Stabilité long terme d'un gravimètre atomique et limites de la technique de rejet des effets systématiques

Pierre Gillot

▶ **To cite this version:**

Pierre Gillot. Stabilité long terme d'un gravimètre atomique et limites de la technique de rejet des effets systématiques. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066688 . tel-01599324v1

HAL Id: tel-01599324

https://theses.hal.science/tel-01599324v1

Submitted on 2 Oct 2017 (v1), last revised 5 Oct 2017 (v2)

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 L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

spécialité : Physique

Ecole doctorale: « Physique en île-de-France »

réalisée
au SYRTE

présentée par

Pierre GILLOT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

sujet de thèse :

Stabilité long terme d'un gravimètre atomique et limites de la technique de rejet des effets systématiques

M.	D.	BOIRON	Rapporteur
M.	S.	BONVALOT	Examinateur
M.	P.	JACQUIER	Examinateur
M.	B.	LABURTHE-TOLRA	Rapporteur
M.	S.	MERLET	Membre invité
M.	F.	PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse

Remerciements

J'ai eu accès, pendant 3 ans à un instrument de mesure exceptionnel. Grâce au LNE-SYRTE, cet instrument atteint un niveau de performance proche des meilleurs gravimètres absolus actuels. J'ai pu m'intéresser, durant cet thèse, au comportement ondulatoire de la matière qui nous compose, à son interaction avec la lumière mais aussi à certains effets inertiels et géophysiques. Cette expérience a été très riche et je souhaite exprimer ici toute ma reconnaissance à ce laboratoire et aux personnes qui l'investissent. Merci aux directeurs successifs du SYRTE Noël Dimarcq et Arnaud Landragin de m'avoir accueilli. Merci à Marine Paillet, Francia Decostier et Christel Comte d'avoir comblé mes lacunes administratives, de m'avoir rassuré et aidé dans toutes ces démarches. Merci à Gilles Sakoun et Pascal Blondé d'avoir été disponible à chaque fois que mon pc faisait des caprices. Je tiens à remercier le personnel d'entretien qui font du LNE et du SYRTE des lieux agréables à vivre au quotidien.

Je voudrais remercier Bruno Laburthe-Tolra et Denis Boiron d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire, ainsi que Philippe Jacquier et Sylvain Bonvalot d'avoir été examinateurs dans mon jury. Je les remercie aussi pour les remarques qui m'ont permis d'améliorer ce mémoire.

Lors de ces trois années, j'ai pu rencontrer des professionnels et des personnalités qui m'ont marqué et motivé à progresser. Je pense notamment à mon directeur de thèse Franck Pereira, à mon encadrant Sébastien Merlet, à Bing Cheng le post-doctorant, à Arnaud Landragin, à Rémy Geiger et à toutes les personnes de l'équipe IACI.

Arnaud, tu étais chef d'équipe au début de ma thèse puis tu es devenu le directeur du SYRTE. Tu as donc été de moins en moins disponible et je l'ai égoïstement regretté. Je l'ai regretté car j'ai toujours progressé à ton contact, certainement grâce à cette franchise qui te caractérise et bien sûr à ton expertise quand il s'agit de parler d'interférométrie atomique. Quel plaisir de te voir installé dans la salle de l'atelier quand je commençais mes présentations en réunions de groupe.

Franck, merci pour tout. D'abord pour m'avoir accueilli sur FORCA-G pour mon stage de master 2 et ensuite de m'avoir proposé de prendre en mains le gravimètre. C'est toi qui m'as ouvert la grande porte des atomes froids, ce monde fascinant qui ne peut que séduire un jeune physicien curieux à la recherche d'étrangetés. Durant ma thèse, tu as su voir claire dans toutes les analyses de données, parfois trop nombreuses ou mal exposées et pointer l'article ou l'idée qui nous mènerait à la compréhension du problème. Quelle fierté j'ai pu ressentir les rares fois où j'ai pu te contredire et avoir raison. Merci aussi pour les discussions politiques, religieuses et plus largement sociétales qui m'ont conforté dans mes idéaux et aussi permis d'appréhender notre société avec un regard différent.

Sébastien, tu m'as appris à maitriser l'instrument, tu m'as montré le moindre faut contacte et toutes les astuces qui m'ont permis d'exploiter au mieux le gravimètre. Tu m'as aussi donné le goût et même la passion de l'exactitude, du contrôle et de l'efficacité. Merci beaucoup pour tout tes enseignements et ton soutien.

Un très grand merci à Bing Cheng avec qui j'ai beaucoup progressé et qui m'a partagé son amour de l'informatique. Il a rendu le gravimètre plus flexible et automatique, ce qui nous a permis d'acquérir autant de donné et de multiplier les études.

J'ai beaucoup apprécié les discussions et les réunions de groupe IACI même si je n'y étais pas le plus actif, vous écouter chers collègues post-doctorant ou doctorant a été une source d'inspiration. Merci Mehdi, Satya, Marc-Antoine, Bess, Azer, Denis, Indranil, Nicolas, Jean-Marc, Konstantin, Thèo. J'ai d'abord été surpris, puis amusé de voir les difficultés que nous pouvions avoir à communiquer, parfois par manque d'expérience pour les présentations orales pour les plus nouveaux d'entre nous, mais surtout parce que nous attaquions ensemble des problèmes nouveaux, aux réponses mal connues. Merci à toi Rémy pour le dynamisme que tu apportes en réunions de groupe, ta curiosité intarissable et ton honnêteté intellectuelle resteront pour moi un exemple.

Merci à l'équipe Forca-G: Cyrille, Mathias, Alexis et Xavier pour toutes ces discussions scientifiques et scientificofarfeluosophiques. Alors elle est ou la masse? J'ai appris, j'ai ri et passé de très bons moments avec vous. Mon camarade de rédaction, Cyrille Solaro, avec qui j'ai réalisé coude à coude ce sprint marathonien qu'est la rédaction. Même si on a pas toujours le même sens de l'humour, on aura bien rit quand même et ça fait du bien lors des phases obscures de la rédaction.

Almaz, Romain, merci pour la fin de thèse et vos coups de mains pendant la rédaction. Grâce à vous, je quitte le gravimètre sereinement mais aussi impatient de voir votre futur condensat.

Une famille soudée ça aide beaucoup, surtout à traverser les moments difficiles. Merci à tous! Merci Maman, merci les frangines, Misstouflette et Ratichon, heureusement que vous étiez là n'empêche. Vous n'avez jamais vraiment compris ce que je faisais et pourtant, contrairement à moi, vous n'avez jamais doutés.

A mon amis Ben, Hugo, JF et ma Clarisse: les copains d'abord! Merci d'avoir toujours été là.

A toi mon ptit Papa,

Table des matières

Introduction générale **1**

0.1 L'accélération de la pesanteur 1

0.2 Courbure des trajectoires par l'accélération de la pesanteur 2

0.3 Plan du mémoire 4

1 L'interférométrie atomique pour la mesure de g **7**

1.1 Interféromètre à onde de matière 7

1.1.1 Transitions Raman à deux photons: $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ 8

1.1.2 Les impulsions $\pi/2$ et π: la séparatrice et le miroir 12

1.1.3 La différence de phase interférométrique 15

1.2 Mesure de g et sensibilité de l'interféromètre 16

1.2.1 Choix de la valeur de la rampe des fréquences Raman 16

1.2.2 Sensibilité de l'interféromètre aux variations de g 18

1.2.3 Fonction de sensibilité 20

1.3 Les variations temporelles de g 21

1.3.1 Les marées 22

1.3.2 Effet de la pression atmosphérique 25

1.3.3 Mouvement de l'axe de rotation de la Terre 27

1.4 Les effets systématiques 29

1.4.1 Les effets indépendants du signe de k_{eff} 31

1.4.2 Les effets dépendants du signe de k_{eff} 34

1.5 Technique de mesure et rejet des effets systématiques 40

1.5.1 La séquence de mesure 40

1.5.2 Bilan d'incertitude 41

2 Description du dispositif expérimental et aspect technique de la mesure de g **43**

2.1 Vue d'ensemble du dispositif expérimental 43

2.2 La séquence de mesure 44
2.2.1 Les fréquences optiques 44
2.2.2 La préparation du nuage atomique et conditions initiales des trajectoires 48
2.2.3 L'interféromètre 59
2.2.4 La mesure 61
2.3 Isolation de l'enceinte à vide et mesure des conditions environnementales 66
2.3.1 Isolation de l'enceinte à vide 66
2.3.2 Mesures des conditions environnementales et rejet des vibrations 67
2.4 Les améliorations apportées 69
2.4.1 Asservissement des puissances 69
2.4.2 Asservissement des facteurs de correction 69
2.4.3 Mesure et suivi du profil Doppler 70
2.4.4 Mesure du LS1 74

3 Symétrie d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder 77
3.1 Théorie sur les biais engendrés par l'asymétrie de l'interféromètre . . 77
3.2 Origine de l'asymétrie de l'interféromètre: les inhomogénéités de couplage 82
3.3 Protocole de la mesure différentielle 83
3.4 Effet de la sélection en vitesse Raman 83
3.5 Comparaison avec la simulation numérique 88
3.6 Influence de la vitesse initiale du nuage 88
3.7 Influence des paramètres de détection sur la pondération des classes de vitesse 91
3.8 Forcer l'asymétrie de la fonction de sensibilité de notre interféromètre 97
3.9 Effet de l'asymétrie de la distribution en vitesse initiale 97
3.10 Effet de la compensation sur la stabilité long terme 99
3.11 Conclusion 100

4 Comparaison entre le CAG et l'état de l'art des gravimètres 103
4.1 Comparaison entre gravimètres absolus: optique versus atomique . . . 103
4.1.1 Principe de fonctionnement du gravimètre optique 104
4.1.2 Comparaison internationale des gravimètres absolus 105
4.1.3 Autres comparaisons entre le CAG et les gravimètres absolus . 109
4.1.4 Comparaison des stabilités entre gravimètres absolus 109

4.2 Comparaison du CAG avec le gravimètre supraconducteur 111
4.2.1 Principe de fonctionnement du gravimètre supraconducteur . . 112
4.2.2 Synchronisation des signaux 113
4.2.3 Etalonnage du supraconducteur par un gravimètre atomique . 114
4.2.4 Étalonnage simultané du gravimètre supraconducteur par plusieurs gravimètres absolus 118
4.2.5 Correction des effets environnementaux 125
4.2.6 Suivi de la valeur de g sur le site de Trappes depuis 2009 . . . 126
4.3 Conclusion 127

Conclusion générale **131**

A Grandeurs utiles **135**

B Les articles publiés **137**

Introduction

La compréhension des forces gravitationnelles et la dynamique des objets massifs, sur Terre ou dans l'espace, a été un moteur puissant du développement de la physique moderne, depuis les travaux de Newton à ceux d'Einstein. Les forces gravitationnelles influencent considérablement notre environnement et nous ne pouvons pas nous en isoler. Les étudier revient à étudier la répartition et la dynamique des masses nous entourant, ce qui donne lieu notamment à des applications en géosciences (géophysique et géodésie), à la prospection et la surveillance des ressources naturelles [1].

Nous présenterons dans ce manuscrit l'étude d'un instrument qui permet de mesurer ces forces de façons locale et donc un point du champ gravitationnel. Toutefois, étant donné le niveau de sensibilité de cet instrument, nous ne pouvons pas considérer notre laboratoire comme un référentiel inertiel. Ainsi, pour rendre compte de la trajectoire des corps qui se propagent dans ce référentiel nous devons considérer les forces inertielles, liées à la rotation de la Terre, et parlerons alors de champ de pesanteur.

0.1 L'accélération de la pesanteur

Un corps en chute libre à proximité de la surface d'une planète est un corps dont l'accélération dépend uniquement du champ de pesanteur dans lequel il se meut. En chaque point de l'espace nous matérialisons ce champ par un vecteur $\vec{g}$ appelé accélération locale de la pesanteur. Elle est la somme de deux accélérations:

- La première $\vec{g}_{gravitation}$ est l'accélération résultant de la force de gravitation entre le corps en chute libre et la planète où il se trouve. Elle est orientée vers le centre de masse de la planète.
- La seconde $\vec{a}_{entrainement}$ est l'accélération d'entrainement, connue aussi sous le nom d'accélération centrifuge, produite par la rotation de la planète sur elle

même. Elle dépend de la distance de l'objet par rapport à l'axe de rotation de la planète. Elle est donc nulle aux pôles et maximale à l'équateur.

Nous exprimons l'accélération de la pesanteur ressentie par un objet à la surface d'une planète P comme la somme des deux accélérations dont l'expression simplifiée s'écrit comme:

$$\begin{aligned} \vec{g} &= \vec{g}_{gravitation} + \vec{a}_{entrainement} \\ &= \frac{\mathrm{G}M_p}{d_p^2} \cdot \vec{u}_{grav} + d_{axe}\Omega_p^2 \cdot \vec{u}_{\perp} \end{aligned} \tag{1}$$

G: la constante gravitationnelle
M_p: la masse de la planète
d_p: la distance entre les centres de masse de la planète et de l'objet
$\vec{\Omega}_p$: le vecteur de rotation de la planète
d_{axe}: la distance entre l'axe de rotation de la planète et l'objet
$\vec{u}_{grav}$ et $\vec{u}_{\perp}$: respectivement le vecteur unitaire de l'axe de l'attraction gravitationnelle, pointant vers le centre de masse de la planète et de l'axe perpendiculaire à l'axe de rotation de la planète allant de l'axe de rotation vers l'objet.

De part son orientation, l'accélération d'entrainement s'oppose à l'accélération gravitationnelle, ce qui tant à diminuer la valeur de g. Sur Terre, elle est en moyenne environ 300 fois plus faible que l'accélération issue de la force de gravitation.

0.2 Courbure des trajectoires par l'accélération de la pesanteur

En connaissant l'accélération subie par le corps à la surface de la planète et à partir du principe fondamental de la dynamique, nous pouvons exprimer son altitude au cours de sa chute et en fonction des paramètres initiaux tels que la vitesse v_0 et sa position initiale z_0:

$$z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0 t + z_0 \tag{2}$$

La trajectoire $z(t)$ est une parabole dont la courbure dépend uniquement de g. Nous avons tracé sur la figure 1 les trajectoires que suivrait un corps lancé avec la même vitesse ($v_0 = 20\mathrm{m/s}$) et altitude initiale (en négligeant les frottements) sur

des planètes comme Jupiter (en rouge), la Terre (en orange), Mars (en jaune), la Lune (en vert) et en un point de l'espace où l'attraction gravitationnelle serait nulle (en bleu). Plus la gravité est grande plus la courbure de la trajectoire est importante, l'altitude maximale atteinte par le corps est donc plus faible sur Jupiter où la gravité est plus importante que sur la Lune.

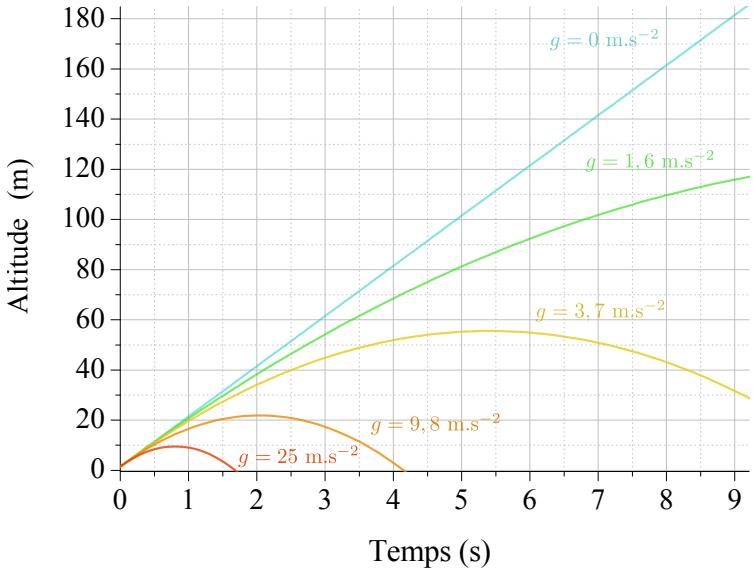


FIG. 1 – Courbure de la trajectoire d'un corps en chute libre lancé sur différents astres comme: Jupiter (en rouge), la Terre (en orange), Mars (en jaune), la Lune (en vert) et en un point de l'espace où la force gravitationnelle est négligeables.

Nous pouvons donc mesurer la valeur de g en mesurant la trajectoire d'un objet massif en chute libre. La technologie actuelle la plus répandue pour la mesure absolue de g est basée sur la mesure de la trajectoire d'un miroir en chute libre grâce à l'interférométrie optique [2, 3]. Toutefois, une mesure absolue n'est pas toujours nécessaire, particulièrement pour des études axées sur les variations de g, comme celles qui sont liées au mouvement des fluides dans les couches souterraines par exemple. Pour ces études il est courant d'utiliser des gravimètres relatifs. La technologie des gravimètres relatifs la plus utilisée est basée sur la mesure de la position d'une masse suspendue à un ressort, elle permet de produire des gravimètres compacts, transportables et robustes. Le lien entre la position de la masse et l'accélération

de la pesanteur dépend des propriétés mécaniques du ressort, du matériau utilisé, de la géométrie de la mesure, toutes sortes de paramètres qui ne sont pas connus précisément a priori. Il faut donc étalonner l'instrument. Une autre technologie de gravimètre relatif consiste à utiliser une masse supraconductrice pour remplacer le ressort par un champ magnétique [4]. ils sont moins facilement transportables que les gravimètres à ressort, mais sont capables de fournir les mesures de g les plus stables.

Avec notre gravimètre atomique, nous mesurons la trajectoire d'un nuage d'atomes de Rubidium 87 en chute libre dans une chambre à vide. Nous faisons donc une mesure absolue de g. La conception de notre gravimètre est inspirée de l'expérience présentée dans [5] basée sur l'expérience fondatrice d'interférométrie avec des atomes neutres de 1991 [6]. Cette technologie, encore jeune, fait l'objet de nombreuses études. Une liste des différents gravimètres atomiques et de leurs performances se trouve dans [7].

L'intérêt de travailler sous vide est double. Cela nous permet d'une part de limiter l'influence des forces autres que les forces inertielles, comme celle des frottements ou de la poussée d'Archimède et d'autre part de refroidir le nuage afin de mettre en avant les propriétés ondulatoires des atomes [8]. Pour mesurer la courbure de la trajectoire des atomes de Rubidium 87 en chute libre, nous réalisons un interféromètre à onde de matière à l'aide d'impulsions lasers [9, 10]. Le champ électrique des impulsions laser s'exprime de la manière suivante $E_i(\mathbf{r},t) = \boldsymbol{\epsilon_i} E_i^0 e^{i(\omega_i t - \boldsymbol{k_i}\mathbf{r} + \phi_i^0)} + c.c.$, sa phase dépend de la position $\mathbf{r}$ et dans notre cas de l'altitude. Nous utilisons cette onde, qui en première approximation est considérée comme une onde plane, pour produire une "règle" verticale dont les graduations correspondent aux plans équiphases de l'onde laser. Lors des trois impulsions laser de notre interféromètre, nous imprimons la phase laser sur la phase atomique. La phase atomique, porte alors une information sur l'altitude du nuage à chacune des impulsions laser. Nous extrayons cette information de la phase atomique grâce à la mesure de la différence de phase des deux chemins de notre interféromètre, qui, comme nous le verrons plus tard, donne accès la courbure de la trajectoire.

0.3 Plan du mémoire

Nous commencerons par expliquer du point de vue théorique comment obtenir un signal qui dépend de la valeur absolue de g à partir d'un interféromètre atomique. Nous présenterons ensuite les principales composantes du signal produit par cet

interféromètre. Nous finirons ce chapitre en expliquant les techniques de mesure utilisées pour décomposer ce signal en une somme de signaux connus, dans le but de séparer le signal de g des effets systématiques intrinsèques à notre gravimètre.

Le second chapitre abordera la mesure d'un point de vue plus technique. Ce sera l'occasion de présenter le dispositif expérimental dans son ensemble, mais surtout de pointer ses limites et de présenter les moyens que nous avons mis en œuvre pour les contourner.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de notre technique de rejet des effets systématiques. Nous détaillerons en particulier une étude sur l'influence des inhomogénéités du couplage entre les atomes et les faisceaux lasers, qui imposent des contraintes sur le contrôle des paramètres expérimentaux.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons les résultats des comparaisons entre le CAG et différentes technologies de gravimètre. Ce chapitre nous permettra de positionner les performances de notre gravimètre, en terme de stabilité et d'exactitude par rapport aux technologies à l'état de l'art.

Chapitre 1

L'interférométrie atomique pour la mesure de g

Ce chapitre est consacré à la description théorique des outils utilisés pour manipuler les atomes et mesurer une différence de phase $\delta\Phi_{int}$ interférométrique qui dépend du signal de g. Nous présenterons les différentes composantes de ce déphasage et les techniques de mesure qui nous permettent de les distinguer. Nous terminerons en récapitulant tous les biais qui ont été caractérisés et leurs incertitudes associées pour déterminer l'incertitude totale de la mesure absolue de g.

1.1 Interféromètre à onde de matière

Les atomes participant à notre interféromètre sont considérés comme des paquets d'ondes auxquels nous présentons deux trajectoires possibles. Après un certain temps de propagation dans le champ de pesanteur que l'on souhaite sonder, nous recombinons les ondes partielles pour les faire interférer et récupérer un signal qui dépend de la valeur absolue de g. Contrairement aux interféromètres optiques qui utilisent la matière (miroirs et lames séparatrices) pour manipuler l'onde lumineuse, en interférométrie atomique nous utilisons la lumière pour manipuler l'onde de matière. A cette différence notable près, l'analogie entre l'interférométrie atomique et optique est grande et nous l'utiliserons à multiples reprises dans cet exposé. Notre interféromètre atomique est comparable à un interféromètre de type Mach-Zehnder composé de deux lames séparatrices et deux miroirs que nous produisons avec une transition Raman à deux photons contra-propageants.

1.1.1 Transitions Raman à deux photons: $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$

Commençons par décrire la partie de la structure électronique du Rubidium 87 qui nous intéresse ici, à savoir les niveaux d'énergie $5^2S_{1/2}$ et $5^2P_{3/2}$, schématisée sur la partie gauche de la figure 1.1. Les flèches oranges et rouges représentent les fréquences des deux lasers utilisés pour la transition Raman à deux photons. Ces lasers couplent le sous niveau $F = 1$ au sous niveau $F = 2$ du niveau hyperfin $5^2S_{1/2}$, qui représentent respectivement l'état fondamental $|f\rangle$ et excité $|e\rangle$ de nos atomes. Nous pouvons voir sur cette figure que lors de la transition, l'atome passe par un niveau intermédiaire $|i\rangle$ qui est décalé d'une quantité d'énergie $\hbar\Delta$ par rapport au sous niveau $F' = 1$ du niveau $5^2P_{3/2}$. En pratique, nous ajustons les fréquences Raman pour que le désaccord Δ soit très grand (environ 1 GHz) devant la largeur naturelle Γ (environ 6 MHz) des niveaux supérieurs, afin d'éviter de les peupler pour limiter l'émission spontanée. L'évolution du système se ramène alors à celle d'un système à deux niveaux d'énergie. Comme le montre le schéma de droite de la figure 1.1, un atome qui part d'un état initial $|f\rangle$ avec une quantité de mouvement p, noté $|f, p\rangle$ est couplé par le champ Raman à l'état $|e, p + \hbar k_{eff}\rangle$, avec $\hbar k_{eff}$ ($k_{eff} = k_1 - k_2$) la quantité de mouvement des photons du champ Raman transmise à l'atome. Nous verrons que la configuration des faisceaux lasers nous permet aussi de coupler l'état $|f, p\rangle$ à l'état $|e, p - \hbar k_{eff}\rangle$. Les raisonnements étant analogues pour les deux transitions ($k_\uparrow$ et $k_\downarrow$), nous nous placerons dans le cas de la transition $k_\uparrow$ qui fournit une quantité de mouvement de $+\hbar k_{eff}$ aux atomes.

En pratique, pour réaliser la transition à deux photons contra-propageants, nous superposons deux faisceaux Raman R_1 et R_2 en polarisations croisées sur le banc optique et les envoyons dans la chambre à vide par une unique fibre optique à maintien de polarisation. L'intérêt de n'avoir qu'une seule fibre pour les Raman est d'obtenir des déphasages accumulés lors du passage dans la fibre presque identiques pour R_1 et R_2. Les deux faisceaux R_1 et R_2 traversent une lame quart d'onde, ils entrent dans la chambre à vide avec deux polarisations circulaires $\sigma^+_{R_1}$ et $\sigma^-_{R_2}$. Ils passent une première fois au travers du nuage atomique, puis traversent une seconde lame à retard $\lambda/4$. Ils sont ensuite rétro-réfléchis sur le miroir de référence et repassent par la seconde lame $\lambda/4$. Les deux faisceaux Raman réfléchis que nous notons R'_1 et R'_2 ont donc aussi des polarisations circulaires, mais de signes opposées aux faisceaux R_1 et R_2 (fig. 1.2). Les faisceaux rétro-réfléchis arrivent sur le nuage atomique permettant de produire une transition Raman à deux photons contra-

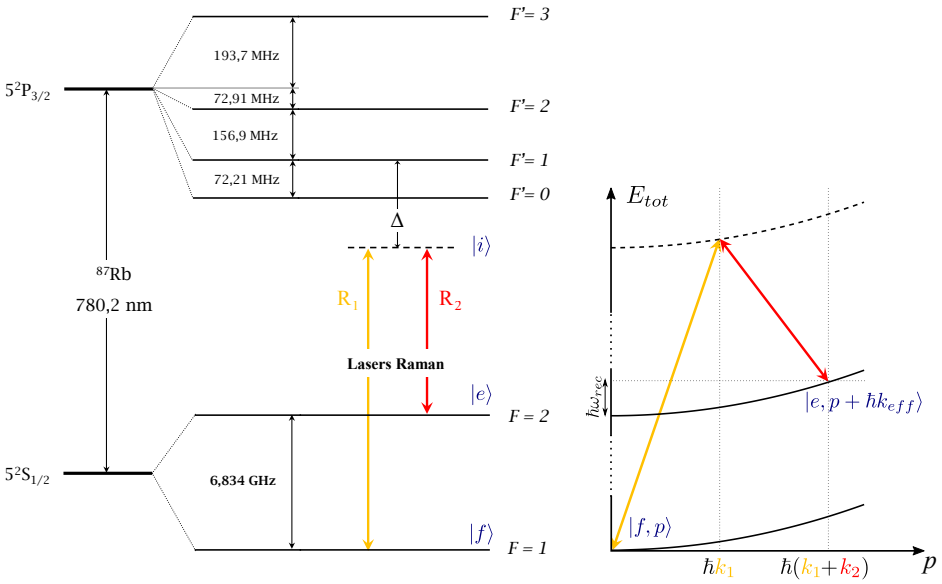


FIG. 1.1 – Structure électronique du Rubidium 87 et diagramme énergie impulsion. Les flèches oranges et rouges symbolisent les fréquences des lasers Raman.

propageants. Ils sont enfin réinjectés dans la fibre Raman dont le diamètre du cœur est d'environ 5 μm pour une focale du collimateur Raman de 140 mm [11]. Nous garantissons ainsi un alignement des faisceaux incidents et réfléchis avec une angle inférieur à 20 μrad, tant que nous maintenons le signal de rétro-injection proche de son maximum, les biais d'alignement sont alors inférieurs au μGal *.

Lors d'une impulsion Raman, les atomes se trouvent en présence de 4 faisceaux: R_1 et R_2, R'_1 et R'_2 (fig. 1.2). Plusieurs transitions à deux photons sont alors possibles: deux transitions contra-propageantes avec la paire de photons $[\sigma^+_{R_1};\sigma^+_{R'_2}]$ pour la transition $k_\downarrow$et la paire $[\sigma^-_{R'_1};\sigma^-_{R_2}]$ pour la transition $k_\uparrow$, mais aussi deux transitions co-propageantes utilisant les paires de photons $[\sigma^+_{R_1};\sigma^-_{R_2}]$ et $[\sigma^-_{R'_1};\sigma^+_{R'_2}]$.

Nous montrerons dans la suite que la phase de l'interféromètre est proportionnelle à l'amplitude du vecteur d'onde Raman effectif k_{eff}. La sensibilité inertielle est quasiment nulle avec des transitions co-propageantes, pour lesquels l'amplitude du vecteur d'onde effectif $k_{eff} = k_1 - k_2$ est 5 ordres de grandeur plus faible que dans le cas contra-propageant où $k_{eff} = k_1 + k_2$, il est donc avantageux d'utiliser ce type de transition pour mener l'interféromètre.

*. μGal $= 10^{-8} m/s^2$

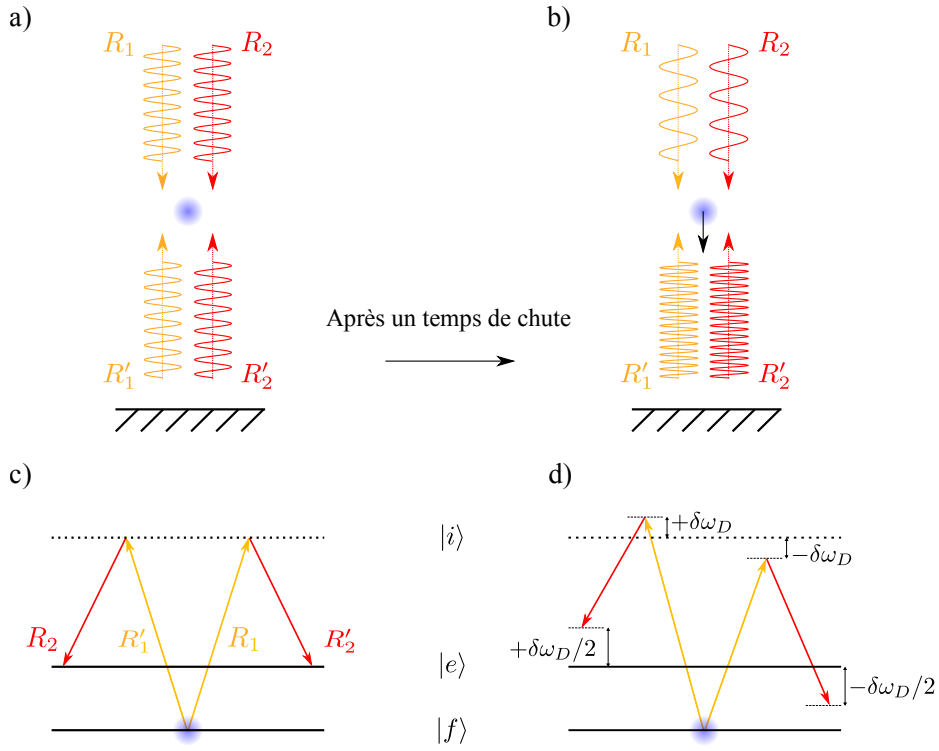


FIG. 1.2 – Représentation des faisceaux Raman et niveaux d'énergies des atomes. A gauche pour des atomes au repos, à droite avec des atomes en chute libre. (a) et (c) les atomes perçoivent des fréquences incidentes R_i et réfléchies R'_i identiques. (b) et (d) les atomes perçoivent des fréquences incidentes R_i et réfléchies R'_i différentes à cause de l'effet Doppler.

A cette transition est associée une pulsation de Rabi effective Ω_{eff} définie par:

$$\Omega_{eff} \propto \frac{\Omega_{f1}\Omega^*_{e2}}{2\Delta} \tag{1.1}$$

où Ω_{ij} est la fréquence de Rabi entre les états $|i\rangle$ et $|j\rangle$ ($j = f$ ou e) couplés par le champ k (k =1 ou 2).

$$\Omega_{jk} = -2\frac{\langle i|\mathbf{D}.\mathbf{E}^{\mathbf{0}}_{\mathbf{k}}|j\rangle}{\hbar} \tag{1.2}$$

Nous notons Ω_R la pulsation de Rabi généralisée qui est la fréquence de Rabi en présence d'un désaccord $\delta\omega$ entre la fréquence effective du champ laser ω_{eff} et celle de la transition atomique ω_{HFS}.

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega^2_{eff} + \delta\omega^2} \tag{1.3}$$

Nous distinguerons deux causes responsables d'un désaccord $\delta\omega$:

1. $\delta\omega_{HFS}$: l'effet Zeeman et/ou les déplacements lumineux peuvent modifier l'écart relatif entre les niveaux d'énergie de la structure fine

$$\delta\omega_{HFS} = \omega_{HFS} - \omega^0_{HFS} \tag{1.4}$$

Avec ω^0_{HFS}, la pulsation entre les deux sous niveaux hyperfins du niveau $5^2S_{1/2}$ d'un atome de Rubidium 87 dans le vide et ω_{HFS} la pulsation modifiée par la présence d'un champ électrique et/ou magnétique.

2. $\delta\omega_D$: l'effet Doppler modifie la fréquence perçue par l'atome. Nous avons représenté, sur le schéma (b) de la figure 1.2, les fréquences laser perçues par les atomes après un temps de chute.

$$\delta\omega_D = \frac{\boldsymbol{p.k_{eff}}}{m} \tag{1.5}$$

Avec **p** et m respectivement la quantité de mouvement et la masse de l'atome.

Le désaccord total est la somme de ces deux désaccords, $\delta\omega = \delta\omega_{LS} + \delta\omega_D$

Pour respecter la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie de l'atome qui passe de l'état $|f, p\rangle$ vers $|e, p+\hbar k_{eff}\rangle$, nous devons respecter la condition de résonance:

$$\hbar\omega_f + \frac{\boldsymbol{p}^2}{2m} + \hbar(\omega_1 - \omega_2) = \hbar\omega_e + \frac{\left(\boldsymbol{p} + \hbar\boldsymbol{k_{eff}}\right)^2}{2m} \tag{1.6}$$

De cette conservation d'énergie nous extrayons une condition sur la pulsation ω_{eff} à envoyer à l'atome pour réaliser la transition de l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$:

$$\omega_{eff} = \omega^0_{HFS} + \omega_{rec} + \delta\omega_{HFS} + \delta\omega_D \tag{1.7}$$

La pulsation de recul ω_{rec} est égale à $\frac{\hbar^2 k^2_{eff}}{2m}$, elle vient de la quantité de mouvement des photons transférée à l'atome lors de la transition.

La différence de phase effective ϕ_{eff} imprimée sur la phase atomique correspond à la différence de phase des deux faisceaux Raman, nous l'exprimons de la manière suivante:

$$\begin{aligned} \phi_{eff} &= \phi_{R_1} - \phi_{R_2} \\ &= (k_1 - k_2)z - (\omega_1 - \omega_2)t + \phi^0_1 - \phi^0_2 \\ &= k_{eff}z - \omega_{eff}t + \phi^0_{eff} \end{aligned} \tag{1.8}$$

Avec ω_i, k_i et ϕ^0_i respectivement la pulsation, le vecteur d'onde et la phase initiale du Raman R_i.

Pour résumer, après une impulsion Raman, l'atome change de niveau d'énergie interne et externe, sa quantité de mouvement est modifiée d'une quantité $\hbar k_{eff}$ et sur sa phase est imprimée la phase Raman ϕ_{eff}.

1.1.2 Les impulsions $\pi/2$ et π: la séparatrice et le miroir

Nous allons à présent identifier les différents paramètres utiles pour contrôler la transition et donc la diffraction de l'onde atomique dans le but de reproduire l'équivalent du miroir et de la lame séparatrice en interférométrie optique.

Prenons un atome dans l'état fondamental à t_0, représenté par la fonction d'onde $|\psi(t_0)\rangle = |f, p\rangle$. Envoyons ensuite sur cet atome une impulsion Raman résonante, de durée τ pour le transférer vers l'état $|e,\ p + \hbar k_{eff}\rangle$. Nous pouvons décrire l'état de l'atome après l'impulsion Raman, par une fonction d'onde qui est une combinaison linéaire des différents états atomiques couplés par le champ Raman. Nous écrirons cette fonction d'onde de la manière suivante:

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = C_f|f, p\rangle + C_e|e, p + \hbar k_{eff}\rangle \tag{1.9}$$

C_f et C_e sont respectivement les amplitudes de probabilité de trouver l'atome dans l'état $|f, p\rangle$ et dans l'état $|e, p + \hbar k_{eff}\rangle$.

Nous pouvons alors, à partir des amplitudes de probabilité, définir la probabilité P de transition pour que l'atome passe de l'état fondamental $|f\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$ de la manière suivante:

$$P = \frac{|C_e|^2}{|C_f|^2 + |C_e|^2} \tag{1.10}$$

Pour calculer les valeurs des coefficients C_f et C_e selon les différents paramètres du champ laser, nous utilisons la matrice de transfert M d'une impulsion Raman (éq.1.11).

$$\begin{pmatrix} C_f(t_0 + \tau) \\ C_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = M(t_0, \phi, \Omega_{eff}, \tau) \begin{pmatrix} C_f(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

Le calcul menant à la matrice de transfert est détaillé dans [12], il se fait en résolvant l'équation de Schrödinger avec l'hamiltonien du système qui est la somme d'un hamiltonien atomique $H_A = p^2/2M + \hbar|f\rangle\langle f| + \hbar|e\rangle\langle e| + \hbar|i\rangle\langle i|$ que l'on ramène à un hamiltonien d'un système à deux niveaux et de l'hamiltonien des interactions entre le champ laser et les atomes $H_{int} = D.(E_1 + E_2)$, où D est l'opérateur du moment dipolaire. Dans le cas particulier où l'écart en énergie des sous niveaux hyperfins n'est

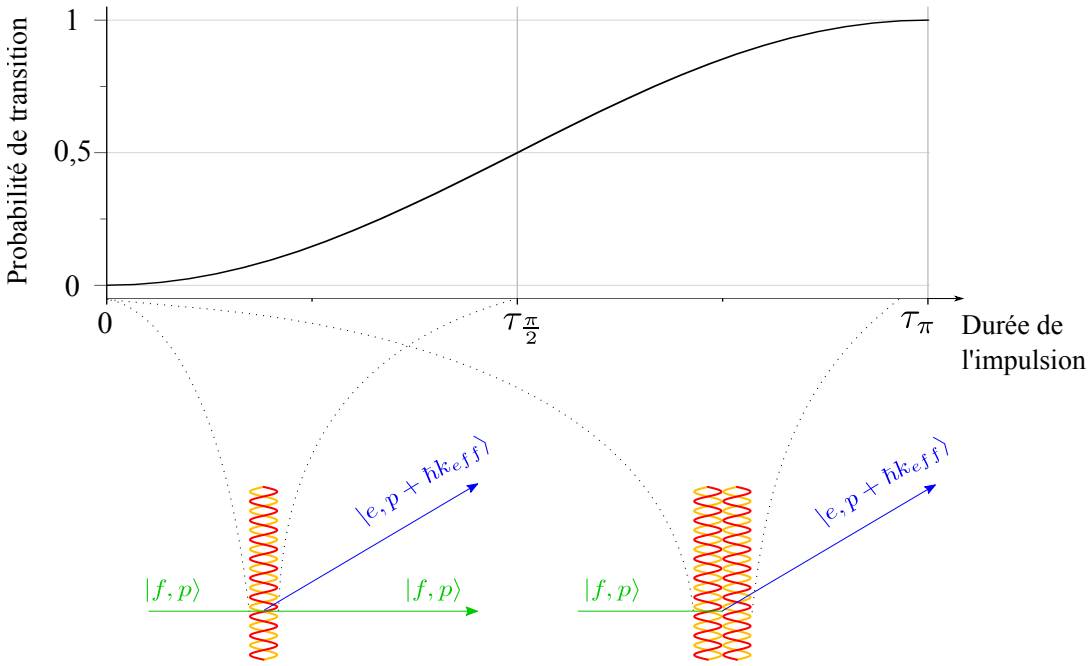


FIG. 1.3 – Probabilités de transition et trajectoire de l'atome selon la durée de l'impulsion Raman. Cas de l'impulsion $\pi/2$ (à gauche) et de l'impulsion π (à droite).

pas modifié par la présence du champ laser (on néglige les déplacements lumineux) et que ce champ est résonant avec la transition atomique, la matrice de transfert s'exprime de la manière suivante:

$$M(t_0, \phi_{eff}, \Omega_{eff}, \tau) =$$

$$\begin{pmatrix} \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f \tau} & -ie^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi_{eff})} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f \tau} \\ -ie^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi_{eff})} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e \tau} & \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e \tau} \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

La matrice de transfert nous permet de calculer l'évolution de la probabilité de transition au cours de l'impulsion laser. Nous avons tracé sur la figure 1.3 l'évolution de cette probabilité de transition en fonction de la durée τ. Cette probabilité oscille au cours du temps, avec une fréquence égale à la fréquence de Rabi.

Si nous choisissons pour τ, la valeur pour laquelle $\Omega_R \tau = \pi$, le faisceaux atomique se trouvera dans la situation représentée par le schéma de droite de la figure 1.3. Cette durée d'impulsion permet de "diffracter" l'intégralité de l'onde atomique. Cette impulsion, que nous appelons impulsion π, est l'équivalent du miroir en inter-

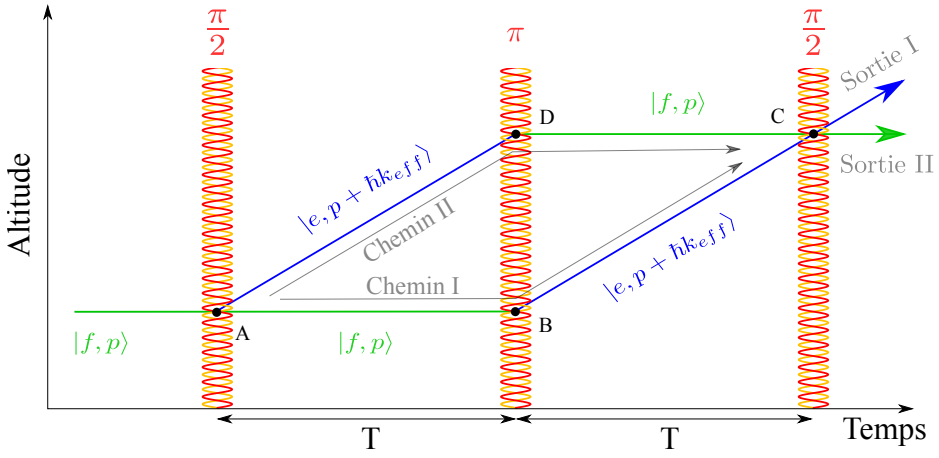


FIG. 1.4 – Schéma d'un interféromètre atomique $\pi/2 - \pi - \pi/2$ de type Mach-Zehnder dans un référentiel en chute libre. Les atomes entre en l'état $|f\rangle$ avec une impulsion p, en A le paquet d'onde est diffracté par une première impulsion $\pi/2$, les atomes empruntent alors deux chemins I et II, ils sont redirigés l'un vers l'autre avec l'impulsion π intervenant après un temps T puis les deux chemins sont mélangés à la dernière impulsion $\pi/2$ après encore un temps T avant de sortir dans l'une des deux sorties de l'interféromètre.

férométrie optique. En passant de l'état $|f, p\rangle$ à l'état $|e, p+\hbar k_{eff}\rangle$, l'onde atomique est déviée dans la direction de k_{eff}. Le schéma de gauche correspond à la situation où $\Omega_R \tau = \pi/2$, ce qui est équivalent à une durée d'impulsion deux fois plus courte que l'impulsion π. Pour cette durée d'impulsion, la probabilité de transition est de 0,5. La fonction d'onde associée à l'état atomique après l'impulsion s'écrit alors: $|\psi(t_0 + \tau_{\pi/2})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|f, p\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|e, p + \hbar k_{eff}\rangle$. Après une telle impulsion, la moitié de l'onde atomique est diffractée et l'autre moitié reste sur sa trajectoire initiale. Nous obtenons l'équivalent d'une lame séparatrice 50/50 en optique.

Pour résumer, selon la durée de l'impulsion nous pouvons reproduire l'équivalent de la séparatrice et du miroir en optique en réalisant respectivement des transitions Raman $\pi/2$ et π. Nous avons donc les outils élémentaires pour construire un interféromètre de type Mach-Zehnder comme celui schématisé dans la figure 1.4.

1.1.3 La différence de phase interférométrique

Nous allons maintenant expliquer comment la phase atomique est modifiée par les impulsions Raman. Pour cela, nous distinguerons les différents cas possibles selon l'état initial du paquet d'onde. Les termes non diagonaux de la matrice de transfert permettent de déterminer le déphasage de la fonction d'onde atomique lors du changement d'état $|f,p\rangle \rightarrow |e,p+\hbar k_{eff}\rangle$ ou du changement inverse $|e,p+\hbar k_{eff}\rangle \rightarrow |f,p\rangle$. Notons que ce sont les seuls termes de la matrice qui dépendent de la phase laser ϕ_{eff} et que le signe de ϕ_{eff} change si l'on effectue la transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$ ou $|e\rangle \rightarrow |f\rangle$. Ainsi, lors de l'impulsion $\pi/2$, le sous paquet d'onde diffracté voit sa phase modifiée d'une quantité ϕ_i, tandis que le sous paquet d'onde non diffracté ne subit pas de variation de phase dépendant de la phase Raman.

Comparons la somme des déphasages accumulés sur chacun des chemins de l'interféromètre. Si nous regardons la sortie I de l'interféromètre (fig. 1.4), l'onde qui est passée par le chemin I n'a fait qu'un seul changement d'état. Au point B elle est passée de l'état fondamental à l'état excité. Alors que l'onde qui est passée par le chemin II, pour arriver en sortie I, a changée d'état trois fois (au point A, C et D): deux fois de l'état fondamental vers l'excité et une fois dans l'autre sens. La phase Raman accumulée Φ_i sur chacun des chemins s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \Phi_I &= \phi_B \\ \Phi_{II} &= \phi_A - \phi_D + \phi_C \end{aligned} \tag{1.13}$$

Avec toujours $\phi_i = k_{eff} z(t_i) - \omega_i t_i + \phi_i^0$. Pour rester résonant avec les atomes malgré le décalage Doppler induit par leur accélération durant l'interféromètre, nous devons appliquer une rampe α (environ 25 MHz/s) sur la fréquence des Raman. En supposant que ϕ_i^0 est constante, nous pouvons écrire la différence de phase $\Delta\Phi$ en sortie I [†] entre les deux chemins:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \phi_A - \phi_D + \phi_C - \phi_B \\ &= (k_{eff} g - \alpha) T^2 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Pour calculer la probabilité de transition en sortie d'interféromètre, nous utilisons la matrice de transfert de l'interféromètre. Cette matrice est égale au produit des matrices correspondant à l'évolution pendant la séquence interférométrique (3 interactions avec les impulsions laser et 2 phases d'évolution libre). Pour calculer la

†. Nous trouvons le même résultat en regardant la sortie II.

matrice associée à l'évolution libre M_{el} des atomes entre deux impulsions Raman, nous partons de l'équation 1.12 qui se simplifie en utilisant une fréquence de Rabi effective Ω_{eff} nulle puisque la puissance laser est nulle sur cette période, nous obtenons:

$$M_{el}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

En plaçant l'origine du temps au milieu de l'impulsion π, nous pouvons écrire la matrice total M_{tot} de l'interféromètre sous la forme suivante:

$$M_{tot} = M(T+\tau, \phi_3, \Omega_{eff}, \tau) M_{el}(T) M(-\tau, \phi_2, \Omega_{eff}, 2\tau) M_{el}(T) M(-T-2\tau, \phi_1, \Omega_{eff}, \tau) \tag{1.16}$$

Cette matrice nous permet de calculer la probabilité de transition P en sortie d'interféromètre (éq. 1.17) pour un atome partant d'un état initial $|f, p\rangle$. Nous trouvons que cette probabilité de transition varie comme le cosinus de la différence de phase entre les deux chemins de l'interféromètre (éq. 1.14)

$$\begin{aligned} P =& \frac{1}{2}(1 - \cos(\Delta\Phi)) \\ =& \frac{1}{2}(1 - \cos((k_{eff} g - \alpha) T^2)) \end{aligned} \tag{1.17}$$

Cette équation montre le lien entre g et la grandeur que nous pouvons mesurer: la probabilité de transition en sortie d'interféromètre. La probabilité de transition ne dépend pas uniquement de g, mais aussi de paramètres comme la durée de l'interféromètre T (au carré), du vecteur d'onde Raman k_{eff} et de la rampe de fréquence α. L'équation 1.17 nous montre qu'il n'existe qu'une seule valeur de α qui annule le déphasage interférométrique quelque soit la durée T. Cette valeur particulière, que nous noterons α_0, est la valeur de rampe qui compense exactement le décalage Doppler induit par l'accélération g. Connaissant α_0, nous pouvons enfin déterminer une valeur de g:

$$g = \frac{\alpha_0}{k_{eff}} \tag{1.18}$$

1.2 Mesure de g et sensibilité de l'interféromètre

1.2.1 Choix de la valeur de la rampe des fréquences Raman

En pratique, pour déterminer une première valeur approchée de α_0, nous mesurons des franges d'interférences avec une durée T en balayant la rampe α. Puis nous

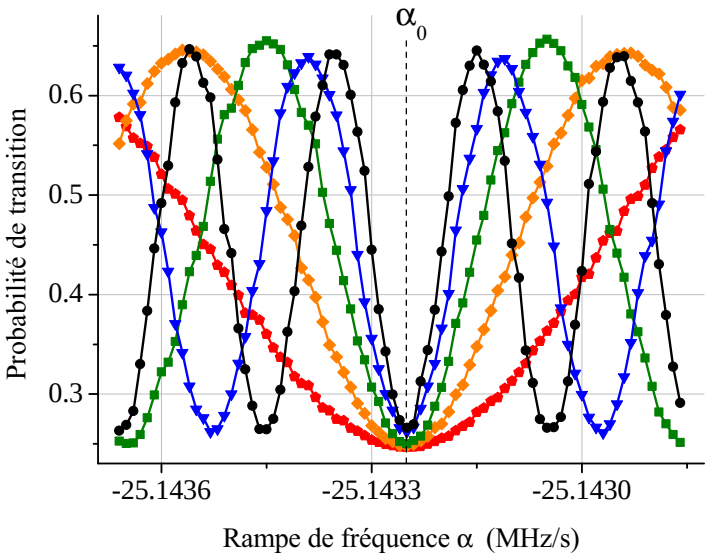


FIG. 1.5 – Figure d'interférence en sortie d'interféromètre pour différentes durées d'interféromètre: $T = 30$ ms (pentagones rouges), $T = 40$ ms (losanges oranges), $T = 50$ ms (carrés verts), $T = 60$ ms (triangles bleus) et $T = 70$ ms (carrés noirs). α_0 localise la frange sombre de l'interféromètre.

répétons la mesure en changeant la valeur de T, ce qui change la période des franges d'interférences. Nous avons tracé sur la figure 1.5 le résultat de cette expérience pour des durées T allant de 30 ms (en rouge) à 70 ms (en noir) par pas de 10 ms. Nous observons ici nettement la frange "sombre" de notre interféromètre ($P = 0$ quelque soit T), qui est centrée sur $\alpha_0 \approx 25,14325$ MHz/s, ce qui correspond en terme d'accélération à environ 9,808999 m/s^2.

Contrairement au cas idéal décrit par l'équation 1.17, nous voyons sur les mesures (fig. 1.5) que le contraste des franges d'interférences n'est pas égal à 1 et que la valeur de P à mi-frange n'est pas exactement 0,5. Nous réécrirons alors l'équation 1.17 pour tenir compte de cette réduction du contraste et d'un éventuel décalage A de la probabilité de manière à être plus proche de la mesure:

$$P = A - \frac{1}{2} C \cos((k_{eff} g - \alpha) T^2)) \tag{1.19}$$

La pente dP/dg correspond à la variation de la probabilité dP qui sera observée si la gravité varie de dg, et traduit la sensibilité de la mesure de l'interféromètre. Ainsi, pour suivre les variations de g au cours du temps, nous ne mesurons pas les variations de la probabilité avec une rampe exactement égale à α_0, ce qui nous

placerait en bas de frange, là où dP/dg est nulle. Nous appliquons un saut sur la phase Raman de $\pi/2$ pour se trouver à mi-frange là où la pente est maximale.

Pour s'affranchir des variations de C et de A, qui pourraient être interprétées comme des variations de g, nous faisons nos mesures à mi-frange en alternant le saut sur la phase Raman de $\pm\pi/2$ [13]. Ce qui revient à mesurer la probabilité de transition un coup à droite, puis un coup à gauche de la frange sombre. Si la valeur de g varie, nous mesurerons ainsi une probabilité de transition différente à droite et à gauche. Dans ce cas, nous changerons la valeur de la rampe utilisée pour que la différence des deux probabilités (droite et gauche) de transition soit de nouveau nulle.

1.2.2 Sensibilité de l'interféromètre aux variations de g

Comme nous l'avons expliqué plus haut, la sensibilité S de notre gravimètre est définie par la pente dP/dg qui dépend du contraste, du vecteur d'onde Raman et du carré de la durée de l'interféromètre [14]. A mi-frange nous avons:

$$S \propto C k_{eff} T^2 \tag{1.20}$$

Nous avons alors trois paramètres sur lesquels jouer pour augmenter notre sensibilité aux variations de g: le contraste, la durée de l'interféromètre et le vecteur d'onde Raman.

– Le **contraste** C dépend du rapport entre le nombre d'atomes ayant participé à l'interféromètre et le nombre d'atomes total détecté. Comme en interférométrie optique, où la perte de contraste est le résultat des imperfections des optiques utilisées pour réaliser l'interféromètre, notre perte de contraste est la conséquence de l'imperfection de nos impulsions Raman. Ces imperfections de transfert des impulsions Raman entraînent la présence d'atomes n'ayant pas (pleinement) participé à l'interféromètre dans la détection. Pour optimiser le contraste il faut par exemple limiter au maximum les inhomogénéités de couplage Raman. Pour cela, nous pouvons par exemple diminuer la température du nuage afin de réduire la largeur de sa distribution de vitesse et donc aussi son étalement au cours de la chute. La largeur de la distribution implique que chaque classe de vitesse a un effet Doppler différent, donc oscille avec des fréquences de Rabi différentes. En réduisant cette largeur, nous améliorons l'homogénéité du couplage. Limiter l'étalement spatial du nuage permet de limiter les déplacements du nuage dans un faisceaux Raman dont l'intensité suit une distribution spatiale de type gaussienne.

Certaines études actuelles portent sur le développent d'impulsions Raman en cavité [15] pour améliorer le contrôle du couplage.

- La **durée de l'interféromètre** T est a priori le paramètre le plus intéressant pour accroître la sensibilité, puisqu'elle augmente en T^2. Cependant, la durée T de l'interféromètre est limitée par la taille de l'enceinte à vide utilisée pour l'expérience. Certaines équipes développent des projets ambitieux avec des enceintes à vide de 10 m [16, 17]. Une astuce couramment utilisée pour augmenter T, consiste à ne pas lâcher les atomes après leur refroidissement, mais à les lancer vers le haut pour doubler le temps de chute libre. Une autre limite sur l'augmentation de T vient de l'expansion spatiale du nuage à cause de sa température non nulle. Cette limite peut être repoussée en diminuant la température et/ou en utilisant la technique du Delta Kick Cooling [18] qui consiste, après un temps de vol des atomes, à appliquer une impulsion d'un potentiel de piégeage de manière de limiter l'expansion des atomes les plus rapides. Cette impulsion de potentiel a l'effet d'une lentille convergente, permettant de collimater le faisceaux atomique. Une méthode originale pour augmenter la durée T a été démontrée dans [19,20], le principe est d'ouvrir un interféromètre, puis de régulièrement transférer de la quantité de mouvement aux atomes avec des oscillations de Bloch pour les faire "rebondir" jusqu'à refermer l'interféromètre. La limite de cette technique vient de la décohérence induite par les inhomogénéités de couplage et de déplacements lumineux entre les atomes et l'onde stationnaire utilisée pour les oscillations de Bloch.
- La **norme du vecteur d'onde k_{eff}** est un autre paramètre accessible pour augmenter la sensibilité. L'intérêt d'augmenter la norme de k_{eff} est que l'on augmente la sensibilité sans augmenter le temps de cycle. De nombreuses techniques sont en voie de développement ou en cours d'optimisation pour augmenter l'angle de diffraction, comme la double diffraction [21,22] ou le multiple $\hbar k$ [23, 24].

L'optimisation des trois paramètres: C, T et k_{eff}, permet d'augmenter le signal et donc le rapport signal à bruit. L'objectif de cette thèse, n'est pas tant de travailler pour augmenter l'amplitude du signal, mais plutôt de contrôler et de réduire celle du bruit.

1.2.3 Fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité est la fonction de transfert de l'instrument vis-à-vis des fluctuations de la phase des faisceaux Raman. C'est un outil initialement introduit dans le contexte des horloges atomiques [25] et qui se transpose facilement au cas d'autres types d'interféromètres, et notamment au cas du gravimètre [26]. Elle nous permet de calculer l'impact des variations de phase et de fréquence, qu'elles soient aléatoires ou déterministes.

Son expression s'obtient en calculant la limite du rapport entre une variation de la probabilité de transition δP sur une variation de la phase des lasers $\delta\Phi$ tendant vers 0:

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\Phi \to 0} \frac{\delta P(\delta\Phi, t)}{\delta\Phi} \tag{1.21}$$

Elle a été mesurée pour un interféromètre de type Mach-Zehnder dans [27]. Les auteurs de cet article mesurent la probabilité de transition en appliquant un saut de phase laser $\delta\Phi$ (environ 100 mrad). En changeant la date du saut de phase, ils retracent ainsi l'évolution de la fonction de sensibilité au cours de l'interféromètre et retrouvent le résultat prédit par le calcul.

$g_s(t)$ est une fonction impaire, dont l'expression dans la partie des temps supérieurs à 0 (nous plaçons l'origine des temps au centre de l'impulsion π) est donnée par:

$$g_{\mathrm{s}}(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & \text{pour } 0 < t < \tau \\ 1 & \text{pour } \tau < t < T + \tau \\ -\sin(\Omega_R (T - t)) & \text{pour } T + \tau < t < T + 2\tau \end{cases} \tag{1.22}$$

La figure 1.6 représente l'évolution de la fonction de sensibilité au cours du temps. Pour des variations temporelles de la phase des lasers Raman pendant l'interféromètre, données par $\delta\phi(t)$, on obtient alors une variation de la phase de l'interféromètre donnée par:

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_{\mathrm{s}}(t) \frac{\mathrm{d}(\delta\phi(t))}{\mathrm{d}t} \mathrm{d}t \tag{1.23}$$

L'utilisation de l'impulsion π au milieu de l'interféromètre est responsable de l'imparité de la fonction $g_s(t)$: c'est ce qui fait de notre interféromètre un gravimètre et pas une horloge. En effet, un décalage de fréquence constant au cours de l'interféromètre ne contribuera pas ici à la différence de phase en sortie d'interféromètre, contrairement à ce qui se produit pour une horloge. Alors qu'un décalage de fréquence variant linéairement, c'est le cas pour le décalage Doppler en présence d'une accélération constante, donne une contribution non nulle au déphasage de l'interféromètre. Cependant, et nous le verrons plus en détail au chapitre 3, l'indépendance

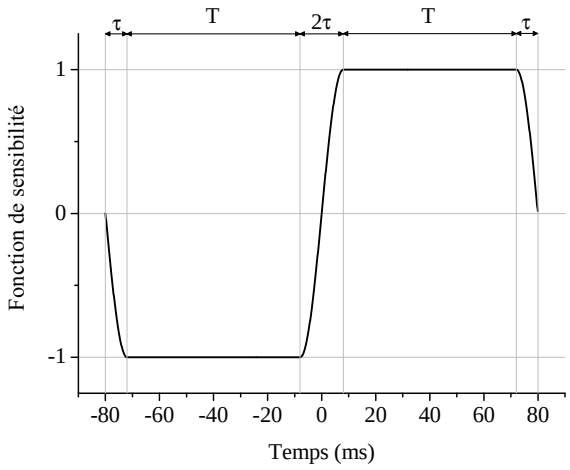


FIG. 1.6 – Fonction de sensibilité de l'interféromètre $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$, pour $T = 64$ ms et une durée d'impulsion $\tau = 8$ ms (la durée d'impulsion est augmentée d'environ deux ordres de grandeur pour la figure).

de notre interféromètre aux décalages constants n'est vraie que dans le cas idéal où la fonction $g_s(t)$ est parfaitement symétrique, ce qui nécessite que les couplages soient identiques à chaque impulsions Raman. Dans ce cas, nous vérifions bien la condition suivante:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_{\mathrm{s}}(t)\mathrm{d}t = 0 \tag{1.24}$$

Nous verrons au chapitre 3 les causes et les conséquences d'une asymétrie de $g_s(t)$ et proposerons une solution pour limiter son impact sur la mesure de g.

1.3 Les variations temporelles de g

La valeur locale de l'accélération de la pesanteur présente des fluctuations temporelles certes faibles ($\approx 10^{-7}$ en valeur relative), mais faciles à résoudre avec des gravimètres à l'état de l'art, atomiques ou non, relatifs ou absolus. Ces variations temporelles de g, représentent le signal utile pour les géophysiciens ou pour des expériences de mesures de précision qui dépendent de g comme la balance du watt, mais peuvent être considérées comme du bruit, dès lors qu'elles ne sont pas bien comprises, dans le cadre de nos études métrologiques pour l'évaluation des biais liés aux effets systématiques.

1.3.1 Les marées

La principale composante des variations temporelles de g sont les marées. A notre niveau de stabilité long terme, ce phénomène est autrement plus complexe que le simple va et vient quotidien de la mer sur le littoral. A un certain niveau d'exactitude ($\approx$ 0,1 μGal), elles deviennent difficiles à modéliser et représentent alors pour nous une des limites de la stabilité de notre mesure aux temps longs.

Le phénomène des marées à la surface de la Terre est le résultat de forces gravitationnelles et d'inerties des systèmes Terre-Lune, Terre-Soleil et dans une moindre mesure des systèmes entre la Terre et tous les autres corps massifs environnants. Nous pouvons distinguer trois types de marées:

- les marées atmosphériques
- les marées océaniques
- les marées terrestres

Cette distinction vient du fait que l'effet des forces mises en jeux dépend de l'élasticité des milieux sur lesquels elles s'appliquent. Pour illustrer l'effet de ces forces, nous avons représenté sur la figure 1.7 la déformation qu'elles induisent sur la surface océanique d'une Terre purement océanique. Le schéma (a) représente l'effet de la force d'attraction gravitationnelle de la lune et le schéma (b) l'effet de la force d'entraînement du système Terre-Lune.

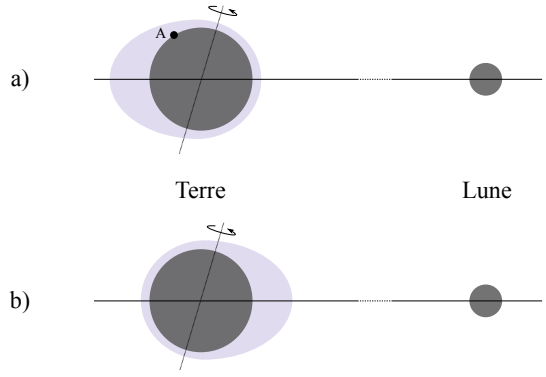


FIG. 1.7 – a) Effet de la force d'inertie d'entraînement issue du système Terre-Lune sur la répartition de l'eau à la surface de la Terre dans le cas d'une Terre purement océanique. b) Effet de la force gravitationnelle exercée par la Lune sur les eaux à la surface de la Terre, les eaux de la Terre "tombent" dans le potentiel gravitationnel de la lune.

Pour simplifier la représentation nous n'avons représenté que la surface océanique, mais le raisonnement est similaire pour les marées terrestres et atmosphériques. Pour le système Terre-Lune, ces deux forces déplacent les masses gazeuses, liquides et solides au cours du temps en formant deux renflements alignés de part et d'autre de la Terre selon l'axe Terre Lune. Le déplacement de ces masses dépend de la topographie du lieux où l'on se trouve. Par exemple, les masses d'air sont ralenties par les montagnes et les masses d'eau sont arrêtées par les côtes. Nous enregistrerons donc un signal des marrées différent si nous sommes au bord de la mer, dans les terres ou en montagne. A titre d'exemple, la déformation de la croute terrestre selon la verticale est de l'ordre de 20 cm, avec un gradient vertical de g d'environ 300 μGal/m cela correspond à des variations de 60 μGal. Cette déformation de la croute peut même dans certain cas être la cause du déclenchement de séismes [28].

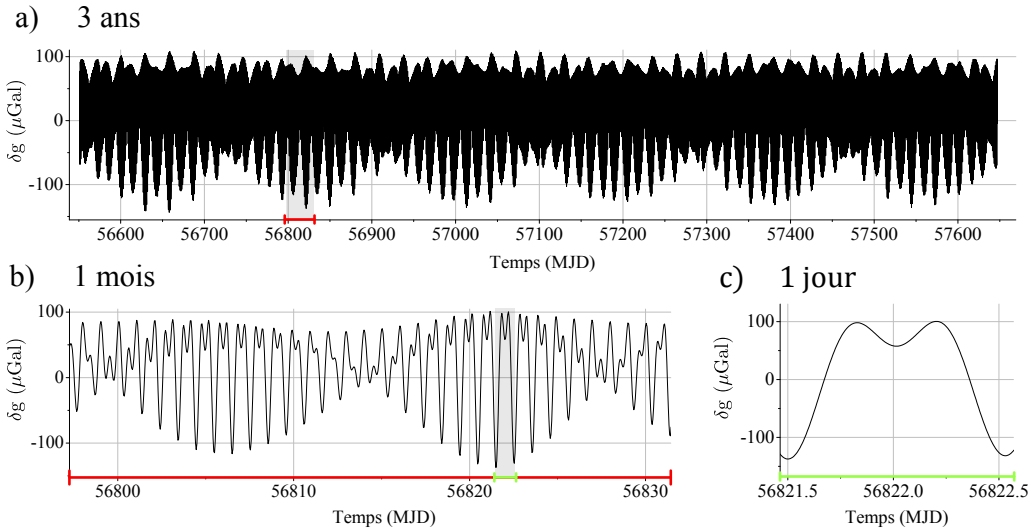


FIG. 1.8 – Variations g en μGal provoquées par les marées sur les trois ans de cette thèse (a) sur un mois (b) et sur une journée (c).

Le mouvement de rotation de la Terre sur elle-même est responsable des variations quotidiennes de g (fig. 1.8.c). En plaçant notre gravimètre sur le point A de la figure 1.7, nous observons (en négligeant la distance parcourue par la lune autour de la Terre sur cette durée) un minimum du signal des marées correspondant au renflement issu de la force d'entraînement, puis un maximum 6h plus tard. 12h après avoir passé le premier minimum, nous passons par un second minimum qui correspond cette fois ci au renflement issu de la force de gravité de la Lune et enfin après 18h nous repasserons par un maximum. Pour une description plus complète,

nous devons aussi prendre en compte le système Terre-Soleil, qui génère lui aussi deux renflements de matière. L'amplitude des variations de marées est alors maximale lorsque tous les renflements sont alignés et minimale si ils sont tournés de 90° les uns par rapport aux autres.

La Lune qui tourne autour de la Terre avec une période de 27 jours, fait varier l'alignement de la Lune et du Soleil sur cette période et permet d'expliquer les modulations semi-mensuelles des marées (fig 1.8.b)). Enfin, les modulations semi-annuelles viennent de la rotation de la Terre autour du Soleil (fig 1.8.a)).

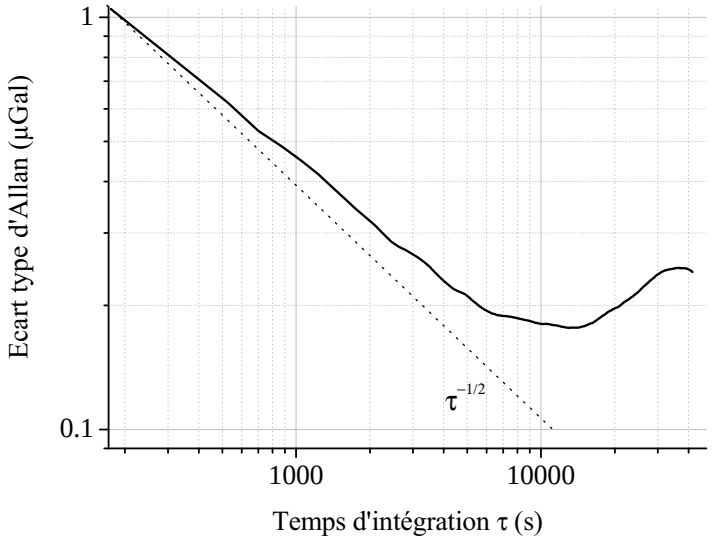


FIG. 1.9 – Ecart-type d'Allan d'une mesure de g corrigée des marées par le modèle. La ligne en pointillé représente la pente d'un bruit blanc. La dérive de l'écart-type d'Allan est attribuée à l'inexactitude de notre modèle des marées.

Nous avons un modèle à Trappes qui nous permet de corriger notre signal interférométrique des marées. Pour obtenir ce modèle, des mesures de g de plus d'un an ont été ajustées par un modèle théorique qui est la somme de termes périodiques ajustables en amplitudes A_i, périodicités ω_i et phases ϕ_i:

$$\Delta g_{marées} = -\sum_i \delta_i A_i \cos(\omega_i t + \phi_i + \Delta\phi_i) \tag{1.25}$$

Les différentes ondes utilisées viennent du catalogue de Tamura [29] qui comprend 1200 ondes. Les mesures ont été faites par un gravimètre à ressort de type CG5 en continu pendant 573 jours [11]. L'ajustement du modèle sur ces mesures nous permet

d'extraire les paramètres de 15 ondes responsables des fluctuations de g mesurables par notre instrument [30] sur le site de Trappes.

Malgré une dérive journalière du CG5 qui se stabilise à 400 μGal par jour, notre modèle nous permet de corriger les marées pour atteindre une stabilité de 0,2 μGal après un temps d'intégration d'une heure et demi ($\approx$ 10000 s). Au-delà de cette durée d'intégration et à ce niveau de stabilité, si nous continuons à utiliser le modèle pour corriger les marées, nous obtenons une remontée de l'écart-type d'Allan [31], et donc une dégradation de la stabilité de la mesure (figure 1.9). Nous verrons au chapitre 4 que l'utilisation d'autres gravimètres pour corriger le CAG (Cold Atom Gravimeter) permet de dépasser cette limite.

1.3.2 Effet de la pression atmosphérique

Le paragraphe précédent a présenté l'influence des masses célestes sur notre mesure. Nous allons maintenant passer à une échelle inférieure en nous intéressant aux variations de la distribution des masses environnantes, notamment celle des masses atmosphériques [32]. Pour une pression atmosphérique de 1000 hPa, la colonne de surface de base de 1 m^2 au dessus du gravimètre représente une masse d'environ 10^4 kg. L'effet de cette masse d'air atténue la valeur de g puisque la force qu'elle exerce sur le gravimètre s'oppose à la force d'attraction gravitationnelle exercée par la Terre. Les variations du résidu du signal de g corrigé des marées sont principalement dominées par l'effet des variations de la pression atmosphérique: c'est la seconde cause responsable des fluctuations temporelles de g (fig. 1.10).

En mesurant en parallèle les variations de g avec le CAG et la pression atmosphérique avec un baromètre pendant environ 1 mois, nous pouvons par un ajustement linéaire, extraire une admittance α_p de -0.328(1) μGal/hPa. Pour comparer les valeurs de g mesurées à différents moments dans le temps, une valeur de pression de référence P_0 est définie à 993 hPa qui est la valeur nominale pour notre altitude de mesure. La correction des effets atmosphériques Δg_{press} sur le signal de g s'écrit donc:

$$\Delta g_{press} = \alpha_p (P - P_0) \tag{1.26}$$

La qualité de cette correction dépend directement de l'état d'homogénéité de la distribution de masse à proximité du gravimètre. La variation de g induite par une masse M dépend de sa localisation dans l'espace, plus cette masse est proche de l'axe vertical passant par le point de mesure du gravimètre plus son effet se fera

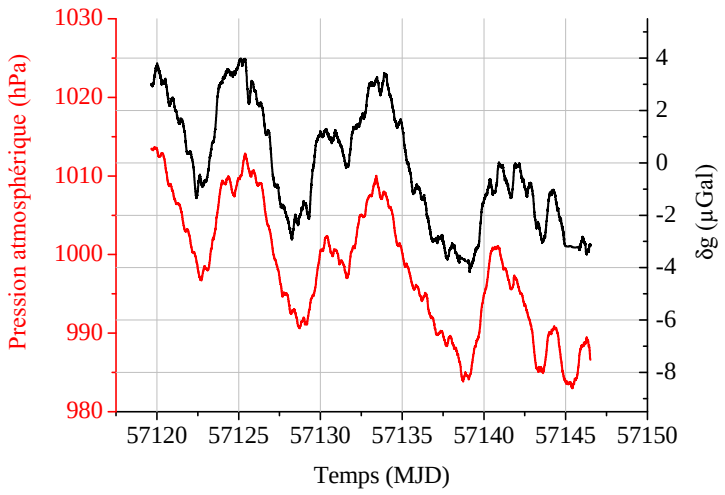


FIG. 1.10 – Variations de la pression atmosphérique (en rouge) et variations de gravité associées (en noir).

ressentir et inversement, plus la masse est proche du plan horizontal moins son effet sera important. Nous avons tracé sur la figure 1.11 les positions possibles que peut prendre une masse M ponctuelle pour engendrer un biais de -1 μGal sur la mesure. Nous avons tracé ces positions pour différentes masses allant de 1 kg à 100 kg avec un pas de 10 kg (du bleu au rouge). Par exemple, une masse de 60 kg placée n'importe où sur la courbe jaune biaisera la mesure de -1 μGal, sans que l'on puisse déterminer la position de cette masse. Pour lever l'ambiguïté sur la position de cette masse, il faudrait construire un réseau d'au moins 3 gravimètres.

Pour faciliter la représentation, la figure 1.11 est tracée selon deux dimensions: la verticale et un axe quelconque du plan horizontal. Les lignes colorées sont des sections de surface que nous pouvons produire par leurs rotations autour de l'axe vertical qui passe par l'origine du repère. On obtient une figure symétrique par rapport au plan horizontal si on s'intéresse à un biais de $+1$ μGal.

Le gravimètre intègre l'effet de l'ensemble des masses environnantes. 90% de l'effet de la pression sur la mesure de g est produit par les masses d'air à moins de 50 km du gravimètre [33]. En dehors des phénomènes météorologiques particuliers, nous pouvons considérer la pression atmosphérique dans un volume de 50 km autour du gravimètre comme homogène et donc une correction linéaire de la pression (éq. 1.26) comme suffisamment efficace à notre niveau d'exactitude. Pour améliorer cette correction qui peut devenir une limite pour des stabilités de mesure de quelque

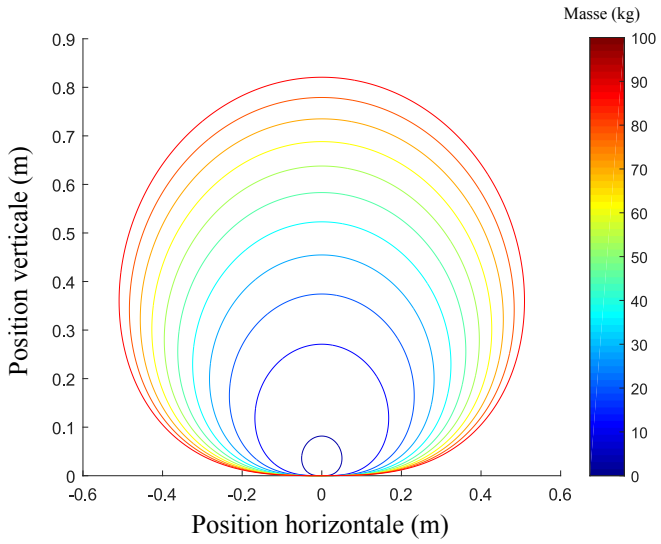


FIG. 1.11 – Positions possibles d'une masse M ponctuelle (de 1 kg à 100 kg par pas de 10 kg selon la couleur) qui provoque un biais de -1 μGal sur la valeur de g. L'origine des axes représente le point de mesure du gravimètre.

dizaines de nGal, la mesure de la pression ne doit pas être faite par un baromètre unique à proximité du gravimètre, mais plutôt par un réseau de baromètres plus ou moins dense selon le niveau de précision à atteindre. Nous n'aurons pas besoin dans le cadre de cette thèse d'avoir recours à un dispositif aussi lourd et proposerons dans le chapitre 4 un moyen efficace pour extraire le signal dû aux variations de pression atmosphérique.

1.3.3 Mouvement de l'axe de rotation de la Terre

L'accélération d'entraînement, qui contribue à la valeur de l'accélération de la pesanteur (éq. 1) est liée au mouvement de rotation de la Terre sur elle même. Son amplitude en un point A à la surface de la Terre augmente linéairement avec la distance entre A et l'axe de rotation de la Terre. Elle est donc nulle au niveau des pôles et maximale à l'équateur ($\approx 0{,}03$ m/s^{-2}). La rotation de la Terre sur elle même est aussi responsable de l'aplatissement de la Terre, qui fait qu'un gravimètre placé aux pôles est alors plus proche du centre de la Terre que si il est placé au niveau de l'équateur.

L'accumulation de accélération d'entraînement qui tend à s'opposer à la force gravitationnelle exercée par la Terre et l'éloignement du centre de la Terre implique

que la valeur de g est significativement plus faible au niveau de l'équateur. Elle est d'environ 9,78 m/s^2 à l'équateur et 9,83 m/s^2 aux pôles (ce qui fait de l'équateur une zone favorable pour le lancement de fusées).

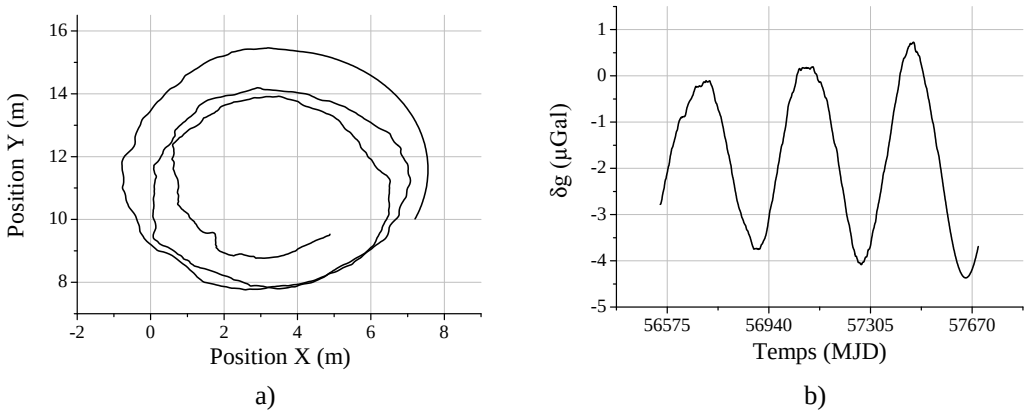


FIG. 1.12 – a) Variations de la position de l'axe de rotation de la Terre vu aux pôles durant les 3 ans de cette thèse. b) Variations de g provoquées par le changement d'angle de l'axe sur ces 3 ans.

L'orientation de l'axe de rotation de la Terre varie dans le temps avec une précession d'environ 26 000 ans autour de la perpendiculaire au plan de rotation de la Terre autour du Soleil. A cette précession s'ajoute une autre variation périodique d'environ 1 an qui nous intéresse particulièrement ici. La figure 1.12.a retrace la position de l'axe de rotation vu depuis l'un des pôles sur une période de trois ans. Ces variations modifient la distance entre notre gravimètre et l'axe de rotation de la Terre, et donc l'accélération d'entraînement mesurée. Par ailleurs, cette variation de l'accélération d'entraînement engendre de surcroit une légère déformation de la Terre qui par conséquent fait varier la distance entre le gravimètre et le centre de masse de la Terre. Pour connaitre l'orientation de cet axe et en déduire les variations de g qui y sont associées, nous nous réfèrerons à l'International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS), auquel l'observatoire de Paris contribue, qui est en charge d'étudier et de mesurer ces déplacements. Chaque semaine, l'IERS fournit en libre accès sur son site internet le résultat des mesures de l'angle de l'axe de rotation et aussi une prédiction théorique de cette position sur l'année qui suit. Avec ces mesures, nous pouvons calculer l'impact de cet effet $\Delta g_{pôle}$ en μGal de la manière suivante [34]:

$$\Delta g_{pôle(t)} = -\delta_{pôle}\Omega_T^2 r \sin(2\phi)(x_p(t)\cos(\lambda) - y_p(t)\sin(\lambda)) \tag{1.27}$$

Avec $x_p(t)$ et $y_p(t)$ les angles entre l'axe de référence et l'axe de rotation mesuré. Les paramètres λ et ϕ sont respectivement la longitude et latitude du point de mesure du gravimètre. Ω_T est la vitesse rotation de la Terre et r la distance entre le centre de la Terre et le point de mesure. $\delta_{pôle}$ est un paramètre qui rend compte de l'élasticité de la Terre, il est égal à 1,16 et serait égale à 1 pour une Terre parfaitement rigide. L'amplitude des variations des angles sur trois ans est de l'ordre de la centaine de millisecond d'arc. Les variations de g associées à cet effet sont tracées figure 1.12.b, elles oscillent avec une amplitude d'environ 4 μGal. L'incertitude sur la mesure de la position de l'axe de rotation fourni par l'IERS est de l'ordre de 1.10^{-1} millisecond d'arc correspondant à une erreur inférieure à 2 nGal sur le calcul de cet effet.

1.4 Les effets systématiques

La configuration des lasers Raman nous permet de coupler l'état atomique initial $|f, p\rangle$ à deux niveaux excités qui se distinguent par leur quantité de mouvement: $|e, p + \hbar k_{eff}\rangle$ et $|e, p - \hbar k_{eff}\rangle$. Au moment de la première impulsion Raman de l'interféromètre les atomes ont été accélérés pendant plus de 15 ms, ce qui correspond (en tenant compte de la fréquence de recul d'environ 15 kHz) à un décalage Doppler de +380 kHz pour la transition $|f, p\rangle \rightarrow |e, p - \hbar k_{eff}\rangle$ et de -410 kHz pour la transition $|f, p\rangle \rightarrow |e, p + \hbar k_{eff}\rangle$. La largeur du nuage étant d'environ 80 kHz, nous pouvons facilement en changeant la fréquence du laser R_2 choisir l'une ou l'autre de ces transitions. Comme nous montre la figure 1.13, nous pouvons ainsi réaliser deux types d'interféromètres, en utilisant un k_{eff} orienté vers le haut ($k_\uparrow$) ou vers le bas ($k_\downarrow$)

Le signe du déphasage induit par certains effets dépend de l'orientation de k_{eff}, c'est par exemple le cas de celui entraîné par g. D'autres effets induisent des déphasages identiques quelque soit l'orientation de k_{eff}. En alternant les mesures successivement avec un vecteur d'onde $k_\uparrow$ puis $k_\downarrow$, nous pouvons moduler le signe des effets dépendants de k_{eff}. Cette modulation permet de discriminer les effets dépendants des effets indépendants du signe de k_{eff}. En calculant la demi-différence entre les mesures utilisant $k_\uparrow$ avec celles utilisant $k_\downarrow$ nous obtiendrons un signal contenant uniquement les effets dépendant. Inversement, en faisant la demi-somme nous isolerons les effets indépendants de k_{eff}.

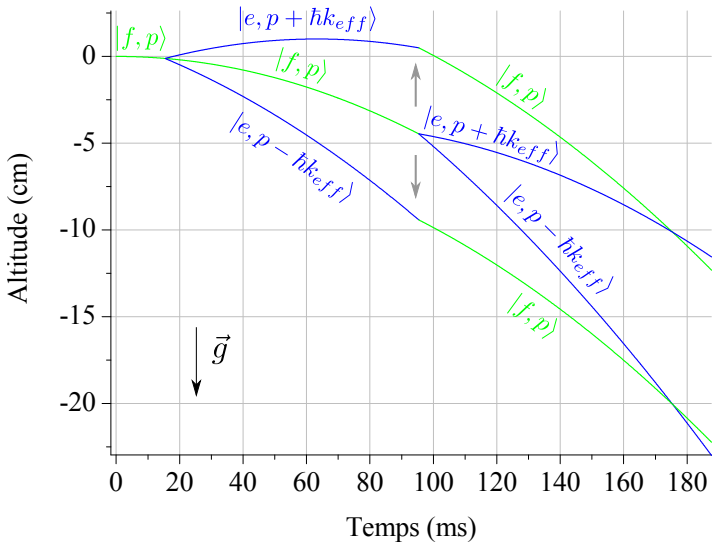


FIG. 1.13 – Deux interféromètres possibles obtenus à partir d'un même nuage atomique. L'un (↑) est obtenu avec des transitions de vecteur d'onde pointant vers le haut ($k_\uparrow$), l'autre (↓) avec un vecteur d'onde opposé ($k_\downarrow$). Pour distinguer ces deux interféromètres, nous avons multiplié par 100 la vitesse de recul issue de la transition Raman.

Nous classerons les effets systématiques en deux catégories, selon leurs dépendances au signe de k_{eff}, ce qui revient à différencier les effets que l'on peut rejeter par l'alternance ↑↓ de ceux qui ne peuvent pas l'être.

Les effets indépendants du signe k_{eff}:

– $\Delta\Phi_{LS1}$: déplacement lumineux à 1 photon
– $\Delta\Phi_{Zee}$: effet Zeeman quadratique
– $\Delta\Phi_{CPT}$: effet lié au piégeage cohérent de population
– ...

Les effets dépendants du signe k_{eff}:

– g: tous les effets responsables des variations de la gravité
– $\Delta\Phi_{Co}$: accélération de Coriolis
– $\Delta\Phi_{LS2}$: déplacement lumineux à 2 photons
– $\Delta\Phi_{\alpha LS1}$: déplacement lumineux induit par la rampe de fréquence
– ...

La plupart de ces effets ont déjà fait l'objet d'une analyse détaillée dans les thèses précédentes [11, 12, 35, 36]. Je reprendrai ici plus particulièrement ceux sur lesquels mon travail a porté, ou pour lesquels mon travail a apporté de nouveaux éléments.

1.4.1 Les effets indépendants du signe de k_{eff}

Déplacement lumineux à 1 photon: LS1

La présence d'un champ électrique k oscillant désaccordé de Δ, entraîne par "effet Stark dynamique" un décalage des niveaux d'énergie de l'atome. Ces décalages, appelés déplacements lumineux, dépendent de la fréquence de Rabi Ω_{jk} (éq. 1.2) du champ k, entre le niveau $|j\rangle$ et un niveau $|i\rangle$. Ils sont inversement proportionnels au désaccord Δ du niveau $|i\rangle$.

Le déplacement lumineux $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ par rapport au niveau $|5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$, s'exprime de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \delta\omega_f &= \frac{|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{\Delta - \omega_{HFS}} \\ \delta\omega_e &= \frac{|\Omega_{e1}|^2}{\Delta + \omega_{HFS}} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} \end{aligned} \tag{1.28}$$

Nous définissons le déplacement lumineux différentiel $\delta\omega_{LS1}$ comme:

$$\delta\omega_{LS1} = \delta\omega_e - \delta\omega_f \tag{1.29}$$

Si les déplacements $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ sont identiques, alors le déplacement lumineux différentiel est nul, la différence d'énergie entre les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ est égale à $\hbar\omega_{HFS}$.

L'équation 1.28 montre que l'effet des faisceaux R_1 et R_2 sur le déplacement lumineux varie selon le sous niveau hyperfin considéré. Nous pouvons alors modifier le déplacement différentiel en changeant le rapport d'intensité I_2/I_1 entre les deux faisceaux Raman. En faisant le calcul de ces déplacements lumineux en tenant compte des quatre sous niveaux hyperfins du niveau $5^2P_{3/2}$ nous pouvons déterminer un rapport I_2/I_1 qui annule le déplacement lumineux différentiel. Ce rapport dépend du désaccord Raman. Dans nos conditions d'utilisation, le désaccord Δ est environ égal à -1 GHz, le rapport I_2/I_1 qui permet d'annuler $\delta\omega_{LS1}$ à ce désaccord est de 1,74.

Le nuage d'atome s'étale au cours de sa chute dans un faisceau dont l'intensité n'est pas répartie de manière homogène mais de manière gaussienne. Cette distribution de l'intensité implique qu'il y ait une distribution spatiale des déplacements lumineux. Les atomes qui se propagent dans cette distribution ne voient alors pas le même déplacement lumineux à chacune des impulsions de l'interféromètre. La variation de ces désaccords est augmentée par le fait que les modes spatiaux des lasers

R_1 et R_2 sont éventuellement différents, notamment parce qu'ils ne se propagent pas suivant le même axe de la fibre optique (ils sont en polarisations croisées). En mesurant le déplacement lumineux à différente altitudes dans la chambre à vide, nous vérifions bien que ce déplacement varie. Nous observons une croissance monotone du déplacement lumineux différentiel selon l'altitude, qui dans ce cas, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.3 participe au déphasage interférométrique.

Bien que nous puissions rejeter l'effet de cette inhomogénéité des déplacements lumineux par l'alternance $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, nous prenons soin en début de chaque mesure de g d'ajuster le rapport d'intensité des Raman pour annuler $\delta\omega_{LS1}$.

Effet du gradient champ magnétique

Chaque sous niveau de la structure hyperfine possède $2F+1$ sous niveaux Zeeman qui sont dégénérés en absence de champ magnétique. Nous pouvons observer cette levée dégénérescence par spectroscopie micro-onde en présence d'un champ magnétique, c'est l'effet Zeeman normal. Le niveau $F = 1$ est scindé en trois sous niveaux Zeeman repérés par un nombre quantique $m_F \in$ [-1;0;1] et le niveau F=2 en cinq sous niveaux $m_F \in$ [-2;-1;0;1;2]. En balayant la fréquence de la micro-onde, nous obtenons sept pics représentant toutes les transitions possibles (suivant la règle $\Delta m_F = 0\ ou \pm 1$). Pendant l'étape de préparation, que nous décrirons au chapitre 2, nous sélectionnons les atomes dans le niveau $m_F = 0$ qui, au premier ordre, est insensible à l'effet Zeeman.

Cependant, les sous niveaux $m_F = 0$ sont déplacés par l'effet Zeeman quadratique, qui donne un déplacement de fréquence différentiel sur la transition d'horloge [37] de:

$$\delta\nu = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B}{2h^2 \nu_{HFS}} B^2 = K.B^2 \tag{1.30}$$

g_J et g_I sont respectivement les facteurs de Landé du moment cinétique total de l'électron et du noyau, et μ_B le magnéton de Bohr. Le facteur K est égal à 575.15 Hz/G^2.

Pour estimer le biais induit par l'effet Zeeman du second ordre nous devons cartographier le champ magnétique le long de la trajectoire des atomes. Pour réaliser cette cartographie, nous utilisons l'effet Zeeman normal dont l'effet sur le décalage des fréquences de $m_F = 1 \rightarrow m_F = 1$ est bien supérieur avec 1400 kHz/G (+700 kHz/G pour les sous niveaux Zeeman du niveau $F = 2$ et -700 kHz/G pour $F = 1$) à l'effet Zeeman du second ordre (0,57515 kHz/G). Nous faisons une spectroscopie micro-onde à différentes altitudes pour mesurer le décalage en fréquence des sous niveaux

Zeeman que nous convertissons ensuite en Gauss. La figure 1.14 reporte différentes cartographies du champ magnétique résiduel dans l'enceinte à vide fait depuis 2010 et jusqu'en début 2015.

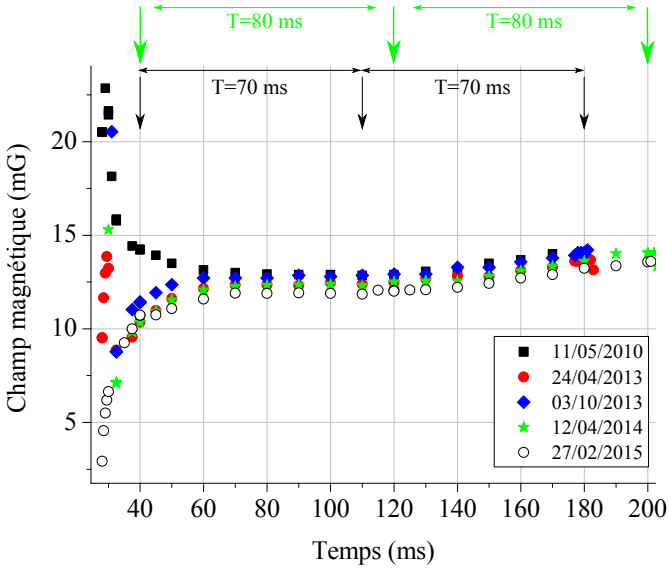


Fig. 1.14 – Cartographie selon l'axe vertical du champ magnétique résiduel dans l'enceinte à vide fait à différentes dates: 11/05/2010 (carrés noirs), 24/04/2013 (ronds rouges), 03/10/2013 (losanges bleus), 12/04/2014 (étoiles vertes) et 27/02/2015 (ronds creux gris). Les flèches verticales indiquent les dates des impulsions Raman pour un interféromètre dont la durée est de 70 ms (en noir) et 80 ms (en vert).

Un double blindage magnétique cylindrique en μmétal entoure l'enceinte à vide pour la protéger des variations du champ magnétique terrestre et autres éléments magnétiques à proximité des atomes. La conception de l'enceinte à vide a été optimisée pour que le moins d'éléments produisant des champs magnétiques soient présents à l'intérieur de ces blindages. Néanmoins, pour assurer le bon fonctionnement du MOT-3D, des bobines doivent être installées au plus près des atomes et donc à l'intérieur du blindage magnétique. L'intensité des champs magnétiques générés par ces bobines sont suffisants pour produire à leur coupure des courants de Foucault dans les parties conductrices de la chambre à vide. Lors de l'extinction des bobines ces courants de Foucault peuvent former des champs magnétiques résiduels qui augmentent la durée d'extinction du champ magnétique à l'intérieur des blindages. Nous pouvons voir sur la figure 1.14 les variations du champs magnétique

dans l'enceinte à vide. Nous attribuons ces variations en fonction du temps de chute à une évolution temporelle et spatiale du champ magnétique résiduel qui décroit.

En intégrant les profils de champ de la figure 1.14 le long de la verticale pondérés par la fonction de sensibilité nous pouvons estimer le biais $\Delta\Phi_{Zeeman}$ résultant du champ magnétique résiduel (éq. 1.23). Le profil du champ magnétique mesuré le 11/05/2010 était favorable pour limiter les biais car il était proche d'une fonction paire (paragraphe 1.2.3) tandis que depuis le 03/10/2013 il est plus proche d'une fonction impaire. Le biais sur la mesure de g induit par le profil du 11/05/2010 sont d'environ 2 μGal. Avec le profil de la dernière mesure (27/02/2015), nous trouvons que ce biais atteint 7.3 μGal pour $T = 70$ ms et de 8,3 μGal pour $T = 80$ ms.

Effet CPT

Nous avons mesuré les biais sur le déphasage interférométrique provoqués par l'effet de piégeage cohérent de population CPT (coherent population trapping en anglais) qui avait été prédit dans [38]. Dans un système à trois niveaux couplés par deux champs lasers en configuration Λ, l'émission spontanée amène les atomes dans un état noir qui n'est plus résonnant avec les lasers Raman. Le déphasage interférométrique induit par les atomes dans l'état noir varie comme:

$$\Delta\Phi_{CPT} = \frac{\Gamma\tau\Omega_{eff}}{2\Delta} \tag{1.31}$$

Il augmente linéairement avec Γ le taux d'émission spontanée, de la durée de l'impulsion τ et est inversement proportionnel à Δ le désaccord Raman. Cet effet ne varie pas selon le signe de k_{eff} et peut donc être rejeté par l'alternance $\uparrow\downarrow$.

Cette étude a été publiée dans PRA [39] et se trouve en annexe.

1.4.2 Les effets dépendants du signe de k_{eff}

Effet Coriolis

La force de Coriolis est une force d'inertie qui agit sur un corps massif perpendiculairement à sa vitesse. Dans le contexte de notre gravimètre, cette force peut introduire des variations de la phase atomique qui ne sont pas corrélées aux variations de la gravité, mais à la vitesse des atomes. Étant donné l'expression de cette force, si les atomes ont une vitesse résiduelle non nulle selon la direction Est/Ouest, ils subiront une accélération $g_{Coriolis}$ orientée selon la verticale. Cette accélération contribuera alors à la valeur de g mesurée. Nous pouvons exprimer cette accélération en terme de biais sur la phase atomique de la façon suivante:

$$\Delta\Phi_{Coriolis} = k_{eff}T^2.(\boldsymbol{\Omega_T} \wedge \boldsymbol{v_i}) \tag{1.32}$$

$\boldsymbol{\Omega_T}$ est le vecteur de rotation de la Terre et $\boldsymbol{v_i}$ la vitesse moyenne des atomes dans la direction i.

La vitesse moyenne des atomes au moment du lâcher dépend du rapport d'intensité des faisceaux pendant la phase de mélasse, de leur polarisation et des fluctuations de position d'éventuelles franges d'interférence entres les faisceaux de la mélasse au niveau des atomes. Pour simplifier le contrôle de la vitesse Est/Ouest des atomes, le CAG est orienté de manière à ce que seul deux faisceaux, les faisceaux r_5 et r_6 (fig. 2.6) soient alignés sur l'axe Est/Ouest. Des photodiodes installées derrière les miroirs à 45° [11] utilisés pour aligner les faisceaux du MOT-3D nous permettent de mesurer l'intensité de chacun des faisceaux du MOT-3D.

Pour déterminer le rapport r_5/r_6 qui correspond au rapport d'intensité égale à 1, sans se fier à l'étalonnage des photodiodes, nous mesurons le biais δg selon le rapport $x_{56} = (r_6 - r_5)/(r_6 + r_5)$. Si ce rapport est ajusté de manière à ce que les atomes aient une vitesse moyenne les emmenant vers l'Est, alors l'accélération de Coriolis aura le même signe que g, nous mesurerons donc un biais δg positif et inversement si les atomes partent vers l'Ouest. Nous attendons donc un biais qui dépend du signe de x_{56}. Après avoir réalisé cette mesure, nous tournons l'enceinte à vide du CAG de 180° autour de son axe vertical pour inverser l'effet du rapport d'intensité. Un rapport d'intensité qui envoyait les atomes vers l'Est, après la rotation, les envoie à présent vers l'Ouest. Pour un même rapport d'intensité selon l'orientation du CAG, 180° ou 0°, nous obtiendrons des biais δg de signes opposés et un biais toujours nul pour un rapport d'intensité équilibré. En traçant la différence $\delta g_{0^\circ} - \delta g_{180^\circ}$ selon le rapport x_{56}, nous devons obtenir une variation linéaire du biais selon x_{56}, qui passe par un biais nulle pour le x_{56} qui équilibre les puissances des faisceaux Est/Ouest.

Ces mesures ont été réalisées plusieurs fois avec le CAG, nous avons reporté sur la figure 1.15 la différence $\delta g_{0^\circ} - \delta g_{180^\circ}$ selon x_{56} de ces différentes mesures.

En 2011 (carrés bleus) mes prédécesseurs avec un désaccord de mélasse de $-1,9\Gamma$ ont obtenu un comportement linéaire de la différence $\delta g_{0^\circ} - \delta g_{180^\circ}$ en fonction de x_{56}, mais avec une pente de signe opposé à ce qui est attendu [40]. 2 ans plus tard nous avons répété cette mesure et obtenu une tendance similaire, avec une pente plus faible. Cette différence sur les pentes s'explique par le fait que lors de la mesure de 2013, le désaccord de mélasse était de -6.5Γ, réduisant ainsi le couplage des faisceaux de mélasse. La dernière mesure faite en 2015 (ronds rouges) montre un comportement différent des précédentes mesures. La pente est plus faible qu'avec

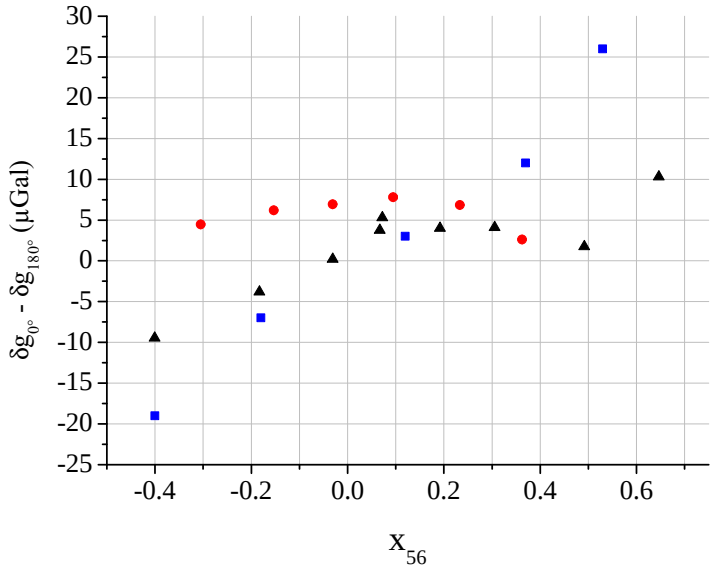


FIG. 1.15 – Mesures de l'accélération de Coriolis selon la vitesse moyenne du nuage atomique selon l'axe Est/Ouest faite en 2011 (carrés bleu), en 2013 (triangles noires) et en 2015 (rond rouge).

les mesures précédentes, mais ne passe plus par 0. La conséquence est que, nous ne pouvons plus en 2015 ajuster x_{56} de manière à trouver toujours la même valeur de g quel que soit l'orientation du CAG.

L'écart des résultats obtenus par rapport à ce qui est attendu s'explique principalement par l'effet de pondération des classes de vitesse par la réponse de la détection et une distribution des vitesses non symétrique. Prenons un nuage d'atomes ayant une vitesse moyenne Est/Ouest nulle. La largeur de la distribution de vitesse (selon Est/Ouest), implique qu'il y a en fait une distribution des accélérations de Coriolis. Si cette distribution est symétrique et que la détection des atomes se fait de manière symétrique par rapport à la distribution à vitesse alors les biais de Coriolis des classes de vitesses négatives compensent ceux des classes de vitesses positives. Par contre, si la distribution est asymétrique et/ou que la détection pondère les classes de vitesses de manière non symétrique, la moyenne des biais de Coriolis n'est plus nulle.

Ce problème est difficile à modéliser précisément, il nécessite de prendre en compte, l'effet du déséquilibre d'intensité non seulement sur la vitesse moyenne, mais aussi sur la distribution en vitesse et sa symétrie, et la réponse de la détection, qui elle aussi dépend non seulement de la vitesse des atomes mais aussi de leur posi-

tion initiale. Une étude détaillée de ces paramètres et leurs influences sur la mesure de g se trouve dans [41].

En conclusion, pour fournir une valeur absolue de g avec une incertitude inférieure à 10 μGal, nous devons tourner notre chambre à vide de 180° pour estimer la valeur de ces biais.

Déplacement lumineux à deux photons

La configuration des lasers Raman dans la chambre à vide (fig.1.2) nous permet de coupler l'état initial $|f, p\rangle$ à deux états excités $|e, p+\hbar k_{eff}\rangle$ et $|e, p-\hbar k_{eff}\rangle$. Après un temps de vol, ces deux transitions sont décalées par effet Doppler de $+\omega_D + \omega_{rec}$ et de -$\omega_D + \omega_{rec}$.

Lorsque nous ajustons la fréquence des Raman pour être résonant avec l'une de ces transitions et compenser l'effet Doppler, la seconde paire induit tout de même un couplage qui est non résonnant, puisqu'elle est désaccordée de $2\omega_{rec}$. Ce couplage induit un déplacement lumineux différentiel à deux photons sur la résonance Raman, que nous noterons $\delta\omega_{LS2}$ [42]. La vitesse des atomes grandissant, le désaccord de la seconde paire augmente au cours de la chute. Le déplacement $\delta\omega_{LS2}$ est alors plus faible lors de la dernière impulsion que lors de la première. Pour nos paramètres d'interféromètre, l'effet lors de la dernière impulsion est près de 10 fois plus faible qu'à la première. En ne tenant compte que de la première impulsion, nous pouvons exprimer en utilisant la fonction de sensibilité, le déphasage interférométrique induit par le déplacement lumineux à deux photons de la manière suivante:

$$\delta\Phi_{LS2} = \frac{-\Omega_{eff}}{4\boldsymbol{k_{eff}.v(t_{\pi/2})}} \tag{1.33}$$

Avec $v(t_{\pi/2})$ la vitesse des atomes au moment de la première impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre. Notons que le signe de ce biais change avec la direction k_{eff}. La vitesse des atomes à la première impulsion est d'environ 15 cm/s, pour une fréquence de Rabi de $2\pi\times$12,5 kHz. Nous calculons un biais de +8 μGal pour un interféromètre $k_\uparrow$ et -8 μGal pour un $k_\downarrow$. Nous ne pouvons distinguer les variations de cet effet des variations de g par l'alternance $\uparrow\downarrow$, mais pouvons utiliser sa dépendance à la puissance Raman pour mesurer ces variations. En alternant les mesures avec une puissance Raman P et $P/2$, nous pouvons extrapoler la valeur de g à puissance nulle pour laquelle le déplacement lumineux à deux photons est nul.

LS1 induit par la rampe de fréquence

La propagation des atomes dans un profil d'intensité gaussien et les variations temporelles du LS1 génère une dépendance de la mesure au déplacement lumineux à un photon (paragraphe 1.4.1). Nous allons à présent identifier une autre source de variations temporelles du LS1, qui est liée aux changements des fréquences des faisceaux Raman au cours de l'interféromètre. En effet, pour conserver la condition de résonance à chaque impulsion Raman malgré le décalage Doppler grandissant au cours de la chute des atomes, nous maintenons la fréquence du laser R_1 constante et appliquons une rampe sur la fréquence du laser R_2. Ce qui compte pour le calcul du LS1, c'est la fréquence du laser dans le référentiel de l'atome en chute libre. Le désaccord Δ_{R_i} (i = 1 ou 2) du laser R_i varie au cours du temps comme $\Delta_{R_i} = \Delta_{R_i^0} - \boldsymbol{k_i.g}t$. Nous avons calculé le déplacement lumineux différentiel $\delta\omega_{\alpha LS1}$ induit par l'utilisation d'une rampe de fréquence, pour un désaccord $\Delta_{R_i^0}$ = -0,923 GHz avec des intensités I_1 = 11mW/cm^2 et $I_2 = 1,74 \times I_1$ et une fréquence de Rabi Ω_{eff} de $2\pi\times$22,7 kHz. Nous avons pris en compte le fait que ce déplacement lumineux est doublé à cause de la rétro-réflection des faisceaux Raman. Nous trouvons un écart $\Delta\nu_{LS1}$ de 10,5 Hz entre le déplacement lumineux de la première impulsion Raman et la dernière qui sont séparées de $2T$ = 160 ms. Cette variation du déplacement lumineux induit un déphasage $\Delta\Phi$ = -0,42 mrad, qui est équivalent à un biais sur g de 0,41 μGal . Le signe de $\Delta\nu_{LS1}$ au déplacement lumineux dépend du signe de la rampe, il ne peut donc pas être rejeté par la technique d'inversion du signe de k_{eff}. Il dépend de la durée T de l'interféromètre et du désaccord Raman Δ mais pas de la fréquence de Rabi. Nous avons réalisé une série de mesure de g en changeant le désaccord Raman pour comparer le résultat aux prédictions théoriques. La figure 1.16 reporte le résultat de cette comparaison. La mesure du biais sur g selon le désaccord Raman a été faite avec la pleine puissance dans les faisceaux Raman (triangles pleins gris) et avec la moitié de puissance (triangles vides). Le biais sur g provoqué par le déplacement $\Delta\nu_{LS1}$ suit une croissance monotone quand on diminue Δ et passe par un biais nul pour $\Delta \approx$ -0,7 GHz. Le biais sur g au désaccord que nous utilisons habituellement (repéré par la ligne discontinue) est de 0,30(2) μGal et doit être ajouté à notre bilan d'incertitude.

Comme la fréquence de Rabi varie en I/Δ, nous avons réalisé une troisième série de mesure en modifiant l'intensité Raman de manière à conserver une fréquence de Rabi constante malgré la variation du désaccord Raman. En accord avec nos prédictions, l'effet de la rampe de fréquence ne dépend pas de la puissance ni même

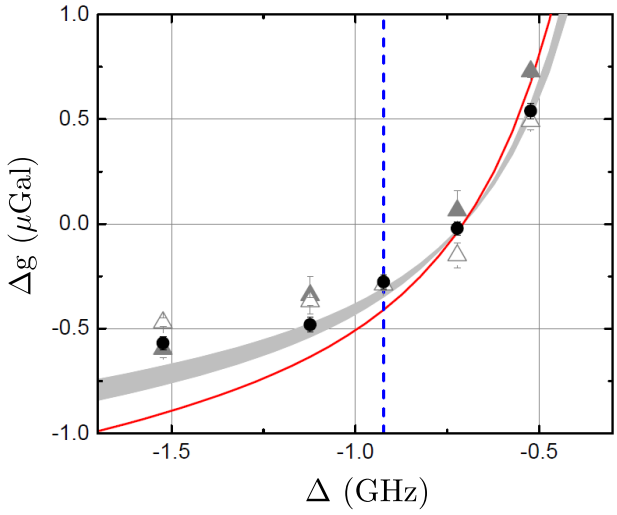


FIG. 1.16 – Biais sur la mesure de g induit par le balayage en fréquence d'un seul laser Raman en fonction du désaccord Raman Δ, mesuré par le CAG à pleine puissance Raman (triangles pleins en gris), à mi-puissance (triangles vides) et avec une fréquence de Rabi effective constante de 11,4 kHz (ronds noirs). La ligne rouge représente un modèle simple et la surface grise représente le résultat d'une simulation de Monte Carlo avec les paramètres de notre interféromètre tel que la distribution gaussienne de l'intensité Raman et la distribution Lorentzienne des vitesses atomiques. Le désaccord Raman de 0,923 GHz utilisé habituellement est représenté par la ligne discontinue bleue.

de la fréquence de Rabi effective, nous n'observons pas d'écarts résolus entre les trois séries de mesures à différentes puissances. Pour tenter de comprendre l'écart entre la mesure et la prédiction théorique (ligne rouge figure 1.16), nous avons fait une simulation Monte Carlo pour tenir compte des conditions expérimentales. L'accord entre cette simulation et les mesures est meilleure qu'avec le calcul.

Bien que ce biais ne puisse être rejeté par l'alternance de mesure $\uparrow\downarrow$, il peut être annulé en rampant symétriquement les deux fréquences Raman ω_1 et ω_2 de la manière suivante: $\omega_1(t) = \omega_1^0 + \frac{\alpha}{2}t$ et $\omega_2(t) = \omega_2^0 - \frac{\alpha}{2}t$. Dans ce cas les variations du déplacement lumineux induit par la rampe du laser R_1 sont de signes opposées aux variations venant de R_2, les deux déplacements lumineux se compensent.

Les détails de la technique de mesure qui nous a permis de résoudre ces effets ténus sont développés dans l'article [43] ajouté en annexe. Notons que cette technique de mesure nous a permis de confirmer par la mesure, le calcul de l'effet de la vitesse fini de la lumière que nous annoncions comme nul grâce à l'alternance $k_\uparrow k_\downarrow$.

1.5 Technique de mesure et rejet des effets systématiques

1.5.1 La séquence de mesure

Nous avons vu au cours de ce chapitre que nous pouvons rejeter une certaine partie des effets systématiques en alternant les mesures avec des signes du vecteur d'onde Raman différents. Nous avons aussi vu que nous pouvons rejeter l'effet du déplacement lumineux à deux photons en alternant les mesures avec des puissances différentes. Ainsi, différencier g d'un maximum d'effets parasites et donc obtenir une valeur absolue la plus exacte possible, nous utilisons de façon standard successivement quatre configurations différentes: C_0, C_1, C_2 et C_3. Les deux premières utilisent une puissance P pour les impulsions Raman et diffèrent l'une de l'autre par l'orientation de leur vecteur d'onde Raman k_{eff}. Les deux configurations suivantes utilisent une puissance $P/2$ et diffèrent aussi l'une de l'autre par le signe de k_{eff}. Chacune de ces configurations nous fournit une valeur de g après un temps de cycle de 0,38 s. Le déphasage de chacune des configurations est donné par:

$$\begin{aligned}
C_0: &\quad \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega} = \ k_{eff} g T^2 + \Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{indép} \\
C_1: &\quad \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega} = -k_{eff} g T^2 - \Delta\Phi_{LS2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{indép} \\
C_2: &\quad \Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2} = \ k_{eff} g T^2 + \frac{1}{2}\Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Af} + \Delta\Phi_{indép} \\
C_3: &\quad \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2} = -k_{eff} g T^2 - \frac{1}{2}\Delta\Phi_{LS2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Af} + \Delta\Phi_{indép}
\end{aligned} \tag{1.34}$$

Nous réalisons successivement 100 mesures avec chacune des 4 configurations et pouvons alors calculer une valeur de g corrigée de la plus part des effets systématiques sauf ceux issus de l'accélération de Coriolis ($\Delta\Phi_{Co}$) et des aberrations du front d'onde Raman ($\Delta\Phi_{Af}$):

$$(\Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2} - \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2}) - \frac{(\Delta\Phi_{\downarrow,\Omega} - \Delta\Phi_{\uparrow,\Omega})}{2} = k_{eff} g T^2 + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Af} \tag{1.35}$$

Finalement, en tournant la chambre à vide de 180° autour de l'axe vertical (paragraphe 1.4.2), nous pouvons mesurer le biais issue de l'accélération de Coriolis et donc corriger g de cet effet.

Il reste encore le biais engendré par les aberrations du front d'onde Raman. Ce biais est induit par les défauts de planéité du front d'onde Raman [11]. Il est le principale facteurs limitant notre incertitude sur la valeur absolue de g. Pour le

caractériser, nous mesurons la valeur de g en changeant la température des atomes et donc leur étalement dans le front d'onde à chaque impulsions Raman [40, 44]. En extrapolant à une température nulle, qui correspond au biais nul car les atomes ne se déplacent pas dans le front d'onde, nous estimons le biais induit par cet effet. Nous avons réalisé cette mesure en début de thèse et trouvé un résultat similaire à ce qui avait été trouvé par mes prédécesseurs: 0(4) μGal. Nous avons mis en place un piège dipolaire dans le but de réduire la température des atomes et donc réduire l'incertitude associée à ce biais. La fiabilité du laser de puissance ne m'a pas permis de refroidir les atomes, cette étude est toujours en cours.

1.5.2 Bilan d'incertitude

L'étude des différents biais sur g que nous avons réalisé pendant cette thèse et celles qui ont été réalisées par mes prédécesseurs nous permettent de dresser le tableau d'incertitude suivant:

Effets	Biais (μGal)	U(μGal)
Alignement	1,2	0,5
Référence de fréquence	3,2	0,1
gradient vertical de gravité	-13	<0,1
Auto-attraction du CAG	-2,1	0,1
Coriolis	-5,3	1,0
Aberration du front d'onde	0,0	4,0
LS2	-7,7	0,4
Indice du nuage	0,4	<0,1
αLS1	0,3	<0,1
LS1	0,0	<0,1
Zeeman	0,0	<0,1
Déphasage RF	0,0	<0,1
CPT	0,0	<0,1
Décalage de la détection	0,0	0,5
Collision froide	<0,1	<0,1
Total	**-22,9**	**4,3**

TAB. 1.1 – Bilan d'incertitude (U) de la mesure absolue de g.

Chapitre 2

Description du dispositif expérimental et aspect technique de la mesure de g

Nous réalisons une mesure de g de façon cyclique, avec un temps de cycle de seulement 0,38 s. Une séquence de mesure se déroule en trois étapes: la préparation atomique, l'interféromètre et la détection. Chacune de ces étapes sont en constante amélioration depuis les premières mesures du gravimètre en 2009. Nous commencerons par les décrire afin de montrer le mécanisme d'une mesure et mettre en avant les difficultés techniques qu'elles peuvent poser. Nous présenterons ensuite les méthodes que nous avons développées durant cette thèse pour pallier ces difficultés. La connaissance des effets environnementaux et l'isolation des bruits qu'ils peuvent entraîner, sont aussi des éléments importants pour l'optimisation de la sensibilité de la mesure. Nous les développerons donc dans ce chapitre.

2.1 Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Pour faciliter les déplacements du CAG, il a été conçu en deux modules sur lesquels nous pouvons fixer des roues. La figure 2.1 est une photographie des principaux éléments du CAG. Sur la gauche de la photographie se trouve la structure qui supporte le banc optique et dans laquelle est installée toute l'électronique et l'ordinateur de contrôle de l'expérience. Le seconde partie du CAG est composée de l'enceinte à vide et les différents éléments utilisés pour son isolations et la mesure des conditions expérimentales.

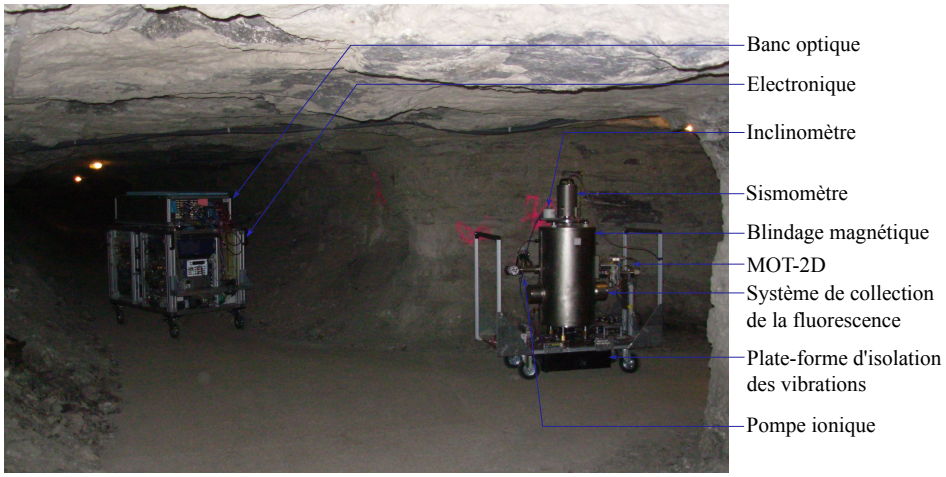


FIG. 2.1 – Photographie du CAG en déplacement dans la mine dans laquelle est installé le laboratoire souterrain de géophysique de l'université du Luxembourg. Sur la partie gauche se trouve le banc optique posé sur le bloc d'électronique et sur la partie droite la chambre à vide et son système d'isolation.

2.2 La séquence de mesure

2.2.1 Les fréquences optiques

Pour réduire la taille de l'expérience, le banc optique a été conçu pour produire toutes les fréquences nécessaires en utilisant seulement trois sources lasers (fig. 2.2). Ces sources laser sont des diodes en cavités étendues qui, pour les lasers 1 et 2, sont amplifiées par des amplificateurs optiques évasés. Chacune de ces sources ont plusieurs fonctions variables au cours de la séquence de mesure.

La figure 2.3 représente la structure du Rubidium et les fréquences optiques correspondant à chacune des fonctions des lasers. Le laser de référence est utilisé comme sonde horizontale pendant de la détection ou pour pousser les atomes lors de la préparation. Les lasers 1 et 2 sont utilisés pour faire les transitions Raman à deux photons de l'interféromètre. En dehors de l'interféromètre, le laser 1 sert de repompeur et le laser 2 de refroidisseur ou sonde verticale. Comme nous allons l'expliquer plus tard, les photodiodes Ph1 et Ph2 (fig. 2.2) sont utilisées pour mesurer le battement entre les lasers pour leurs asservissement en fréquence et en phase pour la photodiode Ph3.

La figure 2.4 retrace l'évolution des fréquences au cours d'un cycle de mesure. Nous pouvons voir que la fréquence du laser de référence optique (en bleu) reste constante et accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Nous appliquons un

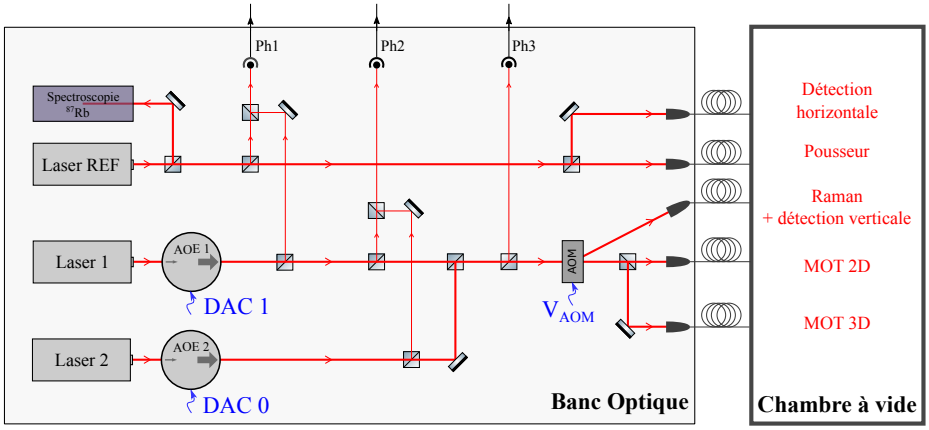


FIG. 2.2 – Schéma simplifié du banc optique et de la chambre à vide. Les AOE sont des amplificateurs optiques évasés, l'AOM est un modulateur acousto-optique et les symboles Ph désignent les différentes photodiodes utilisées pour mesurer les battements entre lasers pour leurs asservissements. DAC 0, DAC 1 et V_{AOM} représentent les consignes numériques appliquées pour contrôler les courants envoyés aux amplificateurs optiques et la puissance RF envoyée dans l'AOM pour pulser les faisceaux Raman et de détection.

saut de 1 GHz sur la fréquence du laser 1 pour passer de la fonction repompeur à Raman. Le laser 2 est celui dont la fréquence varie le plus au court de la séquence. Nous changeons successivement sa fréquence pour passer d'un MOT (-2 Γ) à une mélasse (-6,5 Γ) puis à une mélasse fortement désaccordée (-22 Γ). Ensuite, comme pour le laser 1, un saut de fréquence de 1 GHz nous permet de le convertir en laser Raman. Avant la détection nous le ramenons proche de résonance de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour l'utiliser comme un faisceau de mélasse afin de geler les atomes en $|F = 2\rangle$ et permettre la séparation spatiale des deux populations atomiques dans la détection (paragraphe 2.2.4). Enfin, nous le ramenons à résonance pour exciter les atomes et collecter leur fluorescence. Pour contrôler cette dynamique, nous jouons sur les paramètres des asservissements des lasers.

L'asservissement des lasers se fait en cascade, le laser 2 est asservi, selon les étapes de la séquence, en phase [45] ou en fréquence sur le laser 1 qui lui même est asservi en fréquence sur le laser de référence [46]. Ce laser de référence est asservi sur la transition $|5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$ par spectroscopie à absorption saturée dans une cellule de Rubidium [47].

Pour comparer les fréquences de deux lasers, nous les superposons puis les focalisons sur une photodiode (Ph1, Ph2 et Ph3 de la figure 2.2) qui convertit le battement des champs électriques des lasers en un signal électrique dont la fréquence dépend

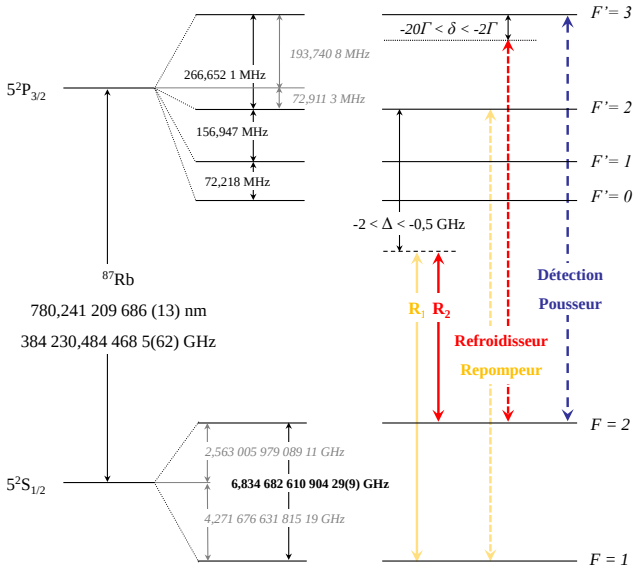


FIG. 2.3 – Niveaux d'énergie du Rubidium 87 et fréquences optiques utilisées dans une séquence de mesure.

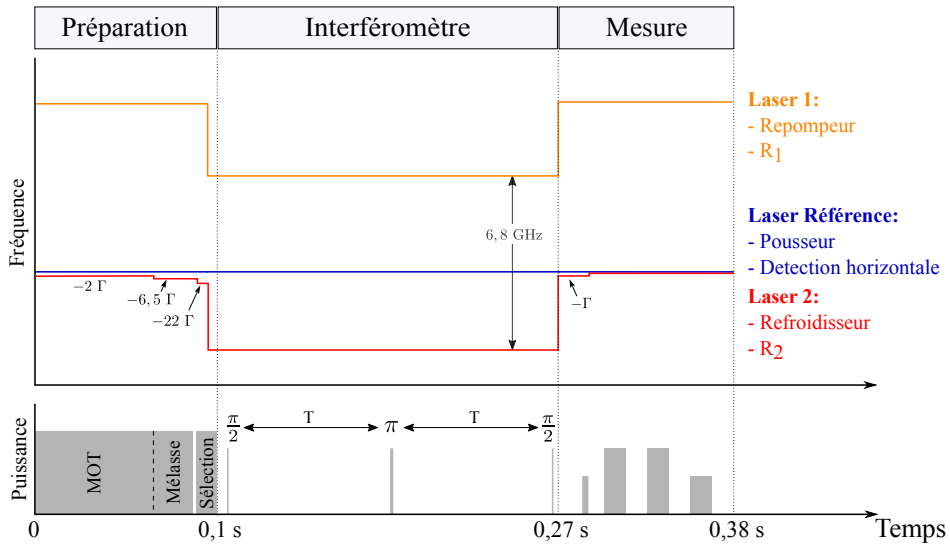


FIG. 2.4 – Chronogramme des fréquences (partie supérieure) et des puissances lasers (partie inférieure d'une séquence de mesure.

de la différence de fréquence des deux lasers. Ce signal de battement est ensuite envoyé dans un mélangeur pour être comparé au signal produit par un oscillateur de référence. Pour les asservissements de fréquence, la sortie du mélangeur est envoyée dans un convertisseur fréquence/tension (FVC). En comparant la valeur de la tension ainsi obtenue à une tension de référence, correspondant à la fréquence souhaitée

pour le laser à asservir, nous pouvons produire un signal d'erreur. Ce signal d'erreur est utilisé pour contrôler le courant envoyé à la diode et la tension appliquée sur la cale piézoélectrique qui supporte la lame semi-réfléchissante qui ferme la cavité du laser en cavité étendu [12].

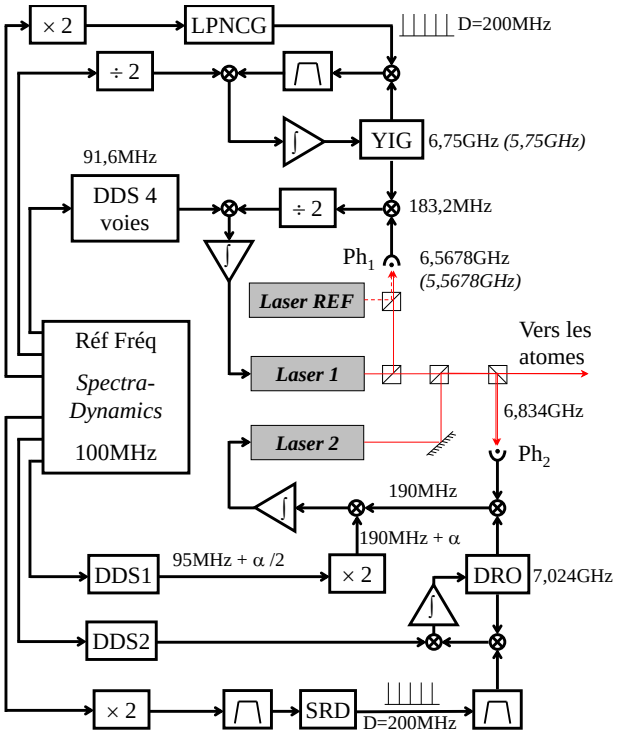


FIG. 2.5 – Chaine des fréquences pour le contrôle des lasers du gravimètre atomique. Les rectangles gris représentent les trois lasers et les lignes rouges leurs faisceaux. Le YIG (Yttrium Iron Garnet) et le DRO (Oscillateur à Résonance Diélectrique) sont des oscillateurs que l'on compare aux battements entre les différents lasers. Le SRD (Step Recovery Diode) et le LPNCG (Low Phase Noise Comb Generator) permettent de générer des peignes de fréquences et les DDS (direct digital synthetiser) sont des synthétiseurs digitaux directs

Pour modifier la fréquence d'un laser, nous pouvons changer la fréquence de l'oscillateur qui est mélangé avec le signal de battement du laser à modifier ou la fréquence du laser de l'étage supérieur. La figure 2.5 représente la chaine de fréquence utilisée pour asservir les lasers, elle est extraite de [11] et modifiée pour prendre en compte les modifications que nous avons apportées depuis, et bien correspondre à la situation actuelle. La fréquence du laser 1 dépend d'un oscillateur micro-onde de type YIG (Yttrium Iron Garnet) lui même asservi sur un peigne de fréquence, généré à l'aide d'un LPNCG (Low Phase Noise Comb Generator) par multiplication

d'un signal à 200 MHz. La fréquence du laser 2 dépend d'un DRO (Oscillateur à Résonance Diélectrique) qui est asservi sur une DDS (Direct Digital Synthesis). Pour réaliser le saut de 1 GHz après l'étape de refroidissement, nous changeons la fréquence du YIG de la même quantité et modifions les points de fonctionnement du courant des diodes et de la tension des cales piézoélectriques pour aider les lasers à réaliser le saut. Le laser 1 se déplace donc de 1 GHz entraînant avec lui le laser 2. En jouant sur la fréquence du DRO, nous pouvons modifier uniquement la fréquence du laser 2, mais dans une gamme beaucoup plus restreinte, de 12 MHz seulement.

Juste avant l'interféromètre un interrupteur est activé pour ouvrir la boucle d'asservissement des fréquences entre R_1 et R_2 et pour fermer celle de l'asservissement de phase qui prend le relai pendant toute la durée de l'interféromètre. Le schéma de l'asservissement de phase n'est pas représenté sur la figure 2.5, il est détaillé dans [35].

2.2.2 La préparation du nuage atomique et conditions initiales des trajectoires

Refroidissement du nuage

A partir d'une vapeur de Rubidium, nous produisons avec un MOT-2D [48, 49] un jet atomique de l'ordre de 10^9 atomes par seconde. Ce jet collimaté passe au travers d'un trou de 1,5 mm de diamètre pour alimenter un MOT-3D [50–52]. Le MOT-3D est constitué de 6 faisceaux lasers contra-propageants placés sur les trois directions de l'espace (fig. 2.6). Une paire de faisceaux contra-propageants du MOT est alignée avec la direction Est/Ouest. Les quatres autres faisceaux, dans le plan défini par l'axe Nord/Sud et la verticale, font des angles de 45° avec la verticale.

Pour répartir la puissance laser dans les différents bras des MOT, nous utilisons des coupleurs de fibre Schäfter-Kirchhoff 1×3 pour le MOT-2D et 1×6 pour le MOT-3D (fig. 2.7). Le réglage du rapport d'intensité des différents faisceaux se fait en ajustant la position de lames $\lambda/2$ placées devant les cubes séparateurs de polarisation utilisés pour séparer les faisceaux par paires.

Pour générer le gradient de champ magnétique nécessaire au piégeage des atomes, deux bobines anti-Helmholtz sont alignées sur l'axe Est/Ouest de manière symétrique par rapport au centre du piège et génèrent le gradient de champ magnétique du MOT.

Après 70 ms de chargement nous coupons le champ magnétique du MOT pour passer en phase de mélasse optique, les atomes ont une température de quelques

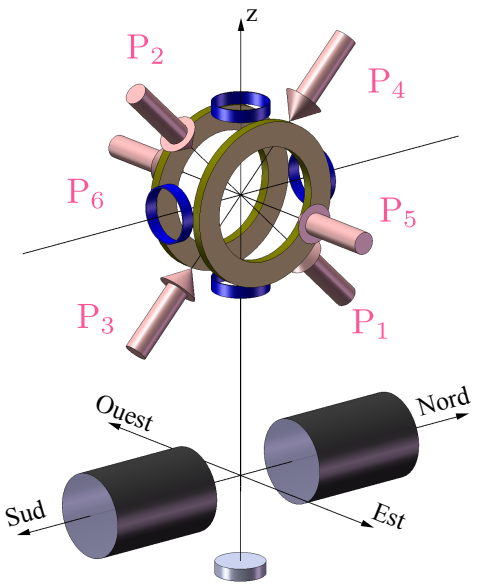


FIG. 2.6 – Schéma de la configuration des faisceaux dans le MOT-3D et de ses bobines par rapport à la détection et au miroir de référence.

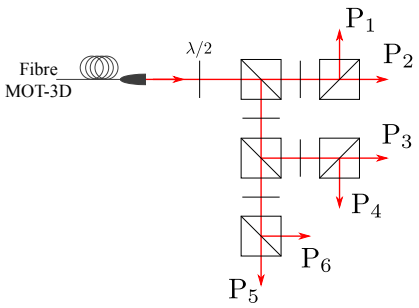


FIG. 2.7 – Répartition des puissances dans les 6 faisceaux du MOT-3D. Les quatre premiers faisceaux: P_1, P_2, P_3 et P_4 sont alignés dans le plan défini par la directions Nord/Sud et la verticale. Chacun de ces faisceaux fait un angle de $\pm$ 45° avec le plan horizontal. Les deux faisceaux P_5 et P_6 sont les faisceaux alignés sur l'axe Est/Ouest.

dizaines de μK. Nous changeons le désaccord des faisceaux du MOT qui étaient désaccordé de -2 Γ (fig. 2.4) pour passer à -6,5 Γ pendant 18 ms. Nous terminons le refroidissement par une mélasse fortement désaccordée (environ -22 Γ) pendant 8 ms. A la fin de cette étape de refroidissement les atomes ont une température d'environ 2 μK. Notons que pendant la phase de mélasse les atomes ne subissent plus la force de rappel qui les ramenaient au centre du piège lors la phase de MOT-

3D. Un déséquilibre d'intensité entre les faisceaux contra-propageants ou un défaut de polarisation des bras de la mélasse génère une force qui donne une vitesse moyenne au nuage dans la direction du bras déséquilibré.

A la fin de l'étape de refroidissement le laser 2, de refroidissement, est coupé le premier. Le laser 1 reste encore allumé moins d'une ms pour repomper tout les atomes vers l'état $|F = 2\rangle$. Lorsque le laser 2 est éteint les atomes ne sont plus piégés, ils commencent à chuter. C'est donc à la coupure du faisceau laser 2 que nous déterminons la date de lâcher des atomes.

L'étape de refroidissement (MOT et mélasse) est décisive dans la détermination des conditions initiales de notre interféromètre. Comme nous le verrons plus tard, ces conditions ont un impact important sur la mesure:

- la date de lâcher des atomes,
- la vitesse moyenne du nuage dans les trois directions de l'espace,
- la position initiale des atomes,
- la symétrie de la distribution en vitesse.

Position et vitesse des atomes

Le temps écoulé entre la date du lâcher et la première impulsion Raman détermine la vitesse des atomes au moment de l'impulsion. En calculant le décalage Doppler associé à cette vitesse, nous pouvons déterminer la différence des fréquences des faisceaux Raman pour satisfaire la condition de résonance. Nous pouvons aussi la mesurer par spectroscopie Raman. Une fois cette différence de fréquence fixée, si le délai de lâcher des atomes varie, les faisceaux Raman se décalent par effet Doppler de la résonnance, entraînant une perte d'atomes participant à l'interféromètre mais aussi, comme nous en discuterons plus en détail au chapitre 3, une asymétrie dans le profil des distributions des vitesses des atomes participant à l'interféromètre. La date de lâcher détermine aussi la position verticale des atomes lors de la détection. La réponse de la détection n'étant pas infiniment uniforme dans toutes les directions de l'espace, le déplacement des atomes dans la zone de détection revient à modifier la pondération des différentes classes de vitesses atomiques. Une étude de cette pondération est détaillée au paragraphe 3.7.

L'alignement des bobines a été fait de manière à ce que le minimum du champ magnétique, le point d'intersection des six faisceaux du MOT-3D et le centre de la détection soient superposés sur l'axe central de la chambre à vide. De nombreuses raisons comme un défaut alignement des bobines ou des faisceaux, un champ ma-

gnétique parasite ou encore un déséquilibre des puissances lasers peuvent écarter le nuage de l'axe central de la chambre à vide.

Nous avons mesuré, à l'aide d'une caméra CCD, la position du nuage à la fin du MOT en faisant varier le rapport des puissances des faisceaux contra-propageants de la direction Est/Ouest, P_5 et P_6. Nous observons un comportement linéaire de la position du nuage selon le déséquilibre des puissances que nous caractérisons par le paramètre x_{56} *. Nous mesurons une sensibilité de 2,67 mm par unité de x_{56}, dans une gamme de déséquilibre allant de $P_2/P_1 = 1/2$ à 3 (ce qui correspond à x_{56} entre -0,3 et 0,5).

La position initiale au lâcher ne dépend pas que de la position en fin de MOT mais aussi du déplacement du nuage pendant les phases de mélasse.

En accumulant les déplacements qui ont eu lieu pendant le MOT-3D, la phase de mélasse et ceux durant la chute libre induit par la vitesse transverse, pour une dérive de x_{56} typique de $\pm$0,02 nos atomes peuvent s'être déplacés d'environ $\pm$ 133 μm au niveau de la détection sur la direction Est/Ouest. Nous verrons dans le paragraphe suivant que ces déplacements, bien que faibles devant la taille de la détection (sa réponse est proche d'un signal carré de 15 mm de large suivant l'axe Est/Ouest) affectent la stabilité long terme et biaisent notre mesure.

Distribution de vitesse des atomes

La distribution des vitesses selon la direction Est/Ouest mesurée à la fin de l'étape de refroidissement ne correspond pas la distribution gaussienne d'un nuage thermique, mais s'ajuste mieux avec un modèle Lorentzien de type b [53]:

$$f(v) = \frac{A}{(1 + \frac{|v-v_0|^2}{v_l^2})^b} \tag{2.1}$$

Le résultat de la mesure de la distribution en vitesse dans la direction Est/Ouest est reportée figure 2.8 (ligne continue noire). Nous avons ajouté sur cette figure le résultat d'ajustement fait avec un modèle gaussien (ligne en tiret bleu) et celui fait avec la fonction 2.8 en utilisant les paramètres b = 2,5 et $v_l = 22$. Cette dernière a un nombre d'atomes plus important dans les ailes qu'une distribution gaussienne, ce qui devrait accroitre le biais de Coriolis induit par le troncage de la détection (paragraphe 1.4.2).

*. $x_{56} = (P_6 - P_5)/(P_6 + P_5)$

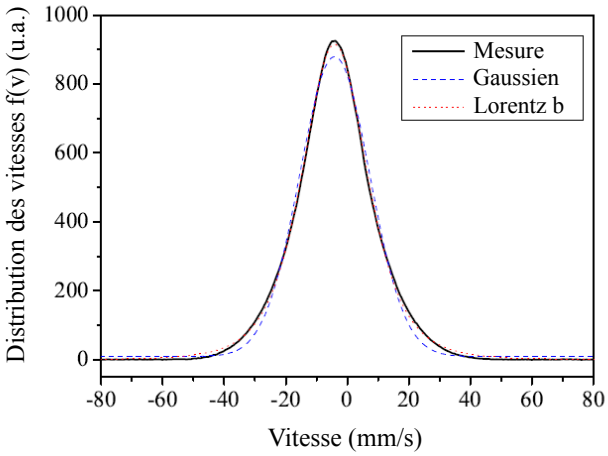


FIG. 2.8 – Distributions en vitesse du nuage selon la direction Est/Ouest, mesurée (ligne continue noire), ajustée par un modèle gaussien (ligne en tiret bleu) et ajustée par une lorentzienne b (ligne pointillé rouge).

La distribution des vitesses mesurée n'est pas symétrique. Nous évaluons cette asymétrie à l'aide du paramètre $s = 1/\sigma_v^3 \int f(v)(v-\bar{v})^3 dv$ avec σ_v l'écart-type de la distribution de vitesse. Cette asymétrie et la fréquence moyenne de la distribution varient selon le rapport d'intensité des faisceaux du MOT. Elles ont été caractérisées par mon prédécesseur, Tristan Farah et présentées dans [41]. Le résultats de ses mesures sont reportées figure 2.9. Elles ont été faites à deux désaccords de mélasse différents: -1,9 Γ et -6,6 Γ. L'asymétrie et la moyenne de la distribution des vitesses varient linéairement avec le rapport d'intensité dans le bras Est/Ouest de la mélasse. Sans surprise, en augmentant le désaccord nous réduisons la force des faisceaux de mélasse et donc la dépendance de ces paramètres selon x_{56}. L'asymétrie varie selon x_{56} avec une sensibilité deux fois plus faible pour la mélasse à -6,6 Γ. La vitesse moyenne passe d'une sensibilité de 1,7(1)mm/s par unité de x_{56} pour un désaccord de -1,9 Γ à seulement 0,2(1)mm/s pour un désaccord de -6,6 Γ

Pour résumer et illustrer l'impact des paramètres initiaux décrits plus haut, nous avons représenté avec la figure 2.10 la trajectoire d'un nuage atomique depuis le moment du lâcher à l'altitude z_0 jusqu'à son arrivée dans la détection à l'altitude z_d. La zone de sensibilité de la détection est représentée par un rectangle gris. Nous décrivons six situations de la plus idéale (a) à la plus proche des conditions expérimentales si on ne prête pas attention(f). Dans le cas (a), les atomes sont centrés sur l'axe de la chambre à vide, n'ont pas de vitesse moyenne et ont une température nulle. Le cas (b) prend en compte l'expansion du nuage dû à sa température non

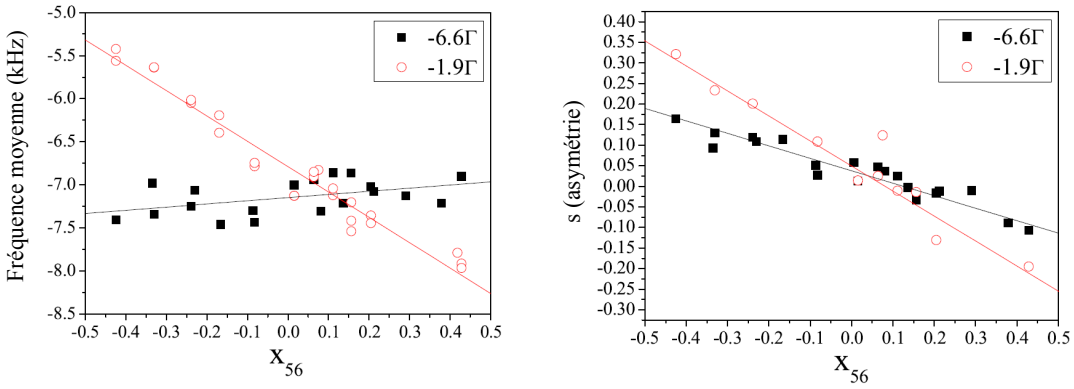


FIG. 2.9 – Évolution de la fréquence moyenne de la distribution des vitesses de l'axe Est/Ouest (à gauche) et de l'asymétrie de la distribution (à droite) selon le rapport d'intensité des faisceaux du MOT dans cette direction.

nulle. Le cas (c) représente la situation où, la position initiale de chute n'est pas sur l'axe central de la chambre à vide. Une partie des atomes sortent de la zone de sensibilité de la détection, ils ne seront pas comptés lors de la mesure de la probabilité de transition. La situation (d) est similaire à (c) en ajoutant une vitesse initiale moyenne transverse non nulle, la perte d'atomes déjà observée dans (c) est aggravée. Dans le cas (e) nous ajoutons un profil de vitesse transverse asymétrique. Enfin, la situation (f) cumule tous les défauts : les atomes ont une température non nulle, ne sont pas parfaitement centrés sur l'axe de la chambre à vide, ils ont une distribution de vitesse transverse asymétrique et ils sont lâchés trop tard par rapport aux paramètres d'initialisation de la détection.

Après un temps de chute d'environ 200 ms, nous pouvons considérer que la distribution des vitesses et la distribution spatiale dans la détection sont corrélées (les atomes les plus rapides sont les atomes les plus éloignés du centre du nuage). Certains effets systématiques, comme celui lié à l'accélération de Coriolis, dépendent de la distribution de vitesse détectée, et donc de la distribution spatiale dans la détection après les 200 ms de chute. Ainsi, la valeur moyenne de ces biais peut varier selon la trajectoire (fig. 2.10) et donc selon la position et la vitesse initiale des atomes.

Lorsque la trajectoire des atomes dévie suffisamment de la trajectoire optimale menant certains atomes hors de la zone de détection (ou détectés avec une efficacité moindre), la moyenne des biais induit par chaque classe de vitesse est modifiée.

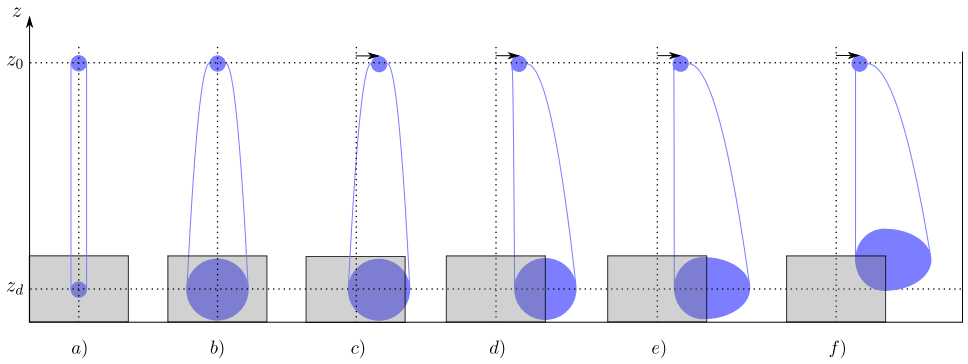


FIG. 2.10 – 6 trajectoires atomiques à partir de l'altitude du lâcher z_0 jusqu'à l'altitude de la détection z_d. La figure (a) représente le cas idéal d'un nuage centré dans la chambre à vide avec une température nulle. La figure (b) et (c) représentent un nuage avec une température non nulle respectivement centré et décentré par rapport à l'axe de l'enceinte à vide. Les cas (d) et (e) sont similaires au cas (c), mais en ajoutant une vitesse transverse au nuage, respectivement avec une distribution symétrique et asymétrique. Le cas (f), est exagéré pour l'illustration, il cumule tous les défauts: le nuage est décentré, avec une vitesse transverse dont la distribution est asymétrique et la date de lâcher n'est pas optimale (les atomes n'ont pas eu le temps d'arriver au centre de la détection).

Rapport d'intensité des faisceaux du MOT-3D

Dans le chapitre 1, nous avons présenté le biais sur la mesure de g induit par un déséquilibre des faisceaux du MOT-3D selon la direction Est/Ouest. Nous avons attribué ce biais à l'effet de l'accélération de Coriolis pondérée par la réponse de notre détection dans cette direction. Nous allons dans ce paragraphe présenter la réponse de notre interféromètre aux variations du rapport d'intensité des faisceaux du MOT suivant les deux autres directions: Nord/Sud et verticale.

En changeant le rapport d'intensité des faisceaux contra-propageants des bras du MOT-3D, nous changeons la vitesse moyenne des atomes dans la direction concernée, ce qui modifie les trajectoires des atomes et aussi la fraction d'atomes détectés. Nous avons reporté le nombre d'atomes détectés selon le rapport d'intensité x_{12} (en noir) et x_{34} (en rouge) sur le graphique de gauche de la figure 2.11. Les mesures sont ajustées par un polynôme du second degré (ligne continue) afin de déterminer la valeur de x_{ij} qui optimise le nombre d'atomes détectés. Le rapport d'intensité qui produit les trajectoires les plus adaptées pour maximiser le nombre d'atomes détectés sont

x_{12} = 0,04(1) et x_{34} = -0,06(2), ce qui correspond respectivement à des rapports d'intensité r_{12} = 0,92(2) † et r_{34} = 1,13(5).

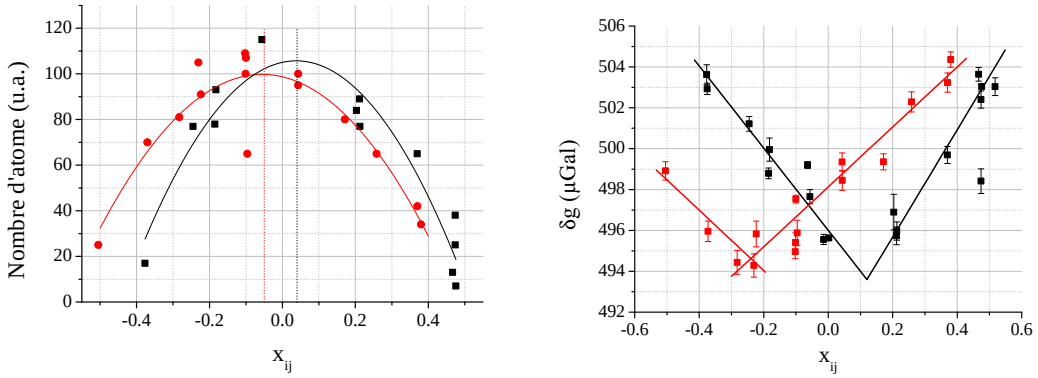


FIG. 2.11 – Effet de la variation des rapports d'intensité dans le MOT-3D. Graphique de gauche: mesure du nombre d'atomes selon le rapport des puissances du MOT x_{12} (en noir) et du rapport x_{34} (en rouge). Graphique de droite: variations de g selon les rapports d'intensités x_{12} et x_{34}.

La mesure du biais sur g (graphique de droite de la figure 2.11) selon les rapports d'intensités x_{ij} nous donne un signal en forme de "V" d'amplitude de 10 μGal. La forme de ce signal semble indiquer qu'il existe une valeur de x_{ij} pour laquelle la pente est nulle et donc une sensibilité nulle de g aux variations de x_{ij}. Ces x_{ij} particuliers ne correspondent pas aux x_{ij} que nous utilisons pour nos mesures de g (nous utilisons ceux qui maximisent le nombre d'atomes détectés). Ils correspondent cependant à un excès de puissance similaire dans les faisceaux P_2 et P_3, par rapport au faisceaux P_1 et P_4.

Les pentes du "V" sont de -20,8(6)μGal /x_{12} et 26,2(1)μGal /x_{12} respectivement pour la partie gauche et droite du "V" et de -15(2)μGal /x_{34} et 14,7(6)μGal /x_{34} pour le faisceau P_{34}. Nous ne connaissons pas la nature de ces biais, mais nous pouvons toutefois calculer les variations sur g qu'ils induisent.

Nous avons représenté avec le graphique de gauche de la figure 2.12 les variations des trois x_{ij} sur une durée de près de deux ans. Notons que la courbe bleue correspondant au rapport d'intensité x_{56} est plus stable que les autres. Ces collimateurs ont été refait, ils comportent un polariseur. Le graphique de droite représente les biais sur la mesure de g engendrés par les variations de x_{12} (en noir) et x_{34} (en rouge). La moyenne des biais sur les deux ans est de +5,5 μGal avec une dispersion de 0,8 μGal. Cependant, nous n'observons pas de corrélation entre les variations du

†. $r_{ij} = P_i/P_j$

signal de g et les biais calculés par cet effet. Certainement parce que l'amplitude des variations de ces biais sont inférieures aux variations du signal résiduel de gravité.

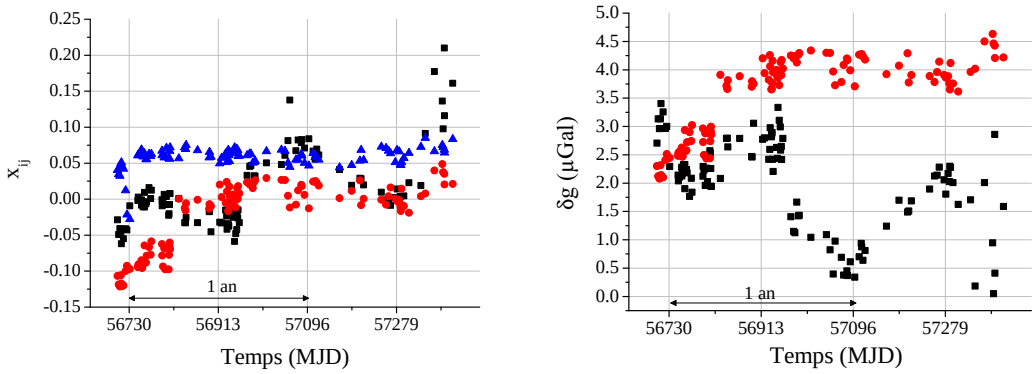


FIG. 2.12 – Graphique de gauche: suivi des variations des rapports d'intensités dans les bras du MOT-3D x_{12} (en noir), x_{34} (en rouge) et x_{56} (en bleu) sur une période d'environ deux ans. Graphique de droite: biais sur g provoqués par les variations des rapports d'intensités x_{12} et x_{34}.

Sélection de l'état atomique pour l'interféromètre

Sélection du sous niveau Zeeman

A la sortie de l'étape de refroidissement tous les atomes sont répartis sur les 5 sous niveaux Zeeman du niveau $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ ($t = 0$ ms fig.2.13). Pour réduire notre dépendance aux variations spatiales et temporelles du champ magnétique, nous faisons en début de mesure une série d'impulsions pour préparer tous les atomes dans l'état $m_F = 0$, insensible au premier ordre au champ magnétique.

Après avoir refroidi les atomes, nous appliquons un champ magnétique qui lève la dégénérescence des sous niveaux Zeeman. Afin de nous permettre de les distinguer. Nous appliquons une première impulsion π micro-onde de 400 μs qui transfert les atomes du niveau $|F = 2, m_f = 0\rangle$ vers le niveau $|F = 1, m_f = 0\rangle$ (t = 4,5 ms fig. 2.13). 1 ms plus tard, nous envoyons sur les atomes une impulsion de quelques ms du laser de référence accordé sur la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Cette impulsion est une onde progressive qui arrive sur les atomes à 45° par rapport au plan horizontal. Elle pousse les atomes qui sont restés dans $|F = 2\rangle$ en dehors de la zone de chute, les atomes restant sont dans l'état $|F = 1, m_f = 0\rangle$. Une seconde impulsion micro-onde re-transfère ensuite ces atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ avant leur sélection en vitesse (t = 6,4 ms fig. 2.13).

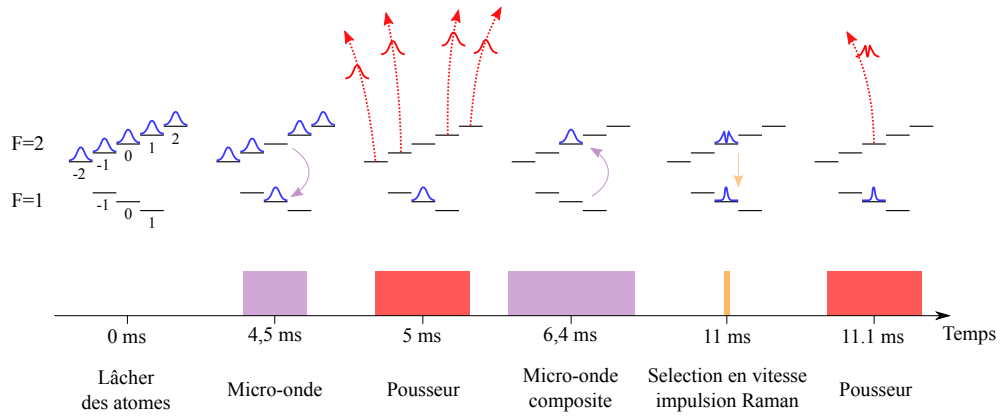


FIG. 2.13 – Séquence de préparation de l'état atomique pour l'interféromètre.

Sélection en vitesse

L'objectif de la sélection en vitesse est de sélectionner les atomes dans une distribution en vitesse plus étroite que la distribution initiale et mieux adaptée au profil des fréquences Raman de l'interféromètre. La distribution de vitesse des atomes à l'issue de la phase de refroidissement sub-Doppler a une largeur Doppler à mi-hauteur d'environ 80 kHz tandis que dans nos conditions d'utilisation habituelles pour la mesure de g, la fréquence de Rabi maximale de nos Raman ne dépasse pas les 25 kHz pour les configurations C_0 et C_1 et 12,5 kHz seulement pour les configurations C_2 et C_3. Pour sélectionner les atomes nous utilisons une transition Raman contra-propageante π [54]. La probabilité de transition de cette transition, selon la vitesse verticale v_z des atomes est donnée par:

$$P(v_z) = \frac{\pi^2}{4}\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1+\left(\frac{\boldsymbol{v_z.k_{eff}}}{|\Omega_{eff}|}\right)^2}\right) \tag{2.2}$$

La largeur Doppler de la distribution sélectionnée est de l'ordre de la fréquence de Rabi. Nous utilisons des fréquences de Rabi identiques pour l'impulsion de sélection et pour les impulsions de l'interféromètre.

Les atomes sélectionnés se trouvent dans l'état $|F = 1\rangle$, nous pouvons à nouveau pousser les atomes non sélectionnés avec un impulsion du laser pousseur (fig. 2.13). Après avoir poussé ces atomes non sélectionnés, nous pouvons commencer l'interféromètre.

Au début de cette thèse, nous ne balayions pas la différence de fréquence entre les faisceaux Raman pendant l'impulsion de sélection, mais gardions une fréquence

constante pendant toute sa durée (quelques dizaines de μs). Nous avons mis en évidence que cela induisait un biais sur la mesure, et ce d'autant plus que la fréquence de Rabi était faible. En effet, lorsque nous baissons la puissance des faisceaux Raman, nous augmentons la durée des impulsions et donc la différence du décalage Doppler entre le début et la fin de l'impulsion. Pour une impulsion Raman π de 80 μs, l'accélération des atomes pendant la durée de l'impulsion induit par effet Doppler un décalage de la fréquence de résonance d'environ 2 kHz. Si la fréquence de la sélection est bien ajustée en début d'impulsion, elle ne l'est plus de 2 kHz en fin d'impulsion. Nous introduisons alors une asymétrie dans le profil de vitesse sélectionné et un décalage du centre de la distribution sélectionnée. Les paramètres du profil sélectionné, dans ce cas, varient selon de la durée des impulsions, ils sont donc différents dans les configurations à pleine puissance (C_0 et C_1) que dans les configurations à mi-puissance (C_2 et C_3). Cette asymétrie entraîne un biais qui dépend de la puissance Raman, mais d'une façon qui n'est pas proportionnelle à la puissance Raman. Cet effet induit donc un biais quand on combine les mesures des 4 configurations pour corriger l'effet de déplacement lumineux à 2 photons à l'aide d'une extrapolation linéaire à zéro. Pour caractériser ce biais, nous avons mesuré le biais sur g selon la puissance des faisceaux Raman par rapport à une mesure faite à pleine puissance. Les résultats des mesures faites en appliquant la rampe de fréquence sur l'impulsion de la sélection sont représentés par les points noirs sur la figure 2.14.

Nous observons bien le comportement linéaire attendu, attribué au LS2, en fonction de la puissance. En extrapolant à la puissance nulle, nous retrouvons bien une valeur de 18 μGal pour le LS2 comme attendue par le calcul (paragraphe 1.4.2) pour une durée d'impulsion π de 18 μs. A partir de ces mesures, nous pouvons aussi estimer le déplacement lumineux à deux photons que nous aurions eu pour des mesures de g utilisant les paramètres de puissance $[P/2; P/4]$ et $[P/4; P/8]$ (paragraphe 1.5.1). Les extrapolations à la puissance nulle, pour ces paramètres de mesure, sont représentées par les lignes discontinues noires. En appliquant la rampe de fréquence sur la sélection, notre mesure du LS2 est en accord avec le calcul à $\pm$ 1μGal selon la puissance totale des faisceaux Raman.

Par contre, lorsque l'on ne rampe pas la fréquence pendant l'impulsion de sélection en vitesse (en rouge sur la figure 2.14), le comportement n'est plus linéaire et donc l'estimation du LS2 se dégrade. Dans ce cas, l'erreur faite sur l'estimation du LS2 augmente lorsque l'on diminue la puissance. Les lignes discontinues rouges représentent les extrapolations à puissance nulle pour les paramètres de puissance

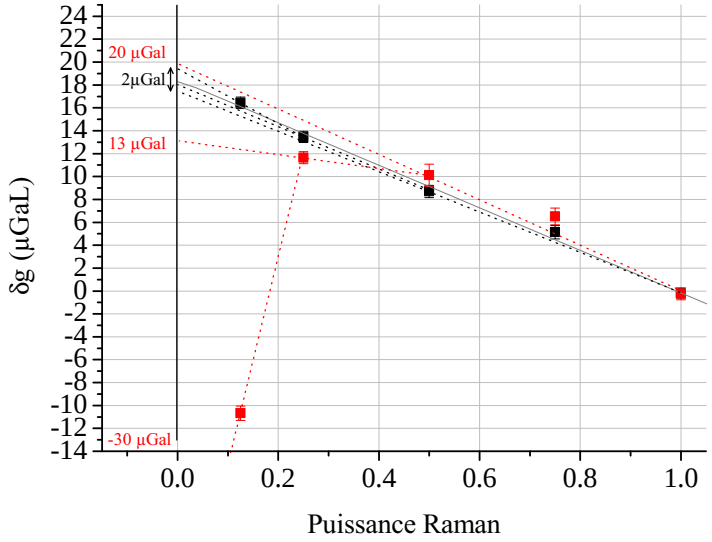


FIG. 2.14 – Biais sur g selon la puissance totale des faisceaux Raman lorsque l'on applique la rampe de la fréquence de l'impulsion de sélection en vitesse (en noir) et lorsque l'on ne l'applique pas de rampe (en rouge). Les lignes discontinues représentent les extrapolations à puissance nulle utilisée pour estimer le biais dû au LS2.

discutés plus haut. Nous avons associé à ces lignes les valeurs de LS2 que nous trouvons pour ces paramètres de puissance.

Depuis que nous avons ajouté la rampe sur la fréquence de la sélection en vitesse la dispersion des mesures de g a été réduite d'un facteur proche de 2,5.

2.2.3 L'interféromètre

L'interféromètre est constitué d'une série de trois impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.1.1, ces trois impulsions permettent de reproduire l'équivalent de l'interféromètre optique de type Mach-Zehnder en optique qui est constitué de deux lames séparatrices pour ouvrir et fermer l'interféromètre et deux miroirs pour rediriger les ondes. Les trois impulsions Raman sont envoyées sur les atomes avec un intervalle de temps T entre deux impulsions consécutives, qui dans nos conditions d'utilisation est de 80 ms. Le faisceau Raman est envoyé sur les atomes depuis le banc optique par une fibre optique et mis en forme par un collimateur constitué d'un doublet de 40 mm de diamètre et avec une focale de 140 mm. Ce collimateur est conçu pour produire un faisceaux gaussien large

d'environ 15 mm à mi-hauteur, l'objectif étant d'avoir un profil d'intensité assez homogène sur la taille du nuage, afin de limiter les biais entraînés par l'expansion du nuage. En face de ce collimateur, qui est aligné sur l'axe Nord/Sud, est placé un miroir à 45° qui permet d'orienter le faisceaux Raman sur la verticale. C'est sur ce miroir que nous jouons pour optimiser la ré-injection du faisceaux Raman dans sa fibre optique après son passage dans l'enceinte à vide et sa rétro-réflexion sur le miroir placé en bas de l'enceinte à vide.

Pour conserver la condition de résonance (eq. 1.7) au cours de la chute des atomes, nous appliquons une rampe linéaire sur la différence des fréquences des lasers Raman pour compenser l'effet Doppler. Le signe de cette rampe dépend de l'orientation du vecteur d'onde Raman. Nous avons tracé sur la figure 2.15 les rampes de fréquences pour les deux configurations utilisant les vecteurs d'onde $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. Nous commençons cette rampe à partir de la sélection et l'arrêtons après la dernière impulsion de l'interféromètre.

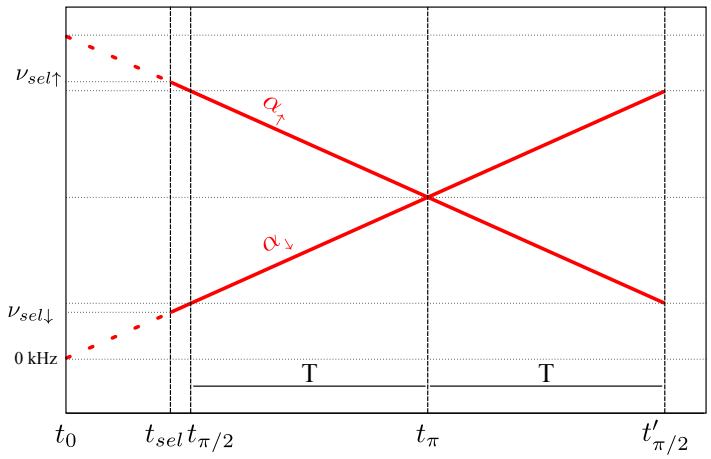


FIG. 2.15 – Rampes appliquées sur la fréquence des impulsions Raman pour les deux configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. Un saut sur la fréquence initiale de la configuration $\uparrow$ est appliqué pour que les fréquences des trois impulsions de l'interféromètre délivrées par la DDS soient symétriques par rapport à l'impulsion π.

Les différents éléments de la chaîne radio-fréquence allant de la DDS qui génère cette rampe au comparateur de phase introduisent des délais qui dépendent de la fréquence, conduisant à des déphasages différents aux 3 impulsions, et donc à un biais sur la mesure [35]. Pour limiter leur impact, nous faisons en sorte que la DDS explore la même plage de fréquence en configuration $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. Pour assurer le décalage

de la différence de fréquence des lasers entre $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, nous décalons le point de fonctionnement du DRO qui sert à démoduler le signal de battement (voir figure 2.5). Pour des fréquences balayées de façon symétriques par rapport à l'impulsion π (fig. 2.15), les biais introduits dans les configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ sont alors identiques et nous pourront les rejeter par l'alternance des vecteurs d'onde Raman.

2.2.4 La mesure

Mesure de la probabilité de transition

Le rôle de la détection est de compter le nombre n_f d'atomes dans l'état fondamental $|f\rangle$ et le nombre n_e d'atomes dans l'état $|e\rangle$, avec lesquels on calcule la probabilité de transition en sortie d'interféromètre. Nous avons à notre disposition deux types de détection, une détection horizontale et une détection verticale. Ces deux détections utilisent le même système optique pour collecter la fluorescence des atomes, mais diffèrent sur les moyens utilisés pour les exciter. Les atomes arrivent au niveau de la détection avec une vitesse d'environ 2 m/s. A ce moment là, les deux nuages d'atomes correspondant aux deux ports de sortie de l'interféromètre s'étalent sur environ 5 mm (largeur à mi-hauteur) et leurs centres sont séparés spatialement de seulement 0,3 mm. On ne peut pas distinguer les deux ports de sortie, mais nous pouvons tirer profit du fait qu'ils sont dans des niveaux d'énergie interne différents [9].

Système de collection de la fluorescence

Le système de collection de la fluorescence est composé de 4 photodiodes, tel que sur la fig 2.16. 2 photodiodes placées de part et d'autre de l'axe de chute des atomes servent à détecter les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Les 2 autres, alignées dans le même plan, sont placées 20 mm en dessous des 2 premières et sont utilisées pour les atomes en $|F = 1\rangle$. Deux systèmes optiques de type double Gauss, placés symétriquement par rapport à l'axe de chute, collectent la fluorescence des atomes sur leur deux photodiodes respectives avec chacun une efficacité de collection de 1,5% [11].

Détection verticale

Cette méthode consiste à utiliser les lasers 1 et 2 comme sondes verticales pour exciter les atomes en utilisant le collimateur. Entre la dernière impulsion Raman et la détection, un saut en fréquence est appliqué sur ces lasers pour ramener le laser 1 à résonance avec la transition $|5^2\mathrm{S}_{1/2}, \mathrm{F} = 2\rangle \rightarrow |5^2\mathrm{P}_{3/2}, \mathrm{F}' = 2\rangle$ qui joue

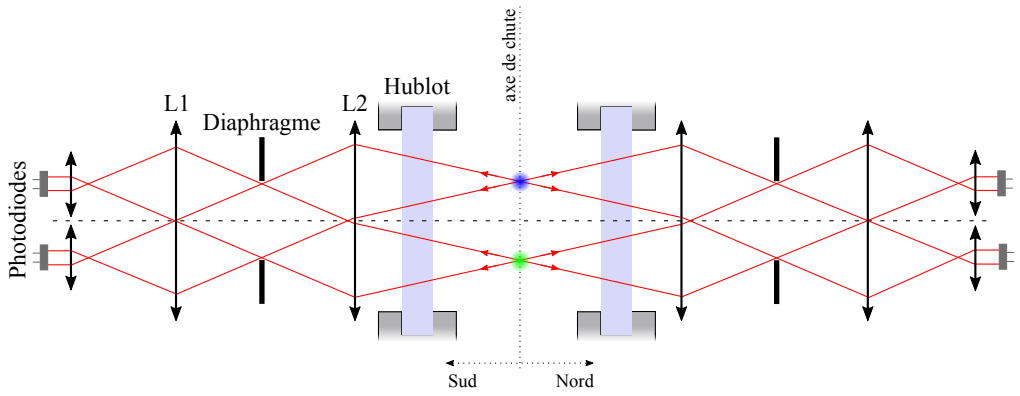


FIG. 2.16 – Vue en coupe du système de collection de la fluorescence de la détection. Le système est symétrique par rapport à l'axe de chute des atomes au centre de l'enceinte à vide.

dans ce cas le rôle de repompeur et le laser 2 proche de résonance de la transition $|5^2\mathrm{S}_{1/2}, \mathrm{F} = 2\rangle \rightarrow |5^2\mathrm{P}_{3/2}, \mathrm{F}' = 3\rangle$. Une première impulsion de 90 μs du laser 2 seul, désaccordée d'environ $-\Gamma$, est envoyée à la date $\mathrm{t}_{\mathrm{det}}$, elle a l'effet d'une mélasse unidirectionnelle sur les atomes dans $|F = 2\rangle$ qui sont alors ralentis le long la verticale. Les atomes en $|F = 1\rangle$ continuent sur leur trajectoire (fig. 2.17), ce qui permet d'augmenter la séparation spatiale entre les deux populations atomiques. Après une durée T_1 d'environ 10 ms, l'écart entre les deux nuages est de 2 cm, correspondant à l'écart entre les photodiodes de la partie haute (pour les $|F = 2\rangle$) et de la partie basse (pour les $|F = 1\rangle$). A ce moment là, nous envoyons une longue impulsion de 10 ms à la puissance maximale contenant du laser 2 à résonance pour exciter les atomes et du laser 1 pour les repomper.

Détection horizontale

Nous disposons d'une autre méthode de détection, plus conventionnelle, et largement employée dans les fontaines atomiques et les capteurs inertiels. Cette détection est réalisée à l'aide de deux nappes d'ondes stationnaires de 5 mm d'épaisseur et 15 mm de largeur alignées dans le plan horizontal selon la direction Est/Ouest (fig. 2.18). Une première nappe produite par le laser de référence toujours accordée sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$, excite uniquement les atomes dans $|F = 2\rangle$ lors de leur passage dans la nappe. Un cache noir, installé sur le miroir qui est utilisé pour produire l'onde stationnaire couvre la dernière partie de la nappe produisant une onde progressive en bas de nappe qui pousse et chauffe les atomes dans $|F = 2\rangle$ après leur détection. Une seconde nappe de laser 1 de 2 mm d'épais-

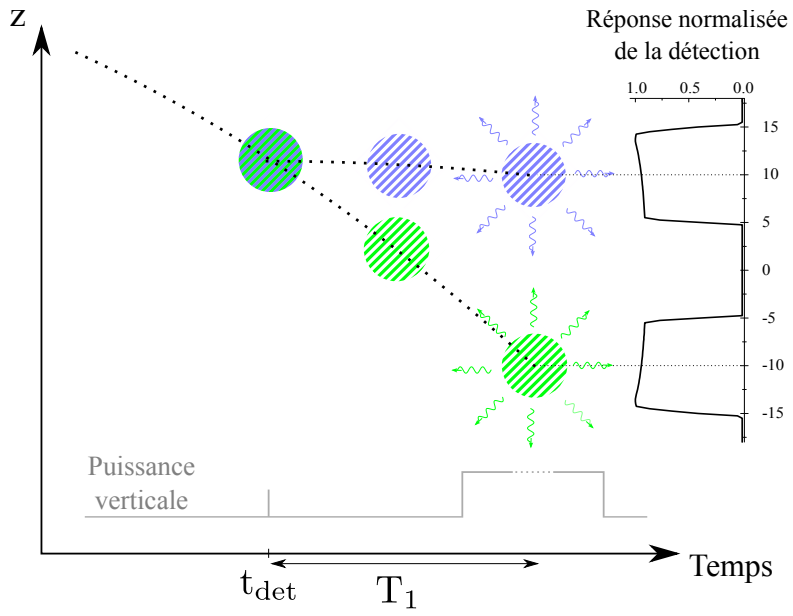


FIG. 2.17 – Principe de la mesure de la probabilité de transition avec la détection verticale. Une première impulsion laser (en gris) ralentit les atomes dans $|F = 2\rangle$. Après un temps T_1, de l'ordre de 10 ms, les atomes dans $|F = 1\rangle$ qui ont continué à chuter, et les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont séparés d'environ 20 mm, et positionnés chacun au niveau d'une de des photodiodes. Une seconde impulsion d'une durée de 10 ms à pleine puissance excite les atomes. La position du système de collection de la fluorescence est représenté par la réponse normalisée du système.

seur, pompe les atomes dans $|F = 1\rangle$ vers le niveau $|F = 2\rangle$. Une troisième et dernière nappe, identique à la première, excite les atomes transférés dans $|F = 2\rangle$ qui étaient en $|F = 1\rangle$ avant d'entrer dans la zone de détection.

Avantage et inconvénient des deux méthodes de détection

Ces deux méthodes de détection sont complémentaires, parce qu'elles présentent chacune leurs avantages. Pour une mesure de g nous utilisons habituellement la détection verticale qui induit un bruit de détection plus faible que la détection horizontale [55]. La sonde verticale est produite avec les lasers 1 et 2 qui sont amplifiés optiquement, alors que la sonde horizontale est faite avec le laser de référence qui n'est pas amplifié. Nous avons donc une puissance maximale, pour sonder les atomes, nettement supérieure avec la sonde verticale. Contrairement à la sonde horizontale, l'orientation de la sonde verticale permet en outre de ralentir les atomes et d'augmenter le temps passé à fluorescer devant les photodiodes.

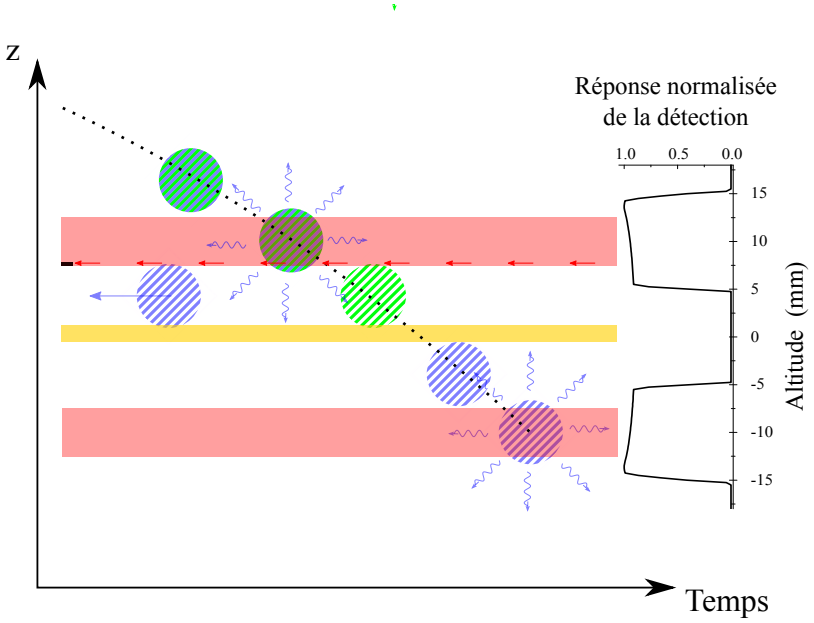


FIG. 2.18 – Principe de la mesure des deux populations en sortie d'interféromètre avec la détection horizontale. La sonde est composée de trois nappes, une première pour exciter les atomes en $|F = 2\rangle$ puis les pousser en fin d'excitation. Une seconde pour repomper les atomes qui étaient entrés en $|F = 1\rangle$ dans la zone de détection vers le niveau $|F = 2\rangle$, et une troisième nappe pour les exciter. La position du système de collection de la fluorescence est représenté par la réponse normalisé du système.

La sonde horizontale est très simple à paramétrer, il suffit que les atomes passent au travers des nappes pour être détectés, donc les deux seuls paramètres à ajuster sont le délai et la durée d'ouverture de l'obturateur qui laisse passer la puissance laser dans les nappes. Ces paramètres sont ajustés simplement en observant le signal de temps de vol des atomes, de manière à ne pas tronquer le signal de fluorescence dont le profil temporel dépend de la distribution spatiale des atomes. Pour la sonde verticale, l'ajustement est beaucoup plus compliqué car les paramètres optimaux dépendent de la position et la vitesse verticale initiale des atomes qui est susceptible de varier comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre. Une partie du chapitre 3 est consacré à l'étude des paramètres de la détection verticale.
Pour conclure, les avantages de la sonde verticale sont:

- plus de signal
- une meilleure homogénéité spatiales de la puissance laser

Les avantages de la détection horizontale:

– son signal contient une information sur la distribution spatiale des atomes
– elle est très facile à paramétrer
– toutes les classes de vitesse verticale sont détectées de la même façon

Mesure des puissances laser

Une faible fraction, de l'ordre du pour mille, de la puissance des faisceaux Raman est transmise au travers du miroir de référence. La partie centrale du faisceau transmis est envoyée dans un cube polariseur sur les voies duquel sont disposés deux photodiodes qui mesurent la puissance transmise P_T et réfléchie P_R du faisceaux (fig. 2.19). Nous pouvons alors déterminer la puissance totale et la polarisation du faisceau Raman.

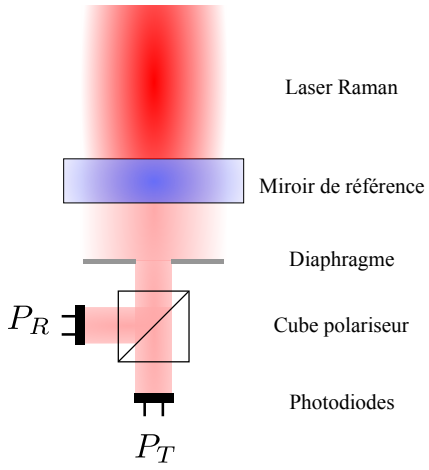


FIG. 2.19 – Principe de la mesure de puissance et polarisation des faisceaux Raman sur la puissance transmise au travers du miroir de référence.

Le système d'acquisition de la puissance actuel n'est pas assez rapide pour mesurer la puissance Raman pendant les impulsions de l'interféromètre. Pour obtenir un rapport signal à bruit satisfaisant, nous envoyons après la détection deux longues impulsions en toute fin de séquence, pendant lesquelles nous pouvons intégrer le signal mesuré par chacune des photodiodes pendant 10 ms. Une première mesure de 10 ms est faite sur une impulsion contenant les deux faisceaux Raman R_1 et R_2. Puis une seconde mesure, qui clôture la séquence de mesure de g, identique à la première est faite sur un faisceau ne contenant que du faisceau R_2.

Ces mesures nous permettent de connaitre les variations de puissance et de polarisation de R_1 et R_2 d'une mesure à l'autre. Les différentes études faites en lien avec

la puissance Raman nous montrent régulièrement que cette méthode de mesure ne nous fournit pas toutes les informations souhaitées. En particulier, comme nous le détaillerons au paragraphe 2.4.1, pour l'asservissement des puissances qui est basé sur ces mesures de puissance. La raison principale est que nous ne mesurons pas la puissance pendant l'interféromètre sur des impulsions de quelques dizaines de μs mais sur des impulsions de 10 ms après l'interféromètre. Nous avons développé un nouveau système en cours de caractérisation, qui permettra de mesurer la puissance de chacune des impulsions Raman de l'interféromètre. Nous gagnerons en information sur la puissance effective à chaque impulsion et aussi un peu de temps sur le cycle de mesure car nous n'aurons plus besoin de la dernière impulsions en fin de séquence.

2.3 Isolation de l'enceinte à vide et mesure des conditions environnementales

La stratégie adoptée pour améliorer la compréhension du signal délivré par notre gravimètre, consiste à isoler au mieux les atomes des différents facteurs perturbant notre mesure. Cependant, ne pouvant pas atténuer infiniment l'amplitude de tous ces effets, nous les mesurerons pour connaître leurs influences sur la mesure. Certaines de ces mesures sont faites de manière indépendante à l'interféromètre. D'autres, comme nous l'avons présenté au paragraphe 1.5.1, se font en modulant certains paramètres de l'interféromètre (ex: $k_\uparrow k_\downarrow$).

2.3.1 Isolation de l'enceinte à vide

L'enceinte à vide est entourée d'un double blindage magnétique cylindrique qui atténue l'amplitude du champ magnétique ambiant. Le champ magnétique résiduel au niveau de la zone de l'interféromètre a une amplitude de l'ordre du mG et on applique un champ vertical statique de l'ordre de 10 mG (paragraphe 1.4.1). Pour limiter les déplacements du miroir de référence, la chambre à vide est placée sur une plateforme d'isolation des vibrations. Ce système d'isolation est passif et permet d'atténuer d'un à deux ordres de grandeur les vibrations du sol atteignant le miroir, sur une bande de fréquence allant de 1 Hz et 50 Hz. L'enceinte à vide et sa plateforme d'isolation sont placées dans une boîte en bois tapissée de mousse choisie pour ses propriétés d'isolation acoustique. La boîte en bois coupe les flux d'air du

système de climatisation qui perturbent la plateforme d'isolation, elle atténue les ondes acoustiques et réduit la présence de lumière parasite dans l'enceinte à vide. Le tout est placé sur une dalle de béton de 6 m×5,5 m× 2 m supportée par quatre pieds cylindriques de 12 m de long qui prennent appui dans des couches de sable en profondeur, plus stable que le sol en surface [30].

2.3.2 Mesures des conditions environnementales et rejet des vibrations

Nous avons au laboratoire différents capteurs qui nous permettent de déterminer le conditions dans lesquelles se déroulent nos expériences:

- 2 gravimètres relatifs (à ressort et supraconducteur)
- un sismomètre
- un baromètre
- un inclinomètre
- une sonde pour mesurer le niveau de la nappe phréatique
- un hygromètre
- des sondes de températures (une dizaine dans le banc optique, une dans la boite en bois et 3 réparties dans la salle)

Nous utilisons aussi les résultats des mesures:

- de l'axe de rotation de la Terre (fait par l'IERS)
- de l'altitude (IGN)
- une référence de fréquence asservie sur le GPS

Les signaux enregistrés par les deux autres gravimètres améliorent notre connaissance du signal de g et de ses variations, ce qui nous a permis de produire notre modèle des marées (paraprgaphe 1.3.1). Ils nous permettent aussi de réaliser les transferts de la valeur de g, dans l'espace et le temps, lors des comparaisons entre gravimètres absolus.

Bien que nous n'ayons pas encore observé de corrélation nette entre notre signal de g et le niveau des nappes phréatique ou l'hygrométrie nous continuons à les enregistrer. L'inclinomètre et le sismomètre sont fixés directement sur la structure qui supporte l'enceinte à vide. L'inclinomètre est utilisé pour mesurer l'angle du faisceau Raman par rapport à la verticale. Nous pouvons alors corriger, après la mesure, notre signal des biais induits par l'inclinaison de l'enceinte à vide.

Malgré les moyens mis en place pour isoler notre expérience des vibrations du sol, le bruit sismique reste le principal facteur limitant notre stabilité aux temps

courts. Dans notre instrument, les faisceaux laser Raman sont rétro-réfléchis sur un miroir afin de créer des paires de faisceaux Raman contra-propageants. La différence de phase entre les faisceaux Raman montant et descendant dépend de la position du miroir de rétro-réflexion. Les vibrations parasites du miroir entraînent donc des fluctuations de phase des Raman qui induisent du bruit sur la mesure. Pour rejeter ces fluctuations de phase, nous enregistrons le signal d'un sismomètre qui mesure la vitesse verticale du miroir de référence au cours de l'interféromètre. Après l'intégration de ce signal, nous pouvons calculer le déplacement effectué par le miroir et donc celui des plans équiphases des lasers Raman. Ces déplacements des équiphases font alors varier la probabilité de transition. L'isolation des vibrations est cependant suffisamment bonne pour limiter le bruit de vibration au niveau d'une centaine de mrad. Ainsi lorsqu'on opère à mi-frange, on peut corriger a posteriori la probabilité de transition du bruit de vibration avec une simple correction linéaire [35]. Un ajustement linéaire des variations de probabilité de transition en fonction du déphasage calculé à l'aide des données du sismomètre permet alors de déterminer le facteur de correction, que nous appelons RCF (ratio correction factor), à appliquer pour rejeter les vibrations. Pour optimiser la correction, nous devons prendre en compte le couplage existant entre les axes horizontaux (qui participent à environ 5% dans la correction) et l'axe vertical du sismomètre.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la pente de la probabilité de transition à mi-frange varie selon l'amplitude du vecteur d'onde, la durée de l'interféromètre et le contraste. Les variations relatives des deux premiers paramètres sont largement négligeables devant les variations relatives du contraste. Nous devons donc ajuster les RCF, associés à chacune des directions du sismomètre, selon les variations du contraste.

Le bruit sismique étant l'une des principales limites de la stabilité court terme des gravimètres, la technique de rejet des vibrations a fait l'objet de nombreuses études dans la communauté, plusieurs solutions ont été développées. Certaines équipes utilisent une isolation active des vibrations [56] [57] [58] pour réduire les déplacement du miroir de référence. Une technique de compensation en temps réel du déphasage accumulé durant l'interféromètre a été démontrée dans [59]. Elle consiste à appliquer un saut de phase sur la dernière impulsion Raman pour compenser les déphasages introduit par les vibrations lors des deux premières impulsions de l'interféromètre.

2.4 Les améliorations apportées

2.4.1 Asservissement des puissances

La stabilité de notre mesure, mais aussi son exactitude dépend de la stabilité des puissances optiques utilisées à chaque étape de notre interféromètre. L'instabilité de ces puissances peut venir des sources lasers, des amplificateurs optiques et/ou de l'alignement des faisceaux lasers (injection dans les fibres optiques et dans l'AOM pour les faisceaux Raman)

Une variation de puissance optique peut se traduire par une modification du nombre d'atomes, de leur distribution spatiale (largeur et position moyenne), de leur distribution en vitesse (largeur, vitesse moyenne et symétrie de la distribution) et du couplage des impulsions Raman. Tous ces paramètres ont un impact sur nos mesures.

Les différents éléments qui nous permettent de contrôler les puissances optiques sont représentés en bleu sur le schéma du banc optique figure 2.2. Les puissances des deux lasers R_1 et R_2 sont amplifiées par deux amplificateurs optiques évasés (resp. A0E 1 et AOE 2). Après la superposition des deux faisceaux lasers R_1 et R_2 en polarisation croisée, le faisceau superposé passe au travers d'un AOM qui diffracte dans l'ordre $+1$ pendant l'interféromètre et la détection verticale, et ne diffracte pas pendant le refroidissement afin d'alimenter les faisceaux de MOT. Nous pouvons contrôler indépendamment la puissance des deux faisceaux R_1 et R_2 avec un contrôle analogique ($DAC1$ et $DAC0$) du courants des AOE et la puissance totale des impulsions Raman en jouant sur l'efficacité de diffraction de l'AOM avec le paramètre V_{AOM}. Nous avons mis en place un asservissement des puissances Raman et de la puissance du laser de refroidissement pendant la phase de MOT-3D en jouant sur les trois paramètres DAC 0 et DAC 1 et $\mathrm{V_{AOM}}$. Nous ajustons tous les 100 cycles de mesure ces trois paramètres pour ramener la puissance mesurée (paragraphe 2.2.4) au niveau des puissances de consigne ajustées en début de mesure. La qualité de cet asservissement dépend directement de notre capacité à mesurer correctement ces puissances optiques.

2.4.2 Asservissement des facteurs de correction

Nous avons vu au paragraphe 2.3.2 que l'amplitude de la correction du bruit sismique à apporter sur la probabilité de transition dépend principalement du contraste de l'interféromètre. Au début de cette thèse, avant de démarrer une mesure de g,

nous réglions une fois pour toute les coefficients (RCF) utilisés pour convertir les sauts de phase induits par les vibrations du miroir de référence. Les coefficients étaient donc déterminés en début de mesure et ne changeaient pas pour le reste la mesure. Le fait de maintenir les RCF constants revient à faire l'approximation que le contraste est constant au cours du temps et que le profil spectral du bruit sismique ne varie pas. Or nous avons vu au premier chapitre que le contraste varie avec les paramètres expérimentaux, comme le couplage des impulsions Raman par exemple. Le profil spectral du bruit sismique, lui aussi varie au cours du temps, selon l'activité interne de la Terre ou des conditions climatiques, mais aussi selon l'activité humaine. Pour suivre ces variations du contraste et du bruit, nous recalculons les 3 RCF tous les 200 coups, suivant la méthode expliquée au paragraphe 2.3.2 et gardons en mémoire les anciens RCF.

Nous avons reporté sur la figure 2.20 les variations des 3 RCF sur une mesure de près de 2 jours. Le RCF 1 qui est le facteur de correction des vibrations à appliquer pour l'axe vertical du sismomètre est la composante principale de la correction. Sur ces deux jours de mesure, il varie d'environ 10%. Les RCF 2 et 3 sont les facteurs de correction liés aux axes horizontaux du sismomètre. En dehors des samedis, dimanches et jours fériés nous retrouvons quotidiennement ces variations typiques sur les deux composantes horizontales. Les corrections à appliquer liés aux signaux horizontaux sont bien corrélés avec l'activité humaine (les heures en gris correspondent à l'heure locale).

L'intérêt de cet asservissement dépend de l'amplitude de la correction, elle devrait présenter un avantage significatif dans le cas où le bruit sismique impacte fortement notre mesure, comme dans le cas d'une mesure sans plateforme d'isolation des vibrations.

2.4.3 Mesure et suivi du profil Doppler

La vitesse initiale des atomes au moment de la sélection en vitesse est susceptible de varier dans le temps. Cette vitesse doit être mesurée car elle détermine l'ajustement de certains paramètres comme la fréquence de l'impulsion de sélection et donc des Raman, mais aussi la synchronisation de la détection verticale. Pour la mesurer, nous tirons avantage de la dépendance à l'effet Doppler des transitions contra-propageantes et réalisons un spectre Raman que nous appelons profil Doppler. Le profil Doppler est obtenu en balayant la fréquence d'une impulsion Raman π à la date de l'impulsion de sélection en vitesse. La réponse normalisée de

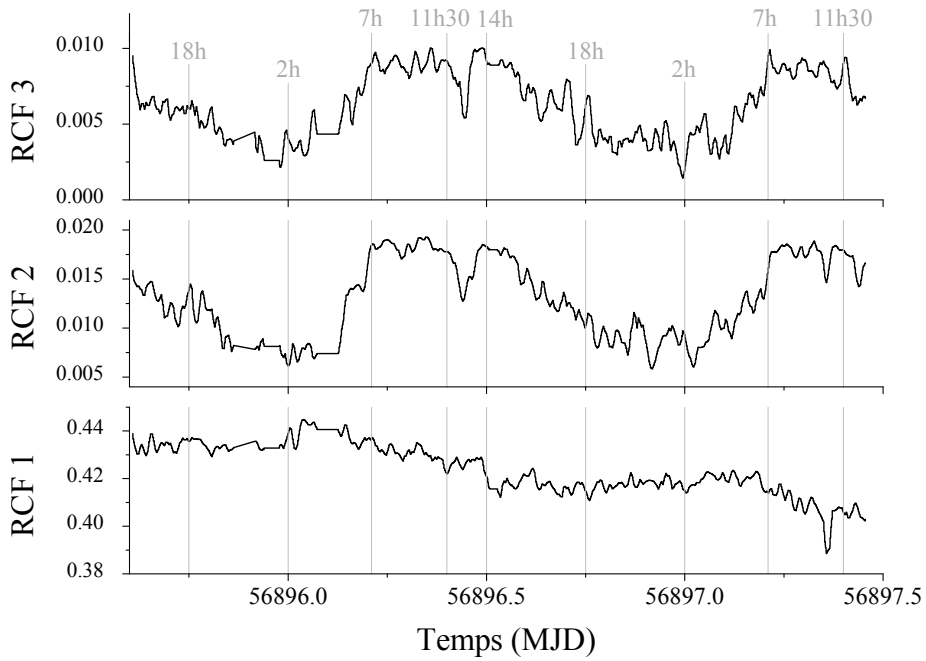


FIG. 2.20 – Variations des facteurs de correction de la probabilité de transition (RCF) au cours d'une mesure de g d'un peu moins de 2 jours.

ce balayage est représentée figure 2.21. Nous observons 3 pics correspondant aux trois types de transitions réalisables selon la fréquence des faisceaux Raman: une transition co-propageante et les deux transitions contra-propageantes. La transition co-propageante correspond au pic de plus faible largeur et amplitude, centré sur zéro. L'amplitude de ce pic dépend de la qualité de la polarisation des faisceaux Raman. Si les polarisations étaient parfaitement circulaires, étant de signe opposées pour les photons co-propageants, la transition co-propageante serait interdite. L'amplitude de ce pic est en moyenne de 12 % avec une dispersion de 5,4 % sur une période d'environ deux ans.

Les deux pics des transitions contra-propageantes correspondent aux pics plus amples et plus larges. Nous déterminons leurs centres et leurs largeurs par un ajustement Lorentzien. Pour ce spectre les deux pics sont centrés sur -312.8(2) kHz et 286.9(3) kHz, avec une largeur d'environ 80 kHz.

Nous tirons deux informations importantes de ce spectre: la demi-somme des fréquences centrales des transitions contra-propageantes et leur demi-différence.

La demi-somme donne une information sur l'écart en énergie des sous niveaux hyperfins, augmentée de l'énergie associée à la fréquence de recul (ν_{rec} = 15,1 kHz). Nous pouvons à partir des variations de la demi-somme, retrouver les variations du

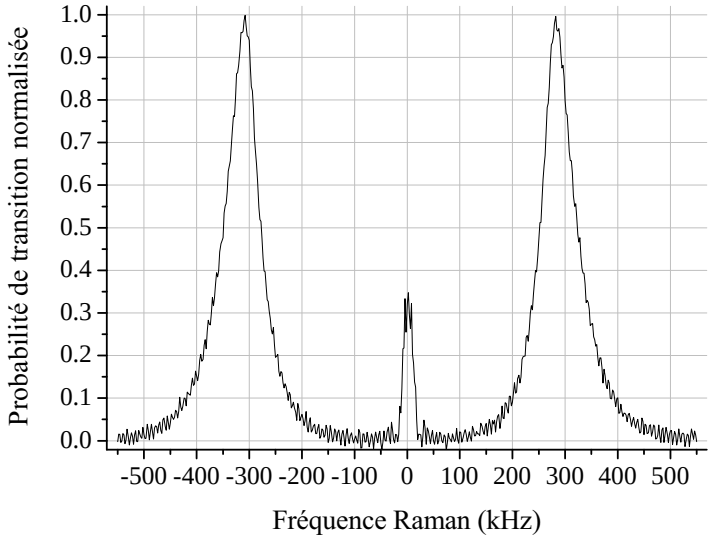


FIG. 2.21 – Profil Doppler du nuage au moment de la sélection en vitesse. L'origine des fréquences correspond à la fréquence hyperfine du niveau $5^2S_{1/2}$ (6,834 GHz).

déplacement lumineux à un photon qui est le principal effet responsable des variations des niveaux d'énergie de l'atome. Nous trouvons ici (fig. 2.21) un déplacement des niveaux d'énergie d'environ 2 kHz.

La demi-différence dépend du décalage Doppler: plus la vitesse des atomes est grande plus les pics des transitions contra-propageantes seront distants dans l'espace des fréquences. La demi-différence des centres de ce spectre est d'environ 300 kHz. En supposant que la vitesse initiale est nulle, nous trouvons une vitesse moyenne des atomes aux moment de ce spectre de 0.12 m/s, qui est la vitesse atteinte après un temps de chute de de 12,2 ms.

Pendant la première année de cette thèse, les profils Doppler ont été pris systématiquement avant et après chaque mesure de g. Nous avons modifié le code qui gère la séquence de mesure pour effectuer des mesures régulières (tous les 400 cycles de mesure) de la position des pics contra-propageants. Depuis l'ajout de cette fonction, nous avons donc accès aux variations de la vitesse initiale des atomes et du déplacement lumineux à un photon au cours de la mesure. Nous avons reporté dans la figure 2.22 le suivi sur deux ans de la demi-somme et de la demi-différence. L'ajout de cette fonction a été fait à la date $t = 57147$ (repérée par la ligne discontinue verticale de droite).

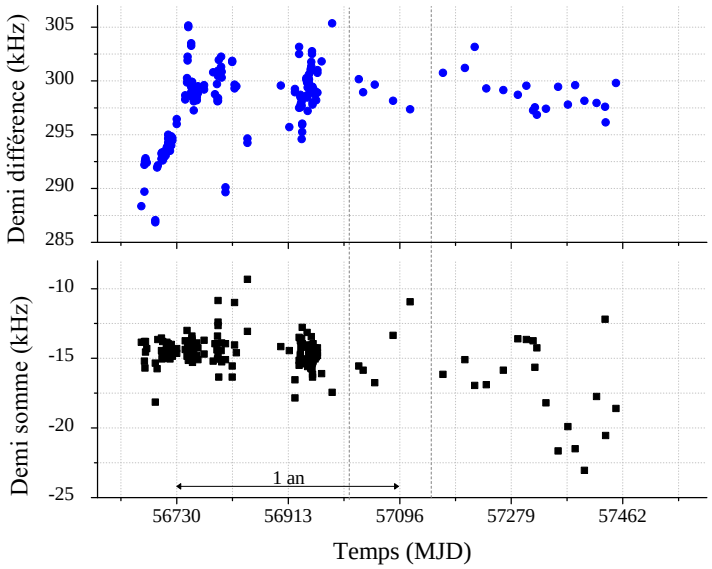


FIG. 2.22 – Demi-différence et demi-somme des centres des transitions contra-propageantes sur environ deux ans.

Sur deux ans la moyenne de la demi-somme est de -15 kHz avec une dispersion de 2 kHz. Avant chaque mesure de g, nous ajustons le rapport d'intensité pour annuler le LS1 en début de mesure, ce qui explique que la moyenne soit proche de la fréquence de recul et donc d'un déplacement lumineux nul.

La demi-différence dérive rapidement lors des 80 premiers jours puis chute soudainement d'environ 7 kHz. Sur cette période, un obturateur mécanique fixé sur une bande de caoutchouc pour l'isoler de la table optique, s'est progressivement rapproché du faisceau refroidisseur. Cet obturateur qui est responsable de couper la lumière de refroidissement, déclenche la chute des atomes. En se rapprochant progressivement du faisceau, le délai de coupure a diminué, revenant à lâcher les atomes plus tôt, ce qui augmente leur vitesse au moment de la sélection. L'effet Doppler est alors augmenté, nous observons sur ces 80 premiers jours une dérive d'environ 10 kHz, correspondant à un changement du délai de lâcher de seulement 400 μs, soit 5 μs/jour. A la date 56750, l'obturateur est arrivé en contact avec un support de miroir. Nous avons changé l'obturateur mécanique pour une version plus sophistiquée, à la date représentée par la ligne pointillé de gauche sur la figure 2.22.

La nouvelle version est un scanner optique: c'est un galvanomètre qui entraîne la rotation d'un petit miroir qui dévie le faisceau. La position du miroir est asservie

ce qui permet d'avoir un meilleur contrôle de la date de lâcher des atomes. Depuis son installation, nous n'observons plus de dérives rapides de la vitesse initiale des atomes. Le bruit coup à coup et les dérives aux temps long de cette vitesse semble aujourd'hui être dominés non plus par l'incertitude sur la position du miroir comme cela était le cas avec la version précédente, mais par l'incertitude de mesure et de la position de faisceau par rapport au scanner optique qui varie selon la température du banc optique. Nous verrons dans le prochain chapitre, qui traite de la symétrie de l'interféromètre, l'impact d'une dérive de la vitesse initiale sur la mesure de g.

2.4.4 Mesure du LS1

Avant chaque mesure de g, il est nécessaire d'ajuster le rapport d'intensité entre les faisceaux Raman R_1 et R_2 de manière à annuler le LS1 (paragraphe 1.4.1). Nous utilisons une autre méthode que celle décrite dans le paragraphe précédent: nous réalisons une spectroscopie micro-onde autour de la fréquence de résonance du niveau hyperfin $|5^2S_{1/2}\rangle$. Afin de mesurer le déplacement lumineux induit par les faisceaux Raman sans induire de couplage, nous les désaccordons de résonance de 2 MHz. L'impulsion micro-onde durant 400 μs, a une largeur spectrale de l'ordre de 2 kHz, ce qui permet de résoudre des déplacements lumineux différentiels aussi faibles qu'une centaine de Hz.

Nous avons ajouté une fonction au programme pour automatiser la mesure du LS1, permettant ainsi de suivre sa valeur au cours d'une mesure de g pour chacune des configurations. Toutes les 400 mesures (environ 3 minutes), nous effectuons une spectroscopie micro-onde à la date de la première impulsion Raman pour chacune des configurations. Cette mesure fait doublon avec la mesure du profil Doppler. Initialement, nous voulions asservir le rapport des puissances Raman sur la mesure du LS1. Nous nous sommes rendu compte, grâce à ces deux techniques de mesure du LS1, qu'il n'était pas évident de déterminer sa valeur correctement et donc de l'utiliser pour l'asservissement des puissances. Ces deux mesures nous montrent toutes deux que malgré l'asservissement mis en place, les puissances Raman continues à fluctuer de manière significative. Nous ne pouvons toutefois pas quantifier les fluctuations du rapport d'intensité des Raman puisque ces deux méthodes ont des sensibilités différentes (fig. 2.23). La méthode utilisant le profil Doppler a typiquement une sensibilité 1,8(1) fois plus grande que la méthode utilisant la spectroscopie micro-onde, aggravé d'un décalage systématique d'environ 4 kHz (pour une fréquence de Rabi de $25\times2\pi$ kHz).

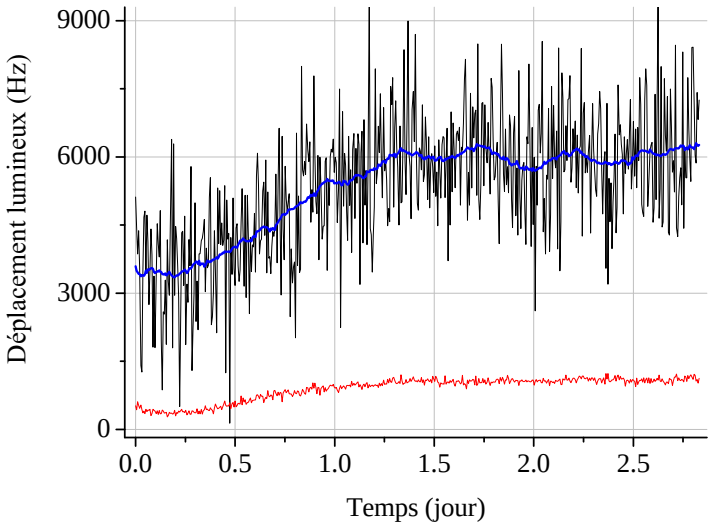


FIG. 2.23 – Variations du LS1 au cours d'une mesure de g d'environ 2,8 jours (avec $\Omega_{eff} = 2 \times 25$ kHz), déterminées par la spectroscopie Raman (ligne noire) et par la spectroscopie micro-onde (ligne rouge). La ligne bleue est une moyenne glissante du signal noir.

Nous avons plusieurs idées pour expliquer ce résultat. Le nombre de point de mesures du profil Doppler est peut être insuffisant. Effectivement, les distributions en vitesse sont asymétriques, et pour gagner du temps de mesure, nous ne prenons qu'une dizaine de point sur le haut des pics des transitions contra-propageantes. Cette façon de mesurer pourrait introduire un biais systématique sur l'estimation des centres. De plus, la mesure du profil Doppler se fait au moment de la sélection en vitesse et non à la première impulsion Raman comme pour le spectre micro-onde. La spectroscopie micro-onde quant à elle est faite dans des conditions différentes de l'interféromètre. L'impulsion Raman π dure 400 μs et est désaccordée de 2 MHz pendant la spectroscopie micro-onde tandis qu'elle est de 40 μs et à résonance lors de l'interféromètre. Une étude supplémentaire est nécessaire pour confirmer ou infirmer ces hypothèses et surtout trouver une méthode fiable de mesure du déplacement lumineux.

Chapitre 3

Symétrie d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder

Nous avons présenté dans le premier chapitre la fonction de sensibilité $g_s(t)$ (paragraphe 1.2.3). Cette fonction décrit la réponse impulsionnelle de notre interféromètre à un saut de phase des lasers Raman. L'utilisation de l'impulsion Raman π, au milieu de la séquence d'impulsion $\pi/2 - \pi - \pi/2$, symétrise cette fonction de sensibilité rendant les interféromètres de type Mach-Zehnder insensibles à tout décalage de la condition de résonance Raman si il est constant au cours de l'interféromètre. Un désaccord entre la fréquence Raman et la fréquence atomique entraine une perte d'atomes participant à l'interféromètre et donc une perte de sensibilité aux variations de g, mais dans le cas d'une fonction de sensibilité symétrique, en principe il n'affecte pas la mesure. L'objectif de ce chapitre est de tester cette propriété en mesurant le biais sur g induit par un désaccord délibéré de la fréquence laser par rapport à la fréquence atomique afin de caractériser l'asymétrie de notre fonction de sensibilité [60].

3.1 Théorie sur les biais engendrés par l'asymétrie de l'interféromètre

La différence de phase entre les deux chemins de l'interféromètre $\Delta\Phi$ est une combinaison linéaire de la différence de phase des lasers Raman à chacune des trois impulsions de l'interféromètre: $\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ (équation 1.17). En supposant que les impulsions Raman soient parfaites et infiniment courtes et en négligeant toutes contributions autres que la dépendance spatiale de la phase Raman, nous pouvons

écrire la phase imprimée ϕ_i sur la phase atomique en fonction de la position r_i des atomes comme: $\phi_i = \vec{k}_{eff}.\vec{r_i}$, avec k_{eff} le vecteur d'onde effectif de la transition Raman. Si le temps de séparation T est identique entre les trois impulsions consécutives de l'interféromètre, alors cette combinaison linéaire permet de retrouver la courbure de la trajectoire des atomes et donc leur accélération quelque soit leur vitesse initiale. Une variation de la vitesse initiale entrainera par effet Doppler un décalage δ entre la fréquence de résonance atomique et la fréquence laser identique à chaque impulsion de l'interféromètre (ligne discontinue bleue plate de la figure3.1(a)). Nous avons présenté au chapitre 1 la fonction de sensibilité $g_s(t)$ (lignes continues noire des figures 3.1), qui permet de calculer l'impact d'un désaccord entre la fréquence laser et atomique sur le déphasage interférométrique et donc sur la mesure de g. La symétrie de $g_s(t)$ implique que si δ est constant, les biais engendrés sur le déphasage interférométrique accumulés pendant la première partie de l'interféromètre (entre la première impulsion $\pi/2$ et l'impulsion π) seront de signes opposés aux biais accumulés lors de la seconde partie (de l'impulsion π à la dernière impulsion $\pi/2$) et donc en moyenne seront nuls. Plus généralement, toutes variations du désaccord Raman au cours de l'interféromètre, suivant une fonction paire centrée sur l'impulsion π (lignes discontinues bleues fig. 3.1(a)), ne contribuent pas au déphasage interférométrique final. A l'inverse, une variation du désaccord suivant une fonction impaire, contribue au déphasage interférométrique total. C'est le cas par exemple d'une accélération constante au cours du temps comme celle induite par le champ de pesanteur (variation linéaire en pointillée rouge fig.3.1(b)).

L'utilisation des lasers Raman contra-propageant, la géométrie de type Mach-Zehnder de l'interféromètre et plus particulièrement sa symétrie fait de notre interféromètre un capteur de force inertielle et non une horloge. Néanmoins, cette propriété est vérifiée uniquement si la fonction de sensibilité de l'interféromètre est parfaitement symétrique. Nous montrons dans ce chapitre que pour, une durée d'impulsion finie, un désaccord δ non nul et une intensité des impulsions variable, l'interféromètre devient sensible aux effets non inertiels. Pour cela, nous calculons l'évolution au cours de l'interféromètre de la fonction d'onde atomique, dans la base de deux états couplés par les lasers Raman, pour des impulsions Raman de durées finies et en suivant le traitement fait dans les références [26, 54, 61]. Nous définissons le désaccord δ à partir de la condition de résonance (éq. 1.7) :

$$\delta = \omega_{HFS} - \omega_{eff} + (\omega_D + \omega_{rec} + \omega_{LS}) \tag{3.1}$$

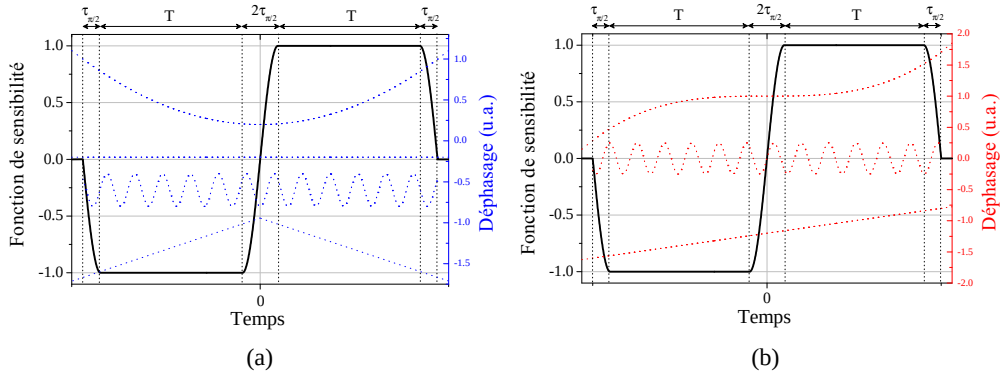


FIG. 3.1 – Fonction de sensibilité (lignes continues noires (a) et (b)) d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder. Exemple de variations du déphasage atomique n'entrainant pas de biais (lignes discontinues bleues du graphique (a)) et entrainant un biais sur le déphasage interférométrique final (lignes discontinues rouges du graphique (b)).

ω_{eff} est la pulsation effective de nos lasers, elle correspond à la différence de fréquences des deux photons contra-propageants de la transition Raman. ω_{HFS} est la pulsation hyperfine du niveau $|5^2S_{1/2}\rangle$ du Rubidium 87 dans le vide. ω_D, ω_{rec}, ω_{LS} sont respectivement les pulsations correspondant au décalage Doppler, au terme de recul et au déplacement lumineux différentiel des deux sous niveaux hyperfins considérés.

La fréquence de Rabi à deux photons Ω_i de l'impulsion Raman i est potentiellement différente à chaque impulsion, pouvant mener à des impulsions $\pi/2$ et π imparfaite. En tenant compte de l'imperfection des différentes impulsions de notre interféromètre, nous calculons un déphasage interférométrique additionnel qui dépend du désaccord Raman:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi = \arg&\left(\cos\left(\frac{1}{2}\tau\sqrt{\delta^2+\Omega_1^2}\right) - \frac{i\delta\sin\left(\frac{1}{2}\tau\sqrt{\delta^2+\Omega_1^2}\right)}{\sqrt{\delta^2+\Omega_1^2}}\right)\\ &+\arg\left(\cos\left(\frac{1}{2}\tau\sqrt{\delta^2+\Omega_3^2}\right) + \frac{i\delta\sin\left(\frac{1}{2}\tau\sqrt{\delta^2+\Omega_3^2}\right)}{\sqrt{\delta^2+\Omega_3^2}}\right)\end{aligned} \tag{3.2}$$

Avec τ la durée d'une impulsion $\pi/2$. Notons que ce déphasage ne dépend pas de la fréquence de Rabi Ω_2 de l'impulsion centrale π. Pour un couplage homogène au cours de l'interféromètre menant à $\Omega_1 = \Omega_3$, les deux arguments de cette équation

qui sont égaux en valeur absolue mais sont de signes opposés. Ils s'annulent pour donner un déphasage nul. En revanche, si le couplage n'est pas homogène tout le long de l'interféromètre, avec Ω_1 diffèrent de Ω_3, un déphasage apparaît et notre interféromètre devient sensible aux désaccords Raman δ. Pour illustrer ce qui précède, nous avons tracé le déphasage attendu en fonction du désaccord δ sur la figure 3.2 pour une fréquence de Rabi $\Omega_1 = 25$ kHz$\times 2\pi$, Ω_3=1,1$\times\Omega_1$ et une durée d'impulsion $\pi/2$ de 10 μs.

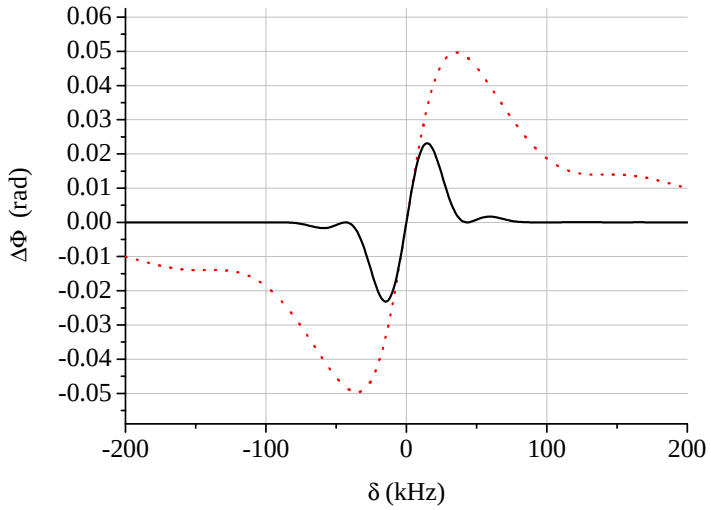


FIG. 3.2 – Déphasage interférométrique provoqué par l'inhomogénéité du couplage Raman au cours de l'interféromètre selon le désaccord Raman δ (en rouge) pondéré par le contraste (en noir).

En pratique, le nuage d'atome ayant une température non nulle, chaque classe de sa distribution des vitesses ne perçoivent pas le même décalage Doppler, ce qui est équivalent à une distribution des désaccords. Le déphasage interférométrique total est alors la moyenne de tout les déphasages interférométrique induits par chaque classe de vitesse. Intéressons nous à présent à la contribution de chacune de ces classes de vitesse dans le déphasage interférométrique final. Considérons la fraction d'atomes de vitesse v dans dv, donnée par $Nf(v)dv$. N étant le nombre total d'atomes et $f(v)$ leur distribution en vitesse. Ces atomes, qui entrent dans l'interféromètre dans l'état fondamental noté $|f\rangle$ représentant l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$, sortent de l'interféromètre dans l'état excité $|e\rangle$ pour l'état $|5^2S_{1/2}F = 2\rangle$, avec une probabilité de transition $P(v)$ qui dépend de leur vitesse v. Nous pouvons exprimer cette probabilité de transition en fonction d'un déphasage Φ_0 qui ne dépend pas de la

vitesse (comme celui induit par les forces inertielles) et un déphasage dépendant de la vitesse (comme celui décrit 3.2):

$$P(v) = A(v) - \frac{1}{2}C(v)(\cos(\Phi_0 + \Delta\Phi(v)) \tag{3.3}$$

$A(v)$ est un décalage de la probabilité et $C(v)$ est interprété comme le contraste de chaque classe de vitesse participant à l'interféromètre. Le nombre d'atomes détectés dans l'état excité en sortie d'interféromètre est défini par $N_e = N \int f(v)P(v)dv$ et la probabilité de transition $P = N_e/N$ définie par $P = \int f(v)P(v)dv$. En supposant que $\Delta\Phi(v)$ est très inférieur à 1 rad pour des valeurs représentatives de $f(v)$, nous pouvons simplifier la probabilité de transition $P \approx A - \frac{1}{2}C\cos(\Phi_0 + \overline{\Delta\Phi})$. Avec $C = \int f(v)C(v)dv$ et $\overline{\Delta\Phi} = \frac{1}{C}\int f(v)C(v)\Delta\Phi(v)dv$. Le déphasage $\overline{\Delta\Phi(v)}$ de chaque classe de vitesse est pondéré non seulement par la distribution des vitesses, mais aussi par son contraste normalisé $C(v)$. Nous avons tracé le déphasage interférométrique pondéré par le contraste avec une ligne continue noire sur la figure 3.2. Cette pondération a pour effet de réduire la contribution des classes les plus désaccordées. Le fait que $\overline{\Delta\Phi(v)}$ soit une fonction impaire, implique que si le profil de fréquence Raman est centré sur une distribution en vitesse symétrique, alors le déphasage total est nul. Les biais induits par les classes de vitesses inférieures à la vitesse moyenne sont de signe opposé à ceux des vitesses supérieures à la vitesse moyenne. La moyenne des deux contributions donne un biais nul. Par contre, si la fréquence Raman n'est pas centrée sur la distribution en vitesse, ou encore que le profil des vitesses est asymétrique alors la moyenne des biais est non nul, entrainant un biais sur la mesure de g.

Dans la suite de ce chapitre nous allons nous intéresser à la réponse de notre interféromètre à des décalages de la condition de résonance Raman, en appliquant volontairement des décalages contrôlés. Nous utiliserons deux méthodes différentes pour introduire un désaccord Raman, soit en changeant la fréquence de l'impulsion π de sélection et donc la classe de vitesse sélectionnée, soit en changeant le délai du lâcher des atomes. Mais en changeant ces paramètres, nous modifions aussi les trajectoires des atomes et donc leurs positions et leurs vitesses dans la zone de détection. Nous montrerons que ces changements de position dans la détection entraînent eux aussi des biais qui s'ajoutent aux précédents, et qui sont liés à la pondération des différentes classes de vitesses le long de la verticale. Nous présenterons donc aussi une caractérisation de la détection qui nous a permis de séparer les biais liés à la réponse de la détection de ceux qui sont dus à l'asymétrie de l'interféromètre.

3.2 Origine de l'asymétrie de l'interféromètre: les inhomogénéités de couplage

Notre nuage d'atomes, malgré sa faible température, s'étend spatialement de façons notable au cours du temps de chute dans un faisceau Raman gaussien. Le schéma de gauche figure 3.3 illustre l'étalement du nuage dans le profil d'intensité du faisceau Raman. Hormis l'axe z qui a été réduit d'un facteur trois ce schéma est à l'échelle. Le diamètre à mi-hauteur du nuage est d'environ 1 mm à la première et 6 mm à la dernière impulsion de l'interféromètre, dans un faisceau gaussien d'environ 15 mm de diamètre à mi-hauteur.

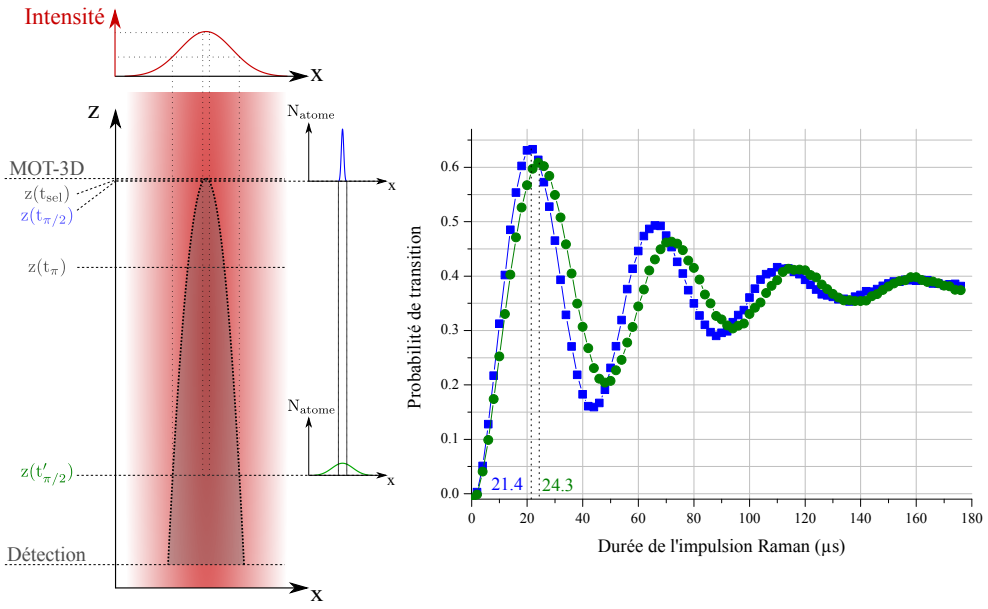


FIG. 3.3 – Expansion du nuage atomique au cours d'une chute dans un faisceau Raman gaussien. Le graphique du haut représente la distribution en intensité du faisceau Raman selon la direction x qui est une direction quelconque du plan horizontal. Sur le graphique de droite sont reportées les mesures des oscillations de Rabi à la date $t_{\pi/2}$ de la première impulsion $\pi/2$ (carrés bleus) et à la date $t'_{\pi/2}$ de la dernière impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre (ronds verts). Les dates t_{sel}, t_π sont respectivement les dates de l'impulsion de sélection en vitesse et de l'impulsion centrale π de l'interféromètre.

Cette expansion du nuage implique que les atomes les plus chauds ne voient pas la même intensité lors de la première et la dernière impulsion $\pi/2$. Nous avons mesuré les oscillations de Rabi de la première impulsion Raman (carrés bleus fig. 3.3) et de la dernière impulsion (ronds verts fig.3.3). Nous constatons une baisse

de la fréquence de l'oscillation de Rabi de la dernière impulsion par rapport à la première. La durée d'une impulsion π à la date $t_{\pi/2}$ est de 21,4 μs, soit environ 12% plus courte que la durée de l'impulsion π faite à la date de la dernière impulsion de l'interféromètre (24,3 μs).

3.3 Protocole de la mesure différentielle

Pour caractériser l'asymétrie de notre interféromètre, nous avons mis en place une séquence de mesure différentielle utilisant 4 configurations. Les deux premières configurations C_0 et C_1, appelées configurations de référence sont deux configurations utilisant les vecteurs d'onde $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. En faisant la moyenne des valeurs de g mesurées avec C_0 et C_1, nous obtenons une valeur de référence $g^{ref}_{\uparrow\downarrow}$ corrigée des effets indépendants du signe de k_{eff}. Les deux dernières configurations C_2 et C_3, appelées configurations tests, sont quasiment identiques aux configurations de référence, à quelques différences près qui portent sur un paramètre (ou un jeu de paramètres) dont on souhaite étudier l'effet. Nous notons $g^{mod}_{\uparrow\downarrow}$ la moyenne des résultats des configurations C_2 et C_3. Une séquence de mesure consiste à réaliser 100 mesures avec chacune des 4 configurations, soit une série de 400 mesures pour une durée d'environ 3 minutes de mesure. Nous calculons après ces 400 coups la différence des moyennes: $\Delta g = g^{ref}_{\uparrow\downarrow} - g^{mod}_{\uparrow\downarrow}$. Nous répétons cette séquence de mesure plus ou moins longtemps selon la résolution à atteindre pour observer l'effet étudié. Typiquement, pour les effets présentés dans la suite de ce chapitre, nous avons répétées chaque séquence de mesure pendant environ une à deux heures. Une fois que la résolution souhaitée est atteinte, nous lançons une nouvelle séquence de mesure avec une nouvelle valeur pour le paramètre à étudier.

3.4 Effet de la sélection en vitesse Raman

Lors de l'étape de préparation des atomes (paragraphe 2.2.2), nous utilisons une impulsion Raman π pour sélectionner la classe de vitesse qui participera à l'interféromètre, suivi d'une impulsion de laser pousseur pour sortir les atomes non sélectionnés. Nous avons commencé cette étude en jouant sur les paramètres de la sélection en vitesse afin de caractériser l'impact de la forme du profil de vitesse sélectionné sur la mesure de g.

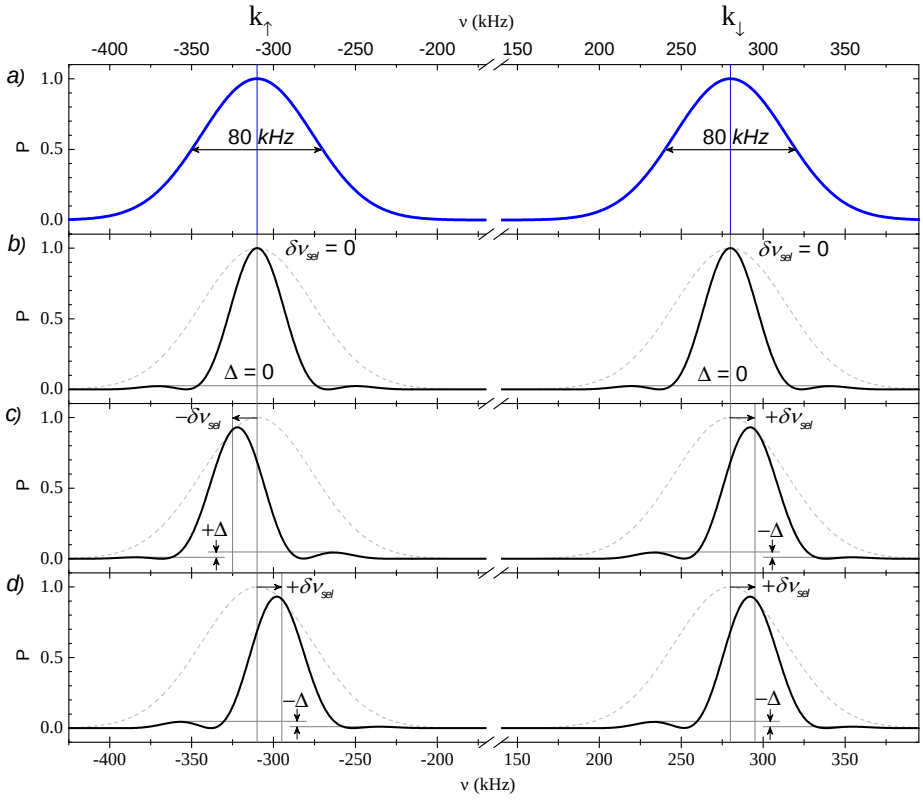


FIG. 3.4 – Calcul du profil de vitesse (en fréquence) avant (a) et après (b-d) la sélection en vitesse. La partie gauche des spectres correspond aux résonances Raman $k_\uparrow$ et la partie droite aux $k_\downarrow$. L'axe horizontal correspond aux fréquences Raman utilisées pour réaliser le spectre, son origine est décalée d'une quantité égale à la fréquence hyperfine. (a) Distribution de vitesse en fin de préparation et avant l'étape de sélection en vitesse, centrée sur $\nu_\uparrow$ = -310 kHz et $\nu_\downarrow$ = 280 kHz. (b) Distribution des vitesses d'un nuage après une impulsion de sélection centrée ($\delta\nu_{sel\uparrow} = \delta\nu_{sel} = 0$ Hz) sur le profil initial. (c) Décalage Doppler: distribution d'un nuage sélectionné avec une fréquence de sélection décalée de -$\delta\nu_{sel}$ pour l'interféromètre ↑ et avec $+\delta\nu_{sel}$ pour l'interféromètre ↓.(d) Décalage d'horloge: distribution d'un nuage sélectionné avec une fréquence de sélection décalée de $+\delta\nu_{sel}$ pour les deux interféromètres ↑ et ↓.

Nous avons représenté sur la figure 3.4 la distribution en vitesse verticale attendue (fig.3.4.a) après une chute libre d'environ 11 ms, à la fin de l'étape de préparation et avant l'étape de sélection en vitesse. Nous attendons deux pics correspondant aux deux transitions Raman contra-propageantes possibles: $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. La largeur des profils de 80 kHz correspond à une température d'environ 2 μK. Les trois distributions du dessous (b, c et d) représentent les profils de distribution attendus après l'étape

de sélection en vitesse, elles diffèrent les unes des autres par la fréquence de sélection utilisée pour l'interféromètre $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. Le cas (b) représente la situation idéale, où pour les deux configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, la fréquence de la sélection est centrée sur le profil de distribution. Les cas (c) et (d) représentent des situations moins idéales, mais susceptibles de se produire expérimentalement. Elles simulent des configurations pour lesquelles la fréquence de sélection n'est pas parfaitement ajustée sur le centre du profil de vitesse, mais décalée d'une quantité $\pm\delta\nu_{sel}$. Notons que dans ces cas là, le maximum du profil sélectionné est décentré par rapport à la distribution initiale et le profil est asymétrique (visible par la différence d'amplitude des lobes secondaires des profils de la figure 3.4). Dans le cas (c), la sélection en vitesse de l'interféromètre ↑ est décalée de -$\delta\nu_{sel}$ et de + $\delta\nu_{sel}$ pour la configuration ↓. C'est le spectre que nous devrions obtenir si nous faisions une erreur sur l'estimation de la vitesse des atomes. En l'occurrence, ici la sélection serait ajustée pour un nuage plus rapide d'environ 4 mm/s que celui représenté par la ligne discontinue. Nous utiliserons dans la suite le terme de "décalage Doppler" pour parler de cette situation. Dans le cas (d) les fréquences de sélection sont toutes les deux décalées de la même quantité $+\delta\nu_{sel}$. Nous obtiendrions ce spectre en présence d'un déplacement lumineux non compensé et mal connu. Il correspond à un décalage de la fréquence hyperfine et utiliserons dans la suite le terme de "décalage d'horloge" pour parler de cette situation.

Lors de l'étude portant sur les paramètres de la sélection, les configurations de référence C_0 et C_1 sont réglées pour reproduire le cas idéal illustré par le cas (b) de la figure 3.4. Pour imiter le cas d'un décalage Doppler, la fréquence de sélection des deux autres configurations C_2 et C_3 sont ajustées pour reproduire le cas (c) de la figure 3.4 et le cas (d) pour imiter un décalage d'horloge. Le résultat de ces mesures sont reportés dans la figure 3.5, par des ronds pour les mesures de type décalage d'horloge et des carrés pour les mesures de type Doppler.

Les symboles pleins (ronds et carrés) sont le résultat des mesures pour lesquelles la fréquence des Raman a été ajustée pour correspondre à la fréquence de l'impulsion de sélection et non au centre de la distribution initiale. A l'inverse, dans les mesures aux symboles vides, la fréquence des Raman est ajustée pour être centrée sur la distribution de vitesse initiale quelque soit la fréquence de sélection. Les situations simulées lors des mesures aux symboles vides sont peu probables expérimentalement. En effet, lors d'une mesure de g, nous commençons la rampe des fréquences au moment de la sélection, la fréquence des Raman dépend donc de celle de la sélection

(paragraphe 2.2.3). Si nous faisons une erreur sur la fréquence de sélection, nous ferons la même erreur sur la fréquence de chacune des impulsions Raman, comme c'est le cas dans les mesures aux symboles pleins. Pour se retrouver dans le cas des mesures aux symboles vide, il faudrait que la fréquence des Raman et celle de la sélection soient indépendante l'une de l'autre et mal ajustées l'une par rapport à l'autre.

Il existe plusieurs raisons expérimentales pouvant nous mener à la situation simulée par les mesures aux symboles pleins. Par exemple, si l'obturateur mécanique responsable de couper la lumière du MOT-3D s'est déplacé par rapport au faisceau de refroidissement ou que son temps de réponse a changé, le délai de lâcher des atomes sera changé et donc leur vitesse moyenne au moment de la sélection aussi, nous nous retrouverons exactement dans la situation de la mesure des carrés pleins bleus (fig. 3.5). Le cas de la mesure des ronds rouges se produit lorsque le rapport d'intensité des faisceaux Raman R_1 et R_2 n'est pas bien ajusté pour annuler le déplacement lumineux. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.4 ce rapport d'intensité n'est pas évident à déterminer expérimentalement et aujourd'hui encore difficile à maintenir constant au cours de la mesure.

Dans le cas du décalage d'horloge, que l'on ajuste la fréquence des Raman pour rester centré sur la classe de vitesse sélectionnée (ronds rouges) ou que l'on garde la fréquence Raman centré sur le profil avant sélection (ronds vides), nous n'observons pas de biais sur g clairement résolu. Avec le décalage d'horloge, le biais introduit est de même signe dans les configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, il est annulé lors du calcul de la demi-différence de ces deux configurations: l'alternance des mesures $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ permet d'annuler la sensibilité de l'interféromètre aux décalages d'horloge.

En revanche, dans le cas du décalage Doppler, que la fréquence des Raman soit ajustée (carrés bleus) ou non (carrés vide), nous observons une sensibilité au désaccord Raman que nous attribuons à l'asymétrie de la fonction de sensibilité. Même en prenant le soin d'ajuster la fréquence des Raman (cas des mesures en carrés bleus pleins), nous observons des biais sur g de -0.12(2)μGal/kHz. Sans l'ajustement des fréquences Raman, pour un même décalage de la fréquence de sélection, les désaccords introduits entre le profil sélectionné et la fréquence des Raman sont plus importants et donc la sensibilité aux décalages Doppler est plus grande avec +1.44(4)μGal/kHz et en accord avec ce qui a été trouvé dans [5]. Comme ce que nous avons fait dans le cas (d) de la figure 3.4, les auteurs de l'article [5], dont les conditions expérimentales sont proches des notres (un gravimètre atomique à fon-

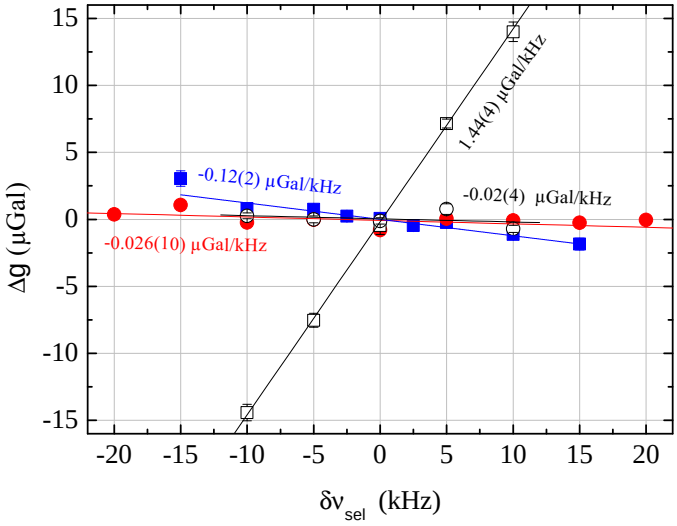


FIG. 3.5 – Mesure du biais sur g introduit par une erreur $\delta\nu_{sel}$ sur la fréquence de l'impulsion de sélection en vitesse. Les ronds représentent les mesures de type décalage d'horloge et les carrés de type décalage Doppler. Les symboles pleins sont le résultat des mesures pour lesquelles la fréquence des Raman est définie selon la fréquence de la sélection. Pour les symboles vides la fréquence des Raman est réglée pour être centrée sur le profil du nuage avant la sélection.

taine de Césium avec $\Omega_R = 2\pi\times$6,25 kHz et T=160 ms), ont balayé la fréquence des impulsions Raman par rapport à la fréquence de résonance des atomes sélectionnés, ils trouvent une variation de g d'environ 1 μGal/kHz. Notons que selon le choix de la fréquence des impulsions de l'interféromètre, nous pouvons changer le signe de la sensibilité de notre interféromètre aux décalages Doppler.

Conclusion sur cette mesure:

- L'asymétrie de la fonction de sensibilité rend notre interféromètre sensible aux décalages d'horloge et Doppler.
- L'alternance des configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ permet de corriger les biais d'horloge induits par l'asymétrie de l'interféromètre.
- La fréquence de la sélection et celle des Raman doivent être ajustées mieux que 10 kHz pour atteindre une exactitude de l'ordre du μGal.

3.5 Comparaison avec la simulation numérique

De manière à comparer les mesures précédentes avec les prédictions théoriques, mon directeur de thèse a développé un modèle numérique de notre expérience en réalisant une simulation de Monte Carlo. Les atomes sont tirés de manière aléatoire dans une distribution spatiale de largeur $\sigma = 0.5$ mm et de vitesse de type Lorentz b (éq. 2.1), avec comme paramètre $v_0 = 16.5$ mm/s et b = 2,4. Ces paramètres sont extraits d'ajustements réalisés sur la mesure de la distribution en vitesse avec une fonction Lorentz b. Le faisceau Raman est modélisé par un faisceau gaussien avec un col de 12 mm. La simulation inclut l'effet de la sélection en vitesse avant le début de l'interféromètre. Elle calcule l'évolution de l'état atomique dans l'interféromètre, en prenant en compte les trajectoires des atomes dans le faisceau Raman (et donc les inhomogénéités de couplage), les décalages de fréquences Raman (comme ceux dus aux désaccords Raman et aux déplacements lumineux à un photon [54]). La réponse de la détection, dont la pondération des différentes classes de vitesse varie selon le réglage de ses paramètres temporels, est aussi prise en compte. Nous avons mesuré l'impact des paramètres de la détection et présenterons les résultats au paragraphe 3.7. Les autres effets systématiques comme le LS2 [42] et l'accélération de Coriolis, sont supposés ne pas influencer l'effet étudié ici, ce qui est confirmé par la simulation qui peut aussi prendre ces effets en considération. Le nombre de tirages est choisi de manière à atteindre une erreur statistique de 0,1 μGal ou mieux. Ce qui correspond typiquement à 10^6 ou 10^7 tirages selon les paramètres de l'interféromètre.
Avec les paramètres des résultats présentés dans le paragraphe précédent, la simulation prédit une sensibilité à un décalage Doppler de -0.106(3) μGal/kHz si la fréquence Raman est ajusté sur la fréquence de sélection et de 1.36(1) μGal/kHz si la fréquence Raman est maintenue constante. Cette prédiction est en bon accord avec les résultats des mesures qui sont respectivement -0,12(2)μGal/kHz et 1,44(4) μGal/kHz. La simulation confirme l'absence de biais dans le cas du décalage d'horloge.

3.6 Influence de la vitesse initiale du nuage

La vitesse moyenne verticale v_0 du nuage en sortie d'étape de refroidissement dépend de paramètres comme le rapport d'intensité dans chacun des bras de la mélasse ou leur état de polarisation. La vitesse des atomes au moment de la sélection dépend de la vitesse initiale v_0 et de l'accélération subie entre la date du lâcher t_0 et la

date de la sélection t_{sel} que nous pouvons exprimer comme: $v(t_{sel}) = g(t_{sel} - t_0) + v_0$. Dans l'étude que nous présentons ici, nous changeons la date de lâcher des atomes t_0, tout en gardant les paramètres de fréquence et les autres paramètres de la séquence temporelle constant. Le but étant d'étudier l'impact des variations du délai de lâcher des atomes (et donc de la vitesse en entrée d'interféromètre) sur la mesure de g. Nous déclenchons la chute libre des atomes en coupant la lumière de refroidissement à la fin de la mélasse.

Le système utilisé pour couper le faisceau de refroidissement est un obturateur mécanique contrôlé par une impulsion TTL. Nous avons alors réalisé des mesures différentielles comme celles décrites dans le paragraphe 3.3 de manière à mesurer les variations de g selon le paramètre t_0. Nous obtenons une relation linéaire entre Δg et δt_0 avec une sensibilité de -5,6(1) μGal/ms pour une fréquence de Rabi de $2\pi\times$25 kHz. Nous retrouvons ce comportement linéaire avec la simulation mais avec une pente de -4,23(3) μGal/ms. Une différence entre sensibilité mesurée et théorique de l'ordre de 25% est ici clairement résolue. Une telle différence est aussi compatible avec les mesures précédentes (paragraphe 3.5) compte tenu de l'incertitude des mesures. Elle peut être expliquée par une modélisation imparfaite de la distribution en vitesse initiale, ou une inhomogénéité de couplage Raman plus forte dans notre expérience que dans la simulation. Une distribution d'intensité des faisceaux Raman pas parfaitement gaussienne, du speckle ou encore des franges peuvent modifier le couplage Raman.
Nous avons répété la mesure pour différentes fréquences de Rabi et reporté les résultats par des losanges gris sur la figure 3.6. Le résultat de la simulation (ronds blancs) montre une dépendance linéaire avec une pente de -0,168(3) μGal/ms/kHz. Un ajustement linéaire fait sur les mesures nous donne un résultat sensiblement différent, avec une dépendance de la sensibilité à la fréquence de Rabi de -0,26(1) μGal/ms/kHz. Le changement de la vitesse initiale étant équivalente à un décalage de la condition de résonance par effet Doppler, nous pouvons comparer cette mesure à la mesure de la figure 3.5 où l'on change la fréquence de sélection selon un décalage Doppler en ajustant les fréquences des Raman. Un décalage δt_0 de t_0 donne un décalage Doppler de $k_{eff} g\ \delta t_0 \approx 25$ kHz/ms. La sensibilité de g, déterminée en changeant la fréquence de sélection, est de -0,12(2)μGal/kHz, ce qui convertit en délai de lâcher, donne -3,0(5)μGal/ms. Le résultat de ces mesures, ainsi que d'autres qui ont été réalisées à des fréquences de Rabi similaires, sont reportés sur la figure 3.6 avec des carrés bleus.

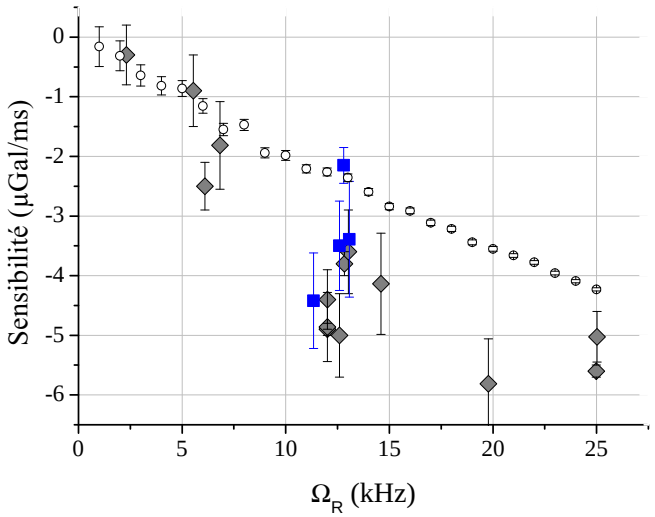


FIG. 3.6 – Sensibilité de la mesure de g aux variations de la date de lâcher des atomes selon la fréquence de Rabi. Les losanges gris sont le résultat de mesures et les ronds blancs de simulation. Les carrés bleus représentent la mesure de cette sensibilité déterminée en faisant varier la classe de vitesse sélectionnée.

Les deux techniques de mesures donne des barres d'erreur relativement grandes, mais fournissent des résultats compatibles. Ces mesures nous indiquent que pour une fréquence de Rabi de $2\pi\times$ 12,5 kHz, le délai du lâcher doit être contrôlé à mieux que 250 μs pour une mesure résolue mieux que le μGal. Ce niveau de contrôle est facilement atteignable si pour couper la lumière de mélasse, on utilise un AOM ou un scanners optiques ("optical scanners"), qui sont en fait des galvanomètres asservis en position. Mais n'est pas garanti avec les obturateurs mécanique (de type "swing solenoids") que nous utilisions. Cette étude nous à motivée à changer ces obturateurs mécanique pour des scanner optique.
Comme nous l'avons expliqué au début de ce paragraphe la vitesse verticale du nuage au moment de la sélection, ne dépend pas uniquement de la date du lâcher mais aussi des paramètres de l'étape de refroidissement, comme des rapports d'intensités dans les faisceaux verticaux de la mélasse. Ainsi pour atteindre le μGal, le bon contrôle du lâcher n'est pas suffisant, il faut aussi assurer une stabilité de la vitesse initiale. Une incertitude de 250 μs sur le délai de lâcher correspond à une incertitude de la vitesse verticale initiale d'environ 2,5 mm/s. La stabilité des rapports d'intensités en sortie du coupleur de fibre Schäfter-Kirchoff permet d'assurer une incertitude sur

la vitesse initiale mieux que 0,18 mm/s et donc des biais sur g inférieurs au μGal, mais pourrait nous limiter au niveau de 0,1 μGal.

3.7 Influence des paramètres de détection sur la pondération des classes de vitesse

La pondération de la contribution des différentes classes de vitesse au déphasage interférométrique total peut être affectée par la réponse de la détection. En effet, après un temps de vol de 200 ms entre la date de lâcher t_0 et celle de la détection t_{det}, la position des atomes dans la détection et leur vitesse sont corrélés. Les atomes les plus lents, dont la fréquence de résonance est décalée (par effet Doppler) négativement par rapport à la fréquence centrale des impulsions Raman, se retrouvent plus haut dans la détection que les rapides qui sont eux décalés positivement par rapport aux Raman. Nous avons donc une distribution spatiale des contributions au déphasage interférométrique. Nous avons alors étudié l'influence des paramètres de la détection t_{det} et T_1 (voir paragraphe 2.2.4) sur la mesure de g. Nous avons représenté sur la figure 3.7 les différentes positions possibles des atomes dans le détection selon le réglage des paramètres de détection. Le cas (a) illustre l'utilisation des paramètres de détection optimaux: t^0_{det} et T^0_1, dans ce cas les nuages correspondant à chacune des populations sont centrés sur leur système de collection de fluorescence respectif. L'efficacité de collection de la fluorescence est la même pour les deux populations. Le cas (b) correspond à un réglage optimal du paramètre T_1 (la distance entre les deux nuages au moment de l'impulsion de fluorescence est égale à la distance entre les deux systèmes optiques), mais avec une erreur sur le paramètre t_{det}. Soit t_{det} est inférieur à t^0_{det} (partie de gauche du cas (b)) et l'impulsion de fluorescence est en avance, soit il est supérieur et l'impulsion est en retard. Le cas (c) est le résultat du réglage optimal de t_{det} et d'une erreur sur le réglage de T_1. Dans le cas (d), ni T_1 et ni t_{det} ne sont réglés de manière optimale, mais la position moyenne des atomes reste centrée sur le centre de la détection (z = 0 mm). Selon le réglage des paramètres de détection, nous modifions la pondération des différentes classes de vitesses. Par exemple, pour un décalage important de t_{det} dans le cas (b) nous perdons la fluorescence des atomes les plus lents dans les deux zones de détection si $t_{det} < t^0_{det}$ (et inversement si $t_{det} > t^0_{det}$). Nous favorisons donc dans le cas $t_{det} < t^0_{det}$ les biais induits par les atomes les plus rapides. Tandis que dans le cas (d), si nous faisons une erreur importante sur T_1, nous perdons la fluorescence des atomes les plus lents

pour l'état $|F{=}2\rangle$ et celle des plus rapides pour l'état $|F{=}1\rangle$. Nous attendons dans ce cas une compensation des biais entre les différentes populations atomiques et donc une variation du biais sur g moins importante pour le cas (d) que pour le cas (b).

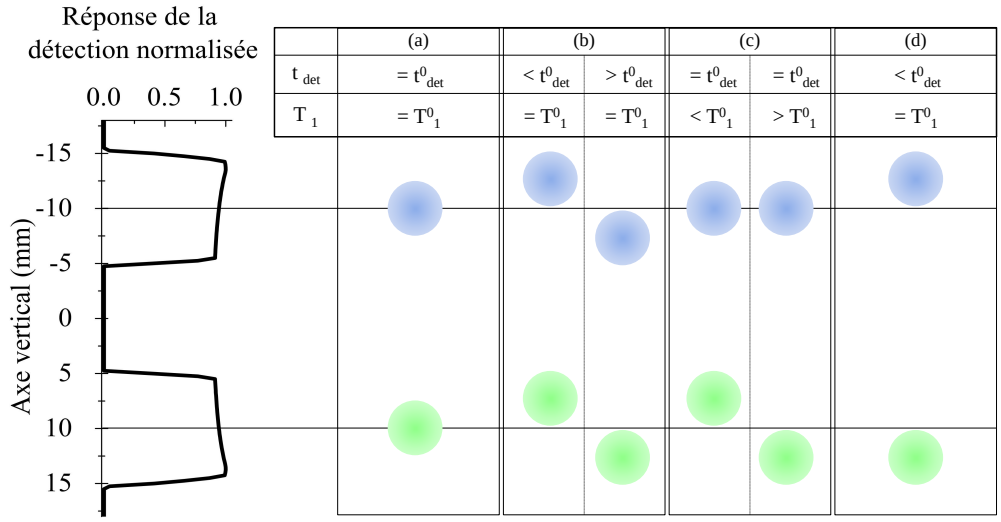


FIG. 3.7 – Position des populations atomique dans la zone de détection pour différents paramètres t_{det} et T_1. Les atomes en $|F{=}2\rangle$ ($|F{=}1\rangle$) sont représentés en bleu (vert). Sur la gauche, la réponse normalisée du système de collection de la fluorescence est tracée selon l'axe vertical. (a) Cas optimal: nous utilisons les paramètres optimaux t^0_{det} et T^0_1, les deux nuages sont centrés par rapport à leurs systèmes de collection de fluorescence respectifs. (b) Cas décentré: $t_{det} \neq t^0_{det}$ et $T_1 = T^0_1$. (c) Cas où seulement un nuage est centré: $t_{det} = t^0_{det}$ et $T_1 \neq T^0_1$. (d) $t_{det} \neq t^0_{det}$ et $T_1 \neq T^0_1$.

Comme précédemment, nous avons ici réalisé des mesures différentielles en utilisant les paramètres de détection t^{ini}_{det} et T^{ini}_1 les plus proches possibles des valeurs optimales pour les deux configurations de référence C_0 et C_1. Les configurations modulées C_2 et C_3 ont été réglées pour reproduire les situations des cas (b) et (d). Pour déterminer ces paramètres initiaux, nous avons mesuré la fluorescence des atomes en faisant varier les paramètres de détection. Le résultat de cette mesure est reporté figure 3.8 par des carrés bleus pour les mesures avec une configuration utilisant un vecteur d'onde $k_\downarrow$ (C_0) et par des ronds vides avec une configuration $k_\uparrow$ (C_1). Dans les deux configurations, la première (resp. seconde) bosse du signal est le produit de convolution entre la réponse de la partie haute de la détection (partie basse) et la distribution spatiale des atomes en $|F{=}2\rangle$ ($|F{=}1\rangle$). Nous avons déterminé t^{ini}_{det}, pour chaque configuration, en prenant le temps correspondant au centre de la première bosse du signal et T^{ini}_1 en faisant la différence entre les temps centraux de la première et seconde bosse. L'inconvénient de cette méthode vient de la difficulté à trouver une

fonction pouvant être utilisée pour ajuster ces profils et en extraire les centres. Nous avons alors déterminer les centres à l'œil. Pour la configuration ↑, nous trouvons t_{det}^{ini} = 199 ms et pour la configuration ↓, t_{det}^{ini} = 200,2 ms, dans les deux configurations T_1 = 10,5 ms.

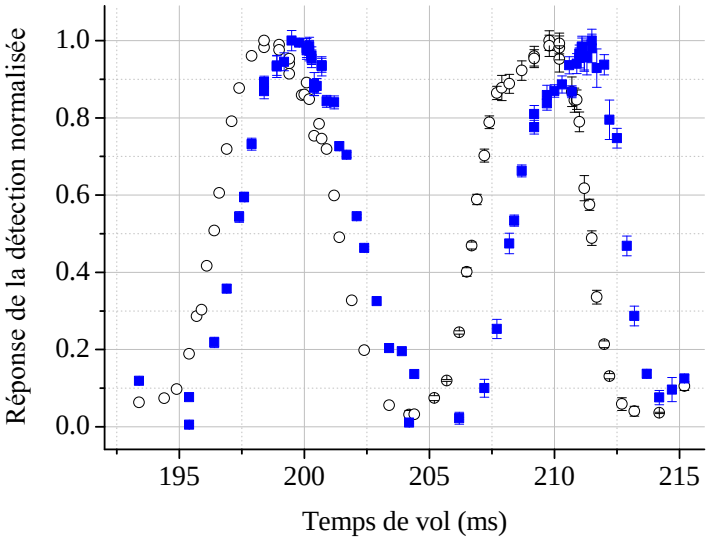


FIG. 3.8 – Mesure de la fluorescence captée par la détection avec une configuration utilisant $k_{\downarrow}$ (carrés bleus) et $k_{\uparrow}$ (ronds vides).

Comme le montre la figure 3.8, l'utilisation des impulsions Raman ↑ et ↓ modifient la trajectoire des atomes de manière significatives, les paramètres de détection sont alors différents pour les configurations ↑ et les configurations ↓. Lors de l'étude de l'impact de la détection sur la mesure de g, nous avons donc fait les analyses des mesures différentielles indépendamment pour les deux orientations du vecteur k_{eff}. La figure 3.9 reporte les variations de g selon les paramètres de détection obtenus avec les configurations ↑ (C_1 et C_3), avec $\Delta g = g_{\uparrow}^{ref} - g_{\uparrow}^{mod}$. Dans une première série mesures, nous avons balayé la valeur de t_{det} en maintenant la valeur T_1 constante (carrés noirs fig. 3.9). Nous obtenons une fonction impaire et les biais mesurés sont relativement grands avec 10 μGal pour des déplacements importants. 2 ms de décalage correspond à un déplacement de la position centrale du nuage de 4 mm dans une détection dont la réponse a une largeur de 10 mm. Dans une seconde série de mesures nous avons balayé la durée T_1 qui permet de contrôler l'écart spatial entre les deux nuages, tout en gardant leur position moyenne fixe (cas (d) fig. 3.7). Cela revient à changer les deux paramètres T_1 et t_{det} d'une quantité δT_1 et δt_{det} = -δT_1/2.

Dans ces conditions, et comme cela était attendu, l'effet est moins prononcé et se comporte comme une fonction paire.

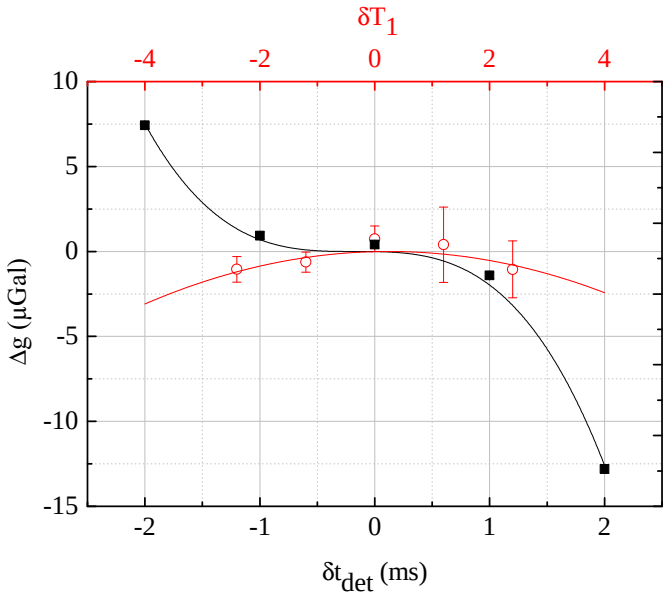


FIG. 3.9 – Influence des paramètres de détection sur la mesure de g. Les carrés noirs sont le résultat des mesures faites en balayant uniquement le paramètre t_{det}(cas (b) fig. 3.7). Les ronds rouges sont le résultat d'un balayage symétrique des positions des nuages de chacune des populations atomiques par rapport au centre de la détection (cas (d) fig. 3.7). Les lignes continues (noire et rouge) sont respectivement des ajustements fait avec un polynôme du troisième et second ordre.

Nous avons ensuite comparé ces résultats à notre simulation numérique, en y faisant varier les paramètres de détection. La figure 3.10(a) représente le résultat de la simulation. Elle montre les variations du biais sur g selon le paramètre T_1, autour d'un temps central $t_c = t_{det} + T_1/2$, allant de t_c^0 - 1 ms à t_c^0 + 1 ms, t_c^0 étant la valeur optimale de t_c. Les biais observés sont très faibles quand t_c est proche de la valeur optimale. En s'écartant de la valeur optimale pour t_c, les biais deviennent plus importants, suivant une symétrie proche d'une fonction paire semblable à la courbe rouge de la figure 3.9 décrite un peu plus haut. De cette simulation nous extrayons deux caractéristiques importantes: plus l'écart entre t_c et sa valeur optimale est grande, plus la courbure est importante, mais les centres des courbes correspondent toutes à la même valeur optimale de T_1^0.

Dans un second temps nous avons réalisé une nouvelle série de mesures avec des jeux de paramètres proches de ceux que nous avons utilisé dans la simulation

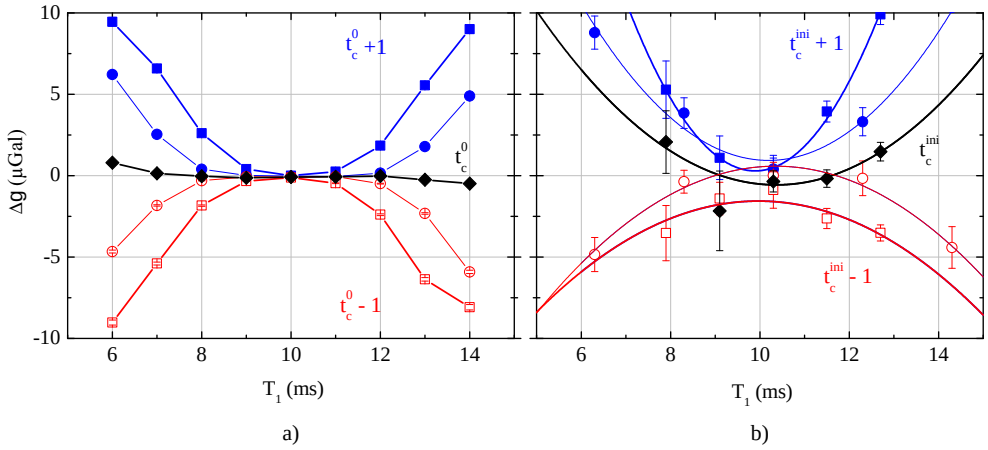


FIG. 3.10 – Influence des paramètres de détection. (a) Résultats de la simulation pour t_c= t_c^0, t_c= t_c^0± 0,5 ms et t_c= t_c^0± 1 ms. (b) Résultats des mesures faites avec t_c= t_c^{ini}, t_c= t_c^{ini} ± 0,5 ms et t_c= t_c^{ini} ± 1 ms. Les mesures sont ajustées avec un polynôme du second ordre.

pour voir si nous pouvions reproduire les mêmes tendances (figure 3.10(b)). Ne connaissant pas la valeur optimale t_c^0, nous avons réalisé ces mesures autour des temps centraux t_c^{ini}±1 ms (avec un pas de 0,5 ms). Chacune des courbes est ajustée par une parabole, dont nous extrayons le centre et la courbure. Nous traçons ensuite (carrés vide figure 3.11) les courbures obtenues en fonction de $\delta t_c = t_c - t_c^{ini}$. Pour la comparaison, nous avons ajouté sur ce graphique (carrés pleins) les courbures issues de la simulation en fonction de $\delta t_c = t_c - t_c^0$. L'augmentation de la courbure en s'écartant de la valeur optimale t_c^0 prédite par la simulation est confirmée par les mesures. Le résultat de la simulation montre une évolution linéaire de la courbure selon t_c, suivant une pente de 0,537(3)μGal ms^{-2} ms^{-1} et de -0.81(7)μGal ms^{-2} ms^{-1} pour les mesures. Ici encore, nous trouvons une variation des biais plus importante dans notre expérience que dans la simulation, témoins d'une asymétrie de la fonction de sensibilité plus importante dans notre expérience que dans la simulation.

L'intersection de la droite issue de l'ajustement linéaire des mesures passe par la courbure nulle (correspondant au paramètre optimal t_c^0) à la valeur de $\delta t_c \approx 0{,}2$ ms. Cela signifie que la valeur initiale t_c^{ini} n'était décalée que de -200μs par rapport à la valeur optimale. Pour déterminer la valeur optimale de T_1^0, nous avons pris la valeur moyenne des coordonnées des centres des paraboles. Nous avons procédé à

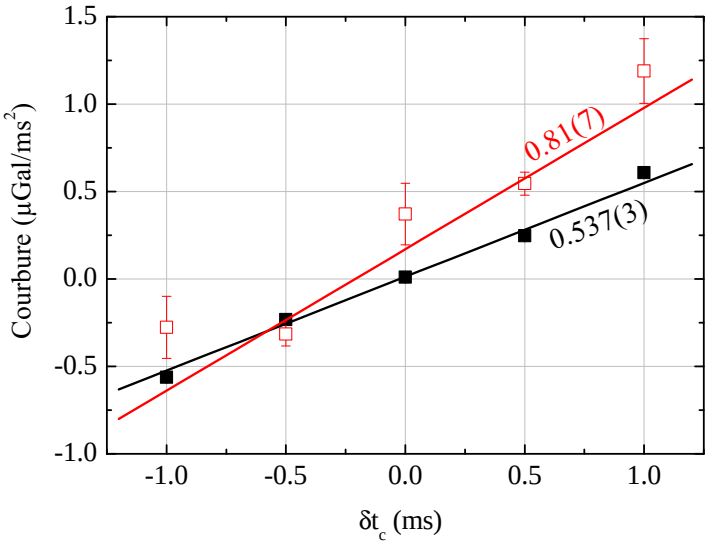


FIG. 3.11 – Courbures extraites des mesures (carrées vides) et de la simulation (carrés pleins) selon t_c.

	t_{det}^{ini} (ms)	T_1^{ini} (ms)	t_{det}^{0} (ms)	T_1^{0} (ms)	t_c^{0} (ms)
$k_\uparrow$	199	10,5	198,8(2)	9,4(3)	203,99(6)
$k_\downarrow$	200,2	10,5	199,8(2)	9,90(5)	204,43(5)

TAB. 3.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de détection initiaux et optimaux selon le vecteur d'onde Raman utilisé.

cette analyse indépendamment pour les mesures faites avec $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ et reporté les résultats dans le tableau 3.1.

Les résultats obtenus pour les paramètres de détections par la méthode de mesure différentielle sont proches des paramètres initiaux trouvé avec la fluorescence des atomes. Nous avions trouvé avec les mesures de la fluorescence: $t_{det}^{\uparrow} = 199$ ms et $t_{det}^{\downarrow} = 200{,}2$ ms.

Nous avons estimé à partir de la simulation que même pour de larges variations de $\pm$ 1 ms sur les paramètres t_{det} et/ou T_1, le biais sur la mesure de g reste inférieur à 1 μGal. Aussi, les incertitudes associées aux différents paramètres de détection, annoncées dans le tableau 3.1, mènent au maximum à une erreur de 0,2 μGal. Pour conclure, les déplacements des nuages dans la détection introduits lors des études de

la sélection en vitesse ou encore sur le délai de lâcher, contribuent aux biais mesurés, mais ne sont pas dominant dans les variations de g observées.

3.8 Forcer l'asymétrie de la fonction de sensibilité de notre interféromètre

Dans ce paragraphe, nous présentons une étude qui consiste à introduire délibérément une asymétrie dans notre interféromètre en modifiant le couplage de la dernière impulsion $\pi/2$ autour de la valeur usuelle de $2\pi\times$12,5 kHz. Nous avons répété les mesures de sensibilité aux variations de la fréquence de la sélection présentées au paragraphe 3.4 en changeant la fréquence de Rabi de la dernière impulsion $\pi/2$ selon $\Omega_3 = \Omega_3^{ini} + \delta\Omega_3$. Le résultat de la mesure, représenté par les ronds noirs sur la figure 3.12, montre une croissance monotone de la sensibilité en fonction de $\delta\Omega_3$. La résultat de la simulation matérialisé par les carrés bleus prédit un comportement similaire à ce qui a été observé lors des mesures, la seule différence significative entre ces deux résultats est un décalage vertical de 0,1 μGal/kHz. Que ce soit avec la mesure ou avec la simulation, nous trouvons qu'il existe une valeur de $\delta\Omega_3$ pour laquelle la sensibilité de l'interféromètre à un décalage Doppler est nulle. D'après la simulation, pour rendre l'interféromètre insensible, nous devons utiliser un $\delta\Omega_3 = 7$ % et avec les mesures $\delta\Omega_3 = 14$ %. Ce qui confirme que les inhomogénéités de couplage de la simulation sont sous estimées par rapport à ce que nous avons dans notre expérience. Il est important de souligner que nous pouvons compenser l'asymétrie due aux inhomogénéités de couplage, en augmentant le couplage de la dernière impulsion $\pi/2$. Même si cette compensation n'est pas indépendante des paramètres de l'interféromètre (par exemple, elle dépend de la distribution initiale des vitesses), elle pourrait être intéressante pour améliorer la stabilité de notre interféromètre.

3.9 Effet de l'asymétrie de la distribution en vitesse initiale

Nous avons tracé figure 3.13, le spectre Raman de la distribution en vitesse du nuage (ligne continue noire) au moment de la sélection en vitesse, soit après un temps de chute d'environ 12 ms et 4 ms avant la première impulsion de l'interféromètre.

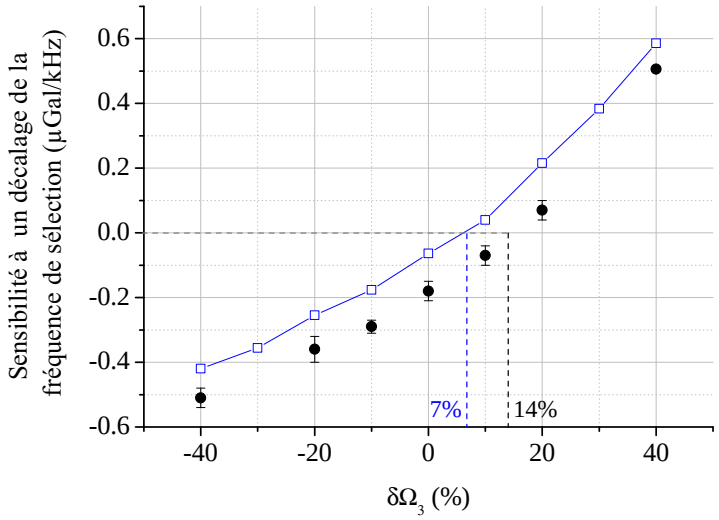


FIG. 3.12 – Sensibilité de notre interféromètre à un décalage de la fréquence de sélection en vitesse en fonction du décalage de la fréquence de Rabi de la dernière impulsion ($\pi/2$) de l'interféromètre. Les ronds pleins sont le résultat de la mesure et les carrés vides de la simulation.

Pour mettre en évidence l'asymétrie de cette distribution nous avons replié la partie gauche de la distribution en vitesse par rapport à son centre (ligne continue violette).

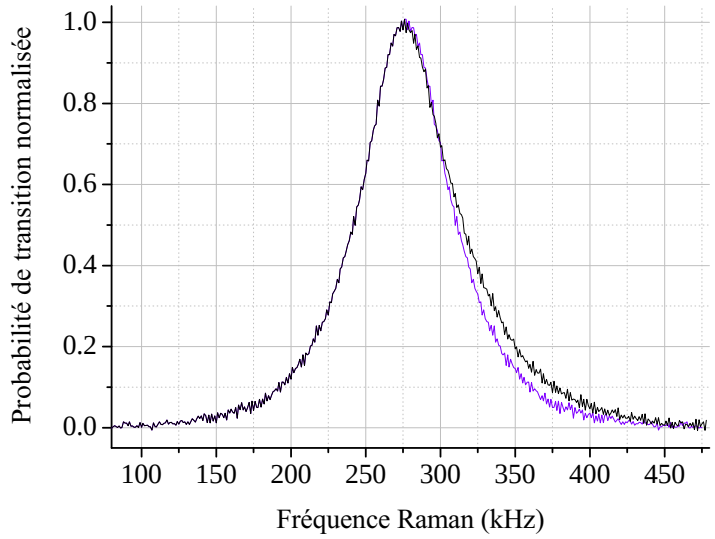


FIG. 3.13 – Spectre Raman de la vitesse verticale initiale mesuré après un temps de chute d'environ 12 ms, soit 4 ms avant la première impulsion Raman de l'interféromètre.

En prenant le profil de vitesse mesuré, nous calculons à partir de l'équation 3.2 que l'asymétrie de distribution en vitesse est suffisante pour introduire un biais de -0,6 μGal si l'on ne fait pas de sélection en vitesse. En faisant une sélection en vitesse, nous redressons la distribution et estimons le biais dû à l'asymétrie de la distribution en vitesse sélectionné à seulement -0,3 μGal.

3.10 Effet de la compensation sur la stabilité long terme

Nous avons fait une mesure continue durant 5 jours pour comparer la stabilité aux temps longs d'un interféromètre avec ou sans la compensation de l'asymétrie. Nous avons préparé une mesure avec 4 configurations, les deux premières sont des configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ sans compenser l'asymétrie. Les deux dernières sont aussi des configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, où nous compensons l'asymétrie de l'interféromètre en augmentant la puissance de la dernière impulsions Raman de 14% (valeur trouvée lors des mesures paragraphe 3.8). Nous avons tracé sur la figure l'écart-type d'Allan de la mesure de g sans compenser l'asymétrie (ligne noire figure 3.14) et en compensant l'asymétrie (ligne rouge figure 3.14), mais nous n'observons pas de différence notable.

Avant de lancer cette mesure, nous avons ajouté une fonction à la séquence de mesure, pour mesurer le profil Doppler (paragraphe 2.4.3) dans chacune des configurations tout les 1600 coups (environ 13 minutes). L'exécution de cette fonction nous fait perdre un peu de temps de mesure de g, mais nous donne une information sur la vitesse des atomes en entrée d'interféromètre, ce qui nous intéresse particulièrement dans cette étude. Nous pouvons à partir de ces mesures et de l'étude présentée dans ce chapitre, convertir les variations de la vitesse initiale mesurées en biais sur g. L'écart-type d'Allan de ces biais sont représentés sur la figure 3.14 par la ligne bleue.

Pour étendre la plage de fonctionnement de notre asservissement des puissances de MOT et Raman (paragraphe 2.4.1), nous avons réalisé cette mesure à mi-puissance, soit une fréquence de Rabi de $2\pi \times 12,5$ kHz. Nous avons ajouté sur le graphique 3.14 l'écart-type du biais attendu si nous avions réalisé cette mesure avec le maximum de puissance disponible, soit avec une fréquence de Rabi de $2\pi\times25$ kHz. Nous pouvons voir avec ces écart-types d'Allan que l'effet d'asymétrie n'est pas le facteur

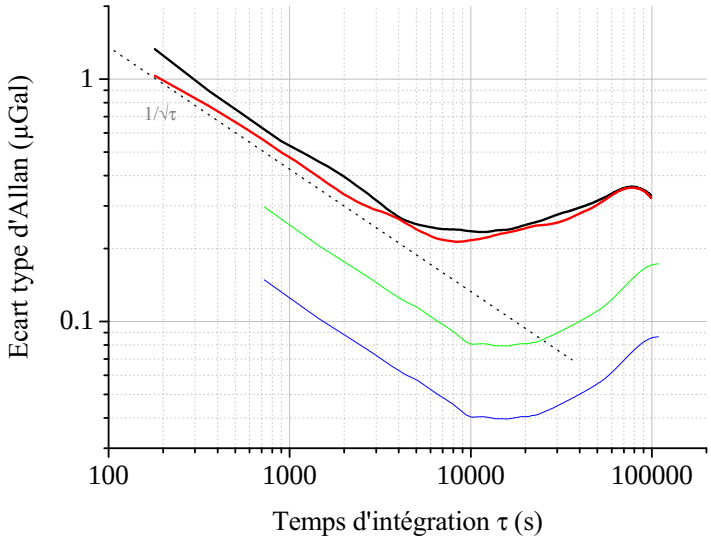


FIG. 3.14 – Ecart type d'Allan d'une mesure de g de 5 jours faite alternativement en compensant l'asymétrie de notre interféromètre (ligne rouge) et sans la compenser (ligne noire). La ligne bleue représente l'écart-type d'Allan du biais sur g calculé à partir de la mesure des fluctuations de la vitesse initiale des atomes au cours des 5 jours de mesure pour un interféromètre utilisant une fréquence de Rabi de 12,5 kHz$\times 2\pi$. La ligne verte est l'écart-type d'Allan qu'on aurait obtenu si nous avions utilisé une fréquence de Rabi deux fois plus importante pour cette mesure.

qui limite notre stabilité aux temps longs. Mais pourra le devenir si nous arrivons au niveau de 0,1 μGal en utilisant notre fréquence de Rabi maximale.

3.11 Conclusion

Nous avons étudié l'influence des variations du couplage Raman sur la symétrie de notre interféromètre. Dans une configuration de gravimètre à chute libre, où les atomes se déplacent horizontalement dans un faisceau Raman gaussien, les inhomogénéités de couplage résultent en une sensibilité résiduelle de l'interféromètre à la vitesse initiale des atomes. Nous avons montré comment les biais sur g introduits par cette sensibilité varient lorsque la fréquence Raman n'est pas centrée sur la distribution en vitesse du nuage ou que la distribution du nuage est asymétrique. Dans notre expérience, une erreur de 5 kHz (soit quelques % de la largeur de la distribution en vitesse) sur la fréquence des Raman mène à une erreur de 1 μGal, pour une fréquence de Rabi de $2\pi\times 25$ kHz. Les résultats expérimentaux ont été comparés à

un modèle numérique de notre expérience, qui prédit avec succès les tendances des effets observés, mais sous-estime d'environ 50% les effets mesurés. Ce qui indique que les inhomogénéités de couplage sont plus grandes que ce qui est attendu si l'on prend uniquement en compte l'étalement du nuage dans un faisceau gaussien. Notre étude souligne l'importance du contrôle de la distribution initiale des vitesses, qui dépend de nombreux paramètres, notamment de la date de lâcher (ou de lancé pour une fontaine atomique). Un ajustement minutieux des fréquences de sélection et Raman pendant l'interféromètre ainsi que des paramètres temporels de détection est nécessaire pour atteindre une exactitude de l'ordre du μGal.

Chapitre 4

Comparaison entre le CAG et l'état de l'art des gravimètres

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des différentes comparaisons effectuées entre notre gravimètre atomique et d'autres instruments basés sur des méthodes de mesures différentes mais qui constituent l'état de l'art de leurs technologies respectives. L'objectif de ces comparaisons est d'éprouver notre protocole de mesure et notre bilan d'exactitude pour vérifier la capacité du CAG à fournir la "bonne" valeur de g. Mais ces comparaisons nous permettent aussi de nous positionner en terme de stabilité par rapport aux autres technologies. Nous commencerons ce chapitre par présenter les résultats des comparaisons entre le CAG et les gravimètres optiques qui sont aujourd'hui les instruments de référence en gravimétrie. Nous développerons dans un second temps une étude portée sur la comparaison entre le CAG et le gravimètre relatif supra-conducteur iGrav-005 que nous avons au laboratoire. Cet instrument est basé sur la technologie qui fournit aujourd'hui les mesures de g les plus stables sur des temps de mesure allant de la minute à plusieurs semaines.

4.1 Comparaison entre gravimètres absolus: optique versus atomique

Nous avons vu dans les chapitres précédents tous les moyens mis en œuvre pour rejeter les effets systématiques qui biaisent notre mesure et obtenir une valeur absolue de g la plus exacte possible. Nous organisons ou participons régulièrement à des comparaisons entre gravimètres absolus afin de confirmer notre capacité à fournir une valeur absolue. Nous commencerons par expliquer le principe de fonctionnement

du gravimètre optique de type FG5, qui constitue l'état de l'art des gravimètres absolus. Nous présenterons ensuite les résultats de la comparaison internationale à laquelle nous avons participé en 2013, ainsi que d'autres comparaisons moins importantes. Nous terminerons pas la comparaison en terme de stabilité entre le CAG et le FG5-X, qui est la dernière version du FG5.

4.1.1 Principe de fonctionnement du gravimètre optique

Le gravimètre optique, tout comme le CAG, détermine la valeur de g par la mesure de l'accélération verticale d'un corps massif en chute libre. Le corps en chute libre du gravimètre optique est un miroir en coin de cube. L'accélération du miroir est déterminée par la mesure de sa position au cours du temps par interférométrie optique. L'interféromètre optique utilisé est de type Michelson avec ses deux bras alignés sur la verticale. Le bras sur lequel le miroir est en chute libre est maintenu sous vide (10^{-4} Pa) et le second sert de référence, il est isolé des vibrations par un système appelé super-ressort [3]. Nos comparaisons avec des gravimètres ont principalement été faites avec les gravimètres de type FG5. Le FG5 est fabriqué par l'entreprise Micro g Lacoste qui est aujourd'hui associée à l'entreprise Scintrex, qui fabrique des gravimètres relatifs à ressort. Avec une exactitude annoncée par le fabriquant [62] de 2μGal, il s'agit du gravimètre commercial ayant la meilleure exactitude. C'est un instrument robuste qui est transportable et conçu pour mesurer entre 20°C et 30°C. Il est utilisé entre autres pour étudier les marées, les flux de magma dans les volcans, le rebond post-glaciaire ou encore cartographier le champ de pesanteur... Il est le gravimètre absolu le plus acheté par les géophysiciens pour qui c'est l'instrument de référence.

Le FG5 comprend plusieurs parties mécaniques (fig. 4.1 responsables de la mise en chute libre, de la réception du miroir en fin de chute et de son repositionnement pour la mesure suivante. Malgré le développement poussé de ces parties mécaniques, elles présentent deux inconvénients majeurs. Tout d'abord le déplacement mécanique de la chambre supportant le miroir et la réception en fin de chute introduisent des vibrations affectant le miroir de référence et donc la mesure. Le taux de répétition est donc limité par le temps d'amortissement de ces vibrations. Le deuxième inconvénient est l'usure de ces mécanismes qui limite le nombre maximal de chutes que peut faire l'instrument avant d'être usé. Le fabriquant préconise le renvoi de l'instrument pour une maintenance tous les 250000 chutes afin d'éviter toute casse de la mécanique. Dans ces conditions, un utilisateur voulant mesurer avec un temps

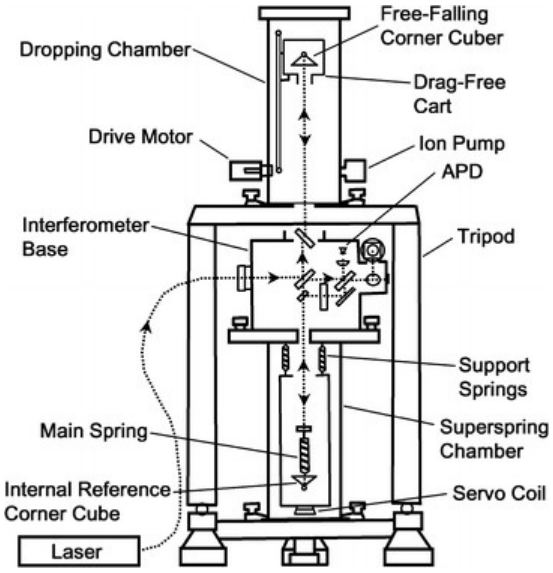


FIG. 4.1 – Schéma de principe du FG5.

de cycle de 3 secondes pourra mesurer en continu pendant seulement 9 jours, avant de renvoyer son instrument au fabriquant.

4.1.2 Comparaison internationale des gravimètres absolus

A la fin de l'année 2013, une comparaison internationale de gravimètres absolus (ICAG-2013) a été organisée par Olivier Francis et Henri Baumann dans l'Underground Laboratory for Geodynamics de Walferdange au Luxembourg. Ce laboratoire est installé au fond d'une ancienne mine désaffectée et isolée de l'activité humaine, ce qui en fait un lieu favorable pour une comparaison de gravimètres absolus étant donné l'impact du bruit sismique sur ce type d'instrument. Contrairement au site de Trappes qui est très bruité, nous ne pouvions pas à Walferdange, distinguer les périodes de nuit de celles de jour (paragraphe 2.4.2) par la simple observation du signal sismique.
Une des difficultés majeures de ce type de comparaison est que la grandeur à comparer varie dans l'espace et le temps. Comme dans toutes les comparaisons clés *, un protocole de transfert de la valeur de g est défini dans [63], nous le décrirons brièvement dans la suite de ce paragraphe. La salle aménagée pour la comparaison

∗. Comparaison officielle qui permet de vérifier la capacité à mesurer et à étalonner (CMC)

FIG. 4.2 – Photographie de la comparaison d'octobre 2014 entre le FG5-X et le CAG sur le site de gravimétrie de Trappes. L'enceinte à vide du CAG entourée de ses blindages magnétiques sur sa plateforme d'isolation sont au premier plan au centre. Son bloc d'électronique et son banc optique sont sur la droite de l'image. Au second plan, nous voyons le FG5-X (en noir) et au dernier plan le gravimètre supra-conducteur dans sa boite transparente.

comporte 3 dalles à des hauteurs différentes. Sur chacune de ces dalles se trouve 5 repères désignant chacun un point de mesure de g. Pour remplir les conditions du protocole de la comparaison, chacun des points repérés doit être mesuré entre 4 et 6 fois, et par des gravimètres différents. Les organisateurs établissent alors un calendrier des mesures, qui prévoit que chaque participant mesure 3 points différents, mais préalablement définis. Le nombre de gravimètres participant était de 25 dont 10 représentant un Institut National de Métrologie (INM: Autriche, Chine, Chine Taipei, République Tchèque, Finlande, France, Italie, Japon, République de Corée et Suisse). Notons que sur ces 25 gravimètres seul un, le CAG, est basé sur l'interférométrie atomique.

Pour assurer le transfert de g, c'est-à-dire déterminer la différence de g entre deux points distants, il faut connaître en premier lieu le gradient de gravité vertical. Chaque gravimètre donne une valeur de g à une altitude donnée, comprise entre 0,68 m et 1,25 m selon le type de gravimètre. Pour un gradient vertical de

300 μGal/m, nous obtiendrons donc une différence de 171 μGal entre les mesures des deux gravimètres les plus éloignés en altitude. Cette différence est environ 20 fois plus grande que la moyenne des incertitudes finales des INM. Pour pouvoir comparer les valeurs mesurées par les instruments, chaque opérateur fournit aux organisateurs l'altitude de sa mesure. Une hauteur de référence est définie à 1,3 m, la mesure des gradients verticaux et le transfert des valeurs de g à cette altitude sont pris en charge par les organisateurs. Cette précaution permet de limiter au final l'incertitude sur le transfert à quelques dixièmes de μGal.
De nombreux facteurs environnementaux sont responsables des fluctuations temporelles de la valeur de g (paragraphe 1.3). Les marées en sont la cause principale. Un modèle de marées est fourni aux participants qui l'utilisent pour corriger leurs mesures de ce signal. Cependant, il existe d'autres effets non négligeables tels que la répartition des masses de fluides environnants comme l'air ou l'eau de pluie et qui sont difficiles à modéliser. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets qui engendrent des fluctuations pouvant atteindre 1 μGal d'un jour à l'autre, pour éviter des erreurs lors des transferts de g dans le temps. Ces variations temporelles sont mesurées en continu pendant la comparaison par un gravimètre supraconducteur installé dans le laboratoire assurant ainsi le transfert dans le temps.
Enfin, le transfert de g dans le plan horizontal est réalisé grâce aux mesures faites par les participants. La salle de la comparaison possède 15 sites de mesures pour 25 gravimètres participants qui réalisent chacun 3 mesures, donc chaque site est mesuré en moyenne par 5 gravimètres différents. La moyenne pondérée de ces 5 mesures servira alors de valeur de référence pour le site mesuré. On définit alors le degré d'équivalence (DoE) d'un gravimètre sur un site i comme son écart à la valeur de référence attribuée au site i. Le DoE final du participant correspond à la valeur moyenne des 3 DoE obtenues lors de ses 3 mesures. La figure 4.3 est extraite du rapport final de la comparaison [64], elle reporte tout les DoE finaux des participants. Les gravimètres dont les DoE sont entourés d'un carré noir sont les représentants des instituts nationaux de métrologie ou des instituts désignés pour représenter le pays qui participent à la comparaison clé. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.3, le résultat final du CAG est en accord avec la moyenne de l'ensemble des participants avec un DoE de 6,2 μGal et une incertitude (à 1σ) de 6,4 μGal.

Le CAG a participé à une autre comparaison internationale en 2009 [65] et une comparaison européenne en 2011 [63]. Nous avons reporté les résultats des différentes comparaisons de gravimètres absolus réalisées par le CAG dans le tableau 4.1.

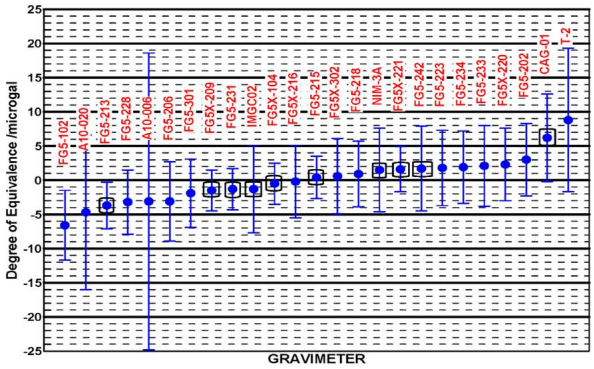


FIG. 4.3 – Résultat de la comparaison internationale des gravimètres absolus de 2013. Les résultats des gravimètres entourés d'un carré noir correspondent aux gravimètres représentant les Instituts Nationaux de Métrologie des différents pays participant.

Comparaison	DoE du CAG (μGal)	Incertitude (μGal)
ICAG 2009	-0,9	7
ECAG 2011	2,4	7,2
ICAG 2013	6,2	6,4

TAB. 4.1 – Résultat des différentes comparaisons internationales et européennes auxquelles le CAG a participé. Le DoE représente l'écart de la valeur de g du CAG par rapport aux autres INM (Institut National de Métrologie)

La valeur absolue donnée par le CAG est toujours en accord avec la moyenne des autres participants à la comparaison (compte tenu de l'incertitude de mesure): la mesure de trajectoire d'un corps en chute libre par interférométrie optique ou atomique fournissent des résultats de mesure de g compatibles.

Quelques remarques sur la comparaison internationale:

Les gravimètres participant à la comparaison sont à 96% des gravimètres optiques, seul un gravimètre est basé sur l'interférométrie atomique. De plus, cette comparaison internationale est composée à 84% de gravimètres commerciaux provenant tous de la même société. Le fait que 84% des gravimètres soient fabriqués par la même société présente un risque: cela pourrait induire un biais dans la détermination des valeurs de référence, liés à d'éventuels effets systématiques mal évalués. Il serait intéressant d'avoir une population plus grande de gravimètres atomiques et de gravimètres optiques non commerciaux afin de pouvoir mettre en évidence d'éventuels

biais, et d'avoir suffisamment d'instruments pour résoudre statistiquement de faibles différences de valeurs de g.

4.1.3 Autres comparaisons entre le CAG et les gravimètres absolus

Durant cette thèse nous avons eu l'occasion de faire deux autres comparaisons avec des gravimètres absolus. Une comparaison avec le FG5-X-220 de l'université de Hannover dont nous parlerons plus en détail dans le paragraphe 4.2.4 sur l'étalonnage du gravimètre supraconducteur. Et une seconde comparaison avec le premier gravimètre atomique commercial: l'AQG (absolute quantum gravimeter), fabriqué par l'entreprise MuQuans [66], il s'agissait de la première comparaison entre gravimètres atomiques. Le résultat de cette seconde comparaison est reporté sur la figure 4.4, en rouge pour le CAG, en noir pour l'AQG et en bleu pour le gravimètre supraconducteur.

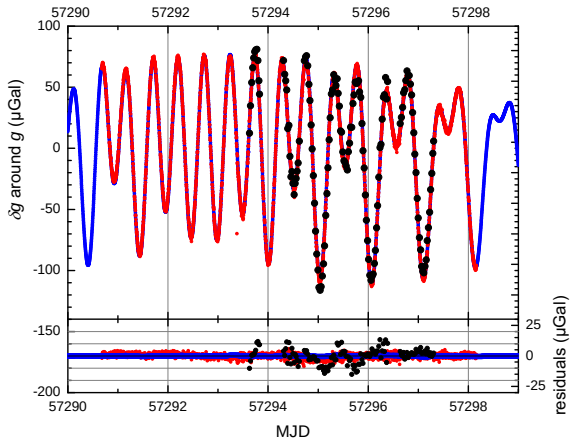


FIG. 4.4 – Variations temporelles de g mesurées par le CAG (en rouge), l'AQG (en noir) et par le gravimètre supraconducteur iGrav-005(en bleu)

4.1.4 Comparaison des stabilités entre gravimètres absolus

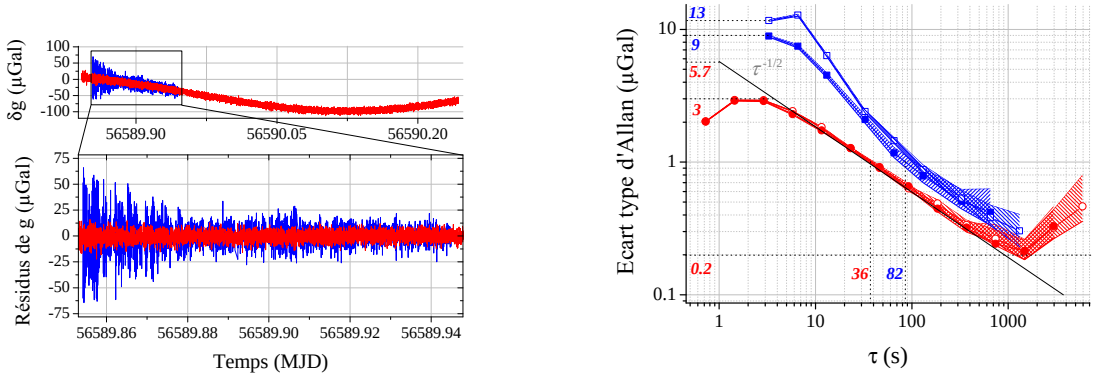
Lors de notre participation à la comparaison de 2013, nous nous sommes entendu avec Olivier Francis pour faire une comparaison de stabilité entre le CAG et le gravimètre de l'université du Luxembourg: le FG5-X-216 [67]. Le FG5-X est la

dernière version des gravimètres de type FG5, il bénéficie d'améliorations du système mécanique qui transporte le miroir en coin de cube lui permettant de réduire le temps de cycle sans dégrader la stabilité à cause des vibrations provoquées par cette partie motorisée. Une première comparaison similaire avait été organisée en 2009 au LNE dans le laboratoire de la balance du watt [68] avec un FG5 de la génération précédente. Le temps de cycle choisi pour le FG5 aurait pu être de 10 s, mais pour préserver l'instrument il avait été réglé par l'opérateur à 30 s. Celui du CAG, ne souffrant pas d'usure, était réglé à son minimum soit 0,36 s mais la correction du LS2 dégradait la stabilité sur la mesure de g d'un facteur $\sqrt{10}$. Au final, la stabilité était similaire pour les 2 instruments avec un léger avantage pour le CAG. Le FG5 aurait-il pu obtenir une stabilité meilleure que le CAG si le temps de cycle avait été réglé à 10 s?

Avec le FG5-X, le temps de cycle peut descendre jusqu'à 2 s. Cependant, pour les mêmes raisons qu'à la comparaison de 2010 un temps de cycle de 3 s a été choisi pour une durée de mesure de 2 h. Le CAG a lui mesuré en continu toute la nuit (durant environ 10h) avec un temps de cycle de 0,36 s. La partie supérieure de la figure 4.5(a) montre l'ensemble de la mesure du CAG et du FG5 non corrigés des effets environnementaux. Sur la partie inférieure est tracée uniquement la partie commune de la mesure corrigée des effets environnementaux. La forte amplitude de bruit en début de mesure, visible surtout sur le signal du FG5, est le résultat du passage de l'onde d'un séisme de magnitude 6,7 localisé au sud-est des îles Sandwich. On remarquera par contre que le signal du CAG semble peut affecté par cette onde sismique. Pour comparer la stabilité de ces instruments, nous avons tracé sur la figure 4.5(b) les écarts-types d'Allan calculés sur l'ensemble de la mesure du CAG (ronds creux en rouges) et du FG5 (carrés creux bleus) et sur un segment de mesure plus calme lorsque le bruit induit par l'onde sismique est négligeable, représenté par les symboles pleins. Les erreurs associées à ces écarts-types sont représentées par les surfaces hachurées.

Le CAG atteint avec cette mesure son record de stabilité court terme, avec un écart-type de 5,7 μGal en 1 s, ce qui est proche de la meilleure stabilité publiée pour un gravimètre atomique avec 4,2 μGal en 1 s [69]. Son signal s'intègre ensuite comme un bruit blanc jusqu'à un palier de 0,2 μGal après un temps d'intégration d'environ 1600 s. Contrairement au FG5 qui pour des temps d'intégration allant jusqu'à environ 30 secondes semble affecté par le passage du séisme, nous n'observons pas de différences résolues entre l'écart-type d'Allan du CAG calculé sur l'ensemble

de sa mesure et sur le segment plus calme. Cette observation témoigne de la bonne efficacité de notre système de réjection des vibrations, meilleure que celle du super ressort du FG5-X.



(a) (b)

FIG. 4.5 – (a) Variations temporelles g lors de la comparaison entre le FG5-X (bleu) et le CAG (rouge) sans correction (partie supérieure) et avec correction des effets environnementaux (partie inférieure). (b) Écart type d'Allan du CAG et du FG5 calculé sur l'ensemble de la mesure (carrés creux) et sur la partie calme (carrés pleins).

4.2 Comparaison du CAG avec le gravimètre supraconducteur

Depuis le mois de mars 2013, un gravimètre relatif supraconducteur de type iGrav est installé dans le laboratoire de gravimétrie de la balance du Watt (fig. 4.2) et mesure en continu les variations locales de l'accélération de la pesanteur. Cet instrument nous permet d'assurer un transfert continu de la valeur de g pour la balance du watt. Nous l'avons aussi utilisé pour réaliser des comparaisons entre gravimètres et nous allons dans ce paragraphe en détailler les résultats.
Le gravimètre supraconducteur est un gravimètre relatif qui nécessite d'être étalonné pour fournir un signal utile pour la balance du watt ou pour être comparé avec d'autres gravimètres. Cet étalonnage est réalisé régulièrement par le CAG depuis son installation. En dehors de ces opérations d'étalonnage, qui nécessite de mesurer g simultanément avec les deux gravimètres, le CAG est alors disponible pour réaliser

des études métrologique comme celles que nous avons développées dans les chapitres précédant.

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer la durée et la fréquence optimale de ces opérations d'étalonnage. Nous commencerons par expliquer le principe de fonctionnement de l'iGrav, puis la méthode utilisée pour l'étalonner. Nous nous intéresserons ensuite à l'incertitude, ainsi qu'à la stabilité ce facteur d'échelle au cours du temps.

4.2.1 Principe de fonctionnement du gravimètre supraconducteur

L'idée d'utiliser une sphère supraconductrice lévitant dans un champ magnétique pour faire des mesures de gravimétrie est apparue dans le milieu des années 1960 à l'université de San Diego en Californie [4] et a conduit au développement de gravimètres relatifs très stables. Ces gravimètres supraconducteurs sont des instruments disponibles commercialement, ils sont produit par l'entreprise GWR créée en 1979. Son principe de fonctionnement est très similaire à celui des gravimètres à ressort. Les gravimètres à ressort mesurent le déplacement d'une masse suspendue à un ressort provoqué par les variations locales du champ gravitationnel. Lorsque g varie la résultante des forces s'exerçant sur la masse est modifiée, entrainant un déplacement de cette dernière qui est mesuré par des capteurs capacitifs. Un inconvénient majeur des gravimètres à ressort est que la constante de raideur et la longueur du ressort varie dans le temps, soit selon les conditions environnementales (principalement le température), soit par vieillissement. Or une variation de la constante de raideur ou de la longueur du ressort engendre une variation de la résultante des forces appliquées sur la masse et est interprétée à tort comme une variation de la gravité. L'entreprise Scrintrex qui produit le CG-5, qui est le gravimètre à ressort commercial le plus vendu, annonce une dérive linéaire inférieure à 20μGal/jour (Brochure CG5), sur le CG5-S105 du laboratoire nous observons une dérive bien supérieure avec environ 400 μGal/jour.

L'avantage principal du gravimètre supraconducteur par rapport au gravimètre à ressort est d'avoir remplacé le ressort par un champ magnétique. Comme nous le montre la figure 4.6 la masse est une sphère polie dans un matériau supraconducteur (du niobium) et placée dans un champ magnétique généré par 2 bobines (fig. 4.6). En appliquant des courants ad hoc dans les bobines, la masse se trouve en lévitation, entourée de capteurs capacitifs. Une troisième bobine, appelée bobine de rétroaction

est installée autour de la masse en lévitation. Le rôle de cette bobine est de produire une force sur la masse de manière à la maintenir à une position constante malgré les variations de gravité qui tendent à la déplacer. Ainsi, les variations de g sont directement liées au courant appliqué sur la bobine de rétroaction [70].

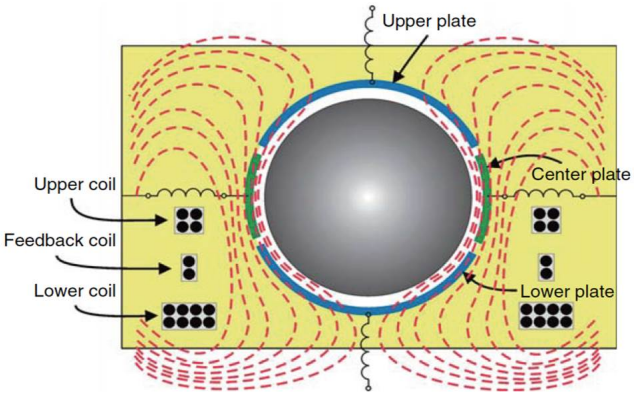


FIG. 4.6 – Vue en coupe de la sphère supraconductrice dans le champ magnétique (lignes rouges) généré par les bobines.

4.2.2 Synchronisation des signaux

Les gravimètres supraconducteurs sont des instruments relatifs qui délivrent un signal de tension (lié au courant de rétroaction). Ils doivent donc être étalonnés pour fournir un signal en μGal. L'étalonnage se fait par un ajustement linéaire des données prises simultanément par un supraconducteur et un gravimètre absolu. Cet étalonnage nécessite une bonne synchronisation des signaux du gravimètre relatif et du gravimètre absolu, afin de réduire l'incertitude et l'erreur sur l'estimation du facteur d'échelle. Un délai d'environ 20 s entre les deux signaux pour des périodes de fortes marées, génère un résidu de marée dans le signal corrigé qui limite sa stabilité long terme à environ 0,1 μGal après 6 heures d'intégration. La principale difficulté de cette synchronisation réside dans le fait que le gravimètre supraconducteur est un instrument commercial dont on ne connait pas précisément la fonction de transfert et donc pas le temps de réponse. Une expérience simple pour estimer ce temps de réponse consiste à ajouter subitement des masses au pied du gravimètre puis de mesurer le temps de réponse à cette perturbation. Nous avons réalisé cette expérience en utilisant comme masse 4 individus d'environ 70 kg chacun et en les faisant s'assoir

au pied du gravimètre supraconducteur. Nous avons mesuré un temps de réponse d'environ 11(1) s. Cette expérience ne permet pas d'avoir une connaissance complète de la fonction de transfert de notre instrument, mais est un test rapide qui nous informe sur la nécessité d'apporter des corrections sur la datation des instruments lors de nos étalonnages. Une autre façon d'estimer ce délai est de calculer la fonction de corrélation entre le gravimètre supraconducteur et le CAG dont on connait la datation [71]. Sur une mesure de 27 jours nous avons trouvé un retard de l'iGrav de 6.5 s. Nous avons confirmé, lors de cette analyse, l'importance de synchroniser les systèmes de datation des deux instruments qui sont contrôlés avec deux ordinateurs différents.

On trouve en fait dans la référence [54] une fonction de transfert générique pour ce modèle d'instrument, qui est liée non seulement à son principe de fonctionnement, mais aussi aux filtrages (numériques) du signal de sortie. Avec cette fonction de transfert, nous attendons un délai de 10 s en bon accord avec le délai mesuré. Nous corrigerons donc, pour améliorer l'étalonnage, les données de l'iGrav de ce délai.

4.2.3 Etalonnage du supraconducteur par un gravimètre atomique

Les modulations quotidiennes de g dues notamment aux marées sont favorables pour l'étalonnage des gravimètres relatifs, puisqu'elles font varier les signaux mesurées par l'iGrav et le CAG.

Une mesure continue commune d'environ 27 jours a été faite par le CAG et l'iGrav au mois d'avril 2015. Sur le graphique du haut de la figure 4.7 sont représentés les variations temporelles de g mesurées par le CAG (en noir) et par le gravimètre supraconducteur (en rouge). Le signal du graphique 4.7 représente les variations temporelles du résidu du CAG corrigé des effets environnementaux par le signal du gravimètre supraconducteur ainsi qu'une moyenne glissante de ce résidu (ligne verte).

En reportant les données du CAG en fonction des tensions mesurées par l'iGrav (fig. 4.8), on peut déterminer à l'aide d'un ajustement linéaire le facteur de calibration de l'iGrav. On trouve -89.80(2) V/μGal quand on fait cette analyse avec l'ensemble des données (soit sur 27 jours). Nous pouvons aussi découper la mesure en segments. Par exemple, avec 27 segments, nous pouvons calculer le facteur d'échelle correspondant à chaque jour de la mesure.

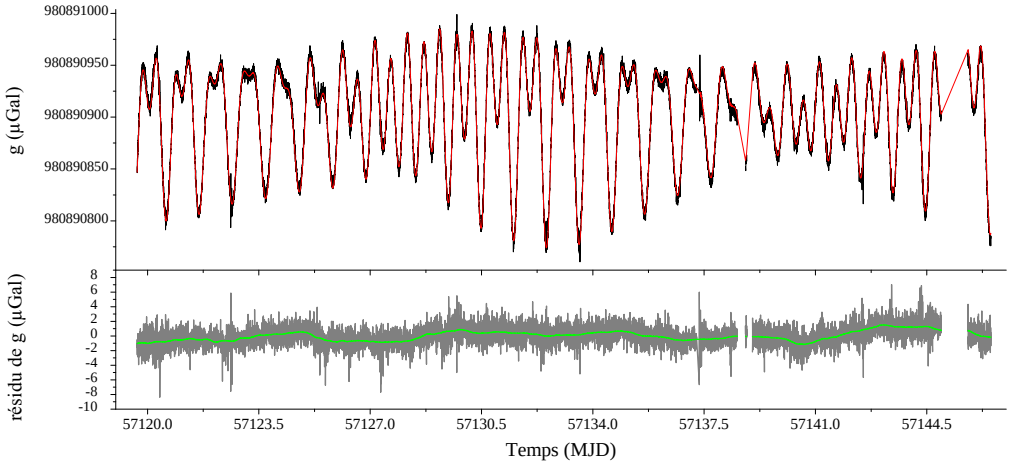


FIG. 4.7 – Mesure commune du CAG et de l'iGrv-005. En haut: mesures de g effectuées par le CAG (en noir) et le gravimètre supraconducteur (en rouge) simultanément au mois d'avril 2015 durant 27 jours. En bas: différence entre les deux signaux du CAG corrigé des variations de gravité par le gravimètre supraconducteur.

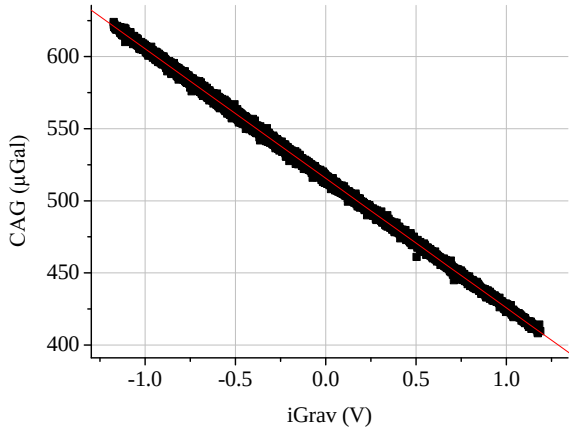
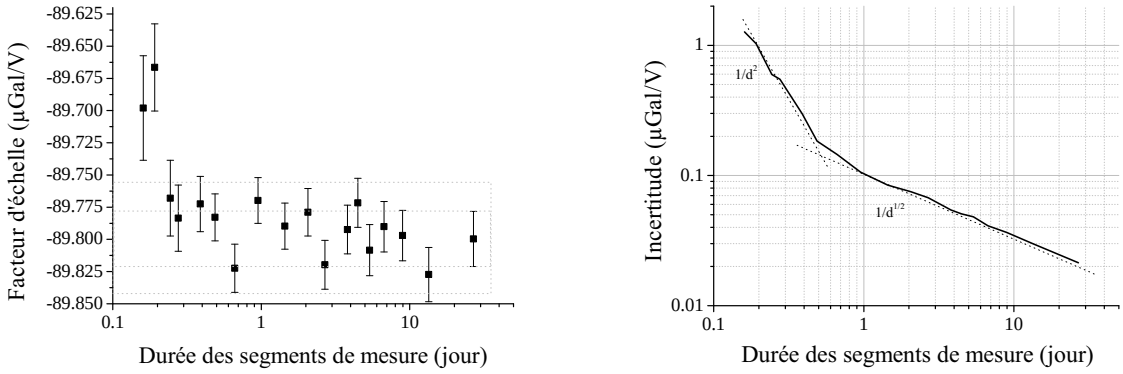


FIG. 4.8 – Signal du CAG (en μGal) en fonction de celui du gravimètre supraconducteur (en noir) iGrav-005 (en V). La courbe rouge est un ajustement linéaire

Nous avons répété cette analyse en changeant la durée d des segments de mesure utilisés pour déterminer le facteur d'échelle. Afin de faire cette analyse sur l'intégralité de la mesure avec des segments de durée identique nous divisons la durée de la mesure par des nombres entiers N allant de 1 à 162. Ce qui correspond respectivement à des segments de durées de 27 jours à 0,16 jour. Pour chaque analyse, nous

obtenons alors N facteurs d'échelle avec N erreurs qui sont issues des ajustements linéaires. Nous avons reporté sur la figure 4.9(a) la moyenne pondérée des facteurs de corrélations selon la taille des segments utilisés pour déterminer ce facteur. Le résultats des analyses faites sur des segments de mesures allant de 0,25 à 27 jours donne toutes des résultats compatibles. Nous commençons à distinguer un écart résolu du facteur d'échelle pour des segments de mesure inférieurs au quart de jour. La figure 4.9(b) reporte la moyenne des erreurs associées aux facteurs d'échelle de la figure 4.9(a) selon la durée des segments utilisés pour faire l'ajustement linéaire. L'erreur sur l'estimation du facteur d'échelle suit une pente de $d^{-1/2}$ pour des segments de durées de 0,5 jour à des durées de 27 jours. Ce changement de comportement autour de 0,5 jour est dû au profil spectral du principal signal responsable des variations de gravité: les marées. Les composantes principales du signal des marées sont diurnes et semi-diurnes, ce qui correspond respectivement à des périodes de 24 h et 12 h (voir profil temporel figure 4.7). Les plus grandes variations quotidiennes de g se font en moins de 6 h. Ainsi, avec des segments d'une durée de 12 h nous atteignons le rapport signal à bruit maximal, ils sont donc aussi favorables pour l'étalonnage que des segments de 1 jour ou plus. Si les mesures commencent à un minimum ou un maximum du signal des marées, les segments de 6 h auront eux aussi le rapport signal à bruit maximal et peuvent alors aussi être favorable pour l'étalonnage.



(a) (b)

FIG. 4.9 – (a) Variations du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur selon la durée des segments de mesure utilisés pour l'étalonner. (b) Erreurs associées au facteur d'échelle selon la durée des segments utilisés pour étalonner le gravimètre supraconducteur.

La figure 4.10 reporte l'évolution du facteur d'échelle jour après jour sur l'ensemble de la mesure de 27 jours. Les barres d'erreur associées aux facteurs d'échelle

correspondent aux erreurs obtenues lors des ajustements linéaires. Nous observons des variations quotidiennes du facteur d'échelle résolues, pouvant aller jusqu'à 0.8 % d'un jour à l'autre. A ces fluctuations quotidiennes du facteur d'échelle s'ajoute une dérive linéaire de 21(3)nGal/V/jour sur les 27 jours de mesure. Ces fluctuations du facteur d'échelle peuvent être réelles, liées par exemple à une variation de la géométrie de l'iGrav. Mais elles peuvent aussi venir des fluctuations non corrigés des effets systématiques du CAG.

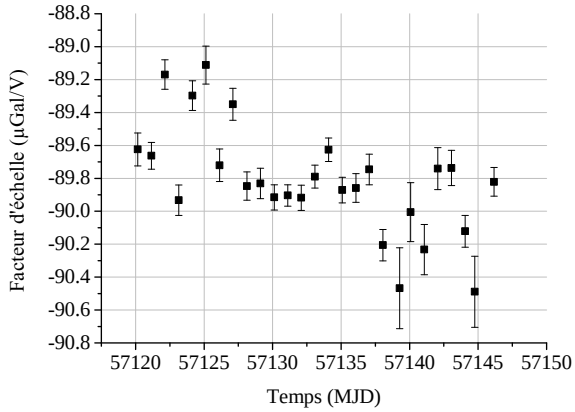


FIG. 4.10 – Évolution du facteur d'échelle au cours du temps. La détermination du facteur d'échelle est faite sur des paquets de données de durée de 1 jour. Les erreurs associées à ces facteurs correspondent aux erreurs des ajustements linéaires.

Nous ne pouvons pas au regard de cette unique mesure déterminer la cause de ces fluctuations du facteur d'échelle observée. Une étude plus approfondie de ces variations est alors nécessaire. La difficulté de cette étude est de discriminer les variations réelles du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur de celles introduites par un biais ou une dérive du gravimètre absolu utilisé pour étalonner le relatif. Nous aborderons cette étude en distinguant les variations court terme, observable sur quelques jours de mesures des variations au long terme (observables d'un mois à l'autre jusqu'aux variations observables sur l'ensemble de la durée d'acquisition du supraconducteur soit environ 3 ans).

4.2.4 Étalonnage simultané du gravimètre supraconducteur par plusieurs gravimètres absolus

En octobre 2014, nous avons organisé à Trappes une comparaison entre le CAG et un FG5-X. Le gravimètre supraconducteur était opérationnel depuis un an et demi, il a mesuré en continu sur toute la durée de la comparaison. Nous avons alors une mesure commune de 2,6 jours faite par le CAG, le FG5-X et le supraconducteur qui nous permet d'étalonner le supraconducteur soit par le CAG, soit par le FG5-X. Nous utiliserons cette mesure commune pour comparer la capacité du CAG et du FG5 à étalonner le supraconducteur. Nous tenterons aussi de répondre à la question soulevée au paragraphe précédent: quelles sont, si elles existent, les fluctuations quotidiennes typiques du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur?

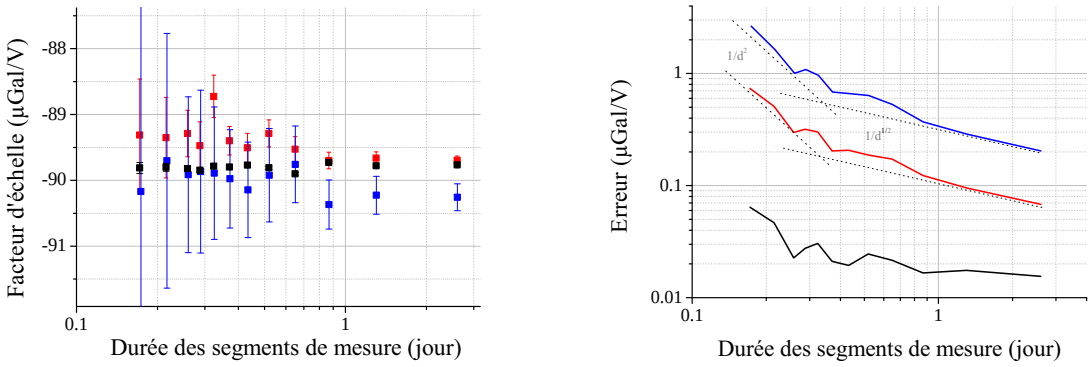
Comparaison de l'efficacité de l'étalonnage selon le type de gravimètre absolu utilisé

Pour comparer l'étalonnage du CAG et du FG5, nous utiliserons la méthode d'analyse présentée au paragraphe 4.2.3. Nous avons aussi étalonné l'iGrav sur cette période avec un signal de g synthétique. En effet, en considérant que les marées et la pression atmosphérique sont les principaux effets responsables des variations temporelles de g, nous pouvons reconstruire à partir de notre modèle des marées et de la mesure de la pression atmosphérique un signal de g synthétique. Ce signal ne donne pas d'information sur la valeurs absolue de g, mais il peut être utilisé pour déterminer le facteur d'échelle de l'iGrav.

Les valeurs des facteurs d'échelle selon la durée des segments de mesure sont reportés figure 4.11(a), en rouge pour les résultats du CAG et en bleu pour ceux du FG5-X et en noir pour le modèle des marées.

La détermination du facteur d'échelle par le signal de g synthétique est étonnamment efficace. Même pour des segments plus courts qu'un quart de jour, qui comme expliqué dans le paragraphe 4.2.3 n'ont pas un rapport signal à bruit optimal et ne sont pas les plus favorables pour l'étalonnage, les valeurs trouvées avec le modèle des marées ne s'écartent pas de plus de 0,2% de la valeur trouvée sur les 2,6 jours de mesure. Pour des durées supérieures à 0,8 jour les valeurs trouvées par le CAG et le modèle des marées sont en accord. Ce qui n'est pas le cas pour le FG5-X qui fournit une valeur du facteur d'échelle différente de 0,5 %.

Dans [72], les auteurs ont réalisé un étalonnage d'un gravimètre supraconducteur avec un FG5 sur une mesure commune de 9 jours. Après 5 jours de mesure, la valeur



(a) (b)

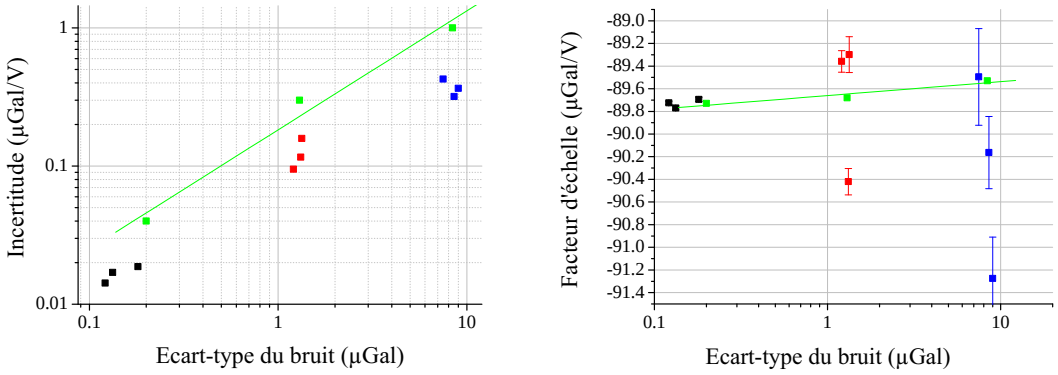
FIG. 4.11 – (a)Variations du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur selon la durée des segments de mesure utilisés pour l'étalonner b).Erreur associées au facteur d'échelle selon la durée des segments de mesure.

du facteur d'échelle se stabilise avec une dispersion de 0.05 % autour de la valeur asymptotique (correspondant à la valeur obtenue avec les 9 jours de mesures) et l'erreur associée est de 0,1%. Cette étude a été faite avec un autre type de FG5 (la génération précédente au FG5-X) et de gravimètre supraconducteur que ceux présentés dans notre étude, mais à titre de comparaison, les auteurs montrent qu'après 2,6 jours de mesure, l'écart est d'environ 0,4 %. Ce qui est proche de ce que nous trouvons après 2,6 jours de mesure entre le FG5-X et le CAG, ou avec le FG5-X et le modèle des marées. La comparaison de ces résultats est toutefois limitée car la valeur du facteur d'échelle et surtout son incertitude dépendent de la condition de la mesure, notamment du rapport signal à bruit [73].

Nous avons tracé sur la figure 4.11(b) l'évolution des erreurs associées aux facteurs d'échelle selon la taille des segments utilisés pour les différentes méthodes (en rouge pour le CAG, en bleu pour le FG5 et en noir pour le signal synthétique). Nous retrouvons les même comportements que nous avions trouvé lors de la mesure de 27 jours, en $d^{-2} et\ d^{-1/2}$ selon la taille des segments, pour le CAG et le FG5. L'incertitude du CAG est environ 3 fois plus basse que celle du FG5 et environ 5 fois plus grande que celle issue du signal synthétique (pour d $>$ 1 jour). La différence de ces erreurs est en partie attribuée à la différence des bruits court terme des instruments. L'écart-type du signal résiduel du FG5, corrigé des effets environnementaux, est de 8,4 μGal. Sur la même période, il est de 1,3 μGal pour le CAG et de 0.2 μGal pour l'iGrav. Ce bruit instrumental augmente l'incertitude sur la détermination du fac-

teur d'échelle, mais introduit aussi des biais sur l'estimation de la valeur du facteur d'échelle [73].

Nous avons réalisé une simulation de l'étalonnage en reproduisant les différents signaux des instruments avec notre modèle des marées et en y ajoutant un bruit blanc de plus ou moins grande amplitude afin de simuler le bruit instrumental. Nous avons tracé sur la figure 4.12(a) les incertitudes sur les facteurs d'échelle calculés avec le modèle des marées (en noir), avec les données du CAG (en rouge) et le FG5 (en bleu) pour chaque jour de la mesure commune. Nous avons ajouté en vert les incertitudes obtenues avec la simulation pour des bruits similaires à celles des instruments. Comme avec la simulation, nous observons bien l'incertitude augmenter avec l'amplitude du bruit. Cependant l'incertitude attendue pour un bruit blanc est environ deux fois plus grande que ce que nous mesurons. Il serait intéressant de répéter la simulation avec un bruit coloré, plus proche des conditions expérimentales. Concernant le biais (fig. 4.12(b)), la dispersion des facteurs d'échelle est trop importante pour résoudre la dépendance prédite par la simulation (en vert): l'amplitude du bruit ne permet pas d'expliquer les variations du facteur d'échelle observées avec le CAG et le FG5.



(a) (b)

FIG. 4.12 – Variations de l'incertitude (a) et du facteur d'échelle (b) selon l'écart-type du bruit résiduel, lorsque le facteur d'échelle est déterminé par le CAG (en rouge), par le FG5 (en bleu), le signal synthétique de g (en bleu) et le résultat de simulation de l'étalonnage (en vert).

Variation quotidienne du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur mesurée par le CAG et le FG5

Intéressons nous à présent aux variations temporelles du facteur d'échelle déterminées par le CAG, le FG5 et modèle des marées. Pour avoir une erreur suffisamment petite devant les variations temporelles du facteur d'échelle, nous utilisons des segments de durées proche de 1 jour (fig. 4.13). Le CAG (en rouge) et le FG5 (en bleu) enregistrent tout deux des fluctuations quotidiennes du facteur d'échelle de l'ordre de 1 %, avec un coefficient de corrélation entre ces deux signaux de 0,94. Une mesure commune plus longue serait nécessaire pour confirmer ou infirmer cette corrélation.

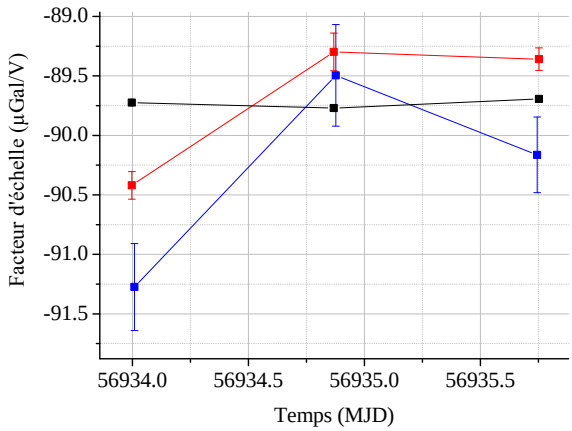


FIG. 4.13 – Evolution temporelle du facteur d'échelle déterminé avec les données du CAG (en noir), du FG5-X (en rouge) et du modèle des marées (en bleu).

Cependant, avec le signal synthétique (en noir), les variations temporelles ne sont pas résolues et inférieures à 0,1 %. Pour vérifier cette stabilité remarquable du facteur d'échelle déterminé avec un modèle des marées et la mesure de pression atmosphérique, nous avons calculé le facteur d'échelle sur la longue mesure de 27 jours. Le résultat est tracé en noir sur la figure 4.14. Pour la comparaison, nous avons ajouté le résultat obtenu par le CAG (courbe rouge).

La dispersion du facteur d'échelle déterminé par le modèle est près de deux fois plus faible, avec un écart type de 0,17 μGal/V contre 0,33 μGal/V pour le CAG. Ces deux signaux ne sont pas corrélés. Nous avons trouvé que ces fluctuations quotidiennes ne sont corrélées ni à l'amplitude du bruit de la mesure, ni à celle des marées et non plus au rapport signal à bruit. Nous avons par contre une corrélation entre

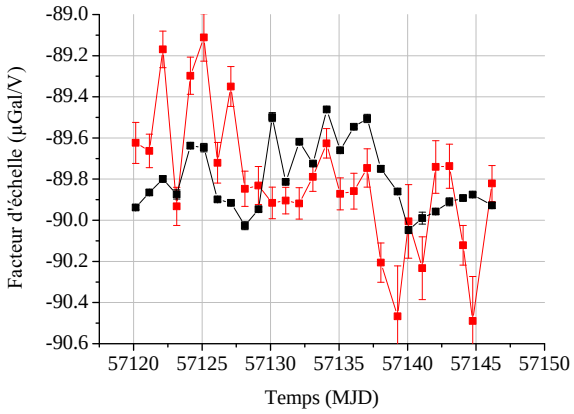


FIG. 4.14 – Evolution du facteur d'échelle déterminé par le CAG avec une mesure continue du CAG (en rouge) de 27 jours et par le modèle des marées (en noir) sur la même période.

le signal de pression atmosphérique et les variations du facteur d'échelle déterminé par le CAG de 20 nGal/V/hPa (fig. 4.15).

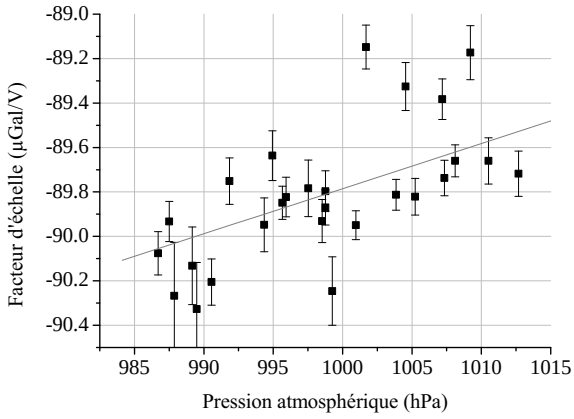


FIG. 4.15 – Corrélation entre les variations du facteur d'échelle et les variations de la pression atmosphérique.

Si nous nous intéressons à l'effet de la pression atmosphérique, c'est que nous pensons qu'elle est susceptible d'exercer des contraintes sur la structure du gravimètre supraconducteur. L'iGrav est très sensible aux contraintes mécaniques, des déplacements de la sphère de 10^{-10} cm sont détectables [70] et que par conséquent, des déformations de la structure, et plus particulièrement des déplacements des bobines par rapport au système de détection de cette ordre de grandeur sont susceptibles

d'introduire un signal parasite. De plus, la pression atmosphérique peut aussi biaiser la mesure du CAG. Nous avons mis en avant une corrélation entre le signal de l'inclinomètre et la pression atmosphérique avec environ 1 μrad/hPa. Si la pression affecte effectivement l'inclinaison de notre chambre à vide alors la correction d'inclinaison est correcte. Par contre, si la pression n'affecte pas l'inclinaison mais seulement la mesure de l'inclinomètre, alors nous pouvons en fait introduire des biais de plusieurs μGal lors de la correction.

Le fait de ne pas observer de corrélation entre les variations du facteur d'échelle déterminées par le signal synthétique et la pression atmosphérique, nous laisse à penser que le problème vient d'un signal résiduel lié à la pression atmosphérique dans le signal du CAG qui biaiserait l'étalonnage. Cependant, cette observation n'est pas suffisante pour attribuer les variations du facteur d'échelle à un effet systématique du CAG. Des mesures complémentaires sont nécessaires. Il faudrait d'abord vérifier la corrélation entre les variations du facteur d'échelle déterminé par le CAG et la pression atmosphérique en utilisant l'ensemble des mesures communes au CAG et à l'iGrav depuis 3 ans. Puis mesurer l'inclinaison de l'enceinte à vide du CAG avec un inclinomètre d'un autre type. On pourrait utiliser aussi les mesures de position de la masse du sismomètre par exemple. Et enfin, ce qui est expérimentalement plus complexe, nous pourrions étudier la réponse du CAG et de l'iGrav à des variations de pression contrôlées.

Variation mensuelle et annuelle du facteur d'échelle

Le gravimètre supraconducteur est étalonné régulièrement par le CAG depuis sa mise en fonctionnement en mars 2013. Nous avons donc un suivi du facteur d'échelle sur une durée de plus de 3 ans (fig. 4.16. Un ajustement linéaire de ces mesures nous donne une dérive non résolue avec -0,5(8) nGal/V/jour, ce qui est en accord avec [74]. La décroissance de la dispersion du facteur d'échelle mais aussi de son incertitude est attribuée à l'amélioration constante de la stabilité du CAG, mais aussi au fait que les derniers étalonnages sont faits sur des mesures de plus longues durées. La valeur moyenne, pondérée par l'inverse des erreurs au carré sur les 3 ans est de -89,80(1) μGal/V. Le point bleu représente le facteur d'échelle déterminé avec le FG5-X que nous avons présenté un peu plus haut.

Résumé sur l'étalonnage de l'iGrav

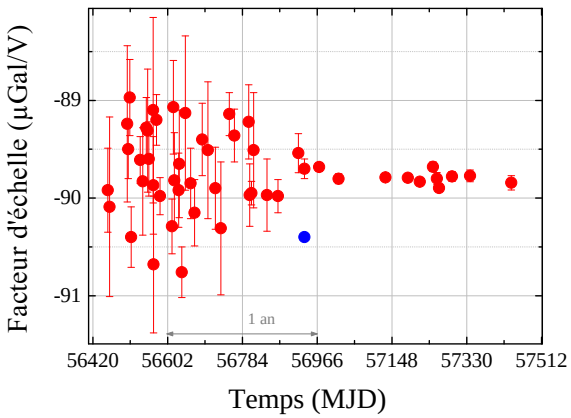


FIG. 4.16 – Variations temporelles du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur étalonné par le CAG depuis 3 ans.

- Le CAG est capable d'étalonner le gravimètre supraconducteur avec une incertitude de 0,1% après seulement 1 jours de mesure (3 fois mieux que le FG5-X) et a atteint une incertitude de 0,02% après 27 jours de mesure.
- Un signal synthétique produit à partir de notre modèle des marées et d'une mesure de la pression atmosphérique nous permet de déterminer le facteur d'échelle de l'iGrav avec une incertitude statistique 5 fois meilleure que celle du CAG. Mais ce signal synthétique ayant été obtenu à l'aide de mesures d'un gravimètre relatif, lui même étalonné, on ne fait pas un étalonnage "absolu"
- Nous avons enregistré des variations quotidiennes du facteur d'échelle de l'iGrav, mesuré par le CAG, de l'ordre du % qui sont corrélées au variations de pression atmosphérique.
- Les variations quotidiennes du facteur d'échelle déterminées à partir du signal synthétique ne sont pas corrélées à celles enregistrées par le CAG ou à la pression atmosphérique.

Afin de confirmer que les variations quotidiennes du facteur observées sont engendrées par des dérives du gravimètre absolu ou si ce sont de réelles variations du facteur d'échelle de l'iGrav induit par des contraintes sur la structure de l'iGrav par exemple, il serait intéressant:

- d'étalonner l'iGrav avec le signal synthétique de g sur de longues périodes
- d'organiser une longue comparaison entre CAG, FG5 et iGrav.

– de mener une étude axée sur l'effet de la pression atmosphérique sur le CAG et les instruments que nous utilisons pour corriger son signal (inclinomètre, sismimètre,...) ainsi que sur l'iGrav.

4.2.5 Correction des effets environnementaux

Lors de nos études sur les bruits et effets systématiques intrinsèques à notre instrument, nous devons soustraire le signal de g du signal interférométrique afin que notre résolution ne soit pas limitées par les variations non contrôlées de g. Nous avons vu au chapitre 1 que les principales corrections à apporter pour rejeter le signal de g sont d'abord le signal des marées que nous produisons avec un modèle, puis l'influence de la pression atmosphérique que nous mesurons avec un baromètre indépendant et la position de l'axe de rotation de la Terre. Nous avons tracé en rouge (fig. 4.17) les écarts-types d'Allan du résidu du signal interférométrique corrigé des effets systématiques connus et des variations environnementales, par soustraction du modèle de marées, de l'influence de la pression. La courbe rouge de la figure 4.17.a correspond au calcul de l'écart-type d'Allan fait sur l'ensemble de la mesure de 27 jours et celle de la figure 4.17.b est calculée pour une durée de 2,2 jours (pendant le weekend) sur une période calme de la mesure.

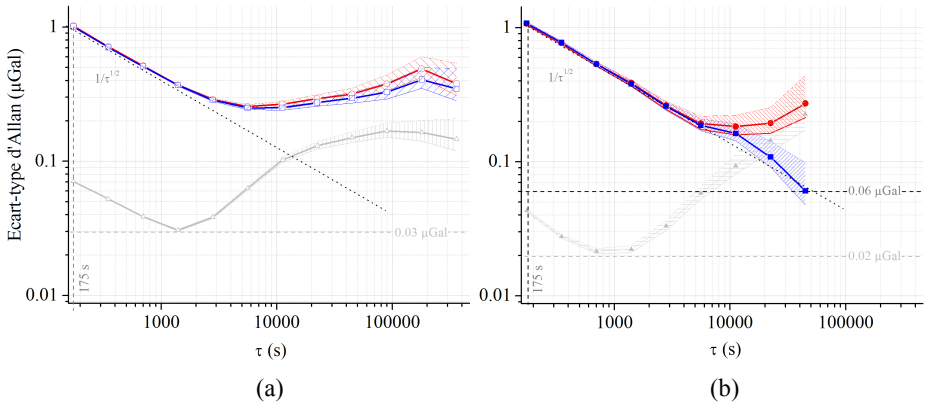


FIG. 4.17 – Ecart-type d'Allan du CAG corrigé par le modèle des marées (en noir) ou par le supraconducteur (rouge) calculé pour différentes durées (2 et 27 jours) de la mesure de 27 jours du mois d'avril 2015.

Le signal du gravimètre supraconducteur, une fois étalonné, peut être utilisé pour corriger directement le signal interférométrique des variations temporelles de g, plutôt que d'utiliser des modèles de ces effets. Nous avons procédé à la même

analyse que pour les corrections avec le modèle des marées, et avons tracé le résultat en bleu sur les graphiques de la figure 4.17. La correction du signal du CAG par celui de l'iGrav sur l'ensemble de la mesure (carrés bleus fig. 4.17.a) semble apporter une légère amélioration. Par contre, sur une période plus calme d'environ deux jours, l'amélioration est résolue. Avec la correction faite par l'iGrav nous arrivons à une stabilité de 0,06 μGal en 12 h d'intégration, c'est la stabilité limite du CAG. Ce niveau de stabilité est proche de la meilleure stabilité publié, obtenue avec un gravimètre atomique [75] qui est de 0.05 μGal en 28 heures.

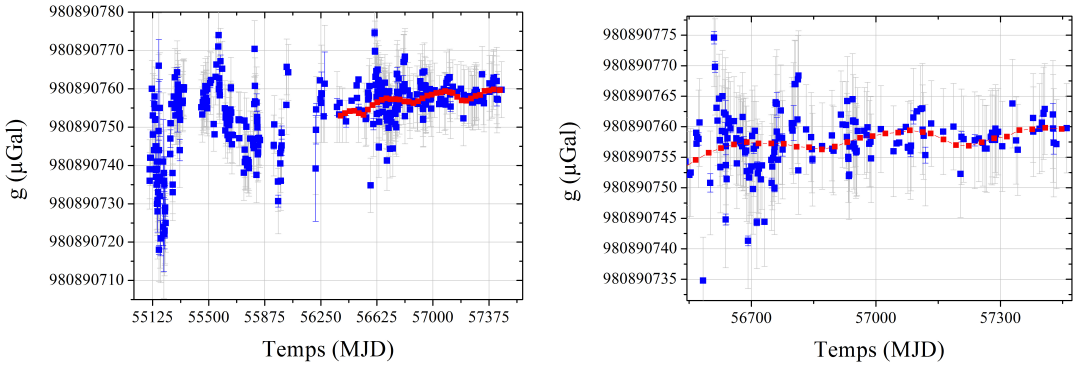
Pour la comparaison, nous avons tracé l'écart-type d'Allan de l'iGrav (en gris) corrigé des marées par modèle et de la pression atmosphérique. L'iGrav atteint une stabilité limite de 0,02 μGal en seulement 1000 secondes, au-delà de cette durée l'écart-type dérive. Cette dérive est attribuée à une variation du signal de g indépendante des marées, ou bien plus probablement à l'imperfection du modèle des marées.

La correction unique par l'iGrav présente un net avantage par rapport à la correction par le modèle des marées, elle permet de corriger toutes sources de fluctuations dont nous tenons compte, et ce plus efficacement, parce qu'il vaut mieux corriger des variations réelles (pourvu que l'iGrav n'ait pas de fluctuations de biais) que de variations modélisées. Par ailleurs, il existe d'autres sources de fluctuations dont nous ne tenons pas compte dans nos corrections avec le modèle (hauteur des nappes phréatiques par exemple) mais que l'iGrav mesure.

4.2.6 Suivi de la valeur de g sur le site de Trappes depuis 2009

Les premières mesures du CAG sur le site de la balance du Watt ont été réalisées en octobre 2009, ce qui fait près de 6 ans et demi de mesure de g au moment de l'écriture de ce manuscrit. La figure 4.18(a) retracent toutes les mesures de g faites par le CAG (en bleu) et par l'iGrav (en rouge) depuis leurs installations sur le site de Trappes. Les barres d'erreurs bleues représentent l'erreur statistique de chaque mesures et les grises correspondent à la somme de l'erreur statistique et systématique. Le graphique (b) est un élargissement de (a), focalisé sur les mesures prisent pendant cette thèse. Les données de l'iGrav ont toutes été décalées de 9,80890757 m/s^{-2} afin de les superposer aux mesures du CAG.

Concernant les variations de la valeur de g, sur l'ensemble des mesures du CAG nous observons une dérive de 1,825(7) μGal/an et sur celles de l'iGrav de



(a) (b)

FIG. 4.18 – (a) Valeurs de g mesurées par le CAG (noire), rapportées à l'orientation de référence du gravimètre (bleue) et mesurées par le gravimètre supraconducteur (rouge) depuis l'installation du CAG sur le site de Trappes en 2009. Le graphique (b) est un zoom de (a) sur les trois ans de cette thèse.

1,75(25) μGal/an. Les variations du niveau de la nappe phréatique, qui ne font pas partie des corrections systématiques pour les mesures de g, ne permettent pas d'expliquer cette dérive de la valeur de g, nous n'avons jusqu'ici pas pu expliquer cette dérive.

La figure 4.19 représente la dispersion des mesures du CAG au cours du temps depuis son installation. Elle décroit linéairement avec le temps avec une pente de -2 μGal/an. Nous ne ferons pas de prédiction sur ce résultat! Espérons que cela continue ainsi.

4.3 Conclusion

Les différentes comparaisons réalisées durant ce travail de thèse nous ont permis de positionner les performances du CAG du point de vue de l'exactitude et de la stabilité par rapport aux autres technologies à l'état de l'art. Notre technique de rejet des effets systématiques nous permet de fournir une valeur absolue de g en accord avec la moyenne des gravimètres représentant les instituts nationaux de métrologie des différents pays ayant participé à la comparaison internationale des gravimètres absolus de 2013. Du point de vue de la stabilité, la haute fréquence de répétition et son système de rejet des vibrations efficace, rend le CAG plus stable que le FG5 aux temps courts. Le CAG est capable de fournir une mesure avec une incertitude

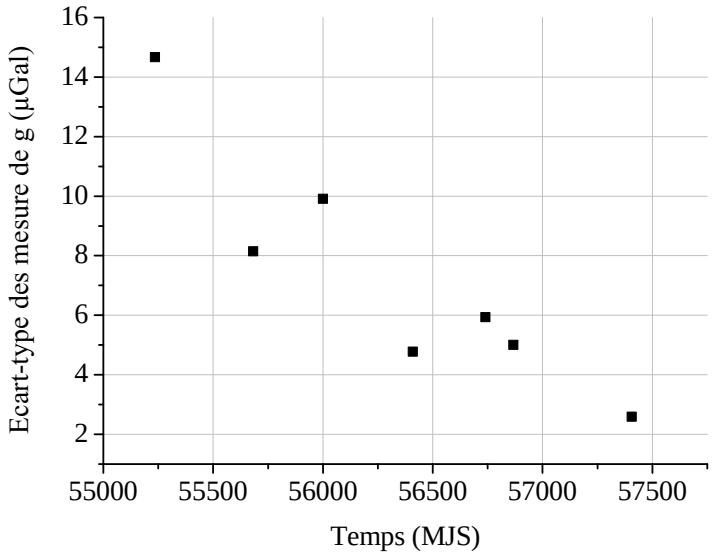


FIG. 4.19 – Écarts-types des mesures du CAG, calculés sur chaque années de mesure, depuis son installation sur le site de Trappes.

statistique au niveau du μGal en 36 s, quand le FG5-X a besoin de 82 s. Dans la seconde partie de ce chapitre nous avons mis en avant la limite de notre modèle des marées qui dans certaines conditions devient un facteur limitant pour la stabilité long terme. Nous avons montré que le CAG est capable d'étalonner le gravimètre supraconducteur avec une incertitude de 0.2% après seulement 0,5 jour de mesure et a réussi à atteindre une incertitude de 0,02% après 27 jours de mesure continue. De telles résolution, nous ont permis d'observer des fluctuations quotidiennes et mensuelles du facteur d'échelle de l'ordre du %, aussi bien avec le CAG qu'avec un FG5, mais un suivi de 3 ans du facteur d'échelle du gravimètre supraconducteur ne montre aucune dérive résolue. Ces fluctuations court terme et long terme sont suffisamment faibles pour ne pas faire du transfert de g un facteur limitant pour la définition du kg par la balance du Watt. Toutefois, pour utiliser le gravimètre supraconducteur comme un outil permettant de discriminer les variations de g des bruits intrinsèques du CAG, il apparait nécessaire d'organiser une comparaison entre le CAG, au moins un FG5 et le gravimètre supraconducteur sur une période suffisamment longue pour confirmer ou infirmer les variations quotidiennes et mensuelles observées lors des différents étalonnages. Pour finir, nous rappellerons quelques résultats notables de notre gravimètre: le CAG a pu produire lors de ces différentes comparaisons une

sensibilité court terme de 5,7 μGal en 1 seconde et une sensibilité long terme de 0,06 μGal en un demi jour.

Conclusion générale

Nous déterminons la valeur de g en mesurant la courbure de la trajectoire d'un nuage d'atome froid en chute libre par interférométrie atomique. Nous avons présenté dans le premier chapitre les principales composantes du signal de sortie de notre interféromètre. L'alternance de mesure en faisant varier le signe du vecteur d'onde Raman, la puissance des faisceaux Raman et l'orientation de notre enceinte à vide nous permet de rejeter un grand nombre d'effets systématiques qui dégradent notre stabilité et notre exactitude.

Nous avons vu que la stabilité de notre mesure est directement lié à la stabilité des trajectoires atomiques. En effet, les variations des trajectoires induisent des modifications du couplage des faisceaux Raman. Nous avons identifié les différents paramètres qui déterminent la position et la vitesse initiale et donc les trajectoires des atomes. Les principales améliorations qui nous on permis d'améliorer la stabilité de notre instrument ont été faites sur le contrôle des puissances optiques.

Nous avons caractérisé l'effet de l'asymétrie de la fonction de sensibilité de notre interféromètre. Cette asymétrie est engendrée par l'étalement du nuage d'atomes dans un profil d'intensité du faisceau Raman. Elle rend notre interféromètre sensible au décalage Doppler avec une sensibilité de 0,12(2) μGal/kHz pour une fréquence de Rabi de $2\pi\times$12,5 kHz. En augmentant la puissance de la dernière impulsion de l'interféromètre, nous pouvons compenser l'asymétrie de la fonction de sensibilité et donc annuler la dépendance de notre interféromètre à l'effet Doppler.

Les différentes comparaisons nous ont permis de confirmer une nouvelle fois que le CAG est capable de fournir une valeur absolue de g compatible avec les mesures des gravimètres optiques envoyés par les instituts nationaux de métrologie des pays qui participent aux comparaisons internationales. Concernant la stabilité de notre mesure, nous avons démontré une très bonne efficacité de rejet du bruit sismique, qui nous à permis d'atteindre un écart-type d'Allan deux fois plus bas qu'un FG5-X, avec 5,7 μGal en 1 seconde. Sur le long terme, nous retrouvons régulièrement un plateau sur l'écart-type d'Allan à 0,2 μGal. Toutefois, en corrigeant le signal du CAG

des effets environnementaux avec le signal de l'iGrav, nous pouvons atteindre une stabilité de 0,06 μGal pour des mesures faites lors de périodes calmes. Nous avons aussi démontrer que le CAG est capable d'étalonner le gravimètre supraconducteur avec une incertitude de 0,1 % après seulement un jour de mesure et a atteint une incertitude de 0,02 % après 27 jours de mesure. Nous avons observé des variations quotidiennes du facteur d'échelle de l'ordre du pourcent, mais n'avons pas pu déterminer si se sont de réelles variations ou si elles sont provoquées par les dérives non contrôlées de notre instrument. Un étalonnage du gravimètre supraconducteur fait par plusieurs gravimètre absolus simultanément est nécessaire pour conclure sur les variations du facteur d'échelle observées.

Pour continuer à améliorer la stabilité du CAG, nous devrons perfectionner notre contrôle des puissances Raman pendant l'interféromètre, mais aussi les trajectoires des atomes dans l'enceinte à vide. Pour cela, voici une liste de modifications du dispositif expérimental que nous aurions développées avec du temps supplémentaire:

- Asservir le rapport des intensités Raman sur la mesure du LS1:
  Faire une étude comparative des deux techniques (Doppler et micro-onde) de mesure du LS1 pour une méthode de mesure du LS1 fiable. Il faudrait étudier leurs comportements selon la puissance totale, le rapport d'intensité Raman et avant tout selon le désaccord Raman.

- Le piège dipolaire:
  Mettre en place un refroidissement évaporatif pour travailler avec des atomes ultra-froids basé sur les travaux de [76, 77] Les avantages d'un refroidissement évaporatif sont nombreux. La position initiale et la date du lâcher sont mieux contrôlées. La température plus faible permet un meilleur couplage Raman et réduit l'influence de nombreux effets comme ceux issus de l'accélération de Coriolis et du troncage de la détection, des aberrations du front d'onde Raman et des déplacements lumineux qui font partie de nos principales limites en terme d'exactitude et aussi peut être de stabilité.

- Améliorer la stabilité de polarisation des faisceaux Raman:
  Nous pourrions changer la fibre Raman actuelle, pour une fibre polarisante.

- Mesurer la puissance Raman pendant les impulsions de l'interféromètre:

Changer le système d'acquisition de la puissance Raman pour un système plus rapide qui est en cours de caractérisation.

- Diminuer les temps morts:
  Fabriquer une seule configuration unique contenant les 4 configurations de base (C_0, C_1, C_2 *et* C_3) de la mesure absolue de g. Nous définirions une seule longue séquence pour les cartes analogiques et numériques qui définissent la séquence, et n'aurions plus besoin de les reprogrammer pour passer d'une configuration C_i à une autre C_j. Le gain de temps apporté par la configuration unique et le changement du système d'acquisition des puissances pourrait être de l'ordre de 20% pour une mesure absolue de g. Nous aurions aussi une bien meilleure résolution temporelle sur la mesure des effets indépendants, ce qui pourrait améliorer la stabilité court terme.

- Asservir la température du banc optique:
  Ajouter des résistances chauffantes tout autour du banc optique pour stabiliser sa température.

- Utiliser le sismomètre comme un inclinomètre:
  Pour savoir si la pression affecte la mesure de l'inclinomètre ou fait vraiment varier l'inclinaison de la chambre à vide, nous pourrions utiliser les mesures des positions de la masse du sismomètre pour en faire un inclinomètre et comparer les deux instruments. Ou utiliser un autre inclinomètre d'un modèle différent.

- Asservir la verticalité de la chambre à vide:
  Ajouter un moteur qui déplace une masse dans le plan horizontal pour asservir l'inclinaison de la plateforme sur la valeur des angles d'inclinaison nominaux. On pourrait en profiter pour mettre en place une fonction qui automatise la mesure des angles nominaux.

- Asservir les rapports des puissances des faisceaux du MOT -3D:
  Ajouter des moteurs pour contrôler l'angle des lames $\lambda/2$ qui répartissent les puissances optiques dans le coupleur de fibre du MOT-3D.

- Automatiser la détermination des paramètres de détection:

Nous pourrions utiliser les nappes de la détection horizontale pour détecter l'arrivée des premiers atomes dans la détection, pour ensuite déclencher la détection verticale.

Annexe A

Grandeurs utiles

Grandeur	Valeur	Unité
Masse Rb87	1,443 160 648(72).10^{-25}	kg
Longueur d'onde (raie D2)	780,241 209 686(13)	nm
Largeur de raie Γ	6.065(9)	MHz
Ecart hyperfin ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Effet Zeeman linéaire $\|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$	-0,7	MHz/G
Effet Zeeman linéaire $\|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$	0,7	MHz/G
Effet Zeeman du second ordre	575,15	Hz/G
Moment dipolaire D	3,584(4)$\times 10^{-29}$	C.m
k_{eff}	1,611.10^7	rad.m^{-1}
$\hbar$	1,054 571 800(40) $\times 10^{-34}$	kg.$m^2.s^{-1}$
G	6,674 $\times 10^{-11}$	$m^3.kg^{-1}.s^{-2}$
v_{rec}	11,7	$mm.s^{-1}$

Annexe B

Les articles publiés

Voici la liste des articles que nous avons publié pendant cette thèse. Nous avons attaché à cette annexe les articles que nous n'avons pas complètement décrit dans ce manuscrit.

Limits to the symmetry of a Mach-Zehnder-type atom interferometer
P. Gillot, B. Cheng, S. Merlet and F. Pereira Dos Santos.
Phys. Rev. A. 93, 0136099 (2016).

Effective velocity distribution in an atom gravimeter: Effect of the convolution with the response of the detection
T. Farah, P. Gillot, B. Cheng, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos.
Phys. Rev. A. 90, 023606 (2014).

Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers
P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos and S. Merlet.
Metrologia 51 (2014) L15 L17.

Coherent population trapping in a Raman atom interferometer
B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos.
Phys. Rev. A. 93, 063621 (2016).

Influence of chirping the Raman lasers in an atom gravimeter: Phase shifts due to the Raman light shift and to the finite speed of light
B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos.
Phys. Rev. A. 92, 063617 (2015).

International comparison of absolute gravimeters
O. Francis, Henri Baumann and al.
Metrologia (2015), 52(1A), 07009.

Détermination de l'accélération de la pesanteur pour la balance du watt du LNE
S. Merlet, P. Gillot, T. Farah, Q. Bodart, J. L. Gouët, C. Guerlin, A. Louchet-Chauvet, A. Malossi, N. Kopaev, O. Francis, G. Agostino, M. Diament, G. Genevès, A. Clairon, A. Landragin and F. Pereira Dos Santos.
R. franç. métrol., EDP Sciences, 2015, 11-27.

Effective velocity distribution in an atom gravimeter: Effect of the convolution with the response of the detection

T. Farah, P. Gillot, B. Cheng, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos*
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, LNE, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
(Received 12 June 2014; published 6 August 2014)

We present here a detailed study of the influence of the transverse motion of the atoms in a free-fall gravimeter. By implementing Raman selection in the horizontal directions at the beginning of the atoms' free fall, we characterize the effective velocity distribution, i.e., the velocity distribution of the detected atom, as a function of the laser cooling and trapping parameters. In particular, we show that the response of the detection induces a pronounced asymmetry of this effective velocity distribution that depends not only on the imbalance between molasses beams but also on the initial position of the displaced atomic sample. This convolution with the detection has a strong influence on the averaging of the bias due to Coriolis acceleration. The present study allows a fairly good understanding of results previously published in [New J. Phys. **13**, 065025 (2011)], where the mean phase shift due to Coriolis acceleration was found to have a sign different from that expected.

DOI: 10.1103/PhysRevA.90.023606 PACS number(s): 03.75.Dg, 37.25.+k, 06.30.Gv, 91.10.Pp

I. INTRODUCTION

Atom gravimeters compete favorably with state-of-the-art corner-cube gravimeters, both in terms of sensitivity and accuracy. Their sensitivity can reach a level as low as 4.2 μGal at 1 s measurement time [1], and their relative accuracy is of a few 10^{-9} g [2,3]. Direct comparisons between the two technologies, with several such instruments performing measurements at the same place and same time, have shown the capability of atomic devices to deliver better sensitivities than their optical counterparts [2,4,5]. In particular, their higher repetition rate, up to several Hz, allows for a better filtering of low-frequency ground-vibration noise. In addition, the parasitic vibration noise is significantly reduced thanks to efficient antivibration systems, based on active or passive solutions, and/or correlations with auxiliary motion sensors, such as seismometers or accelerometers. Remarkably, the latter solution allows the atomic devices to operate the device in the presence of large levels of vibrational noise, on the ground [6] or in an airplane [7]. As for their accuracy, atom gravimeters are limited by effects related to the motion of the atoms in the laser beams used to separate and recombine the atomic wave packets in the interferometer; namely, Coriolis acceleration and effects related to wavefront aberrations. The first effect has been identified and studied in the early experiment of Ref. [2], where a rotation of the whole experimental setup was used to modulate, and eventually cancel, the effect of the Earth's rotation rate. Alternatively, a synchronous rotation of the single mirror that is used to retroreflect the interferometer lasers has been used [8,9]. This offers the possibility to cancel Coriolis shifts and thus increase the contrast of the interferometer in the case where the latter is reduced by the dispersion of the Coriolis shifts due to the velocity spread of the atomic sample. This compensation was used in differential interferometers [8,10], as well as in "single" interferometers, such as gravimeters [9,11]. In the latter case, a careful control of the mirror motion is necessary to avoid any residual synchronous vertical acceleration, which would bias the gravity measurement. Remarkably, the use of large free-fall times and ultracold samples offers the possibility to map transverse effects by measuring the populations in the two output ports of the interferometer with a spatially resolved CCD imaging, as demonstrated in Ref. [12]. In this case, one measures not only the average value, but also the dispersion of the phase shifts due to Earth's rotation and wavefront aberrations, which in principle could also help to reconstruct the wavefront of the lasers and make a precise determination of its influence in the measurement. Another method to separate the shift due to Coriolis acceleration from other systematic effects is to perform measurements for two opposite orientations of the experiment in the horizontal plane, which inverts the orientations of the atomic velocities with respect to the Earth's rotation vector and thus changes the sign of the Coriolis acceleration. Calculating the half difference between these two measurements, one gets the shift due to Coriolis acceleration, and averaging the two measurements, the interferometer phase is corrected for Coriolis acceleration. We use this last method in Ref. [3], as well as during comparison campaigns [6,13,14].

The paper provides a quantitative understanding of the amplitude of the Coriolis shift measured in Ref. [3], and its dependance on the experimental parameters. We start by recalling the main features of our cold-atom gravimeter and then present a detailed study of the influence of the power imbalance between the trapping beams onto the measurement of gravity, as a function of the molasses detuning and overall laser intensity. The results of this study highlight the role played by the detection in the averaging of the Coriolis shift, which we confirm by shifting the initial position (and thus its position in the detection beams) of the atom cloud. We then implement Raman selection in the horizontal directions, which allows for a precise determination of the velocity distribution of the detected atoms and a quantitative analysis of the influence of the convolution with the response of the detection. Finally, we perform gravity measurements with atoms selected in the horizontal direction. In particular, we measure the Coriolis shift as a function of the selected velocity and show that the Coriolis bias can be corrected for by selecting atoms in a well-centered and narrow velocity distribution.

*franck.pereira@obspm.fr

 ©2014 American Physical Society

II. ATOM INTERFEROMETER

We perform the experiments in an atom gravimeter that has been previously described in detail in Ref. [3]. We recall here its main features. We first trap from a two-dimensional (2D) magneto-optical trap (MOT) about 10^7 atoms in a three dimensional MOT within 70 ms. The quadrupole field of the MOT is then switched off and the cooling laser is first tuned for 8 ms to a different detuning (ranging from -1.9Γ to -6.6Γ depending on the measurements), and then to -20Γ within 1 ms. This few-ms-long far-of-detuned molasses phase is followed by an adiabatic extinction of the lasers. After their release from the trap, the atoms are in the $F = 2$ state. We then apply a 10 mG bias field in order to lift the degeneracy between Zeeman-sensitive transitions. The atoms are then selected in a narrow velocity distribution ($\delta v \sim v_r$) in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state by using a combination of several microwave pulses resonant with the $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ transition, pushing laser pulses and a Raman vertical selection pulse. The atoms then interact with vertical counterpropagating Raman lasers, in a sequence of three $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pulses, realizing a Mach–Zehnder-type interferometer. The duration of the $\pi/2$ (π) pulse is typically of order of 10 (20) μs. The total interferometer time is 140 ms. After the interferometer, the atoms are detected by a state-selective fluorescence detection that allows measurement of the two populations in the two output ports [15]. From this population measurement, we derive the phase of the interferometer. The total measurement cycle time is 360 ms.

III. INFLUENCE OF MOLASSES PARAMETERS

We begin by performing a study of the influence of the intensity imbalance of the trapping beams onto the measurement of gravity. This intensity imbalance is given by $x_{ij} = (I_j - I_i)/(I_i + I_j)$, where I_i and I_j are the intensities in the two counterpropagating beams i and j. Beams 5 and 6 propagate along the east-west (EW) direction, while the other four MOT beams, (1,2 and 3,4) are propagating in the north-south (NS) vertical plane, and are tilted by 45° with respect to the horizontal plane (see Fig. 4). The intensities in all six MOT beams are measured thanks to photodiodes installed behind 45° mirrors installed in the (angled) MOT beams collimators. Unbalancing the intensities in the trapping beams has two effects: first, it induces a drift velocity during the molasses phases, and thus a nonzero mean transverse velocity after the release from the far-detuned molasses. Second, it changes the initial position of the atomic sample, because (1) the position of the MOT gets shifted and (2) the atoms drift away from the MOT's position during the molasses phase(s). Changes in the position and velocity of the atoms will affect the phase of the interferometer through the two transverse effects discussed above, which are difficult to separate: Coriolis acceleration, if the atoms have a nonzero transverse velocity along the EW direction, and wavefront distortions, which depend on the position or trajectories of the atoms in the Raman-laser beams.

Figure 1 displays the results of the measurement of gravity acceleration in μGal (1 μGal $= 10^{-8}$ m/s^2) as a function of the power imbalance in each direction. For that measurement,

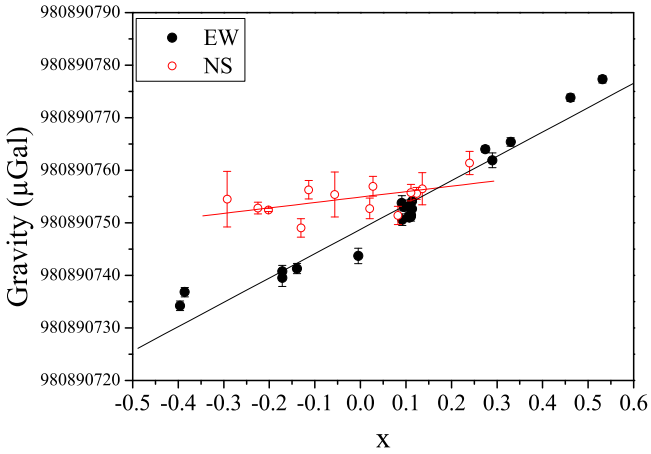


FIG. 1. (Color online) Gravity measurement as a function of the intensity unbalance between molasses beams along the EW and NS directions. The detuning of the first molasses phase is -1.9Γ.

the total intensity in the EW beams is 1.6 mW/cm^2, and the detuning of the first molasses phase is -1.9Γ. We observe a larger effect along the EW direction, with a sensitivity of 46 (2) μGal/unit of x_{56}, than along the NS where it is hardly resolved [10 (5) μGal/unit of x_{NS}]. The NS measurement was realized by unbalancing one of the other pairs of MOT beams. This tends to indicate that changes of the bias due to Coriolis acceleration, which affect only the EW and not the NS direction, are larger than the changes in the aberration shift. This is confirmed by performing the same measurements after having rotated the experiment by 180°. As shown previously in Ref. [3], the effect along the EW direction is of the same order of magnitude, with an opposite sign. Figure 2 displays the results of the measurements of the sensitivity to imbalance for different laser powers in the EW beams and two opposite orientations of the experiment. We indeed observe the change in the sign of the sensitivity to imbalance when rotating the

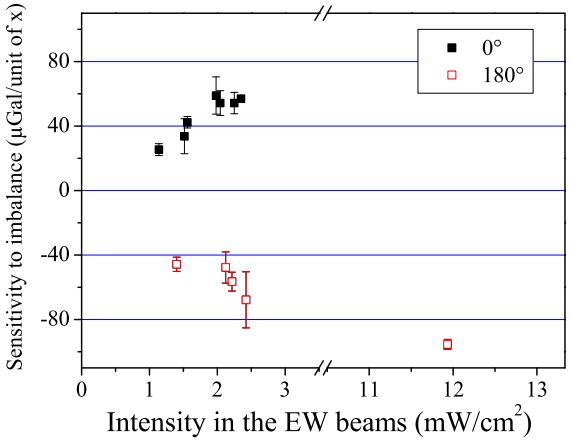


FIG. 2. (Color online) Sensitivity to the intensity unbalance as a function of the total laser intensity in the EW beams, for two opposite orientations of the experiment. The detuning during the first molasses phase is -1.9Γ

experiment by 180°, and an increase of this sensitivity with increasing laser cooling power in the EW beams.

As explained earlier, averaging the measurements over the two opposite orientations allowed us to correct for the Coriolis shift. However, the sign of the effect is found to be different from that expected: inducing an imbalance with less intensity in the east beam induces a net mean velocity oriented towards east and thus a negative Coriolis acceleration bias, while we observe a positive bias on the gravity measurement. This can be explained by a clipping effect in the detection.

IV. RESPONSE OF DETECTION

The effect of the clipping due to the detection is illustrated in Fig. 3. The field of view of the detection system is limited to 14 mm in the EW detection due to the finite size of the photodiodes that collect the fluorescence emitted by the atoms (see Ref. [3] for a detailed description of the detection system). Atoms that lie sufficiently far in the wings of the velocity distribution are not detected. If the initial position of the cloud is not centered with respect to the detection, the response of the detection induces an asymmetric response when averaging over the velocity distribution. In particular, atoms with large velocities in the direction of the initial position shift are less efficiently detected, which results in a net Coriolis bias which corresponds to a mean velocity directed in the opposite direction.

To evaluate the influence of this clipping on the averaging of the Coriolis acceleration, we performed interferometer measurements with atomic samples deliberately displaced with respect to their initial position. The displacement is induced by shifting the position of the zero magnetic field of the MOT by using additional coils, while keeping the molasses beams well balanced. Two sets of Helmholtz coils were wound on the experiment: two along the EW direction and two along the NS direction, which allow us to control the position of the cloud in the horizontal plane (see Fig. 4). The position of the cloud right after the release from the molasses beams is measured with a CCD camera installed at 45° with respect to the EW and NS directions in the horizontal plane. Figure 5 displays the shifts measured along the two directions. We find linear behavior with 14.2 (1.1) μGal/mm along EW and 6.9 (0.5) μGal/mm along NS. To evaluate the impact of the displacement effect on the measurement with unbalanced beams along the EW direction, we measured the positions (at the end of the molasses phase) as a function of the power unbalance and found 4.95 (15) mm/unit of x_{56} for a total laser intensity of 1.6 mW/cm^2. The contribution of the displacement effect at this laser intensity is then estimated to be 70 (5) μGal/unit of x_{56}. From that study we deduce that the displacement effect dominates over the effect on the mean velocity and largely overcompensates for it.

This displacement effect can in principle be varied by changing the molasses parameters. For the measurements presented above, the detuning of the first molasses phase was set rather close to resonance, at $\sim -1.9\Gamma$, which maximizes the number of detected atoms. We performed measurements of the position of the atoms immediately after their release from the molasses as a function of the first molasses detuning and found smaller displacements for larger detunings. In particular, operating at $\sim -6.6\Gamma$ reduces the displacement by about a factor two, of 2.67 (7) mm/unit of x_{56}. At this detuning, the displacement is dominated by the displacement in the MOT phase, and the subsequent drift during the first molasses phase is largely reduced. We repeated the above measurements as a function of the unbalance for different detunings, and the results are displayed in Fig. 6. We observe a significant decrease in the sensitivity to power unbalance when increasing the detuning down to $\sim -6.6\Gamma$, where the influence is reduced by a factor of about ten. This shows that, at this large detuning, the effect of the clipping due to the displacement approximately compensates the effect on the

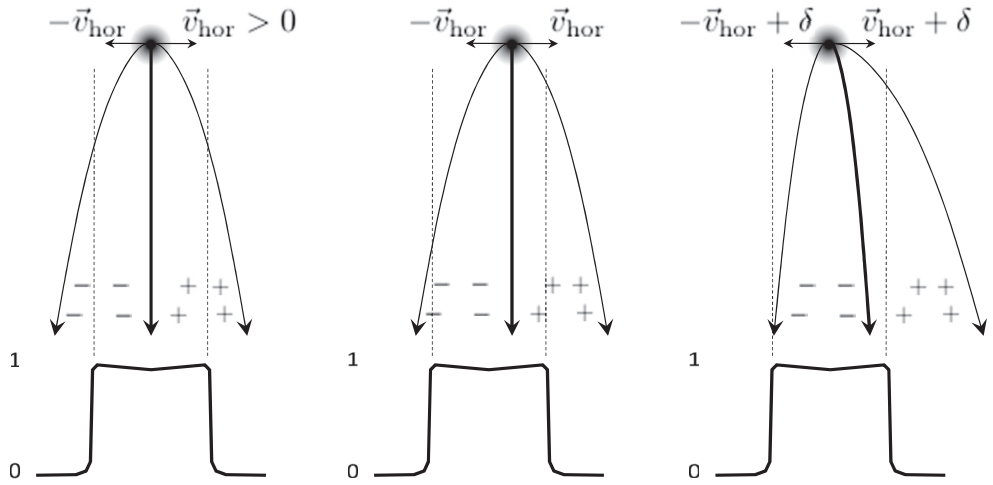


FIG. 3. Effect of the convolution by the detection system. The normalized response function of the detection along the EW direction, displayed at the bottom, is close to a square-shaped function (see Ref. [3] for more details). Left panel show case of a cloud well centered with respect to the detection. The atoms with high initial transverse velocity fall outside the field of the detection system. Middle panel shows case of an off-centered cloud. When the initial position is shifted to the right with respect to the center of the detection, atoms with large velocities to the right are less efficiently detected. This results in an asymmetry of the effective velocity distribution. Right panel shows that, when the initial mean velocity of the cloud v_0 is not null, the clipping by the detection results in an average detected velocity lower than v_0.

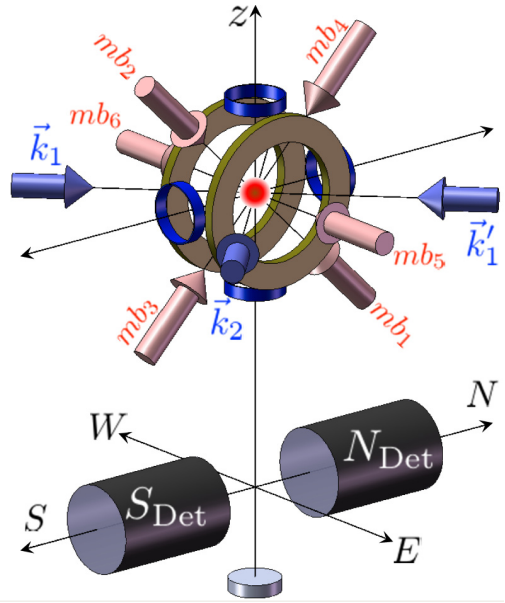


FIG. 4. (Color online) Scheme of the MOT, horizontal Raman beams, and detection setup. Two MOT beams (mb_5 and mb_6) are aligned along the EW direction. The other four are in the NS-z plane at 45° incidence with respect to the horizontal plane. The MOT coils are placed along the EW direction. Two additional pairs of coils (blue) allow for displacements of the cloud position along the z and NS directions. A last pair is wound on top of the MOT coils. Three optical access at 45° in the horizontal plane allow for velocity selecting the atoms along the two orthogonal directions EW and NS. The fourth optical access at 45° is used for imaging the cloud onto a CCD camera (not represented on the picture). The detection systems (S_{Det} and N_{Det}) that collect the fluorescence are aligned along the NS direction. Below, the mirror used to retroreflect the vertical Raman beams is represented.

mean velocity of the real velocity distribution (a drift velocity aligned in the direction of the most powerful beam). On the contrary, at the detuning of 1.9Γ, the effect of the clipping is about twice larger than (and opposite to) the effect of the mean

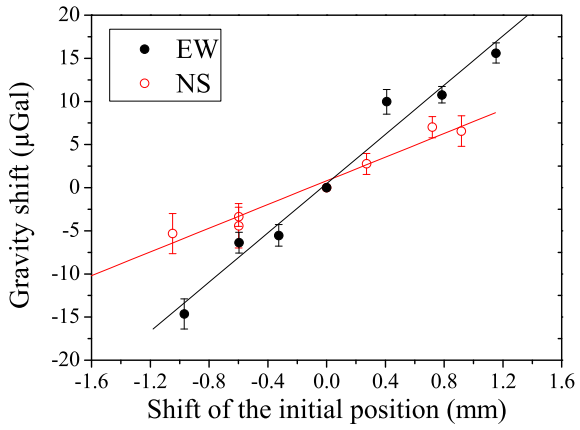


FIG. 5. (Color online) Gravity shift as a function of the shift of the atoms from the initial position, for displacements in the EW and NS directions.

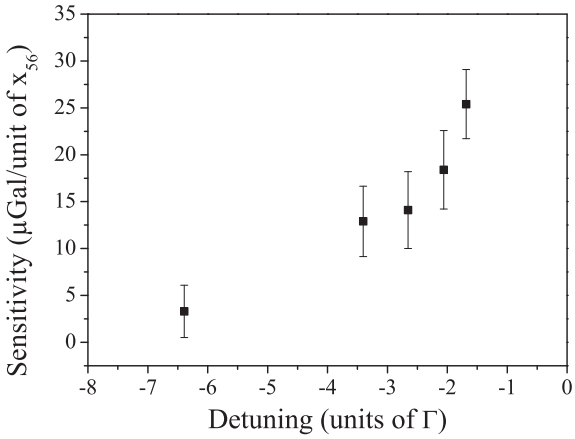


FIG. 6. Sensitivity to imbalance between the molasses beams in the EW direction as a function of the detuning between the first molasses phase. For that measurement, the cooling-laser intensity in the EW beams is 1.1 mW/cm^2.

velocity and overcompensates it. A molasses detuning of 6.6Γ is thus an interesting operating point for the gravimeter, as for typical fluctuations of the relative intensities in the molasses beams of order of a few percent over a few days, we expect negligible fluctuations on the gravity measurement. An even larger detuning could reduce this sensitivity even further, at the expense of a reduced number of atoms.

In Ref. [3], a calculation of the sensitivity to displacement along the EW direction was performed, considering an initial temperature of the atoms of 2 μK and taking into account the geometry of the detection. The expected sensitivity was found to be 3 μGal/mm, which is much smaller than what we measure here. In Ref. [3], direct gravity measurements as a function of the initial position had not been performed, but attributing all the observed shift (of about 50 μGal/unit of x at a cooling-laser intensity of 1.6 mW/cm^2) to the shift of the initial position (of about 5 mm/unit of x at the same laser intensity) leads to a sensitivity of about 10 μGal/mm, much smaller than the calculated sensitivity. We then assumed that asymmetries in the velocity distribution when unbalancing the beams, more than position dependence, could explain the behavior we observed; namely, an inversion of the slope. From the position measurement performed here (where the initial velocity distribution is not affected by the displacement), we know that this assumption is not entirely valid: the position dependance is indeed much larger than expected from the calculation. To resolve the discrepancy between measurements and the calculation, a precise measurement of the velocity distribution is required. This motivated the detailed study of the horizontal velocity distribution by using Raman transverse-velocity selection.

V. HORIZONTAL SELECTION

We thus set up horizontal Raman beams by deriving part of the power of the lasers used for the vertical Raman beams on the optical setup. We direct about 10% of the available power of each laser, before they get mixed, into two fibers that transport these beams onto an additional small breadboard,

placed above the optical bench [16]. There, each beam is collimated and sent to an independent acousto-optic modulator (AOM) before being recoupled in a fiber. These AOMs allow pulsing and controlling the intensity in the beams. Each fiber is then connected to a home-made collimator that enlarges the beams to a waist of 12 mm. We installed three such collimators in front of the windows on the chamber that provide horizontal access at 45° with respect to the EW direction. This allow us to perform a velocity selection either in the EW or in the NS direction by simply displacing one of the two fiber outputs to the third collimator. The setup is illustrated in Fig. 4.

VI. EFFECTIVE VELOCITY DISTRIBUTION

The velocity distribution in the horizontal direction can then be measured by using the velocity selectivity of sufficiently long pulses of the horizontal Raman beams. Our measurement protocol, which consists of a combination of pulses instead of only one, is described in the appendix and allows us to measure the effective velocity distribution without additional alteration from the response of the detection or from the Raman selection itself. Figure 7 displays as a thick continuous line the measurement of the effective velocity distribution along the EW direction performed with balanced molasses beams.

A Gaussian fit of the distribution (displayed as a dashed line) gives an effective temperature of 1.4 μK but clearly underestimates the wings of the velocity distribution. A fit with a Lorentzian b, $f(v) = A/[1 + (v - v_0)^2/v_c^2]^b$ displayed as a thin continuous line, gives much better agreement. We find $b = 2.50\,(5)$ and $v_c = 22.0\,(2)$. This velocity distribution has previously been introduced in the context of atomic fountains [17] and allowed agreement between the measured and calculated fraction of detected atoms, in the presence of several physical diaphragms and convolution of the detection. This distribution has a larger fraction of atoms in the wings, which should amplify the effect of the clipping of the detection. This is confirmed by the measurement of the mean velocity of the distribution as a function of the initial position of the cloud in the EW direction. We find a shift of $-2079\,(31)$ kHz/mm, which corresponds to a mean velocity of 1.15 (2) (mm/s)/mm.

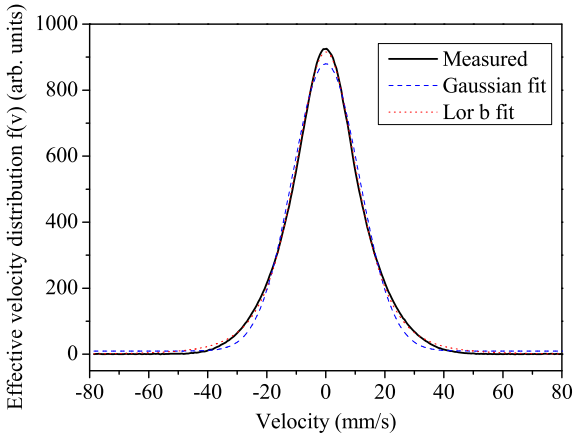


FIG. 7. (Color online) EW effective velocity distribution. Thick back line is the data, dashed line is a Gaussian fit, and dotted line is a Lorentzian b fit.

This corresponds to a mean Coriolis shift of 12.6 (2) μGal/mm, in reasonable agreement with the direct gravimeter measurement of 14.2 (1.1) μGal/mm. We also measure the asymmetry of the distribution by calculating its skewness, defined as $1/\sigma^3 \int f(v)(v - \bar{v})^3 dv$, where σ is the rms velocity and $f(v)$ is the normalized velocity distribution. We find a skewness of $-0.16\,(1)$ mm^{-1}.

VII. MEAN VELOCITY VERSUS MOLASSES UNBALANCE

We next measure the mean velocity as a function of the intensity unbalance. The results are presented in Fig. 8. We find $-1.7\,(1)$ (mm/s)/unit of x_{56} for a detuning of -1.9Γ and $0.2\,(1)$ (mm/s)/unit of x_{56} for -6.6Γ. This corresponds to Coriolis shifts of 18.6 μGal/unit of x_{56} at -1.9Γ and -2.2 μGal/unit of x_{56} at -6.6Γ. We observe a large reduction of the effect at the larger detuning, in agreement with the behavior observed above on the gravity measurements. The effect of the Coriolis acceleration at -1.9Γ is smaller here than measured previously in Ref. [3]. We attribute this difference to the lower intensity we have here in the molasses beams (1 mW/cm^2 instead of 1.6 mW/cm^2 for the measurements of Ref. [3]). It is also noticeable that, although the scatter in the data at -6.6Γ, of order of 500 Hz peak-to-peak, is relatively large with respect to the trend, there seems to be resolved-offset Doppler shifts of a few hundreds of Hz (with respect to the recoil shift of -7.5 kHz), which corresponds to mean velocities pointing towards the east, and thus negative Coriolis shifts of a few μGal. This indicates that, although the trend is reduced, the mean Coriolis shift is not null.

As for the skewness, they are found to differ by a factor of two: $-0.60\,(3)$/unit of x_{56} at -1.9Γ and $-0.30\,(2)$/unit of x_{56} at -6.6Γ. The skewness when expressed as a function of the displacements are close: -0.12 mm^{-1} at -1.9Γ and -0.11 mm^{-1} at -6.6Γ, and slightly smaller than the skewness as a function of the initial position previously measured. This result tends to indicate that the skewness depends not only on the position but also on an asymmetry of the *real* distribution due to the unbalance of the molasses beams. Interestingly, the skewness is null for $x_{56} = 0.08$ at -1.9Γ and $x_{56} = 0.125$ at -6.6Γ. If we attribute the skewness to the effect of the initial position only, this indicates that the atoms do not fall at the center of the detection when the unbalance is null, but that we have to shift their initial position towards the east in order to find a symmetric distribution. The corresponding displacements are found to be $0.08 \times 4.95 \simeq 0.4$ mm at -1.9Γ (and $0.125 \times 2.67 \simeq 0.33$ mm at -6.6Γ). This displacement could be due to a shift of the initial position with respect to the center of the MOT chamber, or more probably to a residual tilt of the vacuum chamber with respect to verticality. Indeed, the tilt of the experiment is set in order for the Raman retroreflecting mirror to be perfectly horizontal (to within about 10 μrad), but we cannot guarantee that this mirror is sitting in its support perfectly perpendicular to the "vertical" mechanical axis of the vacuum chamber. Considering the distance between the MOT and the detection of 20 cm, this displacement of about 0.4 mm corresponds to a tilt of the mirror with respect to the axis of the chamber of only 2 mrad. Under these conditions, we expect that when the beams are perfectly

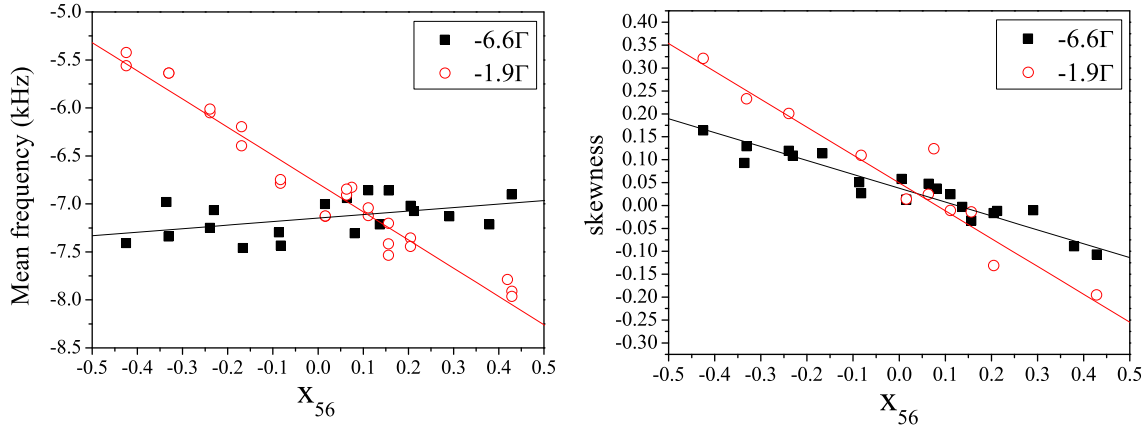


FIG. 8. (Color online) Mean frequency and skewness of the effective distribution as a function of the power unbalance in the EW direction. The mean frequency is the mean of the Raman frequency spectrum, corrected from the hyperfine transition frequency.

balanced, the atoms falls off from the center by -0.4 mm: the Coriolis shift due to this position offset is expected to be $14.2 \times -0.4 \simeq -5.7$ μGal. This shift could thus in principle be canceled by shifting the initial position of the atoms by the opposite amount by using, for instance, additional coils to displace the center of the MOT.

In order to estimate the impact of the molasses detuning on the stability of the gravity measurement, we performed consecutive measurements of the velocity distribution over a few days, for the two above detunings, and for molasses beams balanced at the beginning of the measurements. Figure 9 displays the Allan standard deviations of the gravity shifts calculated from the mean velocities of the spectra. The short-term sensitivity, which corresponds to about 1 μGal at 200 s, is limited by the noise on the velocity spectrum, which is dominated by atom-number fluctuations. We observe white noise averaging up to about 3000 s at a detuning of -1.9Γ. The stability then flickers at the level of 0.2 μGal then increases due to the drift of the mean velocity. The stability is better at a detuning of -6.6Γ: it averages down to better than 0.1 μGal after 20 000s.

Because of the homogeneity of the detection system in the NS axis of the collection optics (better than 1% over 2 cm [3]), the convolution with the detection does not affect the velocity distribution along the NS direction. The velocity distribution along this axis is thus expected to be the same as the real velocity distribution of the cloud. A fit with a Lorentzian b gives $b = 1.90\,(5)$ and $v_c = 18.4\,(4)$ mm/s, significantly different from the parameters of the EW distribution. Measurements of the mean velocity and skewness as a function of the intensity unbalance along the axis 34 (NS) are displayed in Fig. 10. The detuning is chosen here to be -6.6Γ. Linear fits to the data give a mean velocity of 1.8 (2) (mm/s)/unit of x_{34} and a skewness of 0.26 (2) per unit of x_{34}. In the present case, the mean velocity is directed towards the weakest beam of the molasses, as expected. The nonzero skewness of the distribution also shows that the effect of the unbalance is not only a change of the mean velocity but also an asymmetry of the velocity distribution. The displacement is measured to be 3.61 (8) mm/unit of x_{34}, larger than in the EW direction. The difference is due to the weaker magnetic-field gradient of the MOT in the NS direction and to a different cooling-laser power in the NS beams. Indeed, as the atoms are captured from the intense beam of the 2D MOT aligned in the NS axis, we use twice-larger intensities in the 1-2-3-4 beams than in the EW beams.

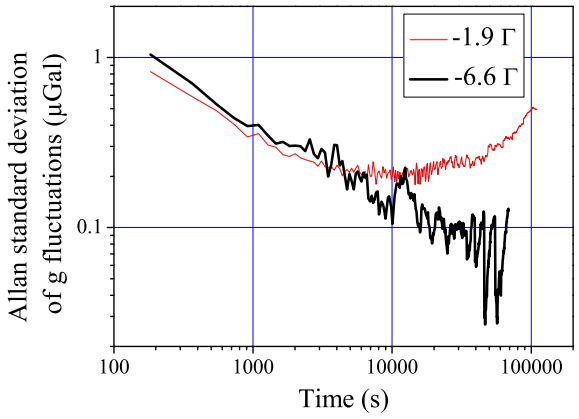


FIG. 9. (Color online) Allan standard deviations of gravity fluctuations calculated from the mean values of the effective velocity distributions, at detunings -1.9Γ (thin line) and -6.6Γ (thick line).

VIII. GRAVITY MEASUREMENTS WITH VELOCITY-SELECTED ATOMS

The possibility to velocity select the atoms in the horizontal direction allows us to make a direct measurement of the interferometer phase shift as a function of the selected velocity. The velocity selection was performed by using a sequence that prepares atoms in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state in a narrow velocity distribution (whose full width at half maximum, or FWHM, is on the order of $0.6v_r$) centered on a controlled mean velocity. The preparation sequence starts as above. After the "double-kick" Raman pulse sequence (see appendix), a last microwave pulse exchanges the populations of the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ and $|F = 1, m_F = 0\rangle$, so that the atoms doubly selected are now in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$. A final pusher pulse removes the atoms in $|F = 2, m_F = 0\rangle$. This selection scheme thus uses three microwave (MW) pulses, three pusher (P) pulses, and two horizontal Raman pulses (HR) with the following sequence: MW + P + HR + MW + P + HR + MW + P.

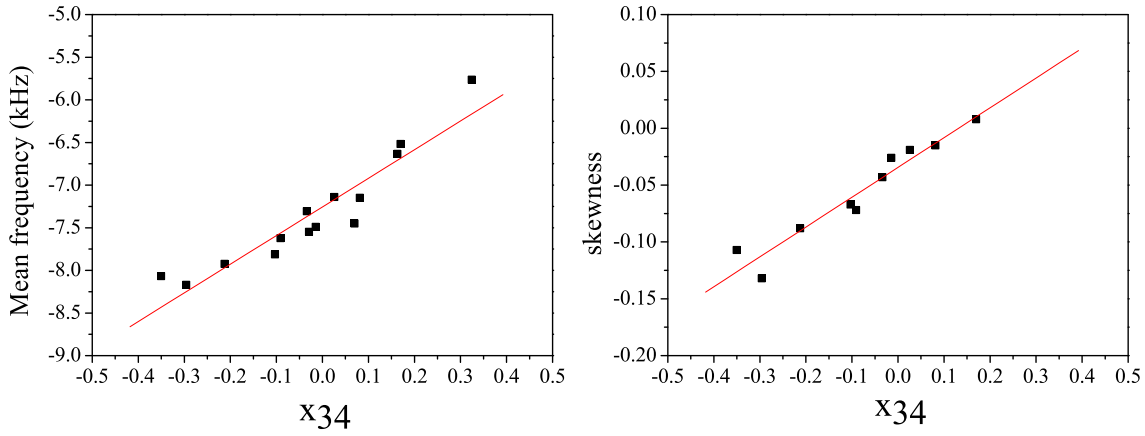


FIG. 10. (Color online) Mean frequency and skewness of the effective distribution as a function of the power unbalance in the NS direction.

We performed differential measurements between two different selected velocities: the first measurement is a reference measurement for which the selected velocity is zero, and the second corresponds to a nonzero selected velocity. Figure 11 displays the results of the difference between these two measurements (the second measurement minus the first) for different selected velocities along the EW and NS directions, ranging from -12 to 12 mm/s. Here, the velocity is positive when pointing towards the west, so that the Coriolis shift is expected to be positive. We observe as expected a linear behavior along the EW direction of 8.3 (2) μGal/(mm/s), but also along the NS direction of 1.3 (1) μGal/(mm/s). We interpret the linear trend along the NS direction as due a residual Coriolis effect due to the imperfect orientation of the experiment, and thus of the k_{eff} horizontal Raman wave vectors, with respect to the real NS and EW directions. This corresponds to an error of about 9° on the orientation of the experiment. We have carefully measured the orientation of the experiment and found a tilt of 8 (1)°. Combining these two projections of the EW velocity, we calculate a net Coriolis effect of 8.4 (2) μGal/(mm/s), which is slightly weaker than the expected Coriolis bias of 9.72 μGal/(mm/s). This difference could be due to the effect of wavefront aberrations,

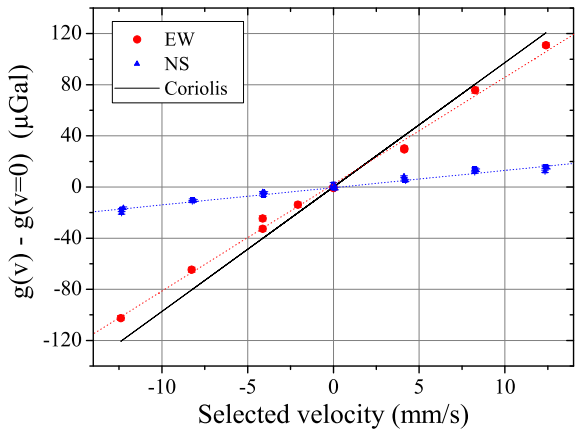


FIG. 11. (Color online) Gravity measurements with velocity-selected atoms in the NS and EW directions, and the expected shift due to Coriolis acceleration.

because atoms with nonzero transverse velocities move in the Raman beams and might experience different phases at the three pulses. As for the impact of the clipping in the detection, it is expected to be smaller here than for previous measurements because the velocity distribution is much narrower. In order to verify this, we performed a numerical calculation of the expected shift based on a Monte Carlo simulation, taking into account the position and velocity distributions of the atoms and the response of the detection: we calculated the clipping to induce a correction of only 2.5% to the Coriolis shift.

Finally, we measured the difference between the gravity values with and without horizontal selection. The measurement without horizontal selection was performed without vertical Raman selection either, using only a microwave selection to prepare the atoms in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state. The measurement with horizontal selection was performed with a double-kick selection around the zero transverse velocity, in a narrow velocity distribution with FWHM ranging from $0.2v_{\text{rec}}$ to $1.2v_{\text{rec}}$. The measurements were performed for a value of $x_{56} = 0.06$ and at a detuning of -6.6Γ. The results of these differential measurements (differences between the unselected and selected case) are displayed in Fig. 12. We do not observe a net dependance on the width of the selected velocity distribution, but significant shifts of -7.0 μGal on average in the case of the EW selection and of -2.7 μGal in the case of the NS selection. We expect here that the Coriolis shift is null in the case of a horizontal velocity selection along the EW direction, because (1) the mean of the velocity distribution is null and (2) the effect of the clipping is drastically reduced when the width of the velocity distribution gets much narrower. As a consequence, the measured difference should correspond to the Coriolis shift in the case there is no selection. The shift of -7 μGal we find is in reasonable agreement with the estimate derived from the analysis of the skewness above of -5.7 μGal. The difference between these two determinations can be attributed to changes in the bias due to wavefront aberrations. This effect could also explain the difference we measure when performing the velocity selection along the NS direction. Generally speaking, the contribution of this effect should depend on the width of the velocity distribution (extrapolating down to zero in the limit of zero temperature). This could explain the variations we observe in the measurements in

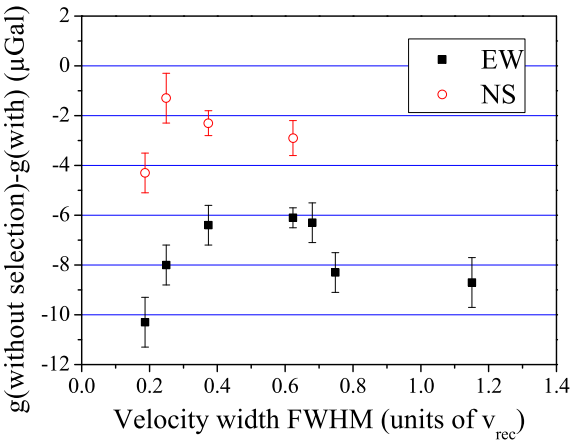


FIG. 12. (Color online) Gravity measurements with velocity-selected atoms in the NS and EW directions. Data points represent the difference between the case where the atoms are velocity selected by using the double-kick selection sequence and the case where there is no velocity selection, as a function of the width of the selected velocity distribution.

Fig. 12. However, these variations appear hardly resolved here, considering the (1 sigma) statistical uncertainties in the measurements (of order of 1 μGal).

IX. CONCLUSION

We reported here an analysis of the Coriolis shift in an atom gravimeter. We show that the convolution with the response of the detection affects the averaging of this effect over the velocity distribution. In particular, the clipping due to the finite size of the detection field of view induces a dependance on the initial position of the atomic cloud. Remarkably, we find that the effect of this clipping almost compensates the effect due to a velocity drift along the EW direction, for an appropriate set of parameters in the preparation of the cold-atom cloud. This compensation minimizes the sensitivity of the gravity measurement to the unbalance of the trapping laser beams, and we have demonstrated that it should improve the long-term stability of the gravity measurement. We also perform interferometer measurements with atoms selected in a narrow velocity distribution. We find a reasonable agreement with the expected dependance on the initial mean velocity of the effect of Coriolis acceleration. Finally, we show that such a velocity selection can be used to reduce the shifts related to the transverse motion of the atoms in the Raman beam (Coriolis acceleration and wavefront aberrations) with respect to the situation where no selection is applied. Performing such a velocity selection in 2D would in principle allow an efficient suppression of these effects, at the expense of a complex sequence for the preparation of the atoms and a drastic reduction in atom number. Our study highlights the importance of the response of the detection in cold-atom inertial sensors.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was done within the e-Mass and kNOW projects, which acknowledge the financial support of the EMRP. The EMRP was jointly funded by the European Metrology Research Programme (EMRP) and participating countries within the European Association of National Metrology Institutes (EURAMET) and the European Union. B.C. thanks the Labex First-TF for financial support.

APPENDIX

We describe in this appendix our protocol to determine the effective velocity distribution, minimizing the perturbations related to the Raman selection process we use for its measurement, which are due to potential additional momentum transfer, light shifts and imperfect alignments. We start by measuring the horizontal velocity distribution by performing, instead of the standard vertical selection, a single horizontal Raman pulse after the microwave preparation. This Raman transition couples the $|F=1,m_F=0\rangle$ state, with initial momentum $|p\rangle$, to the state $|F=2,m_F=0,p+\hbar k_{\rm eff}\rangle$, where $k_{\rm eff}=k_1-k_2$ is the effective Raman wave vector, k_1 (k_2) being the wave vector of the laser detuned from the $F=1\rightarrow F'$ ($F=2\rightarrow F'$) transition. When placing the two Raman beams such as displayed as k_1 and k_2 in Fig. 4, $k_{\rm eff}$ is pointing towards the east. If we choose k_1' and k_2, $k_{\rm eff}$ is pointing towards the south. The polarizations of the Raman beams are linear and horizontal (and thus perpendicular), with a quantization magnetic field being vertical. The Raman resonance condition is given by $\omega_{\rm R}=\omega_1-\omega_2=\omega_{\rm HFS}+\omega_{\rm rec}+\omega_{\rm D}$. ω_i is the pulsation of the Raman laser i, and $\omega_{\rm HFS}$ is the pulsation of the hyperfine transition. $\omega_{\rm rec}$ is the recoil term given by $\omega_{\rm rec}=\hbar k_{\rm eff}^2/(2m)$. For Raman beams crossing at 90°, $\omega_{\rm rec}/(2\pi)\simeq 7.5$ kHz. $\omega_{\rm D}$ is the Doppler term: $\omega_{\rm D}=k_{\rm eff}p$. This last term makes the Raman transition velocity selective and thus allows for a spectroscopic measurement of the velocity distribution.

The velocity distribution is thus measured by scanning the Raman frequency difference $\nu_{\rm R}$ across the hyperfine transition frequency $\nu_{\rm HFS}$ and recording the transition probability. The Rabi frequency of about 5 kHz is about ten times smaller than the width of the atoms' velocity distribution [expressed in terms of Doppler shifts: 1.8 kHz/(mm/s)], which ensures negligible contribution from the convolution with the Rabi excitation profile. Figure 13 displays the measured spectrum. The comparison with a Gaussian fit clearly reveals a pronounced asymmetry, which we attribute to the effect of the detection. Indeed, the selected atoms receive a momentum kick $\hbar k_{\rm eff}$. This asymmetrizes the distribution because of clipping in the detection. This is illustrated in Fig. 3, where atoms with sufficiently large initial velocity in the direction of the momentum kick (and thus corresponding to positive Doppler shifts) are not detected, because they lie outside the field of view of the optical system that collects the fluorescence. This interpretation is confirmed by a second measurement where, prior to the Raman pulse, the atoms are transferred to the $|F=2,m_F=0\rangle$ state with an additional microwave π pulse. The Raman beams then couple $|F=2,m_F=0,p\rangle$ to $|F=1,m_F=0,p-\hbar k_{\rm eff}\rangle$, the resonance condition being now given by $\omega_{\rm R}=\omega_1-\omega_2=\omega_{\rm HFS}-\omega_{\rm rec}+\omega_{\rm D}$. The sign of the recoil shift is reversed, as well as the direction of the momentum kick. As expected, we observe a reversal of the asymmetry on the spectrum (see the profile as a dotted line in Fig. 13).

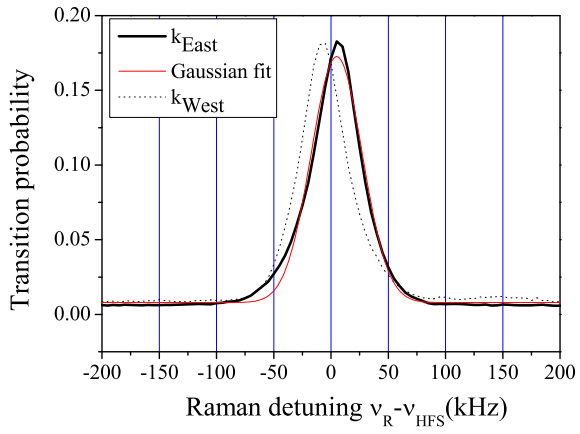


FIG. 13. (Color online) Transition probability versus the detuning between the horizontal Raman lasers. Thick line is the Raman spectrum with a momentum kick directed towards the east, thin line is a Gaussian fit to the k_{east} spectrum, and dotted line is for a momentum kick towards the west.

To prevent the horizontal Raman velocity selection from modifying the velocity distribution of the atoms, we use a different selection sequence. Before the Raman pulse, the atoms are prepared in the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ state. A first, horizontal Raman pulse transfers a narrow velocity class in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$, the remaining atoms are then pushed away thanks to a pulse of light tuned to the $|F = 2 \rightarrow F' = 3\rangle$ cycling transition. A second Raman pulse retransfers the selected atoms back into the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ state with an opposite momentum transfer. The net momentum transfer in the sequence is thus zero. The velocity distribution is finally obtained by scanning the frequency difference between the Raman lasers and measuring the number of atoms in the $|F = 2, m_F = 0\rangle$ after this double-kick selection. The resonance frequency is corrected from eventual light shifts from the Raman lasers. This light shift is measured by microwave spectroscopy, by measuring the microwave resonance frequency in the presence of Raman lasers set out of resonance. In addition, the direction of the wave vector is precisely aligned in the horizontal plane. Indeed, any misalignment will lead to a shift of the mean resonance frequency because of a vertical Doppler shift. We optimize the alignment of the horizontal Raman beams by nulling the variation of the mean resonance condition with the delay of the Raman pulse with respect to the drop time, and thus with the vertical velocity. In practice, the quality of this alinement is limited by the noise in the velocity-distribution measurement induced by fluctuations in the number of atoms and in the Raman light shift. We estimate the residual uncertainty on the contribution to the frequency spectrum of a residual vertical Doppler shift to be about 200 Hz. This translates into an uncertainty in the determination of the Coriolis shifts of 1.2 μGal.

[1] Zhong-Kun Hu, Bu-Liang Sun, Xiao-Chun Duan, Min-Kang Zhou, Le-Le Chen, Su Zhan, Qiao-Zhen Zhang, and Jun Luo, Phys. Rev. A **88**, 043610 (2013).

[2] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38**, 25 (2001).

[3] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, New J. Phys. **13**, 065025 (2011).

[4] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, O. Gitlein, and L. Timmen, Metrologia **47**, L9 (2010).

[5] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, Metrologia **51**, L15 (2014).

[6] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009).

[7] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Landragin, and P. Bouyer, Nat. Commun. **2**, 474 (2011).

[8] S.-Y. Lan, P.-C. Kuan, B. Estey, P. Haslinger, and H. Müller, Phys. Rev. Lett. **108**, 090402 (2012).

[9] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **111**, 083001 (2013).

[10] 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).

[11] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **113**, 49 (2013).

[12] A. Sugarbaker, S. M. Dickerson, J. M. Hogan, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **111**, 113002 (2013).

[13] Z. Jiang *et al.*, Metrologia **49**, 666 (2012)

[14] O. Francis *et al.*, Metrologia **50**, 257 (2013).

[15] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).

[16] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 643 (2006).

[17] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, and C. Williams, Phys. Rev. Lett. **85**, 3117 (2000).

IOP Publishing | Bureau International des Poids et Mesures Metrologia
Metrologia 51 (2014) L15–L17 doi:10.1088/0026-1394/51/5/L15

Short Communication

Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers

P Gillot[1], O Francis[2], A Landragin[1], F Pereira Dos Santos[1] and S Merlet[1]

[1] LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, LNE, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
[2] Faculty of Science, Technology and Communication, University of Luxembourg (UL), L-1359 Luxembourg

E-mail: sebastien.merlet@obspm.fr

Received 6 March 2014, revised 16 May 2014
Accepted for publication 21 May 2014
Published 25 June 2014

Abstract
We report the direct comparison between the stabilities of two mobile absolute gravimeters of different technology: the LNE-SYRTE Cold Atom Gravimeter (CAG) and FG5X#216 of the Université du Luxembourg. These instruments rely on two different principles of operation: atomic and optical interferometry. The comparison took place in the Walferdange Underground Laboratory for Geodynamics in Luxembourg, at the beginning of the last International Comparison of Absolute Gravimeters, ICAG-2013. We analyse a 2h10 duration common measurement, and find that the CAG shows better immunity with respect to changes in the level of vibration noise, as well as a slightly better short term stability.

Keywords: absolute gravimeter, stability, comparison

1. Introduction

Absolute gravimeters measure the free fall acceleration of a test body. The most used is the state-of-the-art commercial gravimeter FG5 [1]. It measures the free fall of a corner cube with a Mach–Zehnder interferometer. Since the beginning of the 1990s [2], laboratories started to devise gravimeters using cold atoms as a test mass [3–5]. This led to the development of transportable instruments [6–9] able to participate in International Comparisons of Absolute Gravimeters (ICAG) as the LNE-SYRTE Cold Atom Gravimeter (CAG) has since 2009 [10, 11].

Usually, users of free fall corner cubes and in particular FG5 operators record gravity by sets consisting of a number of drops (of the order of 100) that get repeated every hour. The repetition rate is usually of the order of one drop every 10 s, in order to wait for the damping of the vibrations due to the carriage free fall and to preserve the device from mechanical wear. In [12], one free fall per 30 s was chosen, leading to an Allan standard deviation about twice as bad as if one drop per 10 s had been chosen. On the one hand, the FG5 dropping chamber [13] allows drops of 2 s which can improve the stability of FG5 notably. On the other hand, like the FG5, which uses a sophisticated super-spring system [14], various vibration rejection systems have been demonstrated and gradually improved in recent years to reject ground noise for atom sensors. They are based on the combination of a passive isolation and a low noise seismometer [4, 15]. Eventually, this turned into an active system [5, 9, 16], using the signal of the seismometer to even better stabilize the position of the reference mirror. Using such an optimized active system, a stability[3] of 4.2 µGal in 1 s measurement time was demonstrated in [17]. Using a passive system, or set directly on the ground, the CAG demonstrated a stability of 1 µGal in 100 s measurement time interval [18]. To compare the stability performances of both technologies it is desirable to perform measurements at the same place and at the same time, under the influence of the same vibration noise. We took advantage of the

[3] $1\,\mathrm{Gal} = 1\,\mathrm{cm\,s^{-2}}$, $1\,\mu\mathrm{Gal} = 10^{-8}\,\mathrm{m\,s^{-2}}$.

 © 2014 BIPM & IOP Publishing Ltd Printed in the UK

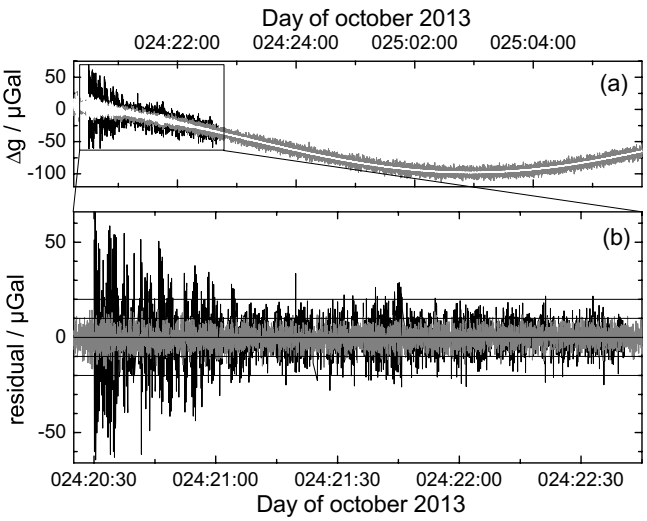


Figure 1. (*a*) Earth's gravity variation during the night from the 24th to the 25th of October 2013 measured at Walferdange with FG5X#216 in black and CAG in grey. The gravity variations observed with the superconducting gravimeter OSG-CT040 are also plotted in white. (*b*) FG5X#216 and CAG corresponding signals corrected for tides and atmospheric pressure effects, during the common view measurement.

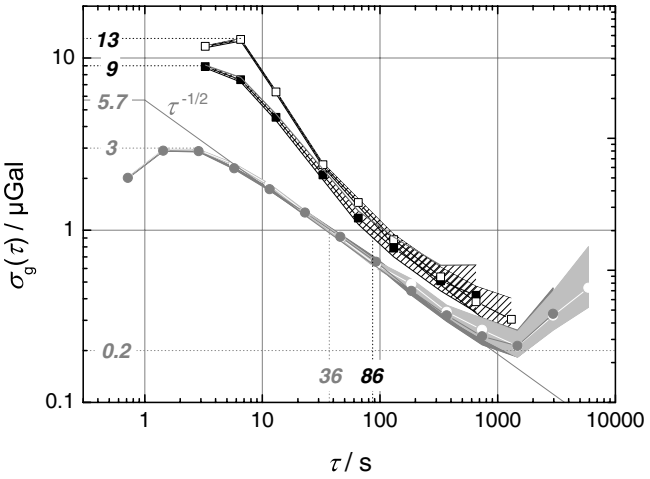


Figure 2. Allan standard deviation of the corrected gravity signals. FG5X#216: open squares take into account all the drops and black squares exclude the earthquake. CAG: open circles take into account all the drops and grey circles exclude the earthquake. The $\tau^{-1/2}$ slope represents the averaging expected for white noise; the filled areas surrounding the Allan standard deviation points represent the confidence intervals of the analyses.

last ICAG which took place in the Walferdange Underground Laboratory for Geodynamics (WULG) in Luxembourg at the end of 2013 to test the capabilities of the FG5X#216 and CAG on a common view measurement.

2. Measurements

Both gravimeters were installed on the platform B of the WULG [11]. The common view measurements were performed during the night between the 24th and the 25th of October 2013. The drop interval of the FG5X was chosen at 3 s, close to its best capability of 2 s. We decided to use 3 s over 2 h to spare the moving mechanical part of the instrument. The CAG measured continuously, all night long, using the protocol already used in [18] which is based on two interleaved integrations leading to a measurement time of 720 ms. Measurements are represented in figure 1. It started at 20h15 for CAG and 15 min later for the FG5X. We realized only after the measurement was performed that the seismic noise was relatively high initially, due to an earthquake of magnitude 6.7 that occurred in the East of South Sandwich Islands. This excess noise can be seen on the FG5X first half hour measurement as well as on the superconducting gravimeter OSG-CT040 that records gravity variation continuously just a few metres from platform B. Usually, FG5 users compute the 'drop scatter' (the standard deviation of a set) to characterize the dispersion of the measurements. Here the drop scatter of the FG5X first half hour measurement is 21.7 µGal and 9.1 µGal after. A zoom on the first hours of the gravity signals corrected for tides and atmospheric pressure effects (figure 1(*b*)) shows that the CAG is almost unaffected by the seismic wave. The vibration rejection system [4, 15] is good enough to suppress the effect of the earthquake. This can also be seen in figure 2.

In this paper, we choose to analyse the stabilities of the measurements using the Allan standard deviations [19] of the corrected gravity data (figure 2). Two analyses were performed for each gravimeter with and without the period during which the influence of the earthquake is significant. As we can guess from figure 1, the short-term stability of the FG5X is about 30% better when excluding the first half hour. After 200 s of measurement time the Allan standard deviation calculated with and without the earthquake noise is similar. The 1 µGal level is obtained after 86 s of measurement and the Allan standard deviation continues to decrease down to 0.3 µGal and maybe even better. However, the FG5X measurements would have to be longer to perform this analysis. For shorter averaging times, the Allan standard deviation decreases faster than a $\tau^{-1/2}$ slope. This behaviour is due to the averaging of the low-frequency noise which is reasonably well sampled by the FG5X. As a consequence the statistical error *se* should not be estimated here using the standard formula $se = sd/\sqrt{N}$ where N is the number of free falls. In contrast, the CAG stability is not affected by the seismic wave. We find that the Allan standard deviation for the whole CAG measurements displayed with open circles on figure 2 is superimposed with the grey circles representing the Allan standard deviation calculated when excluding the earthquake. The initial bump on the Allan standard deviation is due to our measurement technique: the CAG signal is locked onto the gravity acceleration thanks to an integrator with a time constant of a few cycles [15]. Then the Allan deviation decreases with a $\tau^{-1/2}$ slope up to 370 s (the 1 µGal level is obtained after less than 36 s of measurement) and continues to decrease down to 0.2 µGal. Such a long-term stability had already been obtained in the LNE laboratory [20], by comparing the CAG with a superconducting gravimeter iGrav [21]. Performing the FG5X measurement every 2 s instead of 3 s would only slightly affect the Allan standard deviation by shifting the curve to the left and it would be still

above the CAG results. This can be inferred from a previous study on the uncertainty of the FG5 [22] showing that at high frequency (10^{-5} Hz $\leqslant \nu \leqslant 10^{-1}$ Hz) the noise of a FG5 is white. The same study reveals that the noise increases at lower frequencies due to gravity changes linked to environmental fluctuations that are not modelled. Both Allan variance curves of the CAG and FG5X will thus overlap for an integration time greater than a quarter of a day.

3. Conclusion

We compared the stabilities of two absolute gravimeters of different technologies. Atom interferometry was already known for high cycling rate operation and the new FG5X for performing a free fall measurement every 3 s. During a quiet period the FG5X reaches a stability of 1 µGal after 86 s averaging time while the CAG needs only 36 s, even for a higher level of vibration noise. Considering the current level of accuracy of such gravimeters, of the order of a few µGal at best, a measurement time of only a few minutes is enough for the statistical uncertainty to be a negligible contribution to the combined uncertainty in the measurement.

The possibility to perform continuous measurements with atom gravimeters at high cycling rates, and to reach stabilities of 0.2 µGal in less than 2000 s, now offers the opportunity to develop such instruments for permanent installation in geophysical observatories. Moreover, the sensitivity of atom gravimeters, which scales as T^2, can be increased using taller vacuum chambers and larger time T between the three interrogating pulses [23]. As an example, the fountain configuration used in [17] allows one to increase T up to 300 ms, to be compared with the 80 ms we use in the CAG.

Acknowledgments

This research is carried on within the kNOW project, which acknowledges the financial support of the EMRP. The EMRP was jointly funded by the European Metrology Research Programme (EMRP) participating countries within the European Association of National Metrology Institutes (EURAMET) and the European Union. The CAG participation in ICAG-2013 was also supported by GPhys of Observatoire de Paris.

References

[1] Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, Hilt R and Klopping F 1995 A new generation of absolute gravimeters *Metrologia* **32** 159–80
[2] Kasevich M and Chu S 1992 Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer *Appl. Phys.* B **54** 321–32
[3] Peters A, Chung, K Y and Chu S 2001 High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia* **38** 25–61
[4] Le Gouët J, Mehlstäubler T E, Kim J, Merlet S, Clairon A, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter *Appl. Phys.* B **92** 133–44
[5] Zhou M-K, Hu Z-K, Duan X-C, Sun B-L, Chen L-L, Zhang Q-Z and Luo J 2012 Performance of a cold-atom gravimeter with an active vibration isolator *Phys. Rev.* A **86** 043630
[6] Bodart Q, Merlet S, Malossi N, Pereira Dos Santos F, Bouyer P and Landragin A 2010 A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam *Appl. Phys. Lett.* **96** 134101
[7] Louchet-Chauvet A, Farah T, Bodart Q, Clairon A, Landragin A, Merlet S and Pereira Dos Santos F 2011 Influence of transverse motion within an atomic gravimeter *New J. Phys.* **13** 065025
[8] Bidel Y, Carraz O, Charrière O, Cadoret M, Zahzam N and Bresson A 2013 Compact cold atom gravimeter for field applications *Appl. Phys. Lett.* **102** 144107
[9] Hauth M, Freier C, Schkolnik V, Senger A, Schmidt M and Peters A 2013 First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN *Appl. Phys.* B **113** 49–55
[10] Jiang Z *et al* 2012 The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters 2009—The First Metrological Key Comparison CCMG-K1 *Metrologia* **49** 666–84
[11] Francis O *et al* 2013 The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg: results and recommandations *Metrologia* **50** 257–68
[12] Merlet S, Bodart Q, Malossi N, Landragin A, Pereira Dos Santos F, Gitlein O and Timmen L 2010 Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers *Metrologia* **47** L9–11
[13] Niebauer T M, Billson R, Ellis B, Mason B, van Westrum D and Klopping F 2011 Simultaneous gravity and gradient measurement from a recoil-compensated absolute gravimeter *Metrologia* **48** 154–63
[14] Nelson P G 1991 An active vibration isolation system for inertial reference and precision measurement *Rev. Sci. Instrum.* **62** 2069–75
[15] Merlet S, Le Gouët J, Bodart Q, Clairon A, Landragin A, Pereira Dos Santos F and Rouchon P 2009 Operating an atom interferometer beyond its linear range *Metrologia* **46** 87–9
[16] Hensley J M, Peters A and Chu S 1999 Active low frequency vertical vibration isolation *Rev. Sci. Instrum.* **70** 2735–41
[17] Hu Z-K, Sun B-L, Duan X-C, Zu M-K, Chen L-L, Zhang Q-Z and Luo J 2013 Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter *Phys. Rev.* A **88** 043610
[18] Farah T, Guerlin C, Landragin A, Bouyer Ph, Gaffet S, Pereira Dos Santos F and Merlet S 2014 Underground operation at best sensitivity of mobile LNE-SYRTE Cold Atom Gravimeter *Gyroscopy and Navigation* at press
[19] Allan D W 1987 Time and frequency (time domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **UFFC-34** 647–54
[20] Merlet S, Kopaev A, Diament M, Genevès G, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project *Metrologia* **45** 265–74
[21] www.gwrinstruments.com
[22] Van Camp M, Simons S D P and Francis O 2005 Uncertainty of absolute gravity measurements *J. Geophys. Res.* **110** B05406
[23] Bordé Ch J 2001 Theoritical tools for atom optics and interferometry *C. R. Acad. Sci. Paris* **2** (IV) 509–30

Coherent population trapping in a Raman atom interferometer

B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
(Received 19 April 2016; published 17 June 2016)

We investigate the effect of coherent population trapping (CPT) in an atom interferometer gravimeter based on the use of stimulated Raman transitions. We find that CPT leads to significant phase shifts, on the order of a few mrad, which may compromise the accuracy of inertial measurements. We show that this effect is rejected by the k-reversal technique, which consists of averaging inertial measurements performed with two opposite orientations of the Raman wave vector k, provided that internal states at the input of the interferometer are kept identical for both configurations.

DOI: 10.1103/PhysRevA.93.063621

I. INTRODUCTION

Gravimeters based on the Mach-Zehnder type atom interferometer reach nowadays long-term stabilities in the low $10^{-10}g$ range [1,2] or better [3] and accuracies of a few $10^{-9}g$ [3–5], comparable to classical corner cube gravimeters [6]. Ongoing efforts to improve the stability of cold-atom gravimeters focus on strategies to accurately determine or reject interferometer phase fluctuations arising from changes of the experimental parameters (such as those caused by light shifts and Doppler shifts fluctuations [7]) or from environmental effects (via, for instance, the direct comparison of two gravimeters, eventually based on different technologies [3]).

A common and very efficient method consists of alternating the direction of the Raman wave vector, which allows the rejection of phase shifts which are independent of the Raman laser wave-vector direction. This rejection is in practice limited by the difference of the trajectories of the atoms between these two interferometer configurations, due to the change in the direction of the momentum kick imparted to the atoms by the lasers. To be quantitative, the maximum position shift between these trajectories reaches, for our total interferometer duration of 160 ms, up to 2 mm in the vertical direction.

It is thus of interest to find methods that maximize the trajectories' overlap when changing the direction of the Raman wave vector. As already pointed out in [8], this can be realized for instance by changing the internal state of the atom at the input of the interferometer. The momentum kick then occurs in the same direction, despite the change of the direction of the Raman wave vector. We show here that this technique has a drawback and leads to a bias in the measurement of gravity, arising from a phase shift linked to coherent population trapping (CPT). The effect of CPT was put into evidence in [9] by measuring dark-state coherences and population differences induced in cold cesium atoms by velocity-sensitive and velocity-insensitive Raman pulses. It was also claimed in [9] that CPT effects should lead to spurious phase shifts on the order of a few mrad in Mach-Zehnder interferometers, which the measurements we present here confirm.

In this article, we perform a detailed evaluation of the phase shift induced by CPT effects. We first investigate this effect theoretically following the formalism developed in [9] and extend it to the case of a Raman interferometer. We show results of measurements where we exchange internal states at the input of the interferometer to put this effect in evidence. We study in particular its dependence on relevant parameters of the Raman laser, such as one-photon Raman laser detuning, Raman pulses, and interferometer duration.

II. THEORY

We measure gravity using an atom interferometer realized by counterpropagating Raman transitions. Raman transitions are two-photon transitions which couple two states $|g\rangle$ and $|e\rangle$ (in our case two hyperfine ground states of an alkali atom) via the off-resonant excitation of an excited state $|i\rangle$. CPT effects arise from the dynamics of this three-level system ($|g\rangle$, $|e\rangle$, $|i\rangle$) interacting with the Raman lasers, when taking into account the influence of spontaneous emission from the excited level. In [9], the evolution of a three-level system in the field of two lasers is developed in the interaction picture taking into account spontaneous emission. The density matrix $R_{\rm int}$ of the three states is given by

$$\frac{dR_{\rm int}}{dt} = \left[\frac{1}{i\hbar}(\hat{V}_{\rm int} - \hat{H}_{\rm int}), R_{\rm int}\right] + R_{\rm SE}, \tag{1}$$

where $\hat{H}_{\rm int}$ is the laser energy, $\hat{V}_{\rm int}$ is the coupling in the interaction picture, and $R_{\rm SE}$ is the spontaneous decay of the density matrix.

Adiabatic elimination of the excited state $|i\rangle$ allows us to derive differential equations governing the dynamics of the system in the basis restricted to the two states $|g\rangle$ and $|e\rangle$ [9]. These are given by Eq. (2), where Γ is the linewidth of the excited state and $\Omega_{\rm eff}$ is the effective two-photon Rabi frequency. $\delta(t) - \delta_{\rm AC}$ is the two-photon Raman detuning, Δ is the one-photon Raman laser detuning from the excited state, and $\delta_{\rm AC}$ is (the one-photon) differential light shift.

$$\rho_{ee}'(t) + {\rm Im}[\Omega_{\rm eff} r_{eg}(t)] + \frac{\Gamma {\rm Re}[\Omega_{\rm eff} r_{eg}(t)]}{2\Delta} + \frac{\Gamma \Omega_{e\rm AC}\rho_{ee}(t)}{\Delta} = 0,$$

$$\rho_{gg}'(t) - {\rm Im}[\Omega_{\rm eff} r_{eg}(t)] + \frac{\Gamma {\rm Re}[\Omega_{\rm eff} r_{eg}(t)]}{2\Delta} + \frac{\Gamma \Omega_{g\rm AC}\rho_{gg}(t)}{\Delta} = 0,$$

 ©2016 American Physical Society

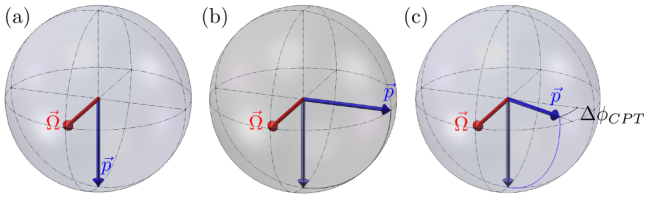


FIG. 1. Evolution of pseudospin during a $\pi/2$ Raman pulse in the Bloch sphere with and without CPT effects. (a) Initial vector state pointing down and the Raman drive Ω. (b) Ideal situation of a perfect $\pi/2$ pulse without spontaneous emission. (c) Case with spontaneous emission.

$$\begin{aligned} &\mathrm{r}_{eg}{}'(t) - \frac{1}{2} i \Omega_{\mathrm{eff}}{}^{*}[\rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t)] \\ &\quad + \frac{\Gamma(\Omega_{e\mathrm{AC}} + \Omega_{g\mathrm{AC}})\mathrm{r}_{eg}(t)}{2\Delta} \\ &\quad - i\mathrm{r}_{eg}(t)[\delta(t) - \delta_{\mathrm{AC}}] \\ &\quad + \frac{\Gamma \Omega_{\mathrm{eff}}{}^{*}[\rho_{ee}(t) + \rho_{gg}(t)]}{4\Delta} = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

A detailed analysis of the evolution of the system is done in [9], where spontaneous emission is shown to lead to coherent population trapping. For on-resonance driving, the system asymptotically evolves towards a dark state, uncoupled to the Raman lasers. Representing the quantum state as a vector in the Bloch sphere helps us understand the phase shift introduced by the CPT effect in our situation, where the duration of Raman pulses is more than two orders of magnitude shorter than the characteristic time of evolution into the dark state. In this picture, the atomic state is depicted by the pseudospin $\vec{P}$. While $\vec{P}$ rotates in a plane perpendicular to the Raman vector $\vec{\Omega}$ during the Raman pulse, spontaneous emission makes the pseudospin move off this plane. For short Raman pulse ($\frac{\Gamma\Omega_{\mathrm{eff}}}{2\Delta}\tau \ll 1$), this off-the-plane shift increases linearly with time, at a rate $\frac{\Gamma\Omega_{\mathrm{eff}}}{2\Delta}$, independent of the one-photon transition couplings ($\Omega_{g\mathrm{AC}}$, $\Omega_{e\mathrm{AC}}$).

This dynamic is illustrated for a $\pi/2$ Raman pulse in Fig. 1. Starting from a initial state pointing downward in the Bloch sphere [displayed in Fig. 1(a)], the drive $\vec{\Omega}$ induces in the absence of spontaneous emission a rotation of the vector state by $\pi/2$ in the plane perpendicular to the direction of the drive. The final state then lies, as displayed in Fig. 1(b), in the equatorial plane, perpendicular to the drive. Taking into account spontaneous emission, we find that the final pseudospin is reduced in amplitude and shifted by an angle $\Delta\phi_{\mathrm{CPT}}$ in the equatorial plane, as displayed in Fig. 1(c).

The CPT phase at resonance (we do not consider any detuning from the Raman resonance condition here) is found to be approximately given by

$$\Delta\phi_{\mathrm{CPT}} = \frac{\Gamma\tau\Omega_{\mathrm{eff}}}{2\Delta}, \tag{3}$$

where τ is the pulse duration of the Raman pulse.

To evaluate the amplitude of the effect, we consider the case of ^{87}Rb atoms, with Raman lasers at one-photon Raman detuning $\Delta = -0.932$ GHz, and for a Raman pulse duration corresponding to a $\pi/2$ pulse. We calculate a phase shift of 5.06 mrad, which is significant when seeking precise gravity measurement.

This CPT phase leads to an interferometer phase shift in three-pulse interferometers based on Raman transitions, which arises from the effect of the first pulse only, as already claimed in [9]. Indeed, the second and third pulses, though they contribute to increasing the population of the dark state, they do not lead to additional phase shifts. The second pulse adds the same phase shift to both interferometer arms, while the third pulse creates a polarization in the equatorial plane which does not affect the final state population.

For a comparison of the CPT-induced phase shift with measurements in a real interferometer, detunings due to the Doppler effect need to be considered. For that purpose, we performed a numerical evaluation of the interferometer phase shift by numerically solving the equations of evolution of the density matrix for the three-pulse sequence and averaging the calculated transition probability of the interferometer over the Doppler distribution (linked to the velocity distribution). In order to simulate the interferometer fringe pattern, we repeated the calculation for increasing values of a controlled phase offset applied at the third pulse to the Raman lasers. From a fit of the fringe pattern, we finally extracted the CPT-induced phase. We calculated with this simulation the phase shift for the interferometer parameters given above. The Rabi frequency is chosen to be 11.4 kHz. The pulses durations are 22-44-22 μs, which corresponds to a $\pi/2$-π-$\pi/2$ pulse sequence. The initial velocity distribution is taken to be Gaussian, with $\sigma_v \sim 2\hbar k_L/m_{\mathrm{Rb}}$, where m_{Rb} is the mass of a ^{87}Rb atom and k_L is the photon momentum at 780 nm. In addition, we consider that the atoms are velocity selected with a Raman π pulse of duration 44 μs before entering the interferometer (as we will do later in the experiment). We find for these parameters a phase shift $\Delta\phi$ of 5.35 mrad. This differs from the result of Eq. (3) by about 6% only, which indicates that the average over the velocity distribution has a limited influence on the result. Moreover, with the simulation, we confirm that the effect on the interferometer phase is given by the CPT phase of the first pulse. Finally, the calculated phase shift corresponds to a bias on the g measurement of $\Delta g = \Delta\phi/kT^2 = 5.2$ μGal, where $k \simeq 2k_L$ is the effective Raman wave vector, and 1 Gal = 1 cm/s^2.

Hopefully, this phase shift is independent of the Raman wave-vector direction. It is thus in principle well rejected by the k-reversal technique, which consists of averaging the measurements performed using two opposite directions of the Raman effective wave vector k. Yet, as a remarkable feature, we find that this phase shift changes sign when the internal state at the input of the interferometer is changed. For the k-reversal rejection to hold, it is thus mandatory that the internal state at the input of the interferometer is the same for both directions of k.

III. EXPERIMENTS

To put the CPT effect into evidence and evaluate its influence, we exploit its dependence on the internal state at the input of the interferometer. We will thus perform differential measurements of the gravity acceleration g for given directions

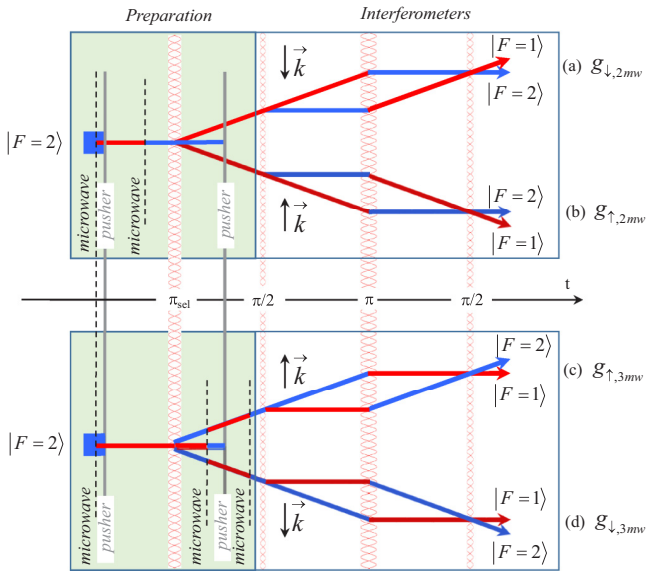


FIG. 2. Different preparation sequences, with two or three microwave pulses, corresponding to input states in $|F = 1\rangle$ or $|F = 2\rangle$. The corresponding interferometer configurations with the trajectories along the two interferometer paths are also displayed.

of the Raman wave vector, but with different internal states of the atom at the input of the interferometer.

The experimental setup is described in detail in [10]. We briefly recall here the main phases of the experimental sequence. We start by trapping a few 10^7 atoms in a three-dimensional magneto-optical trap for 80 ms. A subsequent molasses phase cools the atoms down to a temperature of 2 μK. The molasses beams are then switched off and the atomic cloud is allowed to fall. After a preparation phase (detailed below), we drive a three-pulse Mach Zehnder type Raman interferometer, with a total interferometer time of $2T = 160$ ms, where T is the separation time between consecutive pulses. The populations in the two output ports of the interferometer are finally measured via a state-selective fluorescence detection setup at the bottom of the vacuum chamber.

For the preparation of the atomic state at the input of the interferometer, we normally apply two microwave pulses. The first one is used for the sub-m_F state selection into the state $|F = 1,m_F = 0\rangle$. It transfers atoms in the $|F = 2,m_F = 0\rangle$ state into the $|F = 1,m_F = 0\rangle$ state, and is followed by a pulse of a pusher beam that removes atoms remaining in the $|F = 2\rangle$ state. The second one is used to retransfer the atoms into the $|F = 1\rangle$ internal state before the velocity selection occurs. This selection is realized with a Raman pulse (that transfers the center of the velocity distribution back into the state $|F = 1,m_F = 0\rangle$) and a subsequent second pulse of the pusher beam. The use of a second microwave pulse is required because we do not have a pusher beam resonant with the $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ transition. The final internal state at the input of the interferometer is thus $|F = 1,m_F = 0\rangle$. To prepare the atoms into the $|F = 2,m_F = 0\rangle$ state at the input of the interferometer, a possibility would be to simply apply a third microwave pulse after the normal sequence. In this way, though, the velocity kicks imparted by the selection and Raman pulses would occur in the same direction, which would modify the trajectories of the interferometer paths. As an alternative, we remove the second microwave pulse so that the velocity selection is performed from $|F = 1\rangle$ to $|F = 2\rangle$. Then, we get rid of the atoms that are not velocity selected with a sequence comprised of two microwave π pulses and a pulse of pusher beam in between them.

The different preparation sequences and the corresponding interferometer configurations we use for the gravity measurements performed here are shown as cases (a)–(d) in Fig. 2. Usually, we use two interleaved measurements with opposite wave vectors [displayed as cases (a) and (b) in Fig. 2] with atoms entering the interferometer in the state $|F = 1\rangle$, which requires two microwave pulses in the preparation. The gravity measurement is then obtained from the average of the two measurements. The cases in Figs. 2(c) and 2(d) correspond to a different preparation sequence, using three microwave pulses, with atoms entering the interferometer in the state $|F = 2\rangle$. One can note that the trajectories of the atomic wave packets along the two interferometer paths are the same for the $k_\downarrow$ interferometer using two microwave pulses [Fig. 2(a)] and the $k_\uparrow$ interferometer using three microwave pulse [Fig. 2(c)]. The same holds for the $k_\uparrow$ interferometer using two microwave pulses [Fig. 2(b)] and the $k_\downarrow$ interferometer using three microwave pulses [Fig. 2(d)]. This allows us to realize interleaved measurements with $k_\uparrow$ and $k_\downarrow$ interferometers

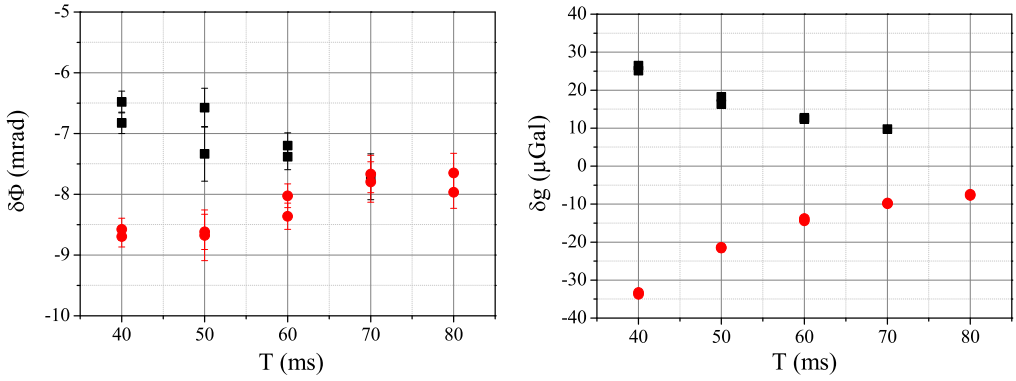


FIG. 3. Differences in the interferometer phases and in the measured g values for input states in different hyperfine states as a function of T, ranging from 40 to 80 ms. Black squares: $k_\downarrow$ interferometers. Red circles: $k_\uparrow$ interferometers. The one-photon detuning of the Raman lasers is -0.9 GHz.

while keeping the trajectories overlapped. It simply requires us to replace, for instance, the $k_\uparrow$ interferometer of case (b) by the $k_\uparrow$ interferometer of case (c) [or the $k_\downarrow$ interferometer of case (a) by the $k_\downarrow$ interferometer of case (d)].

We show now that the change of internal state at the input of the interferometer which is associated with this swap makes the new pair of configurations sensitive to the CPT effect. We present in the following measurements of the difference in the phases (and the corresponding differences in the measured values of g) between the $k_\uparrow$ interferometers of cases (b) and (c), and the difference between the $k_\downarrow$ interferometers of cases (a) and (d).

Figure 3 displays the measured differences in the interferometer phases as a function of the Raman pulse spacing T. We find small variations with T of these differences, with opposite trends for $k_\uparrow$ and $k_\downarrow$ interferometers, which are not reproduced by the simple model above. We find on average a value of about 7.7(4) mrad in absolute value. As the CPT phase changes sign with the internal state, the measured difference in the interferometer phases is twice this CPT phase. We would thus expect differences of 10.7 mrad, which is significantly larger than our measurement. This difference may be explained by the fact that the our model neglects the detailed structure of the energy levels of the atoms (hyperfine structure of the excited state i, Zeeman sublevels, etc.). The interferometer phase difference corresponds to a difference in the g value of 7.7(4) μ Gal for an interferometer duration of $2T = 80$ ms. Because the gravity phase shift scales as T^2, we find, as displayed in Fig. 3, that the lower the separation time T, the higher the effect on the gravity value.

We then measured the dependence of the phase shift with the one-photon laser detuning from the excited state Δ, keeping the Rabi frequency constant, by adjusting the Raman laser intensity. The results, displayed in Fig. 4, confirm the expected scaling: the phase shift decreases inversely proportionally to Δ [see Eq. (3)], which we take as strong evidence that the measured shift originates indeed from the effect of spontaneous emission.

Finally, we measured the variation of the CPT-induced phase shift with the duration of the first Raman pulse for a fixed Rabi frequency of $2\pi \times 11.4$ kHz, and compared these measurements with the results of the numerical simulations. We performed measurements for values ranging from 17 to 24 μs (close to the duration of 22 μs of the perfect $\pi/2$ pulse) and 64 to 72 μs (close to a $3\pi/2$ pulse). The results are displayed on Fig. 5. The shift on the measurement of g increases with increasing durations, and changes sign when the pulse becomes longer than a π pulse. The trends we measure are in good agreement with the results of the numerical simulation, which are displayed as lines, though the quantitative agreement is here again not perfect.

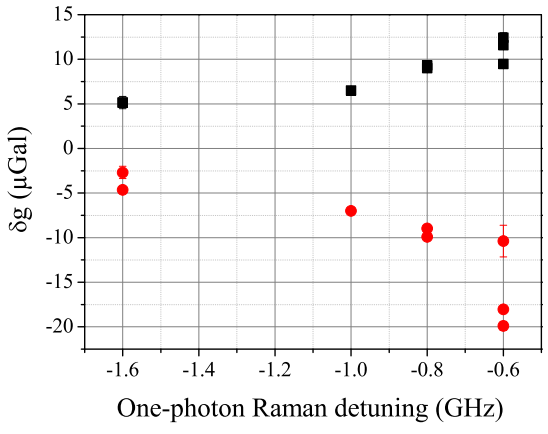


FIG. 4. Differences in the measured g values for input states in different hyperfine states as a function of the one-photon laser detuning, ranging from -0.6 to -1.6 GHz, for $T = 80$ ms. Black squares: $k_\downarrow$. Red circles: $k_\uparrow$.

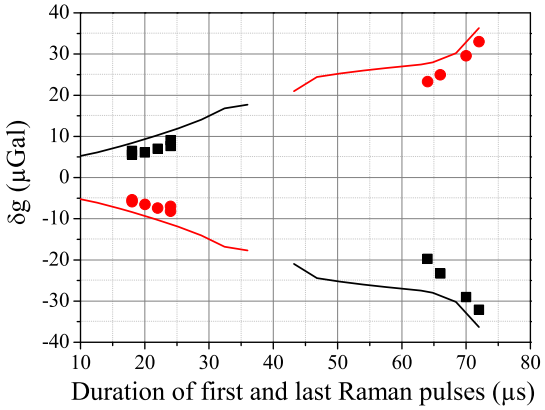


FIG. 5. Differences in the measured g values for input states in different hyperfine states as a function of the duration of the first and third Raman pulses, for a Rabi frequency of $2\pi \times 11.4$ kHz and $T = 80$ ms. The duration of the second pulse is kept constant at 44 μs. Black squares: $k_\downarrow$. Red circles: $k_\uparrow$. Lines: calculations.

IV. CONCLUSION

We studied the effect of CPT in an atom gravimeter, based on an Mach-Zehnder type atom interferometer, realized with a sequence of three Raman pulses. Measurements of the phase shift induced by this effect, and thus of the corresponding bias onto the measurement of gravity, were performed as a function of the parameters of the Raman lasers and of the pulse sequence, such as pulse duration, and detuning of the Raman lasers. The trends in the measurements are found to be in good agreement with the behavior derived from calculations based on a simple three-level model. A better match between measured and calculated phase shifts would certainly require a model which takes into account the real internal structure of the atom and the polarization state of the Raman lasers.

This phase shift is a drawback when alternating interferometer measurements with configurations that change not only the direction of the Raman wave vector but also the internal state at the input of the interferometer. Indeed, it changes sign with configuration, as does the gravity phase shift. This finally results in a bias in the determination of g, when averaging the g measurements over the two configurations. However, changing the internal state at the input of the interferometer offers a better superposition of the trajectories between these two configurations. This allows a better rejection of magnetic field gradients [8] and eventual

light-shift longitudinal inhomogeneities. In that case, though, the measured g value needs to be corrected for the phase shift induced by CPT effects.

ACKNOWLEDGMENT

B.C. thanks the Labex First-TF for financial support.

[1] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, Stability comparison of two absolute gravimeters: Optical versus atomic interferometers, Metrologia **51**, L15 (2014).

[2] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter, Phys. Rev. A **88**, 043610 (2013).

[3] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Mller, and A. Peters, Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability, in *Proceedings for the 8th Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Potsdam, Germany, 2015).

[4] O. Francis *et al.*, CC M. G-K2 key comparison, Metrologia **52**, 07009 (2015).

[5] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, High-precision gravity measurements using atom interferometry, Metrologia **38**, 25 (2001).

[6] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, and F. Klopping, A new generation of absolute gravimeters, Metrologia **32**, 159 (1995).

[7] P. Gillot, B. Cheng, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, Limits to the symmetry of a Mach-Zehnder type atom interferometer, Phys. Rev. A **93**, 013609 (2016).

[8] T. E. Mehlstäubler, J. Le Gouët, S. Merlet, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, in *Proceedings of the XLIIth Rencontres de Moriond Gravitational Waves and Experimental Gravity*, edited by J. Dumarchez and J. Trân Thanh Vân (Thê' Gió'i Publishers, Vietnam, 2007), p. 323.

[9] D. L. Butts, J. M. Kinast, K. Kotru, A. M. Radojevic, B. P. Timmons, and R. E. Stoner, Coherent population trapping in Raman-pulse atom interferometry, Phys. Rev. A **84**, 043613 (2011).

[10] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, Influence of transverse motion within an atomic gravimeter, New J. Phys. **13**, 065025 (2011).

Influence of chirping the Raman lasers in an atom gravimeter: Phase shifts due to the Raman light shift and to the finite speed of light

B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos*

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

(Received 10 June 2015; published 9 December 2015)

We present here an analysis of the influence of the frequency dependence of the Raman laser light shifts on the phase of a Raman-type atom gravimeter. Frequency chirps are applied to the Raman lasers in order to compensate gravity and ensure the resonance of the Raman pulses during the interferometer. We show that the change in the Raman light shift when this chirp is applied only to one of the two Raman lasers is enough to bias the gravity measurement by a fraction of μGal ($1\,\mu\text{Gal} = 10^{-8}$ m/s^2). We also show that this effect is not compensated when averaging over the two directions of the Raman wave vector k. This thus constitutes a limit to the rejection efficiency of the k-reversal technique. Our analysis allows us to separate this effect from the effect of the finite speed of light, which we find in perfect agreement with expected values. This study highlights the benefit of chirping symmetrically the two Raman lasers.

DOI: 10.1103/PhysRevA.92.063617 PACS number(s): 03.75.Dg, 06.30.Gv, 37.25.+k, 91.10.Pp

I. INTRODUCTION

Inertial sensors based on atom interferometry [1–6] now compete with the state-of-the-art classical instruments, both in terms of sensitivity and accuracy [7–11]. Yet systematic effects in these atom interferometers are still the subject of investigation and their ultimate level of performance in terms of accuracy is still to be met. Out of the many systematics that affect the phase of such interferometers, many are usually rejected by the k-reversal technique, i.e., alternating measurements using two opposite directions for the Raman effective wave vector $\vec{k}_{\text{eff}}$. This is possible because, unlike the gravity phase shift, these systematics do not depend on the direction of $\vec{k}_{\text{eff}}$ [8,9]. This is the case of the Raman one-photon light shift [12], the quadratic Zeeman effect, and the frequency-dependent phase shifts in the electronics hardware operating in the radio frequency domain. The efficiency of this rejection is in principle limited by the fact that the atomic trajectories are different for these two interferometer configurations, due to the change in the direction of the momentum kick imparted to the atoms by the lasers. Nevertheless, this induces in practice a shift of the trajectories on the order of a mm, which is much smaller than the overall free fall of the atoms during the interferometer, of about ten centimeters. The efficiency of this rejection was studied in Ref. [13].

The one-photon Raman light shift is the differential light shift that the out-of-resonance Raman lasers imprint onto the two hyperfine states in the Raman-type interferometers. This differential light shift can in most cases be canceled by adjusting the ratio between the two Raman lasers. If not, its effect is, in principle, canceled by the symmetry of the interferometer, which, thanks to the use of a π pulse that exchanges internal state at the middle of the interferometer, has no sensitivity to constant frequency shifts. However, because the atoms in free fall expand in the finite-size Raman beams during the interferometer, the light shift seen by the atoms at the three pulses vary, leading to a residual parasitic phase shift. This effect is hopefully rejected as explained above by using the k-reversal technique.

The aim of this paper is to put the efficiency of this rejection into question. In particular, we show that such atom gravimeters can be biased by a time-dependent light shift arising from the frequency chirp applied onto the Raman lasers to compensate for the Doppler shift. Recently, Ref. [14] has shown that the frequency change related to such a frequency chirp induces a modification of the power ratio between the two Raman lasers after their amplification in a common tampered amplifier, and thus of the differential light shift. Here, we find that compensating this Doppler shift by chirping only one of the two Raman lasers induces a change in the light shift, even for a constant intensity ratio between the lasers, which leads to a bias in the gravity measurement.

The frequency chirp here plays a similar role as the effect of the two-photon light shift (TPLS) studied in Ref. [15]: it makes the resonance condition of the Raman transition vary over the duration of the interferometer. However, the effect described in the present paper differs from the TPLS in its origin, as it arises from a time dependence of the one-photon light shift. In particular, this effect would still be present in the case where the Raman beams would be produced using a single pair of lasers, (one laser propagating downwards, the second upwards), a configuration in which the TPLS is absent. Instead, in the configuration we use here, the counterpropagating lasers are produced by retroreflecting two initially copropagating Raman lasers. This standard configuration, which among other advantages guarantees a better stability of the phase difference between the Raman lasers, leads indeed to the presence of two pairs of Raman lasers onto the atoms, one being nonresonant and responsible for the TPLS. Though the two effects add up here, they do not have the same scaling with the laser parameters (such as the Raman detunings and intensities, etc.), so that one can evaluate independently their relative contribution to the phase of the interferometer.

In the following sections, we start by calculating the amplitude of the effect of the frequency chirp(s) of the laser onto the one-photon light shift, and derive the amplitude of the resulting bias as a function of the Raman detuning. We

*franck.pereira@obspm.fr; https://syrte.obspm.fr/spip/

 ©2015 American Physical Society

then perform measurements of the interferometer phase, and thus of this bias, as a function of the frequency chirps applied to the lasers for different Raman detunings. We find a good agreement with the calculations. As a side product, the study performed here allows us to measure the effect of the finite speed of light [16] onto the interferometer as a function of the chirps applied to the Raman lasers, and confirms the analysis of Ref. [8].

II. RAMAN LIGHT SHIFT

We start by recalling the general expression of the one-photon light shift onto the two hyperfine state $|f\rangle$ and $|e\rangle$ of an alkali-metal atom in the presence of two Raman laser beams $R1$ and $R2$ detuned from the D_2 line, respectively, by Δ_{R1} and Δ_{R2} (not necessarily equal)

$$\Omega_f^{\mathrm{AC}} = \sum_k \frac{|\Omega_{k,f1}|^2}{4(\Delta_{R1}+\Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,f2}|^2}{4(\Delta_{R2}+\Delta_k-\Delta_{\mathrm{HFS}})}, \quad (1)$$

$$\Omega_e^{\mathrm{AC}} = \sum_k \frac{|\Omega_{k,e1}|^2}{4(\Delta_{R1}+\Delta_k+\Delta_{\mathrm{HFS}})} + \frac{|\Omega_{k,e2}|^2}{4(\Delta_{R2}+\Delta_k)}, \quad (2)$$

where $\Omega_{k,mn}$ is the Rabi frequency of laser Raman Rn between the ground state $|m\rangle$ and the excited state $|F'=k\rangle$, Δ_{HFS} is the angular frequency of the ground state hyperfine transition and Δ_k is the angular frequency of the hyperfine splittings in the excited state $|F'=k\rangle$.

In the case of ^{87}Rb atoms in the presence of two such Raman lasers, with the same circular polarization, these Rabi frequencies are given by

$$\Omega_f^{\mathrm{AC}} = \frac{\Omega_1^2}{4}\left(\frac{5}{24\Delta_{R1}} + \frac{1}{8(\Delta_{R1}-\Delta_2)}\right) + \frac{\Omega_2^2}{4}\left(\frac{5}{24(\Delta_{R1}-\Delta_{\mathrm{HFS}})} + \frac{1}{8(\Delta_{R1}-\Delta_2-\Delta_{\mathrm{HFS}})}\right), \quad (3)$$

$$\Omega_e^{\mathrm{AC}} = \frac{\Omega_1^2}{4}\left(\frac{1}{120(\Delta_{R1}+\Delta_{\mathrm{HFS}})} + \frac{1}{8(\Delta_{R1}-\Delta_2+\Delta_{\mathrm{HFS}})} + \frac{1}{5(\Delta_{R1}-\Delta_3+\Delta_{\mathrm{HFS}})}\right) + \frac{\Omega^2}{4}\left(\frac{1}{120\Delta_{R2}} + \frac{1}{8(\Delta_{R2}-\Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta_{R2}-\Delta_3)}\right), \quad (4)$$

where Ω_i are the simplified Rabi frequency $\Omega_i = DE_i/\hbar$, D is the magnitude of the dipole moment of the D_2 transition ($D = 3.58\times10^{-29}$ C m), and E_i the amplitude of the electric field of the laser Ri. Here Δ_{Ri} and Δ_i are defined taking the level $|F'=1\rangle$ as a reference (Fig. 1). Note that for the present paper, the detunings Δ_{Ri} are to be considered in the frame of the atoms. For an atom at a velocity v, this detuning Δ_{Ri} is thus Doppler shifted by $\vec{k}_i.\vec{v}$ with respect to its corresponding atomic transition (the $|F=i\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ transition), i.e., $\Delta_{Ri} = \Delta_{Ri0} - \vec{k}_i\,\vec{v}$, where Δ_{Ri0} is the detuning of the Raman laser $R1$ in the laboratory frame (or equivalently for an atom at rest).

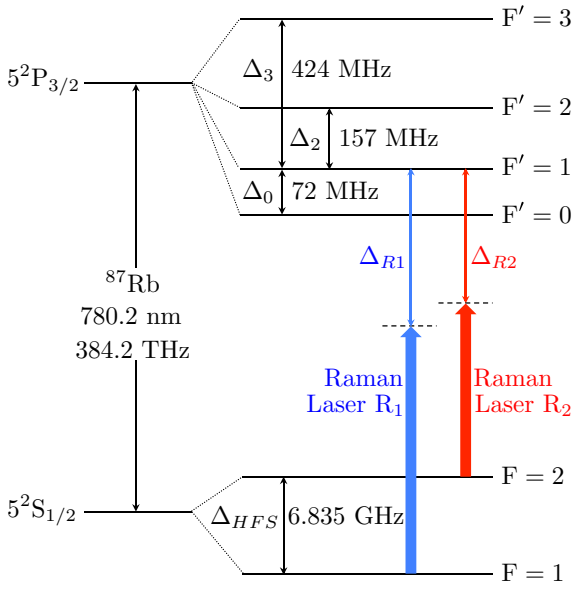


FIG. 1. (Color online) Relevant energy levels for ^{87}Rb. Δ_{Ri} is the Raman detuning for laser Ri, Δ_i is the frequency difference between the $|F'=1\rangle$ level and the other $|F'\rangle$ levels of the 5 $^2P_{3/2}$ state.

A. Condition for driving Raman transitions

The two lasers $R1$ and $R2$ are used to induce stimulated Raman transitions between the two hyperfine states. The resonance condition in the laboratory frame for this process is given by: $\omega_{R1} - \omega_{R2} = \omega_{\mathrm{HFS}} + \omega_{\mathrm{Doppler}} + \omega_{\mathrm{rec}}$, where ω_{R1} and ω_{R2} are the laser frequencies in the laboratory frame, and $\omega_{\mathrm{Doppler}} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\,\vec{v}$ and $\omega_{\mathrm{rec}} = \hbar\,|\,\vec{k}_1 - \vec{k}_2\,|^2/(2M)$ are the Doppler and recoil terms respectively [17]. This is equivalent to

$$\Delta_{R1} - \Delta_{R2} = \omega_{\mathrm{rec}}. \quad (5)$$

As for the coupling, it is characterized by the two-photon Rabi frequency, given by

$$\Omega_{\mathrm{eff}} = \frac{\Omega_1\Omega_2}{2}\left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta-\Delta_2)}\right), \quad (6)$$

where Δ is the almost common Raman detuning $\Delta \sim \Delta_{R1} \sim \Delta_{R2}$, as $\omega_{\mathrm{rec}} = 2\pi \times 15$ kHz $\ll \Delta_{Ri}$ (typically on the order of 1 GHz).

B. Effect of the gravity-induced chirp on the differential light shift

For atoms in free fall in the vacuum chamber, the Doppler shift increases linearly with time. In our experiment, we typically let the frequency of the laser $R1$ fixed, so that the detuning Δ_{R1} varies as $\Delta_{R1} = \Delta_{R10} - \vec{k}_1\,\vec{g}t$. To fulfill the resonance condition [Eq. (5)], we deliberately apply a frequency ramp onto the second Raman laser (that would otherwise be Doppler shifted in the opposite direction, as being counterpropagating). This way, the frequency of both lasers in the atomic frame change by the same amount $-\vec{k}_1\,\vec{g}t$.

We calculate the effect of this frequency change on the differential light shift (DLS) for the following typical parameters:

$\Delta_{R10} = -0.923$ GHz, and the Raman laser intensities of $I_{R1} = 11\,\mathrm{mW/cm^2}$, $I_{R2} = 1.74 \times I_{R1}$. We take into account that in our configuration where the Raman lasers are retroreflected on a common reference mirror, the light shift is doubled. The corresponding Rabi frequency Ω_{eff} is $2\pi \times 22.7$ kHz.

Using Eqs. (3) and (4), we calculate a change in the light shift of $\Delta\delta_{\mathrm{DLS}} = 10.5$Hz between the first and the last pulse of the interferometer, separated by a total interferometer time of $2T = 160$ ms. This induces a phase shift onto the interferometer of $\Delta\Phi = \Delta\delta_{\mathrm{DLS}}/\Omega_{\mathrm{eff}} = -0.42$ mrad, and a corresponding gravity shift of -0.41 μGal.

C. Discussion on the influence of the experimental parameters

Remarkably, in the configuration described above where the frequency chirp is applied to only one of the Raman lasers, this phase shift cannot be separated from the gravity-induced phase shift using the usual technique of reversing the direction of the Raman wave vector. Indeed, this reversal requires us to change the sign of the frequency chirp. The chirp-induced light shift thus changes sign, as well as the gravity phase shift, so that these two contributions cannot be separated by averaging over these two measurements. Also, with contrast to the TPLS, the phase shift does not depend on the Rabi frequency: choosing a different Raman power changes in the same proportion the light shift and the Rabi frequency.

Yet this shift depends on other parameters, such as T and Δ. The induced phase shift scales linearly with T, whereas the gravity phase shift scales quadratically. The influence of this effect on the gravity measurement thus reduces when increasing T. We plot as a solid red line the calculated bias on the gravity measurement Δg as a function of the Raman detuning Δ in Fig. 2. The effect is found to be monotonic with respect to the Raman detuning Δ. Interestingly, operating at a detuning of -707 MHz nullifies the effect.

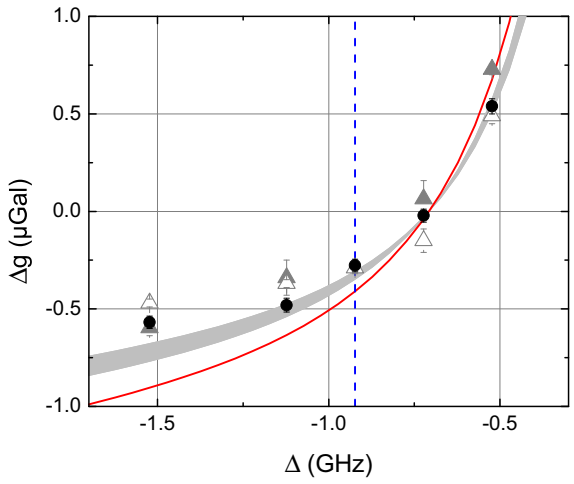


FIG. 2. (Color online) Effect of chirping only one of the two Raman lasers on the gravity measurement. Red line: calculation explained in Sec. II; filled gray area: calculation based on a Monte Carlo simulation of the interferometer explained in Sec. III. Triangles: two sets of measurements at fixed Raman intensity, full (open) triangles for full (half) intensity; dots: measurements at a fixed Rabi frequency of 11.4 kHz. The -0.923 GHz Raman detuning used with the CAG is displayed with the dashed blue line.

III. MEASUREMENTS

A. Description in the experimental setup

In our cold atom gravimeter (CAG) experiment, about 10^8 ^{87}Rb atoms are loaded within 80 ms in a three-dimensional magneto-optical trap (3D-MOT) from a 2D-MOT. After a far-detuned optical molasses phase, the lasers are adiabatically switched off within 200 μs and the atoms fall at a temperature of 2 μK [9]. During their free fall, an interrogation sequence takes place. In this study, this interrogation will be either a microwave spectroscopy (see Sec. III B) or a Raman interferometer (see Sec. III C). Finally, after their interrogation, the atoms are detected at the bottom of the vacuum chamber thanks to a state selective detection method, which allows us to measure the populations of the atoms in each hyperfine state [18]. The total cycling time is 360 ms.

B. Measurement of the DLS using microwave spectroscopy

In a first series of measurements, we interrogate the atoms using microwave spectroscopy. At the end of the molasses, atoms are in the $|F = 2\rangle$ state, populating all five m_F sublevels. 1 ms after releasing the atoms, we apply a vertical static magnetic field of 10 mG, which lifts the degeneracy between the different magnetic sublevels. 10 ms later, we switch on a 0.4 ms microwave pulse tuned close to the hyperfine transition in order to selectively address the $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ transition. By scanning the frequency of this microwave pulse across the hyperfine transition resonance, in the presence of the two Raman lasers set far detuned from the two photon transition, we measure the effect of the DLS as a shift δ_{DLS} of the resonance. We use this method to set the DLS to zero adjusting the ratio between the two Raman lasers. Once this power ratio adjusted, we measure, using the same method, the change of the light shift as a function of the frequency of $R2$ ($\nu_{R2} = \nu^0_{R2} + \delta\nu_{R2}$), keeping the frequency of $R1$ fixed. Here, we deliberately change the frequency of only one laser (and not the frequencies of the two lasers by the same amount) in order to emphasize the effect. Indeed, under this condition, we calculate using Eqs. (3) and (4) a change of ΔDLS of 41.3 Hz/MHz, about one order of magnitude larger than that while changing both laser frequencies (5 Hz/MHz) and thus easier to resolve. The results of the measurements are displayed on Fig. 3. We find a linear trend, of 41(1) Hz/MHz, in perfect agreement with the calculation, which validates our evaluation of the light shift for these lasers parameters.

C. Measurement of the effect of the DLS on the interferometer

In a second series of measurements, we measure the effect of the DLS onto the phase of an atom interferometer. We now turn back the Raman lasers on resonance onto the two-photon transition in order to drive the atom interferometer. After their release, atoms are selected in velocity and prepared in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state using a sequence of microwave, pusher, and Raman pulses. The Mach-Zehnder type interferometer realized with three Raman pulses ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) is performed in

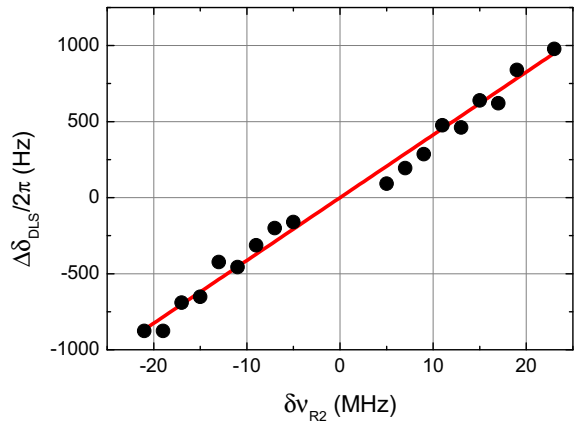


FIG. 3. (Color online) Differential light shift as a function of the change $\delta\nu_{R2}$ in the frequency of the second Raman laser ($R2$). Dots: measurements. Red continuous line: calculation.

$2T = 160$ ms. To keep the Raman lasers (of frequency ω_1 and ω_2, and wave vector k_1 and k_2) resonant with the atoms during their fall, the frequency of one of the two Raman lasers is chirped in order to compensate for the linearly increasing Doppler effect.

The total phase shift at the output of the interferometer is then given by $\Delta\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}T^2 - \alpha T^2$, where $\Delta\Phi$ is the phase difference between the two arms of the interferometer, $\vec{k}_{\text{eff}}$ the wave vector driving the atomic transitions ($\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$), and α the rate of the frequency chirp [Fig. 4(a)].

Figure 4 represents the frequencies of the two Raman lasers during the interferometer, in the case where the wave vector $\vec{k}_{\text{eff}}$ is pointing downward ($k_\downarrow$). We now call α_i the frequency chirp of Raman laser R_i. In case (a), the frequency of the first Raman laser $R1$ is kept fixed while the frequency of Raman laser $R2$ is chirped ($\alpha_1 = 0; \alpha_2 = -\alpha$). This setting corresponds to the measurement procedure we have used so far. In case (b), both Raman lasers are chirped in opposite directions, with $\alpha_1 = \alpha/2; \alpha_2 = -\alpha/2$, so that their frequencies are fixed in the atomic frame. In that case, there is no change of the light shift, and thus no bias in the g measurement. As the difference in the g measurements between cases (a) and (b) is expected to be small, and potentially difficult to resolve, we magnify the effect in case (c) by increasing the frequency chirps applied to the lasers, while keeping their difference equal to α. In practice, we apply chirp rate of $m\alpha$ to $R1$, and $(m-1)\alpha$ to $R2$, with m an integer ranging in between -4 and $+4$. Then we performed differential gravity measurements between cases (a) and (c) as a function of m. To remove most of the systematics effects, a g measurement is obtained from the average of interleaved measurements performed with $\vec{k}_{\text{eff}}$ oriented upward and downward [9]. Such a g measurement is in principle still biased by the Coriolis force, wavefront aberrations and the TPLS, but these biases are expected to be independent from the way the chirp rates are applied to the lasers. They are thus common to all cases and have no impact on the gravity differences between these cases.

Figure 5 displays the results of the differential measurements between cases (a) and (c), for different Raman detunings Δ of -0.523 GHz and -1.523 GHz at the full intensity of the Raman lasers. We find linear trends for each detuning with slopes of $-1.45(3)$ μGal/m at -0.523 GHz and $1.22(19)$ μGal/m at -1.523 GHz. Multiplying these slopes by $m = -0.5$ gives the difference between cases (a) and (b), and thus the expected bias on the gravity measurement when operating the gravimeter with the settings of case (a). We repeat the above measurement to determine the bias at other Raman detunings keeping the Raman intensity (I) at maximum and display the results on Fig. 2 as full triangles. As the Rabi frequency scales as I/Δ, measurements at different detunings correspond to different Rabi frequencies and thus different Raman pulse durations. Using the same procedure, we also performed measurements at half Raman laser intensity, displayed as opened triangles, and finally at a fixed Rabi frequency of

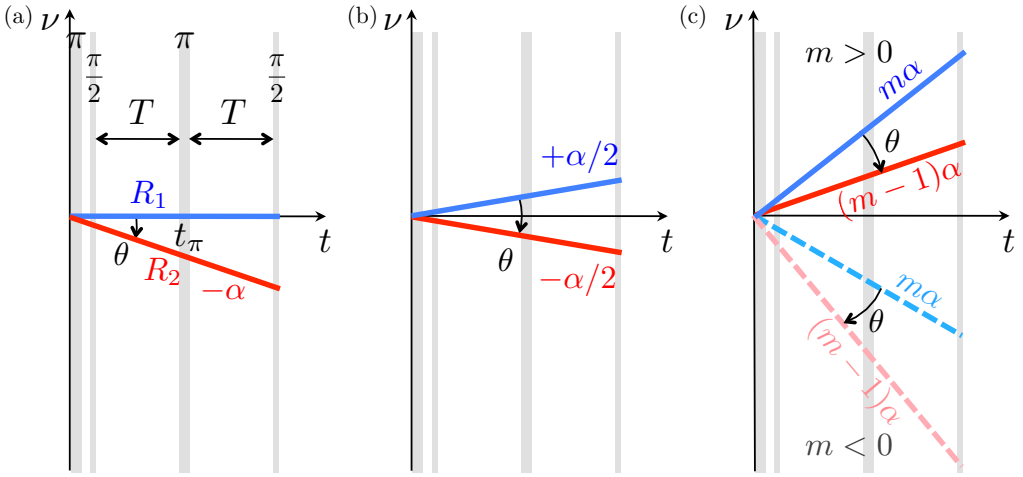


FIG. 4. (Color online) Frequencies of the two Raman lasers $R1$ (in blue) and $R2$ (in red) during the interferometer for an effective wave vector pointing downwards. The Raman π velocity selection pulse and the $\pi/2 - \pi - \pi/2$ interferometer pulses are represented in gray. Three cases are studied here: (a) the usual case used before this study: $R1$ is constant ($\alpha_1 = 0$) and only $R2$ is chirped at $\alpha_2 = -\alpha$. (b) both $R1$ and $R2$ are chirped at $\alpha_1 = +\alpha/2$ and $\alpha_2 = -\alpha/2$ respectively. (c) $R1$ is chirped at $\alpha_1 = m\alpha$, and $R2$ is chirped at $\alpha_2 = (m-1)\alpha$. Here, m is the magnification factor that ranges from -4 to $+4$.

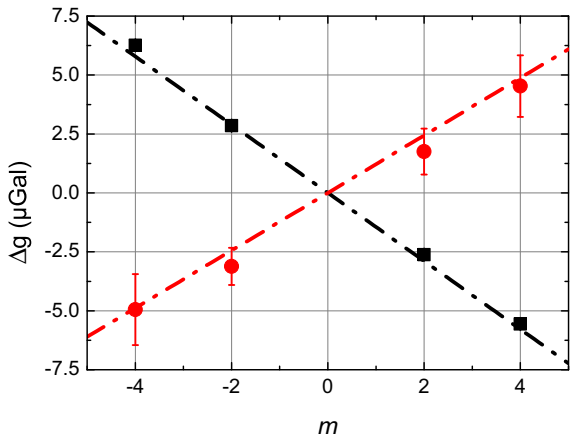


FIG. 5. (Color online) Differential g measurements, corresponding to the difference between cases (a) and (c) of Fig. 4, as a function of the magnification m of the chirp rate on the laser $R1$, ranging from -4α to $+4\alpha$. Black squares: $\Delta = -0.523$ GHz, red dots: $\Delta = -1.523$ GHz. The lines are linear fit to the data with forced zero intercept for each data set.

11.4 kHz, displayed as dots in Fig. 2. In the latter configuration, we vary the intensity of the Raman lasers with the detuning in order to keep the Rabi frequency and thus the pulse durations constant. These three series give similar results, which confirm that the effect is independent of the Rabi frequency. When compared with the result of the calculation of Sec. II, we obtain the correct trend, though the measured effect is weaker. For a better comparison we performed a Monte Carlo simulation of the interferometer [19], taking into account our experimental parameters. The atoms are drawn randomly in a Gaussian position distribution of $\sigma = 0.5$mm and in a Lorentzian b velocity distribution [20,21] [$f(v) = A/(1 + (v - v_0)^2/v_c^2)^b$], with parameters $v_c = 16.5$ mm and $b = 2.4$. The Raman beam is modeled with a Gaussian beam of 12mm waist ($1/e^2$ radius). The simulation includes the effect of the Raman velocity selection and the response of the detection [9,19]. It calculates the evolution of the atomic state in the interferometer, taking into account the trajectory of the atoms in the laser beams (and thus the coupling inhomogeneities), the Raman light shifts, as well as other effects, which are not relevant here (such as the Coriolis acceleration and the TPLS). The result of the simulation is displayed as a gray filled area as it takes into account the uncertainty in the experimental parameters. In particular, we estimate that the adjustment of the Raman pulse parameters can deviate from optimal settings ($\Omega\tau_{\pi/2} = \pi/2$) by 5% at most from measurement to measurement. The agreement with the measurements is better, though we find resolved differences between measurements and calculations of up to 0.2 μGal for larger values of the detuning.

IV. FINITE SPEED OF LIGHT

The propagation delay due to the finite speed of light introduces a bias on the g measurement in classical free-falling corner-cube gravimeters [16]. Similar effects have been put in evidence in atom gravimeters: a significant bias of up to 10.4 μGal was found in Ref. [8] when dropping atoms and performing the measurement for a single orientation of the Raman wave nvector.

To calculate this effect, we express the total interferometer phase shift $\Delta\Phi_{\rm tot}$ following [22]:

$$\Delta\Phi_{\rm tot} = \phi(-T,\vec{z}) - 2\phi(0,\vec{z}) + \phi(T,\vec{z})$$

with the Raman laser phase difference ϕ imprinted on the atomic phase at the three pulses $\pi/2 - \pi - \pi/2$, considering that the π pulse occurs at $t = t_\pi = 0$.

Taking into account the delay due to the propagation of the light from the very position where the phase difference between the lasers is measured (and phase locked) to the position of the atoms, we find, after some algebra,

$$\Delta\Phi_{\rm tot} = (\alpha_1 - \alpha_2)T^2 - (\omega_{1,0}\widehat{k_1} - \omega_{2,0}\widehat{k_2}) \cdot \frac{\vec{g}}{c}T^2 - 2(\alpha_1\widehat{k_1} - \alpha_2\widehat{k_2})\frac{\vec{v}_0}{c}T^2, \quad (7)$$

with $\omega_{1,0}$, $\omega_{2,0}$, and $\vec{v}_0$ the Raman laser frequencies and the atom velocity at $t = 0$; $\widehat{k_1}$ and $\widehat{k_2}$ are unit vectors along the direction of propagation of the lasers. By determining the position of the dark fringe, for which $\Delta\Phi_{\rm tot} = 0$, we extract from Eq. (7) the value of g,

$$g = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{k_{\rm eff}} + 2\frac{v_0}{c}\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{k_{\rm eff}}, \quad (8)$$

with $\vec{k}_{\rm eff} = (\omega_{1,0}\widehat{k_1} - \omega_{2,0}\widehat{k_2})/c$ the effective wave vector at the π pulse.

Introducing $g_0 = (\alpha_1 - \alpha_2)/k_{\rm eff}$, Eq. (8) gives:

$$g = g_0\left(1 + 2\frac{v_0}{c}\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 - \alpha_2}\right), \quad (9)$$

which is identical to Eq. (48) of Ref. [8]. This equation shows that if the Raman lasers are not chirped symmetrically, the value of g deviates from g_0. In our case, where we usually operate according to case (a) of Fig. 4, we find a correction that amounts to 6.15 μGal for a single $\vec{k}_{\rm eff}$ measurement, as the velocity at the π pulse is $v_0 = 0.94$m/s.

Magnifying the chirp rate of the $R1$ and $R2$ frequency by m, we expect a linear scaling of this correction as a function of m according to

$$\Delta g = 4mg_0v_0/c. \quad (10)$$

This gives a correction of $(12.29 \times m)\mu$Gal.

In fact, the sign of this correction depends on the orientation of $\vec{k}_{\rm eff}$. When alternating the $k_\uparrow$ and $k_\downarrow$ configurations, this effect is removed when calculating the averaged value $g_{\rm mean} = \frac{1}{2}\sum_g = \frac{1}{2}(g_\uparrow + g_\downarrow)$, and thus does not contribute to the results of the previous section. Alternatively, this correction can be obtained by calculating half the difference ($\frac{1}{2}\Delta_g$). To separate this contribution from other systematic effects that affect this difference, we perform differential measurement taking the $m = 0$ case as a reference according to

$$\Delta g_{\rm eq} = \tfrac{1}{2}(g_\uparrow - g_\downarrow)_{m=0} - \tfrac{1}{2}(g_\uparrow - g_\downarrow)_m. \quad (11)$$

Results are displayed on Fig. 6 for two different Raman detunings $\Delta = -0.523$ GHz and $\Delta = -1.523$ GHz. The figure shows, as expected, no dependence in the detuning Δ, and

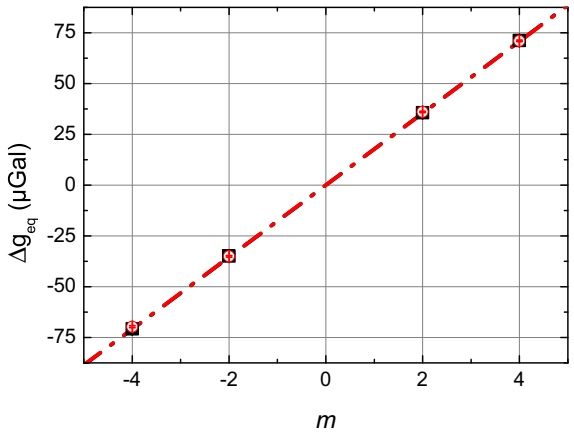


FIG. 6. (Color online) Measurement of Δg_{eq} according to Eq. (11), as a function of the magnification m of the chirp rate on the laser $R1$, ranging from -4α to $+4\alpha$. Black squares: $\Delta = -0.523$ GHz, red dots: $\Delta = -1.523$ GHz. The (nearly overlapping) lines are a linear fit to the data with forced zero intercept for each data set.

linear behaviors of 17.73(4) μGal for $\Delta = -0.523$ GHz and 17.68(6) μGal for $\Delta = -1.523$ GHz, respectively.

These slopes differ from the result of Eq. (10). This arises from the fact that, in the experiment, the effective wave vector at the π pulse varies with m, contrary to the calculation leading to Eq. (10). This leads to an additional contribution given by

$$\Delta g = 2mgt_{\pi}/c, \tag{12}$$

where t_{π} is the duration between the start of the chirp and the moment of the π pulse. It amounts to $(5.50 \times m)\mu$Gal. Adding Eqs. (10) and (12), we find 17.79 μGal in very good agreement with the measured slopes. This confirms our expectation that alternating between two opposite directions of the Raman wave vector $\vec{k}_{\mathrm{eff}}$ allows us to separate the effect of finite speed of light from that related to the change of the light shift induced by the chirp of the Raman lasers. Thus, the measurements of Sec. III are not affected by the finite speed of light. Moreover, it strengthens our claim that our k-reversal protocol for measuring g rejects the effect of the finite speed of light, as stated in the accuracy budgets of the CAG when participating to metrological international comparisons [11,23–27].

V. CONCLUSION

We have shown that chirping only one of the two Raman lasers to compensate for the change in the Doppler shift in a Raman interferometer-based gravimeter induces a time-dependent light shift, which leads to a phase shift. As this phase shift depends on the direction of the Raman wave vector, it leads to a bias in the gravity measurement that is not suppressed by the k-reversal technique. We have measured the amplitude of this bias for our typical parameters, which amounts to 0.30(2) μGal. This bias, which is smaller than our current claimed accuracy of 4.3 μGal, was not accounted for in our previous measurements, and in particular, during the international comparison campaigns in which we participated.

We have performed measurements of this effect as a function of the Raman detuning, and show that this shift is independent of the Rabi frequency and varies from 0.6 μGal to -0.5 μGal when the detuning varies from -0.5 GHz to -1.5 GHz.

This effect decreases for increasing interferometer durations and thus is lower for the atomic fountain geometries, such as in Refs. [8,10,28,29], than when the atoms are simply dropped [30–32]. In any case, it can be suppressed by chirping both Raman lasers in opposite directions. In this case, the frequencies of the lasers are constant in the frame of the atoms during their fall, so that the light shift, if any, is fixed, and rejected by the symmetry of the interferometer.

We have also performed a study of the influence of the finite speed of light, which is the subject of recent controversy in the context of free-falling corner-cube gravimeters [33–38]. Our measurements confirm the validity of the analysis of Ref. [8] for the case of an atom gravimeter.

ACKNOWLEDGMENTS

B.C. thanks the Labex FIRST-TF for financial support. Authors thanks A. Landragin for useful discussions and B. Fang for carefully reading and correcting the manuscript. This research is carried on within the kNOW project, which acknowledges the financial support of the EMRP. The EMRP was jointly funded by the European Metrology Research Programme (EMRP) participating countries within the European Association of National Metrology Institutes (EURAMET) and the European Union.

[1] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A, **140**, 10 (1989).
[2] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[3] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, Ch. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
[4] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, Ph. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **97**, 010402 (2006).
[5] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. A **65**, 033608 (2002).
[6] 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).
[7] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, Classical Quant. Grav. **17**, 2385 (2000).
[8] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **61**, 38 (2001).
[9] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, New J. Phys. **13**, 065025 (2011).

[10] 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).
[11] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, S. Merlet, Metrologia **51**, L15 (2014).
[12] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Appl. Phys. B **59**, 217 (1994).
[13] T. E. Mehlstäubler, J. Le Gouët, S. Merlet, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, in *Proceedings of the XLIIth Rencontres de Moriond "Gravitational waves and experimental gravity"*, edited by J. Dumarchez and J. Trân Thanh Vân (Thê' Gió'i Publishers, Vietnam, 2007), pp. 323–333.
[14] S. Zhan, X-C. Duan, M-K. Zhou, H-B. Yao, W-J. Xu and Z-K. Hu, Opt. Lett. **40**, 29 (2015).
[15] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. P. Dos Santos, A. Landragin, Phys. Rev. A **78**, 043615 (2008).
[16] K. Kuroda and N. Mio, Metrologia **28**, 75 (1991).
[17] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. A, **45**, 342 (1992).
[18] 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).
[19] P. Gillot, B. Cheng, S. Merlet and F. Pereira Dos Santos, Phys. Rev. A (unpublished).
[20] T. Farah, P. Gillot, B. Cheng, A. Landragin, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, Phys. Rev. A **90**, 023606 (2014).
[21] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, and C. Williams, Phys. Rev. Lett. **85**, 3117 (2000).
[22] Ch. J. Bordé, C. R. Acad. Sci. Paris, **t.2, série IV**, 509 (2001).
[23] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, O. Gitlein, and L. Timmen, Metrologia **47**, L9 (2010).
[24] A. Louchet-Chauvet, S. Merlet, Q. Bodart, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, H. Baumann, G. D'Agostino, and C. Origlia, IEEE Trans. Instr. Meas. **60**, 2527 (2011).
[25] Z. Jiang *et al.*, Metrologia **49**, 666 (2012).
[26] O. Francis *et al.*, Metrologia **50**, 257 (2013).
[27] O. Francis *et al.*, Metrologia **52**, 07009 (2015)
[28] L. Zhou, Z-Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W-C. Peng, Y-B. Wang, P. Xu, J. Wang and M-S. Zhan, Chin. Phys. Lett. **28**, 013701 (2011).
[29] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, Appl. Phys. B **113**, 49 (2013)
[30] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, Appl. Phys. Lett. **96**, 134101 (2010).
[31] Y. Bidel, O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, and A. Bresson, Appl. Phys. Lett. **102**, 144107 (2013).
[32] B. Wu, Z. Wang, B. Cheng, Q. Wang, A. Xu, and Q. Lin, Metrologia **51**, 452 (2014).
[33] V. D. Nagornyi, Y. M. Zanimonskiy, and Y. Y. Zanimonskiy, Metrologia **48**, 101 (2011).
[34] Ch. Rothleitner and O. Francis, Metrologia **48**, 187 (2011).
[35] V. D. Nagornyi, Y. M. Zanimonskiy, and Y. Y. Zanimonskiy, Metrologia **48**, 437 (2011).
[36] Ch. Rothleitner and O. Francis, Metrologia **48**, 442 (2011).
[37] Ch. Rothleitner, T. M. Niebauer and O. Francis, Metrologia **51**, L9 (2014).
[38] H. Baumann, F. Pythoud, D. Blas, S. Sibiryakov, A. Eichenberger, and E. E. Klingelé, Metrologia **52**, 635 (2015).

Bibliographie

[1] I Marson and JE Faller. g-the acceleration of gravity: its measurement and its importance. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 19(1):22, 1986.

[2] H Preston-Thomas, LG Turnbull, E Green, TM Dauphinee, and SN Kalra. An absolute measurement of the acceleration due to gravity at ottawa. *Canadian Journal of Physics*, 38(6):824–852, 1960.

[3] TM Niebauer, GS Sasagawa, JE Faller, R Hilt, and Fred Klopping. A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 32(3):159, 1995.

[4] WA Prothero Jr and JM Goodkind. A superconducting gravimeter. *Review of Scientific Instruments*, 39(9):1257–1262, 1968.

[5] Achim Peters, Keng Yeow Chung, and Steven Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1):25, 2001.

[6] Mark Kasevich and Steven Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical review letters*, 67(2):181, 1991.

[7] Jean Lautier-Blisson. *Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2014.

[8] Louis De Broglie. Waves and quanta. *Nature*, 112:540, 1923.

[9] Christian Jean Bordé. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics letters A*, 140(1-2):10–12, 1989.

[10] M Kasevich and S Chu. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 54(5):321–332, 1992.

[11] Sébastien Merlet. *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt.* PhD thesis, Observatoire de Paris, 2010.

[12] Patrick Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2006.

[13] Yvan RP Sortais. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de 87Rb et 133Cs; Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2001.

[14] Alexis Bonnin. *Interférométrie Simultanée avec Deux Espèces Atomiques 87Rb/85Rb et Applications aux Mesures Inertielles*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2015.

[15] Paul Hamilton, Matt Jaffe, Justin M Brown, Lothar Maisenbacher, Brian Estey, and Holger Müller. Atom interferometry in an optical cavity. *Physical review letters*, 114(10):100405, 2015.

[16] Alex Sugarbaker. *Atom interferometry in a 10 m fountian*. PhD thesis, Standford Univerity, 2014.

[17] L Zhou, ZY Xiong, W Yang, B Tang, WC Peng, K Hao, RB Li, M Liu, J Wang, and MS Zhan. Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement. *General Relativity and Gravitation*, 43(7):1931–1942, 2011.

[18] Hubert Ammann and Nelson Christensen. Delta kick cooling: A new method for cooling atoms. *Physical review letters*, 78(11):2088, 1997.

[19] Manuel Andia, Raphael Jannin, François Nez, François Biraben, Saïda Guellati-Khélifa, and Pierre Cladé. Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice. *Physical Review A*, 88(3):031605, 2013.

[20] Renée Charrière, Malo Cadoret, Nassim Zahzam, Yannick Bidel, and Alexandre Bresson. Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and bloch oscillations. *Physical Review A*, 85(1):013639, 2012.

[21] Thomas Léveque, A Gauguet, Franck Michaud, F Pereira Dos Santos, and Arnaud Landragin. Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Physical review letters*, 103(8):080405, 2009.

[22] Nicola Malossi, Quentin Bodart, Sébastien Merlet, Thomas Léveque, Arnaud Landragin, and F Pereira Dos Santos. Double diffraction in an atomic gravimeter. *Physical Review A*, 81(1):013617, 2010.

[23] P Berg, S Abend, G Tackmann, C Schubert, E Giese, WP Schleich, FA Narducci, W Ertmer, and EM Rasel. Composite-light-pulse technique for high-precision atom interferometry. *Physical review letters*, 114(6):063002, 2015.

[24] Sheng-wey Chiow, Tim Kovachy, Hui-Chun Chien, and Mark A Kasevich. 102 k large area atom interferometers. *Physical review letters*, 107(13):130403, 2011.

[25] George John Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. Technical report, DTIC Document, 1987.

[26] Patrick Cheinet, Benjamin Canuel, Franck Pereira Dos Santos, Alexandre Gauguet, Florence Yver-Leduc, and Arnaud Landragin. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 57(6):1141–1148, 2008.

[27] Patrick Cheinet, Benjamin Canuel, Franck Pereira Dos Santos, Alexandre Gauguet, Florence Yver-Leduc, and Arnaud Landragin. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer. *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, 57(6):1141–1148, 2008.

[28] Sachiko Tanaka. Tidal triggering of earthquakes precursory to the recent sumatra megathrust earthquakes of 26 december 2004 (mw 9.0), 28 march 2005 (mw 8.6), and 12 september 2007 (mw 8.5). *Geophysical Research Letters*, 37(2), 2010.

[29] Yoshiaki Tamura. A harmonic development of the tide-generating potential. *Bull. Inf. Marées Terrestres*, 99:6813–6855, 1987.

[30] Sébastien Merlet, Alexander Kopaev, Michel Diament, Gérard Geneves, Arnaud Landragin, and Franck Pereira Dos Santos. Micro-gravity investigations for the lne watt balance project. *Metrologia*, 45(3):265, 2008.

[31] David W Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2):221–230, 1966.

[32] Richard J Warburton and John M Goodkind. The influence of barometric-pressure variations on gravity. *Geophysical Journal International*, 48(3):281–292, 1977.

[33] JB Merriam. Atmospheric pressure and gravity. *Geophysical Journal International*, 109(3):488–500, 1992.

[34] John M Wahr. Deformation induced by polar motion. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 90(B11):9363–9368, 1985.

[35] Julien Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu: sensibilité limite et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2008.

[36] Quentin Bodart. *Gravimétrie atomique, amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2010.

[37] Daniel A Steck. Rubidium 87 d line data, 2001.

[38] David L Butts, Joseph M Kinast, Krish Kotru, Antonije M Radojevic, Brian P Timmons, and Richard E Stoner. Coherent population trapping in raman-pulse atom interferometry. *Physical Review A*, 84(4):043613, 2011.

[39] Bing Cheng, Pierre Gillot, Sébastien Merlet, and Franck Pereira dos Santos. Coherent population trapping in a raman atom interferometer. *arXiv preprint arXiv:1606.02843*, 2016.

[40] Anne Louchet-Chauvet, Tristan Farah, Quentin Bodart, André Clairon, Arnaud Landragin, Sébastien Merlet, and Franck Pereira Dos Santos. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New Journal of Physics*, 13(6):065025, 2011.

[41] Tristan Farah, Pierre Gillot, Bing Cheng, Arnaud Landragin, Sébastien Merlet, and F Pereira Dos Santos. Effective velocity distribution in an atom gravimeter: effect of the convolution with the response of the detection. *Physical Review A*, 90(2):023606, 2014.

[42] A Gauguet, TE Mehlstäubler, Thomas Lévèque, J Le Gouët, W Chaibi, B Canuel, Andre Clairon, F Pereira Dos Santos, and Arnaud Landragin. Off-resonant raman transition impact in an atom interferometer. *Physical Review A*, 78(4):043615, 2008.

[43] Bing Cheng, Pierre Gillot, Sébastien Merlet, and Franck Pereira dos Santos. Influence of chirping the raman lasers in an atom gravimeter: Phase shifts due to the raman light shift and to the finite speed of light. *Physical Review A*, 92(6):063617, 2015.

[44] Bastian Leykauf; Vladimir Schkolnik; Christian Freier; Matthias Hauth; Achim Peters;. The effect of wavefront aberrations in atom interferometry, 2014.

[45] G Santarelli, A Clairon, SN Lea, and GM Tino. Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 ghz. *Optics communications*, 104(4-6):339–344, 1994.

[46] P Cheinet, F Pereira Dos Santos, T Petelski, J Le Gouët, J Kim, KT Therkildsen, A Clairon, and A Landragin. Compact laser system for atom interferometry. *Applied Physics B*, 84(4):643–646, 2006.

[47] Gary C Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Optics Letters*, 5(1):15–17, 1980.

[48] Erling Riis, David S Weiss, Kathryn A Moler, and Steven Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Physical Review Letters*, 64(14):1658, 1990.

[49] K Dieckmann, RJC Spreeuw, M Weidemüller, and JTM Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58(5):3891, 1998.

[50] Alan L Migdall, John V Prodan, William D Phillips, Thomas H Bergeman, and Harold J Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Physical Review Letters*, 54(24):2596, 1985.

[51] Steven Chu, JE Bjorkholm, A Ashkin, and Alex Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, 57(3):314, 1986.

[52] EL Raab, M Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and David E Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23):2631, 1987.

[53] Y Sortais, S Bize, C Nicolas, A Clairon, Ch Salomon, and C Williams. Cold collision frequency shifts in a 87 rb atomic fountain. *Physical Review Letters*, 85(15):3117, 2000.

[54] Kathryn Moler, David S Weiss, Mark Kasevich, and Steven Chu. Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions. *Physical Review A*, 45(1):342, 1992.

[55] Julien Le Gouët, TE Mehlstäubler, Jaewan Kim, Sébastien Merlet, Andre Clairon, Arnaud Landragin, and F Pereira Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B*, 92(2):133–144, 2008.

[56] Min-Kang Zhou, Zhong-Kun Hu, Xiao-Chun Duan, Bu-Liang Sun, Le-Le Chen, Qiao-Zhen Zhang, and Jun Luo. Performance of a cold-atom gravimeter with an active vibration isolator. *Physical Review A*, 86(4):043630, 2012.

[57] Joel M Hensley, Achim Peters, and Steven Chu. Active low frequency vertical vibration isolation. *Review of scientific instruments*, 70(6):2735–2741, 1999.

[58] M Hauth, C Freier, V Schkolnik, A Senger, M Schmidt, and A Peters. First gravity measurements using the mobile atom interferometer gain. *Applied Physics B*, 113(1):49–55, 2013.

[59] Jean Lautier, Laurent Volodimer, Thomas Hardin, Sebastien Merlet, Michel Lours, F Pereira Dos Santos, and Arnaud Landragin. Hybridizing matter-wave and classical accelerometers. *Applied Physics Letters*, 105(14):144102, 2014.

[60] Pierre Gillot, Bing Cheng, Sébastien Merlet, and Franck Pereira Pereira Dos Santos. Limits to the symmetry of a mach-zehnder-type atom interferometer. *Physical Review A*, 93(1):013609, 2016.

[61] David S Weiss, Brenton C Young, and Steven Chu. Precision measurement of h/m cs based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. *Applied physics B*, 59(3):217–256, 1994.

[62] http://www.microglacoste.com/absolutemeters.php.

[63] Olivier Francis, Henri Baumann, Tomas Volarik, Christian Rothleitner, Gilbert Klein, Marc Seil, Nicolas Dando, Ray Tracey, Christian Ullrich, Stefaan Castelein, et al. The european comparison of absolute gravimeters 2011 (ecag-2011) in walferdange, luxembourg: results and recommendations. *Metrologia*, 50(3):257, 2013.

[64] Olivier Francis, Henri Baumann, Christian Ullrich, Stefaan Castelein, Michel Van Camp, Mauro Andrade de Sousa, Rodrigo Lima Melhorato, Chunjian Li, Jinyi Xu, Duowu Su, Shuqing Wu, Hua Hu, Kang Wu, Gang Li, Zhe Li, Wen-Chi Hsieh, Vojtech Pálinkás, Jakub Kostelecký, Jaakko Mäkinen, Jyri Näränen, Sébastien Merlet, Franck Pereira Dos Santos, Pierre Gillot, Jacques Hinderer, Jean-Daniel Bernard, Nicolas Le Moigne, Benjamin Fores, Olga Gitlein, Manuel Schilling, Reinhard Falk, Herbert Wilmes, Alessandro Germak, Emanuele Biolcati, Claudio Origlia, Domenico Iacovone, Francesco Baccaro, Shigeki Mizushima, Raphaël De Plaen, Gilbert Klein, Marc Seil, Remi Radinovic, Marcin Sekowski, Przemyslaw Dykowski, In-Mook Choi, Min-Seok Kim, Ana Borreguero, Sergio Sainz-Maza, Marta Calvo, Andreas Engfeldt, Jonas Agren, René Reudink, Mark Eckl, Derek van Westrum, Ryan Billson, and Brian Ellis. Ccm.g-k2 key comparison. *Metrologia*, 52(1A):07009, 2015.

[65] E Felicitas Arias, Zhiheng Jiang, Lennart Robertsson, Leonid Vitushkin, Diethard Ruess, Christian Ullrich, Dave Inglis, Jacques Liard, Ian Robinson, Wangxi Ji, Wu Shuqing, Chiungwu Lee, Vojtech Palinkas, Jaakko Mäkinen, Franck Pereira Dos Santos, Quentin Bodart, Sébastien Merlet, Shigeki Mizushima, In-Mook Choi, Henri Baumann, and Baki Karaböce. Final report of key comparison ccm.g-k1: International comparison of absolute gravimeters icag2009. *Metrologia*, 49(1A):07011, 2012.

[66] http://www.muquans.com/index.php/products/aqg.

[67] Pierre Gillot, Olivier Francis, Arnaud Landragin, F Pereira Dos Santos, and Sébastien Merlet. Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 51(5):L15, 2014.

[68] S Merlet, Q Bodart, N Malossi, A Landragin, F Pereira Dos Santos, O Gitlein, and L Timmen. Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 47(4):L9, 2010.

[69] Zhong-Kun Hu, Bu-Liang Sun, Xiao-Chun Duan, Min-Kang Zhou, Le-Le Chen, Su Zhan, Qiao-Zhen Zhang, and Jun Luo. Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Phys. Rev. A*, 88(4), oct 2013.

[70] John M Goodkind. The superconducting gravimeter. *Review of scientific instruments*, 70(11):4131–4152, 1999.

[71] Matthias Hauth. *A mobile, high-precision atom-interferometer and its application to gravity observations.* PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 2015.

[72] Olivier Francis, TM Niebauer, G Sasagawa, F Klopping, and J Gschwind. Calibration of a superconducting gravimeter by comparison with an absolute gravimeter fg5 in boulder. *Geophysical Research Letters*, 25(7):1075–1078, 1998.

[73] Michel Van Camp, Bruno Meurers, Olivier De Viron, and Thomas Forbriger. Optimized strategy for the calibration of superconducting gravimeters at the one per mille level. *Journal of Geodesy*, 90(1):91–99, 2016.

[74] Bruno Meurers. Superconducting gravimeter calibration by colocated gravity observations: results from gwr c025. *International Journal of Geophysics*, 2012, 2012.

[75] Christian Freier, Matthias Hauth, Vladimir Schkolnik, Bastian Leykauf, Manuel Schilling, Hartmut Wziontek, Hans-Georg Scherneck, Jürgen Müller, and Achim Peters. Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability. *arXiv preprint arXiv:1512.05660*, 2015.

[76] Jean-François Clément, Jean-Philippe Brantut, Martin Robert-De-Saint-Vincent, Robert A Nyman, Alain Aspect, Thomas Bourdel, and Philippe Bouyer. All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation. *Physical Review A*, 79(6):061406, 2009.

[77] Jean-Philippe Brantut. *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux*. PhD thesis, Paris-Sud XI, 2009.