



HAL
open science

Interféromètres atomique pour la mesure simultanée de g et son gradient vertical

Romain Caldani

► **To cite this version:**

Romain Caldani. Interféromètres atomique pour la mesure simultanée de g et son gradient vertical. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS511 . tel-03020176

HAL Id: tel-03020176

<https://theses.hal.science/tel-03020176v1>

Submitted on 23 Nov 2020

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

Spécialité : Physique

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

réalisée au

Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace

présentée par

CALDANI Romain

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de la thèse :

**Atomic interferometry for simultaneous measurement of g
and its vertical gradient**

Date de soutenance : 18 octobre 2019

devant le jury composé de

| | | |
|-----------------|---------------------------|--------------------|
| M ^{me} | Isabelle MAURIN | Rapporteur |
| M. | Malo CADORET | Rapporteur |
| M. | Laurent HILICO | Examineur |
| M. | Christoph WESTBROOK | Examineur |
| M. | Franck PEREIRA DOS SANTOS | Directeur de thèse |
| M. | Sébastien MERLET | Membre invité |

Table des matières

| | | |
|------------|--|-----------|
| I | Introduction | 1 |
| I.1 | Un bref historique | 1 |
| I.2 | Interférométrie atomique | 2 |
| I.3 | Contexte de nos travaux | 6 |
| I.3.1 | Cartographie du champ de pesanteur | 6 |
| I.3.2 | Applications spatiales | 6 |
| I.3.3 | État du projet | 7 |
| II | Éléments Théoriques | 9 |
| II.1 | Interféromètre Atomique | 9 |
| II.1.1 | Transition Raman | 10 |
| II.1.2 | Interféromètre Raman | 11 |
| II.1.3 | Configurations | 12 |
| II.2 | Séparatrice multi-photoniques et ascenseur de Bloch | 13 |
| II.2.1 | Ascenseur de Bloch | 14 |
| II.2.2 | Séparatrice de Bragg | 15 |
| II.3 | Contrôle des phases interférométriques | 15 |
| II.3.1 | Utilisation d'une rampe de fréquence | 16 |
| II.3.2 | Utilisation d'un saut de fréquence | 17 |
| II.3.3 | Combinaison | 19 |
| II.4 | La Mesure | 20 |
| II.4.1 | Stabilité de la mesure | 20 |
| | a) Bruit de vibration | 20 |
| | b) Bruit de projection quantique (QPN) | 21 |
| | c) Autres bruits de détection | 21 |
| | d) Réjection des bruits en mode commun | 22 |
| II.4.2 | Exactitude de la mesure | 23 |
| | a) Effets indépendants de l'orientation de \mathbf{k}_{eff} | 24 |
| | b) Déplacement lumineux à 2 photons | 25 |
| | c) Algorithme de mesure | 25 |
| II.5 | Conclusion | 26 |
| III | Le gravi-gradiomètre | 27 |
| III.1 | Enceinte Expérimentale | 27 |
| III.1.1 | PMO-2D | 27 |

| | | |
|-----------|--|-----------|
| III.1.2 | PMO-3D | 29 |
| III.1.3 | Détection | 31 |
| III.1.4 | Vide | 32 |
| III.1.5 | Plateforme d'isolation | 33 |
| III.2 | Fonctions optiques | 33 |
| III.2.1 | Banc en espace libre | 35 |
| a) | Piégeage et refroidissement | 35 |
| b) | Séparatrices Raman | 36 |
| c) | Lasers de détection | 37 |
| III.2.2 | Réseau optique | 39 |
| a) | Banc mono-amplificateur | 39 |
| b) | Banc bi-amplificateurs | 40 |
| c) | Injection des faisceaux dans le gravi-gradiomètre | 41 |
| III.3 | Conclusion | 42 |
| IV | Mesures simultanées de g et son gradient | 43 |
| IV.1 | Résultat préliminaire | 43 |
| IV.2 | Réalisation d'un double interféromètre | 44 |
| IV.2.1 | Méthode d'asservissement simultané et continue des phases interférométriques | 46 |
| IV.2.2 | Séquence expérimentale | 47 |
| IV.3 | Résultats | 49 |
| IV.3.1 | Détermination des grandeurs physiques | 49 |
| a) | Mesure de g_s | 50 |
| b) | Mesures de g_1 et g_2 | 50 |
| c) | Mesure de γ | 51 |
| IV.3.2 | Calcul des erreurs de mesures | 52 |
| a) | Écart-type d'Allan de g_s | 52 |
| b) | Écart-type d'Allan de γ | 54 |
| c) | Écart-type d'Allan de g_1 et g_2 | 56 |
| IV.3.3 | Simulations | 58 |
| IV.4 | Comparaison des mesures | 58 |
| IV.4.1 | Mesure des coefficients K | 60 |
| IV.4.2 | Biais de phases | 62 |
| IV.5 | Conclusion | 63 |
| V | Caractérisation d'un banc fibré multi-fonctions | 67 |
| V.1 | Fonctions optiques | 67 |
| V.1.1 | Fonction de piégeage, refroidissement et détection | 68 |
| V.1.2 | Fonction d'ascenseur de Bloch et de piégeage dipolaire | 68 |
| V.1.3 | Fonction de séparatrices Raman | 69 |
| V.2 | Tests des fonctionnalités du banc fibré | 69 |
| V.2.1 | Détection | 69 |
| V.2.2 | Piège magnéto-optique | 71 |
| V.2.3 | Ascenseur de Bloch | 72 |
| V.2.4 | Interféromètre atomique | 74 |

| | |
|--|------------|
| <i>TABLE DES MATIÈRES</i> | iii |
| V.3 Conclusion | 76 |
| VI Conclusion | 79 |
| VI.1 Vue d'ensemble | 79 |
| VI.2 Des avancés techniques présentes et futures | 79 |
| VI.3 Ad astra per aspera | 81 |
| A Articles | 83 |
| Bibliographie | 107 |

Chapitre I

Introduction

I.1 Un bref historique

À la fin du 16^{ème} siècle, Galilée observa que la vitesse de chute d'un corps ne dépendait pas de sa masse et énonça le principe d'équivalence. Sa démonstration reposait sur une série d'expériences extrêmement simples, dans lesquelles il mesurait le temps de chute de divers objets de tailles, de masses et de compositions différentes, lâchés d'un même point avec une vitesse initiale nulle (figure I.1.a). Il en conclut une relation entre la distance de chute de l'objet D et son temps de chute t_{chute} :

$$D = \frac{1}{2}C^{st} \times t_{\text{chute}}^2 \quad (\text{I.1})$$

avec $C^{st} \simeq 9.81 \text{ m/s}^2$. Bien qu'il ne fut pas capable d'expliquer l'origine physique de cette relation, il venait de poser la première pierre de ce que l'on nommera plus tard la Gravitation. L'unité d'accélération dans le système d'unités CGS est nommée Gal en hommage à Galilée, elle se convertit en unités SI comme $1 \text{ Gal} = 10^{-2} \text{ m/s}^2$.

Un demi siècle plus tard, Isaac Newton, en se basant sur les travaux de Johannes Kepler, établit la loi universelle de la gravitation. Cette dernière définit l'interaction gravitationnelle comme la force exercée par un objet A de masse m_A sur un objet B de masse m_B et réciproquement :

$$F_{A/B} = -F_{B/A} = G \frac{m_A m_B}{r_{AB}^2} \quad (\text{I.2})$$

avec r_{AB} la distance entre A et B , et G la constante gravitationnelle. En injectant ce résultat dans l'équation fondamentale de la dynamique, on associe à la force gravitationnelle une accélération telle que :

$$\begin{aligned} G \frac{m_A m_B}{r_{AB}^2} &= m_A a_A, & a_A &= G \frac{m_B}{r_{AB}^2} \\ G \frac{m_A m_B}{r_{AB}^2} &= m_B a_B, & a_B &= G \frac{m_A}{r_{AB}^2} \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

avec a_A l'accélération subie par A et a_B l'accélération subie par B . Dans le cas d'un objet de masse m quelconque, en interaction avec la Terre de masse m_T kg, l'accélération subie par l'objet est notée g . Newton effectua sa propre démonstration expérimentale en

utilisant des pendules pesants (figure I.1.b) ayant tous la même longueur l mais des masses différentes, il démontra ainsi l'universalité de la loi de la gravitation et par extension le principe d'équivalence en montrant que la période d'oscillation T est indépendante de la masse : $T = 2\pi\sqrt{l/g} \rightarrow g \simeq 9.8 \text{ m/s}^2$.

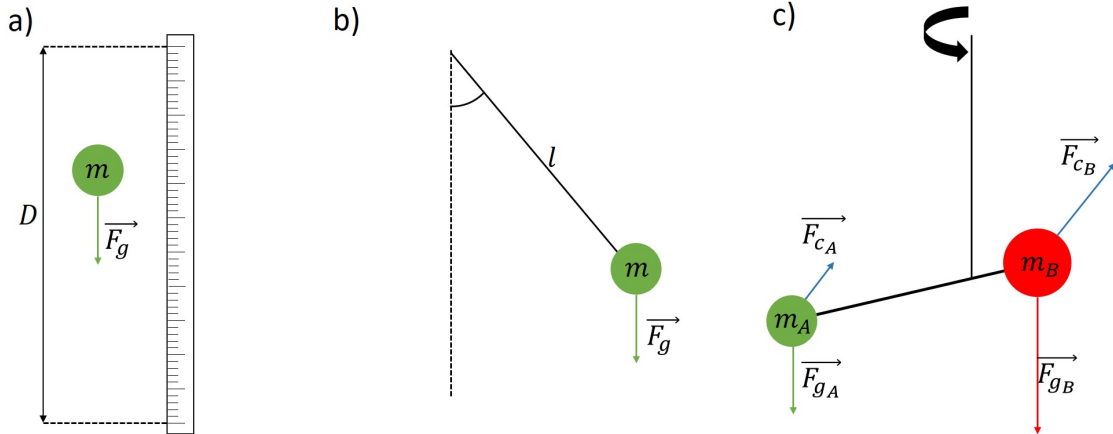


Fig. I.1 Les premières expériences de mesure de l'accélération de la gravité. a) L'expérience de Galilée consistait à mesurer le temps de chute d'une masse sur une distance déterminée. b) L'expérience de Newton consistait à mesurer la période d'oscillation d'un pendule pesant. c) L'expérience d'Eötvös consistait à mesurer la rotation d'une balance de torsion.

Depuis, la communauté scientifique n'a eu de cesse de vouloir mettre en défaut le principe d'équivalence pour étudier les limites de la loi de Newton. Ainsi au 19^{ème} siècle, Loránd Eötvös mit au point un instrument de mesure du gradient de gravité basé sur une balance de torsion. Cette expérience a mis en évidence l'équivalence entre masses dites gravitationnelle et inertielle. Newton avait défini la masse gravitationnelle d'un corps comme la propriété physique responsable de l'interaction gravitationnelle et la masse inertielle d'un corps comme la résistance de ce dernier au travail d'une force. La balance d'Eötvös (figure I.1.c) utilise la force centrifuge due à la rotation de la Terre pour montrer que pour deux masses différentes en équilibre les forces gravitationnelle et inertielle se compensent et que par conséquent l'équilibre entre force gravitationnelle et force inertielle ne dépend pas de la masse d'un objet. Il n'existe aucun argument théorique validant ou pas cette équivalence et Eötvös fut le premier à la mettre en évidence expérimentalement. Albert Einstein utilisera ce résultat pour établir la théorie de la relativité générale et le renommera principe d'équivalence faible. Une unité de gradient de gravité sera nommée en hommage à Eötvös de symbole E qui se convertit en SI comme $1 E = 10^{-9} \text{ s}^{-2} = 10^{-7} \text{ Gal/m}$.

I.2 Interférométrie atomique

L'établissement de la théorie quantique au siècle dernier a mené au développement de techniques de manipulations d'atomes permettant de mettre à profit l'universalité de leurs structures, en particulier dans le domaine de la métrologie du temps et des fréquences avec la mise au point en 1955 de la première horloge atomique métrologique par Louis

Essen et Jack Parry [1]. Afin de rendre les horloges de plus en plus performantes, Norman Ramsey proposa une méthode d'interrogation des atomes par séparation et recombinaison des paquets d'ondes atomiques [2]. Puis, Christian Bordé proposa au début des années 80 une méthode optique d'interférométrie atomique en utilisant des impulsions lumineuses progressives [3, 4]. Avec cette technique d'interférométrie dite de Bordé-Ramsey, il devient possible de mesurer le mouvement d'un référentiel inertiel. Ce qui fut démontré expérimentalement en 1991 par deux expériences d'interférométries atomiques :

- au laboratoire Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), par l'application de la méthode de Bordé-Ramsey sur un jet de Calcium pour mesurer la rotation [5],
- à Stanford par Steven Chu et Mark Kasevich, en appliquant des transitions Raman stimulées sur des atomes de Césium refroidis par laser afin de mesurer l'accélération de la pesanteur [6].

Depuis, les techniques d'interférométries atomique ont continué à évoluer, menant au développement de capteurs inertiels toujours plus performants (figure I.2.a), qui aujourd'hui égalent voire dépassent les instruments conventionnels, à la fois pour des mesures d'accélérométrie [7, 8, 9, 10] et de gyrométrie [11]. Les applications de ces capteurs couvrent de nombreux domaines, allant de la recherche fondamentale, la métrologie à la géophysique et la navigation [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23] et ont atteint un niveau de maturité suffisant pour une exploitation industrielles. En témoigne la mise sur le marché depuis quelques années de la première solution commerciale de gravimètre atomique [24] (figure I.2.b).

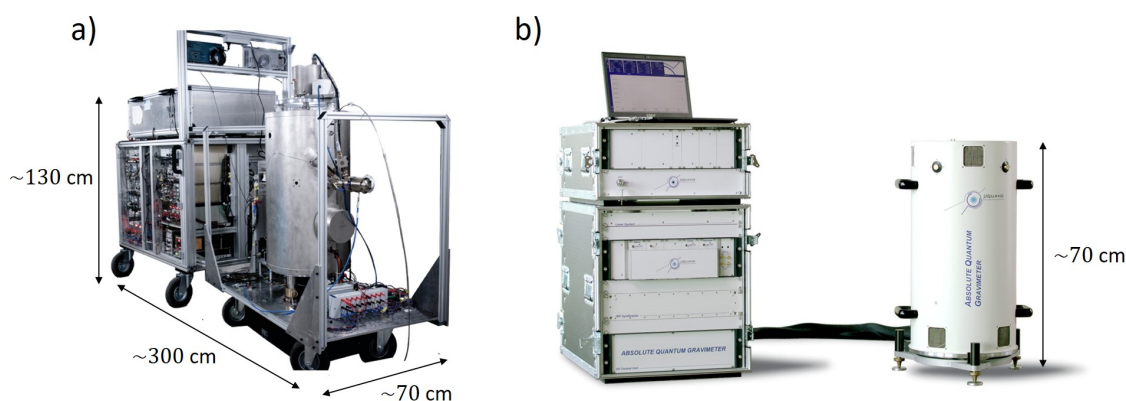


Fig. I.2 a) Le gravimètre atomique du SYRTE est aujourd'hui à l'état de l'art des instruments atomiques et il a démontré des performances remarquables au cours de plusieurs campagnes de comparaisons internationales [25, 26]. C'est lui qui a fourni les valeurs de g utilisées par la balance de Kibble du Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) pour la mesure de la constante de Planck du LNE en 2018 [17], qui a contribué à la nouvelle définition de l'unité de masse en vigueur depuis 2019. b) Le gravimètre atomique commercialisé par la société Muquans. La maturité de la technologie a permis le développement d'un instrument industriel avec des performances voisines de celles du gravimètre du SYRTE pour un volume très inférieur.

Pour autant, cette technologie est encore loin d'avoir atteint son plein potentiel. En

effet depuis les travaux de Chu et Kasevich, de nouveaux outils d'intérêt pour l'interférométrie atomique ont été développés tels que les systèmes d'atomes ultrafroids [10, 27, 28] et les séparatrices à large transfert d'impulsions, basées sur de la diffraction de Bragg et/ou des oscillations de Bloch [29, 30, 31, 32, 33, 34]. Plusieurs équipes se sont lancées dans l'exploration de ces nouvelles méthodes, et ont étudié différentes stratégies, telles que des transitions Raman multiples [35], la diffraction de Bragg d'ordre élevé [36] (large momentum transfert LMT) et les oscillations de Bloch [29]. La conjugaison de ces nouvelles techniques permet une augmentation drastique de la séparation des bras des interféromètres atomiques en terme de moment, avec des transferts d'impulsion aux atomes jusqu'à plusieurs centaines d'énergie de recul [30, 31]. À cela se rajoute le développement de nouvelles méthodes annexes telles que la détection par décalage de phase (phase shear) [33, 37] permettant d'extraire directement la phase de l'interféromètre par imagerie. L'utilisation de ces nouvelles méthodes permettront de repousser les performances bien au delà des limites actuelles. Des instruments de nouvelles générations, en particulier de très grande taille, sont en cours de réalisation, dans lesquels la chute libre des atomes pourrait durer plusieurs secondes [38, 33, 39], ou la séparation entre accéléromètres distants atteignent plusieurs centaines de mètres [40]. Ces instruments sont destinés à des tests de physique fondamentale (test du principe d'équivalence, test de neutralité de l'atome, détection de matière noire ...) ou la détection des ondes gravitationnelles (figure I.3).

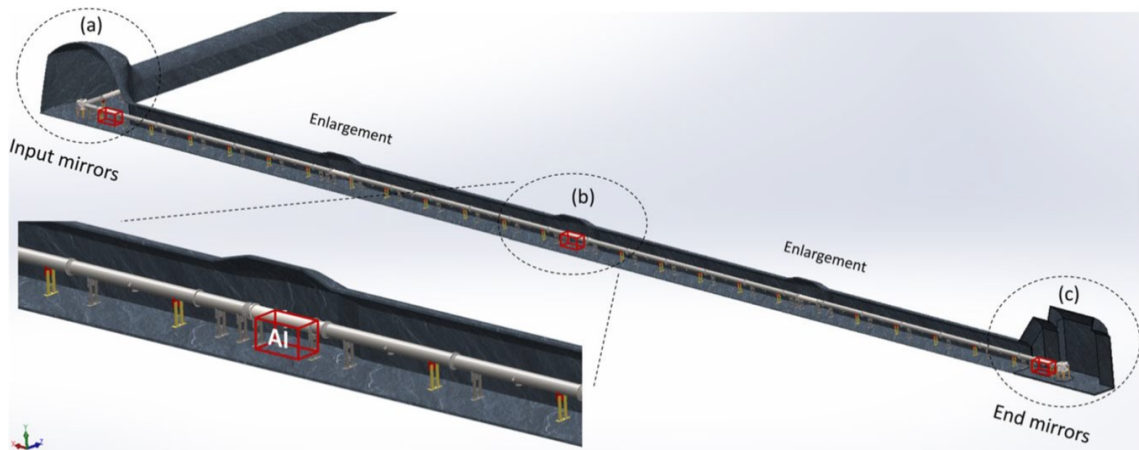


Fig. I.3 Le projet Matter wave-laser based Interferometer Gravitation Antenna (MIGA). MIGA est un projet de démonstrateur pour la détection d'ondes gravitationnelles dans une bande de fréquence de 100 mHz à 1 Hz inaccessible pour les détecteurs optiques LIRGO et VIRGO. Il repose sur trois interféromètres atomiques séparés de 150 m et partageant le même laser d'interrogation. Ce dernier se propage dans un tube à vide reliant les trois interféromètres. MIGA sera installé dans le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit situé à Rustrel dans le sud de la France. À l'heure actuelle les interféromètres sont en phase de caractérisation et les travaux de perçage de la galerie de 300 m sont en cours. Image extraite de [40].

Parallèlement aux gravimètres atomiques, ont aussi été développés des gradiomètres atomiques basés sur l'extraction de la différence d'accélération mesurée par deux gravi-

mètres alignés verticalement [41, 42, 43] ou horizontalement [44] ou bien avec un interféromètre simple opérant une double boucle de mesure [45]. Ils furent développés initialement pour des expériences ayant comme objectif la mesure de la constante de gravitation G , via la mesure de la perturbation du champ de gravité créée par des masses tests situées non loin des atomes [46, 47]. Ces expériences ont atteint une incertitude de mesure relative sur G de 10^{-4} pour une sensibilité au gradient de $\sim 50 E/\sqrt{\text{Hz}}$. L'utilisation des techniques d'atomes ultrafroids et de LMT sur des gradiomètres a permis à l'équipe de M. Kasevich de démontrer récemment et pour la première fois un gain de sensibilité sur la mesure d'une "vraie" grandeur inertielle, en atteignant $\sim 15 E/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une ligne de base de 32 cm [33]. L'application de ces techniques a récemment permis de réduire d'un facteur trois l'incertitude de mesure de la constante de structure fine [21] par rapport aux travaux antérieurs [12]. Ces architectures de gradiomètre permettent de plus une réjection des bruits communs (dits en mode commun) aux deux mesures d'accélération, ce qui les rend particulièrement intéressantes pour des applications embarquées [48, 49] comme illustré sur la figure I.4.

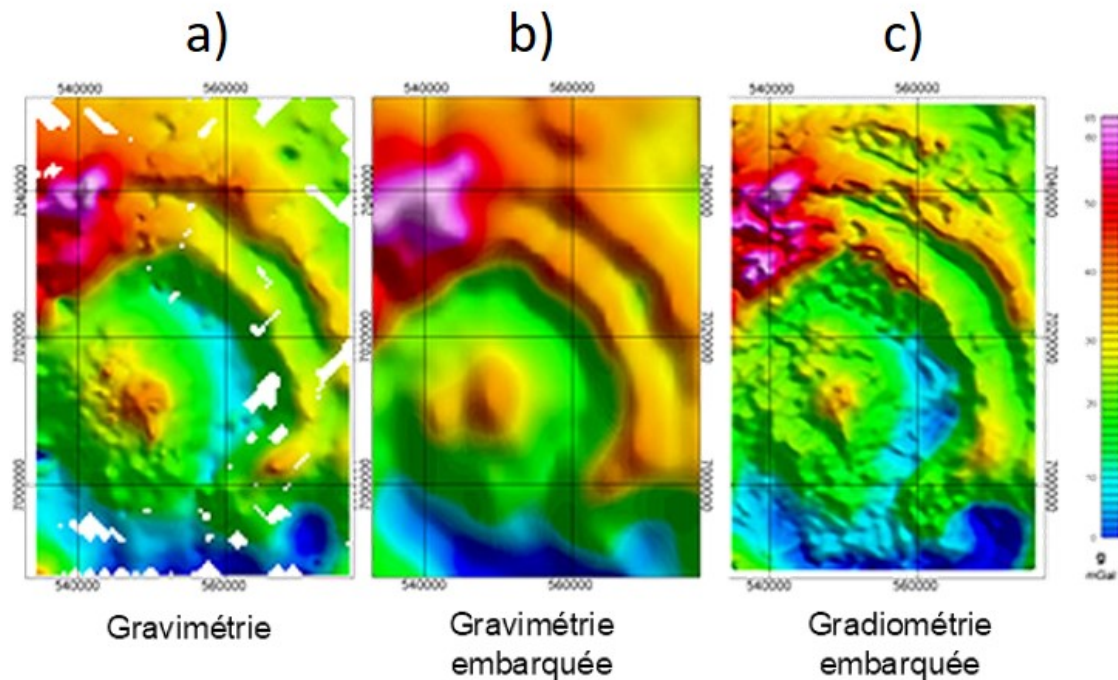


Fig. I.4 Exemple de cartographie du champ de pesanteur d'une même région géographique pour trois méthodes différentes. a) Utilisation d'un gravimètre au sol, la carte n'est pas complète car certaines zones sont inaccessibles. b) Utilisation d'un gravimètre embarqué, la carte est complète mais le bruit du porteur réduit dramatiquement la résolution. c) Utilisation d'un gradiomètre embarqué, la carte est complète et le bruit du porteur n'affecte pas la résolution. Image extraite de [50].

Le signal de gradient de gravité s'extrait à partir de la différence de phase entre les deux accéléromètres atomiques. Plusieurs méthodes ont été mises au point pour l'extraction

de la phase différentielle telles que l’ajustement d’ellipse [51], l’analyse Bayésienne [52], l’utilisation de trois interféromètres [53] ou des méthodes plus directes d’extraction de la différence de phase [54]. L’exploitation des corrélations du signal de gradient avec le signal d’un accéléromètre classique permet de surcroît, comme nous l’avons démontré au début de cette thèse, l’extraction des phases individuelles de chaque interféromètre et donc de l’accélération de la gravité [55].

I.3 Contexte de nos travaux

Nous venons de voir qu’aujourd’hui la gravimétrie et la gradiométrie, atomiques ou pas, sont encore des domaines de recherche et développement actif, à la fois dans le cadre académique mais aussi industriel.

I.3.1 Cartographie du champ de pesanteur

En particulier, pour les activités relevant du génie civil telles que la prospection et la cartographie, un instrument mesurant simultanément l’accélération verticale de la gravité et son gradient permettrait de lever l’ambiguïté entre la distribution de masse et la distance dans l’inversion des signaux microgravimétriques et la reconstruction des sources, puisqu’il permet d’obtenir un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} g(r, m) = \frac{Gm}{r^2} \\ \frac{dg(r, m)}{dr} = -\frac{2Gm}{r^3} \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

Le déploiement sur le terrain d’un tel instrument réalisant une double mesure, ouvrirait donc de nouvelles perspectives en termes de méthodologie et d’applications. En prenant en compte les avancés récentes dans le développement de systèmes de stabilisation du mouvement et d’isolation des vibrations pour la mesure de g [20], il devient envisageable de placer un gravi-gradiomètre atomique sur un porteur afin de couvrir de large zone.

I.3.2 Applications spatiales

En plus des applications au sol, plusieurs missions spatiales, basées sur l’utilisation d’accéléromètres ultrasensibles, ont été menées avec succès ces dernières années. Elles ont produit des résultats exceptionnels : test du principe d’équivalence faible à un niveau inégalé (mission MICROSCOPE [56]), test de faisabilité d’un détecteur d’onde gravitationnel en orbite (mission LISA-Pathfinder [57]), cartographie des anomalies du champ gravitationnel terrestre (missions GRACE [58] et GOCE [59]). Cette dernière application est d’un intérêt majeur dans le contexte mondial actuel de crise énergétique et d’explosion démographique, car elle permet notamment la prospection de ressources énergétiques souterraines mais surtout l’exploration et la surveillance des ressources en eau potable dans les régions en stress hydrique [60]. C’est aussi dans ce contexte d’applications spatiales que s’inscrivent nos travaux. En effet les instruments utilisés dans ces missions que nous venons de citer souffrent d’instabilités dont les capteurs atomiques sont exempts. Ils reposent sur

des technologies supraconductrices et/ou électrostatiques, qui permettent d'obtenir d'excellentes sensibilités mais nécessitent des calibrations, éventuellement fréquentes et sont affectées de dérives à long-terme inhérentes à leur mode de fonctionnement. Il faut donc à priori régulièrement les recalibrer à l'aide d'un instrument de mesure absolu (tel qu'un capteur inertielle atomique), ce qui dégrade la qualité des mesures dans les basses bandes de fréquence.

Nos travaux portent sur le développement et la caractérisation d'une nouvelle génération de capteur inertielle atomique mesurant l'accélération verticale de la gravité et son gradient vertical, et visant d'excellentes stabilités, aussi bien sur le court terme que sur le long terme. Ils s'inscrivent dans le cadre d'études d'architectures d'instruments et de missions, et de prototypage de sous systèmes clés, menées ces dernières années par les agences spatiales françaises (CNES) et européennes (ESA). Notre projet constitue en particulier un banc d'essai pour des nouvelles solutions pour la préparation/manipulation des sources, pour les méthodes d'extraction du signal et pour l'étude des biais de mesures de futurs instruments spatiaux.

1.3.3 État du projet

Le projet du gravi-gradimètre a débuté en 2014 et nos travaux de thèse ont débuté en 2016 à la fin de la phase de conception réalisée par Mehdi Langlois [61]. L'essentiel de notre activité a porté sur la finalisation de l'assemblage de l'instrument et l'intégration des fonctions optiques et électroniques nécessaires à son fonctionnement. Au cours de l'assemblage (figure I.5), nous avons réalisé la démonstration de deux propriétés majeures de l'instrument qui ont fait l'objet de publications (en annexe). Nous avons d'abord démontré une nouvelle méthode d'extraction de la phase différentielle, basée sur la corrélation avec des capteurs classiques [55] et deuxièmement, la démonstration d'une nouvelle méthode de mesure simultanée de l'accélération de la gravité et son gradient [62], cette dernière étant le résultat majeur de cette thèse. Cette méthode combine la méthode de double asservissement de phase proposé dans l'article de Xiao-Chun Duan *et al.* [63] avec la méthode de compensation de la phase différentielle proposée par Albert Roura [64] et démontrée par les équipes de Guglielmo Tino [65] et Mark Kasevich [66]. Elle a pour propriété remarquable de s'affranchir de la ligne de base de l'instrument (la distance entre les deux accéléromètres) et donc de ses fluctuations pour la détermination du gradient, tout en garantissant la réjection des bruits en mode commun.

Au cours de cette thèse, nous avons également utilisé un prototype de banc optique industriel pour application spatiale, développé dans le cadre d'un projet financé par l'ESA et coordonné par la société Muquans. En parallèle des développements sur notre instrument, nous avons testé et caractérisé ce banc fibré qui réalise toutes les fonctions optiques nécessaires au fonctionnement d'un interféromètre atomique dans l'espace. Les résultats de ces travaux font eux aussi l'objet d'une publication (en annexe) en cours de soumission.

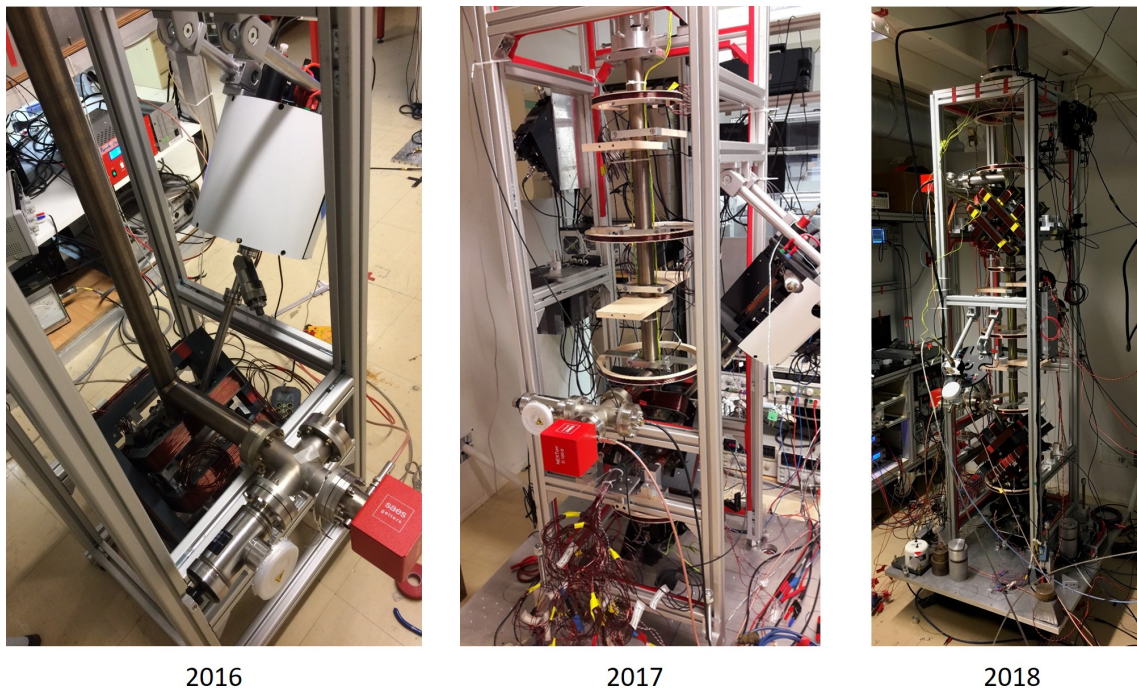


Fig. I.5 *Évolution temporelle du gravi-gradiometre depuis le début de la thèse en 2016. En 2017, l'enceinte à vide ne comportait qu'une zone de piégeage. En 2018, la seconde zone a été ajoutée.*

Chapitre II

Éléments Théoriques

II.1 Interféromètre Atomique

Nous introduisons ici le formalisme mathématique permettant la description d'un interféromètre atomique. Le développement complet se trouve dans le chapitre 2 de la thèse de P. Cheinet [67] et nous n'en reprendrons que les étapes clés. Nous nous limiterons à l'étude d'un interféromètre de Mach-Zehnder vertical, dans lequel les atomes initialement au repos sont en chute libre et la propagation des faisceaux lasers est strictement colinéaire à la trajectoire des atomes.

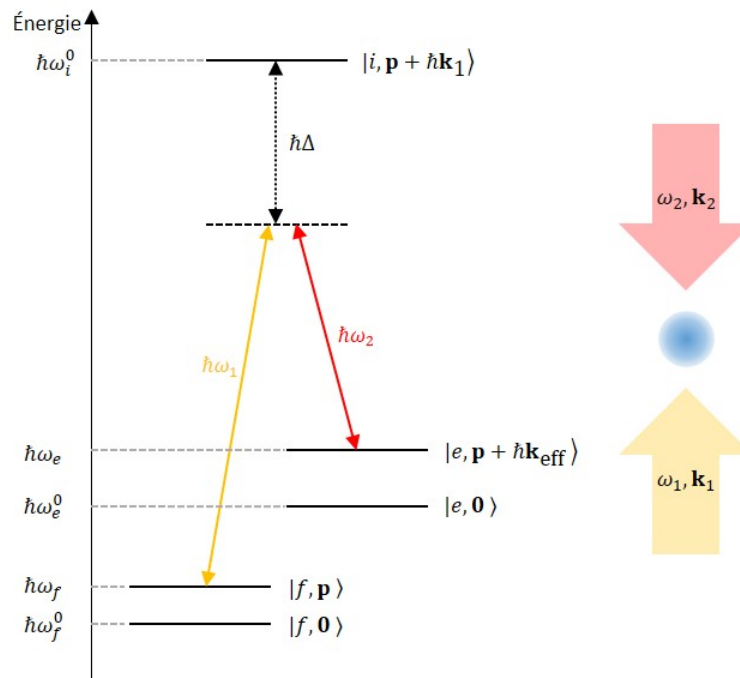


Fig. II.1 Diagramme d'énergie d'un atome à trois niveaux soumis à deux champs laser. Δ est le désaccord à résonance avec l'état $|i, \mathbf{0}\rangle$.

II.1.1 Transition Raman

On considère un atome à 3 niveaux ω_f^0 , ω_e^0 et ω_i^0 (figure II.1) interagissant avec deux champs lasers (\mathbf{k}_1, ω_1) et (\mathbf{k}_2, ω_2) , avec $\omega_1 > \omega_2$. Les atomes sont initialement au repos dans l'état fondamental avec une impulsion \mathbf{p} . On note cet état $|f, \mathbf{p}\rangle$ et son énergie totale est :

$$\hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \hbar\omega_f \quad (\text{II.1})$$

avec m la masse atomique. Les champs laser couplent $|f, \mathbf{p}\rangle$ avec $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ via une transition à 2 photons, dite transition Raman, avec $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Cette transition consiste en l'absorption d'un premier photon dans un champ puis à l'émission stimulée d'un deuxième photon dans l'autre champ. L'énergie totale de $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ est :

$$\hbar\omega_e^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m} = \hbar\omega_e \quad (\text{II.2})$$

La conservation de l'énergie totale pendant la transition impose alors la condition de résonance suivante :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_f \quad (\text{II.3})$$

ce qui donne :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e^0 - \omega_f^0 + \frac{\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}^2}{2m} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} \quad (\text{II.4})$$

où $\frac{\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}^2}{2m}$ est l'impulsion transférée à l'atome et $\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}}{m}$ un terme d'effet Doppler. On définira aussi la phase Raman comme la différence de phase entre les deux lasers :

$$\phi = \phi_{R1} - \phi_{R2} \quad (\text{II.5})$$

avec ϕ_{R1} et ϕ_{R2} les phases des lasers Raman.

En éliminant adiabatiquement les états d'énergies intermédiaires de la transition à 2 photons : $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$, $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_2\rangle$ et $|i, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{\text{eff}})\rangle$ (qui sont peu peuplés quand les lasers Raman sont désaccordés), on obtient un système d'équation de Bloch optiques restreint aux niveaux $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Si la condition de résonance est satisfaite, on obtient pour un état initial $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$, les équations d'évolution suivantes :

$$C_f(t_0 + \tau) = \cos\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f\tau} \quad (\text{II.6})$$

$$C_e(t_0 + \tau) = -ie^{((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi_0)} \sin\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e\tau}$$

Avec C_f et C_e les amplitudes de probabilité associées aux niveaux $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, Ω_{eff} le couplage Rabi effectif de la transition, τ la durée du pulse laser et ϕ_0 la phase des lasers Raman à l'instant t_0 . De façon plus générale, l'équation d'évolution peut s'écrire, pour un état initial quelconque, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} C_f(t_0 + \tau) \\ C_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = M(t_0, \phi, \Omega_{\text{eff}}, \tau) \begin{pmatrix} C_f(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix} \quad (\text{II.7})$$

avec M la matrice de transfert :

$$M(t_0, \phi, \Omega_{\text{eff}}, \tau) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right)e^{-i\omega_f\tau} & -ie^{((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right)e^{-i\omega_f\tau} \\ -ie^{((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right)e^{-i\omega_e\tau} & \cos\left(\frac{|\Omega_{\text{eff}}|\tau}{2}\right)e^{-i\omega_e\tau} \end{pmatrix} \quad (\text{II.8})$$

On définit deux durées de d'impulsion Raman τ caractéristiques telles que : $|\Omega_{\text{eff}}|\tau_\pi = \pi$ correspondant à une inversion des deux états et $|\Omega_{\text{eff}}|\tau_{\pi/2} = \pi/2$ correspond à une superposition cohérente équiprobable entre les deux états.

II.1.2 Interféromètre Raman

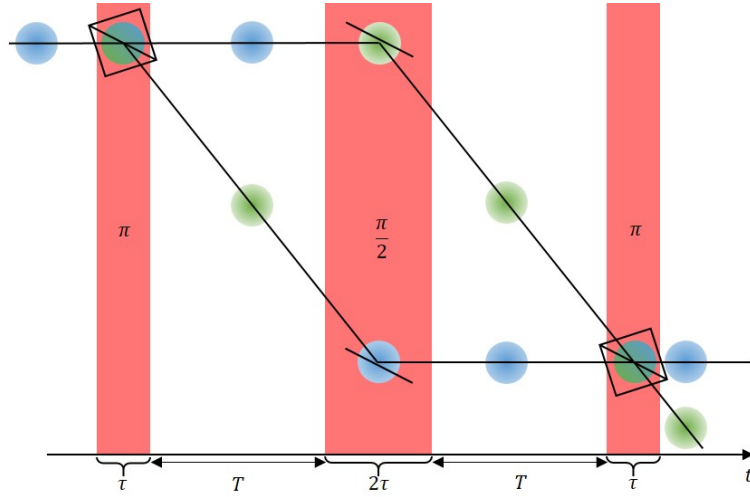


Fig. II.2 Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder, séparatrice-miroir-séparatrice. En bleu les atomes dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ et en vert dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Les pulses Raman sont en rouge et la trajectoire des atomes en noir.

Pour réaliser un interféromètre de Mach-Zehnder, on effectue une séquence de trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ séparés d'un temps T , analogue à un interféromètre optique séparatrice-miroirs-séparatrice comme illustré sur le figure II.2. En utilisant la matrice de transfert de l'interféromètre :

$$M_{\text{interf}} = M(T + \tau, \phi_3, \Omega_{\text{eff}}, \tau)M(T)M(-\tau, \phi_2, \Omega_{\text{eff}}, 2\tau)M(T)M(-T - 2\tau, \phi_1, \Omega_{\text{eff}}, \tau) \quad (\text{II.9})$$

on calcule les populations ρ_f, ρ_e dans les deux ports de sortie de l'interféromètre :

$$\begin{aligned} \rho_f &= |C_f^2| = \frac{N_f}{N} = \frac{N}{2}(1 + \cos(\Phi)) \\ \rho_e &= |C_e^2| = \frac{N_e}{N} = \frac{N}{2}(1 - \cos(\Phi)) \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

avec $\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$, N_e le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, N_f le nombre d'atomes détectés dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $N = N_e + N_f$. On définit finalement la probabilité de transition P telles que :

$$P = \frac{N_e}{N_e + N_f} = \frac{1 - \cos(\Phi)}{2} \quad (\text{II.11})$$

En présence du champ de pesanteur et pour une vitesse initiale des atomes nulle, la différence de phase entre les lasers Raman ϕ est donnée par :

$$\phi(t) = k_{\text{eff}}z(t) = k_{\text{eff}}gt^2/2 \quad (\text{II.12})$$

La phase interférométrique $\Phi = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3$ s'écrit finalement :

$$\Phi = \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) = k_{\text{eff}}gT^2 \quad (\text{II.13})$$

$k_{\text{eff}}T^2$ est le facteur d'échelle de l'instrument. Plus sa valeur est grande, plus la sensibilité à la mesure de g est grande, d'où l'utilité des atomes froids, pour lesquels on peut disposer de longs temps d'interaction. Il est aussi possible d'augmenter le vecteur d'onde effectif k_{eff} par l'emploi de transitions multi-photoniques.

II.1.3 Configurations

Afin de garantir au mieux la superposition entre les deux lasers Raman et leur stabilité de phase relative, ils sont issus d'un même collimateur et rétro-réfléchis sur un miroir. Dans notre expérience, les deux faisceaux ont le même état de polarisation linéaire en sortie de collimateur. Ils sont alors circularisés par une lame quart d'onde puis un cube séparateur de polarisation, placé avant un miroir, filtre la polarisation comme présenté sur la figure III.14. Le miroir permet des faisceaux contra-propageant.

La figure II.3 représente la configuration des lasers Raman sur notre instrument. Nous avons 4 faisceaux interagissant avec les atomes (\mathbf{k}_1, σ_+) , (\mathbf{k}_2, σ_+) , $(-\mathbf{k}_1, ||)$ et $(-\mathbf{k}_2, ||)$. Selon la configuration choisie on a deux valeurs algébriques de vecteur d'onde effectif k_{eff} possibles :

- co-propageante (en bleu, figure II.3) :

$$k_{\text{eff}} = \pm(k_1 - k_2)$$

Dans cette configuration les photons sont absorbés et émis dans la même direction.

- contra-propageantes (en vert, figure II.3) avec dans la limite où $k_1 \simeq k_2$:

$$k_{\text{eff}} = \pm(k_1 + k_2) \simeq \pm 2k_1$$

Dans cette configuration les photons sont absorbés et émis dans des directions opposées et le facteur d'échelle est plus grand que dans le cas co-propageant.

On définit également les deux cas suivants en fonction du signe de k_{eff} : ($k_{\text{eff}} > 0$) $\equiv k_{\uparrow}$, les atomes encaissent un recul opposé au sens de leur chute et ($k_{\text{eff}} < 0$) $\equiv k_{\downarrow}$, les atomes encaissent un recul dans le sens de leur chute.

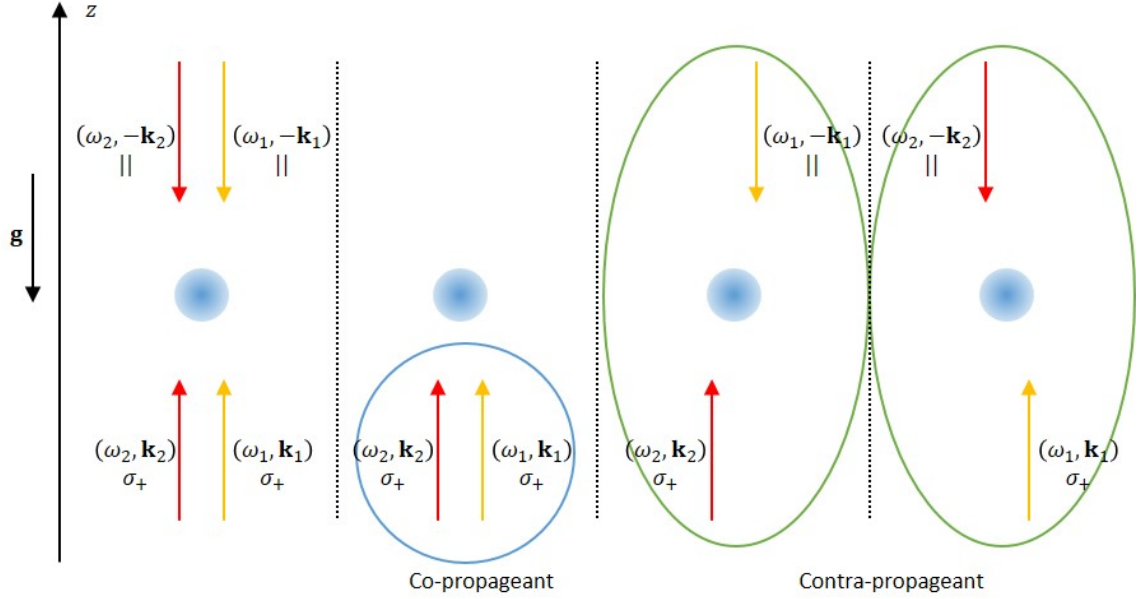


Fig. II.3 Schéma de la polarisation des lasers Raman. En bleu la configuration co-propageante et en vert les configurations contra-propageantes.

II.2 Séparatrice multi-photoniques et ascenseur de Bloch

Comme indiqué précédemment, il y a deux façons d'améliorer la sensibilité de la mesure : augmenter la durée d'interrogation T et/ou augmenter le vecteur d'onde effectif k_{eff} . Ces deux objectifs peuvent être atteints à l'aide d'un réseau optique en mouvement avec lequel on peut réaliser au choix, un ascenseur de Bloch ou des séparatrices multi-photoniques, ou encore les deux fonctions, l'une après l'autre. Le réseau se compose de deux champs lasers (\mathbf{k}_1, ω_1) et (\mathbf{k}_2, ω_2) et on notera encore $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Dans un cas comme dans l'autre, on peut interpréter l'évolution de l'état de l'impulsion des atomes d'un état initial $|f, p\rangle$ vers l'état $|f, \mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ comme une succession de n transitions à deux photons. En reprenant les équations II.1, II.2 et II.4, on définit les états d'énergies initial E_1 et final E_2 tel que :

$$E_1 = \hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + n\hbar\omega_1 \quad (\text{II.14})$$

$$E_2 = \hbar\omega_f^0 + \frac{(\mathbf{p} + n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m} + n\hbar\omega_2$$

Et la conservation de l'énergie totale nous donne la condition de résonance suivante :

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = n \frac{\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}^2}{2m} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} \quad (\text{II.15})$$

Le raisonnement est le même que pour les transitions Raman à la différence que l'état d'énergie interne des atomes reste inchangé.

II.2.1 Ascenseur de Bloch

Si nous voulons lancer des atomes d'une vitesse initiale nulle ($\mathbf{p}(t=0) = 0$) à une vitesse \mathbf{v} ($\mathbf{p}(t=\tau) = m\mathbf{v}$), on cherchera à avoir $\mathbf{p}(t) = m\mathbf{a}_v t$, avec \mathbf{a}_v l'accélération des atomes telle que $\mathbf{a}_v \tau = \mathbf{v}$. En se plaçant dans le référentiel des atomes, cela revient à effectuer une succession de transitions à deux photons telle que $m\mathbf{a}_v \tau = n\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ avec la condition de résonance :

$$\Delta\omega(t) = \frac{\mathbf{p}(t) \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} = \mathbf{a}_v t \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}} \quad (\text{II.16})$$

On effectuera alors un lancement adiabatique en allumant le réseau pendant un temps τ durant lequel $\Delta\omega$ évoluera de 0 à $\Delta\omega(\tau)$ (figure V.6.a)) et les atomes vont successivement passer de $\mathbf{p} = 0$ à $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ par pas de $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ (figure V.6.b).

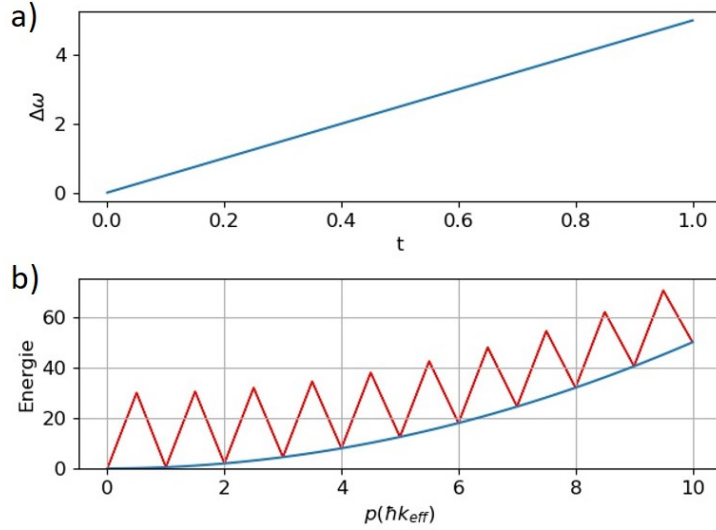


Fig. II.4 Principe de l'ascenseur de Bloch. a) Évolution de $\Delta\omega$. b) Énergie cinétique des atomes $E = \mathbf{p}^2/2m$. On a pris $\tau = 1$ et $\mathbf{v} \propto 10\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$, avec $\hbar = k_{\text{eff}} = m = 1$.

Afin de maximiser l'efficacité de l'ascenseur, nous voulons nous placer dans la limite des liaisons fortes du système réseau+atomes. On trouvera dans la thèse de P. Cladé [68] une description complète du phénomène. Le potentiel du réseau est :

$$U(z) = U_0 \cos^2(k_{\text{eff}} z) \quad (\text{II.17})$$

avec $U_0 = \hbar\Gamma^2 I / 2\Delta I_{\text{sat}}$ où Γ est la largeur de raie des atomes, Δ le désaccord à la résonance, I l'intensité du réseau et I_{sat} l'intensité de saturation des atomes. Pour que les atomes soient confinés dans le réseau il faut que la profondeur de ce dernier soit plus grande que l'énergie cinétique des atomes :

$$U_0 \gg 4 \frac{(\hbar k_{\text{eff}})^2}{2m} \quad (\text{II.18})$$

On posera aussi l'accélération critique a_c et le taux de pertes par émission spontanée P_{sp} telle que :

$$a_c = \sqrt{2}a_0 \left(\frac{U_0}{E_r} \right)^{3/4} \quad (\text{II.19})$$

$$P_{sp} = \frac{1}{4} \frac{\Gamma^3}{\Delta^2} \frac{I}{I_{sat}}$$

avec $a_0 = \hbar^2 k_{eff}^3 / m^2$. L'accélération critique représente la limite au-delà de laquelle le transfert d'impulsion n'est plus adiabatique et donc les atomes ne sont plus lancés. On peut augmenter cette valeur seuil en augmentant la profondeur (intensité) du réseau. Augmenter l'intensité va aussi augmenter le taux de pertes par émission spontanée, on compensera alors en augmentant le désaccord à la résonance.

II.2.2 Séparatrice de Bragg

Dans le cas d'une séparatrice de Bragg, le transfert vers des impulsions élevées n'est pas adiabatique. La fréquence $\Delta\omega$ est fixée à $n\hbar k_{eff}^2 / 2m$ afin de coupler directement l'état initial p avec l'état final $p + n\hbar k_{eff}$ via une série de transitions non résonnantes sur les états intermédiaires comme illustré sur la figure II.5. L'évolution du système est analogue aux transitions Raman, on peut soit transférer tous les atomes d'un état à l'autre où les placer dans une superposition d'états. Les équations d'évolution du système sont beaucoup plus difficiles à résoudre du fait de la présence des états intermédiaires. Plusieurs méthodes ont été développées selon les cas de figure [69, 70, 71, 72] (profil temporel des pulses, double diffraction, succession de pulses, ...). Dans notre cas où nous prévoyons d'effectuer des pulses gaussien d'ordre n , on pourra se référer à [71] dans lequel les couplages sont calculés :

$$\Omega_{eff} = \bar{\Omega}^n \left(\frac{1}{8\omega_r} \right)^{n-1} \frac{1}{[(n-1)!]^2} e^{-\frac{nt^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{II.20})$$

avec $\bar{\Omega} = \frac{2}{3} \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{4} \frac{\Gamma^2}{\Delta}$. On détermine alors les pulses π et $\pi/2$ en résolvant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_{eff}(t) dt = \pi \text{ ou } \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.21})$$

On constate alors que l'efficacité de couplage dépend du rapport entre intensité et désaccord, tout comme le taux de perte qui s'exprime :

$$P_{sp} \propto (\bar{\Omega}\sigma)^2 e^{-16(1-n)^2\sigma^2\omega_r^2/(n^{1/3}\Gamma)} \quad (\text{II.22})$$

Par conséquent, on cherchera aussi à maximiser l'intensité pour un désaccord le plus grand possible, et cela de manière d'autant plus importante que n est grand.

II.3 Contrôle des phases interférométriques

Notre architecture de Gravi-Gradiomètre repose sur deux gravimètres séparés d'une distance $L = z_2 - z_1$, que l'on définit comme la ligne de base de l'instrument. Les deux gravimètres utilisent les mêmes lasers Raman, ces derniers sont amenés par un même

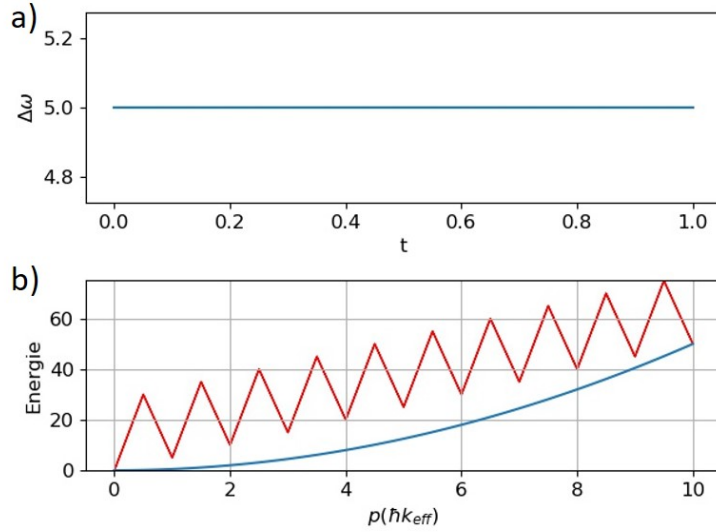


Fig. II.5 Transition Bragg d'ordre $n = 10$, l'état initial et l'état final sont couplés par une succession de transitions non résonantes. Figure du haut : Évolution de $\Delta\omega$. Figure du bas : Énergie cinétique des atomes $E = \mathbf{p}^2/2m$. On a pris $\tau = 1$, avec $\hbar = k_{\text{eff}} = m = 1$.

collimateur et réfléchis par un même miroir. On choisit la position de ce miroir comme la référence de position de l'instrument, $z = 0$. Nous avons deux phases Φ_1 et Φ_2 , une pour chaque interféromètre et leur différence s'écrit :

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = k_{\text{eff}}(g_2 - g_1)T^2 \quad (\text{II.23})$$

où g_1 est l'accélération de la gravité en z_1 et g_2 est l'accélération de la gravité en z_2 . Pour la suite nous ferons l'approximation suivante :

L'accélération locale de la gravité g varie linéairement sur la distance L , ainsi on pose $g_i = g_0 + \gamma z_i$ avec g_0 l'accélération de la gravité au niveau du miroir et γ le gradient vertical local de gravité. On réécrit alors l'équation II.23 :

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}}\gamma LT^2 \quad (\text{II.24})$$

II.3.1 Utilisation d'une rampe de fréquence

Pour maintenir la condition de résonance (équation II.4) durant la chute des atomes, on applique une rampe de fréquence a entre les deux faisceaux Raman. Une manière efficace de contrôler la phase des interféromètres consiste à varier cette rampe de fréquence [7, 73], telle que :

$$(\omega_1 - \omega_2)(t) = (\omega_1 - \omega_2)(0) + 2\pi at \quad (\text{II.25})$$

Ainsi, on ajoute à la phase de l'interféromètre un terme $2\pi aT^2$, qui devient alors :

$$\Phi = k_{\text{eff}}gT^2 + 2\pi aT^2 \quad (\text{II.26})$$

Balayer cette rampe permet de faire défiler les franges comme représenté sur la figure II.6 pour différentes valeurs de T . Il existe une frange dite sombre pour laquelle $\Phi = 0, \forall T$. À cette valeur de rampe correspond la valeur de g en fonction des fréquences a et $\omega_{\text{eff}} = k_{\text{eff}}c$:

$$g = -\frac{2\pi a}{k_{\text{eff}}} = -\frac{2\pi ac}{\omega_{\text{eff}}} \quad (\text{II.27})$$

Cela correspond en fait à compenser parfaitement l'effet Doppler sur la condition de résonance Raman. De manière équivalente, si on se place dans le référentiel des atomes, cela revient à maintenir la différence de fréquence des lasers Raman fixe. On constate avec cette méthode qu'une variation de la rampe change la phase des deux interféromètres de la même quantité. De plus, le signe de la rampe permet de sélectionner le type de transition Raman : si $a < 0$ alors ($k_{\text{eff}} < 0$) $\equiv k_{\downarrow}$ et si $a > 0$ alors ($k_{\text{eff}} > 0$) $\equiv k_{\uparrow}$.

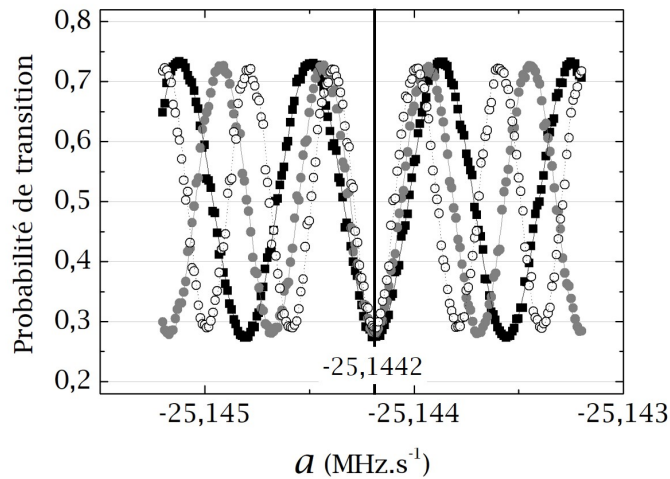


Fig. II.6 Franges d'interférence obtenues pour $T = 40$ ms (noir), 45 ms (gris) et 50 ms (blanc). La phase Φ est nulle pour $a = -25.1442$ MHz/s quelque soit T . (Figure issue de [74])

II.3.2 Utilisation d'un saut de fréquence

Pour modifier de façon simple et contrôlée la phase différentielle, on peut utiliser la méthode proposée dans [75, 64] qui consiste à appliquer un saut de fréquence (SF) $\Delta\nu$ sur les laser Raman lors d'une impulsion Raman. Nous exposerons ici le calcul de l'impact d'un tel saut sur la phase d'un interféromètre dans un formalisme adapté à notre problématique. Pour des interféromètres contra-propageants avec $k_{\text{eff}} = 4\pi\nu/c$, la différence de phase entre les faisceaux Raman (équation II.12) devient en présence d'un

saut de fréquence :

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{4\pi(\nu - \Delta\nu)z}{c} \\ \phi &= \frac{4\pi\nu z}{c} - \frac{4\pi\Delta\nu z}{c} \\ \phi &= \phi^0 - \phi^{\text{SF}}\end{aligned}\tag{II.28}$$

Avec ϕ^0 la phase Raman non perturbée et ϕ^{SF} le saut de phase associé au saut de fréquence. On se place dans le cas particulier où on applique le saut de fréquence sur le pulse π , ce qui ne modifie que le terme $\phi(T)$ de l'équation II.13, et qui donne in fine pour la phase de l'interféromètre :

$$\Phi = \Phi^0 + 2\phi^{\text{SF}}\tag{II.29}$$

Avec Φ^0 la phase interférométrique non perturbée. On définit alors le saut de phase interférométrique :

$$\Phi^{\text{SF}} = 2\phi^{\text{SF}} = K\Delta\nu\tag{II.30}$$

Avec K donné par :

$$K = \frac{8\pi z}{c}\tag{II.31}$$

Les équations II.30 et II.23 permettent d'obtenir l'effet du saut de fréquence sur la phase différentielle :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi_2^0 + \Phi_2^{\text{SF}} - (\Phi_1^0 + \Phi_1^{\text{SF}}) \\ \Delta\Phi &= k_{\text{eff}}(g_2 - g_1)T^2 + (K_2 - K_1)\Delta\nu\end{aligned}\tag{II.32}$$

Il existe donc une valeur $\Delta\nu_0$ pour laquelle $\Delta\Phi = 0$:

$$\Delta\nu_0 = -\frac{k_{\text{eff}}(g_1 - g_2)T^2}{K_1 - K_2}\tag{II.33}$$

En prenant en compte $g_i = g_0 + \gamma z_i$ et l'équation II.31, l'équation précédente s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\Delta\nu_\gamma &= -\gamma \frac{k_{\text{eff}}(z_1 - z_2)T^2 c}{8\pi(z_1 - z_2)} \\ \Delta\nu_\gamma &= -\gamma \frac{k_{\text{eff}}T^2 c}{8\pi}\end{aligned}\tag{II.34}$$

Forcer à 0 la phase différentielle en ajustant la valeur du saut de fréquence permet donc une mesure du gradient local de gravité γ en terme de fréquence, avec là encore $k_{\text{eff}}T^2$ le facteur d'échelle de l'instrument. Cette méthode de mesure du gradient est indépendante de la ligne de base L , ce qui est tout à fait remarquable car elle permet ainsi de s'affranchir de sa connaissance précise (pour réaliser une mesure exacte), et de son contrôle (pour garantir la stabilité de la mesure).

II.3.3 Combinaison

Lorsque nous combinons les deux méthodes de contrôle des phases des interféromètres, liées d'une part à la rampe de fréquence et d'autre part au saut de fréquence sur deux interféromètres comme représenté sur le figure II.7, la phase de l'interféromètre i devient :

$$\Phi_i = k_{\text{eff}}g_iT^2 + 2\pi aT^2 + K_i\Delta\nu \quad (\text{II.35})$$

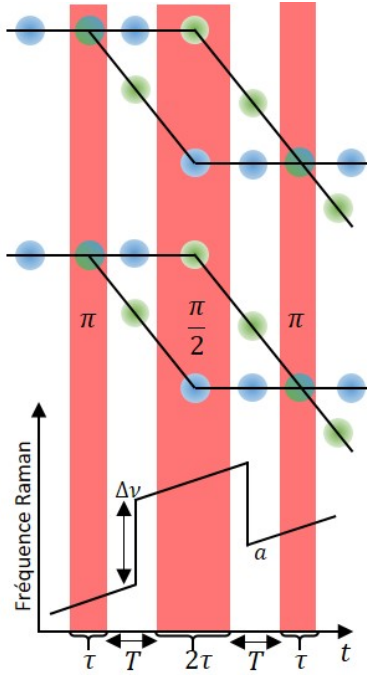


Fig. II.7 Schéma du double interféromètre avec l'évolution temporelle de la fréquence, à la rampe a vient s'ajouter un saut $\Delta\nu$ autour du pulse π .

Une méthode de mesure originale que nous allons démontrer dans cette thèse repose sur le fait qu'il existe alors un couple de valeurs de a et $\Delta\nu$ pour lesquelles :

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Delta\Phi = 0 \quad (\text{II.36})$$

Pour le saut de fréquence, le résultat est celui de l'équation II.33. Par contre, le résultat de l'équation II.27 pour la rampe n'est plus valable. En effet, a est commun aux deux interféromètres, or, chacun d'eux est soumis à une accélération différente. On obtient en fait en résolvant l'équation II.36 une nouvelle valeur synthétique de rampe a_s , qui est une moyenne pondérée des deux accélérations :

$$\begin{aligned} k_{\text{eff}}g_iT^2 + 2\pi a_sT^2 + K_i\Delta\nu_0 &= 0, \quad i \in \{1, 2\} \\ \Rightarrow 2\pi a_s &= -k_{\text{eff}} \left[\frac{K_2g_1 - K_1g_2}{K_2 - K_1} \right] = -k_{\text{eff}}g_s \end{aligned} \quad (\text{II.37})$$

avec g_s la valeur d'accélération de la gravité associée à a_s . En prenant en compte l'équation II.31 et $g_i = g_0 + \gamma z_i$, on obtient alors :

$$g_s = \frac{K_2(g_0 + \gamma z_1) - K_1(g_0 + \gamma z_2)}{K_2 - K_1}$$

$$g_s = \frac{g_0(K_2 - K_1) + \gamma(K_2 z_1 - K_1 z_2)}{K_2 - K_1} \quad (\text{II.38})$$

$$g_s = g_0$$

Cette méthode combinée de contrôle des phases des interféromètres permet donc finalement de mesurer l'accélération de la gravité directement au niveau du miroir, plutôt qu'au niveau des sources d'atomes, dont les positions dans le dispositif expérimental (qui dépendent des paramètres des pièges magnéto-optiques) ne sont pas définies aussi précisément que celle du miroir. C'est là une deuxième propriété remarquable de notre méthode de mesure.

II.4 La Mesure

Étant établi le rapport entre phases (Φ et $\Delta\Phi$) et paramètres physiques (g et γ), nous discuterons dans cette partie de comment s'effectue en pratique la mesure et quels sont les effets la perturbant. Ces effets se classent dans deux catégories distinctes :

- Les bruits de mesure σ_Φ , affectant la stabilité de la mesure.
- Les effets systématiques ou biais de mesure $\delta\Phi$, affectant l'exactitude de l'instrument et la stabilité à long terme.

II.4.1 Stabilité de la mesure

Nous présentons ici quelques effets altérant la stabilité de la mesure (bruit de mesure) rencontrés durant nos travaux. Nous verrons plus tard dans ce chapitre comment certains de ces effets peuvent être compensés dans notre architecture de gravi-gradimètre.

a) Bruit de vibration

Le miroir de rétro-réflexion des lasers Raman est la référence de position de nos mesures. Ainsi un mouvement vertical du miroir se traduit par une modification de la phase Raman qui s'imprime sur les paquets d'onde atomique (équation II.12) et qui devient :

$$k_{\text{eff}}z(t) = k_{\text{eff}}(z_0(t) + \delta_z(t)) \quad (\text{II.39})$$

avec z_0 la distance moyenne atomes-miroir non perturbée et δ_z le bruit de position du miroir. À partir de l'équation II.13, on obtient le bruit de phase interférométrique associé :

$$\delta_{\Phi_{\text{vib}}} = k_{\text{eff}}(\delta_z(0) - 2\delta_z(T) + \delta_z(2T)) \quad (\text{II.40})$$

Ce bruit a un impact direct sur la sensibilité de l'instrument. On pourra cependant le rejeter partiellement en mesurant le déplacement du miroir à l'aide d'un accéléromètre [76, 77] et en utilisant une plateforme d'isolation.

b) Bruit de projection quantique (QPN)

Le bruit de projection quantique est un bruit de détection indépendant de la méthode de mesure utilisée. Il est intimement lié au processus de la mesure en mécanique quantique. On a pour chaque atome, une probabilité P d'être détecté dans le port 1 et $1 - P$ dans le port 2. La probabilité de transition obtenue en moyennant la mesure sur N atomes suit une loi de distribution binomiale, qui converge vers une loi normale pour N grand, de moyenne P et d'écart type $\sigma_P = \sqrt{P(1-P)/N}$

$$P(n) = A e^{-\frac{(n/N-P)^2 N}{2P(1-P)}} \quad (\text{II.41})$$

avec A un facteur de normalisation. Ces fluctuations de P correspondent à des fluctuations de phase équivalentes σ_Φ données par :

$$\sigma_\Phi = \sigma_P \left| \frac{d\Phi}{dP} \right| \quad (\text{II.42})$$

avec dans le cas particulier où $P = 1/2$ et où le contraste $C = 1$:

$$\sigma_\Phi = \sqrt{\frac{1}{N}} \quad (\text{II.43})$$

On trouvera dans [67] une analyse plus détaillée de la sensibilité d'un interféromètre atomique au bruit de projection quantique, en particulier dans le cas plus réaliste où les sorties ne sont pas équilibrées.

c) Autres bruits de détection

Selon la méthode de détection utilisée, les sources de bruits techniques sont différentes. Durant cette thèse, nous utilisons une détection par collection de fluorescence sur une transition cyclante. Le nombre d'atomes N est relié à l'aire du signal de détection \mathcal{A} :

$$N \propto \mathcal{A} = H_{\text{elec}} \times \int_0^\tau \mathcal{P}(t) dt \quad (\text{II.44})$$

avec N le nombre d'atomes détectés, H_{elec} la fonction de transfert de l'électronique (photodiode, circuit trans-impédance, ...), τ la durée de la détection et $\mathcal{P}(t)$ la puissance rayonnée par les atomes telles que :

$$\mathcal{P}(t) = \frac{\sigma_0 I(t)}{1 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I(t)}{I_{\text{sat}}}} \quad (\text{II.45})$$

avec σ_0 la section efficace de diffusion à résonance et $I(t)$ l'intensité du faisceau de détection. On définit alors deux sources de bruit distinctes :

- Le bruit électronique, indépendant du nombre d'atomes et aléatoire, lié au bruit de tension du système et qui entraîne des fluctuations des aires des populations des états de sorties $|e\rangle$ et $|f\rangle$, \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_f . Pour une détection équilibrée, qui donne des aires proportionnelles aux nombres d'atomes avec le même facteur de proportionnalité $\mathcal{A}_e = KN_e$ et $\mathcal{A}_f = KN_f$, la probabilité de transition est donnée

par $\mathcal{A}_e/(\mathcal{A}_e + \mathcal{A}_f)$. Les fluctuations d'aires liées au bruit électronique $\sigma_{\mathcal{A}_e}$ et $\sigma_{\mathcal{A}_f}$ entraînent alors des fluctuations de probabilité de transition donnée par :

$$\sigma_{P_{\text{elec}}} = 2 \frac{\sigma_{\mathcal{A}_{\text{elec}}}}{N} \quad (\text{II.46})$$

avec :

$$\sigma_{\mathcal{A}_{\text{elec}}} = \sqrt{(P\sigma_{\mathcal{A}_e})^2 + ((1-P)\sigma_{\mathcal{A}_f})^2} \quad (\text{II.47})$$

On obtient finalement le bruit de phase :

$$\sigma_{\Phi_{\text{elec}}} = \frac{1}{C} \frac{4}{|\sin(\Phi)|} \frac{\sigma_{\mathcal{A}_{\text{elec}}}}{N} \quad (\text{II.48})$$

avec C le contraste de l'interféromètre. $\sigma_{\mathcal{A}_{\text{elec}}}$ est une valeur numérique qui dépend des propriétés électroniques, on peut la déterminer, soit expérimentalement, soit en calculant H_{elec} .

- Le bruit de fluorescence, lié aux fluctuations aléatoires d'intensité et de fréquence du laser de détection, on peut donc aussi l'écrire :

$$\sigma_{P_{\text{fluo}}} = 2 \frac{\sigma_{\mathcal{A}_{\text{fluo}}}}{N} \quad (\text{II.49})$$

Cependant ici chaque atome contribue aux fluctuations de fluorescence (le bruit augmente avec le signal), si bien que $\sigma_{\mathcal{A}_{\text{fluo}}} = KN\sigma_{\text{fluo}}$ avec σ_{fluo} la contribution d'un atome. On a alors :

$$\begin{aligned} \sigma_{P_{\text{fluo}}} &= 2K\sigma_{\text{fluo}} \\ \sigma_{\Phi_{\text{fluo}}} &= \frac{1}{C} \frac{4K}{|\sin(\Phi)|} \sigma_{\text{fluo}} \end{aligned} \quad (\text{II.50})$$

avec C le contraste de l'interféromètre. C'est donc un bruit plancher dépendant des propriétés de stabilité du laser et du bruit de normalisation de la détection (K/N) qui domine pour N grand. On peut réduire en principe sa valeur en effectuant un asservissement de l'intensité et de la fréquence du laser.

L'étude de ces bruits est un moyen efficace de déterminer les performances de notre système de détection et sera mis profit dans un protocole de test au chapitre 4.

d) Réjection des bruits en mode commun

L'un des attraits principaux de la configuration différentielle de la mesure est la réjection des bruits de mode commun pour la mesure du gradient. Par définition, un bruit en mode commun affecte de la même façon la phase de chaque interféromètre indépendamment des différences de paramètres entre les deux systèmes (nombre d'atomes, couplage Raman, température etc ...). En prenant comme exemple les bruits que nous venons de définir, le bruit de vibration est en mode commun puisque relié à des paramètres communs (position du miroir, T et k_{eff}) mais pas le bruit de projection quantique ni le bruit de détection. Si l'on considère l'équation II.23, les bruits de vibrations (équation II.40) des deux interféromètres se compensent quelque soit Φ_1 et Φ_2 :

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = \Phi_2^0 + \cancel{\delta_{\Phi_{\text{vib}}}} - \Phi_1^0 - \cancel{\delta_{\Phi_{\text{vib}}}} \quad (\text{II.51})$$

Cependant, nous ne mesurons en pratique pas directement la phase, mais les probabilités de transitions P_1 et P_2 que l'on écrit :

$$\begin{cases} P_1 = A_1 + \frac{C_1}{2} \cos(\Phi_1 + \delta_{\Phi_{\text{vib}}}) \\ P_2 = A_2 + \frac{C_2}{2} \cos(\Phi_2 + \delta_{\Phi_{\text{vib}}}) \end{cases} \quad (\text{II.52})$$

avec A_i les décalages et C_i les contrastes des interféromètres. On remarquera là l'équation paramétrique d'une ellipse à partir de laquelle on peut extraire la différence de phase en rejetant $\sigma_{\Phi_{\text{vib}}}$ [51]. Pour extraire la valeur de la phase différentielle, on ajuste les données avec l'équation algébrique de l'ellipse :

$$\alpha x^2 + \beta xy + \gamma y^2 + \delta x + \epsilon y + \zeta = 0 \quad (\text{II.53})$$

dont on tire :

$$\Delta\Phi = \arccos\left(-\frac{\beta}{2\sqrt{\alpha\gamma}}\right) \quad (\text{II.54})$$

Bien que robuste, cette méthode ne fonctionne pas pour $\Delta\Phi = 0[\pi]$ du fait de l'ambiguïté de la fonction arccos en -1 et 1 et ne permet pas non plus d'extraire les phases Φ_1 et Φ_2 . De plus elle nécessite l'acquisition de plusieurs échantillons de la phase afin d'ajuster l'ellipse réduisant ainsi la bande passante de la mesure.

Nous avons mis au point une méthode originale d'extraction de la phase par ajustement des franges d'interférences (équation II.52) en exploitant les corrélations avec le signal d'un sismomètre [78, 55]. Il apparaît immédiatement que maximiser les corrélations revient à rendre équivalents les deux bruits de probabilités $\delta_{P_{1,\text{vib}}}$ et $\delta_{P_{2,\text{vib}}}$ tels que :

$$\delta_{P_{i,\text{vib}}} = \delta_{\Phi_{\text{vib}}} \left| \frac{dP_i}{d\Phi_i} \right| = C_i \frac{\sin(\Phi_i)}{2} \delta_{\Phi_{\text{vib}}} \quad (\text{II.55})$$

Si on veut maximiser les corrélations, on doit finalement satisfaire les conditions :

$$\delta_{P_{1,\text{vib}}} = \delta_{P_{2,\text{vib}}} \Leftrightarrow \begin{cases} \Phi_1 = \Phi_2[\pi] \\ C_1 = C_2 \end{cases} \quad (\text{II.56})$$

Tout comme les ellipses, cette méthode nécessite d'acquérir plusieurs échantillons de phases et permet de rejeter $\delta_{\Phi_{\text{vib}}}$ mais à la condition que $\Delta\Phi = 0[\pi]$ et que les contrastes soient équivalents (ou bien déterminés afin de pondérer la mesure par C_1/C_2). La figure II.8, compare les deux méthodes en terme de sensibilité de la phase différentielle.

Enfin, fort du résultat précédent, nous développerons dans le chapitre 3 une méthode d'asservissement continue de la différence de phase à 0 [62]. Méthode qui, associée au signal d'un sismomètre, rejette intrinsèquement les bruits en mode commun et ce à chaque mesure de l'instrument.

II.4.2 Exactitude de la mesure

Nous présentons ici le traitement des effets systématiques affectant l'exactitude de la mesure de Φ et $\Delta\Phi$ (g et γ). Comme sur l'expérience du gravimètre à atomes froids, on

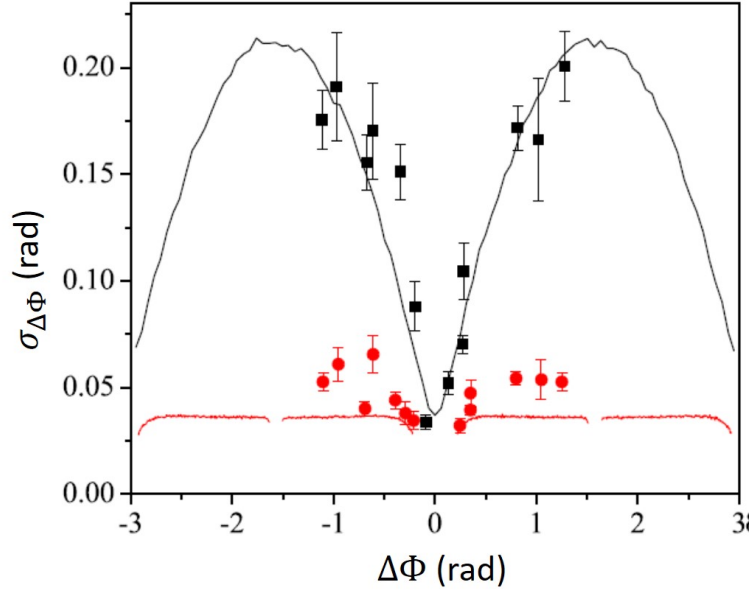


Fig. II.8 Comparaison des sensibilités de deux méthodes de réjection du bruit en mode commun en fonction de la différence de phase de deux interféromètres. La méthode des ellipses en rouge (le trait plein est une simulation et les points sont les mesures expérimentales) bien que globalement efficace, ne fonctionne pas pour $\Delta\Phi = 0$ tandis que la méthode de l'ajustement de la phase en noir oui (le trait plein est une simulation et les carrés sont les mesures expérimentales). La durée des interféromètres est $2T = 120$ ms et nous avons pris un bruit de phase $\sigma_{\Phi_{\text{vib}}} = 3$ mrad pour les simulations. (figure issue de [55])

cherchera ici à rejeter les effets dégradant l'exactitude de mesure. On trouvera dans [74] ainsi que dans [73] une description exhaustive des effets impactant la mesure d'un gravimètre atomique.

Les effets systématiques peuvent se classer en deux catégories : les effets dépendants de l'orientation de \mathbf{k}_{eff} ($\delta\Phi_{\text{dép}}$) et les effets indépendants de l'orientation de \mathbf{k}_{eff} ($\delta\Phi_{\text{indép}}$). On peut sans perte de généralités écrire :

$$\Phi = k_{\text{eff}}gT^2 + \delta\Phi_{\text{dép}} + \delta\Phi_{\text{indép}} \quad (\text{II.57})$$

Nos travaux se concentrant sur la démonstration de principe de notre instrument, nous nous sommes restreints parmi les effets dépendants $\delta\Phi_{\text{dép}}$ au déplacement lumineux à 2 photons ($\delta\Phi_{\text{LS}2}$). L'étude des autres effets nécessitent des manipulations difficiles à réaliser dans l'état actuel de l'expérience, et/ou des investigations plus poussées.

a) Effets indépendants de l'orientation de \mathbf{k}_{eff}

Les trois principaux effets indépendants de l'orientation de \mathbf{k}_{eff} sont, le déplacement lumineux à 1 photon, le déphasage radio-fréquence (que nous ne développerons pas) et le gradient de champ magnétique.

- Chacun des deux lasers Raman, désaccordés de résonance, induit des déplacements lumineux des niveaux $|e\rangle$ et $|f\rangle$. Ces déplacements lumineux induisent un décalage de la condition de résonance Raman donnée par $\delta_{LS1} = 2\pi(\alpha I_1 + \beta I_2)$ la différence de pulsation induite en fonction des intensités lumineuse des lasers Raman I_1 et I_2 . Si les coefficients α et β sont de signes opposés, un réglage adéquat du rapport de puissance permet d'annuler ce biais :

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{\alpha}{\beta} \Rightarrow \delta\Phi_{LS1} = 0 \quad (\text{II.58})$$

- Le gradient de champ magnétique induit, à cause de l'effet Zeeman quadratique, un déphasage $\delta\Phi_{Ze}$. Ce biais est lié à l'inhomogénéité du champ magnétique de biais définissant l'axe de quantification des atomes, qui induit un décalage inhomogène de la fréquence de transition Raman. On peut le quantifier en cartographiant le champ de biais.

b) Déplacement lumineux à 2 photons

Dans le cas d'un interféromètre contra-propageant et en présence des deux paires de faisceaux Raman obtenues par rétro réflexion sur le miroir de référence des deux lasers Raman, le signe de la rampe de fréquence permet de sélectionner la paire de faisceaux réalisant l'interféromètre. Cela étant, la deuxième paire bien que non résonnante et décalée de $2\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}$, est aussi présente durant les impulsions Raman et induit un déplacement lumineux donné par [79] :

$$\delta\omega_{LS2} \approx -\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}} \quad (\text{II.59})$$

Comme les vitesses obtenues changent durant l'interféromètre, $\delta\omega_{LS2}$ aussi d'où un biais dans la phase interférométrique proportionnel au couplage Raman effectif Ω_{eff} .

c) Algorithme de mesure

Il est possible de mesurer et rejeter la plupart des effets systématiques par combinaison de quatre mesures différentes :

- Deux mesures à pleine puissance :
 mesure k_{\uparrow} : $\Phi_{\uparrow,\Omega} = k_{\text{eff}}gT^2 + \delta\Phi_{LS2} + \delta\Phi_{\text{indep}}$
 mesure k_{\downarrow} : $\Phi_{\downarrow,\Omega} = -k_{\text{eff}}gT^2 - \delta\Phi_{LS2} + \delta\Phi_{\text{indep}}$
- Deux mesures à mi puissance :
 mesure k_{\uparrow} : $\Phi_{\uparrow,\Omega/2} = k_{\text{eff}}gT^2 + \frac{\delta\Phi_{LS2}}{2} + \delta\Phi_{\text{indep}}$
 mesure k_{\downarrow} : $\Phi_{\downarrow,\Omega/2} = -k_{\text{eff}}gT^2 - \frac{\delta\Phi_{LS2}}{2} + \delta\Phi_{\text{indep}}$

Nous avons alors les trois combinaisons suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow}}{2} &= \delta\Phi_{\text{indep}} \\ \Phi_{\uparrow,\Omega} - \Phi_{\downarrow,\Omega} - \Phi_{\uparrow,\Omega/2} + \Phi_{\downarrow,\Omega/2} &= \delta\Phi_{LS2} \\ \Phi_{\uparrow,\Omega/2} - \Phi_{\downarrow,\Omega/2} - \frac{\Phi_{\uparrow,\Omega} - \Phi_{\downarrow,\Omega}}{2} &= k_{\text{eff}}gT^2 \end{aligned} \quad (\text{II.60})$$

Cette méthode est développée dans [73]. Dans les faits nous alternons n mesures de $\Phi_{\uparrow,\Omega}$, n mesures de $\Phi_{\downarrow,\Omega}$, n mesures de $\Phi_{\uparrow,\Omega/2}$ et n mesures de $\Phi_{\downarrow,\Omega/2}$, pour obtenir une mesure de g corrigée des principaux effets systématique. Ce protocole de mesure induit cependant une perte de sensibilité puisque l'on moyennera g sur les $4n$ mesures de phase.

Au chapitre V de ce manuscrit nous utiliserons cet algorithme afin de valider les performances d'un gravimètre.

II.5 Conclusion

Nous avons posé dans ce chapitre le formalisme mathématique que nous utiliserons dans la suite du manuscrit pour décrire formellement nos travaux. Par souci de cohérence, nous avons décrit ces outils dans un même formalisme, qui est dans la continuité des travaux antérieurs de l'équipe.

Chapitre III

Le gravi-gradiomètre

Dans le chapitre précédent nous avons introduit le principe de notre instrument : deux gravimètres atomiques verticalement superposés et interrogés par les mêmes sources lasers. Nous discuterons ici de l'assemblage de l'instrument et du développement des fonctions optiques et électroniques nécessaires à son fonctionnement. Le projet ayant débuté il y a seulement quatre ans le dispositif expérimental n'a pas encore atteint son état final, cependant nous avons pu atteindre un niveau de maturation suffisant pour démontrer son principe de fonctionnement.

III.1 Enceinte Expérimentale

La préparation des nuages d'atomes de Rubidium 87 froids ainsi que leur interrogation est réalisée dans une enceinte à vide orientée verticalement et d'une hauteur totale de 1.725 m (voir figure III.1) qui est un assemblage de plusieurs parties distinctes. Deux pièges magnéto-optiques à deux dimensions (PMO-2D), réalisés dans deux enceintes séparées mais reliées par un tube à l'enceinte principale, chargent individuellement deux pièges magnéto-optiques à trois dimensions (PMO-3D). Les deux PMO-3D sont réalisés dans deux enceintes connectées entre elles par un tube vertical séparant ainsi les deux sources de 1 m. Nous distinguerons par la suite ces deux PMO-3D par leur position verticale (PMO-3D supérieur et inférieur). Les atomes sont détectés par temps de vol dans une dernière chambre à vide connectée via un tube au PMO-3D inférieur. Enfin un dernier tube est fixé au sommet du PMO-3D supérieur afin de pouvoir lancer les atomes vers le haut. La conception du dispositif a été réalisée en collaboration avec le service Mécanique, Ultravide et Technologies Associées (MUTA) du Laboratoire SYRTE et les pièces ont été fabriquées par l'atelier de l'Observatoire de Paris et des entreprises sous-traitantes. L'enceinte est pour l'essentiel réalisée en Titane et comprend un certain nombre de hublots pour les accès optiques.

III.1.1 PMO-2D

Un PMO-2D (figure III.2) consiste en une chambre parallélépipédique avec quatre hublots rectangulaires pour les faisceaux de piégeage et un hublot circulaire pour le faisceau pousseur. L'étanchéité des hublots est assurée par des joints en Indium. Une réserve contenant du Rubidium 87 à l'état solide est chauffée à environ 40-50°C afin de

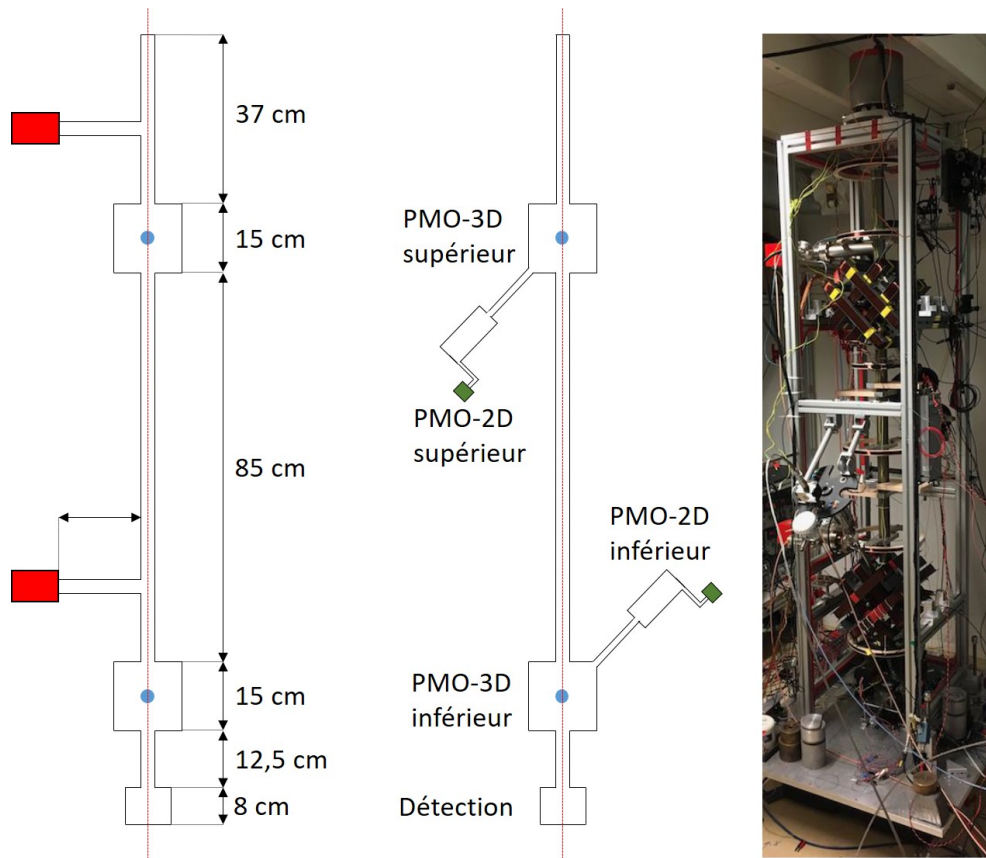


Fig. III.1 À gauche, schéma de coupe de l'enceinte sous deux angles différents et à droite, photo de l'enceinte. En bleu des zones de PMO-3D, en rouge les pompes de l'enceinte principale (5 l/s) en vert les pompes des PMO-2D (2 l/s) et l'axe vertical de propagation des séparatrices/élevateur en pointillés rouges.

générer une vapeur de Rubidium 87 à une pression de quelques 10^{-8} mbar. Le PMO-2D est chargé à partir de cette vapeur et poussé vers un PMO-3D par un faisceau pousseur de quelques centaines μW de puissance optique. Les faisceaux laser de piégeage sont issus de deux collimateurs, un pour les faisceaux verticaux, l'autre les faisceaux horizontaux. En sortie de collimateur les faisceaux ont une polarisation rectiligne, une lentille cylindrique leur donne un profil fortement elliptique puis deux cubes séparateurs de polarisation (PBS) et un miroir génèrent trois nappes de lumière parallèles traversant la chambre puis rétro-réfléchies sur trois miroirs. Des lames quart d'onde sont placées en entrée et en sortie de la chambre afin de circulariser la polarisation des nappes σ_+ dans un sens et σ_- dans l'autre selon l'orientation du quadrupôle magnétique. Chaque nappe a une puissance d'une dizaine de mW réglable à l'aide de lames demi onde placées en amont de chaque PBS. Enfin deux paires de bobines fixées sur la chambre génèrent le champ magnétique quadrupolaire nécessaire au piégeage. Les PMO-2D que nous utilisons sont fabriqués par le service MUTA du SYRTE. Une description complète de leur fonctionnement peut être trouvé dans [67].

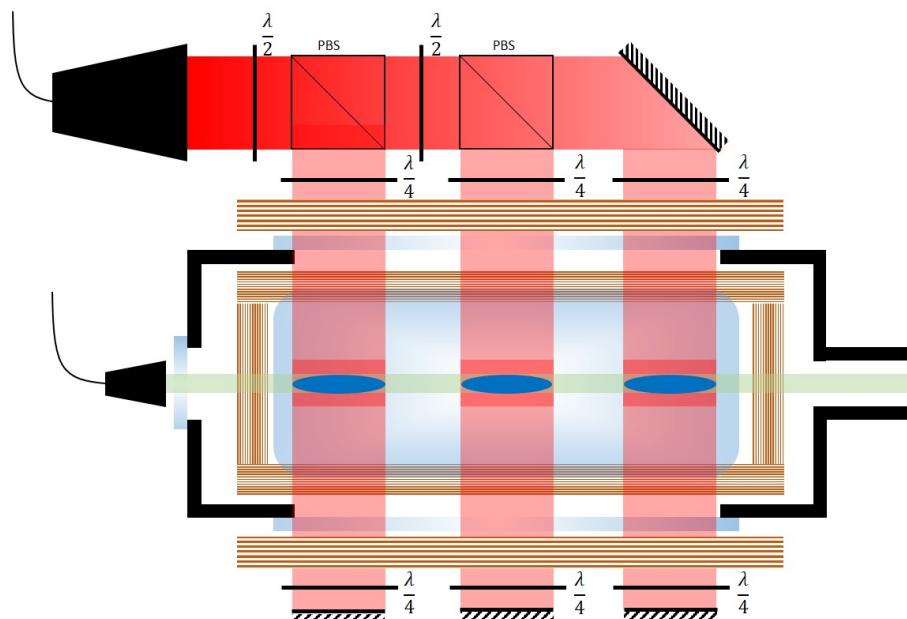


Fig. III.2 Schéma de coupe d'un PMO-2D. En rouge les faisceaux de piégeage, en vert le pousseur et en bleu les zones de piégeage. Les bobines de champ sont en marron et les hublots en dégradé de bleu. On représente au centre le hublot, la bobine et les faisceaux de face.

III.1.2 PMO-3D

Les enceintes de piégeage (figure III.3) consistent en une chambre cubique biseautée, pour permettre des accès optiques diagonaux. Les accès optiques sont au nombre de huit. Deux sont assemblés au laboratoire avec des joints Indium et les six autres sont des hublots commerciaux Torr Scientific collés. Il y a de plus un accès CF16 pour la connection au PMO-2D et un dernier CF63 permettant d'insérer une puce magnétique ou un miroir au centre de la chambre. En effet, notre instrument est prévu pour fonctionner en utilisant comme sources des atomes ultrafroids obtenues par refroidissement évaporatif dans un piège magnétique généré par une puce [80]. Jusqu'à présent, cette technique n'a pas été mise en œuvre sur notre expérience. Un simple miroir est installé dans la chambre inférieure tandis qu'une puce de test avec une couche miroir dorée en surface est installée dans la chambre supérieure. Le miroir nous permet de réaliser un PMO-3D avec seulement quatre faisceaux laser au lieu de six (voir figure III.3). Deux faisceaux se propagent parallèlement à la surface du miroir et deux sont réfléchis avec un angle de 45° à la surface. Les quatre faisceaux sont issus de quatre collimateurs de 25.4 mm de diamètre (1 pouce) fixés sur l'enceinte. La polarisation est réglée à l'aide de lames quart d'onde en sortie des collimateurs avant leur installation. Les faisceaux de piégeages sont issus de coupleurs multi-ports fibrés en entrée et en sortie. L'équilibrage de puissance se fait à l'aide de lames-demi onde et de cubes séparateurs de polarisation présents dans les coupleurs.

Nous avons installé trois paires de bobines de champ magnétique sur chaque chambre comme illustré sur la figure III.4). Pour l'instant, une seule paire est utilisée pour générer le

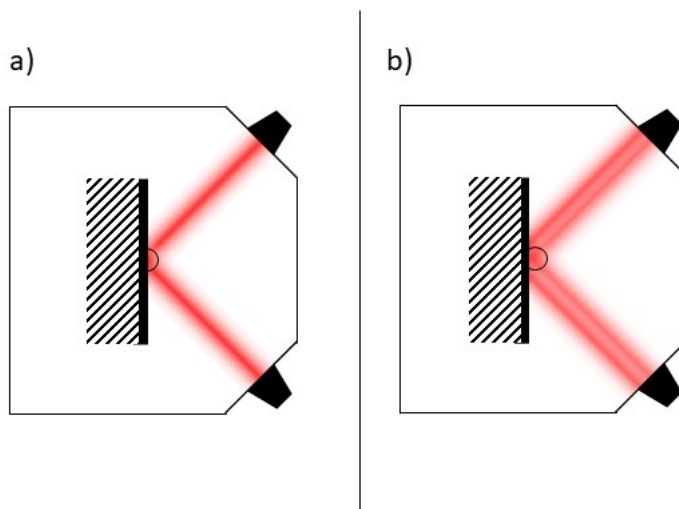


Fig. III.3 Schéma d'un PMO-3D à la surface d'un miroir. a) La surface est à l'intersection des faisceaux. b) La surface est reculée par rapport à l'intersection des faisceaux.

champ quadrupolaire, les autres paires seront utilisées en complément pour la préparation des atomes ultra froids.

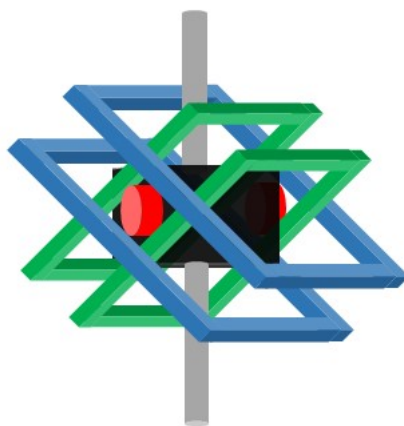


Fig. III.4 Schéma des trois paires de bobines installées sur les PMO-3D en vert, bleu et rouge. Pour le piégeage des atomes nous utilisons la paire verte ou la paire bleue.

Nous avons rencontré certaines difficultés dans l'optimisation du fonctionnement de nos PMO-3D du fait de leur géométrie. En particulier, l'équilibrage de puissance entre les faisceaux réfléchis est extrêmement sensible¹. En effet afin que le centre du piège ne se

1. Cela n'est plus exactement le cas au moment de l'écriture. Ce problème était surtout imputable à un manque de puissance optique dans les pièges, l'installation d'un amplificateur plus performant a fortement

confonde pas avec la surface du miroir, ce dernier est reculé de 5 mm par rapport au centre de croisement des faisceaux ; ils ne sont donc pas correctement superposés et le piège n'est pas symétrique. Cela réduit le nombre d'atomes piégés par rapport à un PMO-3D classique équivalent (quelques 10^8 quand on attend quelques 10^9), de plus le nombre d'atomes piégés fluctue de quelques pourcents d'un coup sur l'autre de l'instrument. Par ailleurs, sur le PMO-3D supérieur, nous avons dû modifier d'une dizaine de degrés l'inclinaison de l'un des faisceaux réfléchis à l'aide d'une cale, sans quoi il n'était pas possible de piéger les atomes. Cet angle a été déterminé de manière empirique et n'a pas été précisément mesuré. Nous supposons que la puce magnétique est à l'origine de cela, soit par une mauvaise inclinaison soit par une mauvaise qualité de sa surface réfléchissante. En effet, les deux chambres de PMO-3D sont identiques et ce problème n'est pas présent sur la chambre inférieure. Pour ces raisons, le réglage des PMO-3Ds s'avère délicat et dépend à la fois de la puissance optique des faisceaux de piégeage ainsi que de la durée de chargement.

Pour une puissance de quelques dizaines de mW par faisceau nous préparons $\sim 2 \cdot 10^8$ atomes par seconde dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$.

III.1.3 Détection

Les atomes sont détectés par fluorescence dans l'enceinte située au bas de l'expérience (figure III.1). La méthode de détection, basée sur des mesures de fluorescence, permet de discriminer les ports de sortie selon : $|f\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ ou $|e\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$. Le schéma des nappes de lumière est représenté sur la figure III.5. Un faisceau de détection résonnant avec la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ est séparé en deux en sortie de collimateur puis mis en forme par deux masques rectangulaires pour obtenir deux nappes de lumière de 15 par 5 mm de côtés, injectés parallèlement dans la chambre, verticalement séparés de 2 cm et rétro-réfléchis par un miroir commun fixé à l'opposé de chambre. Une troisième nappe de repompeur de 15 par 2 mm, résonnante avec la transition $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$, est injectée entre les deux nappes de détection. Enfin une lame quart d'onde installée à l'entrée de la chambre circularise la lumière afin d'exciter les atomes sur la transition cyclante $|5^2S_{1/2}, F = 2, mF = \pm 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3, mF = \pm 3\rangle$ pour maximiser le nombre de photons diffusés.

Les atomes dans $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ fluorescent en traversant la nappe de détection supérieur. Un cache installé au niveau du miroir empêche cependant la réflexion de la portion basse de cette nappe (environ 1 mm) de sorte que les atomes soient poussés une fois la nappe traversée. Les atomes dans $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ sont transférés dans $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ par la nappe de pompage et sont ensuite détectés par la deuxième nappe de détection. La lumière diffusée par les atomes traversant les nappes de détection est collectée par deux systèmes optiques identiques positionnés l'un en face de l'autre perpendiculairement à l'axe de propagation des nappes et à l'axe de chute des atomes. Les collecteurs sont positionnés à 4.9 cm de la zone de détection et ont une ouverture de 0.45 cm^2 . Ils sont composés d'une série de lentilles focalisant la lumière issue des zones de fluorescence sur deux photo-diodes distinctes, l'une collectant la lumière issue de la nappe du haut ($|F = 2\rangle$) et l'autre la nappe du bas ($|F = 1\rangle$). En sortie de collimateur la lumière à une polarisation rectiligne, ainsi la répartition de puissance dans les nappes de détection se fait

réduit la sensibilité du réglage.

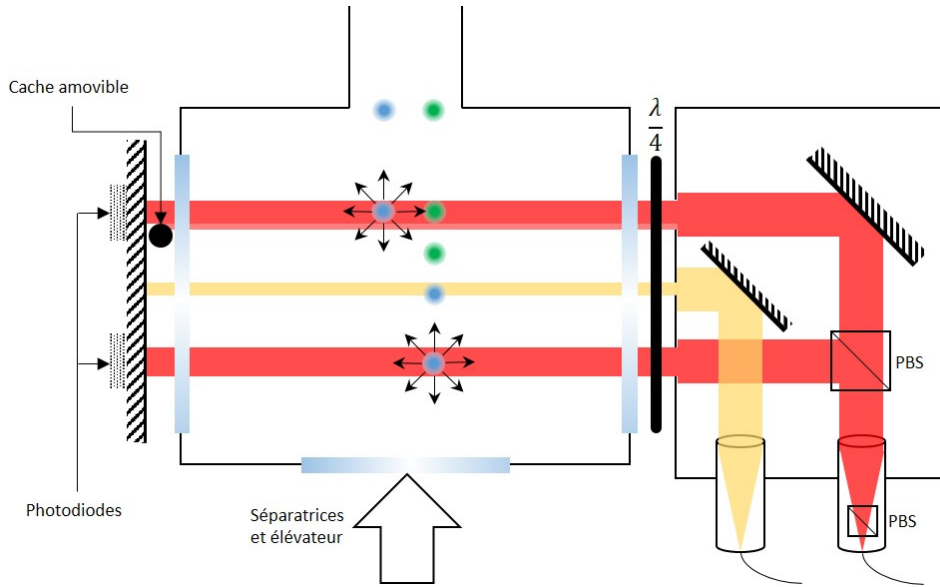


Fig. III.5 Schéma de la détection. En rouge les faisceaux de détection et en jaune le faisceau de repompeur. En bleu, les atomes dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ et en vert ceux dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$.

en tournant le collimateur. La puissance des nappes est mesurée à l'aide de deux photodiodes mesurant la fraction de lumière transmise par le miroir. Nous utilisons l'un de ces signaux pour asservir la puissance de la détection. Deux photo-diodes supplémentaires contrôlent la puissance en sortie des collimateurs.

III.1.4 Vide

Notre instrument a été conçu pour maintenir un niveau de vide de l'ordre de 10^{-9} mbar. Les PMO-2D sont chacun équipés d'une pompe ionique d'une capacité de 2 l/s. Leurs enceintes étant connectées aux PMO-3D par des trous de 1 mm de diamètre, nous considérons leurs pressions comme faiblement couplées à celles des PMO-3D. Ce sont deux pompes mixtes NexTorr, constituées chacune d'une pompe ionique de vitesse de pompage de 5 l/s et d'une pompe getter de 50 l/s, qui maintiennent le vide dans le reste de l'expérience (PMO-3Ds, tubes, détection). Elles sont installées à l'extrémité de coudes situés 8.5 cm au dessus de chaque PMO-3D. Les niveaux de pression sont mesurés par le courant des pompes. Dans le cas des PMO-3Ds, les pompes sont placées derrière les getters et il faut probablement considérer la lecture de la pression comme indicative et non comme une mesure précise.

La mise sous vide des enceintes se fait à l'aide de groupe de pompage turbo-moléculaire jusqu'à atteindre 10^{-9} mbar de pression. Les getters sont alors activés, puis les pompes ioniques sont mises sous tension.

Dans le cas de l'enceinte principale (PMO-3Ds, tubes, détection), une fois le groupe turbo déconnecté, nous avons observé une remontée de la pression de 10^{-9} à 10^{-8} mbar en quelques semaines. Nous n'avons pu déterminer les causes exactes à cela. Nous soupçonnons la présence d'une micro-fuite et/ou d'un dégazage des hublots commerciaux Tor

Scientific installés sur les PMO-3D, avec lesquels nous avons par ailleurs rencontré des difficultés sur d'autres expériences au laboratoire (contamination des hublots, problème de remontée de pression ...).

Nous avons finalement observé des pics transitoires de pression, liés au phénomène d'instabilité d'argon, qui semble conduire à une saturation précoce des getters. On observe ce phénomène avec les pompes ioniques standard saturées en argon. Nous soupçonnons que ce taux d'argon élevé dans l'expérience est lié ou à un dégazage dans les soudures de l'enceinte, ou à une fuite à l'air. Pour résoudre ce problème, les pompes seront bientôt changées par des pompes ioniques spéciales, capables de pomper l'argon avec une bien meilleure efficacité.

Nous avons par ailleurs rencontré des problèmes avec les enceintes des PMO2D. De la poudre d'oxyde de Rubidium se forme au niveau des joints d'Indium (figure III.6) et la pression, initialement à 10^{-9} mbar, monte à 10^{-7} mbar en l'espace de six mois. Le service MUTA a fait analysé sa composition : Indium (joints), Titane (enceinte) et Rubidium (gaz). Ce phénomène a d'abord été observé dans le PMO-2D inférieur (le premier installé et en service). Nous avons conclu qu'il devait y avoir une fuite, bien qu'un test de fuite se soit révélé négatif, et la chambre a été remplacée. Trois mois après l'installation de la nouvelle chambre, la pression est remontée et de la poudre a été à nouveau observée à l'intérieur, suite à quoi nous avons retiré les hublots pour les nettoyer et les avons réinstallés en utilisant cette fois ci un lot d'indium différent et en serrant d'avantage les hublots contre l'enceinte. Nous n'avons pas, jusqu'à présent, reobservé de poudre dans ce PMO-2D. Dans le cas du PMO-2D supérieur, bien que de la poudre soit aussi présente, cela n'affecte pas la pression qui reste stable à quelques 10^{-9} mbar. La différence d'orientation des PMO2D conduit à l'accumulation de poudre d'oxyde à différents endroits : dans celui inférieur la poudre s'accumule au niveau des hublots rectangulaire et du trou de sortie vers le PMO-3D, alors que dans la PMO-2D supérieur elle s'accumule au niveau du hublot du pousseur et de la pompe ionique (figure III.6).

III.1.5 Plateforme d'isolation

L'ensemble de l'expérience repose sur un plateforme d'isolation des vibrations (NANO-K 500BM-1) qui est un filtre passe bas d'une fréquence de coupure de 0.5 Hz. L'équilibrage de la plateforme (i.e. la verticalité de l'expérience) se réalise en effectuant des mesures de g en fonction de l'inclinaison qui est obtenue à l'aide d'un tiltmètre électronique installé sur la plateforme. La figure III.7 montre comment nous avons déterminé l'inclinaison optimale de l'expérience avant d'effectuer les mesures décrites dans la partie V.2.4.

III.2 Fonctions optiques

Dans la partie précédente, nous avons mentionné les faisceaux lasers utilisés pour réaliser les différentes fonctions de notre instrument (préparation, interrogation...). Pour réaliser ces fonctions, nous avons réutilisé en l'adaptant un système laser existant, qui permet de réaliser toutes les fonctions d'un interféromètre Raman mais nous en avons aussi développé de nouveaux, pour réaliser le lancement et les séparatrices de Bragg.



Fig. III.6 Image de l'intérieur du PMO-2D supérieur. La poudre s'accumule sur le hublot du poussoir

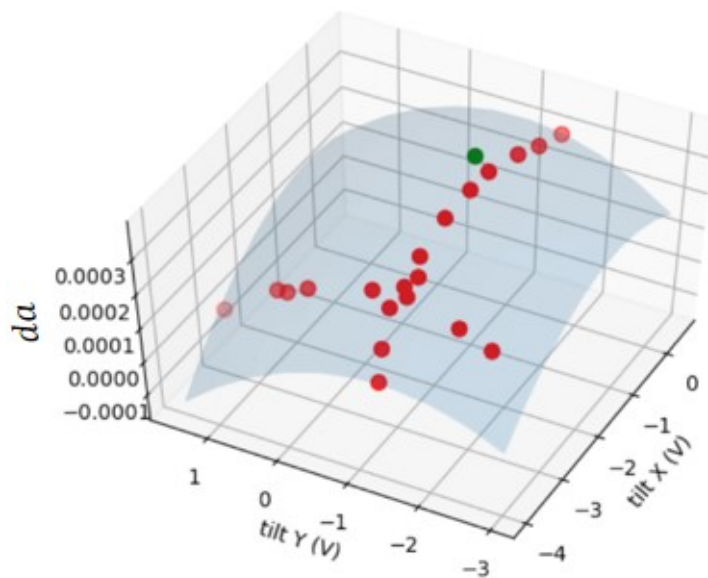


Fig. III.7 Mesure de la correction de la rampe de fréquence a en fonction de l'inclinaison de l'expérience. En rouge : les données expérimentales. En bleu : l'ajustement à deux dimensions des données. En vert : l'inclinaison correspondant à la verticalité de l'expérience.

III.2.1 Banc en espace libre

Le banc optique en espace libre prépare les faisceaux lasers de piégeages et de refroidissement des atomes, mais aussi les séparatrices Raman ainsi que les lasers de détection. Ce banc, qui existait avant le début du projet de gravi-gradimètre, a été modifié pour alimenter notre instrument. Cependant, son architecture générale est restée inchangée et on trouvera dans [81] une description de son état d'origine. Son architecture repose toujours sur deux diodes laser à cavité étendue (ECDL [82]). Les faisceaux issus des sources ont une polarisation rectiligne et sont séparés sur plusieurs chemins, chacun d'eux affecté à une fonction. Une source (ECDL1) est asservie par spectroscopie de transfert de modulation dans une cellule sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 1\rangle$ qui est la transition que nous utilisons pour le repompeur du PMO. Cette diode joue le rôle de laser maître. La deuxième (ECDL2) est asservie en phase sur la diode maître. Le battement en fréquence des deux lasers est contrôlé par un synthétiseur digital programmable (DDS) permettant ainsi de piloter la fréquence d'ECDL2.

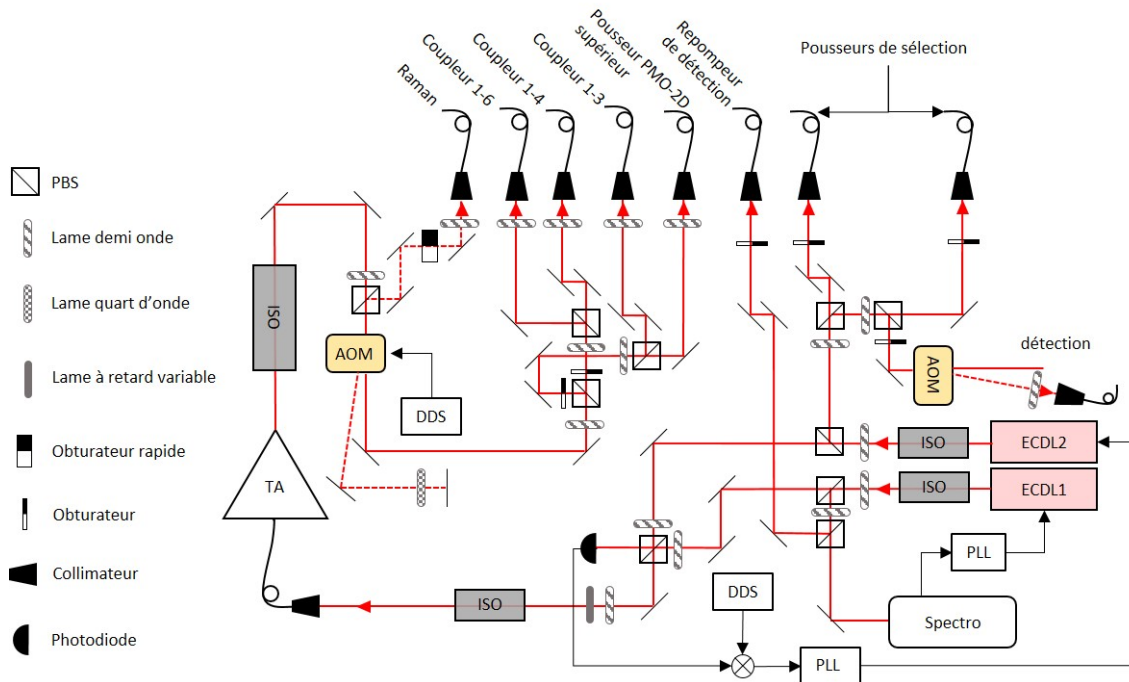


Fig. III.8 Schéma du banc en espace libre. Basé sur deux diodes en cavité étendue, il réalise les fonctions de piégeage, refroidissement, séparatrice Raman et détection.

a) Piégeage et refroidissement

Sur l'un des chemins optiques, les deux lasers d'une puissance d'environ 10 mW chacun sont superposés sur un cube séparateur de polarisation (PBS), une fraction de la puissance ($\sim 10\%$) est envoyée sur une photodiode pour réaliser le battement de fréquence, le reste est injecté dans un amplificateur optique (~ 2 W en sortie). Avant injection dans

l'amplificateur, une lame à retard variable associée à une lame demi-onde et à un isolateur (polariseur) permet de contrôler le rapport de puissance entre les deux faisceaux ainsi que de superposer leurs polarisations. On cherche typiquement à avoir une puissance de repompeur de l'ordre du 1% de la puissance dans la phase de refroidissement. Une fois amplifiés, les lasers sont mis en forme par deux télescopes (un cylindrique et un sphérique), injectés dans un modulateur acousto-optique (AOM), puis séparés en quatre voies et injectés dans :

- un coupleur à quatre sorties alimentant le PMO-3D inférieur,
- un coupleur à trois sorties alimentant le PMO-2D inférieur et son pousseur,
- un coupleur à six sorties alimentant les PMO-3D et 2D supérieur,
- le pousseur du PMO-2D supérieur.

Chaque coupleur a son entrée et ses sorties fibrées. De plus les entrées sont équipées de photodiodes pour contrôler les niveaux de puissance et des lames demi-onde sont installées pour régler la distribution de puissance entre les sorties.

Avant la phase de préparation, la fréquence d'ECDL2 est réglée sur la transition de refroidissement $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$. S'ensuit un refroidissement en trois étapes :

- chargement des PMO-3D pendant quelques centaines de ms (typiquement 480 ms). Les bobines de PMO sont allumées et ECDL2 est désaccordé de -2Γ dans le rouge.
- refroidissement dans une mélasse optique pendant 20 ms. Les bobines de PMO sont éteintes et ECDL2 est désaccordé de -5Γ dans le rouge.
- refroidissement des nuages atomiques dans une mélasse optique à grand désaccord. ECDL2 est désaccordé de -20Γ dans le rouge.
- la lumière de piégeage est coupée par un obturateur mécanique.

b) Séparatrices Raman

Les lasers Raman sont obtenus par double diffraction des lasers de piégeage et refroidissement dans l'AOM positionné après l'amplificateur et fonctionnant à 200 MHz. Les faisceaux, diffractés une première fois, sont rétro-réfléchis pour être à nouveau diffractés par l'AOM avant d'être finalement injectés dans une fibre. La double diffraction sert à désaccorder suffisamment (400 MHz) les lasers afin de limiter les transitions parasites à un photon. Les impulsions sont générées par l'AOM. Un obturateur mécanique rapide, positionné avant la fibre de sortie encadre ces impulsions et permet de supprimer complètement le peu de lumière diffusée dans l'AOM qui se couple malgré tout dans la fibre lorsqu'il est éteint. Le ratio de puissance entre les deux lasers est réglé avec la lame à retard variable afin de compenser le déplacement lumineux à un photon. La fréquence de ECDL2 est initialement réglée afin que la différence de fréquence entre les deux lasers satisfasse la condition de résonance au moment de la première impulsion Raman (équation II.4) et la DDS est programmée pour appliquer la rampe de fréquence.

Une autre DDS est utilisée pour contrôler la fréquence de l'AOM afin de réaliser le saut de fréquence sur la deuxième impulsion π de l'interféromètre (II.3.2). À la fin du premier pulse $\pi/2$ un signal logique est envoyé à la DDS, celle-ci change alors sa fréquence de sortie pendant la durée du signal de contrôle. L'angle de diffraction de l'AOM dépendant de sa fréquence, le saut modifie l'alignement des lasers Raman et donc l'efficacité de couplage dans la fibre de sortie. Or à partir de l'équation II.34 on trouve pour des valeurs typiques

de $T = 60$ ms et $\gamma \approx 3000$ E un saut de fréquence de ~ 1 MHz² pour lequel la perte de puissance Raman est de l'ordre de quelques pour-cent (voir figure III.9).

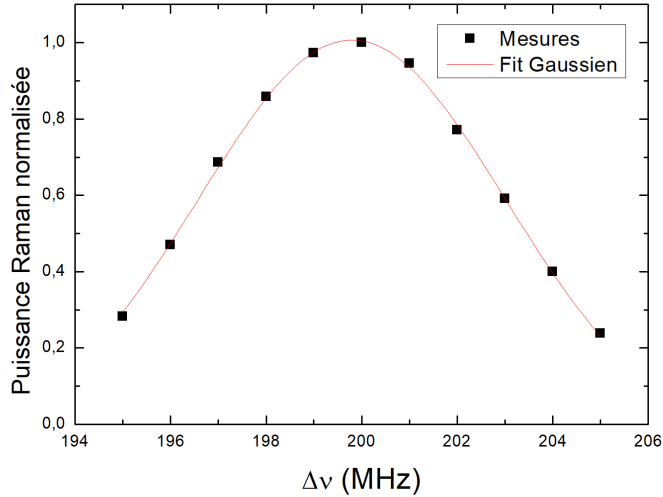


Fig. III.9 Puissance Raman P_R injectée dans la fibre en fonction de la fréquence de pilotage de l'AOM $\Delta\nu$. La puissance est normalisée par rapport à $P_R(200)$

La puissance disponible pour les faisceaux Raman après amplification (~ 2 W) est bien plus élevée que nécessaire (~ 300 mW). On pourra utiliser l'AOM pour contrôler le niveau de puissance.

c) Lasers de détection

Nous avons décrit plus haut les deux lasers nécessaires à la détection des atomes. Le laser de fluorescence est issu d'ECDL2 et le repompeur d'ECDL1. La puissance du repompeur est réglée afin de repomper les atomes avec une efficacité de 100% après le passage dans la nappe de repompeur. La puissance du laser de fluorescence est asservie à l'aide du signal d'une photodiode de contrôle de la détection. Pour cela, le laser de fluorescence est diffracté dans un AOM et c'est l'ordre 0 qui est injecté dans une fibre en direction du boîtier de détection, si bien qu'on asservit la puissance en contrôlant l'efficacité de diffraction.

Finalement, les deux nuages d'atomes froids tombant de deux altitudes différentes, l'efficacité de leur détection ne sera pas équivalente. En effet, plus l'altitude est élevée, plus la vitesse de passage dans la détection l'est ainsi que leur expansion balistique. Nous avons déjà mentionné au chapitre précédent que le nombre d'atomes est proportionnel à l'intégrale (l'aire) de la puissance rayonnée dans le temps $\mathcal{P}(t)$ [83] :

$$N \propto \mathcal{A} = \int_0^\tau \mathcal{P}(t) dt = \sigma_0 \int_0^\tau \frac{I(t)}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I(t)/I_{\text{sat}}} dt \quad (\text{III.1})$$

2. 2 MHz en fait mais le double passage dans l'AOM est à prendre en compte.

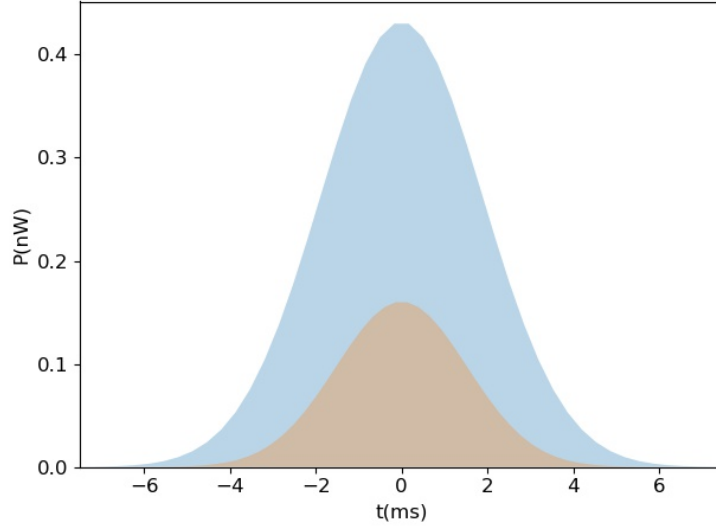


Fig. III.10 Puissance rayonnée par 10^4 atomes traversant la détection pour deux altitudes de lâché différentes avec en bleue $z_{\text{apo}} = 0.3$ m et en rouge $z_{\text{apo}} = 1.3$ m. Les paramètres sont ceux de la détection. L'origine des temps est le passage du centre du paquet d'atomes au centre de la nappe de détection.

avec τ la durée de la détection, σ_0 la section de diffusion efficace à résonance, Δ le désaccord du laser de fluorescence, Γ la largeur de la transition, I_{sat} l'intensité de saturation et $I(t)$ l'intensité incidente à l'instant t . Afin d'exprimer \mathcal{A} en fonction de l'altitude de chute z_{apo} , on posera que :

- les atomes ont une distribution spatiale gaussienne isotrope \mathcal{N}_{at} de largeur en $1/e^2$ initial $\sigma(0) \approx 0.5$ mm,
- l'intensité de la nappe a un profil gaussien \mathcal{N}_{det} avec largeur en $1/e^2$ de 12 mm filtré par une porte $\Pi_{L,1}$ avec $l = 5$ mm et $L = 15$ mm,
- la vitesse de chute des atomes est constante sur la durée de détection et correspond à leur vitesse au centre de la nappe ($z = 0$), $v_{\text{det}} = \sqrt{2gz_{\text{apo}}}$,
- la distribution des atomes est constante sur la durée de détection et correspond à celle au centre de la nappe ($z = 0$), $\sigma_{\text{det}} = \sigma(0) + \sigma_v \sqrt{2z_{\text{apo}}/g}$ avec $\sigma_v \approx 12$ mm/s la vitesse rms d'expansion radiale.

Ce qui nous donne l'expression de I suivante :

$$I(z) = I_0 (\mathcal{N}_{\text{at}}(z) * (\mathcal{N}_{\text{det}}(z) \times \Pi_{L,1}))(z) \quad (\text{III.2})$$

avec I_0 l'intensité maximale du laser de détection. On obtient $I(t)$ avec le changement de variable $t = z/v_{\text{det}}$. La figure III.10 représente $\mathcal{P}(t)$ pour un même échantillon atomique provenant de deux altitudes de chutes différentes. On calcule alors numériquement $\mathcal{A}(z_{\text{apo}})$ en injectant le résultat précédent dans l'équation III.1. On trouve alors que pour un désaccord de -5Γ et une intensité $I_0 = 20I_{\text{sat}}$, le rapport d'efficacité de détection entre un même nombre d'atomes tombant de la chambre de piégeage supérieure et la chambre inférieure vaut $\mathcal{A}_{\text{sup}}/\mathcal{A}_{\text{inf}} = 0.65$. Il nous faudra prendre en compte cet effet pour comparer les signaux de nos deux interféromètres.

III.2.2 Réseau optique

Pour réaliser les fonctions d'ascenseur de Bloch et de séparatrices de Bragg, nous avons besoin de générer un réseau optique avec une puissance la plus élevée possible. En effet, les équations II.19 et II.20 nous montrent que l'efficacité du couplage et les pertes sont fonction de la puissance et du désaccord. On cherchera en particulier à se placer à grand désaccord, ce qui nécessite une grande puissance optique. Pour ce faire nous avons décidé de développer un système laser basé sur des technologies télécom (1560 nm) et de doubleur de fréquence (PPLN), qui permettent d'avoir un système en grande partie fibré (et donc robuste et stable) et de puissance élevée (>1 W max) à 780 nm [84]. Le réseau est obtenu en séparant une source télécom en deux bras avec sur chacun d'entre eux un AOM piloté par une DDS permettant de moduler la fréquence laser de chaque bras indépendamment. De plus, un module électro-optique (EOM) placé sur un des bras permet d'asservir la phase du réseau en comparant le battement des bras avec le battement des DDS. Deux bancs ont été développés, l'un séparant les sources avant amplification et doublage et l'autre après. Dans les deux cas le fonctionnement repose sur trois AOM que nous nommerons AOM1, 2 et 3. L'AOM1 contrôle la fréquence du bras 1 et l'AOM2 du bras 2. L'AOM3 à lui, une double fonction comme représenté sur la figure III.11. Les faisceaux du réseau sont alignés sur l'ordre 1 de l'AOM3. Ainsi on utilisera l'AOM pour contrôler le profil temporel d'intensité du réseau. On génère une gaussienne pour les séparatrices et un trapèze isocèle pour l'élévateur. Dans l'instrument, le réseau et les lasers Raman partagent le même chemin optique. On utilise donc l'AOM3 comme commutateur entre les deux fonctions, on éteindra l'AOM pour injecter les laser Ramans.

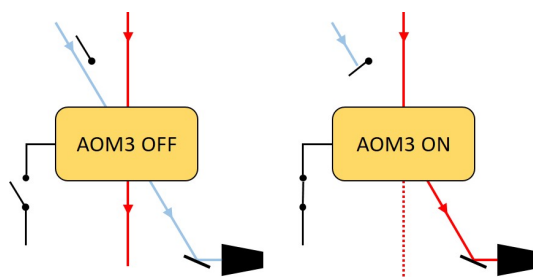


Fig. III.11 Schéma de la commutation avec l'AOM3. À gauche, injection des faisceaux Raman (bleu) dans la fibre de sortie, l'AOM3 est éteint. À droite, injection du réseau (rouge), l'AOM est allumé et les faisceaux Raman coupés.

a) Banc mono-amplificateur

La figure III.12 montre le schéma d'un des bancs. La source (diode EMCORE 1782 DWDM) à 1560 nm est amplifiée par un EDFA d'une puissance maximale de 5 W, la fréquence est ensuite doublée dans un doubleur intracavité développé par la société Muquans, dont l'efficacité de doublage est de 60%³. En sortie du doubleur le laser à 780 nm évolue en espace libre, il est alors séparé en deux bras par un PBS. Afin de stabiliser l'alignement en fonction de la fréquence des AOM1 et 2, les faisceaux lasers effectuent un

3. 80% avant l'assemblage final dans l'atelier de Muquans. Durant le processus de collage, le substrat c'est fissuré.

double passage sur le même principe que les Lasers Raman sur le banc en espace libre. Ce banc peut théoriquement générer 3 W de puissance utile à 780 nm, néanmoins son efficacité a diminué avec le temps jusqu'à 40%. En particulier, les fibres d'entrée du doubleur et de sortie de l'amplificateur ont brûlés. Après réparation, nous avons finalement obtenu avec ce banc avec une puissance de ~ 350 mW par bras à 780 nm.

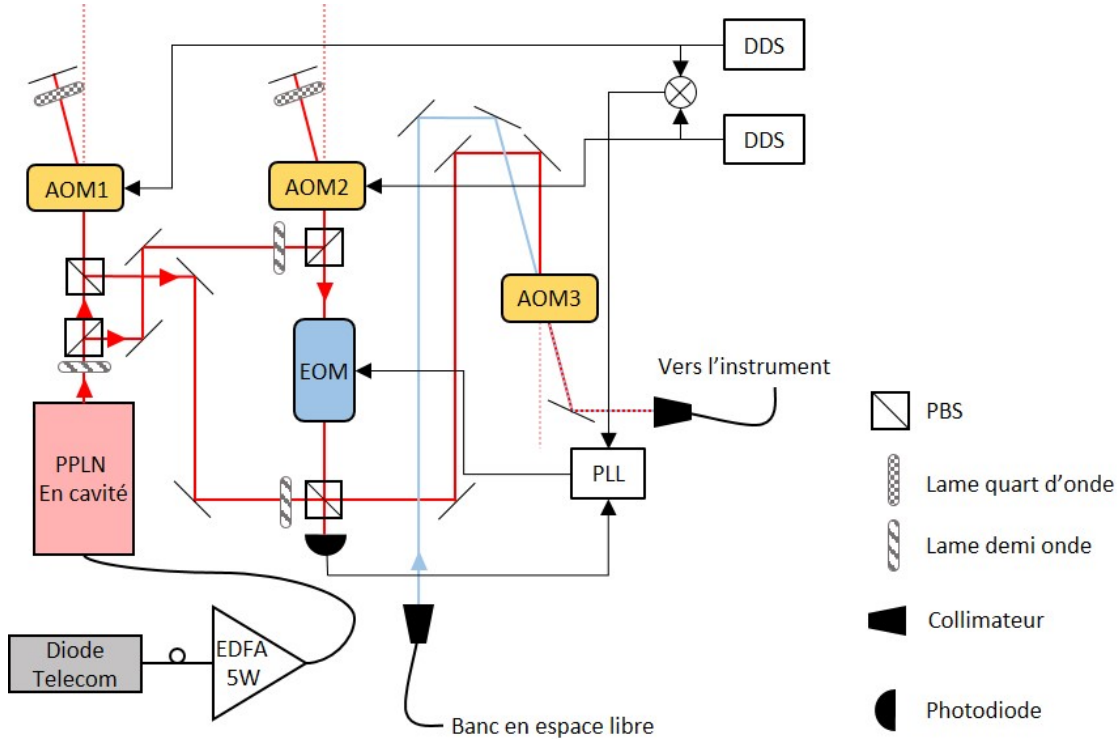


Fig. III.12 Schéma du banc mono-amplificateur. En rouge, les faisceaux optiques du réseau et en bleu le faisceau Raman issu du banc en espace libre. EDFA : Amplificateur à fibre dopée Erbium, EOM : Modulateur électro-optique, PPLN : Cristal de Niobate de Lithium doubleur de fréquence.

La connection fibrée entre le doubleur et l'amplificateur est amenée à être soudée afin d'éviter de nouveaux dommages et de potentiellement retrouver 60% d'efficacité de doublage.

b) Banc bi-amplificateurs

La figure III.13 montre le schéma du deuxième banc. La source (diode en cavité étendue RIO ORION) à 1560 nm est pré-amplifiée à 100 mW puis séparée en deux bras par un séparateur de faisceaux fibré 50/50. Sur ce montage les AOM1 et 2 sont fibrés et positionnés avant amplification et doublage. Ces deux fonctions sont réalisées individuellement sur chaque bras par deux EDFA de 2 W, associés à deux doubleurs en guide d'onde. Ces modules de doublage (WH-0780-000-F-B-C, NTT Electronics) sont conçus pour fonctionner de manière optimale à des puissances d'entrées prises entre 200 et 500 mW avec une efficacité de 60%. Ils ont néanmoins démontré leur viabilité jusqu'à 2 W avec 50% d'effi-

cacité [84]. Les fibres d'entrées des doubleurs n'étant pas conçues pour accepter 2 W, elles ont été soudées aux fibres de sorties des EDFA afin de limiter le risque d'endommagement.

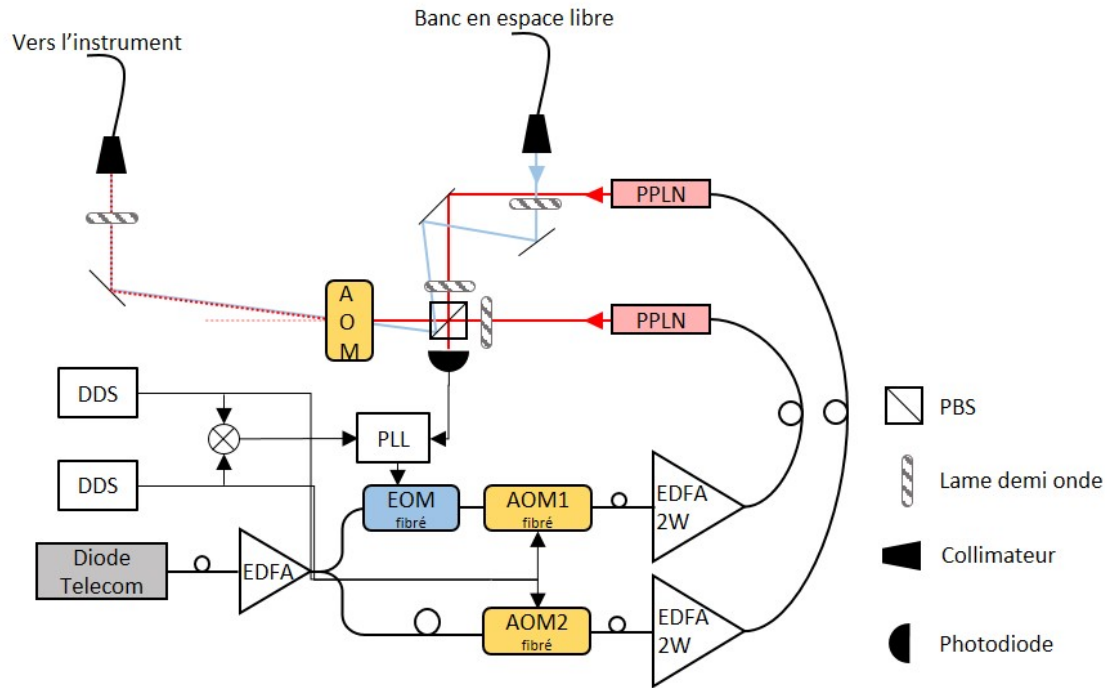


Fig. III.13 Schéma du banc n°2. En rouge le réseau et en bleu les Raman issus du banc de PMO. EDFA : Amplificateur à fibre dopée Erbium, EOM : Modulateur électro-optique, PPLN : Cristal de Niobate de Lithium doubleur de fréquence.

À l'avenir, les amplificateurs et les doubleurs de ce banc seront remplacés par des modèles semblables à ceux de l'autre banc. Une telle évolution permettra d'atteindre plusieurs Watt de puissance par bras.

c) Injection des faisceaux dans le gravi-gradiomètre

Les faisceaux sont injectés dans l'instrument suivant le même chemin optique. Les lasers Raman ont en sortie de fibre la même polarisation linéaire (lin || lin) et Bloch/Bragg des polarisations linéaires croisées (lin \perp lin). Nous avons déjà discuté du réglage des polarisations des faisceaux Raman contrapropageant dans la partie II.1.3. Malheureusement cette configuration (ou la paire de faisceaux est rétro-réfléchi) appliquée aux Bloch/Bragg réduit l'efficacité du lancement car nous obtiendrions deux réseaux distincts $+\Delta\omega$ et $-\Delta\omega$ qui lancent l'un les atomes vers le haut et l'autre vers le bas. Pour y remédier, nous avons installé une lame à retard variable ainsi qu'un PBS avant le miroir de rétro-réflexion et une lame quart d'onde en sortie du collimateur. La figure III.14 précise ces configurations. En sortie du collimateur, la première lame quart d'onde circularise les Raman (σ_+ , σ_+) et les Bloch/Bragg (σ_+ , σ_-), puis :

- lorsqu'on utilise les faisceaux Raman, la lame à retard variable est réglée sur ses axes neutres, la moitié de chaque laser Raman est alors réfléchi par le cube et les

- faisceaux réfléchis sont $(||, ||)$,
- lorsqu'on utilise le réseau, la lame à retard variable est réglée pour relinéariser les faisceaux, l'un des deux est alors réfléchi par le cube. Nous n'avons alors plus qu'un seul réseau dans l'enceinte.

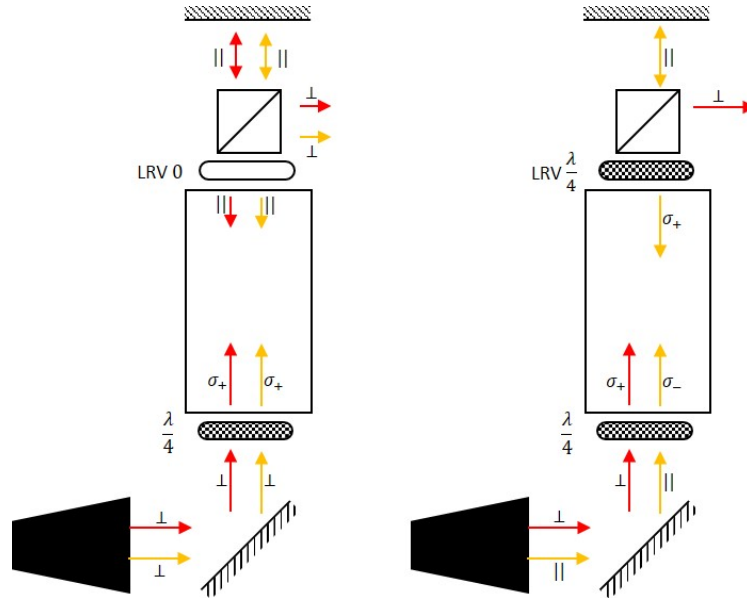


Fig. III.14 Configurations et polarisations des faisceaux Raman et réseau. À gauche la configuration Raman et à droite la configuration réseau. LRV : lame à retard variable

Cette configuration est désavantageuse car les transitions Raman sont pilotées par deux faisceaux $(\sigma_+, ||)$. La polarisation linéaire se décompose en somme de polarisations circulaires $\sigma_+ + \sigma_-$, la composante σ_- induit des transitions parasites entre les états $|F, m_f = 0\rangle$ et $|F', m_f = \pm 2\rangle$ que l'on minimisera au prix d'une augmentation du champs magnétique de biais.

III.3 Conclusion

Nous avons présenté notre expérience dans son état d'avancement présent. Au début de nos travaux de thèse, seuls les PMO-3D et 2D inférieure et la détection étaient opérationnels et nous ne pouvions que générer un nuage d'atomes froids. Aujourd'hui nous pouvons générer simultanément deux nuages d'atomes froids, les lancer avec un ascenseur de Bloch puis les interroger avec, au choix, des séparatrices Raman ou des séparatrices multi-photonique et finalement les détecter par collection de fluorescence. La prochaine étape majeure du développement sera la mise en place du système de refroidissement évaporatif à l'aide de puces magnétiques ainsi qu'un double système d'imagerie qui permettra de détecter simultanément les deux nuages d'atomes ultra-froids.

Chapitre IV

Mesures simultanées de g et son gradient

Ce chapitre porte sur les résultats principaux de ces travaux de thèse, ils font suite aux travaux de Mehdi Langlois sur la réjection des bruits en mode communs [61] et portent sur la démonstration du principe de fonctionnement du gravi-gradiomètre. Le fonctionnement de l'instrument repose sur une méthode de mesure simultanée de g et γ , basée sur un intégrateur numérique contrôlant la rampe de fréquence et le saut de fréquence appliqués aux lasers Raman. Nous présenterons ici cette méthode et nous discuterons des résultats obtenus que nous comparerons à des mesures de gravimètre atomique. En particulier, nous étudierons des effets affectant la stabilité et l'exactitude de mesure.

IV.1 Résultat préliminaire

Nous avons, durant la première année de ces travaux de thèse, mené une série d'expériences qui avaient pour but de démontrer une nouvelle méthode d'extraction de la phase différentielle [78, 55]. C'était là le premier résultat original obtenu dans le cadre du projet de gradiomètre atomique. Au moment de cette démonstration, notre instrument n'était encore que dans un état d'avancement préliminaire. Seule une source d'atomes froids était opérationnelle (PMO inférieure). Nous avons malgré tout pu générer deux nuages d'atomes froids séparés d'une vingtaine de cm à l'aide de l'ascenseur de Bloch. La séquence de préparation des deux nuages était la suivante :

- préparation d'un premier nuage d'atomes froids,
- lancement du nuage avec un ascenseur de Bloch à 17 cm au dessus de la zone de piégeage,
- préparation d'un deuxième nuage pendant la phase d'ascension du premier,
- libération du deuxième nuage lorsque le premier atteint son apogée.

Après une séquence de préparation de leur état initial, les deux nuages étaient interrogés par une séquence de trois impulsions Raman contra-propageantes communes $\pi/2 - \pi - \pi/2$, réalisant donc deux interféromètres simultanés, puis détectés. L'instrument n'était alors pas isolé des vibrations, ce qui induisait un balayage aléatoire des deux phases interférométriques Φ_1 et Φ_2 . Nous avons cependant pu extraire les franges d'interférences en exploitant les corrélations entre le signal de notre instrument et celui d'un sismomètre

situé à coté du miroir Raman (voir figure IV.1).

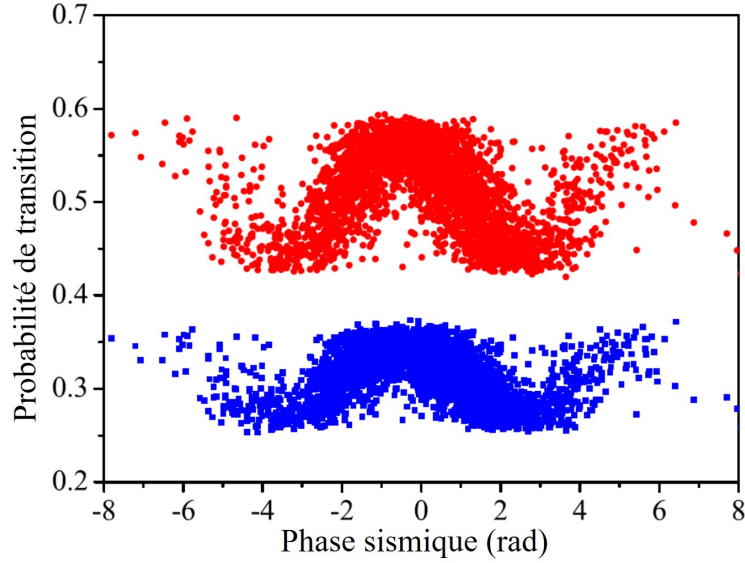


Fig. IV.1 Reconstruction des franges d'interférences à l'aide de la phase sismique. En bleu, l'interféromètre supérieur (atomes lancés) en rouge l'interféromètre inférieur (atomes lâchés). Figure extraite de [55].

Pour contrôler la différence de phase entre les deux interféromètres, nous avons utilisé l'effet du champ magnétique de biais de l'expérience [63], car la fonction de saut de fréquence sur les impulsions Raman n'était pas encore fonctionnel. En effet, le champ de biais n'étant pas homogène, il introduit des biais de phase liés à l'effet Zeeman quadratique qui sont différents selon la position des atomes froids. In fine, en appliquant la méthode d'ajustement des franges (Chapitre II.4 d)) nous avons pu mesurer indépendamment Φ_1 , Φ_2 et $\Delta\Phi$. Ce qui nous a permis de démontrer la réjection du bruit de vibration sur la mesure de la phase différentielle en montrant que les fluctuations de la différence de phase $\sigma_{\Delta\Phi}$ sont plus faibles que la somme quadratique des fluctuations de phase individuelle σ_{Φ_1} et σ_{Φ_2} pour $\Delta\Phi = 0$, comme illustré figure IV.2.

IV.2 Réalisation d'un double interféromètre

Nous commencerons dans cette partie par rappeler la méthode de mesure des gravimètres atomiques dans laquelle un intégrateur numérique contrôle la rampe de fréquence a appliquée aux lasers Raman et effectue une boucle d'asservissement de la phase de l'interféromètre. Reprenons l'expression de la probabilité de transition :

$$P = A + \frac{C}{2} \cos(k_{\text{eff}}gT^2 + 2\pi aT^2) \quad (\text{IV.1})$$

avec A le décalage et C le contraste. On factorise cette équation :

$$P = A + \frac{C}{2} \cos(\delta aT^2) \quad (\text{IV.2})$$

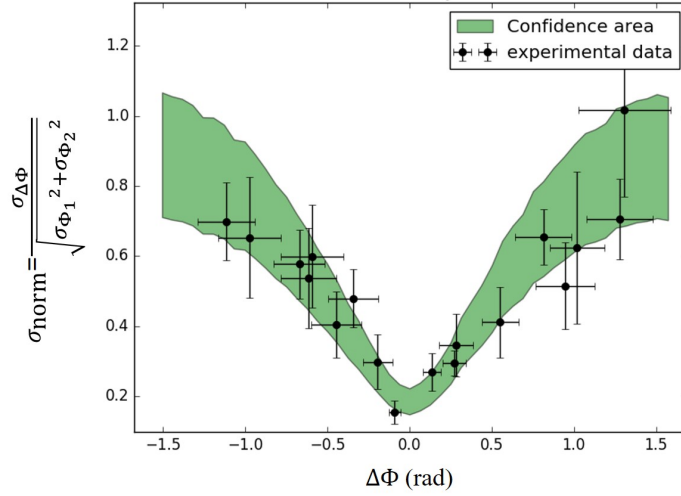


Fig. IV.2 Démonstration de la réjection du bruit de vibration d'un double interféromètre. Quand la différence de phase est nulle, les fluctuations de la différence de phase sont plus faibles que la somme quadratique des fluctuations des phases individuelles. En noir, les points expérimentaux et en vert l'intervalle de confiance obtenue par simulation. Figure extraite de [55].

avec $\delta a = k_{\text{eff}}gT^2 + 2\pi aT^2$ l'erreur par rapport à la valeur de la rampe de fréquence qui compense exactement l'effet Doppler et pour laquelle la phase de l'interféromètre est nulle. Pour asservir ce paramètre à zéro, nous modulons la phase de l'interféromètre en appliquant de façon alternée un décalage de $\pm\pi/2$ à chaque coup, de sorte que la mesure de la probabilité de transition soit effectuée à mi frange, là où la sensibilité à l'erreur de phase est maximale. Cette méthode est utilisée depuis plusieurs années sur de nombreux instruments de mesures (horloge atomique, gravimètre atomique ...). Pour des fluctuations faibles ($\cos(\delta aT^2 \pm \pi/2) \sim 0$), on peut linéariser l'équation précédente :

$$P_{\pm} = A \mp \frac{C}{2}\delta aT^2 \quad (\text{IV.3})$$

P_- et P_+ sont les probabilités de transitions mesurées à gauche (i.e. pour un décalage de $-\pi/2$) et à droite (i.e. pour un décalage de $\pi/2$) de la frange. On détermine donc δa comme :

$$\delta a = \frac{1}{CT^2}(P_- - P_+) \quad (\text{IV.4})$$

À partir du deuxième coup de l'instrument, l'intégrateur détermine δa et corrige a au coup suivant d'une valeur $G_a\delta a$ avec G_a le gain de l'intégrateur (voir figure IV.3). La mesure converge finalement vers $\delta a = 0$ et donc $g = 2\pi a/k_{\text{eff}}$. Nous utiliserons cet algorithme pour opérer notre instrument en gravimètre et comparer les résultats avec les mesures combinées de gravi-gradiomètre.

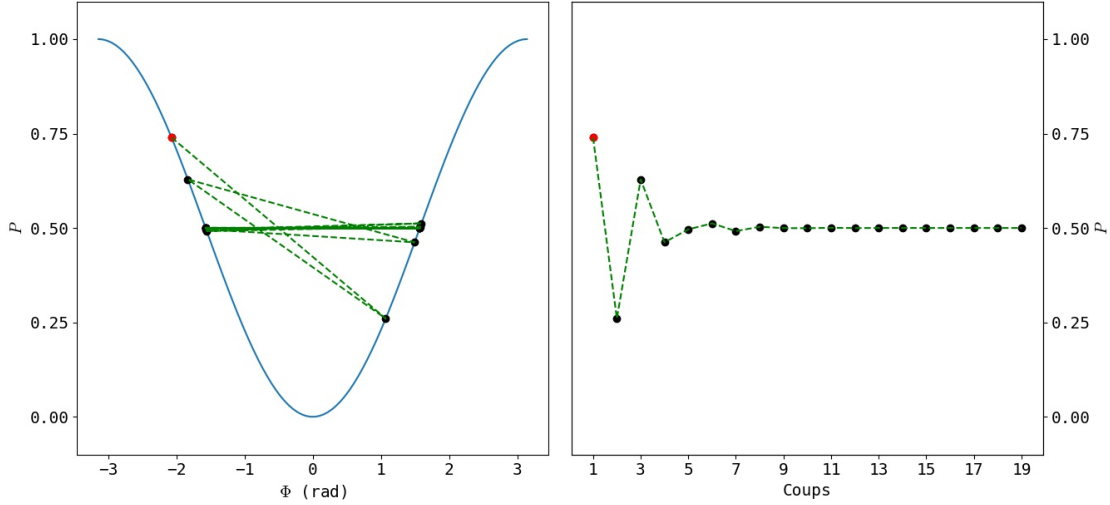


Fig. IV.3 Simulation du fonctionnement de l'asservissement de phase. La figure de droite montre la probabilité de transition en fonction de la phase et la figure de gauche montre l'évolution coup à coup de ces mêmes probabilités. Le premier coup de mesure est en rouge. À chaque coup, l'intégrateur mesure la probabilité de transition P , calcule la différence avec la mesure précédente puis applique une correction à la rampe a proportionnelle à cette différence. L'algorithme fait converger P vers 0.5 et la phase vers 0.

IV.2.1 Méthode d'asservissement simultané et continue des phases interférométriques

Les deux méthodes d'extraction de phase que nous avons présentées au chapitre II.4 d) sont limitées dans leur bande passante, parce qu'il faut accumuler suffisamment de points (typiquement une vingtaine) pour reconstituer les franges ou l'ellipse. Nous avons donc mis au point un autre algorithme de mesure qui réalise l'asservissement simultané des phases Φ_1 et Φ_2 à 0, avec comme paramètres de contrôle la rampe de fréquence a et le saut de fréquence $\Delta\nu$ appliqué sur l'impulsion Raman π . Reprenons l'expression de la probabilité de transition P pour chaque interféromètre (équation II.52) :

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos\left(k_{\text{eff}}g_iT^2 + 2\pi aT^2 + \frac{8\pi\Delta\nu z_i}{c}\right) \quad (\text{IV.5})$$

avec $i = 1, 2$. Ici la phase est écrite selon l'équation II.35. On remplace alors g_i par $g_0 + \gamma z_i$ pour obtenir :

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos\left(k_{\text{eff}}g_0T^2 + 2\pi aT^2 + k_{\text{eff}}\gamma z_iT^2 + \frac{8\pi\Delta\nu z_i}{c}\right) \quad (\text{IV.6})$$

que l'on factorise :

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos\left(\delta aT^2 + \delta(\Delta\nu)\frac{z_i}{c}\right) \quad (\text{IV.7})$$

avec $\delta a = k_{\text{eff}}g_0 + 2\pi a$ la phase commune des deux interféromètres et $\delta(\Delta\nu) = 8\pi\Delta\nu + k_{\text{eff}}\gamma cT^2$ la différence de phase entre les deux interféromètres. On peut immédiatement

rapprocher δa avec l'équation II.37 et $\delta(\Delta\nu)$ avec l'équation II.34. Nous les définissons respectivement comme les erreurs sur la rampe de fréquence et sur le saut de fréquence. Si ces deux paramètres sont nuls alors $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $g_0 = -2\pi a/k_{\text{eff}}$ et $\gamma = -8\pi\Delta\nu/k_{\text{eff}}cT^2$. Là encore, nous modulons la phase des interféromètres pour mesurer à mi-franges où la sensibilité aux fluctuations est maximale. Dans la limite où les erreurs sont faibles, les probabilités de transition s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_{i\pm} &= A_i \mp \frac{C_i}{2} \left(\delta a T^2 + \delta(\Delta\nu) \frac{z_i}{c} \right) \\ \Rightarrow P_{i-} - P_{i+} &= C_i \left(\delta a T^2 + \delta(\Delta\nu) \frac{z_i}{c} \right) \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

En combinant ces probabilités de transitions, on obtient finalement des équations indépendantes pour δa et $\delta(\Delta\nu)$:

$$\begin{aligned} \delta a_s &= \frac{1}{(z_1 - z_2)T^2} \left(\frac{P_{1-} - P_{1+}}{C_1} z_2 - \frac{P_{2-} - P_{2+}}{C_2} z_1 \right) \\ \delta(\Delta\nu) &= \frac{c}{z_1 - z_2} \left(\frac{P_{1-} - P_{1+}}{C_1} - \frac{P_{2-} - P_{2+}}{C_2} \right) \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

Nous notons l'erreur sur la rampe δa_s pour souligner son caractère synthétique et la différentiel de l'erreur sur la rampe d'un gravimètre simple (équation IV.4). On utilise ce résultat pour réaliser une double boucle d'asservissement numérique. Celle-ci évalue δa et $\delta(\Delta\nu)$ à chaque coup, puis corrige a et $\Delta\nu$ de respectivement $G_a \delta a_s$ et $G_{\Delta\nu} \delta(\Delta\nu)$, avec G_a et $G_{\Delta\nu}$ les gains des boucles. a et $\Delta\nu$ convergent finalement vers a_s et $\Delta\nu_\gamma$ (équations II.37 et II.34).

On remarque que cette méthode nécessite de connaître a priori le contraste de chaque interféromètre. Il est donc utile de mesurer régulièrement C_1 et C_2 pour compenser leur dérive.

IV.2.2 Séquence expérimentale

Une fois l'expérience décrite en début de chapitre terminée, nous avons poursuivi le montage du dispositif expérimental par l'assemblage de la deuxième chambre de piégeage (PMO supérieur). C'est néanmoins à ce moment que les problèmes de vide discutés au chapitre précédent sont devenus critiques, rendant inopérant le PMO-2D inférieur. De plus, notre banc optique en espace libre n'était pas à ce moment assez puissant pour alimenter les deux chambres de piégeage à la fois.

Nous avons pu heureusement disposer pour quelques mois d'un système laser industriel, réalisé par la société Muquans dans le cadre d'un projet financé par l'ESA, et que nous avons terminé de caractériser. Les résultats de cette campagne de tests seront présentés plus loin, dans le chapitre V. Notre banc optique alimentait le PMO-3D inférieur (puissance utile 200 mW) et réalisait les séparatrices Raman tandis que le banc de Muquans alimentait les PMO-3D et 2D supérieurs (puissance utile 400 mW) ainsi que la détection par temps de vol. La séquence expérimentale que nous avons mis en œuvre est représentée figure IV.4) :

- chargement d'un premier nuage d'atomes dans la chambre supérieure pendant 480 ms ($\sim 2 \cdot 10^7$ atomes),
- libération du nuage qui est ensuite rattrapé dans la chambre inférieure après ~ 450 ms de chute,
- chargement d'un deuxième nuage dans la chambre du haut pendant 200 ms,
- refroidissement des deux nuages à $2 \mu\text{K}$ dans une molasse optique et libération ($\sim 10^6$ atomes par nuage dans l'état $|F = 2\rangle$),
- allumage du champ magnétique de biais et préparation des nuages dans l'état $|F = 1, m_f = 0\rangle$ par un pulse π micro-onde suivi d'un pulse de laser pousseur,
- interféromètres Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$,
- détection successive des populations dans les ports de sortie des deux interféromètres, et détermination des deux probabilités de transitions P_1 (pour l'interféromètre 1) et P_2 (pour l'interféromètre 2).

Un cycle complet dure 1.8 s.

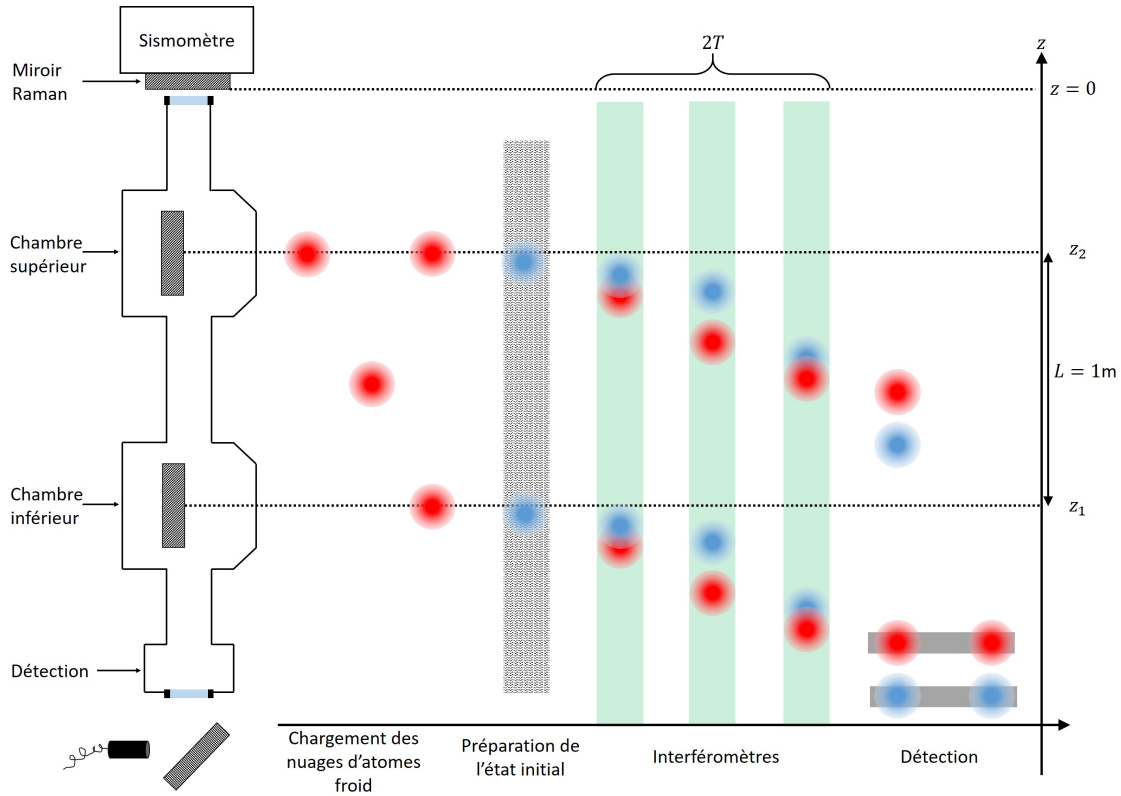


Fig. IV.4 Schéma de la séquence expérimentale. Un premier nuage d'atomes froids est préparé dans la chambre supérieure dans l'état $|F = 2\rangle$ (en rouge), puis libéré et recapturé dans la chambre inférieure. Un deuxième nuage est en même temps préparé dans la chambre du haut dans l'état $|F = 2\rangle$. Les deux nuages sont alors libérés et sélectionnés dans l'état $|F = 1, m_f = 0\rangle$ (en bleu) par une transition micro-onde suivie d'une impulsion de pousseur. S'en suit une séquence d'interféromètre Raman commune aux deux nuages (en vert) puis la détection par fluorescence du nuage inférieur, puis du nuage supérieur.

Le lancement d'une série de mesure nécessite un réglage préliminaire des paramètres de l'intégrateur numérique. D'abord, comme nous l'avons montré plus haut, nous devons déterminer les contrastes de chaque interféromètre C_1 et C_2 . Ensuite, nous réglons les paramètres permettant à l'intégrateur de converger rapidement (moins d'une dizaine de coups) sans sauter sur une frange voisine de la frange centrale :

- les valeurs initiales a_0 et $\Delta\nu_0$,
- les gains et bornes de l'intégrateur.

Nous implémentons notre algorithme de mesure sur des interféromètres contra-propageants avec $2T = 160$ ms ou $2T = 120$ et $\tau_\pi = 2\tau_{\pi/2} = 8$ μ s. Une séquence de mesure est en fait une alternance de plusieurs mesures (configurations) différentes :

- pour commencer, une mesure combinée de gravi-gradiomètre s'obtient à partir de deux mesures : une k_\uparrow et une k_\downarrow ,
- ensuite, des mesures de gravimètres réalisées indépendamment sur le nuages inférieure (g_1) et supérieure (g_2) où l'on doit là encore mesurer les deux cas : k_\uparrow et k_\downarrow .

On alterne donc entre six configurations de mesure. L'alternance entre configurations se fait tous les 100 coups, plus 10 coups initiaux pour permettre à l'intégrateur de converger. Ces différentes mesures nous permettent de comparer les résultats du gravi-gradiomètre avec des mesures de gravimètres effectuées avec l'un ou l'autre des deux nuages.

IV.3 Résultats

Nous développons ici l'exploitation des résultats de nos mesures et la comparaison de notre protocole de mesures simultanées et des mesures de gravimètres classiques. Nous définissons les quatre grandeurs suivantes :

- g_s (équation II.37), la mesure d'accélération de gravité du double intégrateur,
- γ (équation II.34), la mesure du gradient d'accélération de gravité du double intégrateur,
- g_1 (respectivement g_2) (équation II.27), la mesure d'accélération de gravité de l'intégrateur simple sur l'interféromètre inférieur (supérieur).

En particulier, nous utiliserons les écart-types d'Allan de nos mesures pour estimer les fluctuations coup à coup de nos séries de mesure. Nous verrons qu'extraire ces fluctuations à partir du signal de l'intégrateur s'avère difficile, car l'intégrateur filtre les fluctuations à court terme, qui ne se moyennent pas comme du bruit blanc sur les temps longs. Nous utiliserons donc plutôt les probabilités de transition pour estimer nos erreurs de mesures.

IV.3.1 Détermination des grandeurs physiques

Nous détaillons dans cette partie comment sont calculées les grandeurs physiques g_s , γ , g_1 et g_2

a) Mesure de g_s

On calcule g_s comme la moyenne des mesures k_\uparrow et k_\downarrow . Nous avons donc :

$$\begin{aligned} g_{s\uparrow} &= \frac{-2\pi a_{s\uparrow}}{k_\uparrow} \\ g_{s\downarrow} &= \frac{-2\pi a_{s\downarrow}}{k_\downarrow} \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

La figure IV.5 montre les fluctuations coup à coup de $g_{s\uparrow}$ et $g_{s\downarrow}$ extraites d'une séquence de mesure $2T = 160$ ms. On remarque sur le signal de $g_{s\uparrow}$ des variations périodiques, qui sont la manifestation d'instabilités long terme, échantillonnées par l'alternance entre configurations tous les 100 cycles.

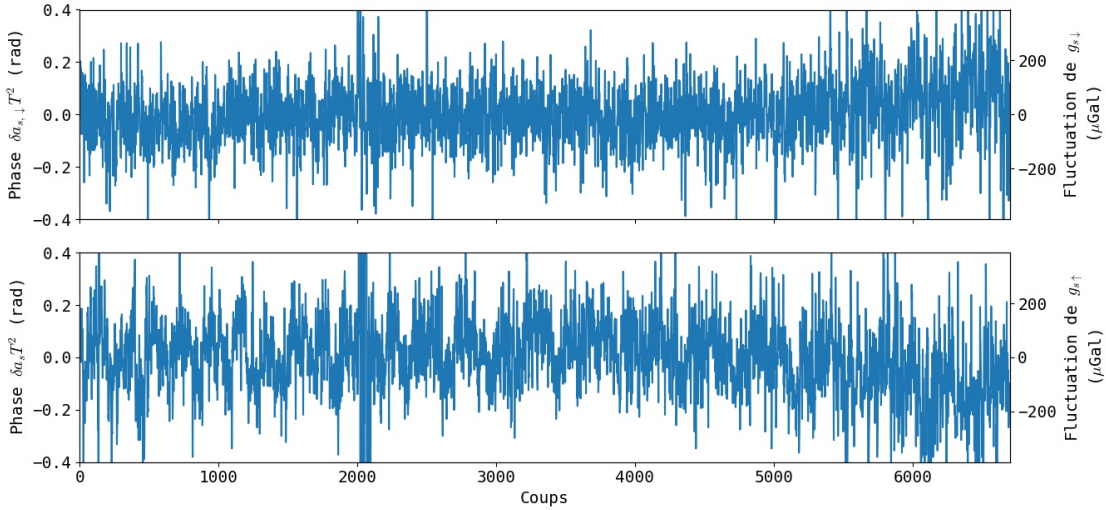


Fig. IV.5 Signal coup à coup de l'erreur de phase commune de l'intégrateur $\delta a_s T^2$ et l'accélération correspondante autour de la valeur moyenne, extrait d'une séquence de mesure $2T = 160$ ms. En haut la mesure k_\downarrow avec $\overline{g_{s\downarrow}} = 9.806178$ m/s^2 et en bas la mesure k_\uparrow avec $\overline{g_{s\uparrow}} = 9.806179$ m/s^2 .

b) Mesures de g_1 et g_2

La méthode est la même que pour g_s , g_1 (respectivement g_2) est la moyenne des mesures de $g_{1\uparrow}$ et $g_{1\downarrow}$ ($g_{2\uparrow}$ et $g_{2\downarrow}$) avec :

$$\begin{aligned} g_{1\uparrow} &= \frac{-a_\uparrow}{k_{\text{eff}\uparrow}}, \quad g_{1\downarrow} = \frac{-a_\downarrow}{k_\downarrow} \\ g_{2\uparrow} &= \frac{-a_\uparrow}{k_{\text{eff}\uparrow}}, \quad g_{2\downarrow} = \frac{-a_\downarrow}{k_\downarrow} \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

La figure IV.6 montre les fluctuations coup à coup de $g_{1\uparrow}$ et $g_{1\downarrow}$ extraites d'une séquence de mesure $2T = 160$ ms.

On calcule à partir de g_1 et g_2 l'accélération de la gravité au niveau du miroir Raman g_0 et le gradient de gravité γ telle que :

$$\gamma = \frac{(g_2 - g_1)}{L} \quad (\text{IV.12})$$

$$g_0 = g_i + \gamma z_i$$

avec $i = 1, 2$. Ce qui nous permet de comparer les mesures de gravimètre avec les mesures de gravi-gradimètre.

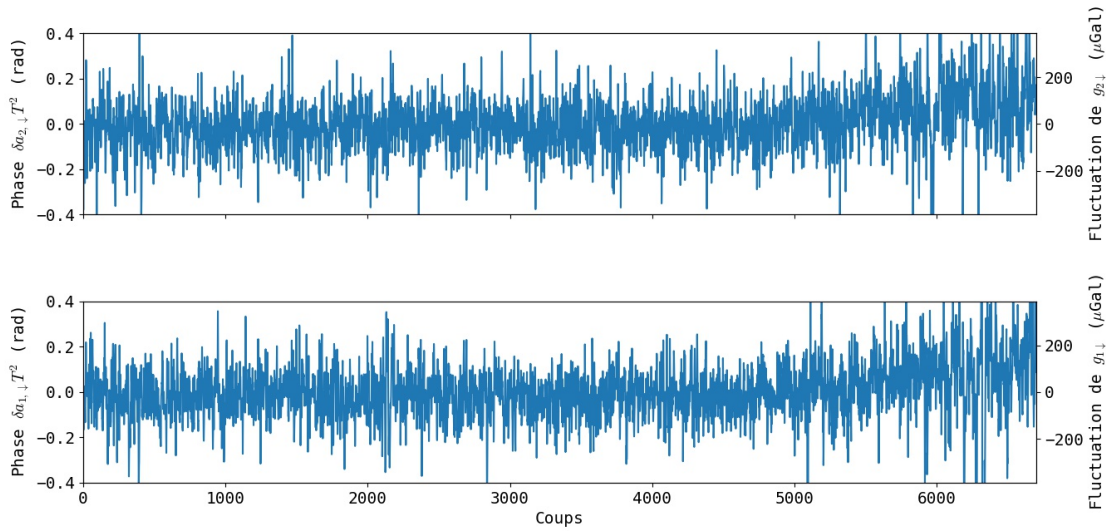


Fig. IV.6 Signal coup à coup de l'erreur de phase de l'intégrateur $\delta a_{i,\downarrow} T^2$ et l'accélération correspondante autour de la valeur moyenne, extrait d'une séquence de mesure $2T = 160$ ms. En haut, la mesure de l'interféromètre supérieur $\overline{g_{2,\downarrow}} = 9.806179$ m/s² et en bas, la mesure de l'interféromètre inférieur $\overline{g_{1,\downarrow}} = 9.806176$ m/s².

c) Mesure de γ

On calcule γ comme la moyenne des mesures k_\uparrow et k_\downarrow . Nous avons donc :

$$\gamma_\uparrow = \frac{-8\pi\Delta\nu_\uparrow}{ck_\uparrow T^2} \quad (\text{IV.13})$$

$$\gamma_\downarrow = \frac{-8\pi\Delta\nu_\downarrow}{ck_\downarrow T^2}$$

La figure IV.7 montre les variations coup à coup de $\gamma_{s\uparrow}$ et $\gamma_{s\downarrow}$. On remarque qu'en terme de phase les signaux sont moins bruités que ceux des figures IV.5 et IV.6, ce qui est la manifestation de l'efficacité de la réjection des bruits en mode commun sur la mesure de la phase différentielle, à mettre en parallèle avec le résultat de nos précédents travaux.

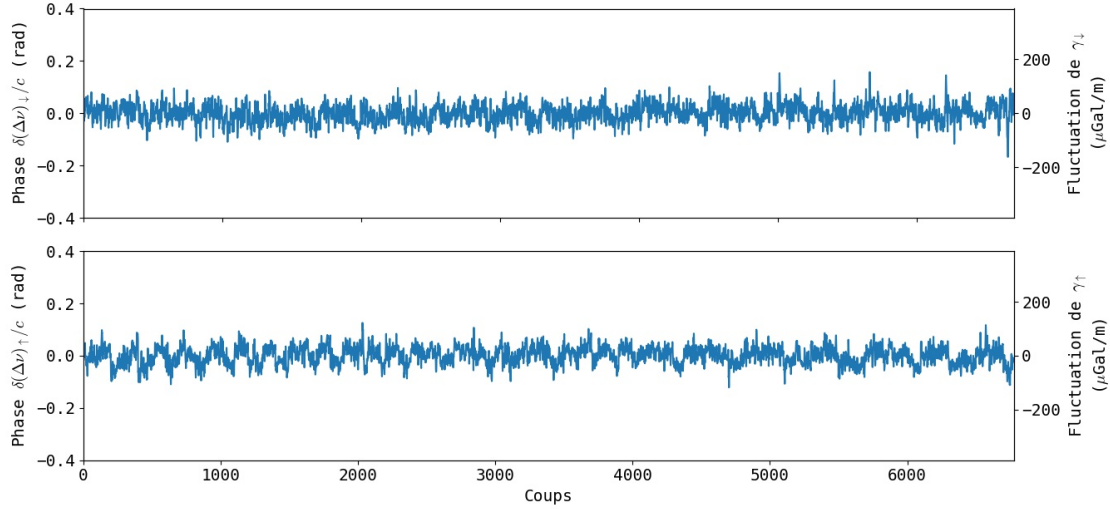


Fig. IV.7 Signal coup à coup de l'erreur de phase différentielle de l'intégrateur $\delta(\Delta\nu)/c$ et le gradient associé autour de la valeur moyenne, extrait d'une séquence de mesure $2T = 160$ ms. En haut la mesure k_\downarrow avec $\bar{\gamma}_\downarrow = -212 \mu\text{Gal/m}$ et en bas la mesure k_\uparrow avec $\bar{\gamma}_\uparrow = -333 \mu\text{Gal/m}$.

IV.3.2 Calcul des erreurs de mesures

Nous détaillons ici la méthode employée pour estimer au mieux nos erreurs statistiques de mesure. Nous traiterons 8 ensembles de données associées à $g_{s,\uparrow}$, $g_{s,\downarrow}$, γ_\uparrow , γ_\downarrow , $g_{1,\uparrow}$, $g_{1,\downarrow}$, $g_{2,\uparrow}$ et $g_{2,\downarrow}$. À partir des écart-types d'Allan de ces données, nous estimerons les sensibilités de mesure à un coup puis les erreurs statistiques de mesures de g_s , γ , g_1 et g_2 . Le détail de la méthode sera explicité dans le cas de g_s . Les séries de mesures de $g_{1,\uparrow}$ et $g_{2,\uparrow}$ étant plus courtes que les autres (1200 coups), nous nous restreindrons à ce nombre de coups pour nos analyses.

a) Écart-type d'Allan de g_s

Sur les figures IV.8 sont représentés en bleu les écart-types d'Allan du signal de l'intégrateur (i.e. la rampe de fréquence synthétique a_s), avec (a) une série de mesures k_\downarrow , (b) une série de mesures k_\uparrow et (c) la moyenne des deux séries. À court terme, la stabilité de a_s est filtrée par la réponse de l'asservissement (lié au gain fini de la boucle), puis commence à se moyennner comme du bruit blanc (i.e. inversement proportionnellement à la racine du nombre de mesures $1/\sqrt{M}$) avant une bosse due à un effet de filtrage des fluctuations des contrastes. Il est difficile à partir de la courte portion en $1/\sqrt{M}$ d'estimer convenablement la stabilité de mesure de g_s à un coup. Pour ce faire, nous utilisons les probabilités de transition P_i pour reconstruire la phase atomique commune (i.e. synthétique) des deux interféromètres Φ_s à partir de l'équation IV.8, telle que :

$$\begin{aligned} \Phi_s &= \Phi_1 - \Phi_2 \\ \Phi_s &= 2\left(\frac{P_1 z_2}{C_1} - \frac{P_2 z_1}{C_2}\right) \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

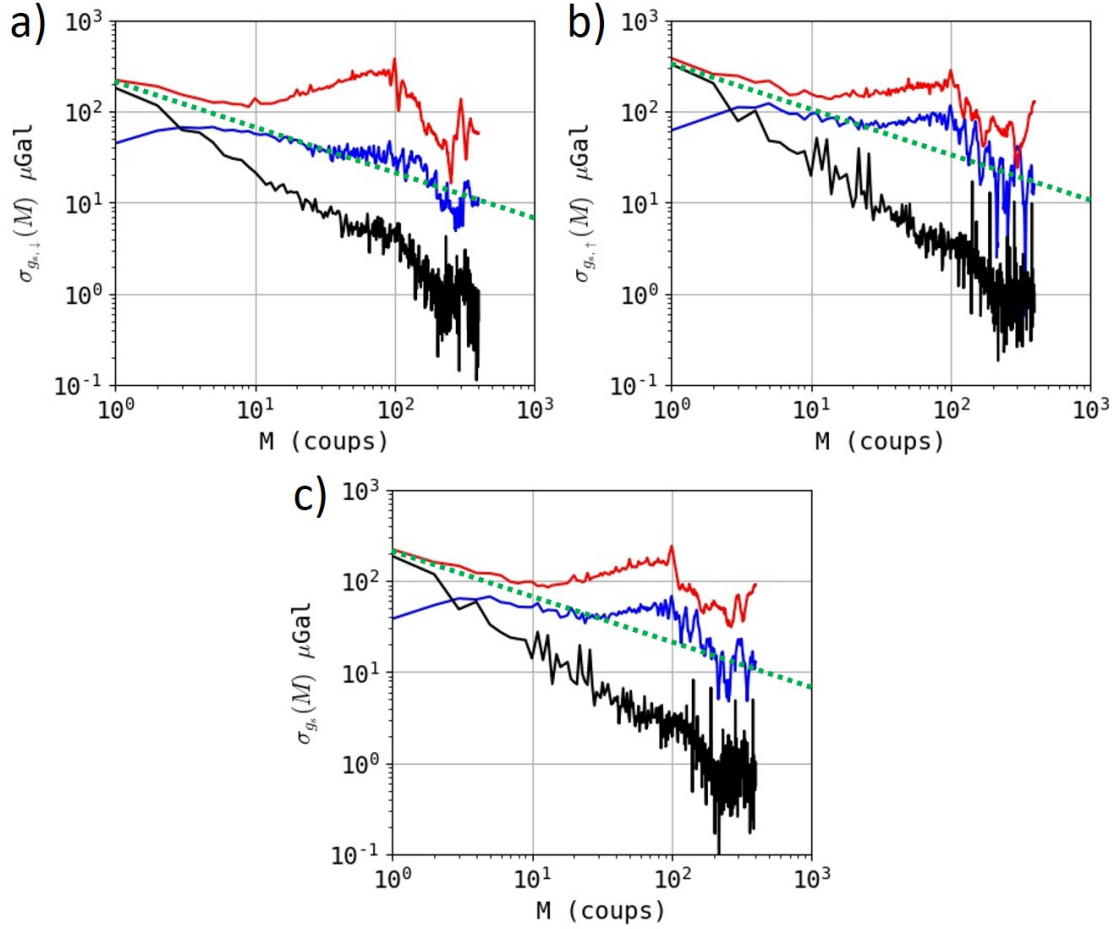


Fig. IV.8 *Écart-types d'Allan de nos mesures d'accélération synthétiques. a) mesure k_{\uparrow} , b) mesure k_{\downarrow} et c) la moyenne des deux. En bleu : l'écart-type du signal issu de l'intégrateur $2\pi a_s/k_{\text{eff}}$. En rouges : l'écart-type de la phase atomique commune $\Phi_s/k_{\text{eff}}T^2$. En noir : l'écart-type de la différence de phase atomique commune $d\Phi_s/k_{\text{eff}}T^2$. Les droites en pointillés verts représentent une décroissance en $1/\sqrt{M}$.*

Nous transformons cette phase en accélérations en divisant par $k_{\text{eff}}T^2$. Telle que définie, la phase atomique commune n'est pas soumise au bruit court terme de l'intégrateur. Les écart-types d'Allan associées à Φ_s sont en rouge sur les figures. On constate que la stabilité à court terme de Φ_s correspond à une décroissance en $1/\sqrt{M}$ comme attendu et que celle-ci est dans le prolongement de la stabilité à moyen terme de a_s , ce que montre les droites en pointillés verts (il est à noter que ces droites représentent une décroissance en $1/\sqrt{M}$ et ne sont pas des ajustements des courbes bleues et rouges). La stabilité à

court terme de Φ_s peut donc s'écrire :

$$\sigma_{\Phi_s}(M) = 2\sqrt{\left(\frac{\sigma_{P_1} z_2}{C_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{P_2} z_1}{C_2}\right)^2} \quad (\text{IV.15})$$

avec σ_{P_1} et σ_{P_2} les écart-types des probabilités de transition de chaque interféromètre et σ_{P_s} l'écart-type synthétique associé. Nous attribuons la dérive à moyen terme de la stabilité de Φ_s à des fluctuations périodiques de l'environnement du laboratoire (liées aux cycles de température de la climatisation), et qui affectent le décalage de la probabilité de transition (A_i dans l'équation IV.8). Pour s'en défaire, nous différencions Φ_s telle que :

$$\begin{aligned} d\Phi_{s,m} &= \Phi_{s,m} - \Phi_{s,m-1} \\ d\Phi_{s,m} &= \frac{P_{1,m} - P_{1,m-1}}{C_1} z_1 - \frac{P_{2,m} - P_{2,m-1}}{C_2} z_2 \\ d\Phi_{s,m} &= \frac{dP_{1,m}}{C_1} z_1 - \frac{dP_{2,m}}{C_2} z_2 \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

avec m l'indice du coup de mesure et $dP_{i,m} = P_{i,m} - P_{i,m-1}$. On peut mettre $d\Phi_s$ en parallèle de $\delta a_s T^2$ comme défini à l'équation IV.9 car $P_{i,m} - P_{i,m-1} \equiv P_{i-} - P_{i+}$. La période des fluctuations observées étant dans une gamme d'environ 10 à 100 coups de mesure, $d\Phi_s$ n'y est pas sensible et nous devrions avoir l'écart-type d'Allan suivant :

$$\sigma_{d\Phi_s}(M) = \frac{\sigma_{\Phi_s}(M)}{\sqrt{M}} \quad (\text{IV.17})$$

ce qui implique que $\sigma_{d\Phi_s}(1) = \sigma_{\Phi_s}(1)$. Nous divisons $d\Phi_s$ par $k_{\text{eff}} T^2$ pour obtenir un signal en terme d'accélération dont nous traçons l'écart-type d'Allan en noir sur les figures. On remarque immédiatement qu'il n'y a effectivement pas de dérive et les fluctuations de $d\Phi_s$ se moyennent en $1/M$ comme attendu. Par contre, nous observons que $\sigma_{d\Phi_s}(1)$ est systématiquement inférieure à $\sigma_{\Phi_s}(1)$.

Finalement, nous utilisons l'intégralité des séries de mesures (6700 coups), pour s'assurer qu'à long terme la stabilité de a_s se moyenne bien comme un bruit blanc, ce qu'illustre la figure IV.9.

Nous calculons donc l'erreur statistique de mesure de g_s comme :

$$\sigma_{\text{stat},g_s} = \frac{\sigma_{d\Phi_s}(1)}{k_{\text{eff}} T^2 \sqrt{M}} \quad (\text{IV.18})$$

ce qui, à partir des données de la figure IV.8, nous donne $\sigma_{\text{stat},g_s} \simeq 9 \mu\text{Gal}$.

b) Écart-type d'Allan de γ

Sur les figures IV.10 sont représentés en bleu les écart-types d'Allan du signal de l'intégrateur (i.e. le saut de fréquence $\Delta\nu$). L'analyse de ces courbes est la même que précédemment, la stabilité court terme est filtrée par la réponse de l'intégrateur, puis commence à décroître en $1/\sqrt{M}$ et à nouveau une bosse due au filtrage des fluctuations

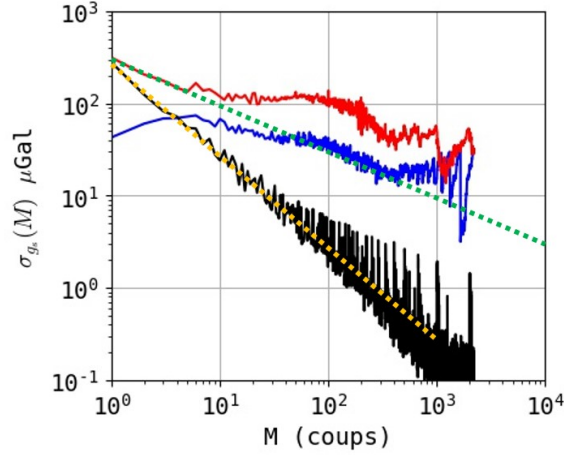


Fig. IV.9 Analyse de stabilité de g_s moyen analogue à la figure IV.8 mais pour un nombre de coups plus élevés (6700). À long terme, le signal de l'intégrateur se moyenne bien comme un bruit blanc.

des contrastes. Du fait de la réjection des bruits en mode commun, l'écart-type d'Allan de γ est 5 fois plus faible que celui de g_s .

Dans le cas de γ , pour extraire le bruit de mesure coup à coup, nous n'utilisons pas la phase atomique commune mais la phase atomique différentielle Φ_{diff} entre les deux interféromètres, nous avons donc :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{diff}} &= \Phi_1 - \Phi_2 \\ \Phi_{\text{diff}} &= 2\left(\frac{P_1}{C_1} - \frac{P_2}{C_2}\right)\end{aligned}\tag{IV.19}$$

La conversion en unité de gradient d'accélération se fait en divisant la phase par $Lk_{\text{eff}}T^2$. Nous constatons ici aussi que le comportement à court terme de Φ_{diff} (en rouge sur les figures) correspond à un bruit en $1/\sqrt{M}$, qui est dans le prolongement de l'écart-type en $1/\sqrt{M}$ de l'intégrateur, comme illustré par les droites en pointillés verts. On remarque toutefois que la bosse qui affecte Φ_{diff} est plus importante que celle de Φ_s . Cela s'explique par la réjection des bruits en mode commun qui permet de mettre en évidence d'autres sources de bruit de phase. Nous supprimons à nouveau ces bruits en calculant :

$$d\Phi_{\text{diff},m} = \Phi_{\text{diff},m} - \Phi_{\text{diff},m-1}\tag{IV.20}$$

à mettre ici en parallèle avec $\delta(\Delta\nu)/c$ tel que défini à l'équation IV.9. Les écarts-types d'Allan correspondants sont en noir sur la figure, il n'y a plus de dérive et nous avons bien un comportement en $1/M$.

Nous calculons finalement l'erreur statistique de mesure de γ comme :

$$\sigma_{\text{stat},\gamma} = \frac{\sigma_{d\Phi_{\text{diff}}}(1)}{Lk_{\text{eff}}T^2\sqrt{M}}\tag{IV.21}$$

ce qui, à partir des données de la figure IV.8, nous donne $\sigma_{\text{stat},g_s} \simeq 1 \mu\text{Gal}/\text{m}$.

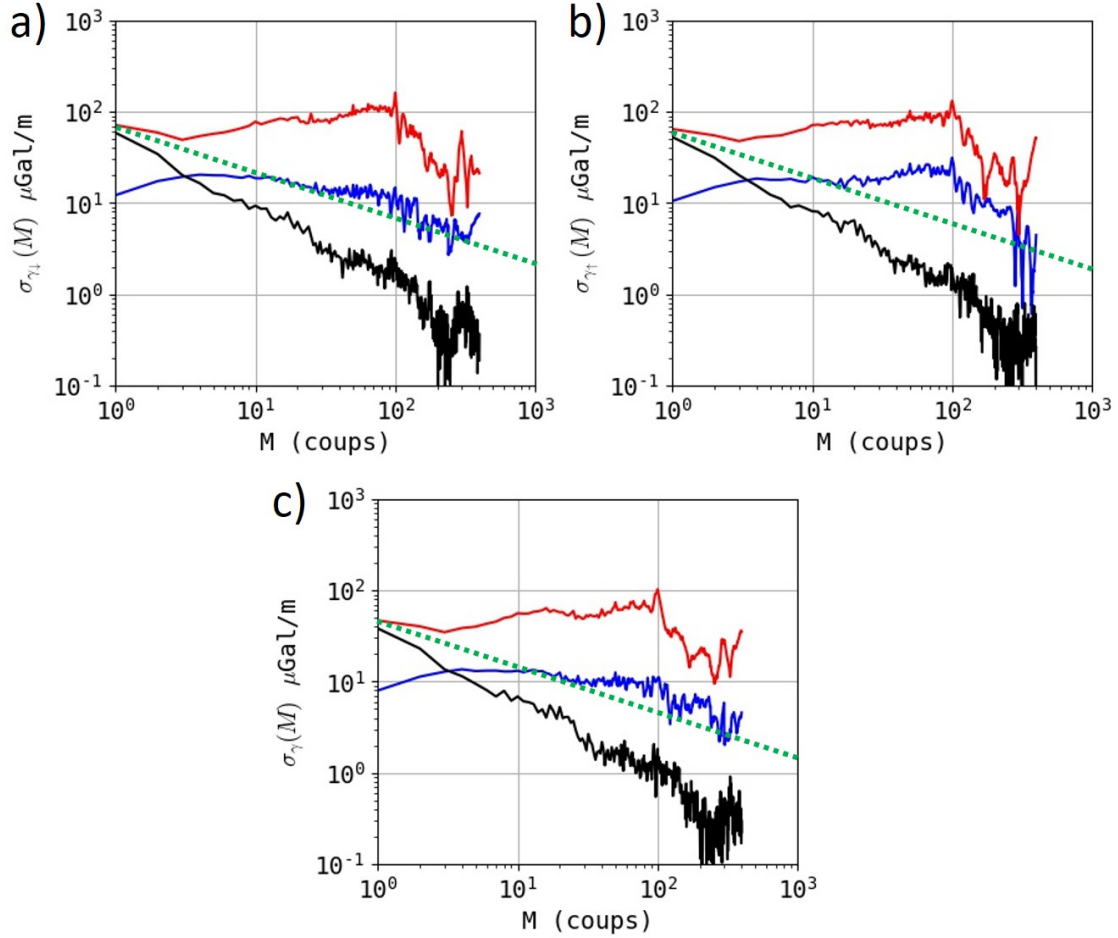


Fig. IV.10 Écart-types d'Allan de nos mesures de gradient d'accélération. a) mesure k_{\uparrow} , b) mesure k_{\downarrow} et c) la moyenne des deux. En bleu : l'écart-type du signal issu de l'intégrateur $8\pi\Delta\nu/k_{\text{eff}}cT^2$. En rouges : l'écart-type de la phase atomique différentielle $\Phi_{\text{diff}}/Lk_{\text{eff}}T^2$. En noir : l'écart-type de la différence de phase atomique commune $d\Phi_{\text{diff}}/Lk_{\text{eff}}T^2$. Les droites en pointillés verts représentent une décroissance en $1/\sqrt{M}$.

c) Écart-type d'Allan de g_1 et g_2

Sur les figures IV.11 sont représentés en bleu les écart-types d'Allan du signal de l'intégrateur pour des mesures de g_2 et g_2 (i.e. la rampe de fréquence a_1 et a_2). À la différence de g_s et γ , la stabilité de mesure ne subit pas de bosse et se moyenne bien en $1/\sqrt{M}$. Cette absence de bosse peut s'expliquer par le fait que l'intégrateur simple est insensible aux fluctuations de contraste, contrairement à l'intégrateur double.

Dans le cas d'un gravimètre simple, ce sont les phases individuelles de chaque interféromètre qui nous renseignent sur la stabilité à court terme, on utilise donc l'équation IV.3

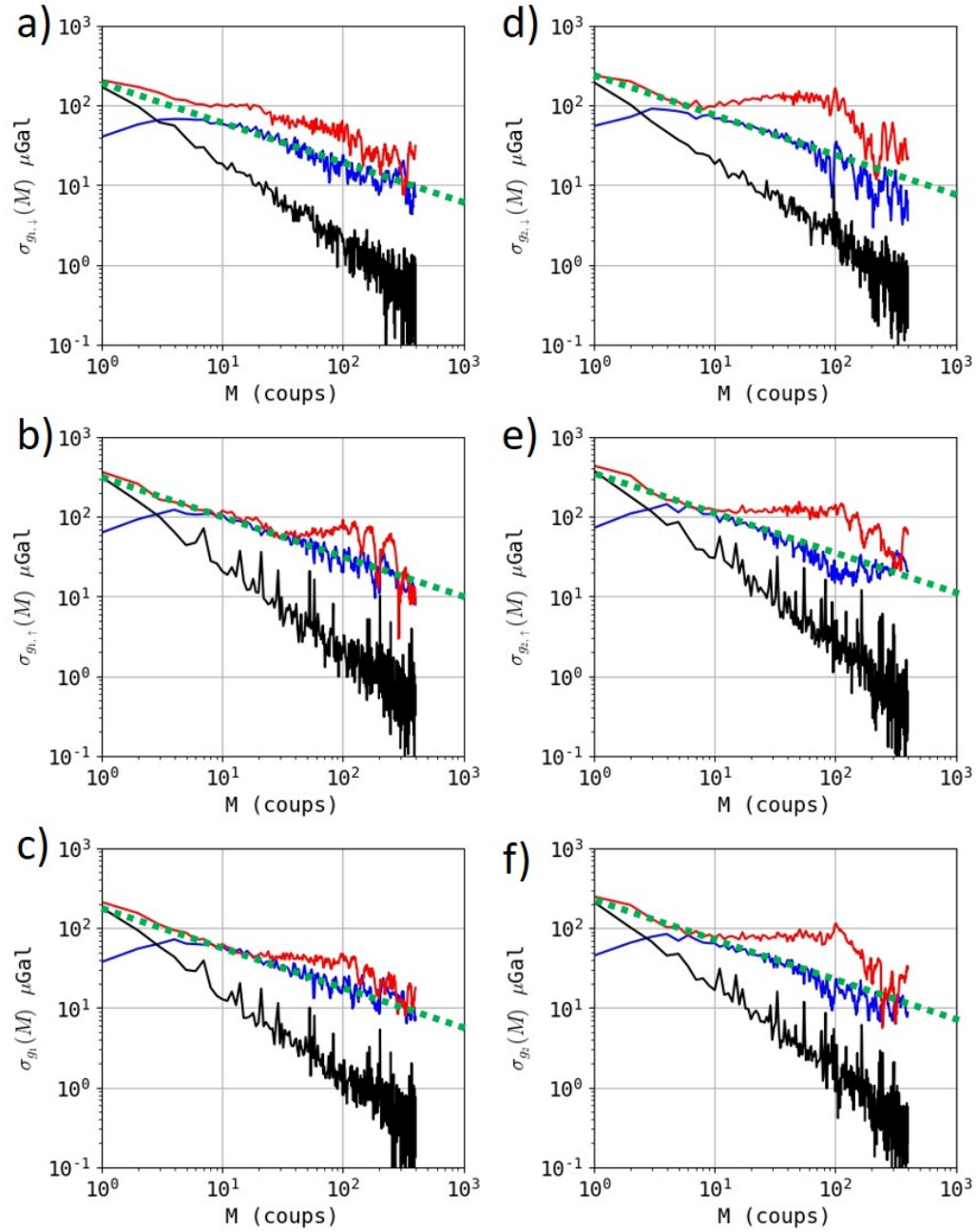


Fig. IV.11 Écart-types d'Allan de nos mesures d'accélération g_1 (colonne de gauche) et g_2 (colonne de droite). a,d) mesure k_{\downarrow} , b,e) mesure k_{\downarrow} et c,f) la moyenne des deux. En bleu : l'écart-type du signal issu de l'intégrateur $2\pi a/k_{\text{eff}}$. En rouges : l'écart-type de la phase atomique commune $\Phi/k_{\text{eff}}T^2$. En noir : l'écart-type de la différence de phase atomique commune $d\Phi/k_{\text{eff}}T^2$. Les droites en pointillés verts représentent une décroissance en $1/\sqrt{M}$.

pour extraire Φ_i telle que :

$$\Phi_i = 2 \frac{P_i}{C} \quad (\text{IV.22})$$

Les écart-types d'Allan en terme d'accélération de Φ_i sont en rouge sur les figures, la correspondance des stabilités courts termes des courbes bleus et long termes des courbes rouges est encore plus marqué ici que pour g_s (figure IV.8) et γ (figure IV.10). Toutefois, on observe toujours une dérive de la phase dont on peut s'affranchir en calculant $d\Phi_i$:

$$d\Phi_{i,m} = \Phi_{i,m} - \Phi_{i,m-1} \quad (\text{IV.23})$$

Les écart-types d'Allan de $d\Phi_i$ en termes d'accélération sont en noir sur les figures, il n'y a plus de dérive et nous avons bien un comportement en $1/M$.

Nous calculons finalement les erreurs statistiques de mesure de g_1 et g_2 comme :

$$\sigma_{\text{stat},g_1} = \frac{\sigma_{d\Phi_1}(1)}{k_{\text{eff}} T^2 \sqrt{M}} \quad (\text{IV.24})$$

$$\sigma_{\text{stat},g_2} = \frac{\sigma_{d\Phi_2}(1)}{k_{\text{eff}} T^2 \sqrt{M}}$$

ce qui, à partir des données de la figure IV.8, nous donne $\sigma_{\text{stat},g_1} \simeq \sigma_{\text{stat},g_2} \simeq 5 \mu\text{Gal}/\text{m}$.

IV.3.3 Simulations

Pour confirmer cette méthode, nous avons réalisé une simulation de l'intégrateur, illustré sur les figures IV.12. La figure IV.12.a est une simulation sur 10^6 de coups, $\sigma_a(M)$ et $\sigma_\Phi(M)$ se moyennent tous les deux en $1/\sqrt{M}$ (droite en pointillés verts), et $\sigma_{d\Phi}(M)$ se moyenne bien en $1/M$ (droite en pointillés jaunes). Là encore, $\sigma_{d\Phi_s}(1)$ est inférieure à $\sigma_{\Phi_s}(1)$, néanmoins, les droites en $1/\sqrt{M}$ et $1/M$ indiquent que $\sigma_{d\Phi_s}(1)$ est le meilleur estimateur de la stabilité à 1 coup de g . La figure IV.12.b est une simulation avec le même nombre de coups (1200) que nos mesures expérimentales (figures IV.8), à laquelle nous avons rajouté une oscillation sinusoïdale de A d'une période de 100 coups. On observe que les comportements obtenus sont similaires à ce que nous observons sur les figures IV.8. Les résultats de ces deux simulations montrent bien que nous pouvons utiliser l'écart-type de d'Allan de $d\Phi_s$ pour estimer la stabilité à un coup de g_s .

IV.4 Comparaison des mesures

Nous présentons dans le tableau IV.1 les grandeurs physiques calculées sur l'ensemble de nos mesures. Les valeurs sont données relativement à g_1 , qu'on prend ici comme mesure de référence. Ce qui signifie que la valeur de g_2 correspond au gradient de gravité puisque $L = 1 \text{ m}$. Le calcul de l'erreur statistique relative s'effectue avec la méthode présentée dans la partie précédente, appliquée sur les signaux relatifs à g_1 . Les figures IV.13 illustrent les écart-types d'Allan relatifs à g_1 de nos mesures. En particulier, la figure IV.13.a nous apprend deux choses :

- les fluctuations de a_1 et a_s (les signaux de l'intégrateur en traits pleins) se confondent avant que a_s ne dérive, cela indique que l'intégrateur double fonctionne correctement malgré la bosse.

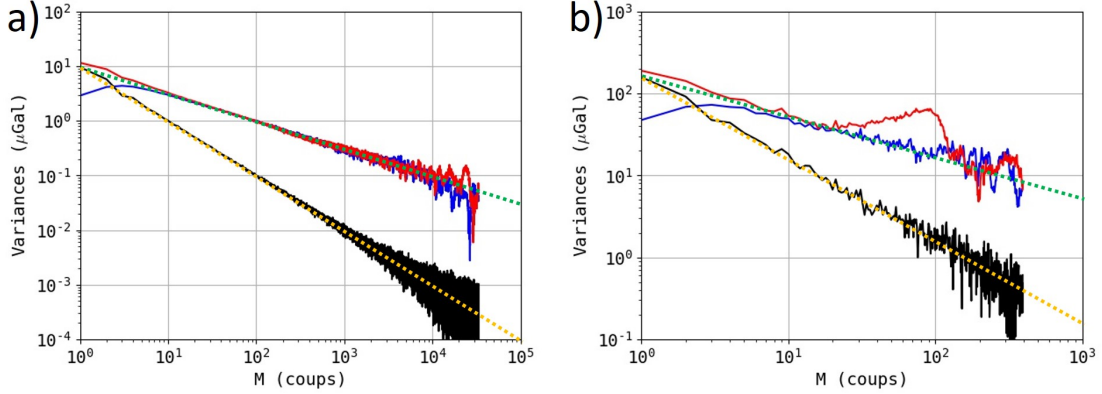


Fig. IV.12 Résultats d'une simulation d'un intégrateur simple. En bleu l'écart-type d'Allan de $2\pi a/k_{\text{eff}}$, en rouge l'écart-type d'Allan de $\Phi/k_{\text{eff}}T^2$ et en noir l'écart-type d'Allan de $d\Phi/k_{\text{eff}}T^2$. La droite en pointillés verts est une pente en $1/\sqrt{M}$ et celle en jaune est une pente en $1/M$. Nous avons pris pour la simulation $2T = 160$ ms, un bruit de phase blanc avec $\sigma_{\Phi} = 10$ mrad et un bruit de probabilité de transition blanc avec $\sigma_P = 5.10^{-4}$.

- les fluctuations de Φ_1 et Φ_s (les signaux de phase atomique en pointillés) divergent rapidement l'une de l'autre et Φ_s subit une bosse plus importante que Φ_1 . Cette bosse est la même que celle subie par Φ_{diff} (voir figure IV.10.c). Cela indique la présence d'un bruit de phase non identifié lors des mesures simultanées et qui est absent des mesures simples.

| Gravi-gradiomètre | | Gravimètres | | | |
|---------------------|------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| g_s | γ | g_1 | g_2 | g_0 | $g_{s,\text{calc}}$ |
| (μGal) | ($\mu\text{Gal}/\text{m}$) | (μGal) | (μGal) | (μGal) | (μGal) |
| -522(9) | -274(1) | 0(0) | -269(9) | -431(16) | -506(13) |

TABLE IV.1 – Tableau récapitulant les valeurs moyennes des paramètres physiques et les erreurs statistiques associées calculés à partir des données des figures IV.8, IV.10 et IV.11. Les résultats sont donnés relativement à g_1 , qu'on prend ici comme mesure de référence.

On trouve que le gradient de gravité mesuré par le gravi-gradiomètre ($-274(1)$ $\mu\text{Gal}/\text{m}$) est en accord avec les mesures de gravimètre ($-269(9)$ $\mu\text{Gal}/\text{m}$). Par contre, g_s n'est pas en accord avec g_0 avec une différence de 91 μGal . Ce biais, conjugué au bruit de phase sur la mesure simultanée que nous venons d'identifier, tend à indiquer que les coefficients K_1 et K_2 ne sont pas stables. En effet, les équations II.37 montrent que si K_1 et K_2 fluctuent et sont biaisés, alors la mesure de g_s sera biaisée et les phases des deux interféromètres seront bruitées.

Pour vérifier cette hypothèse nous avons mesuré les coefficients et utilisé g_1 et g_2 pour calculer $g_{s,\text{calc}}$ et comparer sa valeur à g_s .

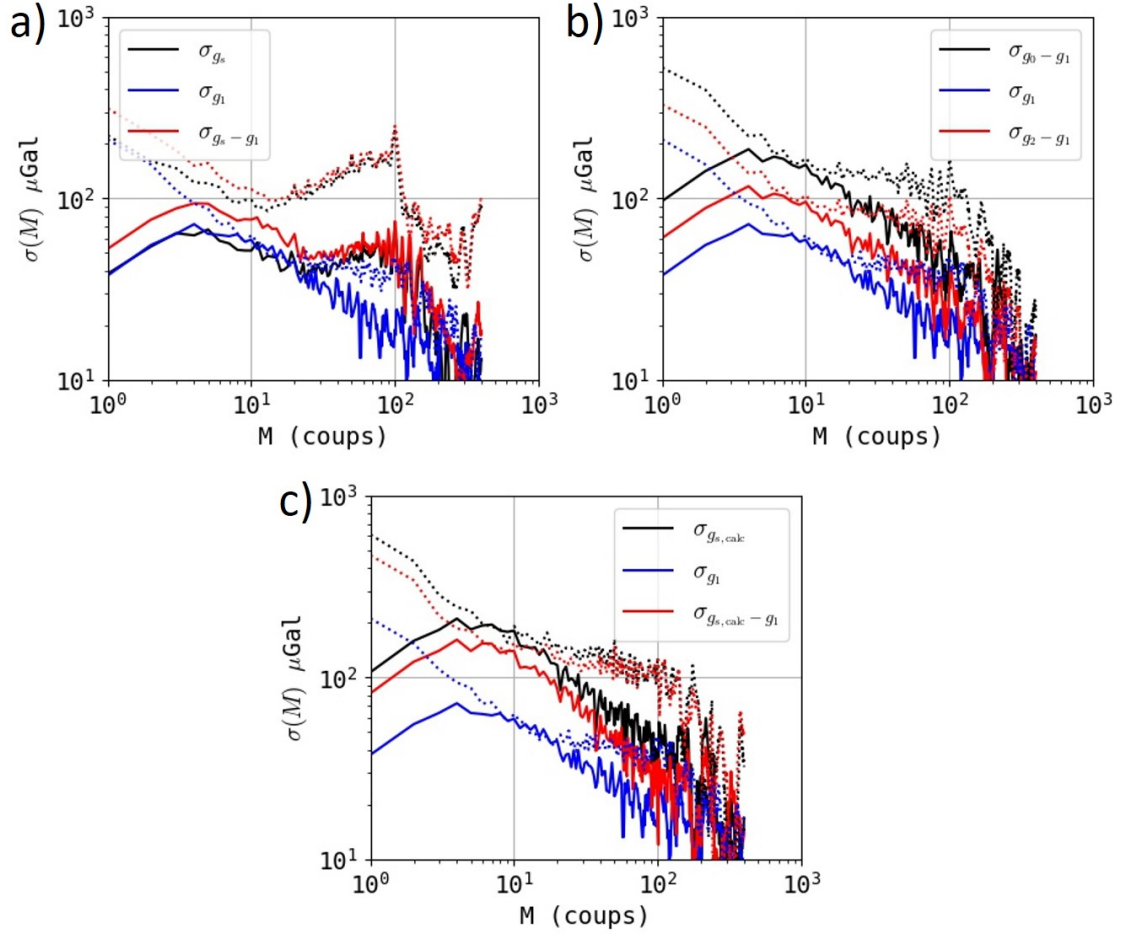


Fig. IV.13 Écart-types d'Allan relatifs à g_1 de nos mesures. a) comparaison entre g_s (en noir), g_1 (en bleu) et $g_s - g_1$ (en rouge). b) comparaison entre $g_0 - g_1$ (en noir), g_1 (en bleu) et $g_2 - g_1$ (en rouge). c) comparaison entre $g_{s,calc}$ (en noir), g_s (en bleu) et $g_{s,calc} - g_1$ (en rouge). En traits pleins les signaux de l'intégrateur et en pointillés les phases atomiques

IV.4.1 Mesure des coefficients K

On détermine les coefficients K en mesurant la phase d'un gravimètre en fonction du saut de fréquence $\Delta\nu$. Nous effectuons alors des mesures de la phase interférométrique en fonction de l'amplitude du saut de fréquence. En pratique, on réalise ces mesures ou bien en ajustant la phase sur un interférogramme obtenu en balayant la rampe de fréquence a ou bien en utilisant la méthode de l'intégration numérique décrite précédemment. Nous obtenons, comme attendu, un comportement linéaire de la variation de phase avec l'amplitude du saut de fréquence (voir figure IV.14). Le paramètre K est donc obtenu en effectuant une régression linéaire.

$$\Phi(\Delta\nu) = K\Delta\nu \quad (\text{IV.25})$$

On détermine K_1 (respectivement K_2) en effectuant les interféromètres à la position z_1 (z_2). De plus, nous effectuons ces mesures dans les deux cas k_\uparrow et k_\downarrow .

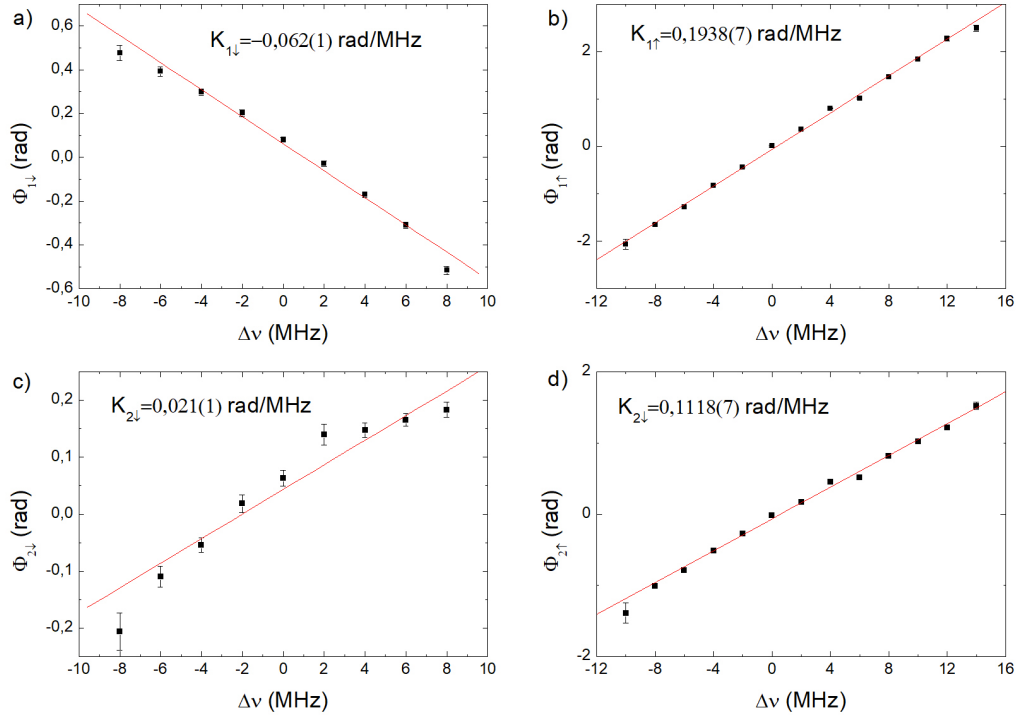


Fig. IV.14 Exemple d'une série de mesures de $\Phi(\Delta\nu)$ et $K = d\Phi/d\Delta\nu$. a) Φ_1 pour k_\downarrow , $K_{1\downarrow} = -0.062(1)$ rad/MHz. b) Φ_1 pour k_\uparrow , $K_{1\uparrow} = 0.1938(7)$ rad/MHz. c) Φ_2 pour k_\downarrow , $K_{2\downarrow} = 0.021(1)$ rad/MHz. d) Φ_2 pour k_\uparrow , $K_{2\uparrow} = 0.1118(7)$ rad/MHz.

On remarque que les coefficients K mesurés ne sont pas ceux attendus par l'équation II.31. Mais si l'on utilise les coefficients mesurés¹ pour calculer l'accélération de la gravité $g_{s,calc} = -506(13)$ μGal , cette valeur est en accord avec l'accélération mesurée $g_s = -522(9)$ μGal . Pour comprendre l'écart entre coefficients mesurés et coefficients attendus, nous avons voulu vérifier l'équation II.31 par la mesure de $K(z)$. Cette mesure est représentée sur la figure IV.15. Nous avons ajusté linéairement $K(z) = 8\pi z/c$ à partir de K_1 et K_2 (encore une fois dans les deux cas k_\uparrow et k_\downarrow) et il apparaît que K_0 la valeur du coefficient au niveau du miroir Raman n'est pas nulle, ce qui n'est pas physique. En effet, $K(z)$ est la phase accumulée par le pulse Raman π se propageant en aller retour entre la position z et le miroir, si $z = 0$ alors cette phase est nécessairement nulle. Néanmoins, les pentes que nous mesurons ($k_\uparrow \rightarrow 0.088(8)$ rad/MHz/m, $k_\downarrow \rightarrow -0.078(10)$ rad/MHz/m)

1. En pratique nous avons effectué plusieurs séries de mesures de K_1 et K_2 , pour différentes durées et délais des interféromètres. Pour le calcul de $g_{s,calc}$, nous utilisons les valeurs des coefficients déterminées avec les mêmes paramètres que pour les mesures des intégrateurs double et simple.

sont en accord avec la valeur attendue $dK(z)/dz = 8\pi L/c \simeq \pm 0.084$ rad/MHz/m et les deux droites (k_\uparrow et k_\downarrow) convergent en $z = 0$. Ce qui est cohérent avec le fait que g_s soit biaisée et pas γ . Ce résultat nous laisse à croire que notre procédure d'implémentation du saut de fréquence induit une différence de phase supplémentaire entre les lasers Raman au moment du saut.

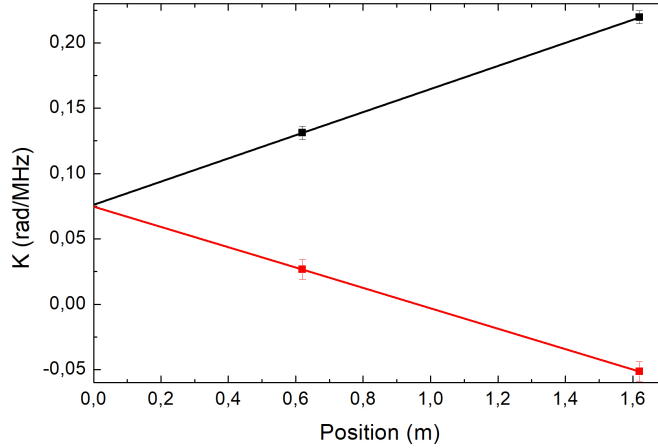


Fig. IV.15 Coefficients K en fonction de la distance au miroir. En noir, les mesures k_\uparrow en rouge les mesures k_\downarrow . On extrait K_0 en ajustant linéairement les points. Il apparaît que $K(0)$ est biaisé de 0.075 rad/MHz. Par contre, les pentes (dK/dz) sont en accord avec la valeur théorique $\pm 8\pi L/2$.

IV.4.2 Biais de phases

Nous avons identifié l'origine du biais de phase comme étant lié à un défaut de superposition des lasers Raman lors de leur passage dans l'AOM appliquant le saut de fréquence. Pour ces expériences, nous utilisons un amplificateur optique en espace libre, qui n'est pas monomode transverse, et qui par conséquent ne garantit pas que les modes des deux lasers soient identiques dans l'AOM. En particulier, le TA ne corrige pas un défaut de superposition lors de la combinaison des deux faisceaux avant son injection (voir figure IV.16). Par la suite nous l'avons remplacé par un modèle plus performant avec une entrée fibrée (voir figure III.8), garantissant ainsi la superposition des lasers sur l'AOM.

Si nous notons δx le décalage spatial entre les deux lasers selon la direction de propagation de l'onde acoustique dans l'AOM, la différence de phase entre les deux lasers imprimée par l'AOM vaut :

$$\Delta\phi = 2 \times 2\pi\nu_{\text{AOM}} \frac{\delta x}{v_s} \quad (\text{IV.26})$$

où le facteur 2 tient compte du double passage, v_s est la vitesse de l'onde acoustique dans le cristal et ν_{AOM} la fréquence RF appliquée. Si on applique un saut de fréquence $\Delta\nu_{\text{AOM}}$ sur l'impulsion Raman π , alors on ajoute sur l'impulsion une différence de phase entre les

faisceaux Raman :

$$\delta(\Delta\phi) = 2 \times 4\pi\Delta\nu_{\text{AOM}} \frac{\delta x}{v_s} \quad (\text{IV.27})$$

qui donne lieu à un saut de la phase interférométrique deux fois plus grand puisque appliqué au pulse π . On trouve qu'un biais de phase tel que mesuré de 0.075 rad/MHz correspond à un décalage de seulement 12.5 μm avec $v_s = 4200$ m/s, ce qui est tout à fait envisageable.

Nous avons alors cherché à compenser ce décalage en translatant l'un des lasers. Pour ce faire nous avons ajouté une lame de verre de 5 mm d'épaisseur sur le trajet d'un des lasers avant sa superposition avec l'autre comme schématisé sur la figure IV.16. Il nous est alors possible de translater finement le laser en tournant la lame selon l'axe vertical avec θ l'angle entre la normale de la lame et la direction incidente du laser. La

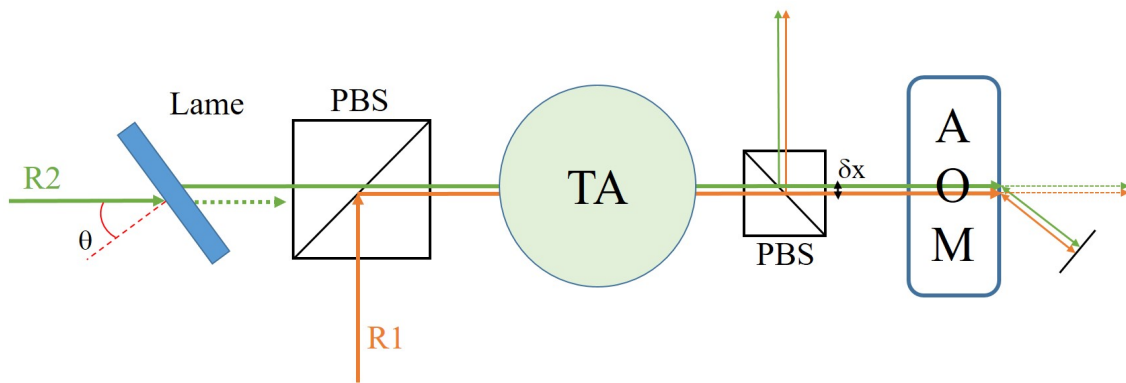


Fig. IV.16 Schéma du mécanisme de contrôle de δx avec une lame de verre. En tournant la lame, on translate le laser Raman R2 par rapport à R1. PBS : cube séparateur de polarisation, TA : amplificateur optique, AOM : module acousto-optique.

figure IV.17 représente K_0 en fonction de θ . On constate qu'il existe une valeur de θ pour laquelle $K_0 = 0$ et que le biais de phase évolue linéairement avec θ comme attendu par l'équation IV.27, ce qui confirme notre hypothèse. La figure montre aussi que le biais dérive dans le temps (environ 0.02 rad/MHz sur trois jours), nous attribuons cette dérive aux fluctuations d'alignement du montage optique. Il nous faut donc mesurer régulièrement le biais pour le compenser efficacement.

Après remplacement de l'amplificateur par un modèle avec entrée fibrée, nous avons à nouveau mesuré les paramètres K . La figure IV.18 illustre cette mesure pour k_{\perp} , nous avons maintenant $K_0 = 0.006(4)$ rad/MHz avec une pente de $-0.0774(4)$ rad/MHz/m ce qui correspond mieux aux valeurs théoriques attendues ($K_0 = 0$ rad/MHz et $dK(z)/dz = \pm 0.084$ rad/MHz/m).

IV.5 Conclusion

Nous venons de présenter ce qui constitue le résultat majeur obtenu au cours de cette thèse, la mise au point et la démonstration de la méthode de mesure simultanée de g et γ . Cette méthode repose sur un algorithme d'asservissement simultané des deux

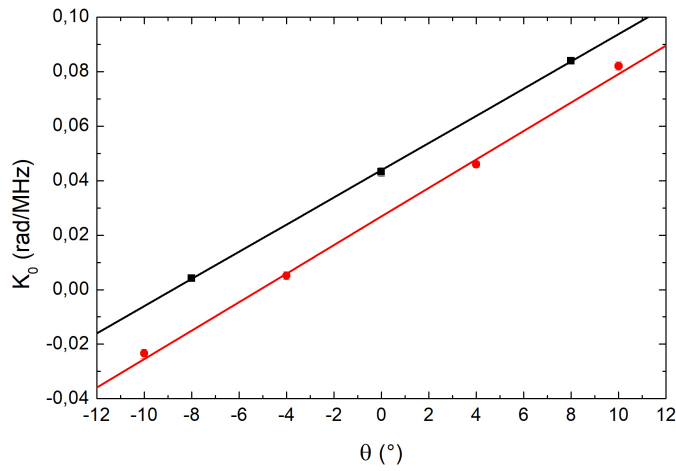


Fig. IV.17 Mesure de K_0 en fonction de θ l'angle de la lame de verre (voir figure IV.16). Les deux droites en noir et rouge sont les mêmes mesures avec 3 jours de différence.

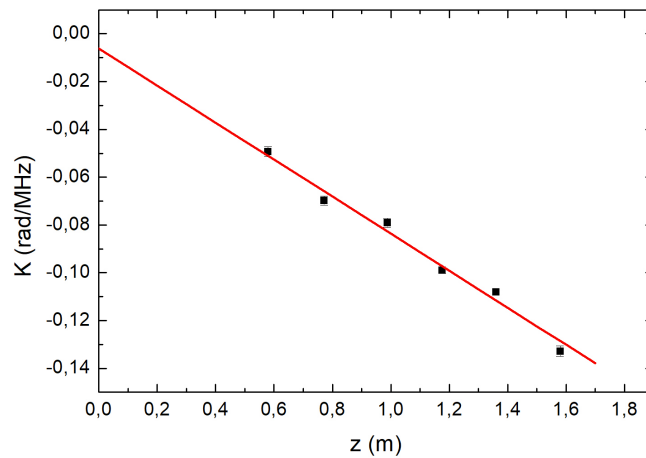


Fig. IV.18 Mesure k_{\downarrow} de $K(z)$ après remplacement de l'amplificateur, le décalage de $K_0 = 0.006$ rad/MHz par rapport à 0 est plus d'un ordre de grandeur plus faible que sur la figure IV.15 (0.075 rad/MHz). L'entrée fibrée du nouvel amplificateur garantit la superposition des faisceaux Raman lors de la diffraction par l'AOM, il n'y a donc plus de biais de phase.

interféromètres contrôlant la rampe de fréquence et le saut de fréquence appliqués aux lasers Raman. Nous avons pu démontrer que cette méthode permet bien une mesure précise du gradient de gravité indépendamment de la ligne de base de l'instrument et

tout en rejetant les bruits en mode commun.

Nous avons aussi mis en évidence l'effet d'un défaut de superposition des faisceaux Raman sur l'AOM effectuant le saut de fréquence. Le déphasage obtenu n'affecte pas la mesure de γ mais biaise la mesure de g . Nous avons démontré l'origine expérimentale de cet effet : en supprimant le défaut de superposition, nous avons supprimé ce biais.

Chapitre V

Caractérisation d'un banc fibré multi-fonctions

Nous avons utilisé pour nos travaux un banc optique fibré développé par la société Muquans. Ce banc (que nous nommerons ILS pour "Integrated Laser System") a été développé dans le cadre d'un projet de partenariat entre Muquans, le SYRTE et l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Ce projet porte sur le développement d'un système optique pour la réalisation d'expériences d'interférométrie atomique en orbite terrestre [48]. Durant ce projet, nous avons eu la charge de tester les performances fonctionnelles de l'ILS sur une expérience d'interférométrie atomique. L'ILS permet de réaliser toutes les fonctions optiques nécessaires pour accomplir des mesures de gravimétrie :

- piègeage, refroidissement et détection des atomes,
- refroidissement ultra-froid dans un piège dipolaire,
- ascenseur de Bloch,
- séparatrice Raman,
- détection par temps de vol.

Il ne peut par contre pas réaliser toutes ces fonctions en même temps. Nous les avons donc caractérisées une à une en utilisant notre propre banc en espace libre pour les autres fonctions. La caractérisation en elle même consiste à comparer les performances de l'ILS avec celles de notre banc. Ces travaux font l'objet d'un papier déposé sur arXiv [85] et soumis à publication, que l'on trouvera en annexe.

V.1 Fonctions optiques

L'architecture de l'ILS est entièrement fibrée et repose sur l'utilisation de technologies télécom. Les fonctions optiques à 780 nm sont obtenues à l'aide de diodes lasers télécom à 1560 nm amplifiées par des amplificateurs à fibres dopées Erbium et finalement doublées en fréquence par des modules guides d'ondes de Niobates de Lithium. L'utilisation des technologies télécom permet à l'ILS d'être un système optique à la fois compact, robuste, facile d'utilisation et facile à entretenir du fait de la grande disponibilité des composants. La figure V.1 schématise le fonctionnement de l'ILS. Une diode laser maître, asservie sur la transition de recombinaison $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle/|F = 4\rangle$ du Rubidium 85, pilote en fréquence quatre autres diodes lasers réalisant les différentes fonctions optiques. Les

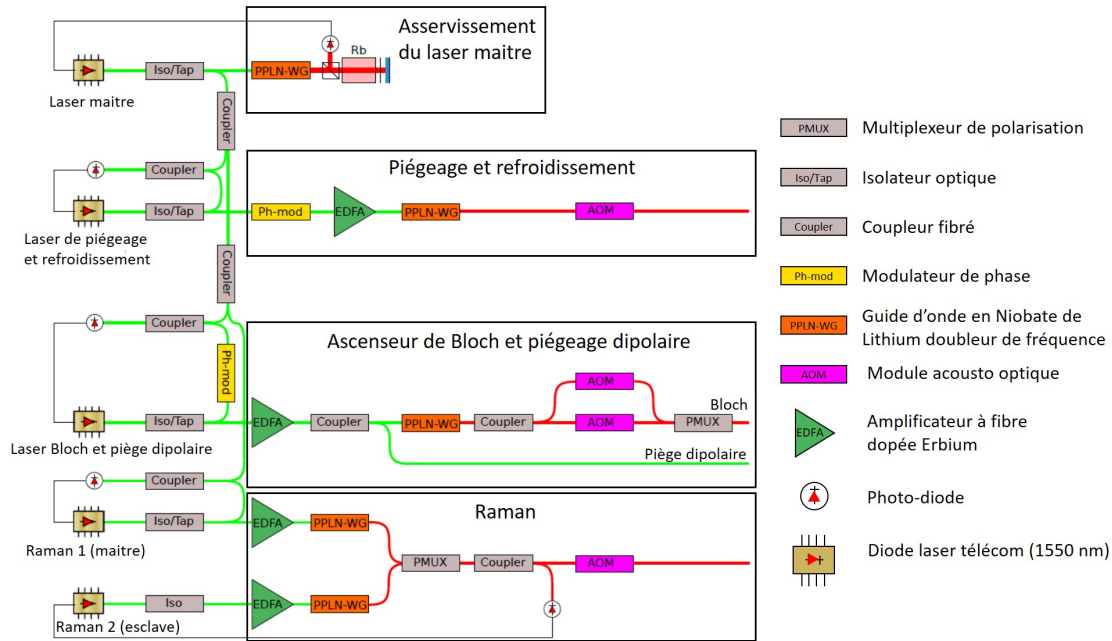


Fig. V.1 Schéma du banc ILS. Les fonctions optiques sont regroupées en blocs indépendants intégralement fibrés.

sorties de chaque fonction sont contrôlées logiquement par des modules acousto-optiques à l'exception du piège dipolaire.

V.1.1 Fonction de piégeage, refroidissement et détection

Les fonctions de piégeage, refroidissement et détection sont obtenues à partir d'une diode télécom dédiée asservie en fréquence au laser maître. Pour la fonction de piégeage et refroidissement, la fréquence de la diode laser est réglée pour être décalée de -2Γ pour effectuer le piège magnéto-optique, de -5Γ pour réaliser une molasse optique ou -20Γ pour réaliser une molasse optique à grand désaccord, de la transition de refroidissement du Rubidium 87 $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ après doublage. Un modulateur de phase (module électro-optique) génère une bande latérale à partir du laser de refroidissement qui fait office de faisceau repompeur dont la puissance est contrôlée par le niveau du modulateur de phase. Les faisceaux ainsi obtenus sont alors amplifiés (1 W) et doublés. La détection se réalise en éteignant le modulateur de phase et en réglant la fréquence du laser à résonance de la transition de refroidissement. Finalement, un AOM permet de contrôler le niveau de sortie.

V.1.2 Fonction d'ascenseur de Bloch et de piégeage dipolaire

Les fonctions d'ascenseur de Bloch et de piégeage dipolaire sont obtenues à partir d'une diode télécom dédiée asservie en fréquence au laser maître. Un modulateur de phase permet l'asservissement en fréquence de la diode à 100 GHz du laser maître à 780 nm. Après amplification à 5 W le faisceau télécom est séparé en deux :

- la première partie (4 W) est directement utilisée pour le piégeage dipolaire à 1560 nm,
- la deuxième partie (1 W) réalise le réseau de l'ascenseur de Bloch. Le faisceau est doublé en fréquence à 780 nm puis séparé en deux voies générant chacune un faisceau du réseau sur le même principe que présenté au chapitre III. Les faisceaux du réseau sont ensuite recombinaés en polarisation linéaire croisée à l'aide d'un multiplexeur de polarisation.

En sortie, nous avons une centaine de mW par faisceaux.

V.1.3 Fonction de séparatrices Raman

La fonction de séparatrice Raman est obtenue à partir de deux diodes télécom dédiées. La première (Raman 1 sur la figure V.1) est asservie sur le laser maître. La deuxième (Raman 2 sur la figure) est asservie en phase sur la diode du Raman 1 après amplification (1 W) et doublage des deux faisceaux. Cette architecture permet de supprimer les fluctuations de phase dues à la différence de chemin entre les deux faisceaux. Les deux faisceaux sont recombinaés en polarisation linéaire croisée à l'aide d'un multiplexeur de polarisation. Finalement, un AOM permet de contrôler le niveau de sortie des faisceaux pour une puissance maximale de 400 mW par faisceaux.

V.2 Tests des fonctionnalités du banc fibré

L'ILS ne peut pas réaliser simultanément toutes ses fonctions car il ne dispose que de deux systèmes d'alimentation pour ses quatre amplificateurs et deux boîtiers de contrôle pour les quatre AOMs. Nous avons donc utilisé notre propre banc en espace libre (décrit au chapitre III) pour à la fois opérer notre instrument et évaluer les performances de l'ILS en comparaison.

V.2.1 Détection

Nous avons commencé par le test le plus simple, celui de la détection. Pour cela nous avons remplacé la sortie de détection du banc en espace libre par celle de l'ILS. Le modulateur de phase présent sur la partie piégeage/refroidissement/détection était éteint et la fréquence de la diode réglée à résonance.

Dans un premier temps nous avons mesuré la fluorescence collectée par la détection, pour un nombre d'atomes constant, en fonction de la puissance du faisceau de détection de l'ILS. Le résultat est présenté à gauche sur la figure V.2 et correspond au comportement attendu (équation III.1), une phase de croissance linéaire puis une saturation et enfin une décroissance du fait qu'à puissance trop élevée les atomes sont chauffés par le faisceau de détection. Nous avons ensuite comparé, à puissance de détection équivalente (2.3 mW), l'ILS et le banc en espace libre en mesurant la nombre d'atomes détectés N_{tot} en fonction du temps de chargement du PMO (nombre d'atomes piégés). Le résultat est présenté à droite sur la figure V.2. Les deux systèmes de détections ont des performances équivalentes.

Dans un deuxième temps, nous avons caractérisé le bruit de détection en fonction du nombre d'atomes. Nous avons donc préparé les atomes dans une superposition d'état

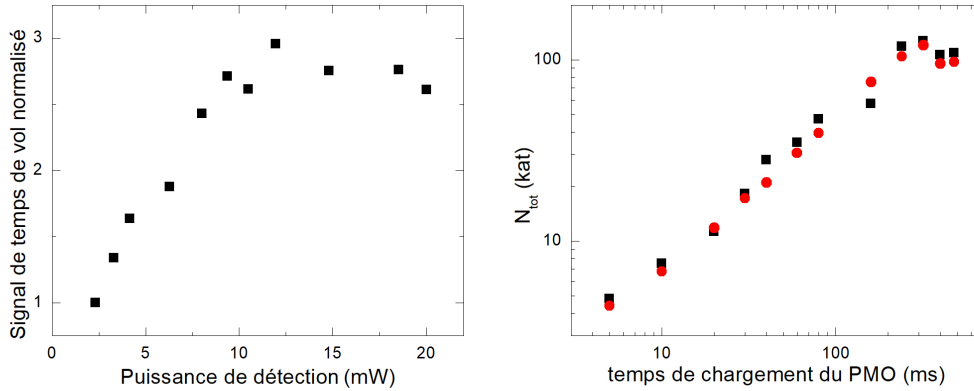


Fig. V.2 Mesures de l'efficacité de détection de l'ILS. À gauche : le signal de temps de vol de la détection (le nombre d'atomes détectés) en fonction de la puissance de l'ILS. À droite : en fonction du temps de chargement. En rouge et le banc en espace libre en noir.

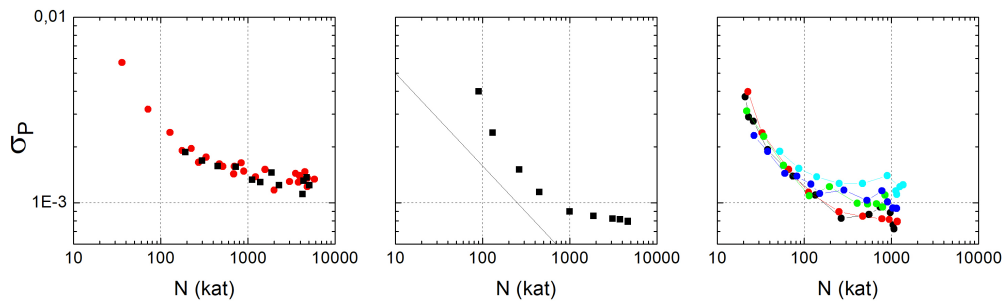


Fig. V.3 Caractérisation du bruit de détection en fonction du nombre d'atomes. À gauche : comparaison entre l'ILS et le banc en espace libre à puissance égale (2.3 mW), les deux systèmes ont un comportement similaire, le bruit décroît en $1/N$ (bruit électronique) jusqu'à $N \approx 200$ kat puis plafonne subitement (bruit de fluorescence). Au centre : la puissance de l'ILS est augmenté à 4 mW, on distingue la contribution du bruit de projection quantique en $1/\sqrt{N}$ (représenté par la droite noire). À droite : la même mesure pour des puissances de 8 mW (en noir), 15 mW (en rouge), 30 mW (en vert), 42 mW (en bleu) et 60 mW (en bleu ciel). Augmenter la puissance augmente le bruit asymptotique de fluorescence comme attendu.

$|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ en appliquant une impulsion micro-onde $\pi/2$ suivie d'un pulse de pousseur. Pour caractériser le bruit de détection, nous avons mesuré les écart-types d'Allan de la probabilité de transition $\sigma_P(N)$ telle que définie dans la partie II.4. La comparaison entre l'ILS et le banc en espace libre à puissance équivalente (2.3 mW) est à gauche sur la figure V.3, les deux systèmes ont un comportement similaire et dans un cas comme dans l'autre $\sigma_P(N)$ est dominée à faible nombre d'atomes par le bruit électronique en $1/N$ puis rapidement par le bruit de fluorescence avec N qui augmente. Pour observer un comportement en $1/\sqrt{N}$ traduisant le bruit de projection quantique, il nous faut augmenter la puissance de détection à 4 mW comme illustré au centre sur la figure V.3. Par contre, si l'on augmente encore la puissance de détection, alors le bruit de fluorescence augmente aussi car il dépend de la puissance comme illustré à droite sur la figure V.3.

V.2.2 Piège magnéto-optique

Pour réaliser un PMO avec l'ILS, nous avons injecté la fibre de sortie des faisceaux de piégeage et refroidissement de l'ILS dans la fibre d'entrée du coupleur 1-6 alimentant les PMO-2D et 3D. Afin de garantir la synchronisation de l'ILS avec nos fonctions, nous le pilotons avec des contrôles logiques issus de notre système.

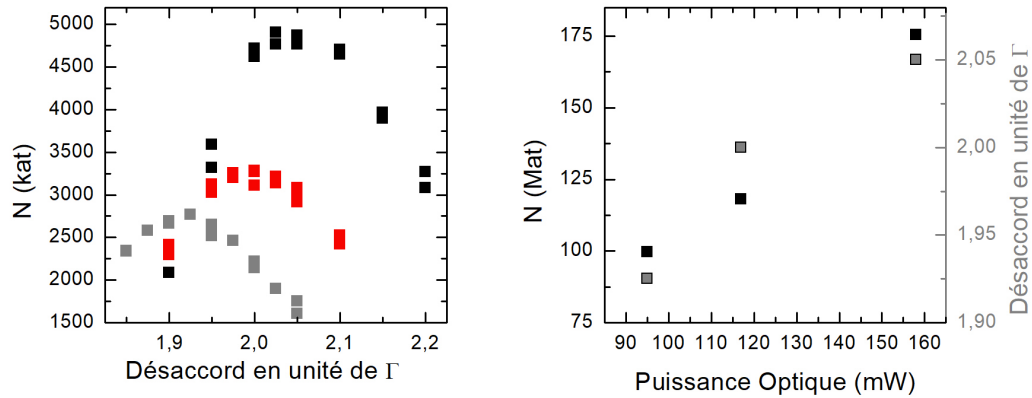


Fig. V.4 *Mesure de l'efficacité de piégeage de l'ILS. À gauche : mesure du nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord en unités de Γ pour trois puissances optiques : 95 mW (en gris), 117 mW (en rouge) and 158 mW (en noir). À droite : le nombre d'atomes piégés en fonction de la puissance optique (en noir) et les désaccords optimaux correspondant (en gris).*

Pour commencer, nous avons mesuré l'efficacité de chargement du PMO en fonction de la puissance optique et du désaccord à la résonance. Les résultats sont présentés sur la figure V.4 pour une durée de piégeage de 480 ms suivie d'une mélasse optique à un désaccord (-5Γ) de 20 ms puis une mélasse à grand désaccord (-20Γ) courte (<1 ms) durant laquelle les atomes sont libérés. Nous obtenons les mêmes performances pour une

puissance équivalente que celles obtenues avec le banc en espace libre. De plus, comme attendu le désaccord optimal augmente lui aussi avec la puissance optique (en gris sur la figure de droite).

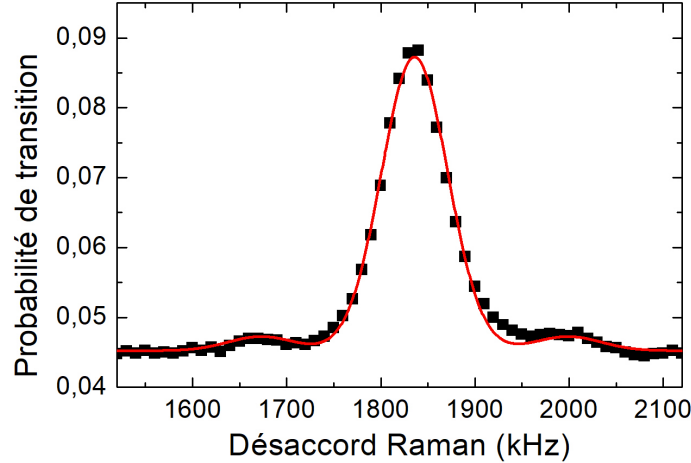


Fig. V.5 Spectre Raman obtenu après une phase de mélasse optique. L'ajustement gaussien donne une largeur de raie en $1/e^2$ de $\sigma_\omega = 70$ kHz, ce qui correspond à une température de $2 \mu\text{K}$.

Nous avons ensuite mesuré la température des atomes après libération du piège, par vélocimétrie Raman. Le principe est de mesurer la distribution de vitesse des atomes en mesurant la probabilité de transition P en fonction du désaccord Raman. En pratique, nous effectuons des impulsions Raman π de longue durée ($\tau = 80 \mu\text{s}$) dans un régime de couplage faible afin de réduire l'émission spontanée. Le résultat est présenté figure V.5, nous ajustons le spectre obtenu avec une gaussienne dont on extrait la température T à partir de la largeur du spectre telle que :

$$\sqrt{\frac{k_b T}{m}} = \frac{2\pi\sigma_\omega}{k_{\text{eff}}} \quad (\text{V.1})$$

On obtient une température de $2 \mu\text{K}$ pour $\sigma_\omega = 70$ kHz ce qui correspond au refroidissement sub-Doppler attendu pour le Rubidium87.

V.2.3 Ascenseur de Bloch

Nous avons implanté la fonction d'ascenseur de Bloch de l'ILS en connectant la fibre de sortie correspondante au collimateur injectant les faisceaux Raman sur notre expérience. La configuration des faisceaux était semblable à celle décrite figure III.14 de sorte qu'il n'y ait qu'un seul réseau mouvant sur les atomes. La séquence de l'ascenseur était contrôlée par deux DDs et se réalisait comme suit :

- une première accélération du réseau vers le bas à g dite de chargement adiabatique des atomes dans le réseaux d'une durée de $200 \mu\text{s}$,

- une accélération vers le haut d'amplitude et de durée variable pour lancer les atomes,
- une deuxième accélération du réseau vers le bas à g dite de libération adiabatique des atomes d'une durée de $200 \mu\text{s}$.

Nous avons effectué des lancements pour plusieurs vitesses finales des atomes telles que, $v = aT$ avec a l'accélération de réseau et T sa durée. Nous avons procédé en faisant varier soit a à T constant, soit T pour a constant afin de pouvoir déterminer l'accélération optimale et la durée optimale correspondant à une vitesse donnée. L'efficacité du lancement est déterminée en mesurant la fraction d'atomes lancés par rapport à la fraction d'atomes non capturés par le réseau.

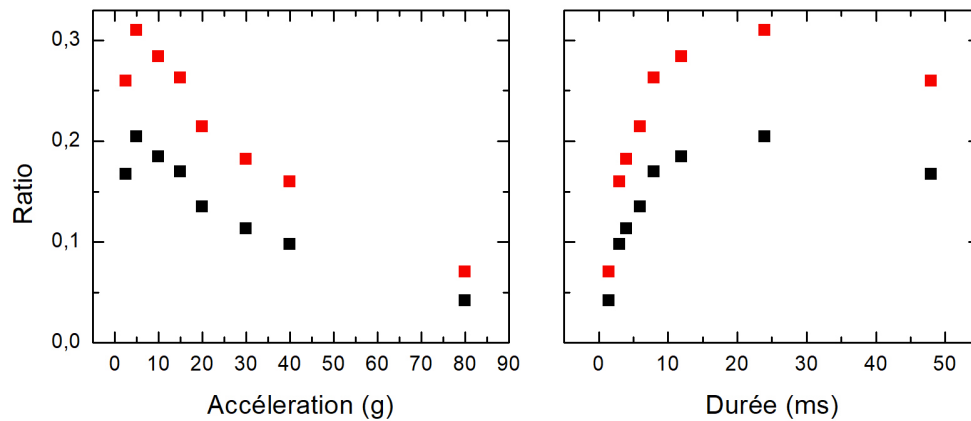


Fig. V.6 Efficacité de l'ascenseur de Bloch. À gauche le ratio d'atomes lancés en fonction de l'accélération du réseau pour $T = 24 \text{ ms}$. À droite, le ratio en fonction de la durée de l'ascenseur pour $a = 5 \text{ g}$. Les points noirs correspondent aux mesures brutes et les points rouges aux mesures corrigées en fonction de l'altitude de chute des atomes.

La figure V.6 présente les résultats obtenus avec à gauche le ratio d'atomes en fonction de a pour $T = 24 \text{ ms}$ et à droite le ratio d'atomes en fonction T pour $a = -5 \text{ g}$. La figure de gauche montre que l'accélération optimale correspond à -5 g et la durée optimale associée est de 24 ms . Pour déterminer l'efficacité réelle de l'ascenseur nous avons pris en compte la différence d'altitude de chute entre les atomes lancés et ceux non capturés comme discuté chapitre III. Nous obtenons un ratio de 31% comparable à celui obtenu avec notre banc de Bloch mono-amplificateur de 38% pour une accélération optimale de 89.5 g [61]. Le fait que l'accélération optimale et l'efficacité soient plus faibles s'explique à partir des équations II.19, en effet notre banc mono-amplificateur a en sortie 300 mW par faisceaux et un désaccord de 50 GHz contre 100 mW et 100 GHz pour l'ILS.

V.2.4 Interféromètre atomique

Nous avons implanté la fonction de séparatrice Raman de l'ILS en connectant la fibre de sortie correspondante au collimateur injectant les faisceaux Raman sur notre expérience. Le ratio de puissance entre les deux faisceaux Raman était contrôlé directement par les amplificateurs respectifs de l'ILS et la puissance totale était contrôlée par l'AOM de sortie. La DDS pilotant l'asservissement de phase du Raman 2 ainsi que l'AOM de sortie étaient contrôlés par des signaux logiques issus de notre système afin de garantir la synchronisation de l'expérience.

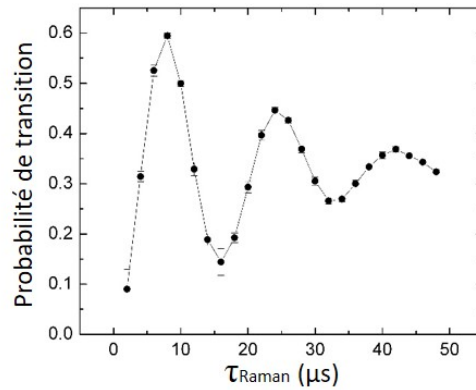


Fig. V.7 Oscillations de Rabi de la transition Raman mesurées avec l'ILS. L'amplitude maximale (0.6) ainsi que l'amortissement (3 périodes) sont comparables à ce que l'on obtient avec le banc en espace libre.

Nous avons d'abord vérifié que nous pouvions observer les oscillations de Rabi de la transition à deux photons telles que représenté sur la figure V.7.

Par la suite, nous avons voulu caractériser le bruit de phase de l'interféromètre. Comme nous l'avons montré au chapitre II, pour un interféromètre atomique, la sensibilité de la mesure est principalement limitée par les vibrations et dans une moindre mesure par les bruits de détection et du laser Raman [76]. La contribution du bruit de vibration est faible pour des temps d'interrogation $2T$ courts, voir négligeable dans le cas d'interféromètres co-propageants. Nous avons donc caractérisé le bruit de phase pour plusieurs durées $2T$ pour des interféromètres co- et contra-propageants. La figure V.8 montre la sensibilité de phase en fonction de $2T$, comme attendu le bruit de phase est constant et presque insensible aux vibrations pour des temps d'interrogation courts, puis augmente rapidement à partir de $2T \geq 20$ ms. Ici, l'effet de la correction en utilisant le signal de phase du sismomètre apparaît clairement et permet de réduire efficacement la contribution du bruit de vibration. Même en corrigeant le bruit de vibration, le bruit de phase reste compris entre 50 et 100 mrad/coup ce qui est supérieur à la contribution de la détection, qui dans notre cas vaut $2\sigma_{P,\text{det}}/C \sim 8$ mrad avec $\sigma_{P,\text{det}} = 10^{-3}$ et $C = 26\%$.

Le tableau V.1 récapitule les sensibilités obtenues pour des configurations d'interféromètres co- et contra-propageants pour différentes durées d'interféromètres $2T$. Pour comparer les performances obtenues avec les gravimètres atomiques existant, nous utili-

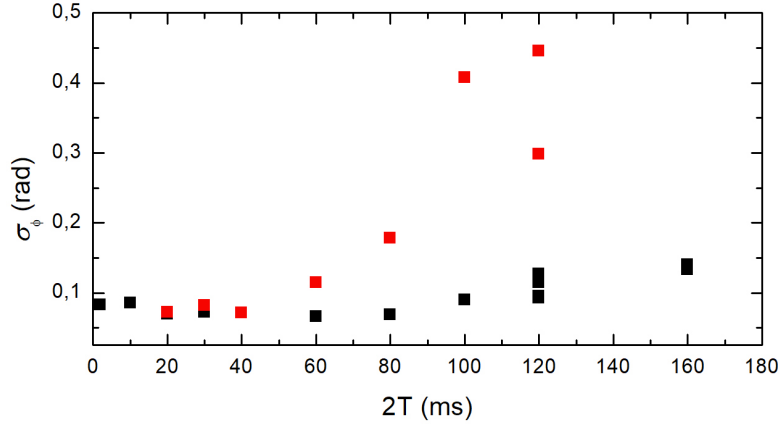


Fig. V.8 Mesure du bruit de phase de l'interféromètre en fonction du temps d'interrogation $2T$. En noir, les mesures corrigées du bruit de vibration et en rouge, les mesures brutes.

| Configuration | $2T$ (ms) | $\tau(\pi/2)$ (μ s) | C % | σ_P ($\times 10^{-2}$) | σ_Φ/coup (mrad) |
|-------------------|--------------|-----------------------------|----------|------------------------------------|-------------------------------------|
| Contra-propageant | 160 | 4 | 26 | 1.6 | 123 |
| Co-propageant | 160 | 4 | 75 | 1.8 | 48 |
| Co-propageant | 2 | 4 | 90 | 2.6 | 57 |
| Co-propageant | 2 | 80 | 68 | 6.1 | 17 |

TABLE V.1 – Contrastes, bruits de probabilité et bruits de phase mesurés pour différentes configurations d'interféromètre.

sous les résultats de la mesure contra-propageante. La sensibilité à l'accélération obtenue est de $82.6 \mu\text{Gal}/\text{coup}$, proche de ce qui a été obtenu avec un gravimètre compact d'architecture similaire [24], mais un ordre de grandeur supérieur à l'état de l'art obtenu avec le gravimètre à atomes froids du SYRTE [25].

Les résultats du tableau V.1 montrent que la sensibilité de phase dans le cas co-propageant est au moins deux fois meilleur que dans le cas contra-propageant et ce quel que soit $2T$ et décroît quand la durée des impulsions Raman augmente. Cela indique que le bruit de phase est dominé par les fluctuations de phase haute fréquence des lasers Raman et qu'augmenter la durée des impulsions permet de les moyennner à 0.

Nous avons finalement effectué des mesures de g en appliquant la méthode de mesure à quatre configurations décrite dans la partie II.4. Le résultat est présenté sur la figure V.9, la mesure a duré environ un jour et les variations de g dues aux marées apparaissent clairement sur le signal. Nous avons aussi tracé en gris sur la figure le résidu entre le signal de marée et la mesure de g . Sur la figure V.10 nous traçons en noir l'écart-type d'Allan de g corrigé des marées et du déplacement lumineux à 2-photons (LS2). Une

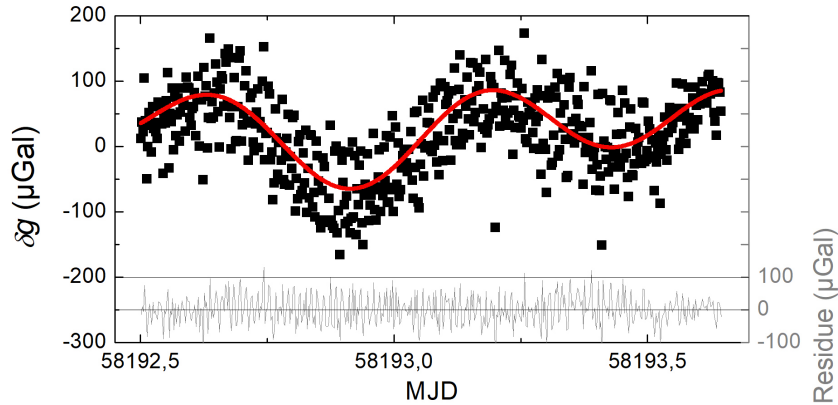


Fig. V.9 *Mesure continue de g (en noir) durant plus d'une journée et les marées correspondantes (en rouge). Les points de mesure sont des moyennes sur 184 s. En gris, l'écart de g au marées (résidu).*

bosse apparaît sur l'écart-type d'Allan ainsi que sur celui des vibrations (en vert sur la figure) que nous utilisons pour corriger le bruit de vibration. Cela signifie que c'est la correction qui introduit cette dérive sur le signal de l'interféromètre alors que ce dernier n'y est pas sensible. Cette bosse est due à une mauvaise correction des vibrations, plus exactement, la mesure des vibrations contient un autre signal qui est de fait introduit dans la correction. Nous représentons en rouge sur la figure le même signal de g mais non corrigé du LS2, les fluctuations à court terme sont plus faibles que dans le cas précédent, ce qui est attendu [73] car corriger le LS2 nécessite de moyenner sur les quatre configurations de mesure ce qui résulte en une perte de sensibilité à court terme. On remarque toutefois que la puissance des Raman de l'ILS est suffisamment stable pour que le LS2 n'impacte pas la stabilité à long terme de la mesure. On pourra alors, une fois la contribution du LS2 mesurée, se restreindre à seulement deux configurations de mesures ($\Phi_{\uparrow,\Omega}$ et $\Phi_{\downarrow,\Omega}$) ce qui améliorera encore la sensibilité court terme de la mesure.

V.3 Conclusion

Nous avons testé les fonctionnalités de l'ILS en conditions de laboratoire et avons démontré qu'il satisfaisait aux exigences attendues pour la réalisation d'un interféromètre atomique. Ses performances se sont montrées comparables à celles de nos bancs optiques, voire meilleures en termes de puissance et de stabilité de phase des lasers. Aussi, nous avons profité d'avoir ce banc fibré à disposition pour l'utiliser lors de nos mesures et pouvoir réaliser les expériences présentées au chapitre précédent. La partie optique de l'ILS a de plus démontré une grande robustesse et une fiabilité hors paire en fonctionnant de manière continue et optimale durant plusieurs semaines sans intervention humaine.

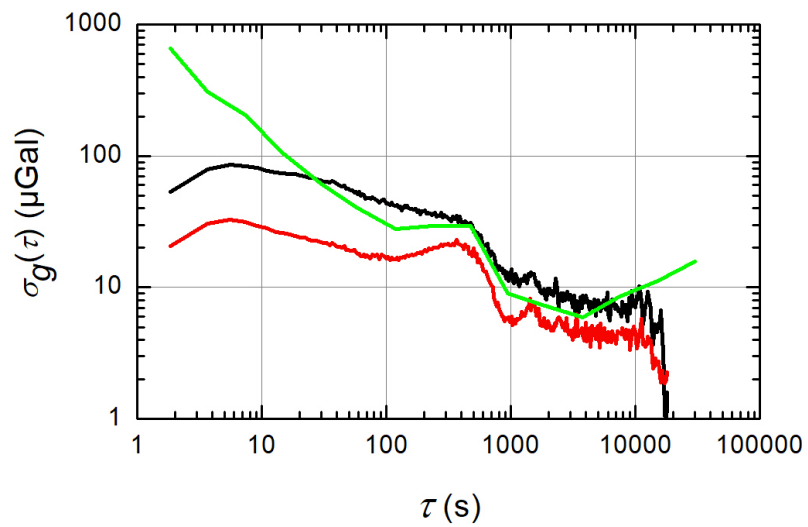


Fig. V.10 Écart-type d'Allan des mesures de g . En noir, la mesure est corrigée des marées et du déplacement lumineux à 2-photons, en rouge, la mesure est uniquement corrigée des marées et en vert la variance d'Allan du signal du sismomètre.

Chapitre VI

Conclusion

VI.1 Vue d'ensemble

Dans ce manuscrit, nous avons présenté les travaux effectués au cours des trois dernières années sur le projet de gravi-gradiomètre du SYRTE. Au début de cette thèse, nous ne disposions que d'une seule chambre de piégeage fonctionnelle (PMO-2D et 3D inférieurs) et nous ne pouvions par conséquent générer et détecter qu'un seul nuage d'atomes. L'expérience reposait à même le sol, les bancs optiques étaient encore en phase de montage et il n'était pas encore possible de réaliser un interféromètre. Aujourd'hui, l'enceinte à vide est terminée, les deux chambres de piégeages sont fonctionnelles et l'ensemble est installé sur une plateforme d'isolation. Les bancs optiques sont opérationnels, les séparatrices Raman et l'ascenseur de Bloch sont totalement fonctionnels, et nous sommes en cours d'implantation et de caractérisation des séparatrices multi-photoniques.

VI.2 Des avancés techniques présentes et futures

L'un des objectifs du gravi-gradiomètre est de pouvoir mesurer simultanément l'accélération verticale de la gravité g et son gradient vertical γ . Dans cette optique, nous avons mis au point une nouvelle méthode de mesure basée sur l'utilisation conjointe d'une rampe de fréquence et d'un saut de fréquence appliqué aux lasers d'interrogation. Nous avons démontré la validité de la méthode et testé certaines de ses limites. Nous avons mis en évidence qu'elle permettait de s'affranchir des bruits en mode commun pour la mesure du gradient γ . Toutefois, nous avons aussi mis en évidence qu'avec cette méthode la mesure, qui repose sur une extraction directe des phases des interféromètres, est sensible aux fluctuations de contraste, ce qui nécessitera un contrôle régulier, voire l'asservissement, des paramètres des lasers (en particulier leur puissance et la condition de résonance). Nous avons par ailleurs mis en évidence une source de biais dans la mesure de g liée aux défauts de superposition entre les faisceaux de l'interféromètre, qui a pu être résolue en modifiant l'amplificateur optique du système laser.

La méthode de mesure étant validée, nous sommes maintenant prêts à nous atteler aux objectifs à plus long terme du projet, qui sont l'implémentation des séparatrices multi-photoniques (qui est actuellement en cours) et le refroidissement des atomes sur puce pour obtenir des températures de l'ordre de la centaine de nK. Par l'emploi de ces techniques

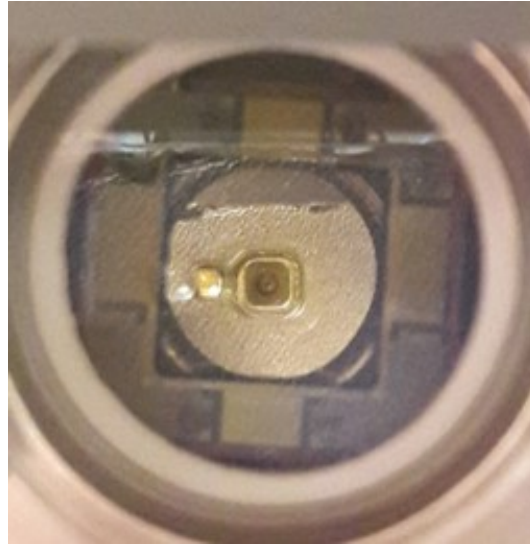


Fig. VI.1 Photo de la puce atomique installée dans la chambre de piégeage supérieure. La puce est recouverte d'une fine pellicule d'or pour obtenir un miroir. On trouvera dans la thèse de M. Langlois [61] la description de la puce ainsi que son procédé de fabrication.

nous espérons repousser les limites de l'état de l'art sur les performances de mesure aussi bien de g que de γ . À terme, nous estimons atteindre les paramètres de mesure suivants :

- Temps de cycle : 2 s,
- Durée de l'interféromètre : $2T = 500$ ms,
- Transfert d'impulsion : $100 \hbar k_{\text{eff}}$,
- Température des atomes : 300 nK,
- Nombre d'atomes détectés : 10^5 .

Avec ces paramètres, en supposant la mesure de phase différentielle limitée par le bruit de projection quantique, nous obtenons une sensibilité de l'ordre de $0.1 \text{ E}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le tableau VI.1 montre comment notre instrument pourrait se positionner en termes de performances par rapport à quelques instruments existants.

Durant ces trois années nous n'avons que marginalement travaillé sur l'implémentation des puces atomiques. Nous avons mentionné au chapitre III l'installation d'une puce de test dans la chambre de piégeage supérieure (voir figure VI.1) que nous avons commencé à tester. Malheureusement, les tests électriques ont montré que la puce souffre de défauts de câblage. Des court-circuits sont présents au niveau des fils gravés mais aussi au niveau du connecteur d'alimentation. Face à la lourdeur d'une opération de remplacement, qui nécessite une remise à l'air de l'enceinte à vide, et à d'éventuels dégâts liés à ces court-circuits si nous utilisons la puce, ne serait-ce que pour des tests, nous avons préféré concentrer nos efforts sur le développement des systèmes optiques et de la méthode de mesure simultanée.

| Instrument | technologie | type | sensibilité |
|--|-----------------|---|---|
| Ultracold atom gravimeter (UCAG) du SYRTE | atomique | gravimètre absolu | $5.7 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ [25] |
| FG5X | optique | gravimètre absolu | $9 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ [25] |
| Lockheed Martin gradiometer | mécanique | gradiometre relatif | $3 E/\sqrt{\text{Hz}}$ [86] |
| ARKeX | supraconducteur | gradiomètre relatif | $1 E/\sqrt{\text{Hz}}$ [86] |
| Mission GOCE | électrostatique | gradiomètre relatif | $15 \text{ mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ [86] |
| Gradiomètre atomique de première génération | atomique | gradiomètre absolu | $50 E/\sqrt{\text{Hz}}$ [43] |
| Gradiomètre atomique de deuxième génération | atomique | gradiomètre absolu | $14 E/\sqrt{\text{Hz}}$ [33] |
| Gravi-gradiometre du SYRTE (performances actuelles) | atomique | gravimètre absolu gradiomètre absolu | $180 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ $890 E/\sqrt{\text{Hz}}$ |
| Gravi-gradiometre du SYRTE (performances attendues) | atomique | gravimètre absolu gradiomètre absolu | $\sim 5 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ $\sim 100 \text{ mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ |

TABLE VI.1 – Tableau comparatif des performances de mesure de divers instruments. La dernière entrée correspond à une estimation des performances attendues de notre gravi-gradiomètre.

VI.3 Ad astra per aspera

Enfin, nous avons réalisé le test fonctionnel d'un banc optique fibré (ILS) développé par la société Muquans dans le cadre d'un contrat financé par l'ESA. Ce banc est conçu comme un prototype du système laser d'un gradiomètre atomique, qui pourrait réaliser des mesures du champ de gravité de la Terre depuis l'espace. Nous avons mentionné en introduction que le gravi-gradiomètre constitue un banc d'essai pour de futures missions spatiales, il était donc tout à fait pertinent de caractériser l'ILS sur notre expérience. Les résultats furent extrêmement satisfaisants et nous ont permis de valider les technologies employées par Muquans. Il est donc tout à fait envisageable d'exploiter à l'avenir ces technologies pour des applications spatiales de l'interférométrie atomique.

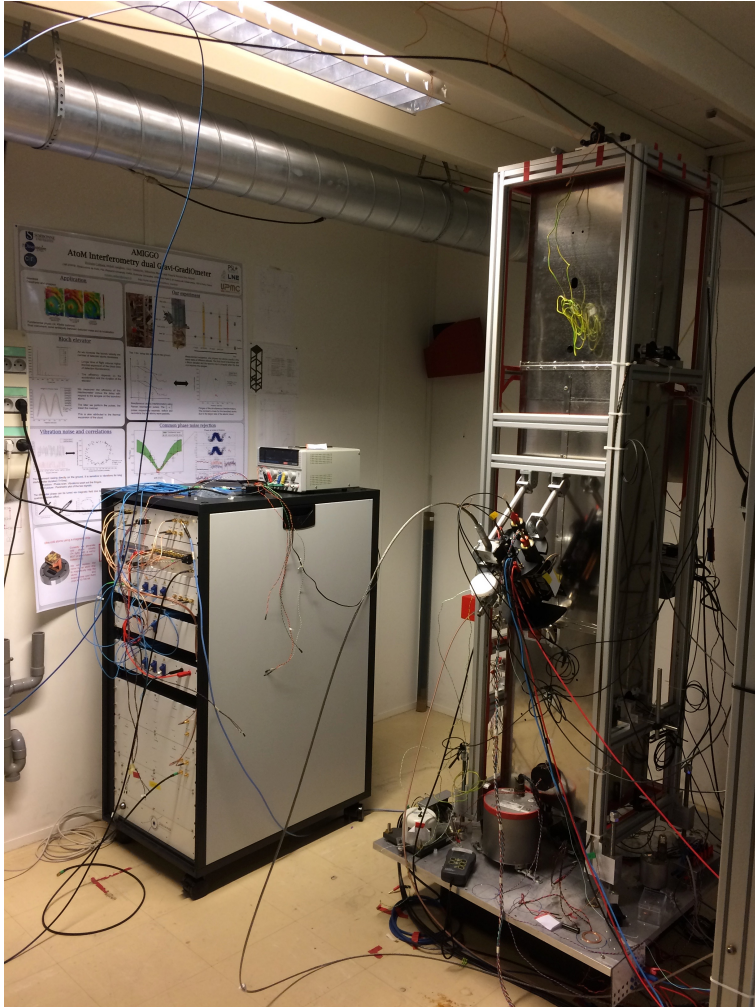


Fig. VI.2 Photo du gradiomètre avec ses blindages magnétiques et du banc optique ILS.

Annexe A

Articles

Les travaux effectués durant les trois années de thèses ont donné lieu à trois publications :

- **Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors**
Medhi Langlois, Romain Caldani, Azer Trimeche, Sébastien Merlet et Franck Pereira Dos Santos, Physical Review A 96, 053624 (2017)
- **Simultaneous accurate determination of both gravity and its vertical gradient**
Romain Caldani, Kan-Xing Weng, Sébastien Merlet et Franck Pereira Dos Santos, Physical Review A 99, 033601 (2019)
- **A prototype industrial laser system for cold atom inertial sensing in space**
Romain Caldani, Sébastien Merlet, Franck Pereira Dos Santos et Guillaume Stern, Anne-Sophie Martin, Bruno Desruelles, Vincent Ménoret, arXiv :1908.10058 (2019).

Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors

M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos*

LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Paris 06, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(Received 24 September 2017; published 20 November 2017)

We perform the experimental demonstration of the method proposed earlier [F. P. Dos Santos, *Phys. Rev. A* **91**, 063615 (2015)] to extract the differential phase in dual atom interferometers. From a single magneto-optical trap, we generate two atomic sources, vertically separated and free falling synchronously, with the help of an accelerated lattice. We drive simultaneous Raman interferometers onto the two sources and use the correlation with the vibration signal measured by a seismometer to extract the phase of each interferometer. We demonstrate an optimal sensitivity of the extracted differential phase between the two interferometers, free from vibration noise and limited by detection noise, when the two interferometers are in phase.

DOI: [10.1103/PhysRevA.96.053624](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.053624)

I. INTRODUCTION

Quantum sensors based on light pulse atom interferometry [1], such as gravimeters and gyrometers, have demonstrated high levels of sensitivity and accuracy, comparable to or better than conventional sensors [2–5]. Today they find applications in various fields, from fundamental physics to geophysics, and the transfer of this technology to the industry led in the last years to the development of commercial atomic gravimeters. The sensitivity of these sensors is limited in most cases by vibration noise, whose influence can be mitigated using passive isolation techniques [6], or auxiliary classical sensors for active isolation [7–9], noise correction [6,10], or hybridization [11]. Nevertheless, when the measurand is derived from a differential measurement, performed on two interferometers interrogated at the same time, the vibration noise, which is then in common mode, can be efficiently suppressed. This technique has been used for the measurement of gravity gradients [12,13] and the precise determination of G [14,15], for the measurement of rotation rates [16–18], and for the test of the universality of free fall with cold atoms [19–21]. It is also of interest for the detection of gravitational waves [22–25].

The differential phase, which is the phase difference between the two simultaneous interferometers, can be extracted simply from a fit to the ellipse obtained when plotting parametrically the output signals of the two interferometers [26]. This method rejects the vibration noise efficiently but introduces in general large errors in the determination of the differential phase. Methods based on Bayesian statistics, which require an *a priori* knowledge of the phase noise of the interferometer, have been proven more accurate [27–29]. Other methods, which use a simultaneous third measurement [30], or direct extraction of the individual phases [31], also allow for the retrieval of the differential phase with negligible bias.

In this paper, we perform an experimental demonstration of the alternative method proposed in Ref. [32]. The correlation between the individual interferometer measurements and the vibration phase estimated from the measurement of an

auxiliary seismometer allows us to recover the visibility of the interferometer fringes in the presence of large vibration phase noise and to extract the phase of each interferometer. The differential phase is then simply obtained by subtracting these two phases. This method of phase extraction, which was first demonstrated in Ref. [10] for a single interferometer, was employed recently [33] for simultaneous interferometers performed on two different atomic species. In the latter case, and by contrast with the situation we study here, the difference in the scale factors between the two interferometers reduces the correlation between the two extracted phases, degrading the rejection efficiency of the vibration noise. Here, we operate a dual atom interferometer on a single atomic species in a gradiometer configuration, with two interferometers separated along the vertical direction. Having the same scale factors, the better correlation between the two simultaneous interferometers enables us to reject more efficiently the common vibration noise. We demonstrate an optimal sensitivity in the differential phase extraction, limited by the detection noise, for in-phase operation of the two interferometers.

II. PRINCIPLE OF THE EXPERIMENT

The experimental setup and the time chart of the measurement sequence are displayed in Fig. 1. We start by loading with a two-dimensional magneto-optical trap (2D MOT) a three-dimensional (3D) mirror MOT, realized with four independent beams, two of them being reflected by the surface of a mirror placed under vacuum. We trap about 3×10^8 ^{87}Rb atoms within 480 ms and cool them down to about 1.8 μK with a far-detuned molasses before releasing them from the cooling lasers in the $|F = 2\rangle$ hyperfine ground state. Right after, they are launched upwards using a Bloch elevator [34]. They are first loaded in a comoving lattice, realized with two counterpropagating laser beams, whose intensity is adiabatically ramped up to a lattice depth of about $40E_r$ within 200 μs , and whose acceleration follows the Earth gravity acceleration g . The lattice acceleration is then set to about 80g upward by ramping the frequency difference between the two lattice beams up to 4.5 MHz within 2.25 ms. The lattice intensity is then adiabatically switched off, leaving

*franck.pereira@obspm.fr

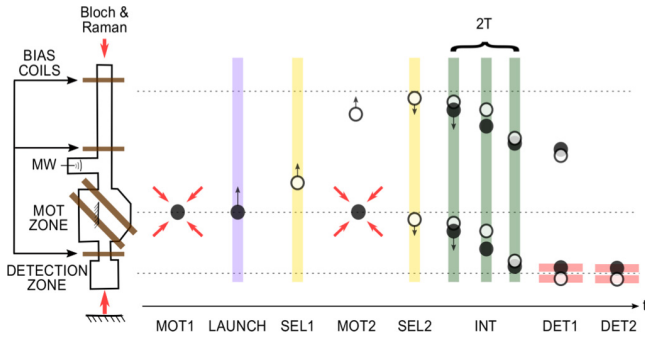


FIG. 1. Scheme of the experimental setup and measurement sequence. Clouds displayed as open circles are in the state $|F = 1\rangle$; clouds displayed as solid circles in $|F = 2\rangle$. MW, microwave antenna; SEL, selection; INT, interferometer; DET, detection.

the atoms in free fall with an initial velocity of 1.76 m/s. The efficiency of the launch is about 50%. The launched atoms are then selected in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state with a 0.8-ms-long microwave pulse followed by a laser pushing pulse which removes the atoms remaining in the $|F = 2\rangle$ state. To lift the degeneracy between the different Zeeman sublevels, a bias field of 400 mG is applied. While these atoms are moving upward, we load a second atomic cloud in the 3D mirror MOT for 100 ms. This second cloud is then cooled down to 1.8 μK and gets released from the molasses beams at the very moment when the first one reaches its apogee. We then apply the same selection sequence to prepare the second cloud in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state. We arranged the second sequence so that the preparation of the second cloud does not affect significantly the first one: the first cloud being in the $|F = 1\rangle$ state is merely perturbed by the scattered light from the MOT lasers (the repumping light in the second MOT is adjusted so as not to be saturated) and, remarkably, for the launch velocity we use, the second microwave pulse, of 1.8 ms duration, drives close to a 2π pulse on the first atomic cloud. This is due to a favorable variation of the microwave coupling with vertical position. Most of the atoms of the first cloud thus remain in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state.

At a delay of 32 ms after the release of the second cloud, we apply a sequence of three counterpropagating Raman pulses, equally separated in time, onto the two free-falling atomic clouds. The Raman transitions couple the two hyperfine states $|F = 1\rangle$ and $|F = 2\rangle$ via a two-photon transition and impart a momentum transfer $\hbar k_{\text{eff}}$ to the atoms. Here $k_{\text{eff}} = k_1 - k_2$ is the effective wave vector of the Raman transition, with k_1 and k_2 the wave vectors of the two Raman lasers. The pulse sequence allows one to separate, deflect, and recombine the atomic wave packets, creating simultaneously two vertically separated Mach-Zehnder atom interferometers. The atomic phase shift at the output of each interferometer is then given by $\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$, where ϕ_i is the phase difference between the two counterpropagating Raman lasers at the position of the atoms at the i th Raman pulse. The Raman beams are vertically aligned, which makes these interferometers sensitive to the local gravity accelerations [35]. The interferometer phase shifts are given by $k_{\text{eff}}g_1T^2$ and $k_{\text{eff}}g_2T^2$, where g_1 and g_2 are the gravity accelerations at the altitudes of the two

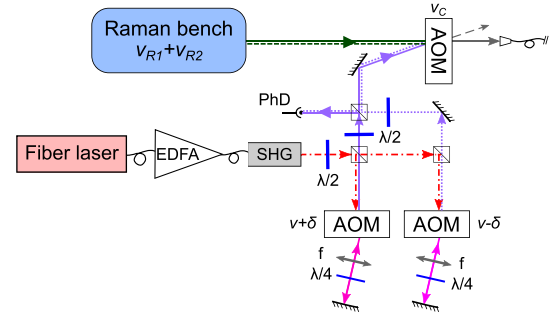


FIG. 2. Scheme of the lattice-beams laser setup. The lattice beams generated by a frequency-doubled fiber telecom laser are combined with the Raman beams using an acousto-optic modulator.

clouds, where T is the time separation between consecutive Raman pulses. The duration of the π Raman pulse is 8 μs , which corresponds to a Rabi frequency of 62.5 kHz. The size of the vacuum chamber limits the maximum duration of the interferometers, $2T$, to about 160 ms. After the interferometer sequence, the two atomic clouds are detected one after the other by fluorescence, using a state-selective detection which measures the populations in each of the two output ports of the interferometers, corresponding to the two hyperfine states $|F = 1\rangle$ and $|F = 2\rangle$.

The laser system we use for cooling, detecting, and driving the interferometer pulses is based on semiconductor laser sources and is described in detail in Ref. [36]. For the Bloch elevator, we generate a lattice laser using frequency-doubling techniques (see Fig. 2). A distributed feedback diode laser at 1560 nm is first amplified by a fiber amplifier up to 5 W, and seeds a high-power resonant frequency-doubling module (from the company Muquans) which delivers up to 3 W at 780 nm. The frequency of the seed is adjusted such that the frequency-doubled light is blue-detuned from the ^{87}Rb $D2$ transition by 50 GHz. The output of the doubler is then split into two beams, each one being frequency shifted with a double-pass acousto-optic modulator (AOM) before being recombined with orthogonal linear polarizations using a polarizing beam-splitter cube. The combined beam is diffracted by a last AOM, which is used for switching and controlling the intensity of the lattice beams. The Raman beams, which are derived from the first laser system, have the same linear polarization. They are overlapped with the lattice beams using the very same AOM, into which they are injected at an angle, along the direction of the first diffracted order. This arrangement allows one to overlap the diffracted lattice beams with the nondiffracted Raman beams in order to inject them into the same fiber and takes advantage of the fact that the two beams are not used at the same time. As for the switching of the Raman beams, it is performed with the combination of an AOM and a mechanical shutter (an optical scanner), both located in the first laser system.

Raman and lattice beams are injected into a common polarization maintaining fiber, out of which we get a total power of 500 mW for the lattice beams (for a doubler output of 2 W), and 26 mW for the Raman beams. The ratio between the intensities of the two Raman beams is adjusted to cancel the differential light shift. The beams get collimated to a $1/e^2$

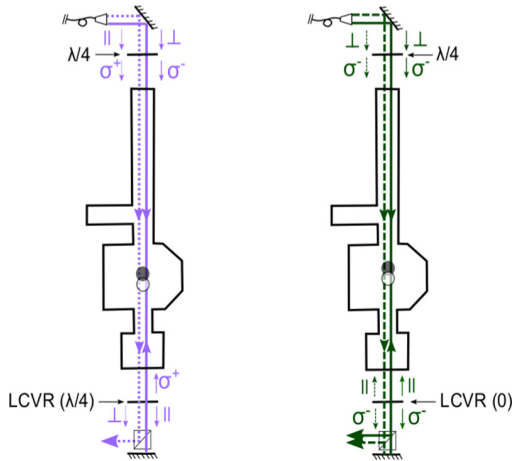


FIG. 3. Polarization configuration of lattice (left) and Raman (right) beams in the vacuum chamber. The combination of a quarter-wave plate and an adjustable retarding plate (LCVR) with a polarizing beam-splitter cube allows one to obtain the required polarizations for realizing an accelerated lattice along one direction only and for driving counterpropagating Raman transitions.

radius of 3.75 mm and enter the vacuum chamber through the top of the experiment. The polarization configuration for these beams is displayed in Fig. 3.

A fixed quarter-wave plate converts the linear polarizations into circular ones: $\sigma_+ - \sigma_-$ or $\sigma_- - \sigma_-$ for the lattice or Raman beams, propagating downward. At the bottom of the chamber, the beams pass through a liquid-crystal variable retarder plate (LCVR), a polarizing beam-splitter cube (PBC) with proper axes at 45° with respect to the axes of the LCVR, and finally get retroreflected onto a mirror. The retardance of the LCVR plate is set to $\lambda/4$ during the lattice launch, such that one of the two downward lattice beams gets trashed by the PBC. Without the cube, this retroreflecting geometry would result in two lattices accelerated in opposite directions. During the interferometer phase, the retardance is set to zero, so that the Raman upward beams are linearly polarized. This polarization arrangement allows one to drive $\sigma_- - \sigma_-$ transitions between the two $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 2, m_F = 0\rangle$ states. As a side effect, $\sigma_- - \sigma_+$ transitions are allowed, which couple $|F = 1, m_F = 0\rangle$ to $|F = 2, m_F = -2\rangle$ or $|F = 2, m_F = +2\rangle$ depending on the direction of the Raman effective wave vector. This forces us to operate the interferometers with large bias

fields of hundreds of milligauss, for which these parasitic transitions are nonresonant.

With such a retroreflected geometry, the phase difference between the Raman lasers is linked to the position of the mirror. Without isolation, fluctuations of this position due to ground vibrations can induce significant interferometer phase noise, washing out the interferometer fringes, in the urban environment of the center of Paris. This vibration noise is recorded with a low-noise seismometer (Guralp 40T), placed next to the mirror, during the interferometer sequence. This allows one to calculate an estimate of the common mode phase shift induced by parasitic vibrations onto the two interferometers. The correlation between the classical signal provided by the seismometer and the phase shifts of the quantum sensor can be exploited to postcorrect the atomic measurement [6], to recover the interferometer fringes in the presence of a large noise [6,10], or to correct the interferometer phase in real time in order to keep the interferometer operating at midfringe where its sensitivity is maximal [11]. Given that our measurements are performed without any vibration isolation, the vibration noise quickly dominates over all sources of interferometer phase noise and can amount to several radians, even for the relatively short interferometer times we use here ($2T$ is at most equal to 120 ms).

III. RESULTS

We start by illustrating the effect of the vibration noise on the interferometer signal. Figure 4 displays the fringes recorded for two different interferometer times $2T = 2$ ms and $2T = 70$ ms. Here, the interferometer phase is scanned by varying the frequency chirp one needs to apply to the Raman laser frequency difference in order to compensate for the increasing Doppler effect and keep the Raman transitions resonant at each pulse. While the fringes are clearly visible for $2T = 2$ ms, they are washed out by the vibration noise for $2T = 70$ ms. The contrast of the fringes is significantly better for the second cloud than for the first one, and gets lower for larger T . This loss of contrast results mostly from the expansion of the cloud and from its convolution with the transverse intensity profile of the Raman lasers: coupling inhomogeneities get larger for larger atomic cloud sizes and are thus larger for the launched cloud, which has been expanding for much longer times compared to the second cloud. In the presence of large vibration noise, the phase fluctuations of the

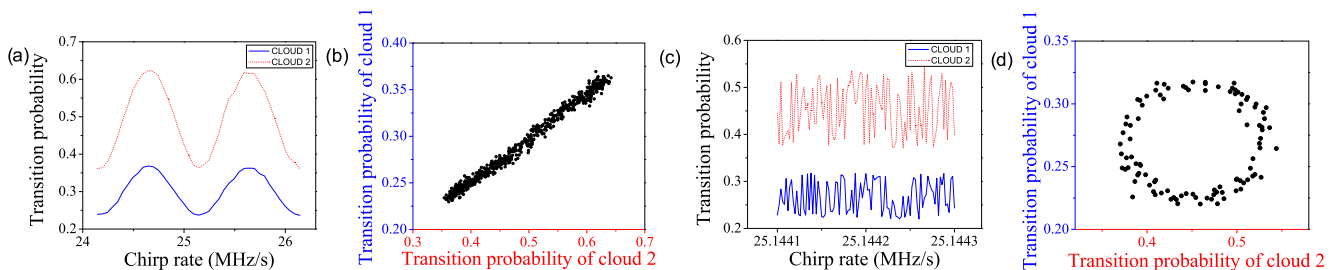


FIG. 4. Interferometer fringe patterns for the two simultaneous interferometers, for two different interferometer times: (a) $2T = 2$ ms and (c) $2T = 70$ ms (c). The interferometer phases are scanned by varying the frequency chirp applied to the Raman lasers. The parametric plot of the transition probabilities for (b) in-phase [(d) out-of-phase] interferometers gives a line (an ellipse).

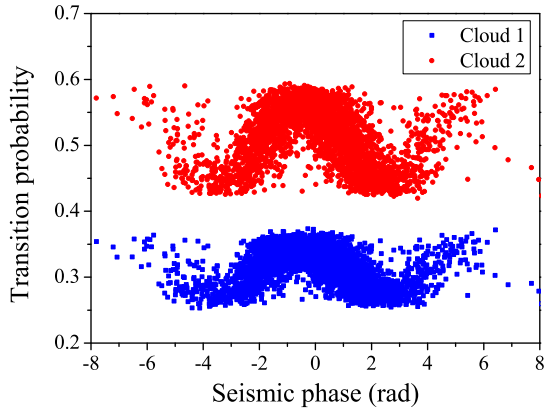


FIG. 5. Measured transition probabilities versus vibration phase shift, estimated from the simultaneous measurement of a low-noise seismometer. The total interferometer time is $2T = 120$ ms. The retrieval of the fringe pattern reveals the correlation between the interferometer phase fluctuations and the vibration noise recorded by the classical sensor.

two interferometers are strongly correlated. This is evidenced by plotting the transition probabilities parametrically, which, in general and in particular here for $2T = 70$ ms, gives an ellipse [as illustrated in Fig. 4(d)]. Yet, when the two interferometers are in phase, the parametric plot gives a straight line as displayed in Fig. 4(b). A direct fit of the ellipse gives access to the differential phase, but the adjustment is in general biased, except when the differential phase is exactly $\pi/2$. In addition, such a fit cannot retrieve a null differential phase. In our experiment, the differential phase between the two interferometers can easily be tuned by changing the amplitude of the bias magnetic field, as both interferometers have large, but different, phase shifts due to gradients of the applied magnetic field. Indeed, the magnetic field profiles are different across the atom trajectories of the two interferometers. It varies for the first cloud from about 400 to 200 mG in between the first and last pulse of the interferometer, and for the second cloud oppositely from 200 to 400 mG.

Instead of the ellipse-fitting method, we use here another method for the extraction of the differential phase. Knowing the well-calibrated scale factor of the seismometer and the transfer function of the interferometers versus acceleration noise [37], we calculate out of its signal an estimate of the common mode vibration phase shift experienced by the two interferometers. We plot the measured transition probabilities of the two interferometers as a function of this vibration-induced phase shift.

Figure 5 displays such plots, for given values of the bias magnetic fields and $2T = 120$ ms. Here, visible fringe patterns are recovered, with the interferometer phase being randomly scanned by the vibration noise. We can then fit each of these fringe patterns using the following formula:

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos(D_i \Phi_{\text{vib},S} + \Phi_i), \quad (1)$$

with A_i the offset, C_i the contrast, $\Phi_{\text{vib},S}$ the calculated vibration-induced phase shift, and Φ_i the phase shift of the i th interferometer. D_i is a coefficient which accounts for

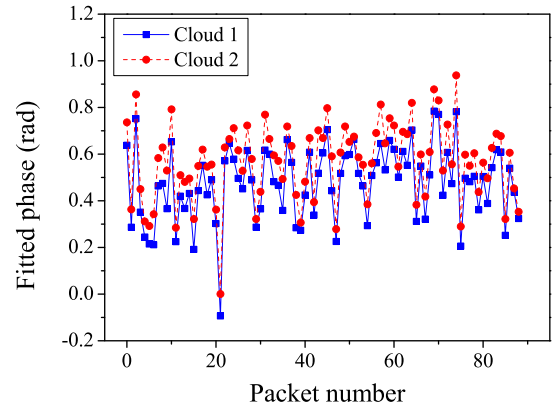


FIG. 6. Interferometer phases extracted from consecutive fits of the fringes for subsets of 40 measurements. Total interferometer time $2T = 120$ ms.

an eventual mismatch in the calibration of the seismometer. In practice, we find that D_1 and D_2 deviate from 1 by a few percent, due to the nonflat response function of the seismometer [6]. Such fits allow one to extract the individual phases of the two interferometers, from which the differential phase is calculated.

To assess the sensitivity of this method, we divide a series of about 4000 consecutive measurements into packets of 40 measurements, which we individually fit. The phases extracted from these fits are displayed in Fig. 6 for the two clouds. For these measurements, one can note that the fluctuations of the extracted phases, of order of about 0.6 rad peak to peak, are correlated for the two clouds.

We then calculate the Allan standard deviation (ASD) of the fitted phase fluctuations of the two interferometers, and of their difference. Figure 7 displays such ASDs for in-phase interferometers with $2T = 120$ ms. The ASDs average as white noise and correspond to phase sensitivities of 150 mrad/packet of 40 shots, or equivalently of 1 rad/shot, for the individual interferometers. In comparison, the ASD of the induced vibration noise is 2 rad/shot. The gain is not significant, due to the poor quality of the correlation,

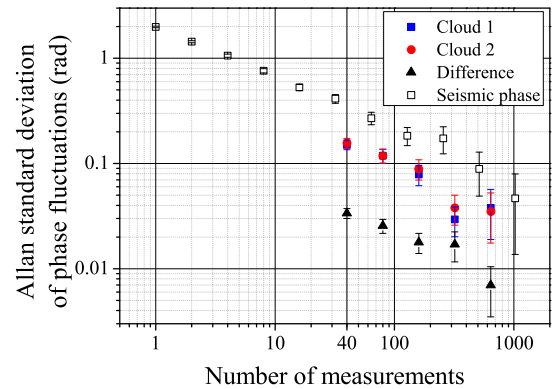


FIG. 7. Allan standard deviations of the vibration phase noise (seismic phase displayed as open squares), the individual retrieved interferometer phases (solid squares and circles), and the differential phase (diamonds). Total interferometer time: $2T = 120$ ms.

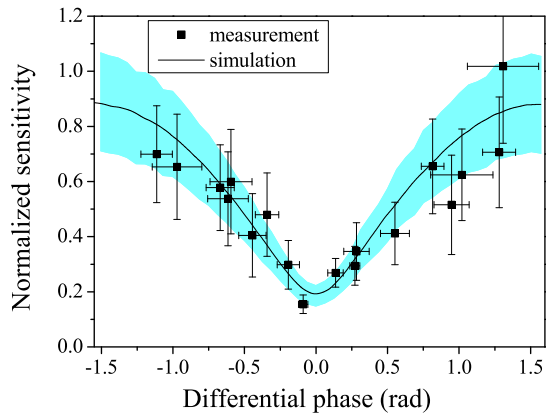


FIG. 8. Sensitivity of the differential phase extraction as a function of the extracted differential phase. The points represent the results of the measurements. The line corresponds to the result of the numerical simulation, and the shaded area to its uncertainty for a finite number of 4000 data samples.

as can be seen in Fig. 5. Despite this, the ASD of the differential phase is significantly less, about 33 mrad/packet (or equivalently 208 mrad/shot), and lies not far from the limit set by our detection noise (120 mrad/shot on the differential measurement). This puts into evidence the existence of strong correlations between the values of the fitted phases for the two interferometers, which are suppressed when taking their difference. From [32], we expect this correlation, and thus the rejection of the common mode vibration noise, to decrease when the differential phase increases. We have investigated this loss of sensitivity by repeating this analysis for different differential phases in a range from -1.5 to 1.5 rad (this range corresponds to a variation of the current in the bias coils of 10%). Figure 8 displays the sensitivity of the differential phase extraction we obtain as a function of the differential phase. In order to highlight the effect of this correlation, this sensitivity is normalized by the one we would expect in the absence of any correlation between the two interferometer phases, which correspond to the quadratic sum of the sensitivities σ_i obtained individually: $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$. We indeed observe that the sensitivity reaches its best level for in-phase interferometers.

The results are compared with numerical simulations, which we take as representative as possible of the experiment. In these simulations, we generate the transition probabilities of the two interferometers by randomly drawing the vibration phase estimated by the seismometer $\Phi_{\text{vib},S}$ in a Gaussian distribution. We use for the contrasts of the two interferometers the average values of the fitted contrasts, 10% and 6%. We add to the transition probabilities uncorrelated Gaussian detection noises with standard deviation $\sigma_P = 3 \times 10^{-3}$, equal to the measured detection noise. We also randomly draw $\delta\Phi_{\text{vib}}$, the difference between the vibration phase Φ_{vib} and its estimate $\Phi_{\text{vib},S}$, in a Gaussian distribution. The standard deviation of $\delta\Phi_{\text{vib}}$ is adjusted so as to obtain the same sensitivity of 1 rad/shot as in the measurements when extracting the individual phases from the simulated data using the method described above. This adjustment corresponds to a standard deviation of $\delta\Phi_{\text{vib}}$ of 620 mrad/shot. We then repeat the

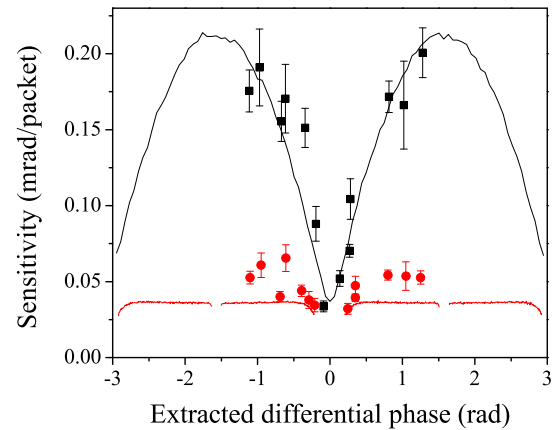


FIG. 9. Comparison with the ellipse-fitting technique. Points display the results of the measurements (squares, our method; circles, ellipse fitting) and lines of the simulation [black line, our method; red (light gray) line, ellipse fitting].

simulations for various differential phases, and the normalized sensitivity we obtain in the simulation for the extraction of the differential phase is displayed in Fig. 8 as a line. The shaded area corresponds to the uncertainty in the estimation of the Allan standard deviations, given that the number of data samples in the measurements is finite. This confidence area is estimated from the dispersion of the results obtained when repeating numerical simulations with different sets of random draws and with the same number of data samples as for the measurements (typically 4000 measured samples for each differential phase, to be compared with the 500 000 draws generated to calculate the normalized sensitivity displayed as a line). We find a perfect agreement between the experimental results and the corresponding simulation, given that most of our measurements lie in the shaded confidence area and that the uncertainties in the measured sensitivities match the width of the simulated confidence area.

We finally compare the technique studied here with the direct fit of the ellipse, using the same fitting procedure as [26], both in the measurements and in the simulations. Figure 9 displays the sensitivities of the differential phase (not normalized here) obtained with these measurements, displayed as points, and with the simulations, displayed as lines. For a quantitative match between experiments and simulation, we had for this simulation to decrease the amplitude of the vibration noise measured by the seismometer $\sigma_{\Phi_{\text{vib},S}}$ from 2 to 1.8 rad (the latter value corresponding to an average amplitude over all the measurements of the measured seismic noise, which fluctuates from one measurement to the other) and to increase the amplitude of $\sigma_{\delta\Phi_{\text{vib}}}$ to 0.86 rad.

With respect to the method presented here, the ellipse-fitting technique rejects better the common vibration noise. Its sensitivity does not depend on the value of the differential phase and equals the optimal sensitivity we obtain with our method for a null differential phase. On the other hand, the simulations show that the ellipse-fitting technique leads to a biased differential phase, whereas our method is in principle unbiased. Also, by contrast with our method, the ellipse-fitting routine cannot extract differential phases close to zero [26]

and suffers from ambiguities in the determination of the differential phase, which complicates the extraction, especially close to $\pi/2$. This explains the discontinuities of the red line in Fig. 9. Finally, one can note significant deviations of the measurements from the simulation for the ellipse fitting. We attribute these mismatches to variations from one measurement to the other of the detection noise, due to changes in the contrast of the interferometers and in the number of detected atoms.

Assessing experimentally our ability to extract the differential phase accurately, as claimed in Ref. [32], requires a method for varying this differential phase in an accurate way. This cannot easily be realized with magnetic field gradient phase shifts. An alternative method consists in changing the frequencies of the Raman lasers at the second pulse, such as demonstrated in Ref. [38].

IV. CONCLUSION

We have performed the experimental validation of the method proposed in Ref. [32] for extracting the differential phase in dual atom interferometers. The experiment was performed on an atom gradiometer setup, consisting of two simultaneous atom gravimeters separated along the vertical direction. We have exploited the correlations between the individual noisy measurements of each interferometer and the estimates of the phase noise introduced by parasitic ground vibrations to determine the individual phases of each interferometer, out of which the differential phase is straightforwardly obtained. We find that the sensitivity of the differential phase

extraction is optimal, and close to the limit set by the detection noise, when the two interferometers are in phase. We have finally briefly compared this method with the simple and more often used ellipse-fitting method. A thorough comparison with other techniques would be of interest, but lies beyond the scope of this paper. In the future, we will demonstrate the accuracy of this method, thanks to the fine tuning of the differential phase obtained by changing the frequency of the Raman lasers at the central π pulse. As shown in Ref. [39] and pointed out in Ref. [40], with a specific adjustment of this frequency change and thus of the corresponding Raman wave vector, the gradiometer differential phase can be compensated, which allows for a precise determination of the gravity gradient independently of the gradiometric baseline. Our method for extracting the differential phase thus appears perfectly suited to the implementation of this compensation technique since it works best for a null differential phase.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by CNES (Grant No. R&T R-S15/SU-0001-048), by DGA (Gradiom project), by the “Domaine d’Intérêt Majeur” NanoK of the Région Ile-de-France, by the CNRS program “Gravitation, Références, Astronomie, Métrologie” (PN-GRAM) co-funded by CNES and by the LABEX Cluster of Excellence FIRST-TF (Grant No. ANR-10-LABX-48-01), within the Program “Investissements d’Avenir” operated by the French National Research Agency (ANR). M.L. thanks Muquans for financial support.

M.L. and R.C. contributed equally to this work.

-
- [1] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
 - [2] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
 - [3] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. P. dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
 - [4] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, *J. Phys. Conf. Ser.* **723**, 012050 (2016).
 - [5] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
 - [6] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. P. Dos Santos, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
 - [7] J. M. Hensley, A. Peters, and S. Chu, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 2735 (1999).
 - [8] M.-K. Zhou, Z.-K. Hu, X.-C. Duan, B.-L. Sun, L.-L. Chen, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **86**, 043630 (2012).
 - [9] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, *Appl. Phys. B* **113**, 49 (2013).
 - [10] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. P. Dos Santos, and P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87 (2009).
 - [11] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. P. Dos Santos, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).
 - [12] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
 - [13] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
 - [14] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
 - [15] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Nature (London)* **510**, 518 (2014).
 - [16] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
 - [17] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006).
 - [18] P. Berg, S. Abend, G. Tackmann, C. Schubert, E. Giese, W. P. Schleich, F. A. Narducci, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 063002 (2015).
 - [19] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 111102 (2007).
 - [20] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **88**, 043615 (2013).
 - [21] D. Aguilera *et al.*, *Classical Quantum Gravity* **31**, 115010 (2014).
 - [22] P. Delva, M. C. Angonin, and P. Tournenc, *Phys. Lett. A* **357**, 249 (2006).

- [23] G. M. Tino and F. Vetrano, *Classical Quantum Gravity* **24**, 2167 (2007).
- [24] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, *Phys. Rev. D* **78**, 122002 (2008).
- [25] P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 171102 (2013).
- [26] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Opt. Lett.* **27**, 951 (2002).
- [27] J. K. Stockton, X. Wu, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **76**, 033613 (2007).
- [28] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer, *New J. Phys.* **11**, 113010 (2009).
- [29] X. Chen, J. Zhong, H. Song, L. Zhu, J. Wang, and M. Zhan, *Phys. Rev. A* **90**, 023609 (2014).
- [30] G. Rosi, L. Cacciapuoti, F. Sorrentino, M. Menchetti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 013001 (2015).
- [31] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **92**, 023626 (2015).
- [32] F. P. Dos Santos, *Phys. Rev. A* **91**, 063615 (2015).
- [33] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin, *New J. Phys.* **17**, 085010 (2015).
- [34] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 230801 (2008).
- [35] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [36] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, and F. P. Dos Santos, *Appl. Phys. B* **117**, 749 (2014).
- [37] P. Cheinet, B. Canuel, F. P. Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, and A. Landragin, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1141 (2008).
- [38] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **91**, 033629 (2015).
- [39] A. Roura, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 160401 (2017).
- [40] G. Rosi, [arXiv:1702.01608](https://arxiv.org/abs/1702.01608) [*Metrologia* (to be published)].

Simultaneous accurate determination of both gravity and its vertical gradientR. Caldani, K. X. Weng,^{*} S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos[†]*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

(Received 20 December 2018; published 1 March 2019)

We present a method for accurate measurements of both the gravity acceleration and its vertical gradient using a dual-atom interferometer, in principle, free from any uncertainty related to the absolute or relative positions of the two atomic samples. The method relies on the use of a dual-lock technique, which simultaneously stirs the chirp rate applied to the frequency difference between the interferometer lasers to compensate the gravity acceleration and the frequency jump applied to the lasers at the mid pulse of the interferometer to compensate for the gravity gradient. This allows one, in the end, to determine the two inertial quantities of interest in terms of frequencies.

DOI: [10.1103/PhysRevA.99.033601](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.033601)**I. INTRODUCTION**

Atom interferometry techniques based on the manipulation of atomic wave packets with light beamsplitters have led to the development of highly sensitive and accurate inertial sensors, accelerometers, and gyrometers whose performances compete favorably with, and in many cases surpass, state-of-the-art conventional sensors [1–6]. Today they find applications in various fields spanning from fundamental science and metrology to geophysics, exploration, monitoring, navigation, and civil engineering [7–16]. The maturity of this technology has reached the level of industrial transfer, and first commercial sensors are now available [17]. Yet, the technology still has a large potential for improvement with the development of new techniques based on ultracold atoms [5,18,19], large momentum transfer beamsplitters [20–25], and the long interrogation times available in large-scale infrastructures [26,27] or in space environment [28–30].

Among these sensors, gradiometers have been developed, which measure gravity gradients, in most cases out of the differential acceleration of two vertically [31–33] or horizontally [34] separated accelerometers, but also using single interferometers in double-loop configurations [31,35]. They have been applied in laboratories to the measurement of the gravity field induced by well-characterized source masses, allowing for the determination of G at the 10^{-4} level [36,37]. Moreover, their ability to reject common mode vibration noise also makes them particularly suitable for onboard gravity measurements, such as on ships, planes, or satellites [30,38].

In these sensors, the relevant signal is extracted from the difference of the atom interferometer (AI) phases of the two accelerometers. Various methods have been developed for such an extraction out of eventually noisy individual acceleration measurements, such as ellipse-fitting methods [39], Bayesian statistical analyses [40], direct extraction of

the differential phase [41], the use of three simultaneous atom interferometers [42], or the active differential phase extraction method of [43]. The correlation with acceleration measurements of auxiliary classical sensors [44], or the operation of the accelerometers in moderate [45] or low [46] levels of vibration noise, allows, in addition, for the determination of both individual phases. Recently, a new method based on the compensation of the differential phase via a well-controlled frequency jump (FJ) applied to the interferometer lasers has been proposed [47] and demonstrated [48,49] which allows for an accurate determination of the gravity gradient. By contrast with the other methods previously mentioned, this method does not require the precise knowledge of the gradiometer baseline, i.e., the distance between the two accelerometers.

Here we demonstrate a method based on the simultaneous determination of both the gravity acceleration and its vertical gradient in a dual gravi-gradiometer instrument. The method combines the dual-lock method demonstrated in [46], and the precise compensation of the differential phase using the FJ method [34]. It allows for the measurement of both quantities at their best level of stability, thanks particularly to the efficient rejection of the common mode vibration noise in the gradiometer measurement. The stability of the gravity acceleration measurements is limited by residual vibration noise, while the stability of the gravity gradient measurements is limited by detection noise. The two quantities of interest are finally derived out of frequency measurements, providing their absolute and SI traceable determinations.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup and the time chart of the measurement sequence are displayed in Fig. 1. The vacuum chamber is composed of two vertically separated cold atom preparation chambers connected via a tube, allowing for the generation of two individual three-dimensional (3D) magneto-optical traps (MOTs). We start by loading a first ^{87}Rb atomic cloud in a 3D-MOT in the top chamber, out of the flux of a two-dimensional (2D)-MOT (not represented in Fig. 1). We collect

^{*}Present address: Center for Optics and Optoelectronics Research, College of Science, Zhejiang University of Technology.

[†]franck.pereira@obspm.fr; <http://syrtte.obspm.fr/spip/>

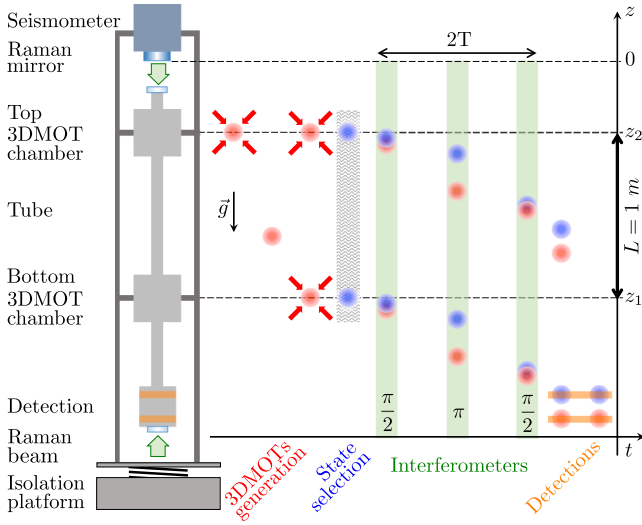


FIG. 1. Scheme of the experimental setup and measurement sequence. Clouds displayed as blue circles are in the $|F = 1\rangle$ state, and clouds displayed as red circles in $|F = 2\rangle$.

about 10^7 atoms in 480 ms, cool them in a far-detuned molasses down to $2 \mu\text{K}$, and then release them in free fall. After about 450 ms of free fall, the first cloud is recaptured in the bottom-chamber MOT and we start loading a second cloud in the top-chamber MOT for 200 ms. Both clouds are finally simultaneously cooled down to $2 \mu\text{K}$ and released in free fall. At the end of this preparation phase, which lasts about 1.2 s, we end up with a few 10^6 atoms in each cloud in the $|F = 2\rangle$ hyperfine ground state. The atoms are then selected in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ magnetic state using a combination of microwave and pusher pulses. During their free fall, Mach-Zehnder interferometry is performed using a sequence of three counterpropagative Raman laser pulses ($\pi/2$ - π - $\pi/2$) [50], separated by free evolution times $T = 80$ ms. Finally, the whole sequence ends at the bottom of the experiment with the successive time-of-flight fluorescence detection of the populations of the two interferometer output ports, thanks to the state labeling method [51].

The two Raman lasers are injected from the bottom of the experiment and reflected on a mirror attached to a seismometer placed at the top of the experiment. This mirror defines the position of the effective wavefront of the Raman lasers which constitutes the reference frame for the acceleration measurement. To reduce the detrimental impact of ground vibrations, the experiment is placed on a passive vibration isolation platform. In addition, residual vibrations are recorded by the seismometer, which allows correction of the interferometer measurements from the phase fluctuations they induce, thus improving the measurement stability [52]. In this retroreflected laser configuration, four beams are actually sent onto the atoms. For properly adjusted lasers polarizations, one can select counterpropagating transitions with Raman wave vectors pointing either upwards (k_\uparrow) or downwards (k_\downarrow), depending on the sign of the Doppler shift applied to the frequency difference between the Raman lasers [53].

Two different optical systems are used in our experiment. A commercial bench based on frequency-doubled telecom lasers

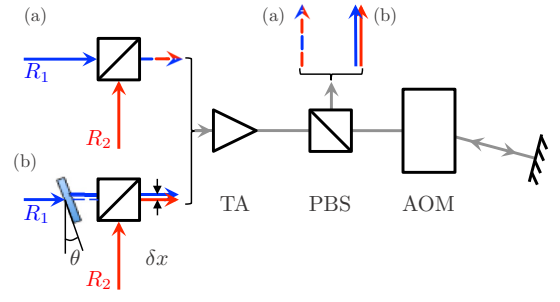


FIG. 2. Raman beam (R_1 , R_2) optical setup: (a) perfect superposition and (b) imperfect superposition induced by an additional glass plate. PBS: polarization beam splitter, TA: tapered amplifier, and AOM: acousto-optic modulator.

[54] supplies the 2D and upper 3D-MOT, while a homemade bench based on semiconductor lasers supplies the bottom 3D-MOT, the Raman, and detection beams [55]. The Raman beams are simply generated out of the two lasers used for laser cooling using a double-pass AOM, such as displayed in Fig. 2. Note that the measurement method we will describe in detail below is also applicable to experiments where the Raman lasers are generated by phase modulating a single laser source [56].

III. ATOMIC INTERFEROMETER PHASE CONTROL

We start by recalling the expression of the interferometer phase for a gravimeter,

$$\Phi = \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) = kgT^2, \quad (1)$$

where $\phi(t)$ is the Raman laser phase difference at time t at the center of the atomic wave packet, k is the effective Raman wave vector, and T is the time separation between pulses.

In practice, a frequency chirp (FC) is applied on the Raman frequency difference in order to compensate for the Doppler shift and keep the resonance condition satisfied for the Raman transitions [53]. This adds to the AI phase a contribution aT^2 , where a is the angular frequency chirp, which exactly compensates the gravity phase shift for $a = -kg$. This equation provides an accurate determination of g as it relies on frequency measurements only. Our gradiometer is obtained by simultaneously interrogating with the same Raman lasers two atom sources separated by a baseline L . The gravity gradient can be obtained from the differential phase between the two AIs,

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = kg_2T^2 - kg_1T^2 = k\gamma LT^2, \quad (2)$$

where Φ_i and g_i are the phase and the gravity acceleration for the AI i ($i = 1$ for the bottom and 2 for the top AI) and γ the vertical gravity gradient. The phase difference between the two AIs can be modified in a controlled and accurate way by performing a frequency jump (FJ) onto one of the Raman pulses [34]. The resulting change in effective wave vector δk , when properly adjusted, can even compensate for the effect of the gravity gradient [47]. Applying a frequency jump (FJ) $\Delta\nu$ on the AI's π pulse results in additional phase shifts Φ_i^{FJ} ,

proportional to $\Delta\nu$ but different for the two AIs, given by

$$\Phi_i^{\text{FJ}} = K_i \Delta\nu \quad (3)$$

with $K_i = 8\pi z_i/c$, where z_i is the atom's distance to the mirror at the π pulse and c the velocity of light. In the presence of both a FC and FJ, the AI phase of Eq. (1) can be written as

$$\Phi_i = kg_i T^2 + aT^2 + K_i \Delta\nu. \quad (4)$$

Using the two independent control parameters a and $\Delta\nu$, one can set both AI's phase simultaneously to 0. This corresponds to the control values:

$$\Delta\nu = \frac{k(g_1 - g_2)T^2}{K_2 - K_1} \quad (5)$$

and

$$a_s = -k \left[\frac{K_2 g_1 - K_1 g_2}{K_2 - K_1} \right] = -kg_s, \quad (6)$$

where g_s (resp. a_s) is a synthetic g (resp. a) value resulting from a linear combination of the gravity accelerations of the two clouds.

Assuming that the gravity difference between the two AIs depends only on the gravity gradient, we can write $g_i = g_0 + \gamma z_i$ with g_0 the gravity acceleration at the mirror position. Considering the scaling of K_i with z_i , Eq. (4) becomes

$$\Phi_i = (kg_0 + a)T^2 + (k\gamma T^2 + 8\pi/c\Delta\nu)z_i \quad (7)$$

and Eqs. (5) and (6) are rewritten as

$$\begin{aligned} \Delta\nu_\gamma &= -\gamma \frac{kT^2 c}{8\pi} \\ g_s &= g_0, \end{aligned} \quad (8)$$

with $\Delta\nu_\gamma$ the frequency jump that compensates for γ . This method thus provides accurate determinations of both the gravity acceleration (at the mirror position) and the gravity gradient, independent from the baseline, and from the positions of the two sources.

IV. DUAL NUMERICAL INTEGRATOR IMPLEMENTATION

We now present how we implement the dual lock on the experiment in order to perform a simultaneous measurement of g_s and γ . With Eq. (4) we express the transition probabilities we derive from the populations measurements in the two output ports:

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos \left(kg_i T^2 + aT^2 + \frac{8\pi \Delta\nu z_i}{c} \right), \quad (9)$$

where A_i is the offset and C_i the contrast of the i th interferometer. For $g_i = g_0 + \gamma z_i$, the phase of the previous equation can be factorized as

$$P_i = A_i + \frac{C_i}{2} \cos \left(\delta a T^2 + \delta(\Delta\nu) \frac{z_i}{c} \right), \quad (10)$$

where $\delta a = kg_0 + a$ and $\delta(\Delta\nu) = 8\pi \Delta\nu + k\gamma c T^2$ are the errors on the determination of the FC and FJ, respectively. To lock those parameters to 0, we modulate the phase of the AIs by alternatively adding offset phases of $\pm\pi/2$, so as to operate both AIs at mid fringe where their sensitivity is optimal, as

performed in the conventional gravimeter measurements [57] or in atomic fountains. For small phase errors, the difference between the transition probabilities measured at mid fringe on the left and on the right of the central fringe then gives

$$P_{i-} - P_{i+} = C_i \left(\delta a T^2 + \delta(\Delta\nu) \frac{z_i}{c} \right). \quad (11)$$

Combining those differences for the two AIs allows one to independently determine the errors $\delta(\Delta\nu)$ and δa :

$$\begin{aligned} \delta(\Delta\nu) &= \frac{c}{z_1 - z_2} \left(\frac{P_{1-} - P_{1+}}{C_1} - \frac{P_{2-} - P_{2+}}{C_2} \right) \\ \delta a &= \frac{1}{(z_2 - z_1)T^2} \left(\frac{P_{1-} - P_{1+}}{C_1} z_2 - \frac{P_{2-} - P_{2+}}{C_2} z_1 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

These are used as error signals in an integrator digital locking loop: at each measurement cycle, the values of a and $\Delta\nu$ are corrected by $\pm G_a \delta a$ and $\pm G_{\Delta\nu} \delta(\Delta\nu)$, G_a and $G_{\Delta\nu}$ being the gains of the integrator loops. The resulting dual lock makes a and $\Delta\nu$ converge towards a_s and $\Delta\nu_\gamma$.

Note that in this lock method the determination of the frequency jump error signal is based on the direct extraction of the differential phase. The efficient rejection of common mode vibration noise thus requires accurate knowledge of the interferometer contrasts, whose slow fluctuations can, for instance, be tracked via their periodic monitoring.

V. RESULTS

The FJ on the Raman lasers is applied by changing the frequency of the AOM, which is used in addition to offset the laser detuning and to switch on and off the Raman pulses. Its frequency is set by a DDS, which ensures precise numerical control and fine tunability. With our AI separation of $L = 1$ m, a differential phase of $\Delta\Phi = \pm 1$ mrad corresponds to a FJ of ± 12 kHz. We performed a dual-lock measurement following the measurement sequence described in Sec. II, with a cycle time of 1.8 s and interferometer durations of $2T = 160$ ms. The contrasts of the two interferometers were roughly identical, of about 20%. Figure 3 shows the fluctuations of the common ($a_s T^2$) and differential ($8\pi L \Delta\nu/c$) phases, in units of rad, and their corresponding gravity acceleration (g_s)

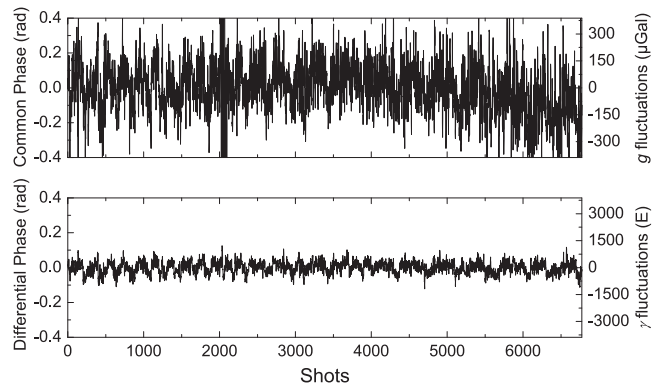


FIG. 3. Results of the dual-lock measurement. Top: Common phase and corresponding gravity acceleration measurement. Bottom: Differential phase and corresponding gravity gradient measurement.

TABLE I. Comparison between the results obtained with the dual-lock (FC and FJ) and single-locks (FC) methods. Values (and statistical uncertainties) are given relatively to g_1 , which we use here as a reference.

| Dual lock | | Single locks | | | g_s^{calc} (μGal) |
|------------------------------|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|--|
| g_s (μGal) | γ ($\mu\text{Gal}/\text{m}$) | g_1 (μGal) | g_2 (μGal) | g_0 (μGal) | |
| -524(4) | -273(10) | 0(0) | -267(4) | -435(7) | -509(12) |

and gravity gradient (γ) fluctuations in units of μGal and E ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2$ and $1 \text{ E} = 0.1 \mu\text{Gal}/\text{m} = 10^{-9}/\text{s}^2$). The clear difference in the amplitude of these fluctuations arises, as expected, from the suppression of common mode vibration noise in the differential measurements. We evaluate the short-term stability of the measurements by calculating Allan standard deviations of 142 and 68 mrad/shot for the common and differential phases, corresponding to gravity acceleration and gravity gradient stabilities of $134 \mu\text{Gal}/\text{shot}$ and $663 \text{ E}/\text{shot}$, respectively. The stability on the gravity gradient is at the limit set by the detection noise, which leads to similar fluctuations of the transition probabilities σ_P for the two interferometers of about $\sigma_P = 5 \times 10^{-3}$ at one shot. This corresponds to a gradient sensitivity of $\sigma_\gamma = 2\sqrt{2}\sigma_P/CkLT^2$ of $685 \text{ E}/\text{shot}$. Over the long term, the stability on the gravity gradient measurement is, however, degraded by periodic fluctuations clearly visible in Fig. 3. We attribute them to variations of systematics such as light-shift-induced phase shifts imperfectly suppressed in the differential measurement, well correlated with temperature fluctuations in the laboratory.

We then compared the results of this dual-lock measurement with the results of individual gravimeter measurements performed at the top (g_2) and at the bottom (g_1), with the same interferometer duration $2T = 160 \text{ ms}$. From these two measurements, we deduce the gradient $(g_2 - g_1)/L$ and via a linear extrapolation $g_0 = g_i - z_i(g_2 - g_1)/L$ and compare these determinations with the values γ and g_s measured with the dual lock. Table I presents the measured values (with their statistical uncertainties) of the gravity accelerations and gradient obtained with double-lock and single-locks methods. Gravity values averaged over about 7000 measurements are given with respect to g_1 , which we take here as a reference. While the two determinations of the gravity gradients are in agreement, the value g_s is about $100 \mu\text{Gal}$ away from g_0 . Note that all the above-mentioned measurements are in fact performed by interlacing different measurement configurations and averaged over the two opposite k_\uparrow and k_\downarrow wave-vector directions, which rejects a number of systematic effects and drifts [53].

Given Eq. (6), a possible explanation for this difference might be that the K coefficients differ from their expected values. We then performed measurements of the change of the interferometers phase Φ^{FJ} , individually for each cloud, as a function of the FJ. $\Phi^{\text{FJ}}(z)$ was found to scale linearly with Δv as expected. Results of the slopes, corresponding to the K_i coefficients, measured for the two AIs and for the two k_\uparrow and k_\downarrow Raman wave-vector directions, are displayed in Fig. 4. We obtain differences between the K_1 and K_2 coefficients

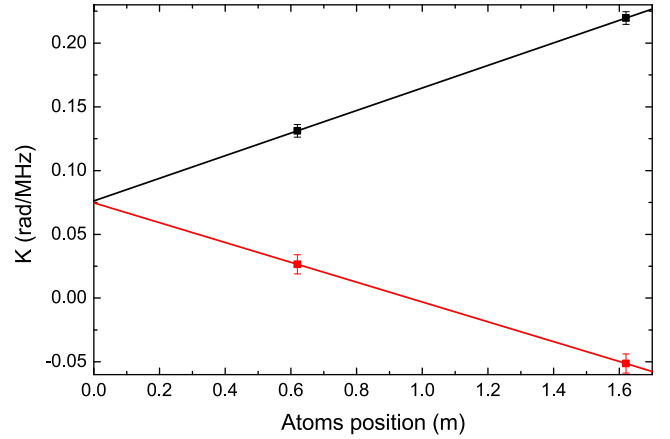


FIG. 4. K parameters as a function of the distance to the mirror. The slopes are $[0.088(8) \text{ rad}/\text{MHz}/\text{m}]$ for k_\uparrow (black) and $[-0.078(10) \text{ rad}/\text{MHz}/\text{m}]$ for k_\downarrow (red).

of $0.088(8)$ and $-0.078(10) \text{ rad}/\text{MHz}$, depending on the direction of the effective wave vector, in agreement with the expected value of $\pm 8\pi L/c$. But the linear extrapolation of the coefficients at the mirror position results in values of about $0.075(4) \text{ rad}/\text{MHz}$, different from the expected values (null). Using these measured values for K_1 and K_2 , we calculated the expected value for g_s in Table I, which we finally found to be in agreement with the measured value.

VI. IMPERFECT BEAM-OVERLAP-INDUCED PHASE SHIFT

We attribute this phase shift to an imperfect overlap between the centers of the two Raman beams in the AOM. A shift δx in position of the beams inside the crystal and along the direction of propagation of the acoustic wave leads to a phase difference between the two Raman beams after the double pass of $\Delta\phi = 2 \times 2\pi \nu_{\text{AOM}} \delta x / v_s$, where v_s is the velocity of the acoustic wave in the crystal. A change $\Delta \nu_{\text{AOM}}$ at the π Raman pulse on the AOM thus results in a phase difference on the interferometer phase of

$$\delta(\Delta\phi) = 2 \times 4\pi \frac{\Delta \nu_{\text{AOM}}}{v_s} \delta x, \quad (13)$$

where the extra 2 factor is due to the impact of the Raman phase difference at the π pulse in the interferometer phase equation (1). We find $\delta(\Delta\phi)/\Delta \nu_{\text{AOM}} = 75 \text{ mrad}/\text{MHz}$, which, for $v_s = 4200 \text{ m/s}$, corresponds to a shift of $12.5 \mu\text{m}$ only. Such a shift is possible since the AOM is placed after a free space tapered amplifier, which is not a good spatial filter. To highlight this effect, we deliberately modified the overlap between the beams by placing a 5-mm-thick glass plate on the path of one of the Raman beams before superposition with the second [Fig. 2(b)]. We then measured again (for k_\uparrow only) the K parameters for several orientations θ of the glass plate to control the Raman beam overlap and extracted the corresponding K_0 offset value at the mirror position. The results displayed in Fig. 5 show that varying the glass plate angle θ modifies the offset value. One can, in principle, compensate for the superposition mismatch by carefully adjusting the plate

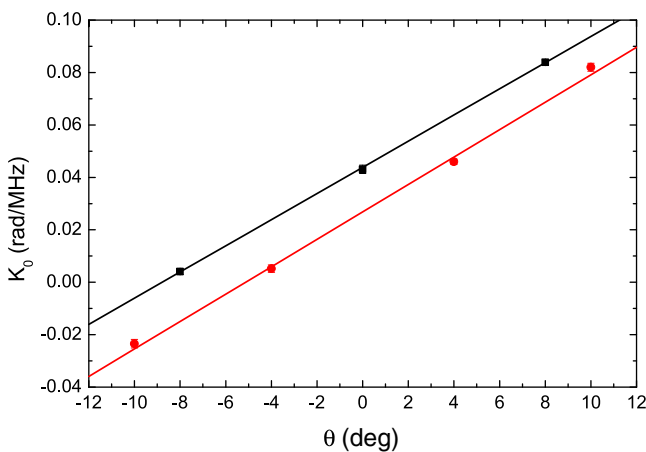


FIG. 5. Extrapolated offset value K_0 as a function of the glass plate angle θ . The two sets of measurements, represented as circles and squares, are taken at a three-days time separation. Lines are linear fits to the data.

angle so as to nullify this offset. Unfortunately, this effect is found to vary over the long term, as evidenced by the different offsets in measurements obtained after a 3-days time interval. We attribute this to fluctuations of the optical bench alignment over time: the difference between the two curves on the figure corresponds to a drift in δx as small as $3 \mu\text{m}$ in 3 days.

VII. CONCLUSION AND DISCUSSION

We have demonstrated a method for the simultaneous determination of the gravity acceleration and its vertical gradient, thanks to controlled frequency chirps and frequency jumps applied to the Raman laser frequencies. It combines the benefit of (i) the dual-fringe lock method, which, by contrast with methods based on ellipse fitting [39], provides accurate determination of the differential phase, and (ii) the use of a frequency shift of the Raman lasers at the central π pulse, which, by contrast with other methods such as based on pulsing magnetic field gradients [31], provides accurate changes of this differential phase. This allows in the end for the accurate determination of the gravity gradient independently from the gradiometer baseline.

We have put into evidence the effect of the imperfect overlap between the Raman lasers when using an AOM to stir

the differential phase with changes of its driving frequency. This modifies the values of the stirring coefficients, but it does not compromise the accuracy of the measurements, provided these coefficients are well determined. As an alternative, the change in the Raman frequencies could be realized by changing the set point of the frequency lock of the master Raman laser. In our laser system, this could be done by applying a voltage offset onto the error signal of the lock loop. In that case, though, a calibration of the induced frequency change is required, and the benefit of tying the inertial measurements to frequency measurements only is lost.

In this proof-of-principle demonstration of the proposed method, the stabilities obtained for the gravity acceleration and gravity gradients lie 1–2 orders of magnitude above state-of-the-art performances [2,24]. This is due to the combination of relatively large levels of vibration and detection noise, a long cycle time, and a relatively short interferometer duration. These performances will be improved by loading each chamber from independent 2D MOTs and by launching the atoms upwards. This will reduce the cycle time and allow increasing the interferometer duration up to 500 ms in our setup.

Finally, though demonstrated here with some vibration isolation, the method can be adapted to much larger levels of vibration noise, even beyond the linear range of operation of the interferometers [57], by adequately exploiting the correlation between the interferometers and the seismometer such as in [44].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by CNES, DGA (Gradiometer project), the Domaine d'Intérêt Majeur NanoK of the Région Ile-de-France, the CNRS program Gravitation, Références, Astronomie, Métrologie (PN-GRAM) cofunded by CNES, and by the federative action GPhys of Paris Observatory. We thank ESA for the use of the laser system developed by Muquans in the framework of the ITT AO/1-8417/15/NL/MP. K.X.W. thanks the National Key Research and Development Programs of China (Grants No. 2016YFF0200206 and No. 2017YFC0601602), and R.C. thanks the LABEX Cluster of Excellence FIRST-TF (Grant No. ANR-10-LABX-48-01) for support within the Program Investissements d'Avenir operated by the French National Research Agency (ANR).

- [1] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
- [2] Z. K. Hu, B. L. Sun, X. C. Duan, M. K. Zhou, L. L. Chen, S. Zhan, Q. Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
- [3] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
- [4] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, *J. Phys.: Conf. Ser.* **723**, 012050 (2016).
- [5] R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet and F. Pereira dos Santos, *New J. Phys.* **20**, 113041 (2018).

- [6] D. Savoie, M. Altorio, B. Fang, L. A. Sidorenkov, R. Geiger, and A. Landragin, *Sci. Adv.* **4**, eaau7948 (2018).
- [7] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
- [8] Z. Jiang, V. Pálinskáš, F. E. Arias, J. Liard, S. Merlet, H. Wilmes, L. Vitushkin, L. Robertsson, L. Tisserand, F. Pereira Dos Santos *et al.*, *Metrologia* **49**, 666 (2012).
- [9] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira dos Santos, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).

- [10] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, J. Zhong, Z. Xiong, J. Wang, Y. Zhang, and M. Zhan, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 013004 (2015).
- [11] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nat. Commun.* **7**, 13786 (2016).
- [12] M. Thomas, D. Ziane, P. Pinot, R. Karcher, A. Imanaliev, F. Pereira Dos Santos, S. Merlet, F. Piquemal, and P. Espel, *Metrologia* **54**, 468 (2017).
- [13] M. Jaffe, P. Haslinger, V. Xu, P. Hamilton, A. Upadhye, B. Elder, J. Khoury, and H. Müller, *Nat. Phys.* **13**, 938 (2017).
- [14] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette, *Nat. Commun.* **9**, 627 (2018).
- [15] R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, and H. Müller, *Science* **360**, 191 (2018).
- [16] R. Geiger and M. Trupke, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 043602 (2018).
- [17] V. Ménot, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, *Sci. Rep.* **8**, 2300 (2018).
- [18] K. S. Hardman, C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, J. E. Debs, S. Bennetts, J. D. Close, and N. P. Robins, *Phys. Rev. A* **89**, 023626 (2014).
- [19] S. Abend, M. Gebbe, M. Gersemann, H. Ahlers, H. Müntinga, E. Giese, N. Gaaloul, C. Schubert, C. Lämmerzahl, W. Ertmer, W. P. Schleich, and E. M. Rasel, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 203003 (2016).
- [20] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240402 (2009).
- [21] H. Müller, S. W. Chiow, S. Herrmann, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240403 (2009).
- [22] S. W. Chiow, T. Kovachy, H. C. Chien, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 130403 (2011).
- [23] T. Mazzoni, X. Zhang, R. Del Aguila, L. Salvi, N. Poli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **92**, 053619 (2015).
- [24] P. Asenbaum, C. Overstreet, T. Kovachy, D. D. Brown, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 183602 (2017).
- [25] B. Plotkin-Swing, D. Gochnauer, K. E. McAlpine, E. S. Cooper, A. O. Jamison, and S. Gupta, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 133201 (2018).
- [26] B. Canuel *et al.* (MIGA Collaboration), *Sci. Rep.* **8**, 14064 (2018).
- [27] T. Kovachy, P. Asenbaum, C. Overstreet, C. A. Donnelly, S. M. Dickerson, A. Sugarbaker, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Nature (London)* **528**, 530 (2015).
- [28] B. Altschul *et al.*, *Adv. Space Res.* **55**, 501 (2015).
- [29] D. Becker *et al.*, *Nature (London)* **562**, 391 (2018).
- [30] K. Douch, H. Wu, C. Schubert, J. Müller, and F. Pereira dos Santos, *Adv. Space Res.* **61**, 1307 (2018).
- [31] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
- [32] N. Yu, J. M. Kohel, J. R. Kellogg, and L. Maleki, *Appl. Phys. B* **84**, 647 (2006).
- [33] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
- [34] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **91**, 033629 (2015).
- [35] I. Perrin, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bresson, and M. Cadoret, *Phys. Rev. A* **99**, 013601 (2019).
- [36] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
- [37] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Nature (London)* **510**, 518 (2014).
- [38] O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans, and P. Silvestrin, *Microgravity Sci. Technol.* **26**, 139 (2014).
- [39] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Opt. Lett.* **27**, 951 (2002).
- [40] J. K. Stockton, X. Wu, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **76**, 033613 (2007).
- [41] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **92**, 023626 (2015).
- [42] G. Rosi, L. Cacciapuoti, F. Sorrentino, M. Menchetti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 013001 (2015).
- [43] S. W. Chiow, J. Williams, and N. Yu, *Phys. Rev. A* **93**, 013602 (2016).
- [44] M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **96**, 053624 (2017).
- [45] F. Sorrentino, A. Bertoldi, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, Y. H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, and G. M. Tino, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 114106 (2012).
- [46] X. C. Duan, M. K. Zhou, D. K. Mao, H. B. Yao, X. B. Deng, J. Luo, and Z. K. Hu, *Phys. Rev. A* **90**, 023617 (2014).
- [47] A. Roura, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 160401 (2017).
- [48] C. Overstreet, P. Asenbaum, T. Kovachy, R. Notermans, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 183604 (2018).
- [49] G. D'Amico, G. Rosi, S. Zhan, L. Cacciapuoti, M. Fattori and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 253201 (2017).
- [50] M. A. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [51] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
- [52] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira dos Santos, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
- [53] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet and F. Pereira dos Santos, *New J. Phys.* **13**, 065025 (2011).
- [54] Prototype derived from Muquans ILS laser bench, <https://www.muquans.com/index.php/products/laser-systems>
- [55] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours and F. Pereira dos Santos, *Appl. Phys. B* **117**, 749 (2014).
- [56] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Appl. Phys. B* **97**, 405 (2009).
- [57] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87 (2009).

A prototype industrial laser system for cold atom inertial sensing in space

Romain Caldani¹, Sébastien Merlet¹, Franck Pereira Dos Santos¹ and Guillaume Stern², Anne-Sophie Martin², Bruno Desruelle², Vincent Ménoret^{2a}

¹ LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

² MUQUANS, Institut d'Optique d'Aquitaine, rue François Mitterrand, 33400 Talence, France

Received: date / Revised version: date

Abstract. We present the design, realization, characterization and testing of an industrial prototype of a laser system, which is based on frequency doubling of telecom lasers and features all key functionalities to drive a cold atom space gradiometer based on the architecture proposed in [1]. Testing was performed by implementing the laser system onto a ground based atomic sensor currently under development. The system reaches a Technology Readiness Level (TRL) of 4, corresponding to an operational validation in a controlled environment. The optical architecture of the system can be adapted to other space mission scenarios.

PACS. PACS-key describing text of that key – PACS-key describing text of that key

1 Introduction

Cold atom inertial sensors have demonstrated excellent performances in terms of sensitivity, stability and accuracy [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. In space, cold atom clouds in free-fall have a null velocity with respect to the science chamber, meaning that the interrogation time $2T$ is not limited by the size of the setup as it is in ground-based instruments, but rather by the residual expansion of the cloud due to its finite temperature. Sensitivity, which scales like T^2 in most cold atom inertial sensors, can therefore be greatly improved in microgravity environments [10, 11, 12]. This makes atomic sensors interesting alternatives to classical instruments for future space missions dedicated to fundamental physics or geodesy [13, 14, 15, 16, 17, 18].

Most demonstrations of high performance atomic inertial sensing are laboratory-based experiments that do not meet the high level of qualification and testing required for an operation in space. Over the last few years, significant efforts have been conducted to develop mobile instruments that can be operated outside the lab [10, 11, 19, 20]. Each of these demonstrations required to improve the compactness and reliability of the laser system, which is a key subsystem of a cold atom sensor [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27]. In the perspective of future space missions, laser systems will require further improvements, especially in terms of reliability and resistance to external conditions such as temperature, vibrations and radiations.

In this paper, we present the design, realization and characterization of a prototype industrial laser system (ILS) designed to meet the scientific goals of a space-based gravity gradiometry mission using cold Rubidium atoms [1, 13]. The system is based on frequency doubling of telecom lasers operating at 1560 nm. This technology is capable of meeting both the scientific and operational specifications of the mission.

We first briefly recall the specifications of the laser based on the mission concept study, and describe the laser system focusing both on scientific performance and on technological choices that make it suited to a future space mission. We then show the results of optical characterizations. Finally, the laser was evaluated on a ground-based atomic gravity sensor.

2 Laser system description

2.1 Mission concept and laser specifications

This work uses as a baseline the Cold Atom Interferometer (CAI) gradiometry mission originally proposed in [13]. In this space mission scenario, cold atom interferometers are used in a differential configuration to enable high sensitivity measurements of the Earth's gravity gradient. The specifications of the laser system were derived from that of the atom interferometry sequence [1]. Namely, it should feature several frequency-stabilized fibered outputs used for Rubidium cooling, detection, Bloch elevator and Ra-

^a E-mail: vincent.menoret@muquans.com

Table 1. Main specifications for the laser system. Raman detuning is from the $|F' = 1\rangle$ level.

| | Cooling | Bloch | Raman |
|---------------------|---------------|----------|------------|
| Wavelength (nm) | 780.24 | 780.24 | 780.24 |
| Power (mW) | 200 | 200 | 45 |
| Detuning (MHz) | $[-20; -120]$ | 100000 | -3400 |
| Linewidth (kHz) | < 500 | < 6000 | < 10 |
| Power stability (%) | 1 | 1 | 0.1 in 2 s |

man interrogation (Table 1). In addition, the Raman output should have a narrow linewidth (10 kHz), and a high short-term power stability (0.1% over 2 s).

As proposed in [1], we selected frequency-doubled telecom lasers to build the ILS. This approach relies on the use of laser diodes and amplifiers operating in the telecom C-band around 1560 nm and frequency-doubled to 780 nm in nonlinear crystals [28]. It benefits from the high maturity and reliability of telecom components, most of which are qualified according to the Telcordia standard. It has been used successfully in laboratory and mobile cold atom sensors over the last few years, meeting both optical and environmental constraints [20, 24, 29]. A significant advantage of this technology is the fact that it uses individual fibered components that are fusion spliced to one another to build the system. It is therefore convenient to replace a component by another when required and to include redundancy in the system by using fiber couplers to link the spare component to the rest of the system. Furthermore, this technology offers a significant level of space qualification as most of the optical components have either been qualified specifically or have qualified alternatives [24].

2.2 Optical architecture

The optical architecture of the ILS is based on a master-slave architecture (Fig. 1). A master laser is frequency-locked to an atomic transition with a known absolute frequency. Several slave lasers are in turn offset-locked on this master laser. Their frequency can be adjusted by tuning the setpoint of the lock. In the following paragraphs, we describe each of the functions of the laser system.

The master laser is a fibered laser diode emitting approximately 10 mW at 1560 nm (RIO Planex), current-modulated at 5 MHz. It is frequency-doubled in a waveguide PPLN crystal (NEL WH-0780) and the resulting 780 nm light is sent through a Rubidium spectroscopy cell in a double-pass configuration. The resulting saturated absorption spectroscopy signal is demodulated and used to lock the diode on the $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle/|F = 4\rangle$ crossover of ^{85}Rb by retroacting on its current. A small fraction of the 1560 nm light is used to lock the slave lasers.

The cooling and detection laser is used to cool the atoms in a MOT followed by far-detuned optical molasses, and to detect them at the output of the interferometer. A RIO laser diode is offset-locked to the master laser with a tunable setpoint that can be adjusted in order to set

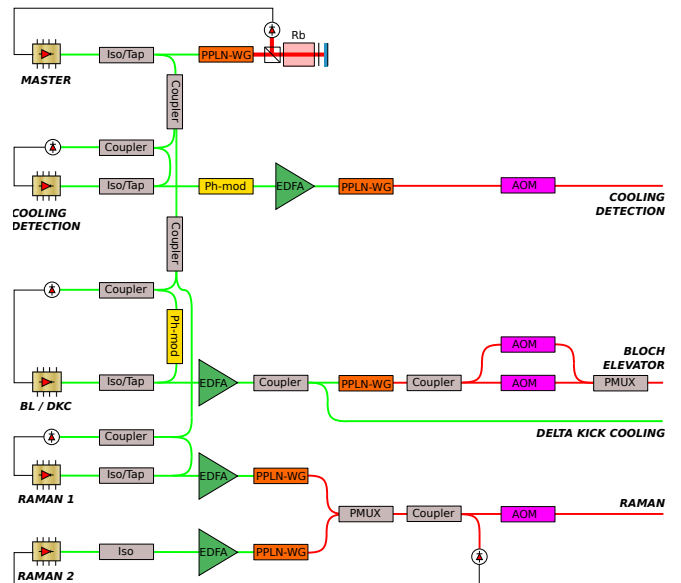


Fig. 1. Optical architecture of the laser system. Iso/Tap: optical isolator with tap coupler, PPLN-WG: waveguide PPLN crystal, Rb: Rubidium cell, Ph-mod: phase modulator, EDFA: Erbium-Doped Fiber Amplifier, AOM: Acousto-Optic Modulator, PMUX: polarization multiplexer.

the detuning of the laser with respect to the $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ transition of ^{87}Rb from 0 to 120 MHz. Light then goes through a phase modulator (Ixblue MPZ-LN-10) that generates sidebands at approximately 6.5 GHz, one of which being tuned on the $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ transition for repumping. We then amplify the signal to approximately 1 W in a custom-made Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA) with active output power stabilization, and frequency-double it in a fiber-coupled PPLN crystal. At this stage, the power at 780 nm is 500 mW. Finally, a custom-made fibered Acousto-Optic Modulator (AOM) module is used to set the output optical power. At the fiber output, the power is 260 mW.

The Bloch Elevator laser needs to be detuned from the master laser by approximately 100 GHz at 780 nm. We achieve this detuning by using a 1560 nm phase modulator driven with a 7 GHz RF signal with a power of approximately 25 dBm. We then select the 7th sideband to lock the laser with an offset of 49 GHz before frequency-doubling, resulting in a 98 GHz detuning at 780 nm. Initially, it was planned to realize the delta-kick collimation of the atom source using an optical dipole trap [30], rather than the CAI mission atom chip itself [31, 32]. This motivated the generation of a laser beam with a few watts of optical power, and our optical architecture combines this function with the Bloch Lattice. The 49 GHz detuned laser is amplified to 5 W in a high-power EDFA. 4 W would thus have been used for the dipole trap, and the remaining power is frequency-doubled and used for the Bloch elevator. This light is split in two paths and sent through two AOM modules that have adjustable frequencies, to create the required optical frequencies for the two counterpropagating Bloch lattices. The two beams are then recombined

with orthogonal polarizations using a fibered polarization multiplexer. The output powers in the two beams are 100 and 156 mW.

Finally, we use two independent RIO laser diodes to drive the Raman transitions. With this configuration, we make sure that there are no spurious sidebands during the interferometer [33]. The Raman 1 laser is offset-locked on the master laser with a Raman detuning of 3.4 GHz from the $|F' = 1\rangle$ level to minimize spontaneous emission. It is amplified to 1 W and frequency doubled. The Raman 2 laser is offset phase locked to the Raman 1 laser directly at 780 nm. This architecture is used to suppress any phase fluctuations due to physical path separation. The two Raman lasers are combined in the same fiber with orthogonal polarizations, and an AOM module is used to drive the Raman pulses. At the output, each Raman laser has a power of more than 400 mW.

The control electronics for the ILS were designed to minimize human supervision. All the lasers can be locked automatically through a dedicated software, which also checks that the laser remains stable on the long term. The software also improves the long-term stability of the lock by adding a digital integrator stage [24].

2.3 Optical characterizations

After integration, all the outputs of the ILS were tested individually in order to verify that they met the specifications required for the CAI mission. In this section we only describe the optical characterizations performed on the Raman output, which is the most critical of the system.

The linewidth of the Raman 1 laser was measured by recording a beatnote between this laser and another fully independent system, built with similar specifications and locked using its own saturated absorption spectroscopy setup [20]. The wings of the spectrum are fitted with a Lorentzian function, whose FWHM is the sum of the two individual widths. Preliminary characterizations have shown that the external laser used for the tests has a linewidth higher than 20 kHz. According to its specifications, the Raman 1 laser should have a linewidth lower than 10 kHz. The beatnote has a FWHM of 49 kHz (Fig. 2a), which is compatible with the specifications of the two diodes.

By using the same setup and recording the center frequency of the beatnote over time, we evaluated that the long-term frequency stability of the laser was better than 75 kHz rms over several days (Fig. 2 b). This is well within the specifications, and shows that the laser system can remain locked over long periods of time without drifting, and without requiring human supervision. Since the Raman 1 laser is phase locked onto the master laser, these measured frequency fluctuations originate from the lock on saturated absorption peaks. The Raman 2 output was not tested with this setup. Indeed, being phase-locked to the Raman 1, it has the same frequency behaviour.

Finally, we monitored the power in the two Raman outputs over several hours, to characterize the power stability of the system (Fig. 3). Lasers were free-running during

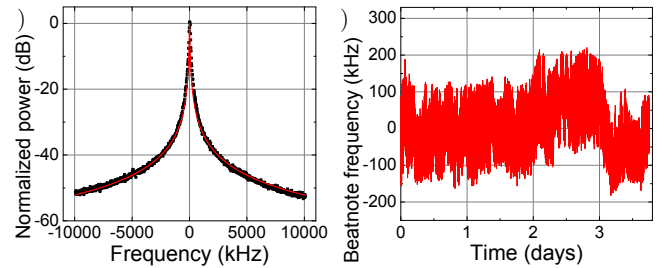


Fig. 2. Beatnote between Raman 1 laser and a similar independent laser. a) Beatnote recorded on a spectrum analyzer with a 9.1 kHz resolution bandwidth. A Lorentzian fit of the wings of the distributions gives a FWHM of 49 kHz. b) Center frequency of the beatnote recorded on a frequency counter. The standard deviation over more than 3.5 days is lower than 75 kHz.

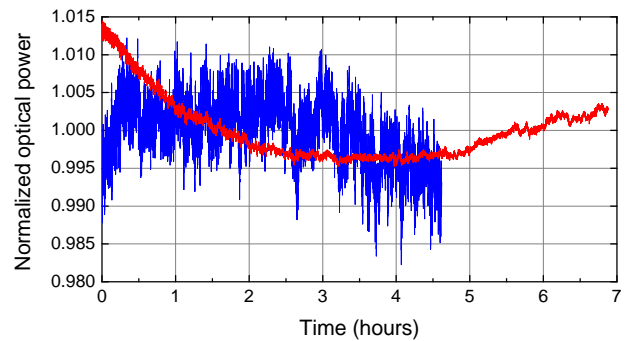


Fig. 3. Normalized power of the Raman 1 (red) and Raman 2 (blue) outputs over several hours. Average powers are 423 mW for Raman 1 and 415 mW for Raman 2. The two datasets were recorded at different times.

this measurement because the Raman 2 output can not be measured on its own if it is locked. The power of both lasers has a long term stability below 2%. Raman 2 laser has a short-term noise (below 0.35% rms in a 100 s window) which is higher than Raman 1 (0.05% rms in 100 s). The two lasers being built with identical architectures, we attribute this difference either to a higher intrinsic noise in one of the EDFA pump diodes or to different settings in the servo-loop that controls the output power of the EDFAs. In both cases the noise is limited by residual low-frequency fluctuations and is compliant with the mission specifications: in a 2 s window, fluctuations are well below the level measured in 100 s.

Before using the ILS to cool and manipulate atoms, we have verified that all the other outputs have a similar behaviour to what we have presented here.

3 Functional tests

3.1 Experimental setup

The laser system was tested on a ground-based laboratory sensor under development at SYRTE. This sensor is designed for measurements of gravity and its gradient, based on simultaneous atom interferometers performed on two vertically separated atomic sources [34]. At the time of the test campaign, the setup was partly functional, with the bottom interferometer under operation only [35].

We only briefly describe this setup and the measurement sequence here, more details can be found in [35, 34]. At first, we trap about 10^8 cold ^{87}Rb atoms in 480 ms in a 3D mirror magneto-optical trap (MOT), which is loaded from the cold beam of a 2D MOT. We then cool the atoms in a far detuned optical molasses before releasing them in free fall in the $|F = 2\rangle$ hyperfine ground state and selecting them in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state with a combination of microwave and pusher pulses. An atom interferometer is then realized with a sequence of three counterpropagating Raman pulses, equally separated in time, and aligned vertically. The interferometer phase shift is given by kgT^2 , where k is the effective Raman wavevector, g is the gravitational acceleration and T is the time interval between consecutive pulses. When the atoms are simply released after cooling, the duration of the interferometer $2T$ is limited to about 160 ms by the size of the vacuum chamber. After the Raman interrogation, the populations in the two output ports of the interferometer are detected using state selective fluorescence, out of which the interferometer phase is deduced.

To drive this sensor, we use the compact and simple home-made laser system (HMLS) described in [23]. This laser system, based on two semiconductor diode lasers and one amplifier, generates all the laser beams required for running a cold atom interferometer based on Raman transitions, namely laser cooling, interferometer and detection beams, and has been used for a number of different atom interferometer experiments [36, 37, 35, 34].

The availability of this well characterized HMLS allowed to validate individually each functionality of the ILS, and compare the performances obtained with the two systems. This was done by operating the sensor with the HMLS, with the laser beam of a given functionality exchanged for the corresponding one of the ILS. We report below the results of the validation and test campaign of the different functionalities.

3.2 Detection

We first tested the detection by exchanging the detection fiber of the HMLS with the cooling/detection output of the ILS. The frequency of the ILS laser was set so as to optimize the fluorescence signal, with the phase modulation turned off (as there is no need for repumping). We control the MOT parameters with the HMLS.

Figure 4a displays the fluorescence signal collected as a function of the optical power in the detection light beams.

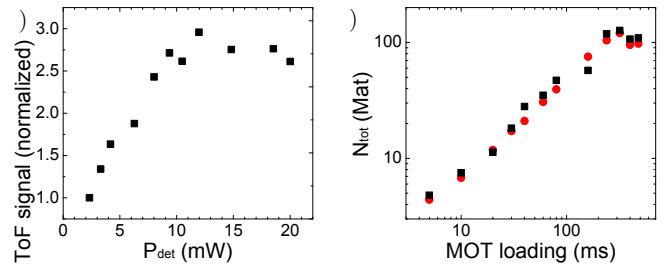


Fig. 4. Characterization of the detection laser. a) Detection signal obtained for different optical powers in the detection light sheets. b) Total atom number detected by the ILS (black squares) and HMLS (red circles) as a function of the MOT loading duration. The optical power in the detection light sheets is set to 2.3 mW.

To compare this detection efficiency with the HMLS, we measured the total atom number detected with respect to the MOT loading time with both laser systems for the same optical power in the detection of 2.3 mW. We obtained very similar atom numbers as displayed in Fig. 4b.

In a second series of experiments, we measured the detection noise as a function of the detected atom number. For that purpose, atoms are prepared in an equal superposition of $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 2, m_F = 0\rangle$ states, using a combination of microwave and pusher pulses. Figure 5 displays the Allan standard deviation of the measured transition probabilities P as a function of the atom number. The atom number was varied by adjusting the parameters of the microwave selection sequence.

The results obtained with the nominal detection power of 2.3 mW are displayed on Fig. 5a and compared to the results we obtained with HMLS in the same conditions, showing identical behaviours, suggesting that noise contributions arising from intensity and frequency fluctuations of the lasers do not play a major role here.

Such measurements were performed at different detection powers of the ILS. Figure 5b displays the results obtained with a detection power of 4 mW, for which the noise lies less than a factor of two above the quantum projection noise limit, for atom numbers in the $10^5 - 10^6$ range. We actually found that for larger laser powers, the noise on the transition probability does decrease at low atom number, as expected, but degrades at high number of atoms.

3.3 MOT

To evaluate the laser cooling functionality, we connected the same cooling fiber from the ILS to the MOT fiber splitter which distributes the beams to the 2D and 3D MOTs. Here the amplitude of phase modulation is adjusted such as to put a few percents of power in resonance with the repumping line. The computer control system of the sensor was used to trigger the DDS frequency synthesizer that controls the frequencies (cooling and repumper) of the ILS cooling laser, so as to modify the frequency of the cooling

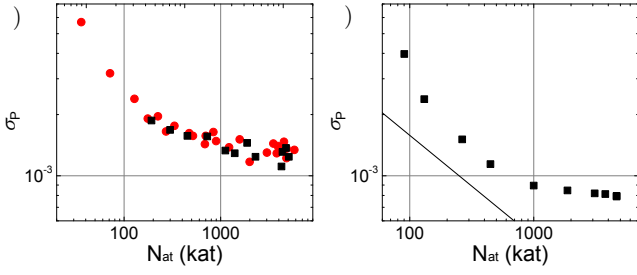


Fig. 5. Characterization of the detection noise. a) Allan deviations of the transition probability P as a function of the total number of atoms for identical optical power in the detection light sheets of 2.3 mW, for both the ILS (red circles) and HMLS (black squares). b) Same with the ILS only, with 4mW power. The solid line displays the quantum projection noise limit.

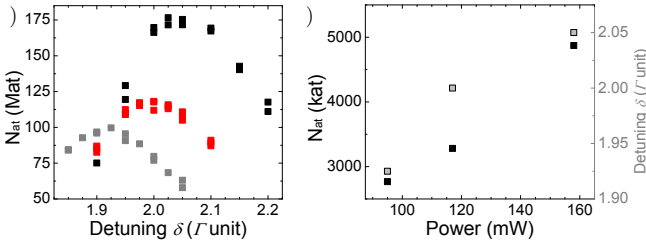


Fig. 6. a) Number of trapped atoms as a function of the detuning, expressed in units of Γ , for three different laser cooling powers: 95mW (grey), 117mW (red) and 158mW (black). b) Optimal number of atoms (black) and corresponding optimal detunings (grey) as a function of the optical power.

light during the cycle synchronously with the rest of the sequence.

Figure 6 represents the number of atoms detected as a function of the detuning of the cooling line for three different cooling optical powers, after a loading time of 480 ms. For the same MOT parameters (frequency and optical power corresponding to the grey squares in Fig. 6 a) that we use on the SYRTE experiment with HMLS, we obtained here the same number of atoms, and twice as much for an optical power of 158 mW. As expected, the optimal detuning is found to increase with the laser power.

To validate the capability of the ILS to cool the atoms in the far detuned molasses phase down to the temperature limit of sub-Doppler cooling, we measured the temperature of the atoms after their release from the cooling beams using Raman velocimetry. Using the Raman functionality of the HMLS, we applied a 80 μ s long Raman π pulse after a free fall delay of about 70 ms, and recorded the transition probability as a function of the Raman frequency (Fig. 7). The spectrum then corresponds to the distribution of Doppler shifts, and thus to the atomic velocity distribution. One observes as well two side resonances corresponding to parasitic Zeeman shifted counterpropagating transitions. The $1/e^2$ width of the spectrum of 70 kHz corresponds to a temperature as low as 2 μ K.

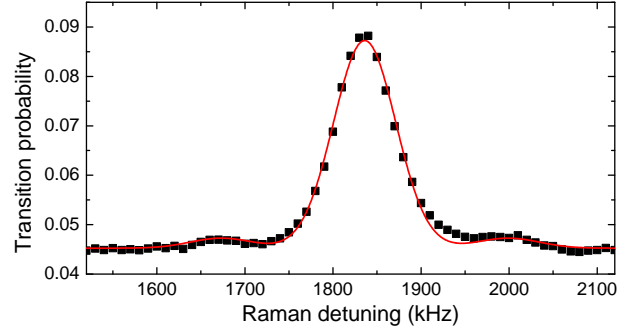


Fig. 7. Raman spectrum measured after the molasses sequence. The Gaussian fit of the main peak gives a $1/e^2$ width of 70 kHz, corresponding to a molasses temperature of 2 μ K.

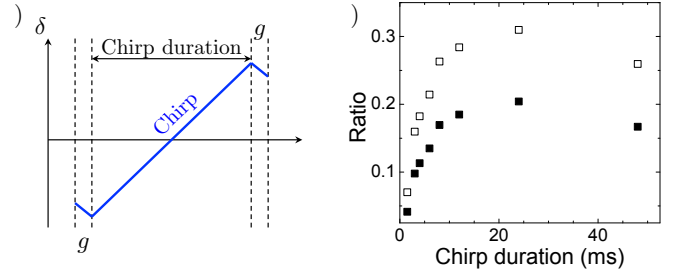


Fig. 8. Launching the atoms using a Bloch elevator. a) Frequency difference between the two optical beams during the launch. The adiabatic loading and release phases are 200 μ s long. In between, the length of the acceleration phase can be modified. b) Efficiency of the launch with BO for different acceleration phase durations. The direct measurements of the fraction of launched atoms are displayed as filled black squares. These ratios are then corrected to account for the change in the velocity of the atoms in the detection sheets and in the cloud expansion. Corrected data are displayed as empty squares.

3.4 Bloch elevator

Next, we connected the Bloch elevator fiber output of the ILS to the Raman collimator instead of the Raman beam fiber, in order to generate a Bloch lattice in the vertical direction. In addition, a polarization beamsplitting cube was inserted before the retroreflecting optics in order to suppress one of the two Bloch beams before the retroreflection so as to obtain one lattice only, instead of two lattices moving in opposite directions as proposed in [1].

The frequencies of the lattice beams are controlled by adjusting the frequencies of the ILS AOMs using programmable DDSs. This leads to the sequence displayed on Fig. 8a: first, the adiabatic loading of the lattice, for 200 μ s, where the frequency difference between the Bloch beams matches gravity acceleration, second, the launch phase, where the chirp on the frequency difference is reversed and much increased in order to accelerate the atoms upwards and third, the adiabatic release where the frequency sweep matches gravity acceleration.

We measured the fraction of launched atoms as a function of the duration of the acceleration phase for a fixed number of 100 Bloch Oscillations (BO). Figure 8b displays the results as a function of the chirp duration. The best result is obtained for a chirp of 24 ms, which corresponds to a modest acceleration of 5 g .

The measurements shown in Fig. 8b are corrected in order to account for the finite size of the detection sheets and the difference between launched and dropped atoms in terms of velocity at the detection and ballistic expansion. Indeed, the faster the atoms, the shorter the time they spend in the detection light sheets and the smaller the fluorescence signal.

These results are comparable in terms of fraction of launched atoms to the ones we obtained in [35]. This fraction corresponds more or less to the fraction of the velocity distribution fitting into the first Brillouin zone (of width $2v_r$). In [35], we obtained a corrected ratio of up to 40 percent for 1.8 m.s^{-1} launch velocity, and an acceleration duration of 2 ms, owing to the higher laser power (300 mW per beam instead of 100 mW) and smaller detuning (50 GHz instead 100 GHz).

3.5 Atomic Interferometer

We finally connected the Raman fiber of the ILS to the Raman collimator. A frequency chirp α generated by one of SYRTE's DDS is applied to the phase lock loop of the ILS Raman lasers. The output optical power of each of the two Raman beams was controled independently by adjusting the output level of the EDFAs with the ILS control software. The total power of the Raman output was controled by changing the RF power on the Raman AOM, using a controlled voltage provided by SYRTEs control system. We modified the experiment in order to optimise the performances for continuous gravity measurements. Indeed, as the phase difference between the Raman lasers is linked to the position of the mirror, fluctuations of this position due to ground vibrations can induce significant interferometer phase noise, washing out the interferometer fringes. We thus used a passive isolation platform and recorded the remaining vibration noise with a low-noise seismometer (Guralp 40T). We then post-corrected the interferometer phase from the effect of these residual vibrations, which improves the sensitivity of the measurement [38,39]. In order to measure the mirror vibrations as accurately as possible, this mirror is directly fixed on the seismometer that we placed at the top of the experiment. The distance from the atomic sample's initial position to the detection sheets allowed for performing interferometers with durations of up to $2T = 160$ ms. The total cycling time was 460 ms.

We first measured the short term phase noise of the interferometer as a function of the interferometer duration $2T$. Results are presented on Fig. 9, where the measured noise with and without the correction from vibration noise is displayed with black filled and empty squares respectively. We observe as expected a significant increase of the phase noise with T due to the increasing impact of the

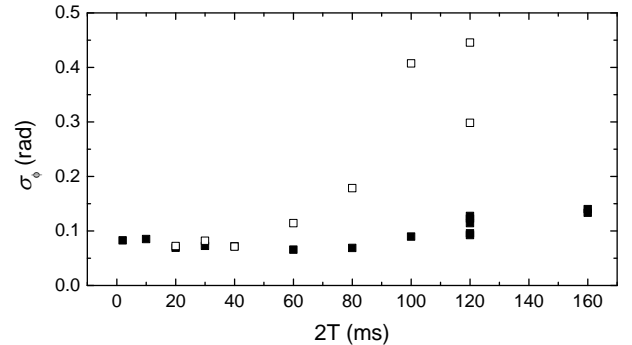


Fig. 9. Interferometer phase noise as a function of the interferometer duration $2T$, with (black squares) and without (open squares) vibration correction.

Table 2. Interferometer phase noise measurements for different AI measurement conditions.

| Configuration | $2T$ (ms) | $\tau(\pi/2)$ (μs) | C % | σ_P ($\times 10^{-2}$) | σ_Φ/shot (mrad) |
|---------------|--------------|------------------------------------|----------|------------------------------------|-------------------------------------|
| Counter-prop | 160 | 4 | 26 | 1.6 | 123 |
| Co-prop | 160 | 4 | 75 | 1.8 | 48 |
| Co-prop | 2 | 4 | 90 | 2.6 | 57 |
| Co-prop | 2 | 80 | 68 | 6.1 | 17 |

vibration noise. This increase is efficiently mitigated by the correction. Also, we find an asymptotic level of noise at low $2T$, ie free from the impact of vibration noise, of order of 50-100 mrad per shot. This is well above the typical level of detection noise, which for our parameters, contributes up to $\sigma_\Phi = 2\sigma_{P,det}/C = 8$ mrad per shot, with $\sigma_{P,det} = 10^{-3}$ the detection noise on the transition probability and C the contrast of the interferometer ($C=26\%$ for $2T = 160$ ms).

To investigate the source of excess noise, we also performed AI measurements with co-propagating Raman beams, and for different interferometer durations $2T$ and Raman pulse durations τ , and compared the phase noise for co- and counter-propagating Raman beams.

Table 2 presents some of these sensitivity measurements. The most relevant set of parameters for gravity measurements is the first one: it results in a sensitivity of $8.10^{-8}g$ at 1s (82.6 μGal), close to the one obtained in a compact gravimeter based on a similar laser architecture [20]. It is about one order of magnitude higher than the best sensitivity obtained with the state of the art SYRTE Cold Atom Gravimeter (CAG) [3] which operates with a shorter cycling time (380ms), a better isolation platform, a more linear and lower noise seismometer and with an anti-acoustic enclosure.

The phase sensitivity in co-propagating measurements is more than twice better for the same duration of Raman pulses ($\tau_{\pi/2}$), irrespective of the interferometer duration $2T$. This sensitivity improves when increasing the duration of the Raman laser pulses. This indicates that the

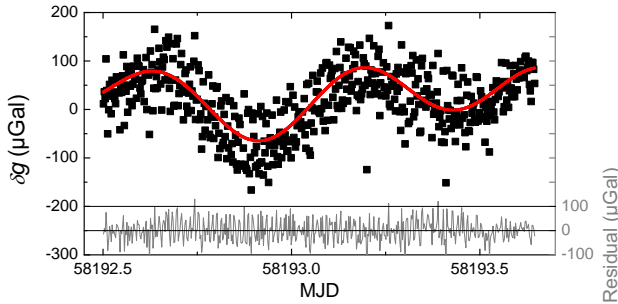


Fig. 10. Gravity measurements (black dots), uncorrected from tidal effects (red line). The data are averaged over 184s. The difference is represented in grey.

noise is dominated by the contribution of the laser phase noise at high Fourier frequency. These results are compatible with the expected phase noise, calculated out of the power spectral density of Raman phase fluctuations. This is not a fundamental limitation of the system, phase noise can be improved by optimizing the electronics and by using a longer pulse duration.

We performed gravity measurements using the four configurations measurement protocol we routinely implement for the CAG measurement to reject most of the systematic effects which affect the gravity measurement. This protocol, based on interleaved measurements with opposite Raman wavevector orientations k_{\uparrow} and k_{\downarrow} and two different Raman laser intensities, is described in detail in [40]. The results, displayed in Fig. 10, follow the expected gravity variations due to tides. The difference with the local tide model is represented in grey. The Allan standard deviation of this difference is displayed as a black line in Fig. 11. As discussed in [40], the correction of the two-photon light shift leads to a degradation of the short-term sensitivity with respect to, for instance, an average over the four measurement configurations simply corrected from tides, which is displayed as a blue line. Here, the Raman power of the ILS is sufficiently stable, meaning that fluctuations of two-photon light shifts are not a limitation to the long-term stability of the measurement. Therefore, using the complete protocol alternating over four configurations is not necessary in this case. A basic alternation of k_{\uparrow} and k_{\downarrow} is sufficient for measurements that are both stable and precise, provided that the two-photon light shift has been previously measured. This would reduce the effective cycling time and improve the short term sensitivity.

4 Conclusion

We have described a prototype industrial laser system designed for atom interferometry measurements, in the perspective of future space missions with quantum inertial sensors. We identified frequency doubled telecom lasers as the most mature technological solution. It benefits from

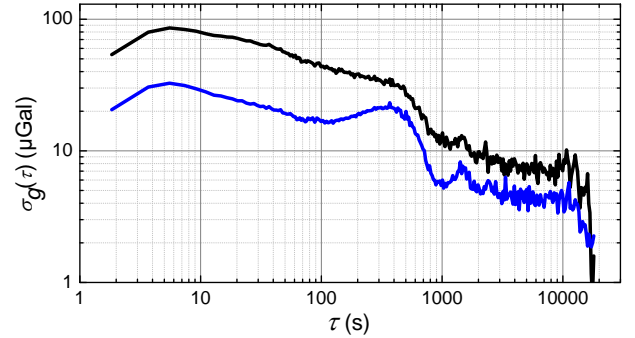


Fig. 11. Allan deviations of gravity fluctuations. The black line corresponds to the residuals of Fig. 10, which are corrected from tides and two-photon light shift. The blue line displays the average over the four measurement configurations, which is also corrected from tides, but not from two-photon light shift.

the availability of a wide range of components from several suppliers, most of which are qualified to the Telcordia standard. With this study, we reach a Technology Readiness Level (TRL) of 4, corresponding to the validation of a prototype in a laboratory environment [41].

The prototype industrial system presented here was fully characterized and all of its functions were tested quantitatively on a ground-based cold atom interferometer. The system was found to comply with all of the mission specifications, and had performances comparable to that of a home-made laboratory laser system. Moreover, the system was operated during several weeks without requiring human supervision, and used to study differential phase extraction in the gradiometer experiment [34].

Most of the components used in this prototype have been validated individually to a higher TRL, or have a commercial alternative available which is qualified [24]. The only major exception are the PPLN waveguide modules used for frequency doubling. These devices will require additional hardening before they can be used in space. A way towards this goal is the use of micro-optical assembly techniques to package the crystal in a device that is compatible with space environment.

Further improvement of the TRL will require testing in environments representative of a space mission. These include vibrations, shocks, radiations, thermal cycling and operation under vacuum. We believe that meeting environment requirements can be achieved with a system similar to the one presented here with only minor adaptations, for example regarding the integration of the frequency doubling modules.

This work is a first step towards a space-qualified laser system for cold atom interferometry missions. We have validated the technological choice with a fully functional optical architecture in the frame of a case study for a gravity gradiometry mission. The optical architecture can easily be adapted to meet the requirements of different mission scenarios, for example in the field of fundamental physics [14, 15, 42].

Acknowledgements

This work is supported by contract 4000116740/16/NL/MP from the European Space Agency. R.C. thanks the support from LABEX Cluster of Excellence FIRST-TF (ANR-10-LABX-48-01), within the Program Investissements d'Avenir operated by the French National Research Agency (ANR). The authors acknowledge a major contribution from the Muquans team in the integration and optimization of the ILS.

Author contributions

The ILS was designed by VM, GS, BD, SM and FPDS. ASM, GS and VM (resp. RC, SM and FPDS) performed the optical (resp. functional) characterizations. All the authors contributed to the data analysis and manuscript preparation. All the authors have read and approved the final manuscript.

References

1. A. Trimeche, B. Battelier, D. Becker, A. Bertoldi, P. Bouyer, C. Braxmaier, E. Charron, R. Corgier, M. Cornelius, K. Douch, arXiv e-prints arXiv:1903.09828 (2019), 1903.09828
2. Z.K. Hu, B.L. Sun, X.C. Duan, M.K. Zhou, L.L. Chen, S. Zhan, Q.Z. Zhang, J. Luo, *Physical Review A* **88** (2013)
3. P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014)
4. F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, G.M. Tino, *Phys. Rev. A* **89** (2014)
5. C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.G. Scherneck, J. Müller, A. Peters, *Journal of Physics: Conference Series* **723**, 012050 (2016)
6. D. Savoie, M. Altorio, B. Fang, L.A. Sidorenkov, R. Geiger, A. Landragin, *Science Advances* **4**, eaau7948 (2018)
7. R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet, F.P.D. Santos, *New Journal of Physics* **20**, 113041 (2018)
8. P. Asenbaum, C. Overstreet, T. Kovachy, D.D. Brown, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, *Physical Review Letters* **118** (2017)
9. C. Overstreet, P. Asenbaum, T. Kovachy, R. Notermans, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, *Physical Review Letters* **120** (2018)
10. B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, P. Bouyer, *Nature Communications* **7**, 13786 (2016)
11. D. Becker, M.D. Lachmann, S.T. Seidel, H. Ahlers, A.N. Dinkelaker, J. Grosse, O. Hellmig, H. Müntinga, V. Schkolnik, T. Wendrich et al., *Nature* **562**, 391 (2018)
12. E.R. Elliott, M.C. Krutzik, J.R. Williams, R.J. Thompson, D.C. Aveline, *npj Microgravity* **4**, 16 (2018)
13. O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans, P. Silvestrin, *Microgravity Science and Technology* **26**, 139 (2014)
14. J.M. Hogan, D.M.S. Johnson, S. Dickerson, T. Kovachy, A. Sugarbaker, S.w. Chiow, P.W. Graham, M.A. Kasevich, B. Saif, S. Rajendran et al., *General Relativity and Gravitation* **43**, 1953 (2011)
15. B. Altschul, Q.G. Bailey, L. Blanchet, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, S. Capozziello, N. Gaaloul, D. Giulini, J. Hartwig et al., *Advances in Space Research* **55**, 501 (2015)
16. S.w. Chiow, J. Williams, N. Yu, *Phys. Rev. A* **92**, 063613 (2015)
17. J.M. Hogan, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **94**, 033632 (2016)
18. G.M. Tino, A. Bassi, G. Bianco, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, S. Capozziello, X. Chen, M.L. Chiofalo, A. Derevianko et al., arXiv e-prints arXiv:1907.03867 (2019), 1907.03867
19. Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, M.F. Lequentrec-Lalancette, *Nature Communications* **9**, 627 (2018)
20. V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, B. Desruelle, *Scientific Reports* **8**, 123000 (2018)
21. P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. Therkildsen, A. Clairon, A. Landragin, *Applied Physics B* **84**, 643 (2006)
22. M. Schmidt, M. Prevedelli, A. Giorgini, G.M. Tino, A. Peters, *Applied Physics B* **102**, 11 (2011)
23. S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, *Applied Physics B* **117**, 749 (2014)
24. T. Lévêque, L. Antoni-Micollier, B. Faure, J. Berthon, *Applied Physics B* **116**, 997 (2014)
25. V. Schkolnik, O. Hellmig, A. Wenzlawski, J. Grosse, A. Kohfeldt, K. Döringshoff, A. Wicht, P. Windpassinger, K. Sengstock, C. Braxmaier et al., *Applied Physics B* **122**, 217 (2016)
26. Y. Cheng, K. Zhang, L.L. Chen, W.J. Xu, Q. Luo, M.K. Zhou, Z.K. Hu, *AIP Advances* **7**, 095211 (2017)
27. X. Zhang, J. Zhong, B. Tang, X. Chen, L. Zhu, P. Huang, J. Wang, M. Zhan, *Applied Optics* **57**, 6545 (2018)
28. R.J. Thompson, M. Tu, D.C. Aveline, N. Lundblad, L. Maleki, *Opt. Express* **11**, 1709 (2003)
29. F. Theron, Y. Bidel, E. Dieu, N. Zahzam, M. Cadoret, A. Bresson, *Optics Communications* **393**, 152 (2017)
30. T. Kovachy, J.M. Hogan, A. Sugarbaker, S.M. Dickerson, C.A. Donnelly, C. Overstreet, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 143004 (2015)
31. H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 093602 (2013)
32. R. Corgier, S. Amri, W. Herr, H. Ahlers, J. Rudolph, D. Guéry-Odelin, E.M. Rasel, E. Charron, N. Gaaloul, *New Journal of Physics* **20**, 055002 (2018)
33. O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, A. Bresson, *Phys. Rev. A* **86**, 033605 (2012)
34. R. Caldani, K.X. Weng, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, *Physical Review A* **99**, 033601 (2019)
35. M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, F. Pereira dos Santos, *Physical Review A* **96** (2017)
36. J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F.P.D. Santos, A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014)
37. A. Trimeche, M. Langlois, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, *Physical Review Applied* **7** (2017)

38. J. Le Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, *Applied Physics B* **92**, 133 (2008)
39. S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87 (2009)
40. A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, F.P. Dos Santos, *New Journal of Physics* **13**, 065025 (2011)
41. European Space Agency, *Technology readiness levels handbook for space applications* (2008), https://artes.esa.int/sites/default/files/TRL_Handbook.pdf
42. W. Ertmer, C. Schubert, T. Wendrich, M. Gilowski, M. Zaiser, T.v. Zoest, E. Rasel, C.J. Bordé, A. Clairon, Landragin et al., *Experimental Astronomy* **23**, 611 (2009)

Bibliographie

- [1] L. ESSEN & J. V. L. PARRY ; «An Atomic Standard of Frequency and Time Interval : A Cæsium Resonator» ; *nature* **176** (1955). 3
- [2] N. F. RAMSEY ; «A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields» ; *Phys. Rev.* **78** (1950). 3
- [3] C. J. BORDÉ *et al.* ; «Optical Ramsey fringes with traveling waves» ; *Phys. Rev. A* **30** (1984). 3
- [4] C. J. BORDÉ ; «Atomic interferometry with internal state labelling» ; *Phys. Rev. A* **140** (1989). 3
- [5] F. RIEHLE, T. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE & C. J. BORDÉ ; «Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer» ; *Phys.Res. Lett.* **67** (1991). 3
- [6] M. KASEVICH & S. CHU ; «Atomic interferometry using stimulated Raman transitions» ; *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991). 3
- [7] A. PETERS, K. Y. CHUNG & S. CHU ; «High-precision gravity measurements using atom interferometry» ; *Metrologia* **51** (2001). 3, 16
- [8] Z. K. HU, B. L. SUN, X. C. DUAN, M. K. ZHOU, L. L. CHEN, S. ZHAN, Q. Z. ZHANG & J. LUO ; «Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter» ; *Phys. Rev. A* **88** (2013). 3
- [9] C. FREIER, M. HAUTH, V. SCHKOLNIK, B. LEYKAUF, M. SCHILLING, H. WZIONTEK, H.-G. SCHERNECK, J. MÜLLER & A. PETERS ; «Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability» ; *J. Phys.: Conf. Ser.* **723** (2016). 3
- [10] R. KARCHER, A. IMANALIEV, S. MERLET & F. P. D. SANTOS ; «Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources» ; *New Journal of Physics* **20** (2018). 3, 4
- [11] D. SAVOIE, M. ALTORIO, B. FANG, L. A. SIDORENKOV, R. GEIGER & A. LANDRAGIN ; «Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements» ; *Science Advances* **4** (2018). 3
- [12] R. BOUCHENDIRA, P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. m. c. NEZ & F. m. c. BIRABEN ; «New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics» ; *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011). 3, 5
- [13] Z. JIANG *et al.* ; «The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters 2009 : the first Key Comparison (CCM.G-K1) in the field of absolute gravimetry» ; *Metrologia* **49** (2012). 3

- [14] J. LAUTIER, L. VOLODIMER, T. HARDIN, S. MERLET, M. LOURS, F. P. D. SANTOS, & A. LANDRAGIN ; «Hybridizing matter-wave and classical accelerometers» ; *Appl. Phys. Lett.* **105** (2014). 3
- [15] L. ZHOU, S. LONG, B. TANG, X. CHEN, F. GAO, W. PENG, W. DUAN, J. ZHONG, Z. XIONG, J. WANG, Y. ZHANG & M. ZHAN ; «Test of Equivalence Principle at 10^{-8} Level by a Dual-Species Double-Diffraction Raman Atom Interferometer» ; *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015). 3
- [16] B. BARRETT, L. ANTONI-MICOLLIER, L. CHICHET, B. BATTELIER, T. LÉVÈQUE, A. LANDRAGIN & P. BOUYER ; «Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness» ; *Nature Communications* **7** (2016). 3
- [17] M. THOMAS, D. ZIANE, P. PINOT, R. KARCHER, A. IMANALIEV, F. P. D. SANTOS, S. MERLET, F. PIQUEMAL1 & P. ESPEL1 ; «A determination of the Planck constant using the LNE Kibble balance in air» ; *Metrologia* **54** (2017). 3
- [18] M. JAFFE, P. HASLINGER, V. XU, P. HAMILTON, A. UPADHYE, B. ELDER, J. KHOURY & H. MÜLLER ; «Testing sub-gravitational forces on atoms from a miniature in-vacuum source mass» ; *Nature Physics* **13** (2017). 3
- [19] X. ALAUZE, A. BONNIN, C. SOLARO & F. P. D. SANTOS ; «A trapped ultracold atom force sensor with a μm -scale spatial resolution» ; *New Journal of Physics* **20** (2018). 3
- [20] Y. BIDEL, N. ZAHZAM, C. BLANCHARD, A. BONNIN, M. CADORET, A. BRESSON, D. ROUXEL & M. F. LEQUENTREC-LALANCETTE ; «Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry» ; *Nature Communications* **9** (2018). ISSN 2041-1723. 3, 6
- [21] R. H. PARKER, C. YU, W. ZHONG, B. ESTEY & H. MÜLLER ; «Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model» ; *Science* **360** (2018). 3, 5
- [22] R. GEIGER & M. TRUPKE ; «Proposal for a Quantum Test of the Weak Equivalence Principle with Entangled Atomic Species» ; *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018). 3
- [23] D. O. SABULSKY, I. DUTTA, E. A. HINDS, B. ELDER, C. BURRAGE & E. J. COPELAND ; «Experiment to Detect Dark Energy Forces Using Atom Interferometry» ; *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019). 3
- [24] V. MÉNORET, P. VERMEULEN, N. L. MOIGNE, S. BONVALOT, P. BOUYER, A. LANDRAGIN & B. DESRUELLE ; «Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter» ; *Scientific Reports* **8** (2018). 3, 75
- [25] P. GILLOT, O. FRANCIS, A. LANDRAGIN, F. P. D. SANTOS & S. MERLET ; «Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers» ; *Metrologia* **51** (2014). 3, 75, 81
- [26] P. GILLOT, B. CHENG, A. IMANALIEV, S. MERLET & F. P. D. SANTOS ; «The LNE-SYRTE cold atom gravimeter» ; *Proceedings of the 30th EFTF, York, United Kingdom, 4th-7th April 2016* (2016). 3
- [27] K. S. HARDMAN, C. C. N. KUHN, G. D. McDONALD, J. E. DEBS, S. BENNETTS, J. D. CLOSE & N. P. ROBINS ; «Role of source coherence in atom interferometry» ; *Phys. Rev. A* **89** (2014). 4

- [28] S. ABEND, M. GEBBE, M. GERSEMANN, H. AHLERS, H. MÜNTINGA, E. GIESE, N. GAALLOUL, C. SCHUBERT, C. LÄMMERZAHN, W. ERTMER, W. P. SCHLEICH & E. M. RASEL; «Atom-Chip Fountain Gravimeter»; *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016). 4
- [29] P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. m. c. NEZ & F. m. c. BIRABEN; «Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations»; *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009). 4
- [30] H. MÜLLER, S.-w. CHIOU, S. HERRMANN & S. CHU; «Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area»; *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009). 4
- [31] S.-w. CHIOU, T. KOVACHY, H.-C. CHIEN & M. A. KASEVICH; « $102\hbar k$ Large Area Atom Interferometers»; *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011). 4
- [32] T. MAZZONI, X. ZHANG, R. DEL AGUILA, L. SALVI, N. POLI & G. M. TINO; «Large-momentum-transfer Bragg interferometer with strontium atoms»; *Phys. Rev. A* **92** (2015). 4
- [33] P. ASENBAUM, C. OVERSTREET, T. KOVACHY, D. D. BROWN, J. M. HOGAN & M. A. KASEVICH; «Phase Shift in an Atom Interferometer due to Spacetime Curvature across its Wave Function»; *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017). 4, 5, 81
- [34] B. PLOTKIN-SWING, D. GOCHNAUER, K. E. MCALPINE, E. S. COOPER, A. O. JAMISON & S. GUPTA; «Three-Path Atom Interferometry with Large Momentum Separation»; *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018). 4
- [35] T. LÉVÈQUE, A. GAUGUET, F. MICHAUD, F. PEREIRA DOS SANTOS & A. LANDRAGIN; «Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique»; *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009). 4
- [36] H. MÜLLER, S.-w. CHIOU, Q. LONG, S. HERRMANN & S. CHU; «Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters»; *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008). 4
- [37] A. SUGARBAKER, S. M. DICKERSON, J. M. HOGAN, D. M. S. JOHNSON & M. A. KASEVICH; «Enhanced Atom Interferometer Readout through the Application of Phase Shear»; *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013). 4
- [38] J. HARTWIG, S. ABEND, C. SCHUBERT, D. SCHLIPPERT, H. AHLERS, K. POSSO-TRUJILLO, N. GAALLOUL, W. ERTMER & E. M. RASEL; «Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer»; *New J. Phys.* **17** (2015). 4
- [39] M. S. ZHAN *et al.*; «ZAIGA : Zhaoshan Long-baseline Atom Interferometer Gravitation Antenna»; *arXiv* (2019). 4
- [40] B. CANUEL *et al.*; «Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer»; *Scientific Reports* **8** (2018). 4
- [41] J. M. MCGUIRK, G. T. FOSTER, J. B. FIXLER, M. J. SNADDEN & M. A. KASEVICH; «Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry»; *Phys. Rev. A* **65** (2002). 5
- [42] N. YU, J. KOHEL, J. KELLOGG & L. MALEKI; «Development of an atom-interferometer gravity gradiometer for gravity measurement from space»; *Applied Physics B* **84** (2006). 5

- [43] F. SORRENTINO, Q. BODART, L. CACCIAPUOTI, Y.-H. LIEN, M. PREVEDELLI, G. ROSI, L. SALVI & G. M. TINO ; «Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer» ; *Phys. Rev. A* **89** (2014). 5, 81
- [44] G. W. BIEDERMANN, X. WU, L. DESLAURIERS, S. ROY, C. MAHADESWARASWAMY & M. A. KASEVICH ; «Testing gravity with cold-atom interferometers» ; *Phys. Rev. A* **91** (2015). 5
- [45] I. PERRIN, Y. BIDEL, N. ZAHZAM, C. BLANCHARD, A. BRESSON & M. CADORET ; «Proof-of-principle demonstration of vertical-gravity-gradient measurement using a single-proof-mass double-loop atom interferometer» ; *Phys. Rev. A* **99** (2019). 5
- [46] J. B. FIXLER, G. T. FOSTER, J. M. MCGUIRK & M. A. KASEVICH ; «Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity» ; *Science* **315** (2007). 5
- [47] G. ROSI, F. SORRENTINO, L. CACCIAPUOTI, M. PREVEDELLI & G. M. TINO ; «Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms» ; *Nature* **510** (2014). 5
- [48] O. CARRAZ, C. SIEMES, L. MASSOTTI, R. HAAGMANS & P. SILVESTRIN ; «A Spaceborne Gravity Gradiometer Concept Based on Cold Atom Interferometers for Measuring Earth's Gravity Field» ; *Microgravity Science and Technology* **26** (2014). 5, 67
- [49] K. DOUCH, H. WU, C. SCHUBERT, J. MÜLLER & F. P. d. SANTOS ; «Simulation-based evaluation of a cold atom interferometry gradiometer concept for gravity field recovery» ; *Advances in Space Research* **61** (2018). 5
- [50] <http://www.cgg.com> ; sur le site de la Compagnie générale de géophysique. 5
- [51] G. T. FOSTER, J. B. FIXLER, J. M. MCGUIRK & M. A. KASEVICH ; «Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting» ; *Opt. Lett.* **27** (2002). 6, 23
- [52] J. K. STOCKTON, X. WU & M. A. KASEVICH ; «Bayesian estimation of differential interferometer phase» ; *Phys. Rev. A* **76** (2007). 6
- [53] G. ROSI, L. CACCIAPUOTI, F. SORRENTINO, M. MENCHETTI, M. PREVEDELLI & G. M. TINO ; «Measurement of the Gravity-Field Curvature by Atom Interferometry» ; *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015). 6
- [54] A. BONNIN, N. ZAHZAM, Y. BIDEL & A. BRESSON ; «Characterization of a simultaneous dual-species atom interferometer for a quantum test of the weak equivalence principle» ; *Phys. Rev. A* **92** (2015). 6
- [55] M. LANGLOIS, R. CALDANI, A. TRIMECHE, S. MERLET & F. P. DOS SANTOS ; «Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors» ; *Phys. Rev. A.* **96** (2017). 6, 7, 23, 24, 43, 44, 45
- [56] P. TOUBOUL *et al.* ; «MICROSCOPE Mission : First Results of a Space Test of the Equivalence Principle» ; *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017). 6
- [57] M. ARMANO *et al.* ; «Beyond the Required-LISA Free Fall Performance : New LISA Pathfinder Results down to 20 μ Hz» ; *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018). 6
- [58] K. ABICH *et al.* ; «GRACE-Follow On Laser Ranging Interferometer : German contribution» ; *Journal of Physics* **610** (2018). 6

- [59] R. F. GARCIA, S. BRUINSMA, P. LOGNONNÉ, E. DOORNBOS & F. CACHOUX; «GOCE : The first seismometer in orbit around the Earth»; *Geophys.Res. Lett.* **40** (2013). 6
- [60] <https://grace.jpl.nasa.gov/publications/>; on trouve sur le site du Jet Propulsion Laboratory la liste des nombreuses publications des travaux sur le sujet utilisant les données de GRACE. 6
- [61] M. LANGLOIS; *Conception et réalisation d'un gradiomètre de gravité à atomes froids*; Thèse de doctorat (2017). 7, 43, 73, 80
- [62] R. CALDANI, K. X. WENG, S. MERLET & F. P. D. SANTOS; «Simultaneous accurate determination of both gravity and its vertical gradient»; *Phys. Rev. A* **99** (2019). 7, 23
- [63] X. C. DUAN, M. K. ZHOU, D. K. MAO, H. B. YAO, X. B. DENG, J. LUO & Z. K. HU; «Operating an atom-interferometry-based gravity gradiometer by the dual-fringe-locking method»; *Phys. Rev. A* **90** (2014). 7, 44
- [64] A. ROURA; «Circumventing Heisenberg's Uncertainty Principle in Atom Interferometry Tests of the Equivalence Principle»; *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017). 7, 17
- [65] G. D'AMICO, G. ROSI, S. ZHAN, L. CACCIAPUOTI, M. FATTORI & G. M. TINO; «Canceling the Gravity Gradient Phase Shift in Atom Interferometry»; *Phys. Rev. Lett.* **119** (2013). 7
- [66] C. OVERSTREET, P. ASENBAUM, T. KOVACHY, R. NOTERMANS, J. M. HOGAN & M. A. KASEVICH; «Effective Inertial Frame in an Atom Interferometric Test of the Equivalence Principle»; *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018). 7
- [67] P. CHEINET; *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*; Thèse de doctorat (2006). 9, 21, 28
- [68] P. CLADÉ; *Oscillations de Bloch d'atomes ultrafroids et mesure de la constante de structure fine*; Thèse de doctorat (2005). 14
- [69] C. KELLER, J. SCHMIEDMAYER, A. ZEILINGER, T. NONN, S. DÜRR & G. REMPE; «Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms»; *Appl. Phys. B* **69** (1999). 15
- [70] S. WU, Y.-J. WANG, Q. DIOT, & M. PRENTISS; «Splitting matter waves using an optimized standing-wave light-pulse sequence»; *Phys. Rev. A* **71** (2005). 15
- [71] H. MÜLLER, S.-W. CHIOU & S. CHU; «Atom-wave diffraction between the Raman-Nath and the Bragg regime : Effective Rabi frequency, losses, and phase shift»; *Phys. Rev. A* **77** (2008). 15
- [72] E. GIESE, A. ROURA, G. TACKMANN, E. M. RASE & W. P. SCHLEICH; «Double Bragg diffraction : A tool for atom optics»; *Phys. Rev. A* **88** (2013). 15
- [73] A. LOUCHET-CHAUVET, T. FARAH, Q. BODART, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN, S. MERLET & F. P. D. SANTOS; «The influence of transverse motion within an atomic gravimeter»; *New Journal of Physics* **13** (2011). 16, 24, 26, 76
- [74] S. MERLET; *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt*; Thèse de doctorat (2010). 17, 24

- [75] G. W. BIEDERMANN, X. WU, L. DESLAURIERS, S. ROY, C. MAHADESWARASWAMY, & M. A. KASEVICH; «Testing gravity with cold-atom interferometers»; *Phys. Rev. A* **91** (2015). 17
- [76] J. L. GOUËT, T. MEHLSTÄUBLER, J. KIM, S. MERLET, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN & F. P. D. SANTOS; «Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter»; *Appl. Phys. B* **92** (2008). 20, 74
- [77] S. MERLET, J. L. GOUËT, Q. BODART, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN, F. P. D. SANTOS & P. ROUCHON; «Operating an atom interferometer beyond its linear range»; *Metrologia* **46** (2009). 20
- [78] F. P. D. SANTOS; «Differential phase extraction in an atom gradiometer»; *Phys. Rev. A* **91** (2015). 23, 43
- [79] A. GAUGUET, T. E. MEHLSTÄUBLER, T. LÉVÈQUE, J. L. GOUËT, W. CHAIBI, B. CANUEL, A. CLAIRON, F. P. D. SANTOS & A. LANDRAGIN; «Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer»; *Phys. Rev. A* **78** (2008). 25
- [80] M. KEIL, O. AMIT, S. ZHOU, D. GROSWASSER, Y. JAPHA & R. FOLMAN; «Fifteen years of cold matter on the atom chip : promise, realizations, and prospects»; *Journal of Modern Optics* **63** (2016). 29
- [81] S. MERLET, L. VOLODIMER, M. LOURS & F. P. D. SANTOS; «A simple laser system for atom interferometry»; *arXiv* **1406.5994** (2014). 35
- [82] X. BAILLARD, A. GAUGUET, S. BIZE, P. LEMONDE, P. LAURENT, A. CLAIRON & P. ROSENBUSCH; «Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers»; *Opt. Commun.* **266** (2006). 35
- [83] S. BIZE; *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium*; Thèse de doctorat (2001). 37
- [84] T. LÉVÈQUE, L. ANTONI-MICOLLIER, B. FAURE & J. BERTHON; «A laser setup for rubidium cooling dedicated to space applications»; *Appl. Phys. B* **116** (2014). 39, 41
- [85] R. CALDANI, S. MERLET, F. P. D. SANTOS, G. STERN, A. MARTIN, B. DESRUELLE & V. MÉNORET; «A prototype industrial laser system for cold atom inertial sensing in space»; *arXiv* (2019). 67
- [86] D. DI FRANCESCO, A. GRIERSON, D. KAPUTA & T. MEYER; «Gravity gradiometer systems – advances and challenges»; *Geophys. Prospect* **57** (2009). 81

Sujet : Interféromètres atomiques pour la mesure simultanée de g et son gradient vertical

Résumé : Mes travaux de thèse portent sur le développement d'un capteur inertielle à atomes froids à portée métrologique de nouvelle génération. Son architecture est basée sur deux sources atomiques indépendantes interrogées simultanément par une séquence d'interférométrie atomique commune aux deux sources. Aussi, dans l'optique d'atteindre des performances de mesure ultimes, notre instrument repose sur des fonctions optiques de manipulation d'atomes froids de dernières générations: oscillations de Bloch et séparatrices multi-photoniques. En trois ans, notre instrument a atteint un niveau de développement suffisant pour faire la démonstration de son principe de fonctionnement, permettant de mesurer simultanément l'accélération de la pesanteur g et son gradient vertical. En particulier, nous avons démontré une nouvelle méthode de mesure qui permet de s'affranchir non seulement des bruits en mode commun, mais aussi des fluctuations de la ligne de base de l'instrument, pour la détermination du gradient de gravité. Pour mener à bien ces travaux, j'ai également utilisé un prototype de banc optique industriel pour application spatiale, développé dans le cadre d'un projet financé par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et coordonné par la société Muquans. En parallèle des développements sur notre instrument, nous avons testé et caractérisé ce banc fibré qui réalise toutes les fonctions optiques nécessaires au fonctionnement d'un interféromètre atomique dans l'espace.

Mots clés : interférométrie atomique, capteur inertielle, gravimétrie, métrologie, application spatiale.

Subject : Atomic interferometry for simultaneous measurement of g and its vertical gradient

Abstract: This work focuses on the development of a new generation of cold-atom inertial sensor. Its architecture is based on two independent atomic sources simultaneously interrogated by an interferometric sequence common to both sources. In addition, in order to achieve ultimate measurement performance, our instrument is based on the latest optical methods for atomic manipulation: Bloch oscillations and multi-photon transitions. During my thesis, the instrument has reached a level of development to perform a proof-of-principle operation, allowing to simultaneously measure the gravity acceleration g and its vertical gradient. In particular, we demonstrated a new measurement method that allows to overcome not only common mode noise, but also the baseline fluctuations of the instrument, for the determination of the gravity gradient. To carry out this work, I also used a prototype of industrial optical bench for space application, developed as part of a project funded by the European Space Agency (ESA) and coordinated by the Muquans company. In parallel with the developments of our instrument, we tested and characterized this fiber bench which fulfills all the optical functionalities necessary for the operation of an atom interferometer in space.

Keywords : atomic interferometry, inertial sensor, gravimetry, metrology, space application