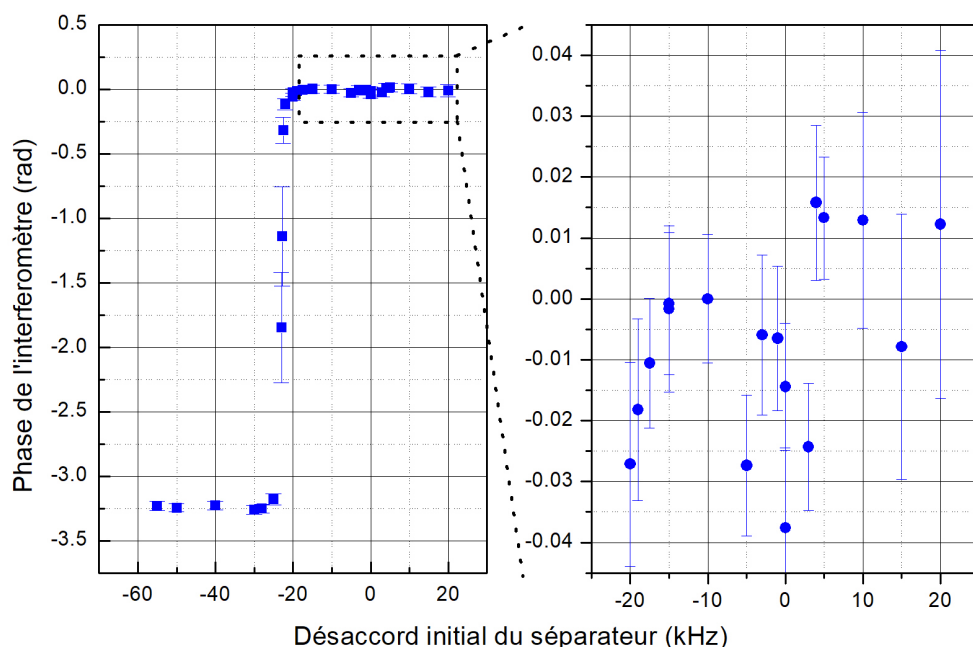


FIGURE 4.18 – Évolution de la phase interférométrique en fonction du désaccord initial du séparateur. La figure de gauche est un agrandissement de la figure de droite.

La phase de l'interféromètre a été mesurée en fonction du désaccord initial du séparateur. Comme le désaccord initial du séparateur a un impact sur la classe résonnante avec l'élévateur, modifier la fréquence du séparateur pourrait faire apparaître un biais si les différentes classes de vitesses d'un port de sortie n'avaient pas la même phase interférométrique, à cause d'une différence de couplage par exemple. On peut voir sur la figure 4.18 de gauche que la phase change de π entre les valeurs de désaccord initial du séparateur comprises entre -22 kHz et $+22 \text{ kHz}$ et celles comprises entre -56 kHz et -23 kHz . Cette variation de phase est due au fait qu'on transporte les atomes du port $2\hbar k$ quand le

désaccord initial est proche de 0 kHz, mais que pour les désaccords initiaux plus petits, on transporte les atomes du port $0\hbar k$. On peut donc définir les deux probabilités de transition comme :

$$\begin{aligned} P_{0\text{kHz}} &= \frac{N_{2\hbar k}}{N_{0\hbar k} + N_{2\hbar k}} \\ P_{-30\text{kHz}} &= \frac{N_{0\hbar k}}{N_{0\hbar k} + N_{2\hbar k}} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Et en définissant la probabilité de transition dans le cas d'un contraste de 100% comme : $P_{0\text{kHz}} = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Phi))$, alors on trouve :

$$P_{-30\text{kHz}} = \frac{1}{2}(1 + \cos(\pi + \Phi)) \quad (4.34)$$

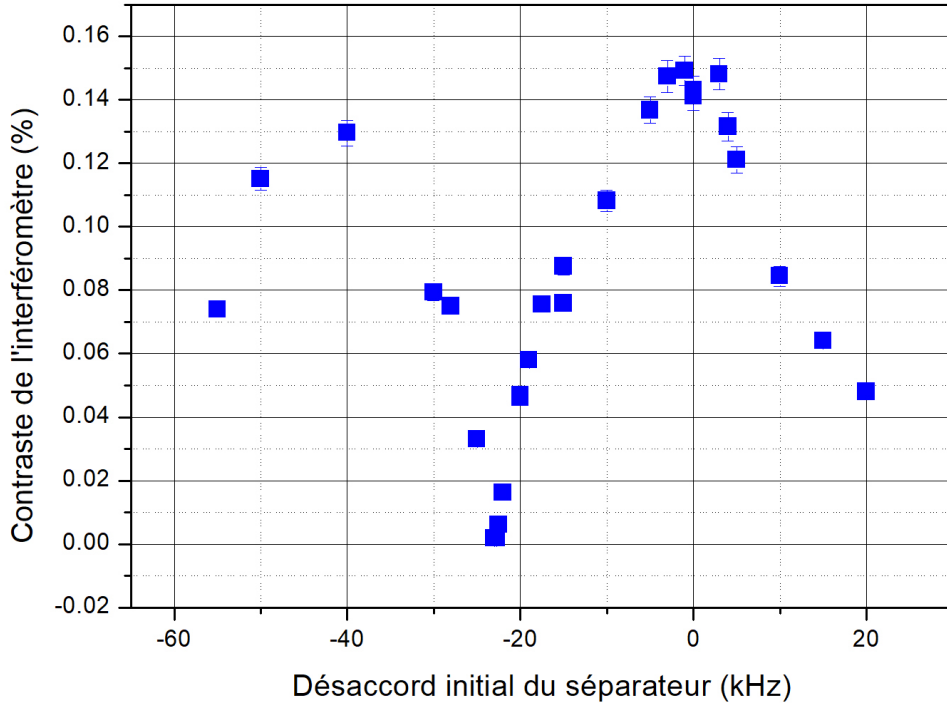


FIGURE 4.19 – Évolution du contraste de l'interféromètre en fonction du désaccord initial du séparateur par rapport à sa valeur optimale pour le transport du port $2\hbar k$.

D'où le décalage de phase de π . Le décalage entre les deux ports de sortie de l'interféromètre étant de $2\hbar k = 30$ kHz, on s'attend à ce que le port transporté change à 15 kHz de l'un et de l'autre. Mais la fréquence du séparateur f_0 , étant optimisée pour le transport du port $2\hbar k$, est décalée par rapport à la résonance Doppler de l'état d'impulsion de

+7.5 kHz. Cette transition s'opère donc pour un décalage en fréquence par rapport à f_0 de $f = 15 + 7.5 = 22.5$ kHz. La figure 4.18 de droite est un agrandissement de la figure de gauche pour voir la variation de phase sur la distribution en vitesse d'un seul port. On observe que l'écart-type de la variation de phase est de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure.

L'évolution du contraste de l'interféromètre en fonction du désaccord initial du séparateur montre un optimum pour une fréquence de $f = 0$ kHz ce qui correspond à un séparateur décalé de $+7.5$ kHz $= 0.5v_{rec}$ par rapport à la résonance Doppler. Le contraste décroît quand la fréquence du séparateur diminue à $f = -7.5$ kHz ce qui montre que ce décalage est nécessaire comme détaillé figure 4.8. Le contraste passe par 0% quand la fréquence du séparateur est au milieu de la résonance Doppler des deux ports de sortie. Un deuxième optimum est donné pour une fréquence de $f \sim 37.5$ kHz ce qui correspond à la résonance Doppler du port $0\hbar k$. On remarque que le contraste ne remonte pas aussi haut que pour le premier optimum. Cela est dû au fait que le séparateur transporte les atomes du port $0\hbar k$ et leur confère une impulsion positive, et possèdent, après une oscillation de Bloch, la même impulsion que les atomes du port $2\hbar k$. Cela augmente le nombre d'atomes parasites dans les atomes transportés et diminue donc le contraste. Il est à noter que si nous voulions séparer l'état $0\hbar k$ plus efficacement, il faudrait communiquer une impulsion négative aux atomes pour éviter ces couplages.

L'évolution de la phase de l'interféromètre a été mesurée en fonction de la durée du séparateur (figure 4.20 a)) et de la profondeur du réseau (figure 4.20 b)). On n'observe pas de variations résolues, la dispersion des différentes mesures étant consistante avec l'incertitude statistique des mesures individuelles (de l'ordre de 17 mrad en moyenne). Le contraste de l'interféromètre varie lors de ces évolutions sans affecter la phase.

Aucune variation résolue de la phase interférométrique avec l'un des paramètres évoqués plus haut n'a été observé, étant donné l'incertitude de mesure d'environ 10 mrad à 1 sigma. Ceci tend à indiquer que la méthode de détection basée sur la séparation par une impulsion de Bloch ne conduit pas à un biais significatif sur la phase interférométrique dans la limite de notre résolution actuelle.

4.3.6 Utilité du séparateur pour les interféromètres d'ordre plus grand

L'utilisation d'un éleveur de Bloch comme séparateur appliqué à un des deux ports de sortie d'un interféromètre de Bragg est également intéressante pour les ordres de diffraction plus élevés. La dernière impulsion de Bragg de l'interféromètre étant effectuée le plus tard possible afin d'augmenter le temps d'interaction, la séparation spatiale au moment de croiser la détection entre les deux ports de sortie d'un interféromètre utilisant un ordre de diffraction supérieur à 1 est généralement faible comparée à la taille de la détection et à la taille du nuage.

La figure 4.21 représente les nuages supérieur 4.21 a), et inférieur 4.21 c) sélectionnés en vitesse puis diffractés par une impulsion Bragg $\pi/2$ après 24 ms de temps de vol. Les atomes lâchés en sortie de refroidissement laser étant détectés après approximativement 220 ms de chute libre pour le nuage inférieur et 505 ms pour le nuage supérieur, ces images de temps de vols représentent une séparation spatiale permise par 196 ms de chute libre pour le nuage inférieur et 481 ms pour le nuage supérieur. La séparation entre les deux états d'impulsion est claire pour le nuage supérieur et est caractérisée par un creux dans

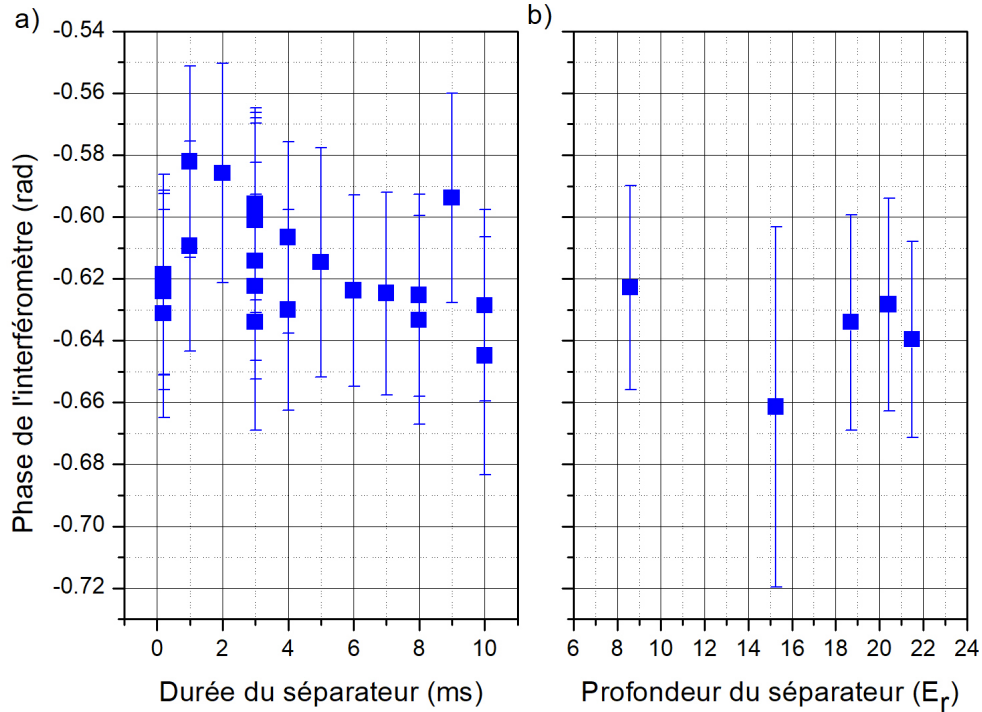


FIGURE 4.20 – a) Évolution de la phase de l’interféromètre en fonction de la durée du séparateur. b) Évolution de la phase de l’interféromètre en fonction de la profondeur du séparateur.

l’intensité de fluorescence mesurée, mais le nuage inférieur ne permet pas de distinguer les deux états. De plus, si on faisait un interféromètre avec un grand temps d’interrogation afin de maximiser sa sensibilité, on aurait des séparations encore plus faibles. L’utilisation d’un séparateur de Bloch afin d’augmenter la séparation spatiale entre les ports de sortie de l’interféromètre est donc nécessaire et est représentée figure 4.21 b) (et d)) où on peut voir le signal de fluorescence du nuage supérieur (inférieur) d’atomes auquel on a appliqué une séquence interférométrique de durée d’interrogation $2T = 2$ ms avec 3 impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ et la dernière ayant lieu pour un temps de chute libre de 36 ms. La séparation par oscillation de Bloch a lieu à 140 ms de chute libre. Cette figure montre qu’on obtient une séparation suffisante pour utiliser un ajustement par une fonction somme de deux gaussiennes pour une dernière diffraction de Bragg (et donc en particulier une fin de l’interféromètre) pouvant aller jusqu’à 139 ms de temps de chute libre après le lâcher.

De plus, un ajustement par une fonction somme de deux gaussiennes appliqué au signal de temps de vol du nuage supérieur de la figure 4.21 a) fait apparaître un excès de bruit (qu’on peut comparer au bruit de détection pour le même signal atomique de la figure 5.12 du chapitre 5) dû au fait que les gaussiennes ne sont pas suffisamment séparées. Le bruit

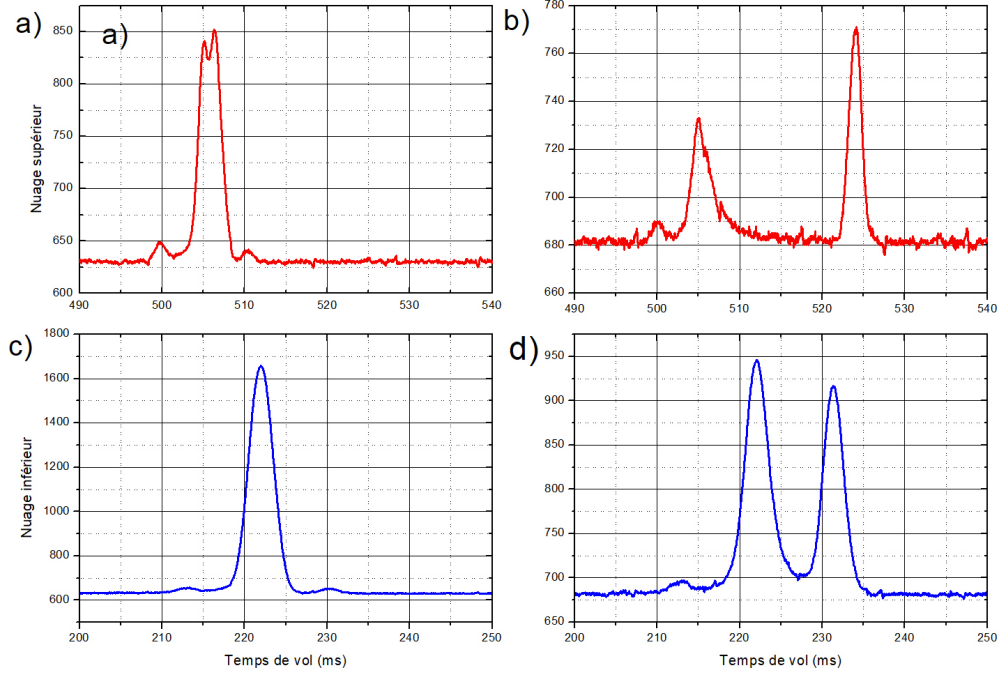


FIGURE 4.21 – Signal de fluorescence d’un nuage atomique après une diffraction résonnante avec l’état d’impulsion $4\hbar k$ après 24 ms de chute libre pour le nuage supérieur a) et le nuage inférieur c). Les signaux de fluorescence b) et d) correspondent aux nuages supérieur et inférieur ayant subis trois impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ entre 36 ms et 38 ms pour un temps d’interrogation de $2T = 2$ ms puis ayant été transportés par un élévateur de Bloch.

de détection d’une diffraction de Bragg résonnante avec la transition $4\hbar k$ sans séparateur a été mesuré par ajustement du signal de fluorescence avec une fonction somme de deux gaussiennes et est représenté par les points rouges de la figure 4.22. La même expérience a été réalisé en mettant en place un séparateur avant que les atomes ne croisent la nappe de détection. Le bruit de détection mesuré sans séparateur pour un signal atomique de 6000 donne $\sigma_P \sim 0.015$ tandis qu’on obtient $\sigma_P \sim 0.003$ quand les états d’impulsion sont séparés. Le bruit de détection est réduit par un facteur ~ 5 . La pente en $1/N$ de ces deux courbes est représentative du bruit électronique qui domine pour ces nombres d’atomes comme nous le détaillerons dans la section 5.2.2. L’utilisation d’un séparateur de Bloch permet donc dans ce cas de réduire le bruit de détection d’un interféromètre utilisant des ordres de diffraction supérieurs à 1. Et si la perte de contraste liée à l’efficacité de transport de l’élévateur de Bloch (pertes Landau-Zener et par émission spontanée) est suffisamment faible, l’utilisation d’un séparateur de Bloch peut améliorer la sensibilité de l’interféromètre aux grandeurs inertielles.

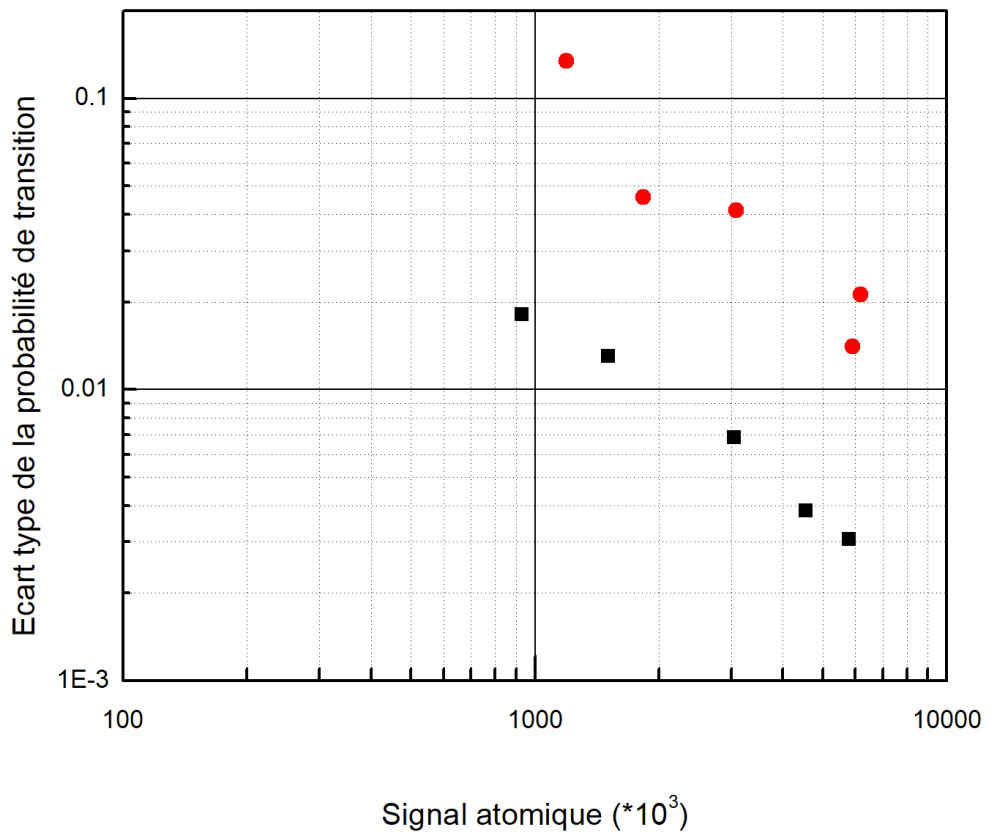


FIGURE 4.22 – Les points rouges représentent le bruit de détection pour un nuage sélectionné en vitesse par une impulsion Raman après 14 ms de chute libre, puis diffracté par une impulsion Bragg π de deuxième ordre après un temps de chute libre de 37 ms. Les carrés noirs correspondent à la même séquence que détaillée pour les points rouges avec un séparateur de Bloch après 46 ms de chute libre.

Chapitre 5

Résultats

Sommaire

5.1	Réalisation d'un gradiomètre	91
5.1.1	Optimisation de la diffraction de Bragg	91
5.1.2	Mesure de la phase différentielle	96
5.2	Évaluation de la sensibilité du gradiomètre	100
5.2.1	Variance d'Allan du gradient de gravité	100
5.2.2	Système de détection	103
5.3	Compensation de l'accélération de Coriolis	109
5.3.1	Évolution du contraste avec la rotation du miroir	109
5.3.2	Évolution de la phase avec la rotation du miroir	113

5.1 Réalisation d'un gradiomètre

5.1.1 Optimisation de la diffraction de Bragg

À l'issue du refroidissement du nuage, une grande majorité des atomes est dans l'état $|F = 2\rangle$. Il reste cependant une petite fraction d'atomes de l'ordre de 1.5% dans l'état $|F = 1\rangle$ qui sont dépompés pendant le refroidissement depuis l'état $5P_{3/2}$. Comme les lasers repompeur et refroidisseur sont amplifiés par le même amplificateur et que la puissance du repompeur seul ne sature pas l'amplificateur, il n'est pas souhaitable (afin d'allonger la durée de vie de l'amplificateur) de couper le refroidisseur avant le repompeur et ainsi ne récupérer que des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ à l'issue du refroidissement. On retransfère ces atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ à l'aide d'une impulsion de repompeur présentée en section 3.2.3 et réalisée à l'aide d'un faisceau laser vertical accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 1\rangle$. Le nuage d'atomes est alors uniquement dans l'état interne $|F = 2\rangle$ et dans une distribution en impulsion d'écart-type Doppler de $\sigma \sim 33$ kHz ce qui correspond à une température de $1.8 \mu\text{K}$ comme détaillé dans la section 3.2.4.

L'efficacité du processus de diffraction de Bragg est liée à la distribution en impulsion initiale du nuage [Szi+12] : pour un nuage d'une largeur en impulsion de $\sigma \sim 30$ kHz, l'efficacité maximale atteignable par une impulsion π d'ordre 1 est de $\sim 42\%$. Une impulsion π d'ordre 2 dans les mêmes conditions atteindra au mieux 38%. L'efficacité décroît avec

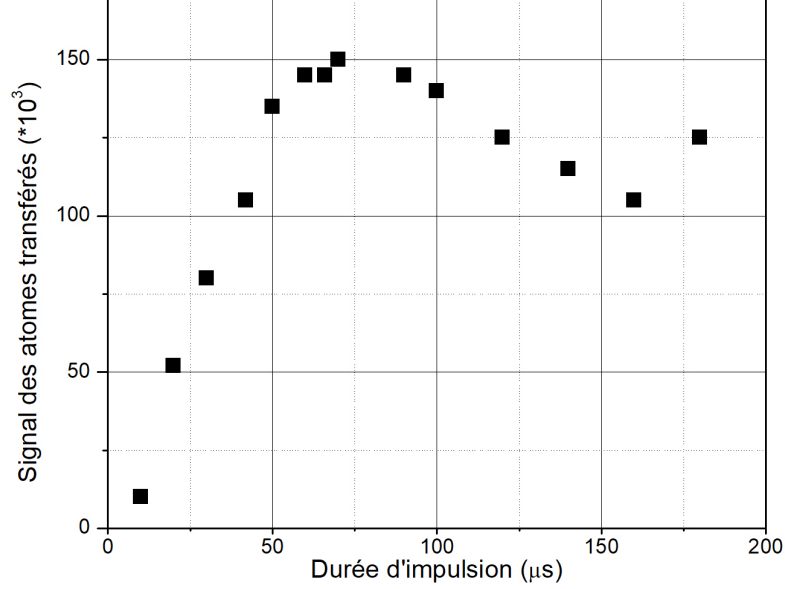


FIGURE 5.1 – Évolution du nombre d’atomes transférés de l’état $|F = 2\rangle$ vers l’état $|F = 1\rangle$ en fonction de la durée de l’impulsion Raman lors d’une sélection en vitesse du nuage inférieur pour des atomes lâchés.

l’ordre de diffraction et avec la largeur de la distribution en impulsion du nuage d’atomes.

Une sélection en vitesse du nuage sur l’axe dans lequel les atomes sont diffractés est donc nécessaire afin de maximiser l’efficacité des séparatrices et, in fine, le contraste de l’interféromètre. Cette sélection peut être réalisée à l’aide d’une impulsion Raman comme détaillé dans la section 2.1.2. La figure 5.1 représente l’évolution du transfert des atomes initialement dans l’état $|F = 2\rangle$ vers l’état interne $|F = 1\rangle$ en fonction de la durée de l’impulsion. En se plaçant sur le maximum de cette oscillation, la durée de l’impulsion est de $\tau_\pi = 80\mu s$ et l’écart-type de la classe de vitesse sélectionnée est évaluée par le calcul à 3.9 kHz. On retrouve la valeur de la fréquence de Rabi grâce à la relation $\Omega_{eff} = \frac{\pi}{\tau_\pi}$ ce qui donne $\Omega_{eff}/(2\pi) = 6.25$ kHz. Sans contrainte imposée sur la fréquence de Rabi de l’impulsion de Bragg, cela permet d’atteindre une efficacité de diffraction maximale de $\sim 95\%$ dans le cadre d’une diffraction d’ordre 1 et $\sim 87\%$ pour une diffraction d’ordre supérieur [Szi+12].

Les atomes dans l’état $|F = 2\rangle$ qui n’ont pas été transférés vers l’état $|F = 1\rangle$ à l’issue de la sélection en vitesse Raman parce que leur désaccord Doppler est trop élevé sont poussés par un faisceau vertical accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$ détaillé dans la section 3.2.3. Il ne reste à l’issue de ce processus que les atomes sélection-

nés en vitesse dans l'état $|F = 1\rangle$.

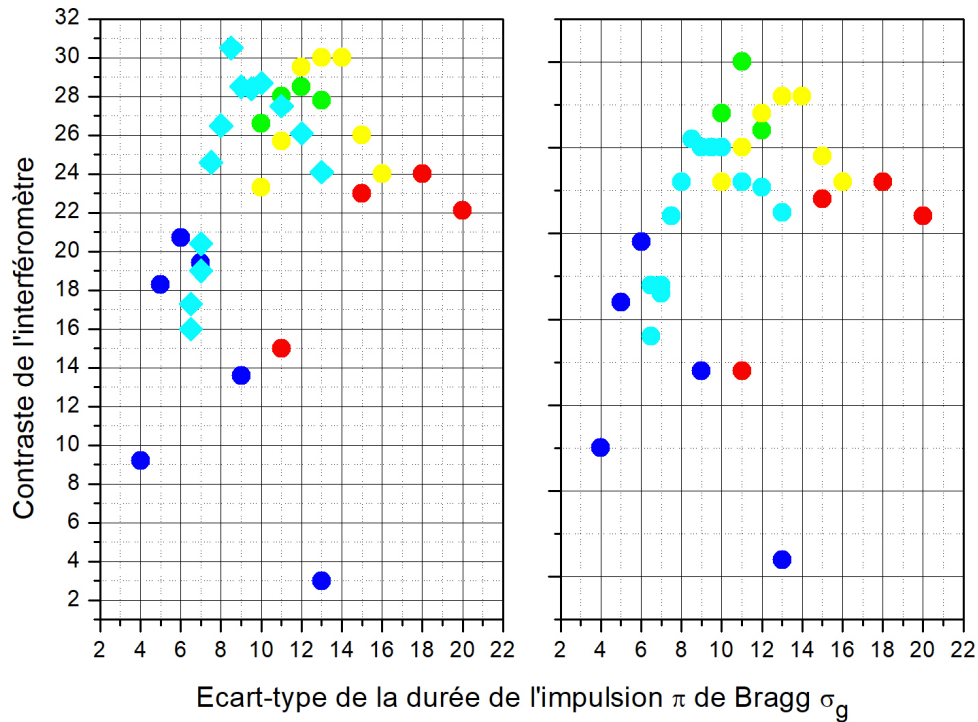


FIGURE 5.2 – Mesure du contraste d'un interféromètre de durée $2T = 2 \text{ ms}$ en fonction de la durée de l'impulsion Bragg π pour différentes profondeurs du réseau. Les points bleus correspondent à 28% de la puissance totale, les points cyans à 16%, les points verts à 14.5%, les points jaunes à 12.6% et les points rouges à 9.8% (la puissance totale correspond à une profondeur de $21.5 E_r$). À gauche le contraste de l'interféromètre du nuage inférieur, à droite, celui de l'interféromètre supérieur. La durée de l'impulsion $\pi/2$ est proportionnellement divisée par deux par rapport à celle de l'impulsion π . Les différentes couleurs correspondent à différentes puissances optiques des impulsions de Bragg.

La diffraction dans le régime de Bragg est basée sur l'utilisation d'un réseau optique créé par deux faisceaux lasers contra-propageants (qui sont les mêmes que ceux utilisés pour les impulsions de Bloch et de Raman présentées dans les sections précédentes). Il est par ailleurs nécessaire d'accorder la différence de fréquence entre les faisceaux lasers afin que la transition soit résonnante avec l'ordre de diffraction visé comme indiqué dans l'équation 2.40. Le régime quasi-Bragg est un régime de couplage où la forme temporelle de l'impulsion joue un rôle crucial dans le nombre d'états d'impulsion peuplés. Si la forme temporelle de l'impulsion est carrée, plusieurs états d'impulsions non résonnants sont peuplés, tandis que si la forme temporelle de l'impulsion est gaussienne et suffisamment

longue, il est alors possible de ne peupler que l'état d'impulsion résonant. Toutes les impulsions de Bragg présentées par la suite sont effectuées avec des formes temporelles gaussiennes. On définit leur durée par l'écart-type de la gaussienne σ_g . Ces différents paramètres ont été optimisés afin de maximiser l'efficacité de la diffraction. Toutes les probabilités de transitions évoquées sont mesurées pour des atomes lâchés en utilisant la méthode de détection par élévateur de Bloch libre développé dans la section 4.3 après 170 ms de chute. Les valeurs obtenues sont donc à renormaliser par le pseudo-contraste du séparateur.

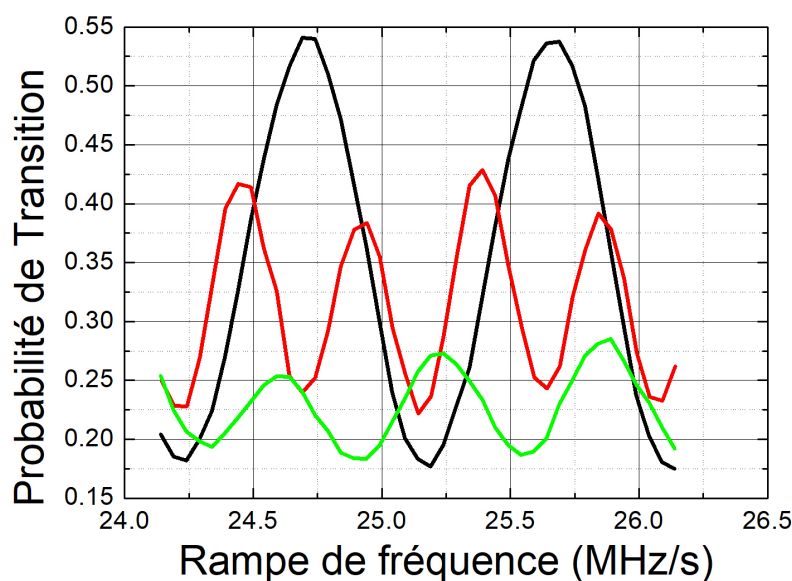


FIGURE 5.3 – Franges d'interférences pour des diffractions Bragg de $2\hbar k$ (courbe noire), $4\hbar k$ (courbe rouge) et $6\hbar k$ (courbe verte)

L'écart-type de la durée de la gaussienne σ_g a été optimisé en maximisant le contraste de l'interféromètre comme représenté figure 5.2. L'axe des ordonnées représente les contrastes d'interféromètres utilisant des impulsions de Bragg d'ordre 1. La représentation du contraste de l'interféromètre en fonction de la durée de l'impulsion π fait apparaître un optimum différent pour les différentes profondeurs du réseau. Les courbes représentées sur la figure 5.2 de gauche correspondent au nuage inférieur et celles représentées sur la figure 5.2 de droite correspondent au nuage supérieur. On trouve un couple de valeur de profondeur et d'écart-type de l'impulsion de Bragg qui maximise le transfert des atomes vers l'ordre 1 de diffraction. Cet optimum est donné pour une valeur de puissance totale de $P = 14.5\%$ de la puissance maximale, correspondant à une profondeur de $\Omega = 3.1 E_r$ pour la pulsation de Rabi et approximativement $\tau_\pi = 14 \mu s$ pour la durée de l'impulsion. À la manière d'une impulsion Raman, si la profondeur du réseau lors de l'impulsion de Bragg est trop faible, on ne transfère pas tous les atomes de la distribution en vitesse du nuage à cause de leur désaccord Doppler. Si la profondeur du réseau est trop grande, le τ_π sera alors plus

court et atteindra la limite d'adiabaticité d'une impulsion dans le régime quasi-Bragg et peuplera un nombre d'états d'impulsions supérieur à un.

On aurait pu aussi utiliser une impulsion unique à l'issue d'une sélection en vitesse suivie d'un séparateur de Bloch afin de détecter (idéalement) indépendamment les deux états d'impulsion concernées par la diffraction et étudier la période des oscillations de Rabi pour différentes profondeurs. Mais un élévateur ajusté pour transporter le port $2\hbar k$ transportera aussi, au moins partiellement, les atomes dans les états d'impulsion $2N\hbar k$, $N > 1$, parce qu'ils rentrent en résonance avec l'élévateur pendant le transport, sans qu'on puisse distinguer de façon claire leur contribution au signal. Pour éviter cela, nous avons préféré optimiser la durée des impulsions directement sur le contraste de l'interféromètre, qui permet d'assurer qu'on n'excite pas, ou peu, les états d'impulsion supérieurs. En effet, quand par exemple l'impulsion devient trop courte et donc non-adiabatique et que des atomes sont diffractés dans l'état d'impulsion $4\hbar k$, le contraste sera affecté, et en particulier son caractère sinusoïdal d'interféromètre à 2 ondes, caractérisé par une seule fréquence.

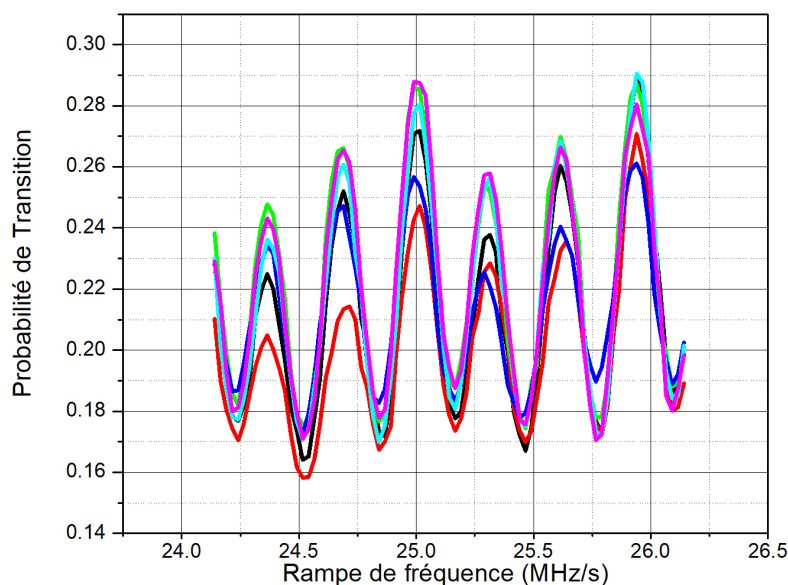


FIGURE 5.4 – Évolution de la phase de l'interféromètre en fonction de la rampe de fréquence appliqué au laser d'interrogation. Les différents interférogrammes représentent différentes fréquences initiales du laser d'interrogation (noir : $f_0 = 1.037$ MHz, rouge : $f_0 = 1.035$ MHz, verte : $f_0 = 1.041$ MHz, bleue : $f_0 = 1.045$ MHz, cyan : $f_0 = 1.039$ MHz, magenta : $f_0 = 1.040$ MHz)

Nous avons réalisé des interféromètres en utilisant des ordres de diffraction différents

comme représenté figure 5.3. On passe d'un ordre de diffraction à l'autre en changeant la condition de résonance du réseau de Bragg. La phase de l'interféromètre augmente linéairement en fonction de la pente de fréquence α utilisée au cours de l'interrogation. Le contraste des interféromètres diminue en augmentant l'ordre de diffraction car la pulsation de Rabi optimale augmente avec l'ordre de diffraction [Szi+12] alors que la puissance produite par les lasers d'interrogation est bornée, ce qui implique une baisse de l'efficacité de diffraction quand l'ordre de diffraction augmente. Dans le cadre d'un interféromètre à mi-frange, la sensibilité à l'accélération est proportionnelle à la pente de l'interférogramme, donc à l'ordre de diffraction n . Cependant la perte de contraste réduit également la sensibilité de l'appareil aux accélérations. Un compromis doit donc être trouvé entre le gain apporté par l'ordre de diffraction et la perte de contraste lié à une diffraction d'ordre n . Le contraste mesuré pour la courbe 5.4 pour l'interféromètre d'ordre 1 donne $C_{2hk} = 36.6\%$, le contraste de l'interféromètre d'ordre 2 donne $C_{4hk} = 20.7\%$ et le contraste de l'interféromètre d'ordre 3 donne $C_{6hk} = 11.6\%$. Les deux interféromètres les plus sensibles sont approximativement ceux d'ordre 1 et 2.

Le caractère multi port du processus de Bragg implique l'apparition d'interféromètres parasites avec un interfrange différent de l'interféromètre souhaité. Un travail d'optimisation doit être effectué afin de réduire l'impact de ces interféromètres parasites. Ce n'est pas uniquement le contraste qui doit être maximisé, mais aussi le caractère "mono-fréquence" des franges d'interférences. Plusieurs paramètres ont un impact dans cette optimisation comme la fréquence de résonance du réseau pour les impulsions de Bragg, la durée des impulsions de Bragg, la fréquence de résonance et la profondeur du séparateur de Bloch qui est utilisé au cours de la détection. La figure 5.4 représente différents interférogrammes d'un interféromètre utilisant une diffraction d'ordre 3 pour différentes fréquences initiales du réseau allant d'une fréquence Doppler du réseau de 1.035 MHz à 1.045 MHz parcourant approximativement un tiers de la zone de Brillouin.

5.1.2 Mesure de la phase différentielle

Le gradiomètre est composé de deux nuages et permet la mesure de l'accélération subie par les atomes à deux positions distinctes. Dans le cas d'un interféromètre de temps d'interrogation $2T = 2 \text{ ms}$ comme représenté figure 5.5, on obtient deux interférogrammes aux contrastes comparables et en phase. La représentation paramétrique de la probabilité de transition du nuage supérieur en fonction de la probabilité de transition du nuage inférieur donne une droite comme représenté figure 5.5 c) ce qui indique une corrélation entre les deux signaux. Dans le cadre d'un interféromètre de temps d'interrogation $2T = 260 \text{ ms}$ le bruit de vibration fait fluctuer la phase interférométrique de plus que 2π d'un coup à l'autre et détruit la visibilité des franges d'interférence quand on balaye la rampe de fréquence. Ici, le gradiomètre est perturbé par le bruit de vibration car la plateforme d'isolation est clampée pour toutes ces mesures. La figure 5.5 b) représente l'évolution de la probabilité de transition des deux nuages en fonction du temps. L'aspect aléatoire de la phase interférométrique due aux vibrations du sol implique que la probabilité de transition varie aléatoirement dans les bornes données par son contraste. Cependant, la représentation paramétrique des deux probabilités de transitions permet l'extraction de la phase différentielle entre les deux interférogrammes comme représenté figure 5.5 d). En effet la phase différentielle se retrouve dans l'ouverture de l'ellipse de cette représentation

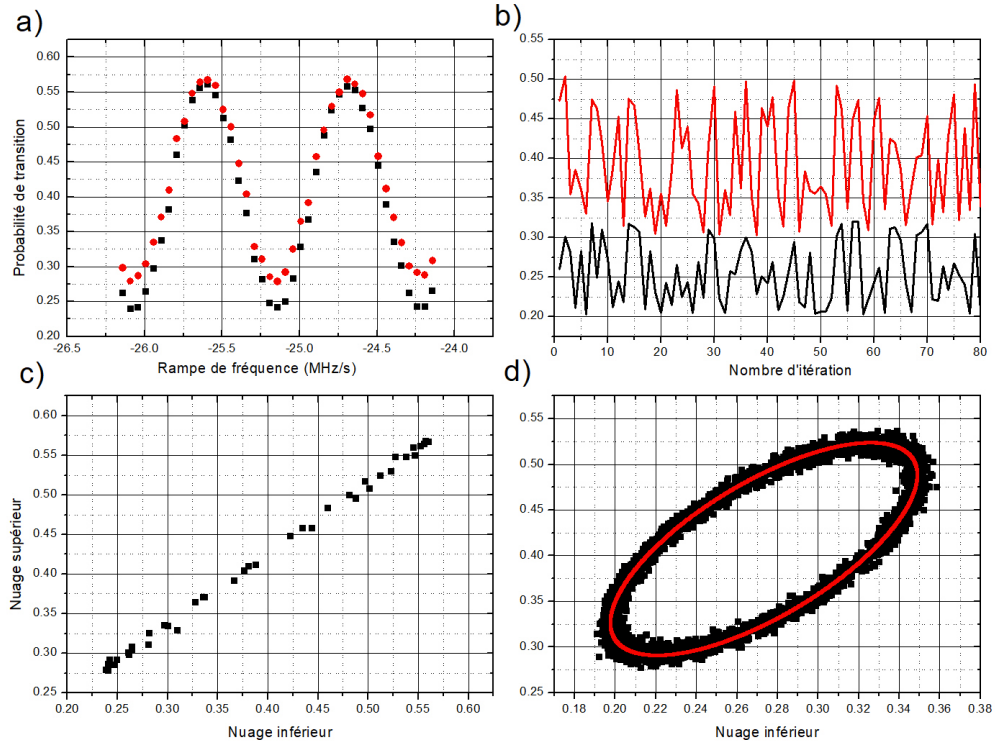


FIGURE 5.5 – Représentation de la probabilité de transition du nuage inférieur en noir et supérieur en rouge a) en fonction de la rampe de fréquence α pour un temps d’interrogation de $2T = 2 \text{ ms}$ b) en fonction du temps pour un temps d’interrogation de $2T = 260 \text{ ms}$. Représentation paramétrique de la probabilité de transition du nuage supérieur en fonction de la probabilité de transition du nuage inférieur pour un temps d’interrogation de c) $2T = 2 \text{ ms}$, d) $2T = 260 \text{ ms}$. Le trait rouge du graphique d) est un ajustement par une fonction d’ellipse.

paramétrique :

$$\begin{aligned}
 P_i &= \frac{1}{2}(A_i + B_i \cos(\Phi)) \\
 P_s &= \frac{1}{2}(A_s + B_s \cos(\Phi + \Phi_d))
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Où Φ_d est la phase différentielle entre les deux interféromètres.

La phase différentielle entre les deux interféromètres est proportionnelle à la distance entre les nuages L , à l’ordre de diffraction de Bragg utilisé pour l’interféromètre n et au carré du temps d’interrogation de l’interféromètre T^2 comme le montre la formule 2.52. On retrouve cette évolution dans la figure 5.6 où les représentations paramétriques des deux nuages sont mesurées en fonction du temps d’interrogation. La phase différentielle évolue entre $\Delta\Phi \sim 0 \text{ rad}$ et $\Delta\Phi = 2.3 \text{ rad}$ pour une temps d’interrogation de $2T = 2 \text{ ms}$,

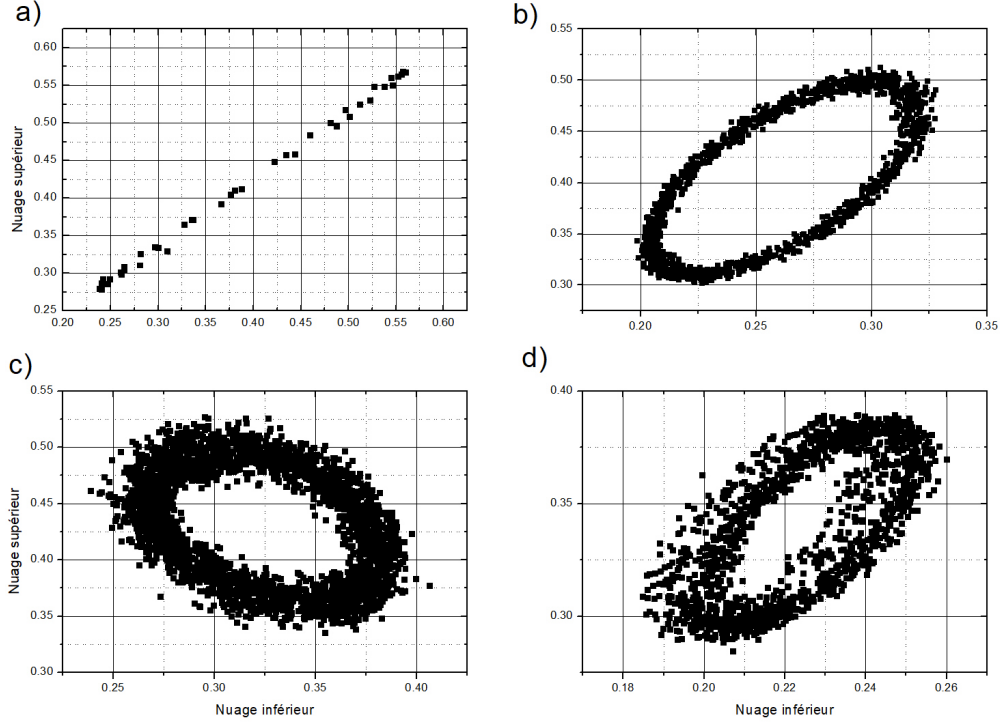


FIGURE 5.6 – Courbe paramétrique de la probabilité de transition du nuage supérieur en fonction du nuage inférieur pour différents temps d’interrogation T . a) $2T = 2 \text{ ms}$, $\Delta\Phi \sim 0 \text{ rad}$; b) $2T = 260 \text{ ms}$, $\Delta\Phi \sim 0.8 \text{ rad}$; c) $2T = 360 \text{ ms}$, $\Delta\Phi \sim 1.1 \text{ rad}$; d) $2T = 500 \text{ ms}$, $\Delta\Phi \sim 2.3 \text{ rad}$

de $2T = 260 \text{ ms}$, de $2T = 360 \text{ ms}$, et enfin de $2T = 500 \text{ ms}$.

On observe une décroissance nette des contrastes des interféromètres avec le temps d’interrogation à cause de multiples facteurs. Tout d’abord l’expansion spatiale du nuage pour les grands temps de chute libre détériore l’efficacité des processus de diffraction et de séparation parce que sa taille devient comparable à celle du waist du faisceau laser, faisant alors apparaître de fortes inhomogénéités de couplage. De plus, plus le temps d’interrogation est grand, plus on doit lancer les atomes haut, et plus le nombre d’atomes lancés est faible. Par ailleurs, la taille de la détection en bas de l’expérience étant limitée, quand le temps de chute libre du nuage augmente, les atomes les plus chauds ne sont plus détectés. Ces deux critères (perte de contraste et augmentation du bruit) contrebalancent le gain en sensibilité offert par l’augmentation de la durée de l’interféromètre. Un compromis doit donc être trouvé afin de maximiser la sensibilité de l’appareil.

Une autre méthode peut être utilisée afin de mesurer la phase différentielle. Le sismomètre placé en haut de l’expérience mesure directement les accélérations du miroir pendant le temps de l’interféromètre. Ce signal est intégré en utilisant l’équation 2.30 pour four-

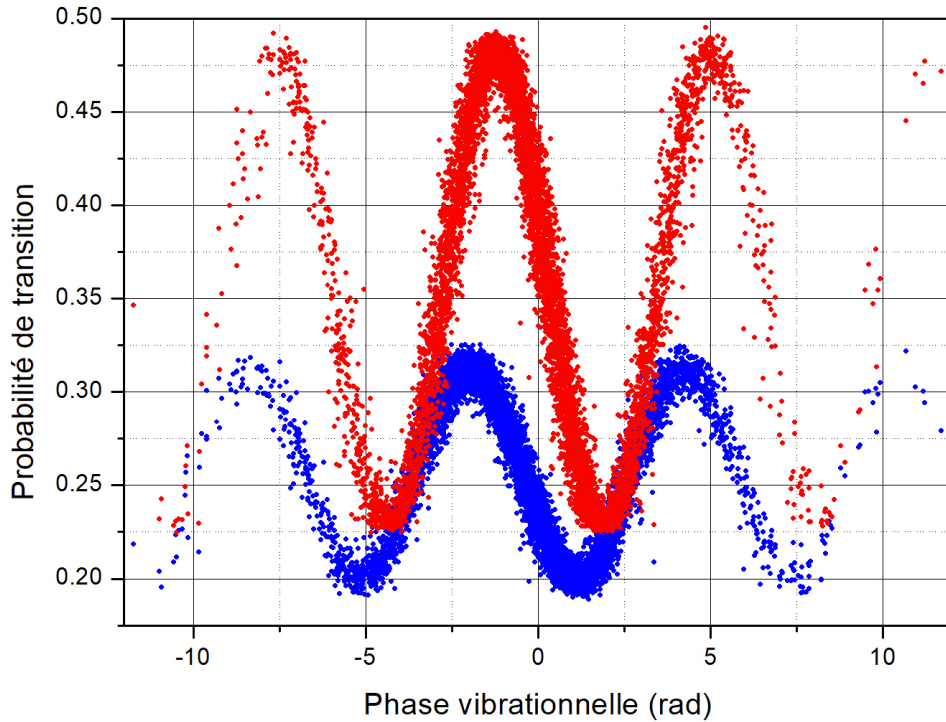


FIGURE 5.7 – Probabilité de transition en fonction de la phase vibrationnelle mesurée par un sismomètre pour un interféromètre de $2T = 260$ ms. Les points rouges (bleus) correspondent au nuage supérieur (inférieur)

nir un estimateur du dépahsage induit par les vibrations. On peut alors représenter les mesures de probabilités de transition non pas en fonction du numéro de la mesure mais en fonction de cette phase estimée. Cela permet de mesurer la phase interférométrique en fonction de la phase vibrationnelle comme représenté figure 5.7. La phase vibrationnelle remplace la rampe de fréquence α et permet de reconstruire les figures d'interférences. On retrouve une phase différentielle de $\Delta\Phi \sim 0.8$ rad entre les deux sinusoïdes correspondant à la phase différentielle mesurée par fit d'ellipse pour le même temps d'interrogation. Il est à noter que si le bruit de vibration réduit, il est parfois impossible de mesurer une frange complète car la phase vibrationnelle évolue aléatoirement dans un intervalle d'amplitude inférieur à 2π . C'est le cas quand l'expérience est placée en lévitation sur la plateforme d'isolation ou quand l'interféromètre mesure l'accélération de nuit quand le bruit de la ville à l'Observatoire de Paris est réduit. Il est essentiel dans ces cas précis d'avoir une phase interférométrique qui place la probabilité de transition à mi-frange afin d'être sensible à l'accélération.

5.2 Évaluation de la sensibilité du gradiomètre

5.2.1 Variance d'Allan du gradient de gravité

L'évaluation de la sensibilité de l'appareil se base sur l'acquisition d'une longue série de probabilités de transition des deux nuages qui est découpée en paquets de n_p points sur chacun desquels on effectue un ajustement par une fonction paramétrique d'ellipse définie comme suit :

$$X = X_c + Q(\alpha) \begin{pmatrix} a \cos(\theta) \\ b \sin(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

où a et b sont les longueurs des deux axes de l'ellipse, et où

$$\begin{aligned} X &= \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \\ X_c &= \begin{pmatrix} x_c \\ y_c \end{pmatrix} \\ Q(\alpha) &= \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.3)$$

X_c représente les coordonnées du centre l'ellipse, α représente l'angle de rotation de l'ellipse, θ est un paramètre compris dans l'intervalle $[0 \ 2\pi]$. On peut également définir une ellipse sous forme algébrique par l'équation [Fos+02] :

$$Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey + F = 0 \quad (5.4)$$

et la phase différentielle de l'ellipse est donnée par :

$$\Delta\Phi = \arccos\left(-B/2\sqrt{AC}\right) \quad (5.5)$$

Chaque paquet de n_p points donne une valeur de phase différentielle et on effectue alors une statistique d'Allan sur cette série comme représenté figure 5.8.

La mesure de gradient de gravité s'effectue de manière cyclique à chaque fois que l'expérience produit n_p points. Le temps de cycle effectif de l'expérience est donc de $T_{c,eff} = n_p T_c$ où T_c est le temps de cycle permettant de produire une mesure de probabilité de transition pour les deux nuages. Le temps d'intégration auquel commence l'écart-type d'Allan du gradient de gravité présenté figure 5.8 vaut donc $\tau = T_{c,eff} = 36.9 \text{ s}$ car cette série a été effectuée avec un temps de cycle $T_c = 1.42 \text{ s}$ et un nombre de points par paquets $n_p = 26$. Il est nécessaire d'optimiser le nombre de points n_p afin qu'il ne soit pas trop petit pour que l'algorithme d'ajustement puisse converger, et qu'il ne soit pas trop grand pour ne pas filtrer les fluctuations rapides d'accélération et détériorer la bande passante de l'appareil. Le premier point de cette écart-type d'Allan est d'une valeur de 35.12 E pour un temps d'intégration de $\tau = 36.9 \text{ s}$. Cet écart-type d'Allan descend à 7.1 E pour un temps d'intégration de $\tau = 591 \text{ s}$ avec une courbe de pente en $1/\tau^{1/2}$ caractéristique de l'intégration d'un bruit blanc. Ces mesures ont été réalisées avec un signal atomique de $S_i \simeq 5 \times 10^4$ pour le nuage inférieur et $S_s \simeq 6 \times 10^3$ pour le nuage supérieur. Si on ramène l'écart type d'Allan à 1 s , la sensibilité de l'appareil est alors de $\sigma_{Allan} = 213 \text{ E}$. Cette sensibilité à une seconde est limitée par le bruit de détection, par le contraste fini

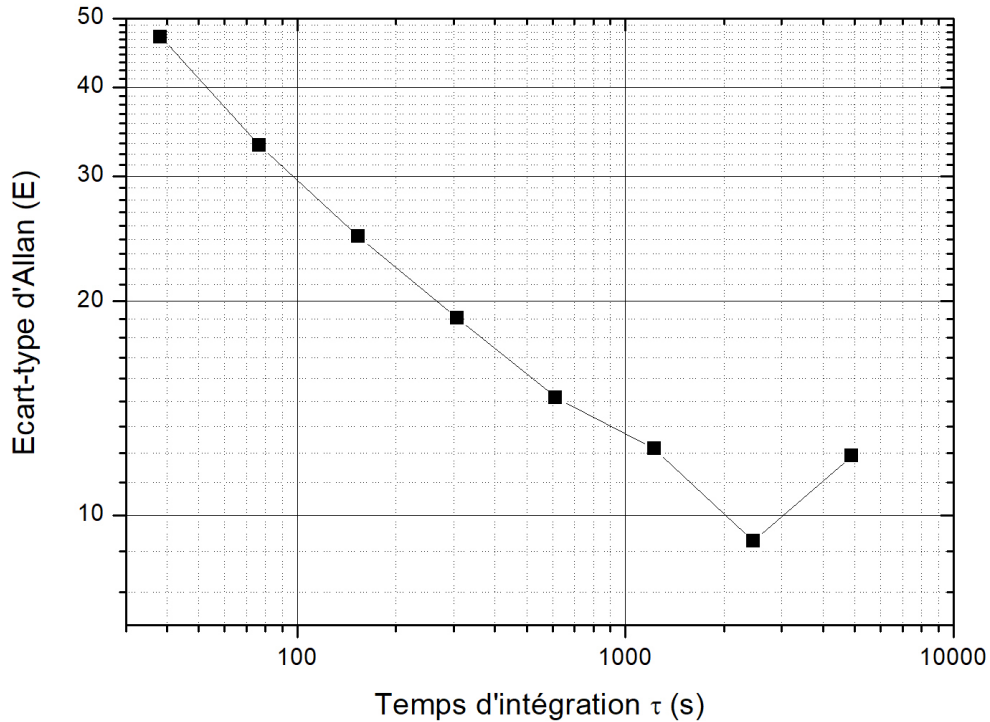


FIGURE 5.8 – Écart-type d'Allan de la sensibilité au gradient d'accélération en Eötvös en fonction du temps d'intégration en secondes.

des impulsions de Bragg, par le pseudo-contraste fini du séparateur de Bloch et par le fait qu'on mesure le gradient de gravité par fit d'ellipse. Cela entraîne en effet une réduction d'un facteur 2 par rapport à la situation plus optimale où les deux interféromètres opèrent à mi frange, et en présence d'un bruit faible, là où la sensibilité est maximale.

L'écart-type d'Allan de l'accélération de pesanteur est représenté figure 5.9. Il donne une stabilité de $20.1 \mu\text{Gal}$ et de $21.8 \mu\text{Gal}$ pour un temps d'intégration de 48.3 s pour le nuage inférieur et le nuage supérieur respectivement. Si on ramène cette stabilité à une seconde, on obtient une stabilité de $139.7 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le nuage inférieur et $151.5 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le nuage supérieur. La stabilité gravimétrique descend jusqu'à $\sim 4.4 \mu\text{Gal}$ pour le nuage inférieur et de $\sim 4.8 \mu\text{Gal}$ pour le nuage supérieur aux grands temps d'intégration.

La figure 5.10 représente différentes mesures du gradient de gravité en fonction du temps d'interrogation de l'interféromètre dans des conditions similaires. La sensibilité à 1 seconde de la mesure représentée par ses barres d'erreurs décroît quand $2T$ augmente et la valeur du gradient mesurée semble converger autour de $\gamma = 3000 \pm 260 E$ ce qui

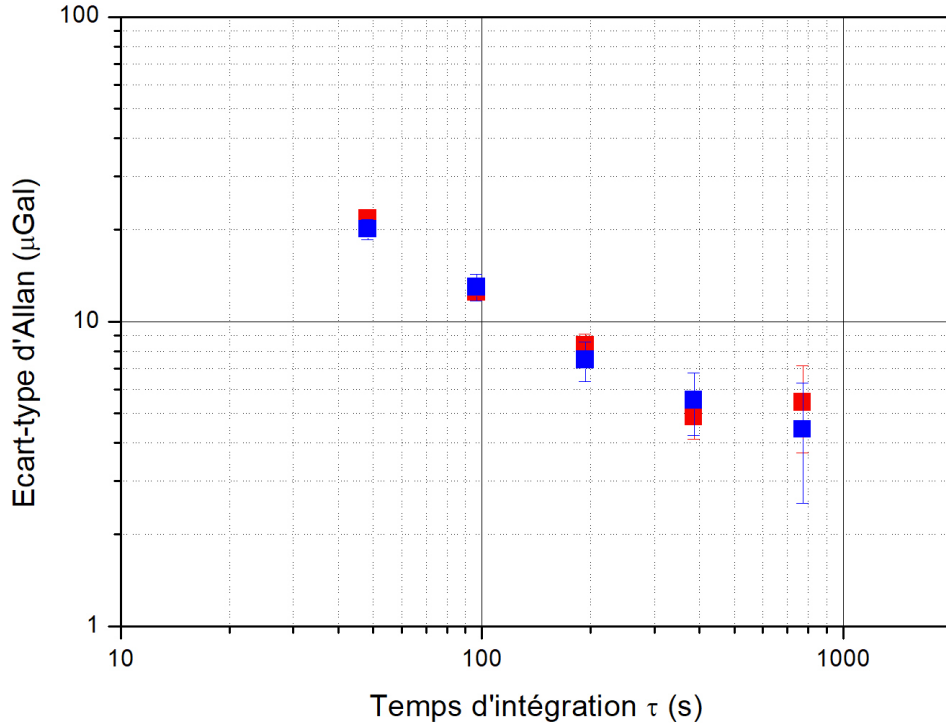


FIGURE 5.9 – Écart-type d'Allan de la sensibilité à l'accélération de pesanteur en μGal en fonction du temps d'intégration en secondes. Les points rouges correspondent au nuage supérieur et les points bleus au nuage inférieur.

correspond à la valeur du gradient de gravité au niveau de la surface terrestre de $3080 E$ calculée dans le chapitre introductif 1.2.1.

Comme déjà discuté, l'efficacité des impulsions de Bragg dépend de la largeur de la distribution en vitesse sélectionnée. Nous avons donc mesuré la sensibilité en fonction de cette largeur, qui est ajustée en variant la durée (et la puissance) de l'impulsion Raman π de sélection. Les résultats sont représentés sur la figure 5.11 où la sensibilité au gradient de gravité après une seconde d'intégration est donné en fonction de la durée τ_π de la sélection en vitesse. L'incertitude (de nature statistique) de la sensibilité à une seconde correspond à l'écart-type de la distribution de sensibilités à 1 seconde calculées pour différents nombres de points par paquets n_p . La dépendance de la sensibilité à la durée de l'impulsion de sélection est en fait assez faible parce que le gain sur l'efficacité des impulsions est compensé par la diminution du nombre d'atomes sélectionnés et donc l'augmentation du bruit de mesure.

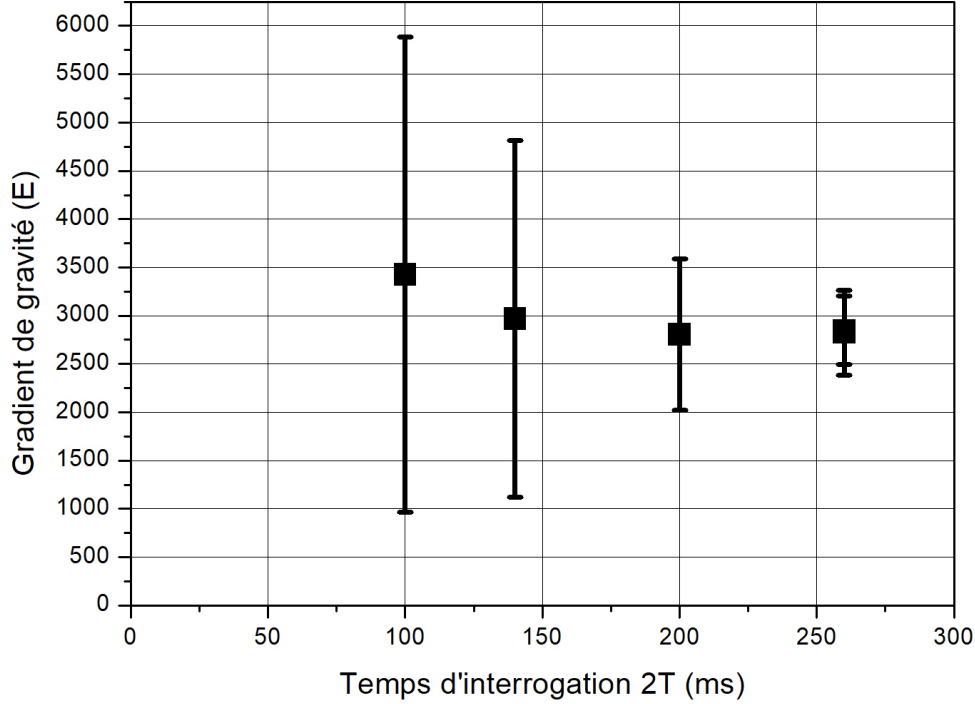


FIGURE 5.10 – Évolution de la mesure du gradient de gravité en fonction du temps d'interrogation $2T$. La sensibilité à 1 seconde de l'appareil au gradient de gravité est représentée par l'incertitude.

5.2.2 Système de détection

Le bruit de détection est mesuré pour un nuage d'atomes sélectionné en vitesse par impulsion Raman, puis diffracté par une impulsion π dans le régime de quasi-Bragg et enfin détecté par fluorescence après passage dans le séparateur de Bloch. La valeur de σ_P est donnée par l'écart-type d'Allan à un coup de la série de probabilité de transition pour cette configuration et est représentée figure 5.12 où les points bleus représentent le nuage inférieur et les points rouges représentent le nuage supérieur. Le nombre maximal d'atomes détectés du nuage inférieur est plus grand que le nombre maximal d'atomes détectés pour le nuage supérieur. Cela est dû au fait que le nuage supérieur doit parcourir une distance plus grande pour atteindre le système de détection. Les atomes les plus chauds sortent de la zone de détection permise par la taille des nappes.

Le bruit de détection atteint une borne inférieure de $\sigma_P = 3 \times 10^{-3}$ pour un signal atomique de $\sim 20k$. Ce bruit de détection indépendant du nombre d'atomes peut être lié à la fluctuation de la puissance de l'élevateur de Bloch, de l'impulsion de Bragg ou au bruit d'intensité ou de fréquence du laser de détection. Le bruit de détection pour les

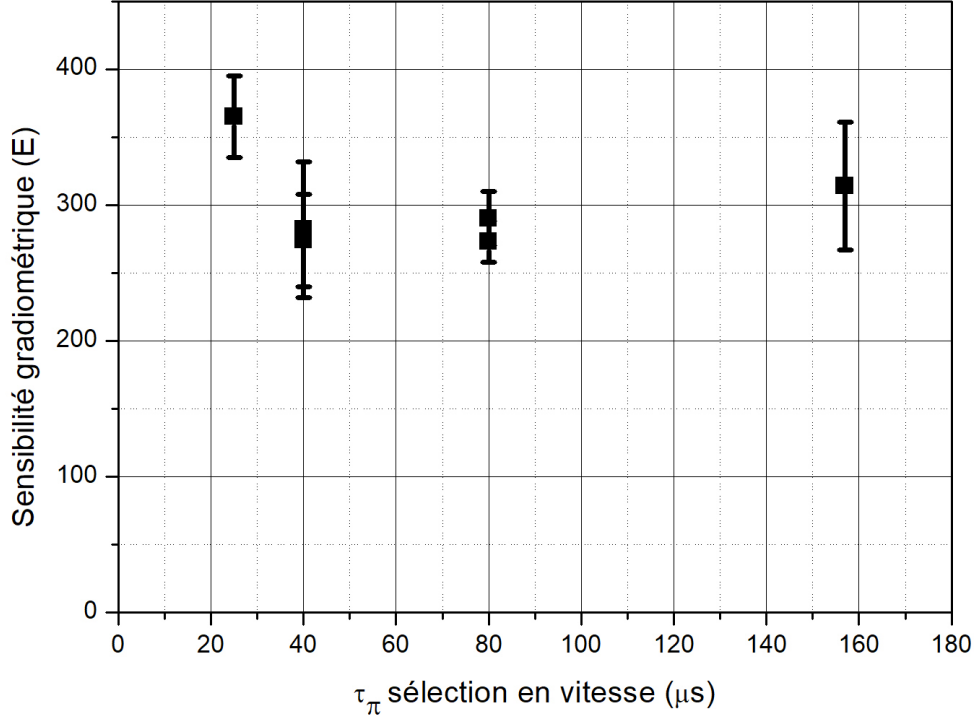


FIGURE 5.11 – Évolution de la sensibilité de l'appareil au gradient de gravité en Eötvös en fonction de la largeur de la sélection en vitesse représentée par τ_π la durée de l'impulsion.

faibles nombre d'atomes se comporte comme un bruit en $1/N_{at}$ caractéristique d'un bruit électronique.

Nous avons donc cherché à caractériser l'impact que le bruit de l'électronique de détection a sur le bruit de détection. Le schéma électrique utilisé pour le système de détection correspondant à la fluorescence d'un état interne par une nappe de lumière comme détaillé dans la partie 3.1.5 et est composé de deux photodiodes dont les tensions de sorties sont amplifiées, sommées l'une à l'autre, puis filtrées. La densité spectrale de puissance de bruit de tension en sortie du circuit de détection est dominée à basse fréquence par le bruit Johnson de la résistance de contre réaction du montage en transimpédance :

$$S_V = 4k_B T R \quad (5.6)$$

Où R est la résistance, T la température et k_B la constante de Boltzmann. Pour $R = 100 \text{ M}\Omega$, $S_V = -116 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$. La mesure du bruit de tension en sortie du système de détection est représentée figure 5.13 et donne un bruit assez blanc à basse fréquence avec une densité spectrale de bruit de $S_V \sim -113 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$. La densité spectrale mesurée

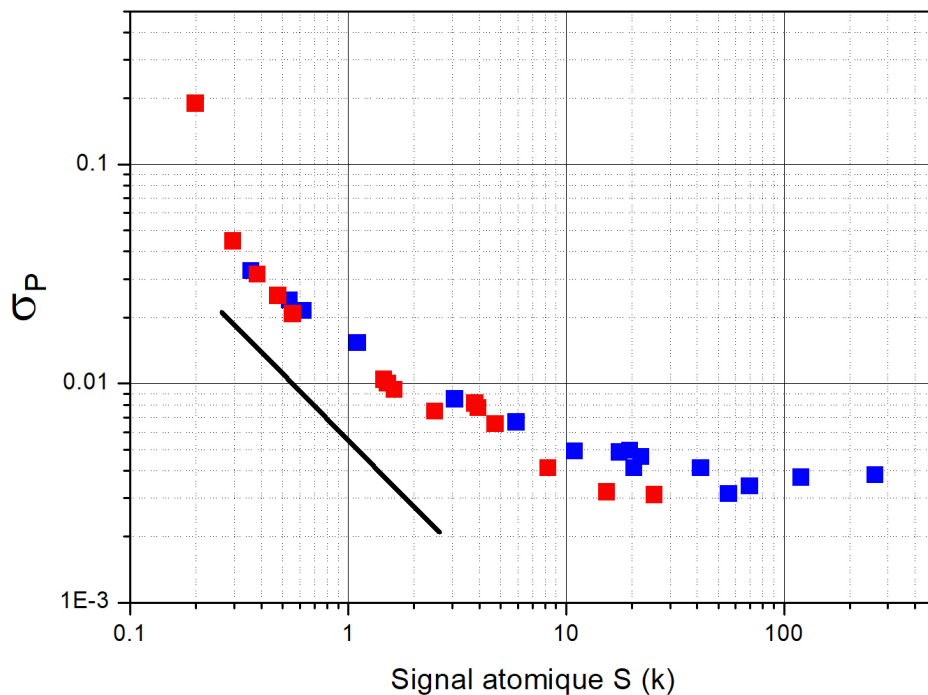


FIGURE 5.12 – Bruit de détection σ_P en fonction du signal atomique pour le nuage inférieur (supérieur) représenté par des carrés bleus (rouges). Les atomes sont sélectionnés en vitesse par impulsion Raman, puis diffractés par une impulsion Bragg, puis détectés à l'aide d'un séparateur de Bloch. La courbe noire correspond au bruit de détection estimé à l'aide de la densité spectrale de bruit du système électronique de détection.

est plus élevée que celle calculée car elle correspond au bruit au bruit de la somme de deux systèmes de détection.

On trouvera dans [Sor01] (p.134) un calcul de l'impact de ce bruit de tension sur l'écart-type de bruit sur l'aire du signal de fluorescence mesurée par temps de vol.

Cette méthode est basée sur le fait que le calcul de l'aire d'un signal de fluorescence se fait en calculant l'intégrale de la totalité du signal de fluorescence en le multipliant par une fonction de réponse temporelle représentée par la courbe grise de la figure 5.14. Cette fonction de réponse temporelle permet de calculer le nombre d'atomes correspondant à la fluorescence sans compter l'aire correspondant à la ligne de base. L'écart-type du bruit sur l'aire du signal de fluorescence est donné par l'intégrale de la densité spectrale de bruit de détection pondérée par l'amplitude au carré de la transformée de Fourier de la fonction de réponse temporelle $|H(f)|^2$:

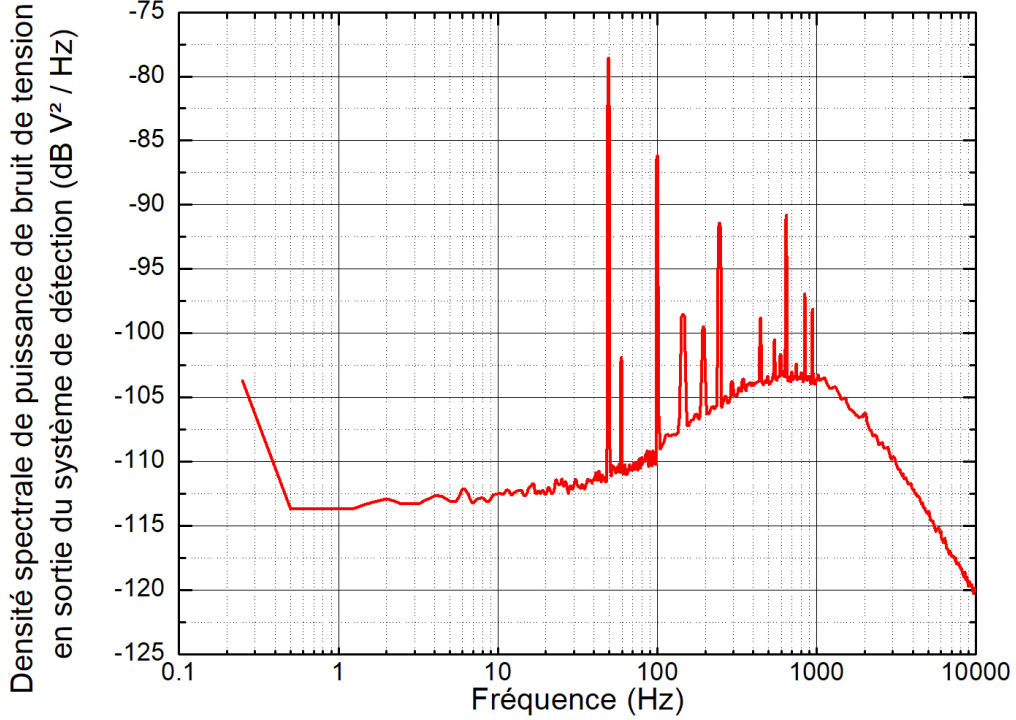


FIGURE 5.13 – Densité spectrale de bruit correspondant à la somme de deux circuits de détection.

$$\sigma_{\delta A}^2 = \int_0^{+\infty} |H(f)|^2 S_V(f) df \quad (5.7)$$

L'impact de la densité spectrale mesurée donne un écart-type de $\sigma_{\delta A} = 1.6 \times 10^{-6}$ V.s. La chaîne de détection du gradiomètre numérise les signaux des deux photodiodes grâce à une carte d'acquisition National Instruments qui convertit 20 V en $2^{16} = 65536$ bits. On multiplie enfin le résultat de l'aire obtenue par un facteur arbitraire de 20000 afin de rendre compte d'un nombre d'atomes. La conversion du bruit de l'aire des signaux de fluorescence en écart-type sur le signal atomique S donne $\sigma_{\delta S} = \sigma_{\delta A} \frac{2^{16}}{20} \times 20000 = 65$. Il est par ailleurs possible d'évaluer directement ce bruit en mesurant l'écart-type d'une série sans atomes qui traverse la détection (en désaccordant les faisceaux de piège-magnéto-optique par exemple). Cet écart-type a donné $\sigma_{\delta S} = 70$ ce qui est du même ordre de grandeur que le calcul fait ci-avant.

Cependant, pour les mesures décrites ici, on évalue le signal atomique à l'aide des

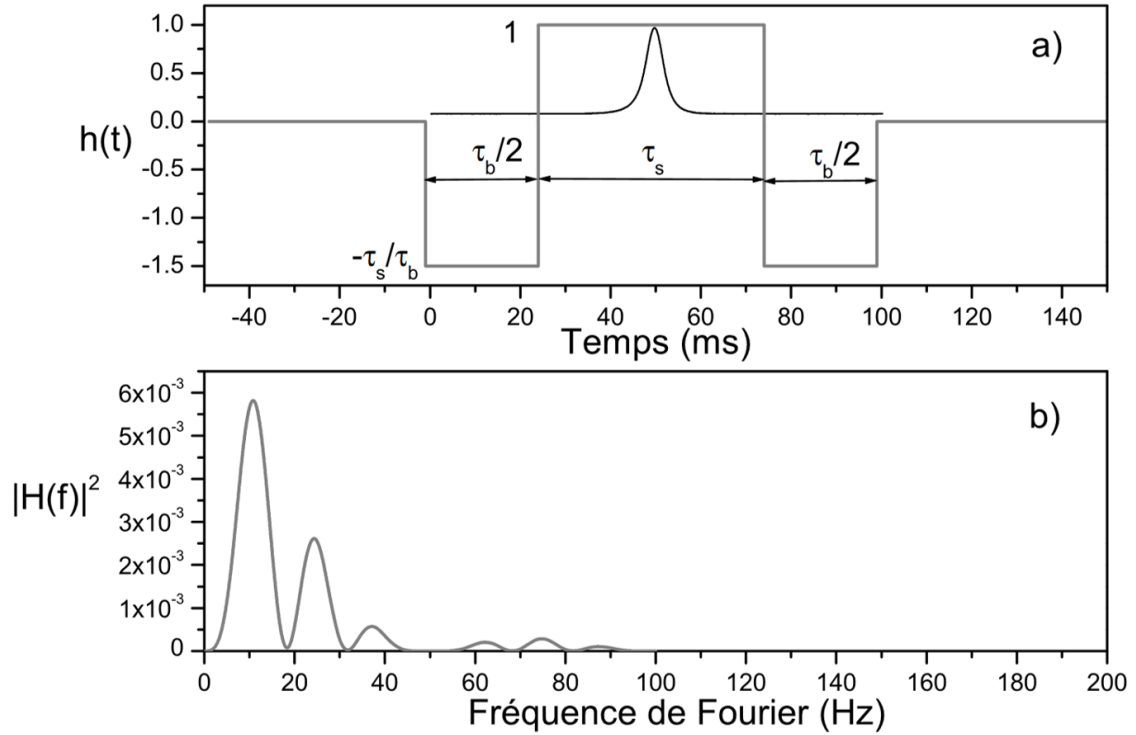


FIGURE 5.14 – Image tirée de la thèse d’Yvan Sortais. a) En noir un signal de fluorescence atomique, en gris la fonction de réponse temporelle que l’on multiplie au signal de fluorescence avant d’intégrer sur le temps afin d’obtenir un nombre d’atomes sans compter la ligne de base. b) Carré de l’amplitude de la transformée de Fourier de la fonction de réponse temporelle

signaux de fluorescence par ajustement à une fonction somme de deux gaussiennes 4.12. Le calcul présenté ci-avant n’est donc pas adapté. De plus, la méthode consistant à mesurer l’écart-type d’une série sans atome ne fonctionne pas ici car l’ajustement de la fonction de deux gaussienne ne converge pas sur un signal sans fluorescence d’atomes. Afin d’évaluer l’écart-type du bruit en nombre de coups que la densité spectrale de bruit électronique représente pour notre méthode de détection, on génère des séries de temps de vol bruités numériquement et on les ajuste par une fonction somme de deux gaussiennes et on évalue l’écart-type du signal atomique. On obtient un bruit sur le signal atomique détecté de $\sigma_S = 8$. Cette réduction du bruit peut s’expliquer par le fait que la méthode évaluant le signal atomique à partir de l’intégration du signal de fluorescence accumule un bruit lors de l’intégration sur la ligne de base alors que la méthode utilisant l’ajustement du signal de fluorescence par deux gaussiennes est exempt de ce bruit. Le bruit sur la mesure de l’aire de fluorescence est convertible en bruit sur la probabilité de transition grâce à la formule :

$$\sigma_{TP} = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\delta S}}{2 S} \quad (5.8)$$

L’évolution du bruit de probabilité de transition en fonction du signal atomique S est

représenté par la courbe noire de la figure 5.12 et semble éloigné de la courbe du bruit de détection mesuré. Notons que nos calculs ont été effectués en considérant un bruit blanc, là où le bruit mesuré n'est pas blanc à haute fréquence (au delà de ~ 70 Hz).

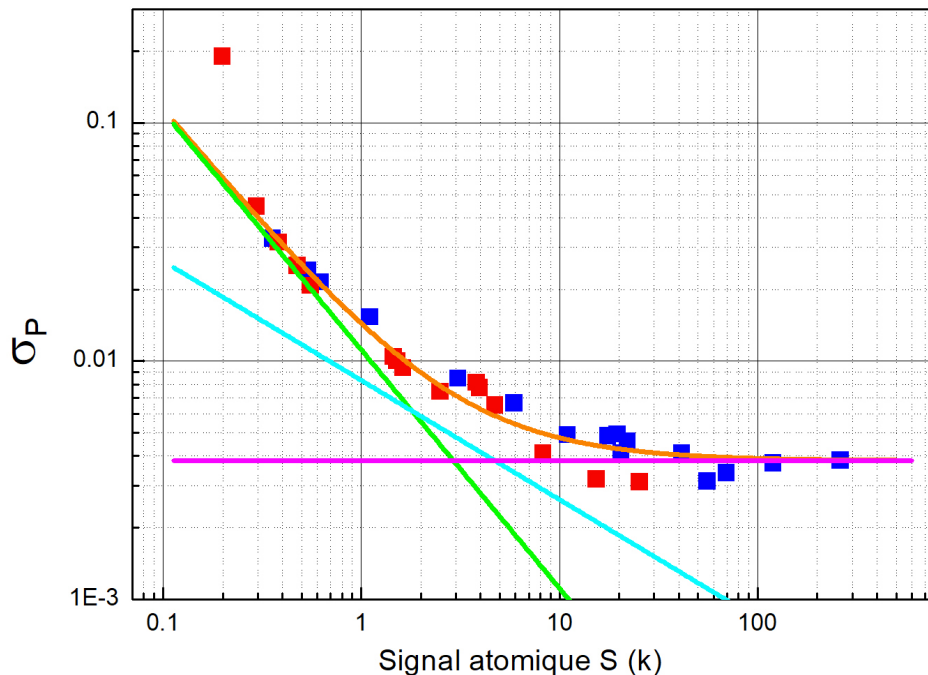


FIGURE 5.15 – Bruit de détection σ_P en fonction du nombre d'atomes pour le nuage inférieur (supérieur) représenté par des carrés bleus (rouges). Les atomes sont sélectionnés en vitesse par impulsion Raman, puis diffractés par une impulsion Bragg, puis détectés à l'aide d'un séparateur de Bloch. La courbe orange correspond à l'ajustement de la série de point rouge et bleu (à l'exception du point rouge d'abscisse $S = 0.2k$) par la racine carrée de la somme quadratique de deux droites de pente $1/S$, $1/S^{1/2}$ et d'une constante. La courbe verte représente la courbe de pente $1/S$. La courbe cyan représente la courbe de pente $1/S^{1/2}$. La courbe magenta représente la constante.

Nous avons ajusté l'écart-type du bruit de détection (correspondant aux points de la figure 5.12) par la fonction :

$$\sigma_P = \sqrt{\left(\frac{a}{S}\right)^2 + \left(\frac{b}{S^{1/2}}\right)^2} + c^2 \quad (5.9)$$

où a, b et c sont des paramètres. Le point d'abscisse $S = 0.2k$ a été rejeté de l'ajustement car son écart-type est dominé par un sur-bruit causé par l'ajustement du signal de temps de vol par la fonction somme de deux gaussiennes qui donne parfois des résultats

aberrants quand le signal est très faible. Le programme d'ajustement retourne la courbe représentée en orange sur la figure 5.15 et les trois courbes verte, cyan et magenta représentent les trois contributions à l'ajustement. L'ajustement par une fonction de pente $1/S^{1/2}$ est caractéristique du bruit de projection quantique détaillé section 2.3.3 et est nécessaire au programme afin que l'ajustement soit optimal. La fonction $\frac{b}{S^{1/2}}$ calculé par le programme d'ajustement donne un coefficient $b = 0.26 \pm 0.05$ alors que le bruit de projection quantique vaut :

$$\sigma_{QPN} = \frac{1}{2\sqrt{N}} \quad (5.10)$$

ce qui donne une relation entre le nombre d'atomes et le signal de fluorescence mesuré :

$$N = (3.6 \pm 0.7)S \quad (5.11)$$

Ce facteur correspond à ce à quoi on s'attend avec les paramètres géométriques du système de détection.

5.3 Compensation de l'accélération de Coriolis

5.3.1 Évolution du contraste avec la rotation du miroir

Un laboratoire n'est pas un référentiel Galiléen à cause de la rotation de la Terre. Les atomes en chute libre dans l'enceinte à vide du gradiomètre subissent, dans le référentiel du laboratoire, l'accélération de Coriolis donnée par la formule :

$$\vec{a}_c = 2\vec{\Omega}_{Terre} \wedge \vec{v}_{atome} \quad (5.12)$$

qui devient

$$a_c = 2 \cos(\Psi_L) \Omega_{Terre} v_{atome} \quad (5.13)$$

où $\Psi_L \sim 48.85^\circ$ est la latitude de la ville de Paris, $\Omega_{Terre} \sim 72 \mu\text{rad.s}^{-1}$ est la vitesse angulaire de rotation de la Terre et v_{atomes} est la vitesse des atomes dans le référentiel du laboratoire le long de la direction est-ouest. L'interféromètre atomique permettant de mesurer l'accélération des atomes selon un axe unique déterminé par le vecteur \vec{k} , il n'y a en effet que la composante de la vitesse des atomes perpendiculaire à cet axe qui peut avoir un impact sur la phase ou le contraste.

Le contraste de l'interféromètre est directement lié à la largeur de la distribution en phase interférométrique comme suit :

$$C = e^{-\frac{\sigma_\Phi^2}{2}} \quad (5.14)$$

où σ_Φ est la distribution de la phase interférométrique. Pour une température du nuage T_0 , la distribution en vitesse σ_v est donnée par :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m}} \quad (5.15)$$

On retrouve alors la distribution en accélération donnée par :

$$\sigma_{a_c} = 2 \cos(\Psi_L) \Omega_{Terre} \sigma_v \quad (5.16)$$

et, comme la phase de l'interféromètre est liée à l'accélération subie par les atomes comme montré équation 2.50, le contraste vaut donc :

$$\begin{aligned} C &= \exp\left(-\frac{(k\sigma_{a_c}T^2)^2}{2}\right) \\ C &= \exp\left(-2(k\cos(\Psi_L)\Omega_{Terre}\sigma_vT^2)^2\right) \end{aligned} \quad (5.17)$$

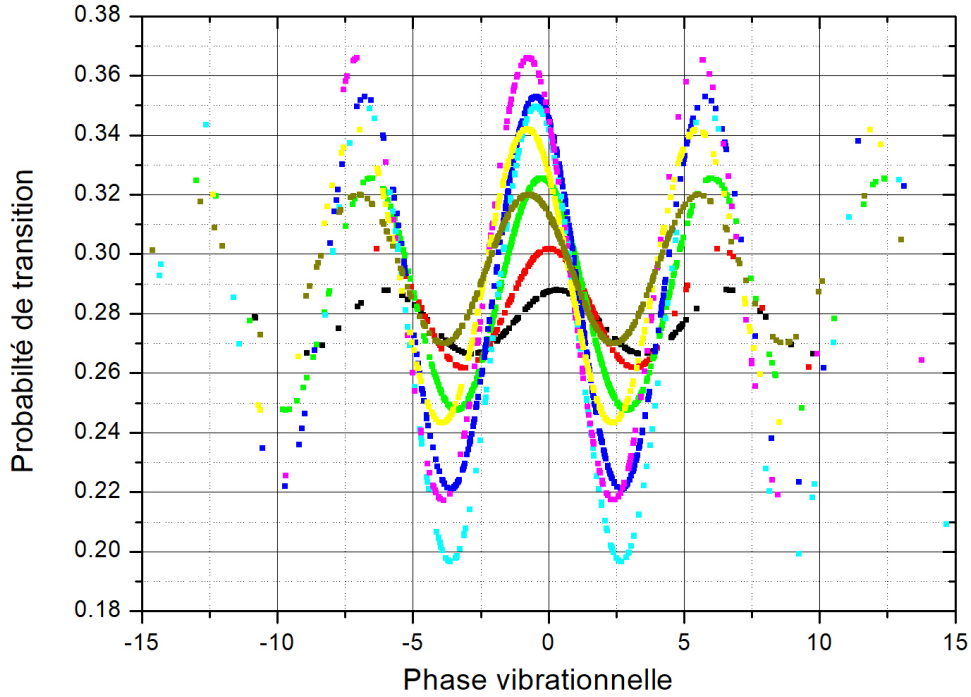


FIGURE 5.16 – Résultat de l'ajustement de l'interférogramme du nuage inférieure par une fonction sinusoïdale pour différentes vitesses de rotation Ω_{tt} du miroir tip tilt et pour un temps d'interrogation de $2T = 160\text{ms}$. (noire : $\Omega_{tt} = -833\mu\text{rad.s}^{-1}$, rouge : $\Omega_{tt} = -625\mu\text{rad.s}^{-1}$, verte : $\Omega_{tt} = -416\mu\text{rad.s}^{-1}$, bleue : $\Omega_{tt} = -208\mu\text{rad.s}^{-1}$, cyan : $\Omega_{tt} = 0\mu\text{rad.s}^{-1}$, magenta : $\Omega_{tt} = 208\mu\text{rad.s}^{-1}$, jaune : $\Omega_{tt} = 416\mu\text{rad.s}^{-1}$ et kaki : $\Omega_{tt} = 625\mu\text{rad.s}^{-1}$).

Afin de compenser l'accélération de Coriolis subie par les atomes et maximiser le contraste de l'interféromètre, nous avons caractérisé et implémenté un miroir de réflexion monté sur un tip-tilt qui est capable d'effectuer des rotations contrôlées sur deux

axes [Lan+12]. En orientant un des deux axes de rotation du tip tilt sur l'axe est-ouest, nous pouvons maximiser la compensation de la rotation de la Terre pendant l'interféromètre. La figure 5.16 représente différents interférogrammes représentés en fonction de la phase vibrationnelle pour différentes vitesses de rotation du miroir tip tilt sur l'axe est-ouest. La vitesse de rotation du miroir a un impact sur le contraste et la phase de l'interféromètre.

Si Ω_{tt} est la vitesse angulaire de rotation du tip tilt, le contraste évolue alors comme :

$$C = e^{-\frac{(\Omega_{Terre} - \Omega_{tt})^2}{2\sigma_{\Omega}^2}} \quad (5.18)$$

avec

$$\sigma_{\Omega} = \frac{1}{2k\cos(\Psi_L)\sigma_v T^2} \quad (5.19)$$

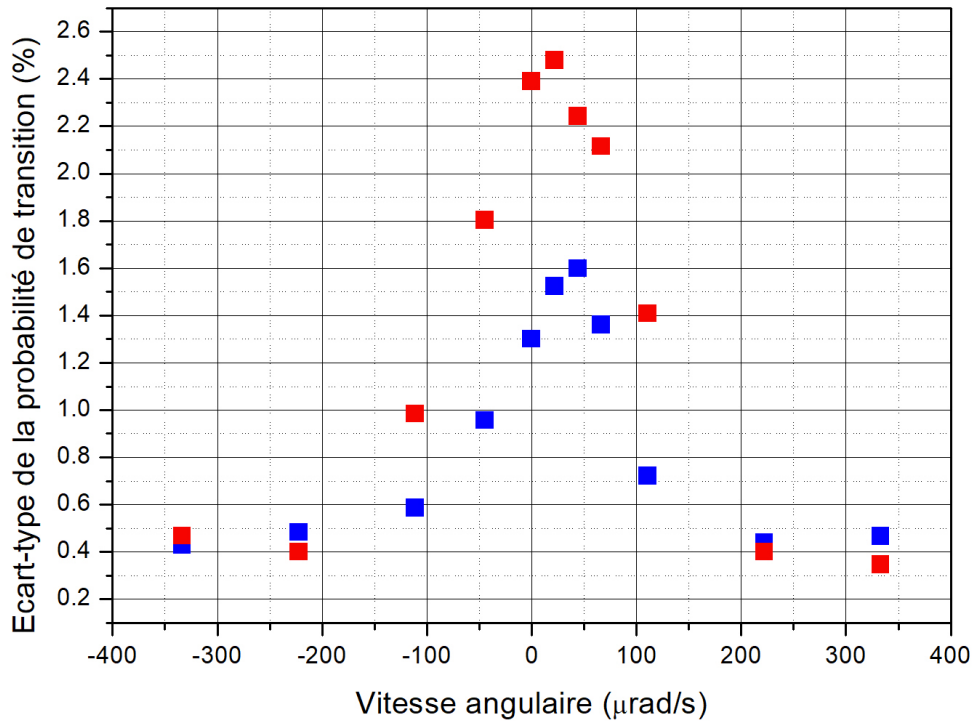


FIGURE 5.17 – Carrés bleus : Évolution de l'écart-type de la probabilité de transition (représentatif de l'évolution du contraste) en fonction de la vitesse angulaire de rotation du miroir tip tilt sur l'axe est-ouest pour un temps d'interrogation $2T = 260$ ms. Les carrés rouges (bleus) représentent la probabilité de transition du nuage supérieur (inférieur).

La figure 5.17 représente par des carrés rouges (bleus) l'évolution du contraste avec la vitesse de rotation du miroir tip tilt de l'interféromètre du nuage supérieur (inférieur) pour un temps d'interrogation de $2T = 260$ ms. La demie-largeur à $1/e^2$ du nuage supérieur vaut $79 \mu\text{rad.s}^{-1}$ alors que celle du nuage inférieur vaut $53 \mu\text{rad.s}^{-1}$. Cette différence peut être due au fait que les atomes sont sélectionnés en vitesse par la nappe de détection. Les atomes les plus chauds ne sont pas détectés et cet effet étant plus fort pour les atomes du nuage supérieur que pour les atomes du nuage inférieur, la température effective des atomes de l'interféromètre supérieur est plus basse que la température effective des atomes de l'interféromètre inférieur. Nous avons pu par ailleurs vérifier expérimentalement que la demie-largeur à $1/e^2$ de cette courbe diminue quand la température augmente.

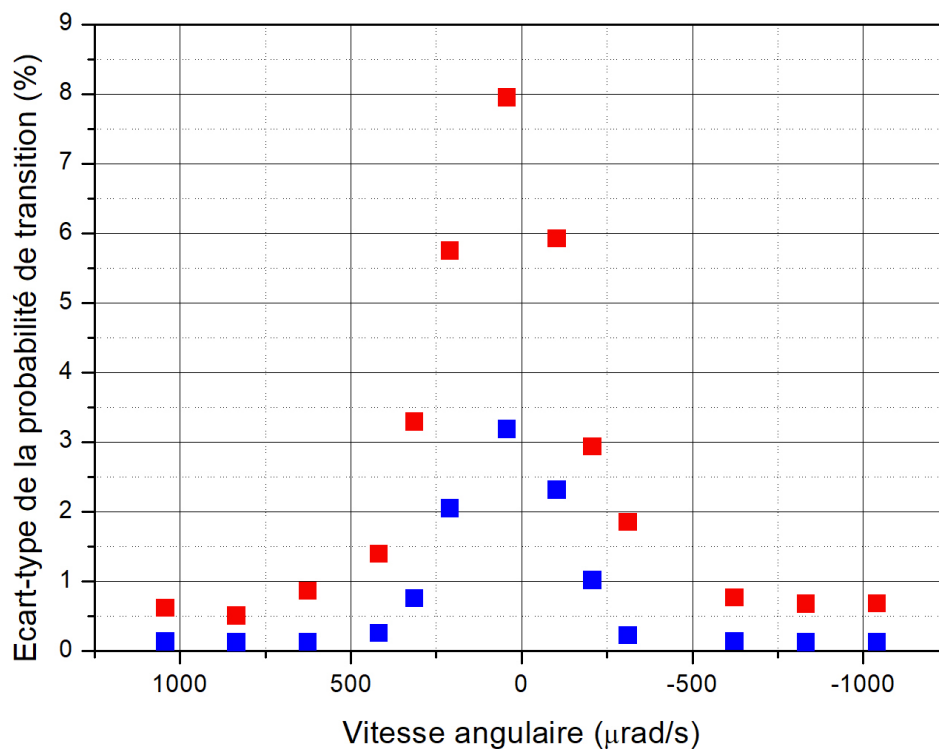


FIGURE 5.18 – Carrés bleus : Évolution de l'écart-type de la probabilité de transition (représentatif de l'évolution du contraste) en fonction de la vitesse angulaire de rotation du miroir tip tilt sur l'axe est-ouest pour un temps d'interrogation $2T = 160$ ms. Les carrés rouges (bleus) représentent la probabilité de transition du nuage supérieur (inférieur).

La figure 5.18 représente l'évolution du contraste avec la vitesse angulaire du miroir tip tilt mais cette fois-ci pour un temps d'interrogation de $2T = 160$ ms. On trouve bien des demi-largeur à $1/e^2$ plus petite. La demie largeur à $1/e^2$ du nuage inférieur vaut $158 \mu\text{rad.s}^{-1}$ alors que la demie largeur à $1/e^2$ du nuage supérieur vaut $179 \mu\text{rad.s}^{-1}$.

Le ratio attendu entre les demies-largeur d'un interféromètre de temps d'interrogation de $2T = 260 \text{ ms}$ et $2T = 160 \text{ ms}$ est de 1.6. On obtient un ratio pour le nuage inférieur de 2.9 et pas pour le nuage supérieur qui montre un ratio de 2.2. Cette différence peut être due au fait qu'en agrandissant le temps d'interrogation de l'interféromètre, le temps de chute libre des atomes augmente, et la sélection en vitesse du nuage à la détection devient plus forte.

5.3.2 Évolution de la phase avec la rotation du miroir

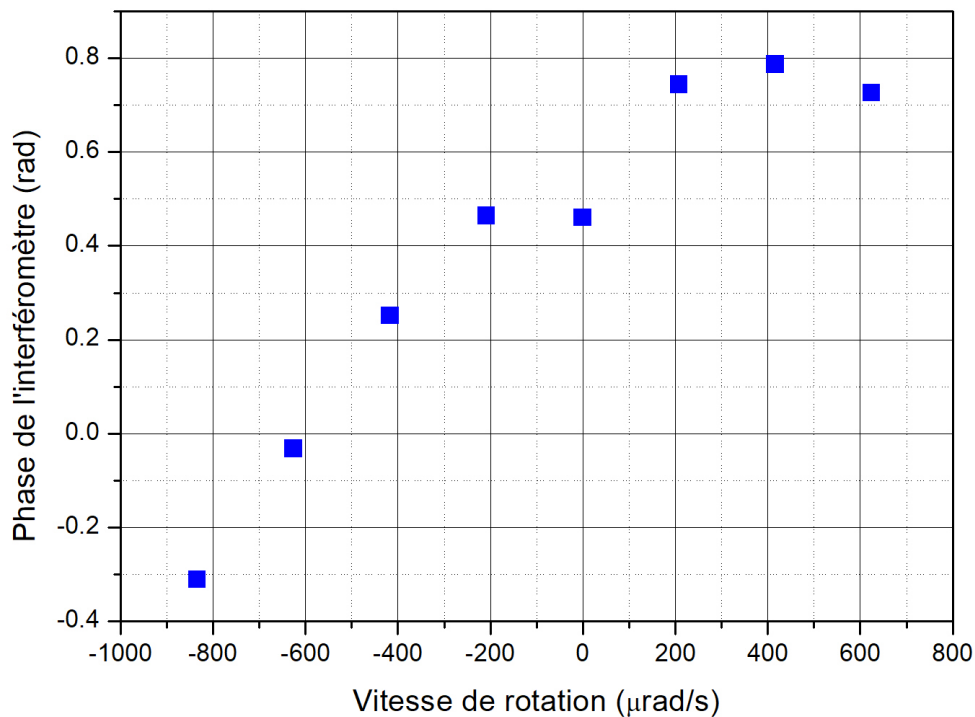


FIGURE 5.19 – Phase de l'interféromètre pour différentes vitesses de rotation du miroir tip tilt pour le nuage inférieur.

Au delà du contraste, il est possible de s'intéresser à l'impact de ce tip tilt sur la phase de l'interféromètre [PCC99]. La figure 5.19 représente les phases mesurées par ajustement des données présentées figure 5.16 en fonction de la vitesse angulaire du tip tilt et montre une variation linéaire. Cette évolution de la phase interférométrique peut être expliquée par une vitesse moyenne du nuage atomique sur l'axe est-ouest due à un déséquilibre dans les puissances optiques des faisceaux du piège magnéto-optique, ou à la nappe de détection qui n'est pas centrée sur la classe de vitesse nulle et qui mesure un nuage d'atomes ayant une vitesse moyenne non nulle. Cette évolution est donnée par la formule :

$$\Phi = k (2\cos(\Psi_L) (\Omega_{Terre} - \Omega_{tt}) v_{atome}) T^2 \quad (5.20)$$

La pente mesurée ici correspond à une vitesse de $v_{ini} = 1 \text{ cm.s}^{-1}$ ce qui semble beaucoup vu les paramètres de notre expérience. Cette méthode permet d'évaluer spécifiquement la vitesse des atomes sur l'axe est-ouest.

Il est possible d'aligner le faisceau d'interrogation parallèlement au vecteur de gravité en maximisant la valeur de la phase de l'interféromètre en faisant varier le tilt de l'expérience en entier. Cette méthode permet d'aligner le faisceau d'interrogation parallèlement au vecteur de gravité, mais ne permet pas l'aligner la trajectoire des atomes sur le faisceau. L'utilisation de la variation de la phase en fonction de la vitesse de rotation du miroir monté sur un tip tilt permettrait d'aligner la chute des atomes parallèlement au vecteur de gravité et donc parallèlement au faisceau d'interrogation. A la suite de ces deux étapes, une optimisation d'intensité vue par les atomes (par mesure de déplacement lumineux par exemple) en faisant varier la position du faisceau à l'aide de la platine de translation sur laquelle est montée le collimateur du faisceau permet de garantir que les atomes en chute libre tombent le long de la verticale et restent au centre du faisceau.

Nous avons détaillé au cours de ce chapitre les différentes étapes permettant de réaliser un interféromètre de Bragg dual de sensibilité au gradient de gravité $\sigma_\gamma = 213 E$ à 1 seconde. Ces étapes ont été détaillées dans l'ordre chronologique dans lequel elles ont lieu dans la séquence d'une mesure. Nous avons ensuite étudié les limites de la sensibilité du gradiomètre et l'impact de la compensation de l'accélération de Coriolis à l'aide d'un miroir de rétro-réflexion monté sur un tip tilt sur cette mesure.

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1	Résumé des résultats	115
6.2	Perspectives	116

6.1 Résumé des résultats

Je suis arrivé sur l'expérience du gradiomètre après deux étudiants en thèse. L'expérience était fonctionnelle avec une sensibilité gradiométrique de $890 E/\sqrt{\text{Hz}}$ et une sensibilité gravimétrique de $180 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec des atomes lâchés et un interféromètre utilisant des transitions Raman.

Un des objectifs de ma thèse a été de mettre en place des séparatrices différentes sur l'expérience de gradiomètre, basées sur la diffraction de Bragg. J'ai ainsi pu effectuer les premières mesures de diffraction de Bragg, leur optimisation, et des interféromètres avec 3 ordres de diffraction différents. J'ai remis en fonction l'élévateur de Bloch afin d'opérer l'interféromètre en configuration fontaine et augmenter ainsi le temps d'interrogation. Comme les atomes que nous préparons ne sont pas ultra-froids, ils ont une expansion spatiale non négligeable pour les temps de chute libre utilisés. Le choix a donc été fait pendant ma thèse d'agrandir la taille du faisceau d'interrogation afin de pouvoir effectuer des transitions de manière homogène sur des nuages de grande extension transverse aux grands temps d'interrogation. Le collimateur initial avait un waist de $w_0 = 3.6 \text{ mm}$, j'ai donc monté et caractérisé successivement un collimateur de waist $w_0 = 6.3 \text{ mm}$ puis deux collimateurs à profil d'intensité plat (un flat top) de 15 mm de diamètre pour deux fibres de largeur de coeur différents.

J'ai apporté plusieurs modifications au système laser, que j'ai détaillées dans ce manuscrit. J'ai en particulier remplacé l'ancien laser d'interrogation (Rio planex) par un laser NKT à grande stabilité et possédant une grande accordabilité. J'ai aussi mis en place, dans le banc fibré, le système de modulation électro-optique nécessaire afin d'effectuer les transition Raman stimulées. J'ai enfin mis en place un montage optique permettant de

verrouiller en fréquence le laser NKT d’interrogation sur une référence spectroscopique (le laser repompeur) afin d’effectuer des sauts de fréquence durant la séquence interférométrique et contrôler la phase différentielle entre les deux nuages.

À l’aide de ce nouveau système laser, j’ai mis en place une méthode de détection des états d’impulsion par élévateur de Bloch et j’ai réalisé une caractérisation détaillée et originale de cette méthode. J’ai profité du confinement afin d’effectuer une simulation numérique du transport des atomes dans le réseau de Bloch et m’assurer qu’il existe bien une plage de profondeur accessible sur notre expérience sur laquelle le contraste de l’interféromètre passe par un maximum.

Enfin, j’ai monté et caractérisé le tip tilt sur lequel est monté le miroir de rétro-réflexion du laser d’interrogation et j’ai effectué des premières mesures de contraste et de phase en fonction de la compensation de la rotation de la Terre. J’ai finalement pu obtenir une sensibilité gradiométrique de $213 E/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un ordre de diffraction de Bragg $n = 1$, une ligne de base de $L = 1$ m et un temps d’interrogation $2T = 260$ ms. Ces performances se comparent favorablement aux résultats du groupe de M. Tino [DAm+16] qui a réalisé un gradiomètre avec des transitions de Bragg d’ordre 3 avec une source d’atomes analogues à la notre, des atomes de Rb refroidis par laser, et qui obtient une sensibilité de $1200 E/\sqrt{\text{Hz}}$

6.2 Perspectives

Les perspectives à court terme du gradiomètre sont de l’isoler des vibrations du sol grâce à la plateforme minusK sur laquelle il est déjà placé. Cela permettra de gagner immédiatement un facteur 2 sur la sensibilité de l’appareil car chaque point de mesure sera à mi-frange (et non en bord de sinusoïde), et donc au maximum de sa sensibilité [Lan+17]. On pourra alors utiliser le montage optique de saut de fréquence détaillé dans la section 3.2.6 afin de placer les deux interféromètres en phase et maximiser la sensibilité de l’appareil au gradient de gravité [San15 ; CWY16]. Cepenadant, la réalisation de ce saut de fréquence nécessite de verrouiller le laser Bragg sur une référence spectroscopique. On a montré qu’on était capable de verrouiller ce laser avec une bande passante de l’ordre de 20 kHz, mais le laser de référence utilisé pour ce verrouillage possède un bruit plus grand que celui le laser NKT ce qui a pour conséquence de détériorer la stabilité du laser NKT. Le développement d’un nouveau laser de référence à bas bruit basé sur un asservissement sur une raie d’absorption saturée optimisée permettra que le laser NKT effectue ce saut de fréquence sans détériorer sa densité spectrale de bruit [Bie+15].

L’objectif de ce projet à terme est de réaliser des séparatrices d’ordre plus élevé sur des atomes ultrafroids. Pour ce faire, nous avons prévu de monter et caractériser des puces à atomes froids dans un premier temps dans une chambre à vide dédiée pour s’assurer de leur bon fonctionnement, puis au sein du gradiomètre. La faible étendue spatiale des atomes aux grands temps d’interaction permettra d’utiliser des faisceaux de waist plus petit, de maximiser l’intensité vue par les atomes et donc d’augmenter l’efficacité des transports de Bloch et des diffractions de Bragg d’ordres élevés [Geb+21 ; Chi+11 ; Cla+10]. L’implémentation de diffraction à grand transfert d’impulsion au coeur de la séquence in-

terférométrie en utilisant une série d'impulsion de Bragg d'ordre de diffraction élevé ou en piégeant les atomes dans un réseau optique pendant le temps d'interrogation permettront d'augmenter le facteur d'échelle et donc la sensibilité de l'appareil [Chi+11 ; Cla+10].

Un banc laser puis puissant, basé sur des doubleurs en cavité, plutôt qu'en guide d'onde comme c'est le cas actuellement, va être implémenté sur l'expérience afin d'augmenter encore l'intensité vue par les atomes.

Le montage et la caractérisation d'un système de détection par caméras CCD permettra d'évaluer la répartition spatiale des atomes sur deux dimensions et permettra d'effectuer de l'imagerie par absorption ou par fluorescence afin de maximiser le signal obtenu et mieux résoudre la répartition en impulsion en sortie de l'interféromètre.

Avec tous ces éléments implémentés, le gradiomètre devrait rejoindre ou dépasser les stabilités gradiométriques à l'état de l'art démontrées jusqu'alors par d'autres groupes [Jan+22 ; Ase+17]. L'étude approfondie des différents biais qui affectent la mesure sera précieuse tout comme l'étude des éléments limitant la sensibilité à court-terme comme à long-terme.

Pour aller plus loin, de nouvelles méthodes pourront être utilisées, comme l'implémentation du contrôle optimal sur les impulsions de Bragg afin d'augmenter le contraste des impulsions de diffraction et la sensibilité de l'appareil [Kha+05].

Dans cette géométrie d'interféromètres différentiels, on devrait atteindre une limite en sensibilité imposée par la limite quantique standard (le bruit de projection quantique dans notre cas) [Jan+22], parce que la plupart des sources de bruit classique sont en mode commun et sont donc efficacement rejetés. L'implémentation de méthodes de compression de spin pourra décupler encore la sensibilité de l'appareil au gradient de gravité et l'étude des biais de ces mesures sera alors d'un intérêt majeur [SHH21 ; Gre+22].

Annexe A

Données transition D2 Rubidium

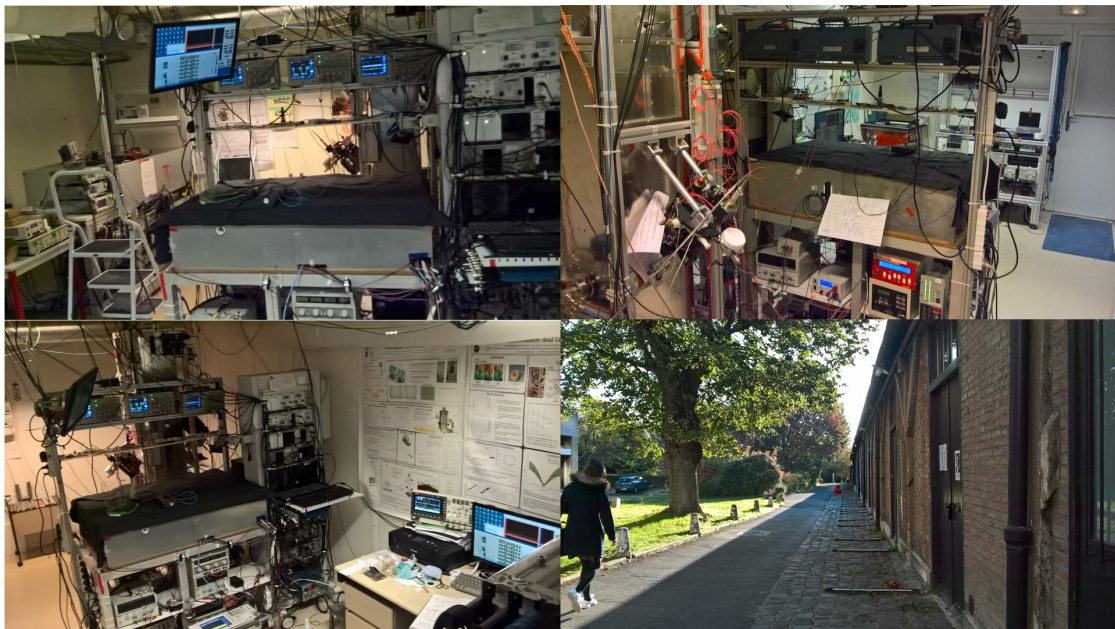
Table 3: ^{87}Rb D₂ ($5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$) Transition Optical Properties.

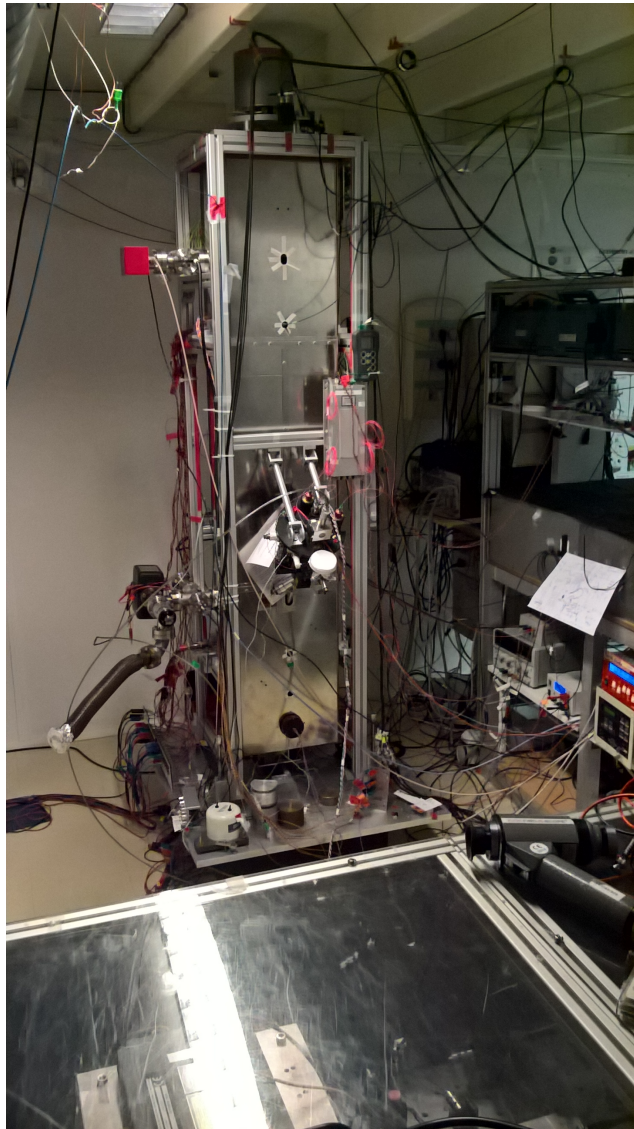
Frequency	ω_0	$2\pi \cdot 384.230\,484\,468\,5(62)$ THz	[6]
Transition Energy	$\hbar\omega_0$	1.589 049 439(58) eV	
Wavelength (Vacuum)	λ	780.241 209 686(13) nm	
Wavelength (Air)	λ_{air}	780.032 00 nm	
Wave Number (Vacuum)	$k_L/2\pi$	12 816.549 389 93(21) cm^{-1}	
Lifetime	τ	26.24(4) ns	[11]
Decay Rate/ Natural Line Width (FWHM)	Γ	$38.11(6) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ $2\pi \cdot 6.065(9)$ MHz	
Absorption oscillator strength	f	0.6956(15)	
Recoil Velocity	v_r	5.8845 mm/s	
Recoil Energy	ω_r	$2\pi \cdot 3.7710$ kHz	
Recoil Temperature	T_r	361.96 nK	
Doppler Shift ($v_{\text{atom}} = v_r$)	$\Delta\omega_d(v_{\text{atom}} = v_r)$	$2\pi \cdot 7.5419$ kHz	
Doppler Temperature	T_D	146 μK	
Frequency shift for standing wave moving with $v_{\text{sw}} = v_r$	$\Delta\omega_{\text{sw}}(v_{\text{sw}} = v_r)$	$2\pi \cdot 15.084$ kHz	

FIGURE A.1 – Données de la transition D2 du $^{87}\text{Rubidium}$ tirées de [Ste01]

Annexe B

Photos gradiomètre





Annexe C

Publications

Simple and robust architecture of a laser system for atom

Sumit Sarkar, Raphaël Piccon, Sébastien Merlet, Franck Pereira dos Santos. *Opt. Express* 30, 3358-3366 (2022). <https://doi.org/10.1364/OE.447073>

Separating the output ports of a Bragg interferometer via velocity selective transport

Raphaël Piccon, Sumit Sarkar, Sébastien Merlet, Franck Pereira dos Santos. *Phys. Rev. A* 106, 013303 – Published 5 July 2022. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.106.013303>

Rotation related systematic effects in a cold atom interferometer onboard a Nadir pointing satellite

Quentin Beaufils, Julien Lefebve, Joel Gomes Baptista, Raphaël Piccon, Valentin Cambier, Leonid A. Sidorenkov, Christine Fallet, Thomas Lévêque, Franck Pereira Dos Santos. <https://arxiv.org/abs/2212.06686>

Bibliographie

- [Abe+21] Mahiro ABE et al. « Matter-Wave Atomic Gradiometer Interferometric Sensor (MAGIS-100) ». In : *Quantum Science and Technology* 6.4 (juill. 2021), p. 044003. ISSN : 2058-9565. DOI : 10.1088/2058-9565/abf719. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/2058-9565/abf719> (visité le 24/10/2022).
- [Abe+16] S. ABEND et al. « Atom-Chip Fountain Gravimeter ». In : *Physical Review Letters* 117 (2016). DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.203003.
- [All66] D.W. ALLAN. « Statistics of Atomic Frequency Standards ». In : *Proceedings of the IEEE* 54.2 (fév. 1966), p. 221-230. ISSN : 1558-2256. DOI : 10.1109/PROC.1966.4634.
- [Alt+13] P. A. ALTIN et al. « Precision Atomic Gravimeter Based on Bragg Diffraction ». In : 15.2 (fév. 2013), p. 023009. ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/15/2/023009. URL : <https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/2/023009> (visité le 21/10/2021).
- [Ase+20] Peter ASENBAUM et al. « Atom-Interferometric Test of the Equivalence Principle at the 10^{-12} Level ». In : *Physical Review Letters* 125.19 (2 nov. 2020), p. 191101. DOI : 10.1103/PhysRevLett.125.191101. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.191101> (visité le 21/10/2021).
- [Ase+17] Peter ASENBAUM et al. « Phase Shift in an Atom Interferometer Due to Spacetime Curvature across Its Wave Function ». In : *Physical Review Letters* 118.18 (1^{er} mai 2017), p. 183602. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.183602. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.183602> (visité le 19/11/2021).
- [Bar+22] B. BARRETT et al. « Testing the Universality of Free Fall Using Correlated 39K–87Rb Atom Interferometers ». In : *AVS Quantum Science* 4.1 (mars 2022), p. 014401. DOI : 10.1116/5.0076502. URL : <https://avs.scitation.org/doi/10.1116/5.0076502> (visité le 24/10/2022).
- [Bég+22] A. BÉGUIN et al. « Characterization of an Atom Interferometer in the Quasi-Bragg Regime ». In : *Physical Review A* 105.3 (2 mars 2022), p. 033302. DOI : 10.1103/PhysRevA.105.033302. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.105.033302> (visité le 10/08/2022).

- [Bid+19] Y. BIDEI et al. « Absolute Marine Gravimetry with Matter-Wave Interferometry ». In : *Nature Communications* 9 (2019). DOI : 10.1038/s41467-018-03040-2.
- [Bid+20] Yannick BIDEI et al. « Absolute Airborne Gravimetry with a Cold Atom Sensor ». In : *Journal of Geodesy* 94.2 (31 jan. 2020), p. 20. ISSN : 1432-1394. DOI : 10.1007/s00190-020-01350-2. URL : <https://doi.org/10.1007/s00190-020-01350-2> (visité le 24/10/2022).
- [Bid+22] Yannick BIDEI et al. *Airborne Absolute Gravimetry with a Quantum Sensor, Comparison with Classical Technologies*. 14 oct. 2022. DOI : 10.48550/arXiv.2210.07865. arXiv : 2210.07865 [physics, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/2210.07865> (visité le 26/10/2022).
- [Bie+15] G. W. BIEDERMANN et al. « Testing Gravity with Cold-Atom Interferometers ». In : *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics* 91.033629 (2015). DOI : 10.1103/PhysRevA.91.033629.
- [BDG98] Sylvain BONVALOT, Michel DIAMENT et Germinal GABALDA. « Continuous Gravity Recording with Scintrex CG-3M Meters: A Promising Tool for Monitoring Active Zones ». In : *Geophysical Journal International* 135.2 (1^{er} nov. 1998), p. 470-494. ISSN : 0956-540X. DOI : 10.1046/j.1365-246X.1998.00653.x. URL : <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.1998.00653.x> (visité le 24/10/2022).
- [Bor89] C. J. BORDÉ. « Atomic Interferometry with Internal State Labelling ». In : *Phys. Rev. A* 140.10 (1989). DOI : 10.1016/0375-9601(89)90537-9.
- [BB08] John BRETT et James BREWSTER. « Accelerometer and Rate Sensor Package for Gravity Gradiometer Instruments ». Brev. amér. 7444867B2. LOCKHEED MARTIN CORP, BELL GEOSPACE INC. 4 nov. 2008. URL : <https://patents.google.com/patent/US7444867/en> (visité le 26/10/2022).
- [Cal+19a] R. CALDANI et al. « A Prototype Industrial Laser System for Cold Atom Inertial Sensing in Space ». In : *The European Physical Journal D* 73 (déc. 2019), p. 248. DOI : 10.1140/epjd/e2019-100360-2. URL : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2019-100360-2>.
- [Cal+19b] R. CALDANI et al. « Simultaneous Accurate Determination of Both Gravity and Its Vertical Gradient ». In : *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics* 99.3 (mars 2019), p. 033601. DOI : 10.1103/PhysRevA.99.033601. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.99.033601>.
- [Cal19] Romain CALDANI. « Interféromètres atomique pour la mesure simultanée de g et son gradient vertical ». Thèse de doct. Sorbonne Université, 18 oct. 2019. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03020176> (visité le 29/07/2022).
- [Ca18] B. CANUEL et AL. « Exploring Gravity with the MIGA Large Scale Atom Interferometer ». In : *Scientific Reports* 8.1 (2018). DOI : 10.1038/s41598-018-32165-z.

- [Car+14] O. CARRAZ et al. « A Spaceborne Gravity Gradiometer Concept Based on Cold Atom Interferometers for Measuring Earth's Gravity Field ». In : *Microgravity Science and Technology* 26.139 (2014). DOI : 10.1088/0026-1394/51/5/L15.
- [Car+12] Olivier CARRAZ et al. « Phase Shift in an Atom Interferometer Induced by the Additional Laser Lines of a Raman Laser Generated by Modulation ». In : *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics* 86.3 (sept. 2012), p. 033605. DOI : 10.1103/PhysRevA.86.033605. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.033605>.
- [Cha+01] C. CHAMPENOIS et al. « Atomic Diffraction by a Laser Standing Wave: Analysis Using Bloch States ». In : *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 13.2 (1^{er} jan. 2001), p. 271-278. ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1007/s100530170276. URL : <https://doi.org/10.1007/s100530170276> (visité le 28/09/2022).
- [Che06] P. CHEINET. « Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids ». Thèse de doct. 2006.
- [Che+08] Patrick CHEINET et al. « Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer ». In : *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 57.6 (2008), p. 1141-1148. DOI : 10.1109/TIM.2007.915148.
- [CWY16] Sheng-wei CHIOW, Jason WILLIAMS et Nan YU. « Noise Reduction in Differential Phase Extraction of Dual Atom Interferometers Using an Active Servo Loop ». In : *Physical Review A* 93.1 (6 jan. 2016), p. 013602. DOI : 10.1103/PhysRevA.93.013602. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.013602> (visité le 25/10/2022).
- [Chi+11] Sheng-wei CHIOW et al. « $\hbar k$ Large Area Atom Interferometers ». In : *Physical Review Letters* 107.13 (19 sept. 2011), p. 130403. DOI : 10.1103/PhysRevLett.107.130403. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.130403> (visité le 19/09/2022).
- [Cla+10] P. CLADÉ et al. « Theoretical Analysis of a Large Momentum Beamsplitter Using Bloch Oscillations ». In : *The European Physical Journal D* 59.3 (1^{er} sept. 2010), p. 349-360. ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1140/epjd/e2010-00198-0. URL : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00198-0> (visité le 01/09/2022).
- [Cla05] 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, 3 oct. 2005. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010730> (visité le 01/09/2022).
- [Cla+09] Pierre CLADÉ et al. « Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations ». In : *Physical Review Letters* 102 (2009). DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.240402.

- [Cla+91] A. CLAIRON et al. « Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain ». In : *Europhysics Letters (EPL)* 16.2 (sept. 1991), p. 165-170. ISSN : 0295-5075. DOI : 10.1209/0295-5075/16/2/008. URL : <https://doi.org/10.1209/0295-5075/16/2/008> (visité le 27/09/2022).
- [DAm+16] G. D'AMICO et al. « Bragg Interferometer for Gravity Gradient Measurements ». In : *Physical Review A* 93.6 (22 juin 2016), p. 063628. DOI : 10.1103/PhysRevA.93.063628. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.063628> (visité le 19/09/2022).
- [Dep+21] Christian DEPPNER et al. « Collective-Mode Enhanced Matter-Wave Optics ». In : *Physical Review Letters* 127.10 (30 août 2021), p. 100401. DOI : 10.1103/PhysRevLett.127.100401. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.100401> (visité le 29/07/2022).
- [Dot+04] I. DOTSENKO et al. « Application of Electro-Optically Generated Light Fields for Raman Spectroscopy of Trapped Cesium Atoms ». In : *Applied Physics B* 78.6 (1^{er} avr. 2004), p. 711-717. ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/s00340-004-1467-9. URL : <https://doi.org/10.1007/s00340-004-1467-9> (visité le 29/07/2022).
- [Dou+18] Karim DOUCH et al. « Simulation-Based Evaluation of a Cold Atom Interferometry Gradiometer Concept for Gravity Field Recovery ». In : *Advances in Space Research* 61.5 (2018). DOI : 10.1016/j.asr.2017.12.005.
- [Dua+14] X. C. DUAN et al. « Operating an Atom-Interferometry-Based Gravity Gradiometer by the Dual-Fringe-Locking Method ». In : *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics* 90.023617 (2014). DOI : 10.1103/PhysRevA.90.023617.
- [DSK06] D. S. DURFEE, Y. K. SHAHAM et M. A. KASEVICH. « Long-Term Stability of an Area-Reversible Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope ». In : *Physical Review Letters* 97.24 (15 déc. 2006), p. 240801. DOI : 10.1103/PhysRevLett.97.240801. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.240801> (visité le 24/10/2022).
- [Fos+02] G. T. FOSTER et al. « Method of Phase Extraction between Coupled Atom Interferometers Using Ellipse-Specific Fitting ». In : *Opt. Lett.* 27.11 (2002). DOI : 10.1364/OL.27.000951.
- [Fre+16] C. FREIER et al. « Mobile Quantum Gravity Sensor with Unprecedented Stability ». In : *Journal of Physics: Conference Series* 723 (juin 2016), p. 012050. DOI : 10.1088/1742-6596/723/1/012050. URL : <https://doi.org/10.1088/1742-6596/723/1/012050>.
- [Gau+22] Romain GAUTIER et al. « Accurate Measurement of the Sagnac Effect for Matter Waves ». In : *Science Advances* 8.23 (10 juin 2022), eabn8009. DOI : 10.1126/sciadv.abn8009. URL : <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.abn8009> (visité le 24/10/2022).

- [Geb+21] Martina GEBBE et al. « Twin-Lattice Atom Interferometry ». In : *Nature Communications* 12.1 (1 5 mai 2021), p. 2544. ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-021-22823-8. URL : <https://www.nature.com/articles/s41467-021-22823-8> (visité le 13/10/2022).
- [Gei+20] Remi GEIGER et al. « High-Accuracy Inertial Measurements with Cold-Atom Sensors ». In : *AVS Quantum Science* 2.2 (2020), p. 024702. DOI : 10.1116/5.0009093. URL : <https://doi.org/10.1116/5.0009093>.
- [GRP86] Phillip L. GOULD, George A. RUFF et David E. PRITCHARD. « Diffraction of Atoms by Light: The near-Resonant Kapitza-Dirac Effect ». In : *Physical Review Letters* 56.8 (24 fév. 1986), p. 827-830. DOI : 10.1103/PhysRevLett.56.827. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.56.827> (visité le 02/09/2022).
- [Gre+22] Graham P. GREVE et al. « Entanglement-Enhanced Matter-Wave Interferometry in a High-Finesse Cavity ». In : *Nature* 610.7932 (7932 oct. 2022), p. 472-477. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-022-05197-9. URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-022-05197-9> (visité le 27/10/2022).
- [GLK00] T. L. GUSTAVSON, A. LANDRAGIN et M. A. KASEVICH. « Rotation Sensing with a Dual Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope ». In : *Classical and Quantum Gravity* 17.12 (juin 2000), p. 2385-2398. DOI : 10.1088/0264-9381/17/12/311. URL : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/17/12/311>.
- [Hal+81] J. L. HALL et al. « Optical Heterodyne Saturation Spectroscopy ». In : *Applied Physics Letters* 39.9 (nov. 1981), p. 680-682. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.92867. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.92867> (visité le 29/07/2022).
- [HS75] T. W. HÄNSCH et A. L. SCHAWLOW. « Cooling of Gases by Laser Radiation ». In : *Optics Communications* 13.1 (1^{er} jan. 1975), p. 68-69. ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/0030-4018(75)90159-5. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401875901595> (visité le 21/10/2022).
- [HCW15] J. HINDERER, D. CROSSLEY et R. J. WARBURTON. « 3.04 - Superconducting Gravimetry ». In : *Treatise on Geophysics (Second Edition)*. Sous la dir. de Gerald SCHUBERT. Oxford : Elsevier, 1^{er} jan. 2015, p. 59-115. ISBN : 978-0-444-53803-1. DOI : 10.1016/B978-0-444-53802-4.00062-2. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444538024000622> (visité le 21/10/2022).
- [Hip99] R. G. HIPKIN. « Absolute Determination of the Vertical Gradient of Gravity ». In : *Metrologia* 36.1 (fév. 1999), p. 47. ISSN : 0026-1394. DOI : 10.1088/0026-1394/36/1/8. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/36/1/8> (visité le 26/10/2022).

- [Hu+13] Zhong-Kun HU et al. « Demonstration of an Ultrahigh-Sensitivity Atom-Interferometry Absolute Gravimeter ». In : *Physical Review A* 88.4 (8 oct. 2013), p. 043610. DOI : 10.1103/PhysRevA.88.043610. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.043610> (visité le 21/10/2022).
- [Jan+22] C. JANVIER et al. « Compact Differential Gravimeter at the Quantum Projection-Noise Limit ». In : *Physical Review A* 105.2 (2022). ISSN : 2469-9926. DOI : 10.1103/PhysRevA.105.022801.
- [Kar+18] R. KARCHER et al. « Improving the Accuracy of Atom Interferometers with Ultracold Sources ». In : *New Journal of Physics* 20.11 (nov. 2018). DOI : 10.1088/1367-2630/aaf07d.
- [KC91] M. KASEVICH et S. CHU. « Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions ». In : *Physical Review Letters* 67.181 (1991). DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.181.
- [Kel+99] C. KELLER et al. « Adiabatic Following in Standing-Wave Diffraction of Atoms ». In : *Appl. Phys. B* 69.303-309 (1999). DOI : 10.1007/s003409900130.
- [Kha+05] Navin KHANEJA et al. « Optimal Control of Coupled Spin Dynamics: Design of NMR Pulse Sequences by Gradient Ascent Algorithms ». In : *Journal of Magnetic Resonance* 172.2 (1^{er} fév. 2005), p. 296-305. ISSN : 1090-7807. DOI : 10.1016/j.jmr.2004.11.004. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1090780704003696> (visité le 27/10/2022).
- [Kod+22] Ashok KODIGALA et al. *Silicon Photonic Single-Sideband Generation with Dual-Parallel Mach-Zehnder Modulators for Atom Interferometry Applications*. 26 avr. 2022. DOI : 10.48550/arXiv.2204.12537. arXiv : 2204.12537 [physics, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/2204.12537> (visité le 29/07/2022).
- [Lan+12] Shau-Yu LAN et al. « Influence of the Coriolis Force in Atom Interferometry ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108.9 (fév. 2012), p. 090402. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.090402. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.090402>.
- [Lan+17] M. LANGLOIS et al. « Differential Phase Extraction in Dual Interferometers Exploiting the Correlation between Classical and Quantum Sensors ». In : 96.053624 (2017). DOI : 10.1103/PhysRevA.96.053624.
- [Lan17] Mehdi LANGLOIS. « Conception et réalisation d'un gradiomètre de gravité à atomes froids ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 21 déc. 2017. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01868516> (visité le 29/07/2022).
- [Lau+14] J. LAUTIER et al. « Hybridizing Matter-Wave and Classical Accelerometers ». In : *Appl. Phys. Lett.* 105.144102 (2014). DOI : 10.1063/1.4897358.

- [Le +07] J. LE GOUËT et al. « Influence of Lasers Propagation Delay on the Sensitivity of Atom Interferometers ». In : *The European Physical Journal D* 44.3 (1^{er} sept. 2007), p. 419-425. ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1140/epjd/e2007-00218-2. URL : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00218-2> (visité le 29/09/2022).
- [Le +08] J. LE GOUËT et al. « Limits to the Sensitivity of a Low Noise Compact Atomic Gravimeter ». In : *Applied Physics B* 92.2 (2008), p. 133-144. DOI : 10.1007/s00340-008-3088-1.
- [Led09] M LEDERER. « Accuracy of the Relative Gravity Measurement. » In : *Acta Geodyn. Geomater* 6 (3): 155 (2009). URL : https://www.irmsm.cas.cz/materialy/acta_content/2009_03/17_Lederer.pdf.
- [Lév+21] T. LÉVÊQUE et al. « Gravity Field Mapping Using Laser-Coupled Quantum Accelerometers in Space ». In : *Journal of Geodesy* 95.1 (8 jan. 2021), p. 15. ISSN : 1432-1394. DOI : 10.1007/s00190-020-01462-9. URL : <https://doi.org/10.1007/s00190-020-01462-9> (visité le 12/10/2022).
- [Lyu+22] Wei LYU et al. *Development of a Compact High-Resolution Absolute Gravity Gradiometer Based on Atom Interferometers*. 24 fév. 2022. DOI : 10.48550/arXiv.2202.12021. arXiv : 2202.12021 [physics, physics:quant-ph]. URL : <http://arxiv.org/abs/2202.12021> (visité le 24/10/2022).
- [Mar+88] Peter J. MARTIN et al. « Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave ». In : *Physical Review Letters* 60.6 (8 fév. 1988), p. 515-518. DOI : 10.1103/PhysRevLett.60.515. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.515> (visité le 14/09/2022).
- [Mas+] V. MASSON-DELMOTTE et al. *IPCC, WG1 2021 Summary for Policymakers*. URL : doi:10.1017/9781009157896.001.
- [McG+02] J. M. MCGUIRK et al. « Sensitive Absolute-Gravity Gradiometry Using Atom Interferometry ». In : *Phys. Rev. A* 65.3 (fév. 2002), p. 033608. DOI : 10.1103/PhysRevA.65.033608. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.65.033608>.
- [Mén+18] V. MÉNORET et al. « Gravity Measurements below 10^{-9} g with a Transportable Absolute Quantum Gravimeter ». In : *Scientific Reports* 8.1 (2018). DOI : 10.1038/s41598-018-30608-1. URL : <https://www.nature.com/articles/s41598-018-30608-1>.
- [Mer+14] S. MERLET et al. « A Simple Laser System for Atom Interferometry ». In : *Appl. Phys. B* 117.749 (2014), p. 749-754. DOI : 10.1007/s00340-014-5890-2. URL : <https://doi.org/10.1007/s00340-014-5890-2>.
- [Mer+10] S. MERLET et al. « Comparison between Two Mobile Absolute Gravimeters: Optical versus Atomic Interferometers ». In : *Metrologia* 47.4 (juin 2010), p. L9-L11. DOI : 10.1088/0026-1394/47/4/101. URL : <https://doi.org/10.1088/0026-1394/47/4/101>.
- [Mer+09] S. MERLET et al. « Operating an Atom Interferometer beyond Its Linear Range ». In : *Metrologia* 46.1 (2009). DOI : 10.1088/0026-1394/46/1/011.

- [Mer+08] Sébastien MERLET et al. « Micro-Gravity Investigations for the LNE Watt Balance Project ». In : *Metrologia* 45.3 (avr. 2008), p. 265. ISSN : 0026-1394. DOI : 10.1088/0026-1394/45/3/002. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/45/3/002> (visité le 24/10/2022).
- [MIC+22] MICROSCOPE COLLABORATION et al. « \$MICROSCOPE\$ Mission: Final Results of the Test of the Equivalence Principle ». In : *Physical Review Letters* 129.12 (14 sept. 2022), p. 121102. DOI : 10.1103/PhysRevLett.129.121102. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.121102> (visité le 26/10/2022).
- [Mie+18] N. MIELEC et al. « Atom Interferometry with Top-Hat Laser Beams ». In : *Applied Physics Letters* 113.16 (15 oct. 2018), p. 161108. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5051663. URL : <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.5051663> (visité le 29/07/2022).
- [Mol+92] Kathryn MOLER et al. « Theoretical Analysis of Velocity-Selective Raman Transitions ». In : *Physical Review A* 45.1 (1^{er} jan. 1992), p. 342-348. DOI : 10.1103/PhysRevA.45.342. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.342> (visité le 29/07/2022).
- [MPC02] M. Vol MOODY, Ho Jung PAIK et Edgar R. CANAVAN. « Three-Axis Superconducting Gravity Gradiometer for Sensitive Gravity Experiments ». In : *Review of Scientific Instruments* 73.11 (nov. 2002), p. 3957-3974. ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.1511798. URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1511798> (visité le 26/10/2022).
- [MCC08] H. MÜLLER, S.-W. CHIOW et S. CHU. « Atom-Wave Diffraction between the Raman-Nath and the Bragg Regime: Effective Rabi Frequency, Losses, and Phase Shift ». In : *Phys. Rev. A* 77.023609 (2008). DOI : 10.1103/PhysRevA.77.023609.
- [Mül+09] Holger MÜLLER et al. « Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area ». In : *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009). DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.240403.
- [Nie+95] T. M. NIEBAUER et al. « A New Generation of Absolute Gravimeters ». In : *Metrologia* 32.3 (jan. 1995), p. 159. ISSN : 0026-1394. DOI : 10.1088/0026-1394/32/3/004. URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/32/3/004> (visité le 21/10/2022).
- [Pai+15] Roland PAIL et al. « Science and User Needs for Observing Global Mass Transport to Understand Global Change and to Benefit Society ». In : *Surveys in Geophysics* 36.6 (1^{er} nov. 2015), p. 743-772. ISSN : 1573-0956. DOI : 10.1007/s10712-015-9348-9. URL : <https://doi.org/10.1007/s10712-015-9348-9> (visité le 12/10/2022).
- [PCC99] Achim PETERS, Keng Yeow CHUNG et Steven CHU. « Measurement of Gravitational Acceleration by Dropping Atoms ». In : *Nature* 400.6747 (1999), p. 849. DOI : 10.1038/23655. URL : <https://doi.org/10.1038/23655>.

- [Pic+22] R. PICCON et al. « Separating the Output Ports of a Bragg Interferometer via Velocity Selective Transport ». In : *Physical Review A* 106.1 (5 juill. 2022), p. 013303. DOI : 10.1103/PhysRevA.106.013303. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.106.013303> (visité le 03/09/2022).
- [Pör+] H.-O. PÖRTNER et al. *IPCC, WG2 2022 Summary for Policymakers*. URL : doi:10.1017/9781009325844.001.
- [Ram50] N. F. RAMSEY. « A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields ». In : *Phys. Rev.* 78.6 (1950). DOI : 10.1103/PhysRev.78.695.
- [Rie+91] F. RIEHLE et al. « Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac Effect in a Matter-Wave Interferometer ». In : *Physical Review Letters* 67.2 (8 juill. 1991), p. 177-180. DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.177. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.177> (visité le 26/10/2022).
- [Roc+09] Johan ROCKSTRÖM et al. « A Safe Operating Space for Humanity ». In : *Nature* 461.7263 (7263 sept. 2009), p. 472-475. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/461472a. URL : <https://www.nature.com/articles/461472a> (visité le 20/10/2022).
- [Ros+14] G ROSI et al. « Precision Measurement of the Newtonian Gravitational Constant Using Cold Atoms ». In : *Nature* 510 (2014), p. 518-521. DOI : 10.1038/nature13433. URL : <https://doi.org/10.1038/nature13433>.
- [San15] F. Pereira Dos SANTOS. « Differential Phase Extraction in an Atom Gradiometer ». In : 91.063615 (2015). DOI : 10.1103/PhysRevA.91.063615.
- [Sar+22] Sumit SARKAR et al. « Simple and Robust Architecture of a Laser System for Atom Interferometry ». In : *Optics Express* 30.3 (31 jan. 2022), p. 3358-3366. ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.447073. URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-3-3358> (visité le 20/09/2022).
- [Ser19] Intergovernmental Science-Policy Platform on Biodiversity and Ecosystem SERVICES. *Summary for Policymakers of the Global Assessment Report on Biodiversity and Ecosystem Services*. Zenodo, 25 nov. 2019. DOI : 10.5281/zenodo.3553579. URL : <https://zenodo.org/record/3553579> (visité le 20/10/2022).
- [Sna+98] M. J. SNADDEN et al. « Measurement of the Earth's Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer ». In : *Phys. Rev. Lett.* 81.5 (août 1998), p. 971-974. DOI : 10.1103/PhysRevLett.81.971. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.971>.
- [Sor+14] F. SORRENTINO et al. « Sensitivity Limits of a Raman Atom Interferometer as a Gravity Gradiometer ». In : *Phys. Rev. A* 89.2 (fév. 2014), p. 023607. DOI : 10.1103/PhysRevA.89.023607. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.023607>.

- [Sor01] Yvan R. P. SORTAIS. « Construction d'une fontaine double à atomes froids de 87Rb et 133Cs ; Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 20 déc. 2001. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001065> (visité le 08/10/2022).
- [Ste01] Daniel STECK. *Rubidium 87 D Line Data*. Los Alamos, NM 87545 : Los Alamos National Laboratory, 25 sept. 2001. URL : <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>.
- [Str+22] Ben STRAY et al. « Quantum Sensing for Gravity Cartography ». In : *Nature* 602.7898 (7898 fév. 2022), p. 590-594. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-04315-3. URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-021-04315-3> (visité le 24/10/2022).
- [Szi+12] S. S. SZIGETI et al. « Why Momentum Width Matters for Atom Interferometry with Bragg Pulses ». In : *New Journal of Physics* 14.2 (fév. 2012), p. 023009. ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/14/2/023009. URL : <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/2/023009> (visité le 25/09/2022).
- [SHH21] Stuart S. SZIGETI, Onur HOSTEN et Simon A. HAINE. « Improving Cold-Atom Sensors with Quantum Entanglement: Prospects and Challenges ». In : *Applied Physics Letters* 118.14 (5 avr. 2021), p. 140501. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/5.0050235. URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0050235> (visité le 27/10/2022).
- [Tan+19] Shihao TANG et al. « A High-Sensitivity MEMS Gravimeter with a Large Dynamic Range ». In : *Microsystems & Nanoengineering* 5.1 (17 oct. 2019), p. 1-11. ISSN : 2055-7434. DOI : 10.1038/s41378-019-0089-7. URL : <https://www.nature.com/articles/s41378-019-0089-7> (visité le 21/10/2022).
- [Tap+04] B. D. TAPLEY et al. « The Gravity Recovery and Climate Experiment: Mission Overview and Early Results ». In : *Geophysical Research Letters* 31.9 (2004). ISSN : 1944-8007. DOI : 10.1029/2004GL019920. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004GL019920> (visité le 20/10/2022).
- [Tem+21] S. TEMPLIER et al. « Carrier-Suppressed Multiple Single-Sideband Laser Source for Atom Cooling and Interferometry ». In : *arxiv* (2021).
- [Tie+21] Eite TIESINGA et al. « CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2018 ». In : *Reviews of Modern Physics* 93.2 (30 juin 2021), p. 025010. DOI : 10.1103/RevModPhys.93.025010. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.025010> (visité le 26/10/2022).
- [Ver21] Alexey V. VERYASKIN. « Gravity Gradiometry ». In : *Gravity, Magnetic and Electromagnetic Gradiometry (Second Edition): Strategic technologies in the 21st century* (1^{er} déc. 2021). DOI : 10.1088/978-0-7503-3803-5ch1. URL : <https://iopscience.iop.org/book/mono/978-0-7503-3803-5/chapter/bk978-0-7503-3803-5ch1> (visité le 26/10/2022).

- [Zho+21] Lin ZHOU et al. « Joint Mass-and-Energy Test of the Equivalence Principle at the 10^{-10} Level Using Atoms with Specified Mass and Internal Energy ». In : *Physical Review A* 104.2 (26 août 2021), p. 022822. DOI : 10.1103/PhysRevA.104.022822. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.104.022822> (visité le 24/10/2022).

Sujet : Réalisation d'un gradiomètre atomique basé sur des séparatrices de Bragg

Résumé : Ce manuscrit détaille des travaux de thèse effectués au SYRTE sur l'expérience de gradiomètre à atomes froids. Le gradiomètre est un capteur quantique utilisant deux interféromètres à atomes froids afin de mesurer l'accélération de pesanteur en deux endroits distincts de l'espace et ainsi mesurer localement le gradient de gravité. Le capteur était fonctionnel à mon arrivée avec deux sources d'atomes froids et un interféromètre utilisant des impulsions Raman. Dans le but d'améliorer la sensibilité de l'instrument, nous avons implémenté et caractérisé la diffraction des atomes dans le régime quasi-Bragg et nous avons réalisé un interféromètre avec ces impulsions pour différents ordres de diffraction. Les ports de sortie étant dans le même état interne mais sur deux états d'impulsion différents, il est difficile de les mesurer indépendamment avec une méthode classique de détection par temps de vol. Nous avons donc développé puis caractérisé une nouvelle méthode permettant d'augmenter leur séparation spatiale avant leur détection à l'aide d'un ascenseur de Bloch. Nous avons également implémenté un ascenseur de Bloch en début de séquence afin d'opérer l'interféromètre en configuration fontaine et profiter d'un temps de chute libre maximal. Un miroir monté sur un tip tilt a été caractérisé afin de compenser l'accélération de Coriolis subie par les atomes pendant leur chute et un collimateur à profil d'intensité plat ('flat top') a été implémenté sur l'expérience afin d'éclairer les atomes de manière uniforme. Une sensibilité au gradient de gravité de 213 E à une seconde a été démontrée.

Mots clés : interféromètre atomique, atomes froids, gravimètre, gradiomètre, métrologie

Subject : Realisation of an atomic gradiometer based on Bragg diffraction

Abstract: This manuscript details the thesis work done at SYRTE on the cold atom gradiometer experiment. The gradiometer is a quantum sensor using two cold atom interferometers to measure the gravity acceleration at two distinct locations in space and thus measure locally the gravity gradient. The sensor was functional at my arrival with two cold atom sources and an interferometer using Raman pulses. In order to improve the sensitivity of the instrument, we have implemented and characterized the diffraction of the atoms in the quasi-Bragg regime and we have realized interferometers for different diffraction orders. The output ports being in the same internal state but on two different momentum states, it is difficult to measure them independently with a classical time-of-flight detection method. We have therefore developed and characterized a new method to increase their spatial separation before detection using a Bloch elevator. We also implemented a Bloch elevator at the beginning of the sequence in order to operate the interferometer in a fountain configuration and take advantage of a maximum free fall time. A mirror mounted on a tip tilt have been characterized to compensate for the Coriolis acceleration experienced by the atoms during their fall and a flat top collimator was implemented on the experiment to illuminate the atoms in a uniform way. A sensitivity to the gravity gradient of 213 E at one second has been demonstrated.

Keywords : atomic interferometry, cold atoms, gravimeter, gradiometer, metrology
