



F. PEREIRA DOS SANTOS

Gravimètre à atomes froids

Cold atom gravimeter

Franck PEREIRA DOS SANTOS, Julien LE GOUËT, Tanja MEHLSTÄUBLER, Sébastien MERLET,
David HOLLEVILLE, André CLAIRON et Arnaud LANDRAGIN

LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France, franck.pereira@obspm.fr.

Résumé

Nous développons un gravimètre absolu, qui mesure l'accélération de la pesanteur g , avec des techniques d'interférométrie atomique. Notre « masse test » est constituée d'atomes froids de ^{87}Rb en chute libre. Notre instrument atteint une sensibilité de $2 \cdot 10^{-8} g$ sur 1 s, ce qui est meilleur que l'état de l'art commercial. Nous espérons atteindre une exactitude de $10^{-9} g$ voire meilleure, qui ouvrirait des nouvelles perspectives d'applications en gravimétrie. Notre instrument sera utilisé pour la mesure de gravité pour l'expérience de balance du watt du LNE.

MOTS CLÉS: INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE, ATOMES FROIDS, CAPTEURS INERTIELS, GRAVIMÉTRIE.

Abstract

We are developing an absolute gravimeter, which measures the gravity acceleration g , with atom interferometry techniques. Our “test mass” is a free-falling cloud of cold ^{87}Rb atoms. Our instrument reaches a sensitivity of $2 \cdot 10^{-8} g$ at 1 s, which is better than state of the art commercial devices. We will hopefully reach an accuracy of $10^{-9} g$ or better, which would open new perspectives for applications in gravimetry. Our instrument will be used to measure gravity for the watt balance experiment of the LNE.

KEY WORDS: ATOM INTERFEROMETRY, COLD ATOMS, INERTIAL SENSORS, GRAVIMETRY.

1. Introduction

Les interféromètres atomiques ont montré au cours des quinze dernières années des performances remarquables en terme de sensibilité aux accélérations [1], rotations [2] et gradients de gravité [3], rivalisant avec l'état de l'art des instruments plus classiques [4]. Ces instruments sont non seulement des candidats intéressants pour des applications en navigation inertielle [5,6], en cartographie (de gradient) de gravité [7] et en géodésie, mais aussi des outils d'exception pour l'étude des phénomènes

fondamentaux en physique, la mesure de la constante de structure fine [8,9], le test du principe d'équivalence, ou encore des études futures de la gravitation des échelles les plus courtes [10] à celle du système solaire [11]. Des sensibilités ultimes sont attendues pour des interféromètres atomiques dans l'espace, avec des sources d'atomes extrêmement froides, comme les condensats de Bose-Einstein [12].

Pour étudier les performances ultimes de ces instruments, nous développons un interféromètre atomique sensible à l'accélération le long de la verticale, qui permet donc de mesurer de façon absolue g , l'accélération de la pesanteur. L'excellente sensibilité de notre instrument nous permettra de réaliser une étude fine des effets systématiques qui affectent la mesure, et de pousser son exactitude à ses limites.

En outre, la réalisation de ce gravimètre s'inscrit dans le cadre du projet de Balance du watt du Laboratoire national de métrologie et d'essais [13,14], pour lequel il faut disposer d'une mesure absolue de l'accélération de la pesanteur subie par la masse d'épreuve de la balance. Pour réaliser avec la balance du watt une mesure de la constante de Planck au niveau de 10^{-8} en valeur relative, il faut mesurer g avec une exactitude meilleure. On vise donc une exactitude de $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \approx 10^{-9} g$, voire meilleure.

2. Description de l'instrument

2.1. Principe général

Un interféromètre atomique, analogue à l'interféromètre optique de Mach-Zehnder, peut être réalisé en séparant et en recombinaison les ondes de matière

[15]. Nous utilisons pour cela des transitions Raman stimulées [16] sur des atomes froids de rubidium 87 : deux faisceaux contra-propageants, dont la différence de fréquence est résonnante avec l'écart entre les deux niveaux hyperfins $|a\rangle=|5S_{1/2},F=1\rangle$ et $|b\rangle=|5S_{1/2},F=2\rangle$, induisent une transition entre ces deux niveaux. Cette transition s'accompagne d'un transfert d'impulsion égal à la différence $\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)=\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ des impulsions des deux faisceaux, ce qui permet la séparation spatiale des deux états. C'est cette séparation dans l'espace-temps des paquets d'onde qui confère à l'interféromètre sa sensibilité à l'accélération.

Suivant la durée des impulsions Raman, on obtient une séparation équiprobable des deux états (transition $\pi/2$) ou un transfert complet d'un état vers l'autre (transition π). Pour obtenir un interféromètre sensible à l'accélération de la pesanteur g , les impulsions (séparatrice $\pi/2$, miroir π , puis recombinaison $\pi/2$) sont appliquées à un nuage d'atomes en chute libre. Lors des impulsions, la différence de phase entre les faisceaux Raman au centre des paquets d'onde s'imprime sur les fonctions d'onde atomiques. On peut donc interpréter la mesure de gravité comme le résultat de la mesure du déplacement des atomes par rapport aux plans d'égale différence de phase des faisceaux Raman.

La probabilité de transition s'écrit alors [17] :

$$P = \frac{N_{|b\rangle}}{N_{|a\rangle} + N_{|b\rangle}} = \frac{1}{2} \left[1 - \cos(k_{\text{eff}} g T^2 + \phi_1^0 - 2\phi_2^0 + \phi_3^0) \right] \quad (1)$$

où $N_{|i\rangle}$ est le nombre d'atomes détectés dans l'état $|i\rangle$, T est l'intervalle de temps entre chaque impulsion, et les ϕ_i^0 sont les différences de phase entre les lasers aux trois instants successifs des impulsions. En mesurant les nombres d'atomes dans les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, on obtient la probabilité de transition, d'où l'on peut déduire g .

L'utilisation de transition Raman permet à la fois une grande séparation spatiale, et une détection aisée, qui tire partie de la bijection entre états internes (états électroniques) et externes (états d'impulsion), et qui est donc basée sur une mesure des populations dans les niveaux électroniques [15].

2.2. Intérêt des atomes froids

La formule (1) montre que la sensibilité croît comme le carré du temps que passent les atomes entre deux impulsions, d'où l'intérêt d'utiliser des atomes froids. Dans notre expérience, dont on trouvera un schéma de principe sur la figure 1, la source d'atomes est un piège magnéto-optique de rubidium 87 à trois dimensions (PMO-3D), chargé par un flux de l'ordre de 10^9 atomes par seconde grâce à un PMO-2D. Après typiquement 50 ms de chargement, le champ magnétique est coupé et les atomes sont refroidis à une température d'environ $2,5 \mu\text{K}$. Puis les lasers sont éteints, et les atomes

tombent sous l'effet de la pesanteur. Une séquence d'impulsion micro-onde et lumineuse permet de préparer les atomes dans un des deux niveaux hyperfins, et de sélectionner ceux qui se trouvent dans l'état interne $m_F = 0$, insensible au premier ordre au champ magnétique résiduel, et au centre de la distribution en vitesse. Puis les atomes sélectionnés interagissent avec trois impulsions Raman, afin de créer l'interféromètre. L'intervalle de temps entre impulsions est de 50 ms. Enfin, les atomes sont détectés par fluorescence. Notre méthode de détection est similaire à celle qu'on utilise dans les horloges atomiques micro-ondes. Elle permet de mesurer les populations dans chacun des deux niveaux hyperfins et d'en déduire la probabilité de transition. Le taux de répétition de l'expérience est de 4 Hz.

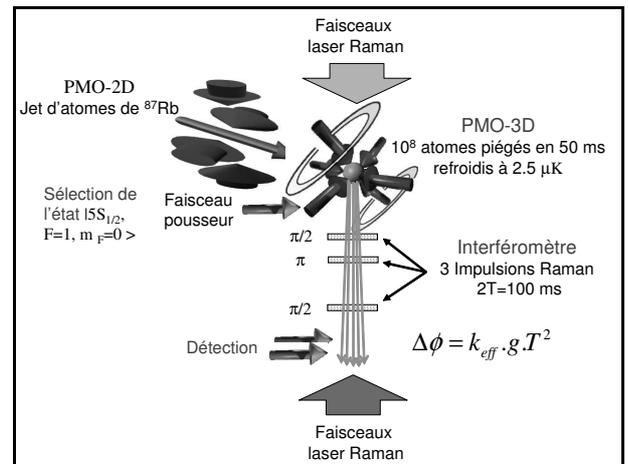


Fig. 1. – Schéma de principe du gravimètre atomique. 10^8 atomes de ^{87}Rb sont d'abord piégés dans un PMO 3D, chargé à partir d'un PMO 2D. Les atomes sont ensuite refroidis avant d'être lâchés, puis sélectionnés (en état électronique et de vitesse) avant de réaliser l'interféromètre. Leur état électronique à l'issue de l'interféromètre est enfin mesuré par fluorescence. Un cycle de mesure dure 250 ms.

2.3. Franges d'interférences

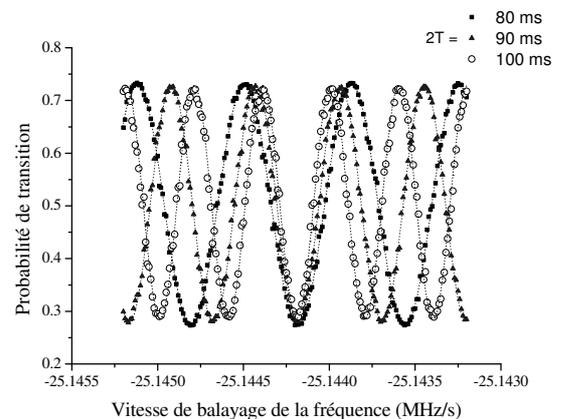


Fig. 2. – Franges d'interférences. La probabilité de transition est mesurée en fonction de la valeur de la rampe de fréquence appliquée sur les faisceaux Raman. La frange qui reste sombre indépendamment de la durée d'interrogation est celle pour laquelle la rampe compense exactement l'effet Doppler, et qui permet donc de mesurer g .

Par effet Doppler, la fréquence de résonance du processus Raman dépend de la vitesse. Lorsque les atomes sont en chute libre, il est nécessaire de balayer la différence de fréquence des faisceaux lasers Raman pour satisfaire la condition de résonance pour chaque impulsion. S'ajoute alors au déphasage gravitationnel un déphasage aT^2 ($a/2\pi$ est la vitesse de balayage en fréquence), et on enregistre les franges en faisant varier a pour chaque mesure (fig. 2). Lorsque l'effet Doppler est parfaitement compensé, le déphasage total s'annule : la frange sombre correspondante permet de déduire la valeur de g .

3. Sensibilité

La principale source de bruit à laquelle est sensible l'interféromètre est le bruit de phase des lasers : si la différence de phase entre les lasers varie aléatoirement d'une impulsion à l'autre, le déphasage $\phi_1^0 - 2\phi_2^0 + \phi_3^0$ fluctue. Les variations de ce déphasage ont deux causes principales : le bruit de phase des deux lasers, qu'on réduit par une boucle de verrouillage de phase [18,19], et les vibrations, qui déplacent les plans de phase des faisceaux contra-propageants les uns par rapport aux autres.

Nous avons étudié en détail et tâché de limiter les différentes sources de bruit susceptibles de limiter la sensibilité court terme du gravimètre.

3.1. Bruit de phase des lasers

Une chaîne de fréquence a été réalisée, qui permet de synthétiser le signal micro-onde de référence sur lequel la différence de phase des lasers Raman est asservie. Cette chaîne génère cette fréquence de référence par multiplication d'un signal à 100 MHz, obtenu à l'aide d'une combinaison de quartz à très bas bruit de phase. Le bruit de phase ajouté par la chaîne de synthèse dégrade peu les performances des oscillateurs à quartz. Les lasers Raman sont asservis en phase grâce à une boucle d'asservissement de phase de bande passante de l'ordre de 4 MHz qui permet de transposer efficacement la stabilité de phase du signal de référence sur la différence de phase entre les lasers [20].

Si on ajoute les contributions liées au bruit de phase des oscillateurs à quartz, de la chaîne de synthèse, du circuit d'asservissement de phase et des lasers hors de bande passante de l'asservissement, on trouve que le bruit de phase des lasers limite la sensibilité du gravimètre au niveau de $3 \cdot 10^{-9} g$ à 1 s.

Une autre source de bruit, peu ou pas étudiée jusqu'alors, est liée à la différence du temps de propagation des faisceaux Raman entre le banc optique et les atomes. La différence de phase au niveau des atomes est donc sensible aux fluctuations de fréquence du laser Raman maître. Nous avons calculé la fonction de transfert de la phase de l'interféromètre vis-à-vis des fluctuations de fréquence du laser maître, puis mesuré cette fonction de transfert [21]. Enfin, à l'aide de la mesure du spectre de bruit de fréquence des différents lasers, nous avons

déterminé la contribution de cet effet sur le gravimètre : $2,5 \cdot 10^{-9} g$ sur une seconde.

3.2. Vibrations

La mesure de l'accélération de la pesanteur revient en fait à mesurer la position des atomes par rapport aux plans d'égale différence de phase entre les deux faisceaux Raman (plans équiphases) au cours de trois impulsions. Il s'agit donc d'une mesure de l'accélération relative entre des atomes en chute libre, et les lasers qui sont liés au dispositif expérimental. Dans notre géométrie, où les deux faisceaux Raman sont superposés et rétro réfléchis, la position des plans équiphases dépend alors uniquement de la position du miroir de rétro réflexion, qui est situé, dans notre expérience, sous l'encontre à vide.

Plutôt que d'assurer la stabilité de ce miroir uniquement, nous avons choisi d'isoler des vibrations l'ensemble du dispositif expérimental. Nous avons testé deux types de plateformes d'isolation des vibrations, l'une passive, l'autre active. La plateforme passive nous a permis d'atteindre une meilleure atténuation des vibrations à basse fréquence, comme le montre la figure 3.

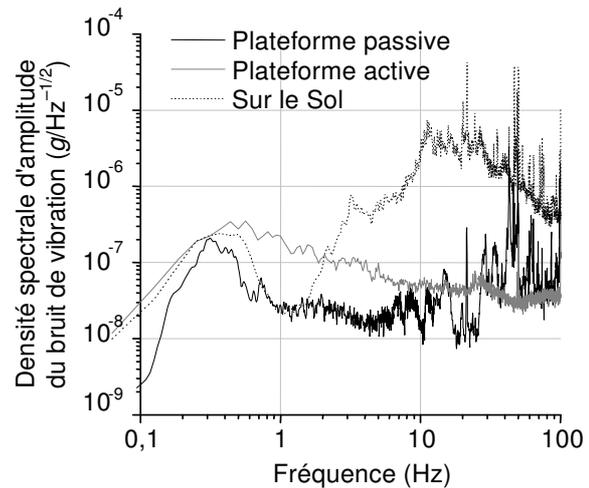


Fig. 3. – Spectres de bruit de vibrations mesurés sur le sol, et sur deux plateformes d'isolation, l'une active, l'autre passive. La plateforme passive est nettement plus efficace aux fréquences inférieures à 10 Hz, où le gravimètre est le plus sensible aux vibrations.

L'installation de l'expérience sur la plateforme d'isolation passive a finalement permis d'augmenter le temps d'interaction de plus d'un ordre de grandeur par rapport aux premières expériences où le dispositif était monté sur une table optique. Le temps d'interrogation typique est de $2T = 100$ ms.

Il s'est finalement avéré nécessaire de placer l'expérience dans un coffrage afin de l'isoler des bruits acoustiques et du flux d'air de la climatisation. La sensibilité est alors largement limitée par les vibrations résiduelles, au niveau de $7-8 \cdot 10^{-8} g/Hz^{1/2}$ pendant la journée, et de $5 \cdot 10^{-8} g/Hz^{1/2}$ la nuit.

3.3. Réjection des vibrations

Nous avons testé l'efficacité de la réjection des vibrations, dont le principe est basé sur l'acquisition du signal de vibration à l'aide d'un sismomètre à très bas bruit, et sur la correction du signal de l'interféromètre. Cette correction, qui est réalisée *a posteriori*, permet d'améliorer la sensibilité d'un facteur 2, soit $3 \cdot 10^{-8} g$. La sensibilité est alors limitée essentiellement par le bruit de vibration aux fréquences acoustiques (entre 10 Hz et 100 Hz), pour lesquelles la fonction de réponse du sismomètre n'est pas constante, mais présente une atténuation et un déphasage.

Nous avons donc cherché à en isoler l'expérience, en recouvrant les parois de la boîte en bois de lourdes plaques d'isolant acoustique. Nous avons ainsi réduit l'amplitude du bruit de vibration d'environ un ordre de grandeur dans la bande 50 Hz-100 Hz. Avec un temps d'interaction de 100 ms, nous avons alors obtenu une sensibilité de $2 \cdot 10^{-8} g$ sur 1 s.

Nous espérons améliorer encore davantage ces performances en diminuant l'influence des sources de bruit acoustique, en utilisant un sismomètre dont la bande passante est plus grande, ou bien en réalisant par filtrage numérique le redressement de la fonction de transfert du sismomètre, afin de compenser les déphasage et atténuation de son signal utile.

3.4. Bilan

D'autres sources de bruit ont aussi été étudiées (fluctuations d'intensité des faisceaux Raman, bruit de détection, stabilité du champ magnétique...). Le tableau 1 présente les sources dominantes de bruit, ainsi que leur impact sur la phase de l'interféromètre, et sur la sensibilité de la mesure de g .

Tableau 1

Contributions des sources de bruit de phase à la sensibilité de la mesure.

| Source de bruit | σ_ϕ (mrad/coup) | Sensibilité à 1 s $\sigma_g (\times 10^{-9} g)$ |
|---|------------------------------|--|
| Référence 100 MHz | 1,1 | 1,4 |
| Chaîne de fréquence | 0,6 | 0,75 |
| Bruit résiduel de l'asservissement de phase | 2,1 | 2,6 |
| Bruit de fréquence laser Maître | 2,0 | 2,5 |
| Bruit d'intensité des lasers | 0,2 | 0,25 |
| Détection | 2 | 2,5 |
| Vibrations | | |
| - sans correction, de jour | 60 | 75 |
| - avec correction, de nuit | 16 | 20 |

4. Stabilité à long terme

La figure 4 présente les fluctuations du signal mesuré par notre instrument pendant quatre jours, entre le 22 et le 26 décembre 2006. Ces variations sont liées aux marées luni-solaires (la gravité dépend de la position relative des corps célestes environnants, essentiellement la Lune et le Soleil) qui peuvent être modélisées avec une précision de quelques μGal (courbe en trait plein sur la figure 4). Cette mesure illustre l'intérêt de notre instrument pour des applications en géophysique, lorsque sa stabilité sera meilleure que le μGal . Actuellement, nous observons que l'écart entre nos mesures et le modèle de marée varie typiquement de $\pm 15 \mu Gal$. La stabilité long terme de notre mesure, une fois corrigée des variations liées à la marée, est pour l'instant limitée au niveau de quelques $10^{-9} g$ par des fluctuations incontrôlées de différents effets systématiques. L'amélioration de la stabilité long terme passe par une évaluation complète des différents effets systématiques, afin de bien connaître leur influence et de mieux les contrôler, mais aussi par une bonne modélisation des effets environnementaux susceptibles d'affecter g , tels que les effets de marée, de la pression atmosphérique, du niveau des nappes phréatiques...

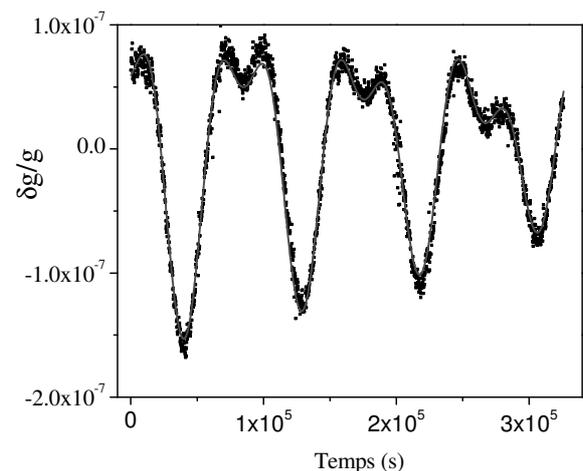


Fig. 4. – Signal de gravité (points noirs). Chaque point de mesure est moyenné sur 150 s. Le signal reproduit assez fidèlement les variations de g prédites par un modèle de marée terrestre (trace grise) qui calcule l'influence sur g de la Lune et du Soleil.

5. Exactitude préliminaire

Une fois optimisée la sensibilité de la mesure, nous avons démarré l'étude des effets systématiques qui affectent la mesure. Pour toutes les études présentées ici, nous avons utilisé une enceinte à vide préliminaire, qui avait l'avantage d'être immédiatement disponible au laboratoire quand nous avons démarré le projet, mais qui ne possède pas les propriétés requises pour minimiser certains effets systématiques (l'enceinte doit être amagnétique, les hublots d'excellente qualité optique, la détection homogène...) ou bien pour pouvoir les étudier de façon précise (accès optique en nombre suffisant, contrôle des trajectoires des atomes...). Malgré tout, nous avons

commencé à étudier la plupart de ces effets. Nous avons plus particulièrement testé l'efficacité de la réjection d'une partie d'entre eux, grâce à l'alternance de mesures réalisées en renversant le sens du vecteur d'onde effectif.

5.1. Alternance k_{eff} vers le haut / k_{eff} vers le bas

Comme indiqué plus haut, les atomes sont soumis lors des impulsions Raman à quatre faisceaux laser, dont deux seulement induisent la transition. Mais, on peut choisir de faire interagir les atomes avec une paire ou l'autre, ce qui revient à changer le signe du vecteur d'onde effectif k_{eff} , en ajustant le signe du désaccord Doppler. L'alternance de mesures réalisées en retournant le sens de k_{eff} , vers le haut puis vers le bas, permet de séparer les différents effets systématiques. Sur la demi-somme des signaux apparaissent les gradients de champ magnétique, l'effet des déplacements lumineux à un photon, ainsi que les déphasages dans les circuits électroniques. Sur la demi-différence, on retrouve le signal de gravité, perturbé par les effets d'aberrations des fronts d'onde, et par l'effet Coriolis.

Nous avons démontré une efficacité de réjection du déphasage lié au gradient de champ magnétique supérieure à 99 %. Dans notre enceinte, le gradient de champ entraîne un biais de $10^{-6}g$, ce qui donne une incertitude de $10 \mu\text{Gal}$ sur la mesure de g .

Nous avons par ailleurs démontré la réjection des déphasages électroniques : nous avons introduit volontairement un filtre supplémentaire sur le signal de référence de l'asservissement de phase, et mesuré que le biais ajouté était bien rejeté dans le signal de gravité. Des études supplémentaires seront nécessaires pour s'assurer que tous les déphasages RF, induits dans la boucle d'asservissement, le comparateur de phase et les modulateurs acousto-optiques, sont rejetés de la même manière.

5.2. Alignement vertical

Notre interféromètre mesure la projection de l'accélération le long de la direction des faisceaux Raman, qui doivent donc être parfaitement verticaux pour mesurer g . Un défaut de verticalité de $40 \mu\text{rad}$ seulement entraîne un biais de $10^{-9}g$. Nous avons réalisé l'alignement des faisceaux Raman sur la verticale en maximisant le déphasage de l'interféromètre, et mis au point une technique qui permet de réaliser cet alignement assez facilement avec une précision de l'ordre de $10 \mu\text{rad}$.

La figure 5 montre l'erreur sur la mesure de g obtenue en fonction de l'angle d'inclinaison de la plateforme, qui est correctement ajustée par une parabole.

5.3. Déplacement lumineux à deux photons

Nous avons par ailleurs mis en évidence sur le signal de gravité l'influence de la puissance des faisceaux Raman. Cet effet, inhérent à notre configuration aux faisceaux Raman rétro-réfléchis, est lié à la présence d'une seconde paire de faisceaux Raman qui n'est pas résonante

avec la transition effective Raman, et qui déplace donc la condition de résonance. Nous appelons cet effet « déplacement lumineux à deux photons », parce qu'il est lié au champ Raman effectif, pour le distinguer des déplacements lumineux à un photon, liés au couplage non résonant de chacun des lasers avec la transition électronique.

Cet effet entraîne un biais de l'ordre de $10^{-7}g$. Il augmente avec la puissance laser, et diminue quand la vitesse des atomes augmente. Un contrôle de la puissance au niveau de 1 % sera nécessaire pour contrôler cet effet au niveau de $1 \mu\text{Gal}$. On peut aussi envisager d'effectuer l'expérience avec des intensités plus faibles, mais un compromis devra être trouvé en terme de performances, puisque le contraste (ou le nombre d'atomes sélectionnés) sera plus faible.

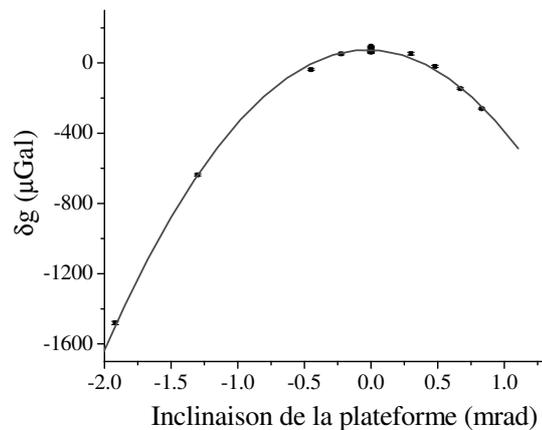


Fig. 5. – Variation de la mesure de g en fonction de l'angle d'inclinaison de la plateforme (points). Les mesures sont ajustées par une parabole, dont le sommet permet de déterminer l'inclinaison pour laquelle les faisceaux Raman sont alignés sur la verticale.

5.4. Homogénéité de la détection

Nous avons étudié l'influence de paramètres de la détection sur le signal de gravité. Nous avons observé des variations importantes du déphasage (de l'ordre de $10^{-7}g$) en fonction du désaccord et de l'intensité des faisceaux de détection, mais aussi de l'orientation des collimateurs de mise en forme de ces faisceaux. Ces différences sont liées à la convolution de l'inhomogénéité de la détection et des déphasages en fonction de la position des atomes dans le nuage. Lorsque les atomes sont éclairés avec l'intensité maximale disponible, la dépendance dans l'orientation du collimateur est minimale, ce qui est le signe d'une meilleure homogénéité de la réponse des atomes dans le nuage. Nous avons donc mis au point une nouvelle méthode de détection, en utilisant les faisceaux verticaux dans laquelle l'intensité est 50 fois plus grande. La méthode consiste à soumettre les atomes aux impulsions des lasers verticaux au moment où ils sont situés en face des photodiodes de détection. Nous avons ainsi pu montrer clairement un phénomène de saturation du déphasage en fonction de l'intensité des faisceaux, signe qu'aux fortes intensités, la détection est homogène : les

atomes fluorescent alors quasiment au taux maximal quelque soit leur position dans le faisceau laser de détection.

5.5. Effet Coriolis et Aberrations

Ces deux effets sont liés aux trajectoires transverses des atomes et constitueront probablement les effets limitant l'exactitude de l'instrument.

5.5.1. Accélération de Coriolis

L'accélération de Coriolis, qui crée un effet Sagnac, entraîne un biais sur la mesure de g . Pour un atome qui s'échappe du piège (dans la direction Est-Ouest) avec une vitesse horizontale de $100 \mu\text{m/s}$, l'effet est d'environ $1 \mu\text{Gal}$. Au regard de la largeur de la distribution transverse (de l'ordre du cm/s), cet effet est très important. Cependant, il s'inverse avec le signe de la vitesse transverse, et doit donc s'annuler en moyennant sur l'ensemble des atomes pourvu que :

- 1- la distribution de vitesse soit symétrique ;
- 2- que la vitesse moyenne soit nulle ;
- 3- que les atomes soient tous détectés avec la même efficacité.

5.5.2. Aberrations des fronts d'onde

Les aberrations optiques du hublot du bas de l'expérience, de la lame quart d'onde et du miroir de rétro réflexion induisent des distorsions des plans équiphases des deux faisceaux Raman [22]. Si les atomes ne se déplacent pas parfaitement verticalement, ils voient au cours de chaque impulsion Raman des phases Raman différentes, ce qui induit un biais sur la mesure. Pour l'aberration d'ordre le plus bas, la courbure du front d'onde, il faut, pour une température de $2,5 \mu\text{K}$, un rayon de courbure d'environ 20 km , pour limiter ce biais au niveau de $1 \mu\text{Gal}$. Les faisceaux doivent donc être parfaitement collimatés. De plus, les défauts de planéité des optiques doivent être de l'ordre du nm sur la taille du nuage (quelques millimètres).

5.5.3. Influence des paramètres du piège

Nous avons mesuré l'influence de la puissance des faisceaux lasers, de leur polarisation, ainsi que du champ magnétique sur la vitesse verticale de lâcher des atomes. Les fluctuations de cette vitesse, de l'ordre de $200 \mu\text{m/s}$ sur le long terme, sont principalement dues aux fluctuations de polarisation en sortie des fibres optiques. Des variations du même ordre sont attendues sur les axes transverses, ce qui peut induire la fluctuation des biais liés à l'accélération de Coriolis au niveau de $2 \mu\text{Gal}$.

Nous avons mesuré l'influence du déséquilibre des bras de la mélasse le long des axes horizontaux, qui communique une vitesse non nulle, mais qui déplace aussi le nuage. L'effet mesuré est de l'ordre de $3 \mu\text{Gal}$ pour 1% de variation de ce rapport. Nous trouvons un effet comparable selon les deux directions, alors qu'on attend un biais seulement dans la direction Est-Ouest si l'effet est

lié uniquement à la vitesse initiale dans le plan horizontal. Cet effet est probablement lié aux aberrations du front d'onde, qu'on ne peut séparer facilement de l'accélération de Coriolis, et qui sur le dispositif en cours d'étude sont très importantes.

Afin d'estimer l'impact des aberrations sur la mesure, nous avons étudié l'évolution de la phase de l'interféromètre en fonction de la température du nuage, et observé une forte dépendance (de l'ordre de $50 \mu\text{Gal}$ de différence quand on double la température). La modélisation précise de cet effet nécessite de connaître les aberrations optiques, que nous ne pouvons mesurer sans démonter l'enceinte à vide. L'utilisation d'optiques de meilleure planéité (hublots, lame et miroirs...) est nécessaire pour limiter ce biais.

6. Comparaisons avec le FG5 et l'A10

Nous avons accueilli dans nos locaux des gravimètres à coin de cube commerciaux afin d'effectuer une comparaison avec notre instrument à deux reprises. La première visite fut celle du FG5 de l'équipe de Hinderer, de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg en septembre 2005, quelques mois seulement après que nous ayons obtenu nos premiers signaux d'interférométrie. Nous n'avions pas alors eu assez de temps pour évaluer les biais de notre instrument, mais cette visite nous a permis de connaître la valeur de g dans notre laboratoire ($g = 980\,928\,022 \pm 2 \mu\text{Gal}$), et de comparer la sensibilité de nos deux instruments. La sensibilité du FG5 ramenée à 1 s était alors de $4 \cdot 10^{-8} g$ sur 1 s , alors que nous avons obtenu depuis dans le même environnement vibratoire $2 \cdot 10^{-8} g$ sur 1 s , soit deux fois mieux.

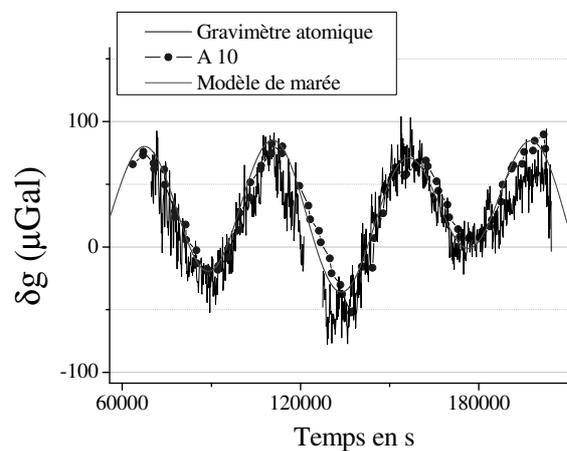


Fig. 6. – Signaux de marées enregistrés par les gravimètres atomique et à coin de cube (A10) pendant la comparaison. Les mesures de l'A10 sont moyennées pendant 15 min , celle du gravimètre sur 50 s .

Plus récemment, en mars 2007, nous avons accueilli le A10 de l'équipe de M. Diamant de l'Institut de Physique du Globe de Paris, dont la mesure est $980\,928\,028 \mu\text{Gal}$. L'écart entre leur valeur de g et celle de notre instrument, corrigée du lien entre les deux instruments, de certains effets systématiques (alignements, déplacement lumineux,

gradient de champ magnétique, gradient de gravité...), mais ni de l'effet Coriolis, ni des aberrations (que nous ne sommes pas en mesure de mesurer précisément sur le dispositif actuel), était de $16 \mu\text{Gal}$, ce qui est encourageant. La figure 6 montre les signaux de marée enregistrés par les deux instruments pendant la comparaison.

7. Séisme

La sensibilité de notre instrument et sa cadence de répétition élevée nous permettent de détecter efficacement les vibrations du sol à basse fréquence, telles que celles qu'induisent les séismes. Le 13 janvier 2007, notre instrument a enregistré le bruit d'accélération du sol lié à la propagation d'ondes de surface créées par un séisme d'amplitude 8,2 sur l'échelle de Richter, qui s'est produit près des Iles Kuril, au large du Japon. La figure 7 montre les variations du signal mesuré par notre instrument. Dans un premier temps, le niveau de bruit est augmenté de plus de deux ordres de grandeur. Deux heures après, notre instrument enregistre encore avec un très bon rapport signal à bruit le passage d'ondes de surface de période de l'ordre de 17 s. On peut remarquer que ce type de mesure n'est pas accessible avec un gravimètre à coin de cube, dont le taux de répétition (de l'ordre de 0,1 Hz) est trop lent.

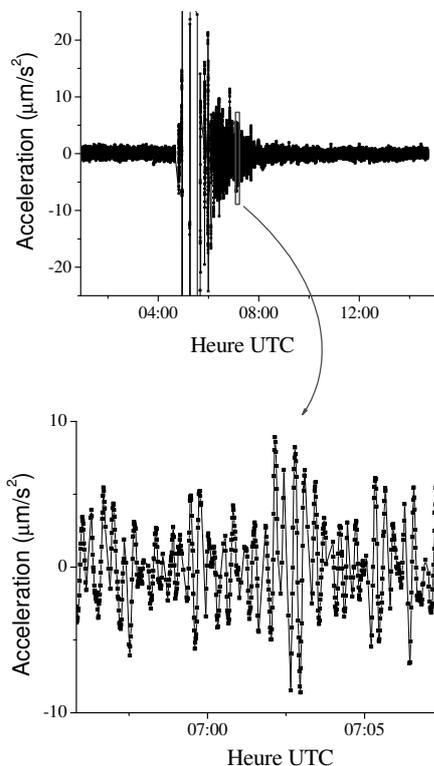


Fig. 7. – Détection du séisme du 13 janvier 2007. Lors du passage des ondes sismiques, le niveau de bruit du gravimètre augmente considérablement. On distingue dans le signal quelques heures après le début du séisme la signature d'ondes sismiques.

8. Perspectives

Une nouvelle enceinte à vide est en cours de réalisation, qui devrait permettre de mieux contrôler les effets systématiques (champ magnétique plus homogène, meilleure homogénéité de la détection, meilleure qualité des fronts d'onde...), et qui possède davantage d'accès optique pour manipuler les atomes. Nous espérons améliorer la stabilité long terme du gravimètre, et effectuer un bilan d'exactitude au niveau de $10^{-9}g$ dans les deux ans qui viennent.

Pour atteindre cet objectif, un bon contrôle des trajectoires atomiques est nécessaire afin de limiter l'effet Coriolis et les aberrations : la situation idéale est celle d'un nuage de température nulle qui tomberait parfaitement verticalement. Afin de mieux contrôler la vitesse radiale lors du lâcher des atomes, nous envisageons de piéger les atomes dans une pince optique, réalisée à l'aide d'un laser à fibre de puissance. Dans ce type de piège, on peut appliquer des techniques de refroidissement plus performantes que celle des mélasses optiques, atteindre des températures plus basses, et éventuellement produire un condensat de Bose-Einstein. Un condensat est un échantillon très dense d'atomes ultra-froids aux propriétés de cohérence intéressantes. Un inconvénient pour son utilisation pour des mesures de haute exactitude réside dans l'existence d'importantes interactions entre les atomes du nuage, qui peuvent induire des biais sur les mesures. Un compromis entre température et densité devra être trouvé pour optimiser l'apport de ce type de source à la métrologie avec des atomes froids.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier les étudiants Patrick Cheinet, Kasper Therkildsen, Torsten Petelski, ainsi que Jaewan Kim, post-doctorant, pour leur contribution dans les phases initiales de cette expérience. Ces travaux ont été réalisés avec le soutien financier du LNE, du CNRS, de l'Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF), de la DGA et de l'Union Européenne (projet FINAQS).

Références

- [1] PETERS A., CHUNG K.Y. et CHU S., "High precision gravity measurements using atom interferometry", *Metrologia*, **38**, 2001, 25-61.
- [2] GUSTAVSON T.L., LANDRAGIN A. et KASEVICH M.A., "Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope", *Class. Quant. Grav.*, **17**, 2000, 1-14.
- [3] MCGUIRK J.M., FOSTER G.T., FIXLER J.B., SNADDEN M. J., et KASEVICH M.A., "Sensitive Absolute Gravity Gradiometer Using Atom Interferometry", *Phys. Rev. A*, **65**, 2002, 033608-1-14.

- [4] NIEBAUER T.M., SASAGAWA G.S., FALLER J.E., HILT R. et KLOPPING F., "A new generation of absolute gravimeters", *Metrologia*, **32**, 1995, 159.
- [5] CANUEL B., LEDUC F., HOLLEVILLE D., GAUGUET A., FILS J., VIRDIS A., DIMARCO N., BORDÉ CH. J., LANDRAGIN A. et BOUYER P., "Six-axis inertial sensor using cold atom interferometry", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 010402-1-4.
- [6] LANDRAGIN A., CANUEL B., GAUGUET A. et TUCKEY P., « Capteur inertiel six axes fondé sur l'interférométrie atomique », *Revue française de métrologie*, **10**, 2007, 11-16.
- [7] YU N., KOHEL J.M., KELLOGG J.R. et MALEKI L., "Development of an atom-interferometer gravity gradiometer for gravity measurement from space", *Appl. Phys. B*, **84**, 2006, 647-652.
- [8] WICHT A., HENSLEY J.M., SARAJILIC E. et CHU S., "A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry", *Phys. Scr.*, T102, 2002, 82-88.
- [9] CLADÉ P., DE MIRANDES E., CADORET M., GUELLATI-KHÉLIFA S., SCHWOB C., NEZ F., JULIEN L. et BIRABEN F., "Determination of the Fine Structure Constant Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 2006, 033001.
- [10] WOLF P., LEMONDE P., LAMBRECHT A., BIZE S., LANDRAGIN A. et CLAIRON A., "From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime", *Phys. Rev. A*, **75**, 2007, 063608.
- [11] WOLF P. et al., "Quantum Physics Exploring Gravity in the Outer Solar System: The Sagas Project", arXiv:0711.0304.
- [12] NYMAN R.A., VAROQUAUX G., LIENHART F., CHAMBON D., BOUSSEN S., CLÉMENT J.-F., MÜLLER T., SANTARELLI G., PEREIRA DOS SANTOS F., CLAIRON A., BRESSON A., LANDRAGIN A. et BOUYER P., "I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity", *Appl. Phys. B*, **84**, 2006, 673-681.
- [13] GENEVÈS G. et al., "The BNM watt balance project", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **54**, 2005, 850-853.
- [14] GENEVÈS G. et al., « La balance du watt : vers une nouvelle définition de l'unité de masse ? », *Revue française de métrologie*, **9**, 2007, 3-34.
- [15] BORDÉ CH.J., "Atomic interferometry with internal state labelling", *Physics Letters A*, **140**, 1989, 10-12.
- [16] KASEVICH M. et CHU S., "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions", *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1991, 181-184.
- [17] BORDÉ CH.J., "Theoretical tools for atom optics and interferometry", *C.R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV*, 2001, 509-530.
- [18] SANTARELLI G., CLAIRON A., LEA S.N. et TINO G.M., "Heterodyne optical phase locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz", *Optics Commun.*, **104**, 1994, 339-344.
- [19] YVER-LEDUC F., CHEINET P., FILS J., CLAIRON A., DIMARCO N., HOLLEVILLE D., BOUYER P. et LANDRAGIN A., "Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor", *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **5**, 2003, S136-S142.
- [20] CHEINET P., CANUEL B., PEREIRA DOS SANTOS F., GAUGUET A., LEDUC F. et LANDRAGIN A., "Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer", A paraître dans *IEEE Trans. on Instrum. Meas.*, ArXiv, physics/0510197, 2005.
- [21] LE GOUËT J., CHEINET P., KIM J., HOLLEVILLE D., CLAIRON A., LANDRAGIN A. et PEREIRA DOS SANTOS F., "Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers", *Eur. Phys. J. D*, **44**, 2007, 419-425.
- [22] FILS J., LEDUC F., BOUYER P., HOLLEVILLE D., DIMARCO N., CLAIRON A. et LANDRAGIN A., "Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope", *Eur. Phys. J. D*, **36**, 2005, 257-260.

Article reçu le 20 décembre 2007 ; version révisée reçue le 16 avril 2008.