



A. LANDRAGIN

# Capteur inertiel six axes fondé sur l'interférométrie atomique

## *Six-axis inertial sensor based on atom interferometry*

Arnaud LANDRAGIN, Benjamin CANUEL, Alexandre GAUGUET et Philip TUCKEY

LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, Observatoire de Paris, 61 Rue de l'Observatoire, 75014 Paris, France, arnaud.landragin@obspm.fr.

### Résumé

Nous avons développé un capteur inertiel atomique donnant accès aux six axes d'inertie. L'appareil utilise deux nuages d'atomes froids lancés sur des trajectoires « contra-propageantes » et très incurvées. L'utilisation successive de trois paires de faisceaux Raman dans trois directions orthogonales permet de mesurer les trois axes de rotation et d'accélération. Dans ce but, nous utilisons un nouveau concept de gyromètre atomique fondé sur une géométrie en ailes de papillon. Les sensibilités actuelles des mesures et les améliorations possibles sont présentées.

**MOTS CLÉS:** INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE, ATOMES FROIDS, CAPTEUR INERTIEL, TRANSITION RAMAN STIMULÉE.

### Abstract

*We have developed an atom interferometer providing a full inertial base. The device uses two counter-propagating cold atom clouds that are launched on strongly parabolic trajectories. Three Raman beam pairs, pulsed in time, are successively applied in three orthogonal directions leading to the measurement of the three axes of rotation and acceleration. For this purpose, we introduce a new type of atom gyroscope using a butterfly geometry. We discuss the present sensitivity and possible improvements.*

**KEY WORDS:** ATOM INTERFEROMETRY, COLD ATOMS, INERTIAL SENSOR, STIMULATED RAMAN TRANSITION.

### 1. Introduction

Depuis les premières expériences de principe en 1991 [1-5], l'interférométrie atomique a notamment démontré sa très grande sensibilité aux accélérations [5, 6] et aux rotations [7]. Parmi les multiples applications envisagées,

ces expériences offrent des perspectives intéressantes pour la navigation inertielle, la géophysique et des tests de physique fondamentale [1-9]. Dans ces domaines la capacité de l'interférométrie à atomes froids à fournir des mesures stables et exactes peut apporter une réelle amélioration par rapport aux technologies existantes, comme c'est déjà le cas pour les horloges atomiques [10]. Les meilleures performances sont actuellement réalisées par des interféromètres utilisant des transitions optiques [11, 12] avec une séquence de trois impulsions Raman stimulées ( $\pi/2, \pi, \pi/2$ ) [5]. Ces impulsions couplent deux niveaux fondamentaux hyperfins ( $|6S_{1/2}, F=3, m_F=0\rangle$  et  $|6S_{1/2}, F=4, m_F=0\rangle$  pour l'atome de césium), qui se séparent spatialement lorsque les faisceaux Raman utilisés sont « contra-propageants ». Les impulsions  $\pi/2$  et  $\pi$  réalisent respectivement les séparatrices et les miroirs de l'interféromètre. Cette configuration permet de mesurer l'accélération suivant la direction de propagation des faisceaux lasers Raman. Si l'aire géométrique de l'interféromètre est non nulle, elle donne également accès à la rotation autour de la normale à l'aire orientée. Jusqu'à maintenant, les interféromètres atomiques n'ont démontré une sensibilité qu'à une seule mesure inertielle (soit une accélération, soit une rotation) bien qu'intrinsèquement sensible à au moins deux axes. Dans le but de réaliser une plate-forme d'inertie pour les applications en navigation, en géophysique et en physique fondamentale [9], les six axes (trois rotations et trois accélérations) doivent être mesurés. Ceci peut être réalisé en assemblant plusieurs capteurs inertiels comme proposé dans [9] ou en utilisant le nouvel agencement décrit dans ce papier. Les résultats présentés sont près d'un ordre de grandeur meilleurs que

ceux décrits dans [13], grâce à l'amélioration des sources atomiques (flux et température). De plus, l'étude des sensibilités à l'accélération suivant l'axe vertical et à la rotation horizontale est détaillée. Enfin une première étude de l'exactitude et du facteur d'échelle est également présentée.

## 2. Description du gyromètre multi-axes

Nous allons décrire un nouvel agencement expérimental permettant de mesurer les six axes d'inertie avec le même appareil. Les deux points clés sont l'utilisation d'une paire de faisceaux Raman unique pulsée dans le temps pour réaliser un interféromètre et le choix de trajectoires atomiques paraboliques fortement courbées. Ceci permet d'utiliser successivement trois configurations de faisceaux lasers Raman interagissant avec deux nuages d'atomes froids en trajectoires « contra-propageantes », qui donnent accès à toutes les composantes de rotation et d'accélération. Pour l'une des trois composantes de rotation, nous utilisons une nouvelle configuration dite en ailes de papillon utilisant quatre impulsions ( $\pi/2, \pi, \pi, \pi/2$ ). De plus nous décrivons une nouvelle configuration Raman pour réduire les effets systématiques introduits par les distorsions de front d'onde des faisceaux lasers Raman.

### 2.1. Détails de l'interféromètre

Dans notre expérience, environ  $10^7$  atomes de césium sont piégés à partir d'une vapeur dans un piège magnéto-optique pendant 145 ms, et sont refroidis à environ  $1 \mu\text{K}$  dans une mélasse optique. Les nuages atomiques sont lancés suivant une trajectoire parabolique, à l'aide d'une mélasse mouvante, à une vitesse de  $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , et avec un angle de  $8^\circ$  par rapport à la direction verticale. Les atomes sont alors préparés dans l'état  $|6S_{1/2}, F=3, m_F=0\rangle$  avant d'entrer dans la zone où est réalisé l'interféromètre. Au sommet de leur trajectoire, ils interagissent avec les faisceaux lasers Raman. Nous noterons par la suite  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde effectif de la transition Raman et  $\phi_1$  la différence de phase entre les deux lasers. La séquence d'interrogation est réalisée à l'aide d'une unique paire de faisceaux Raman recouvrant entièrement la zone d'interrogation. Les faisceaux sont alors allumés pendant environ  $20 \mu\text{s}$  pour réaliser les impulsions Raman. Ce procédé permet de modifier facilement la séquence temporelle d'interrogation. La vitesse des atomes et la taille des faisceaux (respectivement 30 mm et 40 mm de diamètre à  $1/e^2$  pour une orientation horizontale et verticale) imposent un temps d'interrogation maximal de 60 ms ou 80 ms. À la sortie de l'interféromètre, la probabilité de transition dépend des forces d'inertie via la différence de phase accumulée suivant les deux bras de l'interféromètre [14]. L'utilisation de transitions Raman permet de détecter l'état interne des atomes en collectant la fluorescence de chacun des deux états de sortie.

### 2.2. Configurations

Nous présentons maintenant la description du principe du capteur d'inertie six axes. La direction de sensibilité de notre appareil est définie par la direction relative des faisceaux lasers Raman par rapport à la trajectoire atomique. Les différentes configurations sont illustrées sur la figure 1. Avec une configuration classique à trois impulsions ( $\pi/2, \pi, \pi/2$ ), nous obtenons une sensibilité à la rotation d'axe vertical  $\Omega_z$  et à l'accélération d'axe horizontal  $a_y$  en alignant les faisceaux lasers Raman horizontaux et orthogonaux aux trajectoires atomiques (fig. 1a). En utilisant des lasers verticaux, la même séquence permet de mesurer les rotations suivant  $\Omega_y$  et les accélérations verticales  $a_z$  (fig. 1b). Grâce à nos choix de conceptions, nous avons également accès aux deux autres axes d'inertie suivant la direction de propagation des atomes (axe x). L'utilisation d'atomes froids et d'une trajectoire très incurvée nous permet d'utiliser les faisceaux lasers Raman suivant l'axe x, donnant alors accès à la mesure de l'accélération  $a_x$  sans être sensible aux rotations (fig. 1c). De plus, nous pouvons facilement être sensibles à l'axe de rotation  $\Omega_x$  en changeant notre séquence temporelle par une séquence à quatre impulsions :  $\pi/2, \pi, \pi, \pi/2$  (fig. 1d). Nous détaillons dans la suite du papier les deux configurations : la séquence classique à trois impulsions (a et b) et la nouvelle configuration en ailes de papillon utilisant quatre impulsions (d).

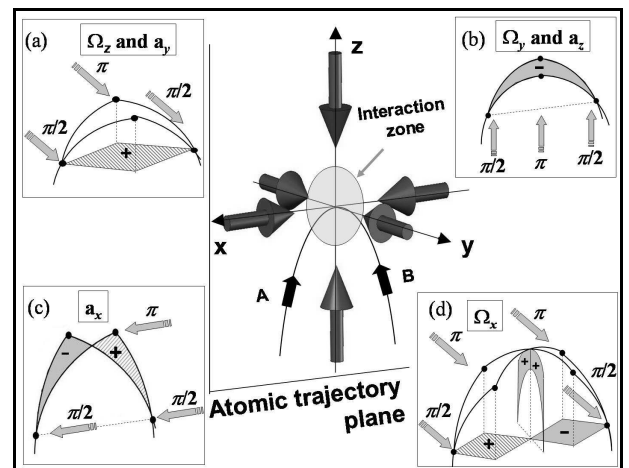


Fig. 1. – Principe du capteur inertiel six axes : Les nuages atomiques sont lancés sur une trajectoire parabolique et interagissent avec les faisceaux lasers Raman au sommet. Les quatre configurations (a, b, c, d) donnent accès aux trois rotations et aux trois accélérations. Dans la configuration à trois impulsions, la direction des lasers peut être horizontale ou verticale, créant un interféromètre dans le plan horizontal (a) ou vertical (b, c). Dans la configuration en ailes de papillon utilisant une séquence à quatre impulsions avec des faisceaux horizontaux, la dernière rotation peut être mesurée.

### 3. Résultats expérimentaux

#### 3.1. Configuration classique : lasers Raman horizontaux

La première séquence étudiée utilise une séquence classique à trois impulsions ( $\pi/2, \pi, \pi/2$ ). Le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre dépend de l'accélération  $\mathbf{a}$  et de la rotation  $\mathbf{\Omega}$  et s'écrit [12] :

$$\Delta\Phi = \mathbf{k} \cdot [\mathbf{a} - 2(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v})] T^2. \quad (1)$$

Le facteur d'échelle dépend uniquement de  $\mathbf{k}$ , de  $2T$  le temps d'interrogation total et de  $\mathbf{v}$  la vitesse moyenne des atomes dans le référentiel du laboratoire, qui sont tous les trois bien contrôlés. Dans cette partie,  $\mathbf{k}$  est suivant l'axe  $y$  comme montré sur la figure 1(a). La surface délimitée par les deux bras de l'interféromètre est courbée, mais ses projections sur les deux plans horizontaux sont nulles. La mesure dans cette configuration donne donc accès à l'accélération suivant l'axe Raman et à la rotation autour de l'axe vertical. Pour discriminer les déphasages dus à l'accélération de ceux dus à la rotation, nous utilisons deux nuages d'atomes lancés simultanément sur la même trajectoire mais parcourue en sens opposés, donnant une vitesse opposée dans l'équation (1) [15].

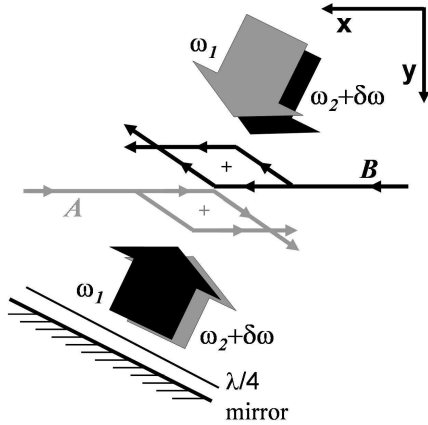


Fig. 2. – Les deux faisceaux lasers Raman, polarisés orthogonalement, sont dirigés simultanément dans une direction inclinée par rapport à celle des trajectoires atomiques. Ils sont ensuite rétro-réfléchis à travers une lame quart d'onde de façon que les atomes interagissent avec deux faisceaux « contra-propageants » aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2 + \delta\omega$  tel que  $\omega_1 - \omega_2 \approx 9,2$  GHz. Le désaccord  $\delta\omega$  permet de compenser l'effet Doppler afin qu'un nuage atomique ne puisse interagir qu'avec une seule paire de faisceaux lasers.

Dans notre expérience, nous avons développé une nouvelle méthode pour réduire la variation du vecteur d'onde local  $\mathbf{k}$ , qui conduit à des déphasages similaires à ceux dus aux effets inertiels [16]. La méthode consiste à propager les deux faisceaux lasers Raman dans le même système optique, avec des polarisations circulaires orthogonales. Les faisceaux traversent la zone d'interaction atomique avant d'être réfléchis à travers une lame quart d'onde. Ce système génère deux paires de faisceaux « contra-propageants » dont les aberrations se compensent en grande partie car les faisceaux ont

accumulé les mêmes défauts, sauf au niveau de la rétro-réflexion. L'inconvénient provient du fait que les atomes peuvent diffracter dans deux directions opposées. Pour sélectionner un seul processus de diffraction, nous avons incliné les faisceaux lasers de  $6^\circ$  dans le plan horizontal (fig. 2) et compensé l'effet Doppler en modifiant la différence de fréquence entre les lasers Raman [17]. Comme les deux nuages atomiques se propagent dans des directions opposées, leur désaccord Doppler est de signe opposé. Chaque nuage atomique est donc résonnant avec une paire de faisceaux Raman différente et donc les deux interféromètres utilisent des vecteurs d'onde opposés. Par conséquent, les termes dus à la rotation et à l'accélération sont obtenus en faisant respectivement la somme et la différence entre les déphasages des deux interféromètres (A et B).

La figure 3 montre les deux interférogrammes réalisés en changeant la phase  $\varphi_1$  entre la première et la seconde impulsion Raman. Avec un temps d'interrogation  $2T = 60$  ms, les contrastes des interférogrammes sont respectivement de 20 % et 19 % pour A et B. Ils peuvent être expliqués par la taille du nuage atomique après une expansion balistique (rayon de 2,2 mm rms) et par le profil d'intensité gaussien des faisceaux lasers Raman (diamètre de 30 mm à  $1/e^2$ ).

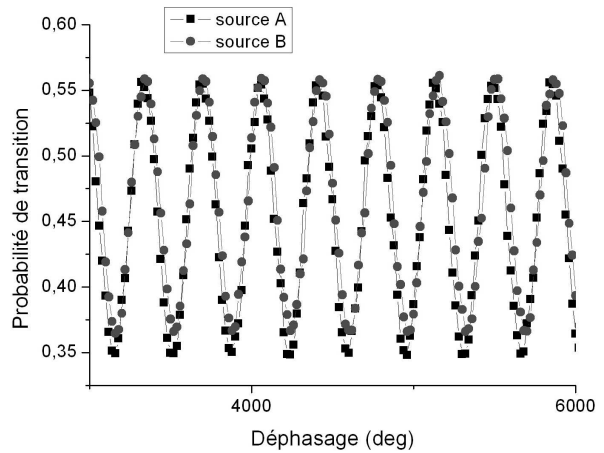


Fig. 3. – Franges d'interférence avec les deux interféromètres A et B pour un temps d'interrogation de  $2T = 60$  ms et un temps de cycle de 580 ms.

Pour atteindre la sensibilité maximale, nous utilisons l'interféromètre à flanc de frange. Pour que cette condition soit réalisée simultanément pour les deux interféromètres, nous alignons les faisceaux lasers Raman dans le plan horizontal et nous compensons le déphasage dû à la rotation par un saut de phase  $\varphi_1$  approprié. De plus, en utilisant deux valeurs différentes de  $\varphi_1$ , les interféromètres peuvent travailler alternativement sur les deux flancs d'une même frange [10], ce qui permet de rejeter les dérives à long terme du contraste. La figure 4 montre un enregistrement temporel des signaux de rotation  $\Omega_z$  et d'accélération  $a_y$  déduits de la demi-somme et de la demi-différence des déphasages des deux interféromètres.

Ces résultats ont été obtenus en utilisant une plate-forme d'isolation passive (nano-K 350BM-1) pour réduire le niveau de vibration et atteindre ces performances. Néanmoins, ce système introduit des dérives à long terme de l'orientation de la plate-forme se traduisant par des fluctuations d'accélération *via* la projection de  $g$  suivant la direction de  $k$ . Nous avons estimé les performances de ce système en calculant l'écart type d'Allan de ces mesures (fig. 5).

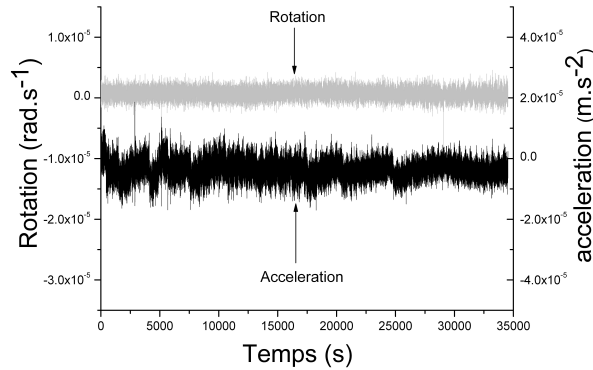


Fig. 4. – Signaux d'accélération et de rotation issus de la demi-somme et de la demi-différence des déphasages des deux interféromètres A et B. La valeur de la rotation tient compte du saut de phase. La valeur moyenne non nulle de l'accélération correspond à une contribution résiduelle de la gravité.

Le rapport signal à bruit sur un coup (0,58 s) est de 25 pour l'accélération et de 127 pour la rotation, conduisant respectivement à une sensibilité de  $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  et  $4,8 \cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  en 1 s de mesure. Le rapport signal à bruit sur la mesure d'accélération est clairement limité par les vibrations parasites qui passent à travers la plate-forme d'isolation. Dans le cas de la rotation, la limite provient d'une part du bruit des systèmes de détection et d'autre part des fluctuations temporelles de phase relative entre les deux lasers Raman. La sensibilité à l'accélération se dégrade pour des durées supérieures à 100 s. Ces fluctuations sont compatibles avec une dérive de l'horizontalité de la plate-forme. Dans le cas de la rotation, nous observons une bosse à environ 200 s liée à la fluctuation de température dans le laboratoire (2 K pic à pic). La remontée pour les durées supérieures à 1 000 s n'est pas expliquée pour l'instant.

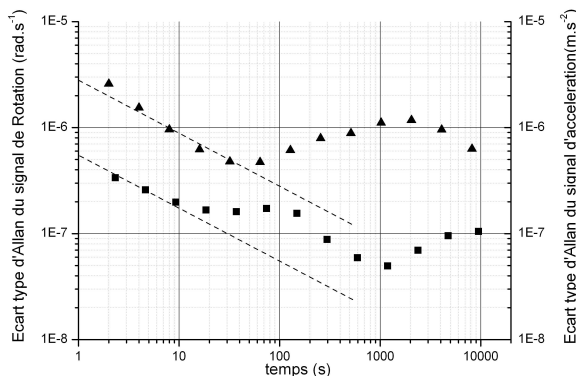


Fig. 5. – Ecart type d'Allan des mesures d'accélération (triangles) et de rotation (carrés) dans la configuration 1(a).

Nous avons également effectué un test de la qualité du facteur d'échelle en mesurant la projection de la vitesse de rotation de la Terre sur l'axe vertical du gyromètre à la latitude de l'observatoire de Paris ( $48^{\circ}50'08'' \text{ N}$ ). Nous avons changé la sensibilité de l'interféromètre de près d'un ordre de grandeur en augmentant le temps d'interrogation de l'interféromètre de  $2T = 20 \text{ ms}$  à  $2T = 60 \text{ ms}$ . La figure 6 montre une variation linéaire du déphasage avec le carré du temps d'interrogation  $2T$ , comme prévu, en accord à 0,6 % près avec la valeur théorique.

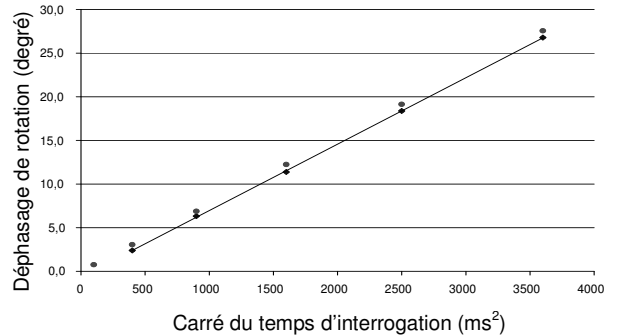


Fig. 6. – Variation du déphasage dû à la rotation de la Terre suivant l'axe vertical en fonction du carré du temps d'interrogation (ronds) et valeurs théoriques correspondantes (losanges).

### 3.2. Configuration classique : lasers Raman verticaux

La seconde configuration est très similaire à une séquence classique à trois impulsions mais utilise des faisceaux Raman verticaux (fig. 1b). Le déphasage à la sortie de l'interféromètre s'écrit également comme l'équation (1). Par contre les faisceaux Raman étant dirigés verticalement, les mesures donnent accès à la rotation suivant un axe horizontal  $a_y$  et à l'accélération verticale.

La différence principale vient du fait qu'il n'est plus nécessaire d'incliner les faisceaux Raman pour générer un effet Doppler. Il suffit de bénéficier de l'effet Doppler induit par l'accélération de pesanteur  $g$  suivant la direction Raman [18]. Il est alors nécessaire de balayer la différence de fréquence Raman pendant l'interrogation pour compenser l'effet Doppler et rester en résonance pour les trois impulsions. L'effet Doppler étant identique pour les deux nuages atomiques, ils utilisent la même paire de faisceaux Raman. Il faut donc effectuer la demi-différence des déphasages pour obtenir le signal de rotation et la demi-somme pour obtenir le signal d'accélération. Dans cette configuration, le bruit de phase des lasers Raman apparaît sur le signal d'accélération et disparaît de celui de rotation. C'est un avantage, car il devient alors négligeable compte tenu du niveau d'accélération parasite.

De même que précédemment, il est possible de tracer les interférogrammes en ajoutant un saut de phase  $\phi_1$  entre la première et la seconde impulsion. Pour un temps d'interrogation total  $2T = 80 \text{ ms}$ , nous obtenons un contraste de 20 % pour les deux interféromètres. Il est

également possible de se positionner à flanc de frange pour les deux interféromètres simultanément. Pour cela nous avons orienté l'axe y suivant la direction Est-Ouest, conduisant à une projection nulle de la vitesse de rotation de la Terre sur l'axe de sensibilité. Cette configuration nous permet de tester la stabilité du biais de l'interféromètre indépendamment de celle du facteur d'échelle.

Les résultats sont également étudiés en traçant l'écart type d'Allan des signaux de rotation et d'accélération (fig. 7). Des sensibilités de  $10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  à l'accélération et de  $2,8\cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  à la rotation ont été obtenues en 1 s de mesure. L'amélioration de la stabilité de la mesure d'accélération tient d'une part à l'augmentation du temps d'interrogation et d'autre part à un plus faible niveau de vibration suivant l'axe vertical que suivant les axes horizontaux. Pour les mesures de rotation, l'amélioration provient en partie de l'augmentation du temps d'interrogation mais également de la suppression de la sensibilité au bruit de phase des lasers Raman. Les limites actuelles sont déterminées par le bruit résiduel dans les systèmes de détection, lié au contraste relativement faible (20 %). Nous constatons également des bosses sur les deux variances à environ 200 s, liées aux fluctuations de température comme dans la configuration précédente. Néanmoins, la sensibilité s'améliore pendant 1 000 s pour atteindre  $2\cdot 10^{-8} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les rotations et  $2\cdot 10^{-8} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  pour les accélérations.

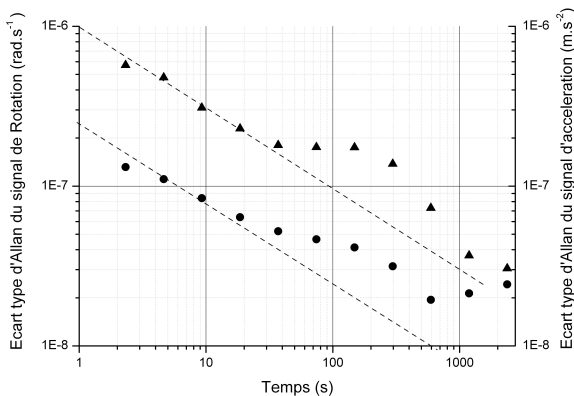


Fig. 7. – Ecart type d'Allan des mesures d'accélération (triangles) et de rotation (ronds) dans la configuration 1(b) utilisant les lasers Raman suivant la direction verticale.

### 3.3. Configuration en ailes de papillon

Dans ce paragraphe, nous nous consacrons à l'étude d'une nouvelle configuration à quatre impulsions (fig. 1d), qui a été proposée précédemment pour mesurer les gradients de gravité [11, 17]. Elle permet de réaliser la mesure de rotation suivant l'axe x, qui ne peut pas être obtenue avec la configuration standard à trois impulsions, en utilisant les mêmes faisceaux Raman que dans la première configuration (suivant l'axe y).

Les quatre impulsions  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $\pi$  et  $\pi/2$  sont séparées par des durées  $T/2$ ,  $T$  et  $T/2$ . Les trajets des paquets d'onde atomique se croisent pour réaliser un interféromètre

recourbé. La projection de l'aire orientée de l'interféromètre sur le plan horizontal s'annule rendant l'interféromètre insensible à la rotation autour de l'axe vertical z. Par contre, la projection sur le plan vertical conduit à une sensibilité à la rotation autour de l'axe x :

$$\Delta\Phi = \frac{1}{2} [k \times (g + a)] \cdot \Omega T^3. \quad (2)$$

La sensibilité à la rotation apparaît comme un terme croisé avec l'accélération verticale et ne dépend plus de la vitesse de lancement. Dans cette configuration, les interféromètres ne sont plus sensibles aux accélérations continues mais le sont aux variations d'accélération verticales et horizontales pendant l'interrogation. Grâce à l'utilisation de la plate-forme d'isolation, les accélérations résiduelles sont négligeables devant  $g$ , ce qui ne compromet pas la stabilité du facteur d'échelle. La sensibilité aux rotations est comparable à celles des configurations (a) et (b). Pour  $2T = 60 \text{ ms}$ , cette configuration conduit à une aire réduite par un facteur 4,5, mais qui croît comme  $T^3$  et donc présentera une meilleure sensibilité pour des temps d'interrogation plus grands.

Les franges d'interférences présentées sur la figure 8 présentent un contraste respectivement de 4,9 % et de 4,2 % pour les interféromètres A et B. En utilisant comme précédemment l'interféromètre à flanc de frange, nous avons obtenu un rapport signal à bruit de 18 limité par les vibrations résiduelles. La sensibilité à la rotation est alors de  $2,2\cdot 10^{-5} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  en 1 s, décroissant à  $1,8\cdot 10^{-6} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  après 280 s d'intégration.

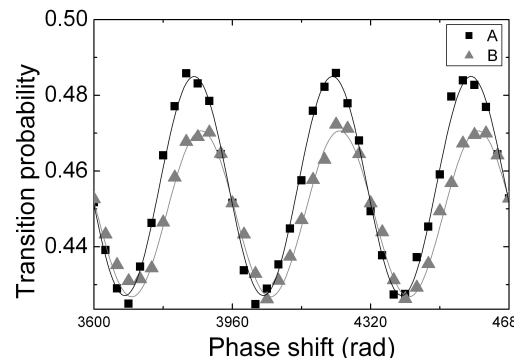


Fig. 8. – Franges d'interférences obtenues avec les deux interféromètres A et B dans la configuration en ailes de papillon à quatre impulsions pour un temps d'interrogation total de 60 ms.

## 4. Conclusion

Nous avons présenté la possibilité de mesurer les six axes d'inertie à l'aide du même dispositif, ce qui montre l'intérêt d'utiliser des atomes froids avec une seule paire de faisceaux lasers Raman pulsée dans le temps. Les mesures avec la configuration à trois impulsions ont montré une stabilité sur une seconde au niveau de  $2,8\cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  pour la mesure de rotation et de  $10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  pour celle d'accélération. La sensibilité à la rotation peut encore être améliorée d'un facteur trois en améliorant le contraste et en réduisant le bruit de la détection. Par

ailleurs, l'étude de la mesure de la rotation de la Terre suivant l'axe vertical a montré un très bon accord sur la variation du facteur d'échelle (0,6 %). Enfin, l'étude de la mesure de rotation suivant l'axe horizontal en passant d'une orientation Est-Ouest à Nord-Sud doit permettre de mesurer le module de la rotation de la Terre et de confirmer la qualité de la connaissance du facteur d'échelle.

De plus, nous avons démontré la possibilité d'utiliser une nouvelle configuration en ailes de papillon utilisant quatre impulsions Raman et qui est sensible à la rotation autour de l'axe de propagation des nuages atomiques au sommet de leur trajectoire. Elle est particulièrement bien adaptée à l'utilisation de trajectoires proches de celles des fontaines atomiques dans lesquelles les atomes sont lancés verticalement. Comme l'aire de l'interféromètre croît comme  $T^3$ , elle ouvre la possibilité de gyromètres à atomes froids atteignant des sensibilités de  $10^9 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$  en une seconde de mesure.

### Remerciements

La réalisation de ces travaux a été possible grâce au soutien financier du CNRS, du LNE, de la DGA, du CNES, de l'Union européenne et de la Région Ile-de-France. Les auteurs tiennent également à remercier les doctorants et collaborateurs : Florence Yver-Leduc, Jérôme Fils, David Holleville, Christian Bordé, Philippe Bouyer, André Clairon et Noël Dimarcq pour leur participation aux étapes précédentes de développement de l'expérience, ainsi que Franck Pereira Dos Santos pour des discussions fructueuses.

### Références

- [1] CARNAL O. et MLYNEK J., "Young's double-slit experiment with atoms: a simple atom interferometer", *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1991, 2 689-2 692.
- [2] KEITH D.W., EKSTROM C.R., TURCHETTE Q.A. et PRITCHARD D.E., "An interferometer for atoms", *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1991, 2 693-2 696.
- [3] RIEHLE F., KISTER Th., WITTE A., HELMCKE J. et BORDÉ Ch., "Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter wave interferometer", *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1991, 177-180.
- [4] KASEVICH M. et CHU S., "Atom interferometry using stimulated Raman transitions", *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1991, 181-184.
- [5] PETERS A., CHUNG K.Y. et CHU S., "High-precision gravity measurements using atom interferometry", *Metrologia*, **38**, 2001, 25-61.
- [6] MCGUIRK J.M., FOSTER G.T., FIXLER J.B., SNADDEN M.J. et KASEVICH M.A., "Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry", *Phys. Rev. A*, **65**, 2002, 033608-1-14.
- [7] GUSTAVSON T.L., BOUYER P. et KASEVICH M.A., "Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope", *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1997, 2046-2049.
- [8] BERMAN P.R., "Atom Interferometry", *Academic Press.*, London 1997, et références incluses.
- [9] BINGHAM R. *et al.*, "Assesment Study report", *ESA-SCI* (2000) 10 et références incluses.
- [10] CLAIRON A., LAURENT Ph., SANTARELLI G., GHEZALI S., LEA S.N. et BAHOURA M., "A cesium fountain frequency standard : preliminary results", *IEEE Trans Instrum. Meas.*, **44**, 1995, 128-131.
- [11] BORDÉ Ch.J., "Atomic interferometry with internal state labeling", *Phys. Rev. A.*, **140**, 1989, 10-12.
- [12] BORDÉ Ch.J., "Atom interferometry and laser spectroscopy", *Lasers Spectroscopy X*, ed. par DUCLOY M., GIACOBINO E. et CAMY G., World Scientific, Singapor, 1991, 239-245.
- [13] CANUEL B., LEDUC F., HOLLEVILLE D., GAUGUET A., FILS J., VIRDIS A., CLAIRON A. DIMARCQ N. BORDÉ Ch.J. et LANDRAGIN A., "Six-axis inertial sensor using cold atom interferometry", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 2006, 010402-1-4.
- [14] ANTOINE Ch. et BORDÉ Ch.J., "exact phase shift for atom interferometry", *Phys. Lett. A.*, **306**, 2003, 277-284.
- [15] GUSTAVSON T.L., LANDRAGIN A. et KASEVICH M.A., "Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope", *Class. Quantum. Grav.*, **17**, 2000, 1-14.
- [16] YVER-LEDUC F., « Caractérisation d'un capteur inertielle à atomes froids », *Thèse de Doctorat de l'Université de Paris XI.*, novembre 2004.
- [17] FILS J., LEDUC F., BOUYER P., HOLLEVILLE D., DIMARCQ N., CLAIRON A. et LANDRAGIN A., "Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope", *Eur. Phys. J. D.*, **36**, 2005, 257-260.
- [18] CHEINET P., PEREIRA DOS SANTOS F., PETELSKI T., LE GOUËT J., THERKILDSEN K.T., CLAIRON A. et LANDRAGIN A., "Compact laser system for atom interferometry", *Applied. Phys. B.*, **84**, 2006, 643-646.
- [19] GUSTAVSON T., Ph. D thesis, Stanford University, 2000.