

Interféromètre à atomes froids : vers un gyromètre-accéléromètre de grande sensibilité

F. Leduc¹, B. Canuel¹, D. Holleville¹, N. Dimarcq¹, A. Clairon¹, J. Fils¹, Ph. Bouyer², Ch. Bordé³ et A. Landragin¹

¹*BNM-SYRTE, CNRS UMR 8630, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

²*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Bât. 503, Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France*

³*Laboratoire de Physique des Lasers, Université de Paris Nord, 93430 Villetaneuse, France*
e-mail: florence.leduc@obspm.fr

Abstract. Un gyromètre-accéléromètre de grande précision est en développement à l'Observatoire de Paris. La manipulation des paquets d'ondes atomiques associées aux atomes de Césium froids s'effectue grâce à des transitions Raman stimulées. On utilise deux sources atomiques contrapropageantes pour discriminer les signaux de rotation et d'accélération. Dans cet article, nous présentons les premières franges d'interférence, obtenues avec les deux nuages atomiques.

1. INTRODUCTION

Un capteur inertielle de grande performance est en cours de réalisation. Les sensibilités attendues avec un rapport signal à bruit de 1000 sont de 30 nrad.s⁻¹. Hz^{-1/2} en fonctionnement en gyromètre et de 4.10⁻⁸ m.s⁻².Hz^{-1/2} en fonctionnement en accéléromètre. Contrairement aux gyromètres atomiques précédents [2][3], l'accent est mis sur les performances de stabilité long terme du capteur et sur la réduction des dimensions de l'appareil, grâce à l'utilisation d'atomes refroidis par lasers. Comme dans le domaine des horloges atomiques [4], ceci doit permettre une grande amélioration de la stabilité et de la sensibilité de l'appareil.

Les applications de tels capteurs sont diverses : gravimétrie, gradiométrie, navigation inertielle, ou encore des tests de relativité générale comme ceux du principe d'équivalence ou de l'effet Lense-Thirring [5].

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU CAPTEUR INERTIEL

Le gyromètre-accéléromètre est un interféromètre à ondes atomiques, dont la source est un nuage d'atomes de Césium froids, et dont les séparatrices et miroirs sont réalisés à l'aide d'impulsions laser. Les atomes en chute libre constituent un référentiel d'inertie par rapport auquel les mouvements d'inertie du laboratoire (accélération, rotations) sont détectés en mesurant le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre.

Les atomes préalablement refroidis dans des pièges magnéto-optiques sont lancés suivant une trajectoire parabolique (cf. fig. 1), puis préparés dans un état quantique pur grâce à une cavité micro-onde. Au sommet de leur trajectoire, ils subissent une séquence d'impulsions laser de type $\pi/2-\pi-\pi/2$ qui crée un interféromètre de type Ramsey-Bordé symétrique [6], similaire à un interféromètre de Mach-Zehnder en optique (séparation cohérente du paquet d'onde en deux, déviation puis recombinaison). La manipulation des paquets d'ondes atomiques s'effectue à l'aide de deux lasers contrapropageants induisant des transitions Raman stimulées entre les états ($6S_{1/2}, F=3, m_F=0$) et ($6S_{1/2}, F=4, m_F=0$) de la transition d'horloge du Césium. A la sortie de l'interféromètre, un faisceau sonde permet de détecter par fluorescence le nombre d'atomes dans chaque état.

La probabilité P de transition atomique induite par la séquence Raman est donnée par :

$$P = \frac{1}{2} [1 + C \cos(\Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{laser})] \quad (1)$$

où C est le contraste des franges atomiques, et $\Delta\Phi_{acc}$, $\Delta\Phi_{rot}$ et $\Delta\Phi_{laser}$ les déphasages induits respectivement par l'accélération a dans la direction des faisceaux lasers réalisant les transitions Raman, par la rotation de vitesse Ω autour de l'axe perpendiculaire à l'aire orientée de l'interféromètre, et par les fluctuations de la différence de phase entre ces deux lasers. Ces déphasages ont les expressions suivantes :

$$\Delta\Phi_{rot} = 2k_{eff} \Omega VT^2 \quad (2)$$

$$\Delta\Phi_{acc} = k_{eff} aT^2 \quad (3)$$

$$\Delta\Phi_{laser} = \Phi_1(t) - 2\Phi_2(t) + \Phi_3(t) \quad (4)$$

où $k_{eff} \cong 2k_{laser}$ représente le vecteur d'onde effectif de la paire de lasers Raman, V est la projection horizontale de la vitesse atomique moyenne ($0,3 \text{ m.s}^{-1}$) et T correspond à l'intervalle de temps entre deux impulsions Raman successives (de l'ordre de 50 ms en fonctionnement nominal). Φ_i représente le déphasage entre les deux lasers Raman aux instants des trois impulsions de l'interféromètre.

Afin de distinguer l'accélération de la rotation, on utilise deux sources atomiques lancées de manière contrapropageante [7]. Le déphasage dû à la rotation dépendant du signe de la vitesse atomique, les deux sources présentent les mêmes déphasages dus à l'accélération mais des déphasages dus à la rotation opposés. Le déphasage atomique $\Delta\Phi_{laser}$ dû aux fluctuations de la différence de phase entre les deux lasers Raman est un déphasage parasite et doit être réduit afin de ne pas dégrader le rapport signal à bruit de la mesure, on réalise donc un asservissement en phase des deux lasers Raman [8].

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Afin d'obtenir un premier signal d'interférences atomiques, on utilise la sensibilité du dispositif à la phase des lasers Raman pour tracer les franges d'interférence ou bien pour se placer à flanc de frange afin d'obtenir une sensibilité maximale. D'après l'équation (4), un saut de phase contrôlé sur la phase effective $\Phi(t)$ des faisceaux Raman entre la seconde et la troisième impulsion introduit un déphasage atomique supplémentaire, mesuré à la sortie de l'interféromètre. Le tracé des franges d'interférences est obtenu en incrémentant la valeur du saut de phase à chaque cycle (cf. fig. 2).

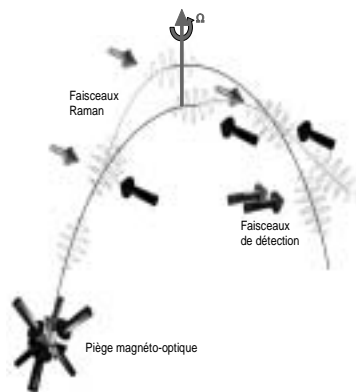


Figure 1. Schéma du gyromètre à atomes froids.

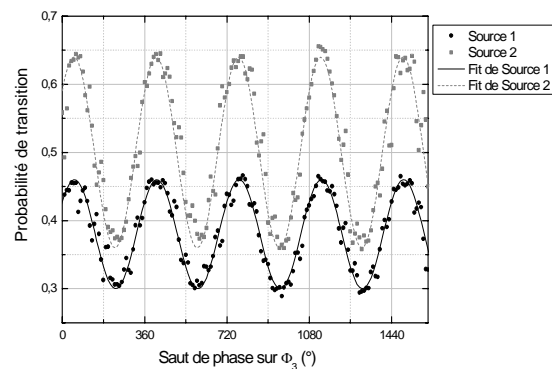


Figure 2. Franges d'interférence obtenues avec les deux sources atomiques, avec un temps d'interaction de $2T=20\text{ms}$.

Ce résultat préliminaire nous fournit des rapports signal à bruit de l'ordre de 3 en fonctionnement en accéléromètre et de 19 en fonctionnement en gyromètre. Ces valeurs sont dégradées par les vibrations parasites et par le bruit de phase résiduel sur le déphasage des deux lasers Raman. Il apparaît donc indispensable de placer le dispositif sur une plate-forme d'isolation, ce qui sera effectué prochainement. D'autre part, le faible contraste des franges s'explique par la température des nuages atomiques, laquelle est actuellement trop élevée pour atteindre les niveaux de sensibilité voulus. Les prochains travaux sont orientés vers une amélioration du banc de refroidissement, afin d'optimiser la température des atomes.

Les franges d'interférences présentées ici constituent un résultat préliminaire qui valide le principe de fonctionnement de l'appareil. Commence alors une phase d'optimisation du signal, afin d'améliorer le contraste des franges et le rapport signal à bruit de la mesure.

Références

- [1] 1997 *Atom Interferometry*, ed. Paul R. Berman, (London: Academic Press).
- [2] Riehle F, Kister Th, Witte A, Helmcke J and Bordé Ch J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177
- [3] Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M 2000 *Class. Quantum. Grav.* **17** 1
- [4] Clairon A, Laurent Ph, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N and Bahoura M 1995 *IEEE Trans Instrum. Meas.* **IM44** 128
- [5] ESA Assessment Study Report (2000) *ESA SCI 10*
- [6] Bordé Ch J 1991 in *Laser Spectroscopy X*, 239
- [7] Gustavson T L, Bouyer P and Kasevich M 1998 *Proc. SPIE* **3270** 62
- [8] Yver-Leduc F *et al*, 2003 *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **5** S136-S142