



HAL
open science

CARACTERISATION D'UN CAPTEUR INERTIEL A ATOMES FROIDS

Florence Leduc

► **To cite this version:**

Florence Leduc. CARACTERISATION D'UN CAPTEUR INERTIEL A ATOMES FROIDS. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT : . tel-00007729

HAL Id: tel-00007729

<https://theses.hal.science/tel-00007729>

Submitted on 13 Dec 2004

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.



**UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE
D'ORSAY**



Systèmes de Référence Temps-Espace

N° D'ORDRE :

Thèse
Présentée pour obtenir le grade de

Docteur en sciences
de l'Université Paris XI Orsay

par

Florence YVER LEDUC

Sujet :

**CARACTERISATION
D'UN CAPTEUR INERTIEL
A ATOMES FROIDS**

Soutenue le 4 novembre 2004 devant le jury composé de :

M Jean-Michel CARON
M Christian CHARDONNET
M Noël DIMARCQ
M Robin KAISER
M Arnaud LANDRAGIN
M Christoph WESTBROOK

Examineur
Rapporteur
Directeur de thèse
Rapporteur
Co-directeur de thèse
Président

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens à remercier les différents membres du jury, pour avoir participé à l'examen de cette thèse, en particulier Robin Kaiser et Christian Chardonnet, qui ont accepté de remplir le rôle de rapporteurs malgré leurs agendas surchargés en cette période de l'année. Jean-Michel Caron et Chris Westbrook ont accepté sans hésiter de faire partie de ce jury, et je les en remercie sincèrement.

J'ai eu la chance de pouvoir travailler avec Arnaud Landragin, pendant mon stage de DEA et ces trois années de thèse. Je le remercie pour son dynamisme et sa compétence scientifique qui ont été pour moi un enrichissement personnel indéniable. Son « foisonnement » d'idées, permettant d'envisager toutes sortes de configurations sur le gyromètre, et de nombreuses solutions aux problèmes qui se posaient, nous a souvent amenés à de longues discussions jusque dans nos trajets communs de RER... Je le remercie aussi pour sa volonté de motiver les troupes, avec des artifices sournois comme les nombreux gâteaux, barbecues, truffes au chocolat et les paris sur le vide !

Noël Dimarcq a dirigé ma thèse, je le remercie pour son investissement important lors de la rédaction de ce manuscrit et lors de la préparation de la soutenance. Même si son agenda surchargé ne le permet pas toujours, il est à l'écoute, que ce soit pour un problème scientifique, technique, d'avenir ou pour des états d'âme plus personnels. Les discussions avec lui et ses conseils sont précieux.

Je remercie chaleureusement Benjamin Canuel, avec qui j'ai pu travailler pendant une année. Il a effectué un travail indéniable sur l'expérience pendant la rédaction de ma thèse. Son dynamisme et son envie d'avancer ont été sources de motivation, et son esprit pratique permet de trouver des solutions simples à des problèmes compliqués. Toujours prêt, jamais abattu ou démotivé, rien ne l'arrête... Il a été un soutien important, et je le remercie encore pour sa gestion exemplaire du pot de thèse !

Albin Viridis a apporté un regard neuf sur l'expérience, au moment où des décisions devaient être prises. Par sa culture industrielle, il a su me faire prendre du recul sur les méthodes à adopter pour continuer d'avancer, et je l'en remercie. Albin c'est aussi l'ouverture sur une autre philosophie de la vie, et de longs échanges sur nos façons de voir le monde m'ont plus d'une fois fait réfléchir...

Je remercie sincèrement Charles Antoine pour son immense aide pour la compréhension de la théorie des interféromètres atomiques et des séparatrices. Sa disponibilité pour répondre à mes questions et ses qualités pédagogiques sont à l'origine de la rédaction du chapitre 2 de cette thèse. Et sa bonne humeur et son sourire à toute épreuve rendent les discussions agréables et enrichissantes.

J'ai pu travailler avec David Holleville pendant ces années. Outre le travail titanesque qu'il a fourni pendant sa thèse pour la conception et la réalisation du gyromètre, il m'a permis d'acquérir diverses méthodes expérimentales et sa grande connaissance bibliographique rend les discussions riches en informations. David est toujours prêt à aider, à rendre service, et je le remercie pour tout ce qu'il a fait pour la manip, pour sa participation active pour de nombreuses figures de ce manuscrit, et pour sa disponibilité et son écoute.

J'ai aussi pu côtoyer Jérôme Fils pendant un an à la fin de sa thèse. Le travail qu'il a fourni sur l'analyse des aberrations géométriques m'a beaucoup servi pour la rédaction de ce manuscrit, je le remercie aussi pour nos nombreuses discussions téléphoniques qui m'ont permis d'avancer.

Je me dois aussi de remercier amplement Alexandre Gauguet, nouvelle recrue sur le gyromètre, qui a mis en place le programme de calcul du contraste de l'interféromètre pendant son stage. Je lui souhaite une thèse fructueuse à l'observatoire...

Je remercie les autres membres de l'équipe Capteurs Inertiels : André Clairon pour ses conseils avisés, son investissement dans les choix sur l'expérience et dans la rédaction d'articles, Franck Pereira Dos Santos, et Patrick Cheinet qui a partagé mon bureau pendant cette thèse. Je le remercie pour sa clairvoyance lors de multiples discussions théoriques ou expérimentales, ainsi que pour ses qualités culinaires et celles d'Amelle...

Je remercie toutes les personnes qui ont été à l'origine du projet du gyromètre, et qui ont participé de près ou de loin à sa réalisation : Noël Dimarcq, André Clairon, Pierre Petit, Daniel Guitard, Jean-Pierre Aoustin, Christian Bordé, Philippe Bouyer et Christophe Salomon, et la DGA qui a financé ma thèse et une part importante de l'expérience. Une pensée particulière à Christian Bordé, à qui l'on doit la théorie des séparatrices atomiques et la modélisation de l'évolution des paquets d'onde dans les interféromètres atomiques, je le remercie pour sa disponibilité à répondre à nos questions et à faire partager ses connaissances.

L'équipe électronique du SYRTE a été un élément indispensable pour la réalisation et le bon fonctionnement de l'expérience. Je remercie en particulier Michel Lours pour les multiples montages qu'il a réalisés et pour ses nombreux conseils. Damien Chambon a effectué le test de la chaîne de fréquence, je le remercie aussi pour sa disponibilité et son aide, ainsi que pour son soutien. Je remercie enfin Georgio Santarelli pour ses multiples conseils, Laurent Volodimer et Michel Dequin pour le montage des boîtes, et Roland Barillet pour la chaîne de fréquence.

Mais l'expérience ne serait jamais devenue ce qu'elle est sans les services de Catherine Laurent, Lina Jegam et Yertha Baïdomti. Leur promptitude à résoudre les différents couacs de commandes, livraisons, salaires et conventions de stage a permis plus d'une fois de débloquer des situations fâcheuses.

J'ai eu l'occasion de passer deux semaines à l'Institut für Quantenoptik à Hanovre, sur l'expérience du gyromètre à rubidium CASI. Je remercie Ernst Rasel et Christian Jentsch pour leur accueil chaleureux lors de ce séjour.

Je remercie d'autre part l'équipe enseignante de SupOptique, où j'ai eu l'occasion de découvrir le plaisir de l'enseignement. Je remercie en particulier Lionel Jacobowicz, Gaëlle Lucas-Leclin, Fabienne Bernard et Thierry Avignon pour leur encadrement et leurs conseils.

Un grand merci à Christine Catala, qui a su me soutenir et me remonter le moral à la fin de la rédaction, pour les grands changements qui se sont accumulés ces derniers mois.

C'est aussi grâce à tous les thésards, post-docs, stagiaires et jeunes permanents que ces trois années ont été un plaisir, et je les remercie pour leur bonne humeur et leur soutien :

François, Harold, Céline, Benjamin, Alexandre, Irène, Damien, Stéphane G., Stéphane T., Ivan, Thomas, Audrey, Virgile, Luc, Rodolphe, Shu Gang, Patrick, Michel, Jan, Anders, Sébastien M., Sébastien B., Thorsten, Luis, Christophe, Manuel, Laurent, Julien, Xavier... Une pensée toute particulière pour François, notre Grand Organisateur de séminaires externes, barbecues et pots en tous genres (dont le mien !), et pour Harold, frère de douleur pendant la rédaction, source de motivation...et de distraction !

Merci à ma famille, qui a été un soutien important pendant ces trois années, en particulier à mes parents, et à Fabienne qui a su me faire prendre du recul pendant le stress des derniers instants de la thèse, que ce soit pour les dernières étapes de la rédaction ou pour la préparation de la soutenance. Attentive, rassurante, prête à rendre service, et à écouter les multiples répétitions mais aussi les petits tracas insignifiants... Merci !

Je ne serais jamais arrivée à la fin de cette thèse sans Damien, qui m'a supportée dans tous les sens du terme et qui me soutient, qui prête une oreille attentive à mes états d'âme et mes sauts d'humeur, qui sait trouver les mots justes quand rien ne va plus, Damien mon antistress... mille fois merci d'être là, à mes côtés.

Merci enfin à Bibou, dont je ne connais encore ni la bouille, ni le sexe, ni le prénom, mais qui par sa simple présence m'a permis de prendre du recul sur la fin de la thèse, et a donné une autre dimension à ma vie. Mais le grand changement est encore à venir...

TABLE DES MATIERES

<u>CHAPITRE 1. INTRODUCTION</u>	<u>12</u>
1.1. CONTEXTE	12
1.1.1. LES DIFFERENTES TECHNOLOGIES EXISTANTES	12
1.1.2. L'OPTIQUE ATOMIQUE	13
1.1.3. GYROMETRES ATOMIQUES	14
1.1.4. LE GYROMETRE-ACCELEROMETRE DU SYRTE, UTILISANT DES ATOMES FROIDS	14
1.2. APPLICATIONS DES GYROMETRES DE GRANDE SENSIBILITE	15
1.2.1. NAVIGATION INERTIELLE	15
1.2.2. TESTS DE PHYSIQUE FONDAMENTALE	15
1.2.3. GEOPHYSIQUE	16
1.3. CONTRIBUTION A L'EXPERIENCE	16
1.4. PLAN DE LA THESE	17
<u>CHAPITRE 2. DEPHASAGE DANS L'INTERFEROMETRE ATOMIQUE</u>	<u>20</u>
2.1. INTERFEROMETRE DE RAMSEY-BORDE SYMETRIQUE	20
2.2. LES SEPARATRICES ATOMIQUES	22
2.2.1. L'ATOME A DEUX NIVEAUX	22
2.2.2. TRANSITIONS RAMAN STIMULEES	24
2.2.3. EVOLUTION DU PAQUET D'ONDES ATOMIQUES PENDANT LES INTERACTIONS	26
2.3. DEPHASAGE EN SORTIE DE L'INTERFEROMETRE	28
2.3.1. PROPAGATION DE L'ETAT INTERNE	28
2.3.2. HAMILTONIEN EXTERNE	28
2.3.3. APPROCHE DES INTEGRALES DE CHEMIN DE FEYNMAN	29
2.3.4. METHODE EXACTE GRACE AUX MATRICES ABCD	33
2.3.5. COMPARAISON ENTRE LES DEUX METHODES	38
2.4. INFLUENCE DES DIFFERENTS PARAMETRES SUR LE DEPHASAGE	39
2.4.1. PROPRIETES DES FACTEURS D'ECHELLE	39
2.4.2. DEPHASAGES PARASITES	41
<u>CHAPITRE 3. DESCRIPTION DU GYROMETRE-ACCELEROMETRE</u>	<u>46</u>
3.1. PRESENTATION GENERALE	46
3.2. ETAPES DE REFROIDISSEMENT ET DE DETECTION	49
3.2.1. PIEGE MAGNETO-OPTIQUE	49
3.2.2. LANCEMENT DES ATOMES	50
3.2.3. REFROIDISSEMENT SUB-DOPPLER ET OUVERTURE ADIABATIQUE	50
3.2.4. SELECTION D'UN ETAT INTERNE PUR	50
3.2.5. DETECTION ET STABILITE DU TEMPS DE VOL	51
3.2.6. LE BANC OPTIQUE DE REFROIDISSEMENT ET DE DETECTION	54
3.3. ACCES AUX DEPHASAGES INERTIELS	58
3.3.1. EXTRACTION DU SIGNAL	58
3.3.2. DISCRIMINATION ENTRE ROTATION ET ACCELERATION	59
3.3.3. DEPHASAGES PARASITES	60
3.4. AXES D'ENTREE	62
3.4.1. SENSIBILITES A Ω_z ET A_y	63
3.4.2. SENSIBILITES A Ω_y ET A_z	64
3.4.3. SENSIBILITE A Ω_x	65
3.4.4. GEOMETRIES TESTEES	66

3.5. CONFIGURATIONS DES LASERS RAMAN	67
3.5.1. CONFIGURATION COPROPAGEANTE	67
3.5.2. CONFIGURATION CONTRAPROPAGEANTE	68
3.5.3. CONFIGURATION RETROREFLECHIE	70
3.5.4. COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTES CONFIGURATIONS	75
3.6. SENSIBILITE	77
3.6.1. BRUIT DE PROJECTION QUANTIQUE ET SEUIL DE SENSIBILITE	77
3.6.2. SEUILS DES DIFFERENTES SOURCES DE BRUIT	78
3.6.3. REPONSE EN FREQUENCE DU CAPTEUR	81
<u>CHAPITRE 4. CARACTERISATION DES SEPARATRICES ATOMIQUES</u>	86
4.1. GENERATION DES FAISCEAUX LASERS RAMAN	87
4.1.1. LE BANC OPTIQUE	87
4.1.2. GENERATION DES IMPULSIONS RAMAN	89
4.2. STABILISATION EN FREQUENCE ET EN PHASE DES LASERS	89
4.2.1. ASSERVISSEMENT EN FREQUENCE	89
4.2.2. ASSERVISSEMENT EN PHASE	90
4.2.3. LA REFERENCE DE FREQUENCE	94
4.3. MISE EN FORME EN SORTIE DE FIBRE	98
4.3.1. HORIZONTALITE DES FAISCEAUX LASERS RAMAN	99
4.3.2. DISTORSIONS DE FRONT D'ONDE	100
<u>CHAPITRE 5. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'INTERFEROMETRE</u>	106
5.1. CONFIGURATION COPROPAGEANTE	106
5.1.1. EVALUATION DU CONTRASTE	107
5.1.2. MESURE DU BRUIT	111
5.2. CONFIGURATION RETROREFLECHIE	116
5.2.1. EVALUATION DU CONTRASTE	116
5.2.2. PREMIERES MESURES	120
5.2.3. PLATE-FORME D'ISOLATION DES ACCELERATIONS PARASITES	122
5.2.4. MESURE DE LA VITESSE DE ROTATION DE LA TERRE	129
5.3. INTERFEROMETRE EN AILES DE PAPILLON	130
5.3.1. SENSIBILITES DE L'INTERFEROMETRE	130
5.3.2. FRANGES D'INTERFERENCES ET RAPPORT SIGNAL A BRUIT	135
<u>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</u>	140
<u>ANNEXES</u>	146
A. L'ATOME DE CESIUM	146
B. COMPENSATION DU DEPLACEMENT LUMINEUX	149
C. LA VARIANCE D'ALLAN	152
D. PRINCIPALES PUBLICATIONS	153
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	165

NOTATIONS

Les transitions Raman :

$ f, \vec{p}\rangle$	Etat couplé de niveau interne $6S_{1/2}, F=3, m_F=0$ et d'impulsion \vec{p}	20
$ e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$	Etat couplé de niveau interne $6S_{1/2}, F=4, m_F=0$ et d'impulsion $\vec{p} + \hbar\vec{k}$	20
I, II	Lasers Raman, accordés resp. sur $ e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle \rightarrow i\rangle$ et $ f, \vec{p}\rangle \rightarrow i\rangle$	24
\vec{k}	Vecteur d'onde effectif des transitions Raman	24
ω	Pulsation effective des transitions Raman	24
ϕ	Phase effective laser des transitions Raman	24
Φ	Phase laser effective totale : $\Phi = \vec{k} \cdot \vec{q} - \omega t - \phi$	26
τ	Durée de l'impulsion Raman	24
δ_D	Désaccord dû à l'effet Doppler	23
δ_R	Désaccord dû au recul	23
δ_{eff}	Désaccord à la résonance : $\delta_{eff} = (\omega_{II} - \omega_I) - \omega_{at} - \delta_R$	24
Δ	Désaccord Raman entre $ i\rangle$ et le niveau $6P_{3/2}$	24
δ^{AC}	Désaccord dû au déplacement lumineux	24
Ω_{eff}	Pulsation de Rabi effective des transitions Raman	24
Ω'_r	Pulsation de Rabi généralisée des transitions Raman	24
r	Rapport d'intensité entre les deux lasers Raman	42

L'interféromètre :

α, β	Bras de l'interféromètre atomique	29
C	Contraste des franges, défini comme l'amplitude pic à pic	20
P	Probabilité de trouver l'atome dans l'état excité en sortie	20
\vec{A}	Aire orientée de l'interféromètre	32
\vec{a}	Accélération du référentiel des atomes par rapport aux lasers Raman	28
$\vec{\Omega}$	Vecteur rotation du référentiel atomique par rapport aux lasers Raman	28
α	Matrice représentant le vecteur rotation, définie par $\alpha\vec{q} = -\vec{\Omega} \times \vec{q}$	34
$\vec{g}, \vec{\gamma}$	Vecteur gravité et tenseur de gradient de gravité	28
$\Delta\Phi$	Déphasage entre les deux bras de l'interféromètre	31
$\Delta\Phi_{prop}$	Déphasage dû à la propagation des ondes atomiques	29
$\Delta\Phi_L$	Déphasage dû à l'interaction avec les séparatrices	30
$\Delta\Phi_{sep}$	Déphasage dû à la séparation des paquets d'ondes en sortie	31
$A_{21}, B_{21}, C_{21},$ D_{21}, ξ_{21}	Matrices décrivant l'évolution des paquets d'ondes atomiques entre $t = t_1$ et $t = t_2$	34
X, Y	Matrices décrivant les largeurs en position (X) et en impulsion (MY) des paquets d'ondes atomiques	33
Q_i	Position moyenne entre les deux bras de l'interféromètre à $t = t_i$	33
A, B	Sources atomiques	59

$\Delta\Phi_+, \Delta\Phi_-$	Demi-somme et demi-différence des déphasages mesurés pour les deux sources atomiques	60
------------------------------	--	-----------

Les différentes sources de bruit et d'inexactitude :

$\Delta\Phi_\phi$	Bruit de phase introduit par les fluctuations temporelles de la phase effective des lasers Raman	41
$\Delta\Phi_{ab}$	Déphasage parasite introduit par les aberrations	60
$\delta(\Delta\Phi_{ab})$	Déphasage résiduel après réjection, dû aux aberrations	60
$\Delta\Phi_{B(t)}$	Bruit de phase introduit par une fluctuation temporelle de champ magnétique	41
$\Delta\Phi_{B(x)}$	Déphasage parasite introduit par un gradient de champ magnétique	41
$\delta(\Delta\Phi_{B(x)})$	Déphasage résiduel après réjection, dû au gradient de champ magnétique	61
$\Delta\Phi_{AC}^{(\Delta)}$	Déphasage dû au déplacement lumineux induit par une erreur sur le désaccord Raman	42
$\Delta\Phi_{AC}^{(r)}$	Déphasage dû au déplacement lumineux induit par une erreur sur rapport d'intensité entre les faisceaux Raman	42
$\Delta\Phi_{AC(t)}$	Bruit de phase introduit par une fluctuation du déplacement lumineux	62
$\Delta\Phi_{AC(x)}$	Déphasage parasite introduit par une erreur de superposition des faisceaux Raman	62
$\delta(\Delta\Phi_{AC(x)})$	Déphasage résiduel après réjection, dû à une erreur de superposition des faisceaux Raman	62

CHAPITRE 1

CHAPITRE 1. INTRODUCTION

L'objectif de l'expérience réalisée au BNM-SYRTE est de développer un gyromètre-accéléromètre de grande sensibilité, c'est-à-dire un appareil permettant de mesurer à la fois des accélérations et des vitesses de rotation, avec une grande précision. Cependant, la géométrie est toutefois optimisée pour une mesure précise de rotation. Ce capteur est basé sur la mesure de forces d'inertie par rapport à un système de référence, lequel est constitué d'un nuage d'atomes froids en chute libre.

Différentes technologies sont d'actualité pour la mesure de rotation : gyroscopes mécaniques, gyrolasers, gyromètres à fibre optique. Les récents progrès concernant la manipulation des ondes de matière ont ouvert la voie à de nouveaux types de capteurs inertiels, basés sur l'interférométrie atomique. Couplés aux techniques de refroidissement développées depuis une décennie, ceux-ci offrent la possibilité d'obtenir des sensibilités et des stabilités inégalées, permettant d'envisager des applications nécessitant des appareils de grande précision. Le gyromètre-accéléromètre développé au laboratoire s'inscrit dans ce cadre.

1.1. Contexte

1.1.1. Les différentes technologies existantes

Plusieurs types de capteurs permettent de mesurer des rotations, basés sur des principes différents. On expose ici les différentes catégories de gyroscopes et gyromètres, les premiers mesurant des angles de rotation, les seconds des vitesses de rotation.

Certains gyroscopes mécaniques fonctionnent grâce au couple gyroscopique développé par un élément en rotation. Ce couple a pour effet de maintenir l'axe de rotation de l'élément sur une direction de référence. La mesure du couple de torsion fournit l'angle de rotation du système. Le premier gyroscope basé sur ce principe est le pendule de Foucault, qui lui a permis de mettre en évidence la rotation de la Terre. Actuellement, de tels gyroscopes

fonctionnant avec des sphères en rotation sont utilisés dans les sous-marins, les avions, les voitures ou encore les têtes de missiles.

Les gyroscopes à résonateur hémisphérique, ou bols vibrants, sont basés sur la résonance de modes acoustiques dans une cavité en quartz. Le plan de vibration des modes dépend de l'angle de rotation de l'appareil. Ces capteurs présentent de très grandes sensibilités, de l'ordre de $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}$ sur une seconde d'intégration.

Depuis la découverte de l'effet Sagnac [Sagnac 13], de nouveaux types de capteurs ont pu être envisagés. L'effet Sagnac se traduit par un déphasage mesuré entre deux bras d'un interféromètre, lorsque celui-ci est en rotation autour d'un axe perpendiculaire à son plan. Ce déphasage étant proportionnel à la vitesse de rotation de l'interféromètre, la détection des franges d'interférences en sortie permet de réaliser un gyromètre. La sensibilité de l'appareil est proportionnelle à l'aire englobée par les deux bras de l'interféromètre, ainsi qu'à l'énergie de la particule utilisée comme source dans l'interféromètre.

Par la suite, l'essor des lasers a permis le développement de gyrolasers basés sur ce principe [Macek 63]. Dans une cavité en anneau, les ondes laser pouvant circuler dans les deux sens, l'effet Sagnac se traduit par une différence de fréquence entre ces deux ondes. Le gain de ce type de fonctionnement actif réside dans l'utilisation de l'effet Fabry-Perot dans la cavité laser, permettant d'augmenter la sensibilité de la mesure. La sensibilité obtenue sur une seconde dans les gyrolasers actuels est de l'ordre de quelques $10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}$.

Les gyromètres à fibre optique [Vali 76] fonctionnent aussi sur ce principe : l'interféromètre est constitué d'une longue fibre optique (plusieurs km) enroulée sur un cylindre. L'aire de l'interféromètre peut alors atteindre la dizaine de m^2 , et la sensibilité des appareils est de l'ordre de $10^{-7} \text{ rad.s}^{-1}$ après une seconde d'intégration.

1.1.2. L'optique atomique

Parallèlement, l'élaboration et le développement des principes de la mécanique quantique ouvrent la voie à de nouvelles expériences de physique. La nature ondulatoire de la matière, prévue par Louis de Broglie, a pu être observée pour la première fois lors de la diffraction d'électrons par un cristal en 1927 [Davisson 27]. Depuis, les expériences se sont multipliées, avec des ondes de matière de natures diverses : le premier interféromètre à neutrons [Colella 75] a mis en évidence une sensibilité à l'accélération de pesanteur. Puis la manipulation d'ondes associées à des atomes a permis de réaliser l'expérience des fentes d'Young [Carnal 91], et un interféromètre de Mach-Zehnder [Keith 91] avec des ondes atomiques. Plus récemment, la nature ondulatoire de grosses molécules a été démontrée [Hackermüller 03].

Les récents progrès en interférométrie atomique [Berman 97] permettent actuellement de réaliser des expériences visant à mesurer des constantes fondamentales, telles que la constante de structure fine α [Marion 03], \hbar/m [Wicht 01] ou la constante gravitationnelle [Stuhler 03].

De nouveaux capteurs inertiels de haute précision ont aussi été réalisés : l'accélération de pesanteur g a été mesurée avec une précision de 10^{-10} [Peters 01]. Sur le même principe, une sensibilité de $4 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ a été obtenue sur la mesure du gradient de gravité [McGuirk 01].

1.1.3. Gyromètres atomiques

Les progrès en optique atomique permettent d'envisager de réaliser un gyromètre atomique : c'est un interféromètre atomique sensible à l'effet Sagnac. L'intérêt d'un tel appareil réside dans l'augmentation de sensibilité que l'on peut obtenir en utilisant des particules de forte énergie dans l'interféromètre : le gain en sensibilité atteint 10^{11} , à aires et flux égaux, par rapport à un gyromètre optique (cf. Section 2.3.3.5).

Le premier gyromètre atomique a été réalisé à la PTB à Braunschweig [Riehle 91]. Dans cette expérience, un jet thermique d'atomes de Calcium interagit avec une séquence de quatre interactions laser, de type Ramsey-Bordé. Le déphasage Sagnac est mesuré par un déplacement des franges de Ramsey obtenues en sortie de l'interféromètre.

Plus récemment, un gyromètre atomique a aussi été développé dans l'équipe de M. Kasevich [Gustavson 97] [Gustavson 00]. Il utilise une configuration à trois interactions de type Ramsey-Bordé symétrique, et deux jets thermiques d'atomes de Césium contrapropageants, afin de discriminer les termes de rotation et d'accélération. La séparation et la déviation des ondes atomiques sont effectuées à l'aide de transitions Raman stimulées. La sensibilité obtenue est de $6 \cdot 10^{-10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La stabilité se dégrade cependant à partir de 10 secondes, à cause de la difficulté de contrôler la vitesse moyenne des atomes et les positions relatives des faisceaux Raman.

1.1.4. Le gyromètre-accéléromètre du SYRTE, utilisant des atomes froids

Le gyromètre-accéléromètre actuellement en développement au SYRTE reprend le même principe que le gyromètre atomique de M. Kasevich, à ceci près qu'il emploie des atomes refroidis dans des pièges magnéto-optiques. L'utilisation d'atomes froids devrait permettre de gagner en stabilité long terme, grâce à un meilleur contrôle de leur vitesse moyenne et à une dispersion en vitesse plus faible [Clairon 95]. On espère obtenir le même gain en stabilité long terme que celui observé sur les fontaines atomiques par rapport aux horloges thermiques [Sortais 01].

Le refroidissement d'atomes en pièges magnéto-optiques permet aussi de réduire la vitesse moyenne des nuages d'atomes, et donc de limiter les dimensions du dispositif sans réduire l'aire de l'interféromètre (cf. Figure 1). Ce souci de compacité a été un argument décisif dans le choix de la géométrie du gyromètre. Un tel appareil, compact, sera plus aisément transportable à des fins de comparaison.

La dispersion en vitesse des nuages atomiques, qui correspond à la cohérence des sources de l'interféromètre, a un gros impact sur la dynamique du capteur. Une dispersion en vitesse élevée brouille les franges d'interférences et réduit la gamme des vitesses de rotation mesurables. Ainsi, le gyromètre à jet thermique permet de visualiser 3 franges en fonction de la vitesse de rotation. On pourrait atteindre 40 franges sur le gyromètre à atomes froids.

Enfin, l'utilisation de deux sources atomiques comme dans le cas du gyromètre à jet thermique permet de réaliser simultanément des mesures de grande sensibilité sur l'accélération et la rotation. Les sensibilités ultimes attendues sur l'interféromètre sont de $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure de rotation et $2 \cdot 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure d'accélération, et on peut espérer intégrer efficacement le signal pendant des jours.

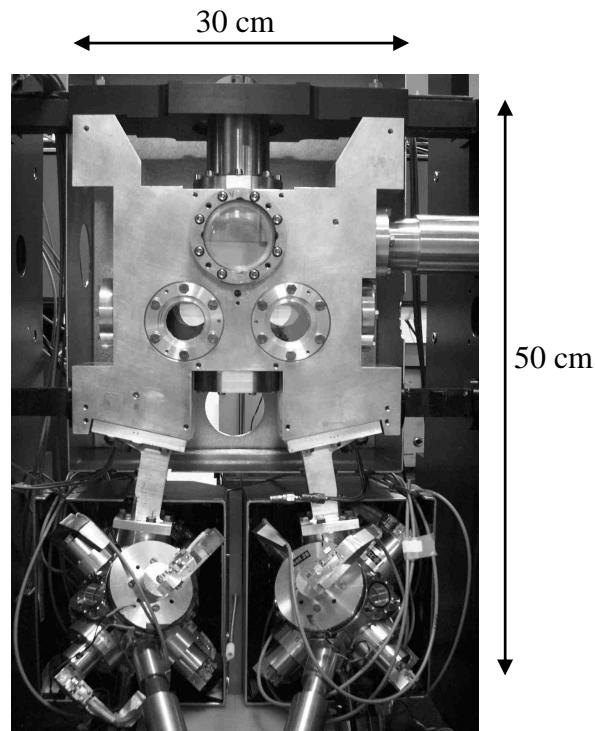


Figure 1 : Photographie du gyromètre à atomes froids. On distingue les deux sources atomiques en bas de la photo, et la zone d'interaction au niveau du hublot de plus grand diamètre.

1.2. Applications des gyromètres de grande sensibilité

Les applications du gyromètre à atomes froids sont diverses. On peut citer la navigation inertielle, les tests de physique fondamentale et les mesures en géophysique.

1.2.1. Navigation inertielle

La navigation inertielle, utilisée pour le guidage d'avions, de sous-marins ou de satellites, consiste à piloter son appareil à partir des mesures fournies par une centrale inertielle, comprenant des accéléromètres et des gyromètres. Les centrales actuelles sont limitées par la stabilité de leurs capteurs, qui nécessitent d'être étalonnés régulièrement par des mesures externes (recalages GPS, pointage sur des étoiles de référence). Intégré à ces centrales inertielles, un gyromètre de grande stabilité à long terme permettrait de rallonger le temps d'autonomie des centrales inertielles.

1.2.2. Tests de physique fondamentale

L'effet Lense-Thirring [Lense 18] est un effet relativiste dans lequel la Terre en rotation entraîne le repère d'inertie local. En pratique, ceci se traduit par un mouvement de précession du repère d'inertie local par rapport au repère d'inertie global défini par des étoiles lointaines. Ainsi, pour un satellite en orbite autour de la Terre, on pourrait envisager de mesurer cet effet en embarquant des gyromètres de très haute sensibilité à bord du satellite, qui définissent le repère d'inertie local, et en comparant les données inertielles fournies aux

mesures réalisées par des pointeurs d'étoiles lointaines, définissant le repère d'inertie global. Lorsque le satellite décrit son orbite autour de la Terre, l'effet qui dépend de l'angle de latitude de l'appareil se trouve modulé. L'ordre de grandeur de l'effet à mesurer est de 10^{-14} rad.s⁻¹.

La sonde Gravity-Probe B de la NASA, avec à son bord des gyroscopes mécaniques de haute précision, a été lancée en avril 2004. Elle permettra de fournir un signal moyenné sur la trajectoire du satellite autour de la Terre, et devrait être capable de mesurer l'effet Lense-Thirring à 10^{-2} près [Mester 94].

Une collaboration européenne a proposé un projet similaire : le projet HYPER [Rasel 00]. Il est basé sur l'utilisation de gyromètres atomiques fonctionnant avec des condensats de Bose-Einstein, permettant d'accéder à de grandes stabilités long terme. L'effet Lense-Thirring sera mesuré par la détection de la modulation du signal lors de la description de l'orbite du satellite. Le projet est actuellement en cours d'expertise.

1.2.3. Géophysique

La vitesse de rotation de la Terre n'est pas constante au cours du temps. D'une part, les corps à proximité (Soleil, Lune, planètes) induisent des couples sur notre planète et sont à l'origine des effets de marées océaniques et terrestres. D'autre part, la Terre est composée de différents sous-systèmes, le manteau, le noyau fluide et le noyau liquide, qui introduisent des modes propres de résonance amplifiant ou atténuant les effets dus aux corps extérieurs [Loyer 97].

L'ordre de grandeur du premier terme des fluctuations de la rotation de la Terre est de 10^{-11} rad.s⁻¹. Avec un gyromètre de grande sensibilité et de grande stabilité long terme, on peut espérer mesurer précisément ces effets après intégration du signal.

1.3. Contribution à l'expérience

Le projet du gyromètre à atomes froids a commencé fin 1997. La conception de l'appareil, les choix physiques et technologiques ainsi que les premières étapes de la réalisation ont été effectués pendant la thèse de David Holleville [Holleville 01]. Jérôme Fils [Fils 02] s'est plus particulièrement intéressé au calcul exact du déphasage dans l'interféromètre, aux problèmes de déphasages dus aux aberrations géométriques des faisceaux lasers Raman interagissant avec les atomes, ainsi qu'à la réalisation du banc de génération de ces faisceaux.

A mon arrivée au laboratoire, le banc de refroidissement des atomes était terminé, et des atomes froids pouvaient être détectés dans une enceinte à vide annexe permettant de tester le contrôle du lancement des nuages atomiques. L'enceinte à vide principale était réalisée, et le banc Raman en fonctionnement.

Pendant ces trois années de thèse, il a fallu terminer le montage de l'enceinte à vide, notamment mettre en place les boules de refroidissement et remplacer les hublots Raman. Une part importante de ma thèse a été consacrée au montage de l'asservissement en phase des lasers Raman et à sa caractérisation. Des modifications ont été apportées sur le banc Raman afin de réduire le bruit de phase résiduel, et la mécanique permettant le montage des faisceaux sur l'enceinte à vide a été conçue et mise en place.

On a alors pu observer les premières franges d'interférences sur un gyromètre à atomes froids. Une première caractérisation des performances du gyromètre a permis de mettre en évidence les différentes sources de limitations, d'effectuer les premières améliorations comme la mise en place d'un système d'isolation des vibrations, et de dégager les points importants à optimiser par la suite.

1.4. Plan de la thèse

Le chapitre 2 – *Déphasage dans un interféromètre atomique* – est consacré au calcul théorique du déphasage dans un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé symétrique, mettant en œuvre des séparatrices atomiques basées sur des impulsions laser progressives. Après avoir rappelé l'évolution des paquets d'ondes atomiques à la traversée de ce type de séparatrice ainsi que le déphasage imprimé sur l'onde atomique, on utilise deux approches différentes pour calculer le déphasage en sortie de l'interféromètre.

La première, basée sur la méthode des intégrales de chemin de Feynman, consiste à séparer le déphasage en trois contributions : un déphasage de propagation le long des bras de l'interféromètre, un déphasage dû aux interactions avec les séparatrices, et un déphasage provenant de la séparation spatiale des deux bras en sortie de l'interféromètre. On calcule le déphasage induit par une rotation de l'interféromètre. Il est aussi possible de traiter l'influence d'autres forces telles que l'accélération, la gravité et le gradient de gravité, mais le calcul des trajectoires devient vite fastidieux.

Une seconde méthode, basée sur une approche matricielle du traitement de l'évolution des paquets d'ondes atomiques, permet de traiter de manière plus élégante les effets croisés entre les différentes forces sur le déphasage en sortie de l'interféromètre, ainsi que les termes d'ordre supérieur. On donne l'ordre de grandeur de ces termes, qu'il est possible de détecter avec un gyromètre de très grande sensibilité.

Dans une dernière partie, on étudie l'influence des différents paramètres de l'interféromètre sur le déphasage mesuré en sortie, et sur la stabilité de l'appareil. On explicite notamment les différentes sources de bruit dégradant la mesure de forces inertielles pour notre capteur : bruit de phase entre les deux lasers induisant les transitions Raman, fluctuations du champ magnétique, déplacement lumineux, distorsions de front d'onde des faisceaux lasers.

Le chapitre 3 – *Description du gyromètre-accéléromètre* – détaille la géométrie choisie pour l'interféromètre, ainsi que les différentes technologies utilisées : refroidissement d'atomes dans des pièges magnéto-optiques, lancement des nuages atomiques sur des trajectoires paraboliques, détection de l'état interne par fluorescence. L'appareil étant sensible à la fois aux accélérations et aux rotations, on utilise deux sources atomiques afin de discriminer ces deux déphasages. On étudie en particulier les différentes géométries possibles pour la zone d'interaction : la direction des lasers induisant les transitions Raman détermine les axes de sensibilité de l'interféromètre à la rotation et à l'accélération.

Plusieurs configurations sont possibles pour amener les lasers contrapropageants induisant les transitions Raman vers la zone d'interaction avec les atomes. Dans une première configuration, appelée contrapropageante, les deux lasers se propagent séparément. Dans la configuration rétro réfléchée, les lasers sont copropageants et sont ensuite rétro réfléchis sur un miroir. Les deux configurations ainsi que leurs avantages et inconvénients sont détaillées dans ce chapitre. Une troisième configuration, dans laquelle les lasers induisent des

transitions dans le domaine micro-onde, est appelée copropageante et permettra de tester les paramètres de l'expérience avant de réaliser le capteur inertielle à proprement parler.

On aborde ensuite la sensibilité de l'appareil, dont la limite ultime sera le bruit de projection quantique, ainsi que la réponse en fréquence du capteur en accélération, en rotation et en phase, notamment due à l'échantillonnage induit par la séquence d'impulsions ainsi que par le temps de cycle utilisé.

Dans le chapitre 4 – *Caractérisation des séparatrices atomiques* – on détaille la génération des lasers induisant les transitions Raman. Leur différence de phase doit être stabilisée afin de ne pas dégrader le rapport signal à bruit de la mesure. On détaille l'asservissement en phase réalisé à cet effet, ainsi que ses performances actuelles, et on calcule la contribution du bruit de phase laser résiduel au bruit de phase qui sera mesuré sur les signaux atomiques.

D'autre part, la mise en forme des faisceaux doit aussi bénéficier d'une attention particulière, sachant que la distorsion des fronts d'onde des lasers Raman peut induire des déphasages vus comme des accélérations ou des rotations parasites générant un effet systématique sur la mesure inertielle. L'analyse de la qualité des optiques utilisées permet de donner un ordre de grandeur des déphasages induits.

Le chapitre 5 – *Caractérisation expérimentale de l'interféromètre* – présente les résultats obtenus sur le dispositif. On commence par étudier les différents paramètres de l'expérience en configuration copropageante, insensible aux forces d'inertie. Cette configuration nous permet d'estimer le rapport signal à bruit maximal de l'interféromètre, ainsi que le contraste des franges atomiques.

Ensuite, on se place en configuration rétro-réfléchiée, afin d'obtenir les premiers signaux du gyromètre à atomes froids. On étudie les différentes limitations aux performances actuelles de l'appareil, notamment la réduction de contraste due à la sélectivité en vitesse des transitions Raman stimulées induites par des faisceaux contrapropageants. La caractérisation du bruit mesuré à flanc de frange nous permet d'estimer les différentes sources de bruit limitant la sensibilité du gyromètre. On peut alors tester l'appareil en réalisant une mesure préliminaire de la vitesse de rotation de la Terre.

On teste d'autre part une nouvelle configuration, utilisant quatre séparatrices, insensible aux accélérations constantes. Elle permet de mesurer l'axe de rotation parallèle à la propagation des atomes, habituellement inaccessible. On valide le principe de cette nouvelle géométrie, qui peut se révéler déterminante pour l'avenir de la gyrométrie atomique.

On trouvera ensuite des annexes à la fin de ce document, détaillant des points abordés dans les différents chapitres.

L'annexe A – *L'atome de Césium* – liste les caractéristiques de cet atome, les transitions atomiques en jeu ainsi que les différentes valeurs numériques utilisées dans ce document.

L'annexe B – *Compensation du déplacement lumineux* – détaille le calcul du déplacement lumineux créé par les deux lasers induisant les transitions Raman. On étudie en particulier les influences du désaccord et du rapport d'intensité des deux faisceaux sur le bruit de phase dû au déplacement lumineux mesuré dans l'interféromètre.

L'annexe C – *La variance d'Allan* – reprend la définition de la variance d'Allan, utilisée en métrologie pour caractériser le bruit d'un capteur ainsi que sa stabilité.

L'annexe D – *Principales publications* – regroupe deux articles publiés pendant ces trois années de thèse.

CHAPITRE 2

CHAPITRE 2. DEPHASAGE DANS L'INTERFEROMETRE ATOMIQUE

Ce chapitre a pour objectif de calculer le déphasage mesuré en sortie de notre interféromètre atomique. On dispose de deux méthodes pour effectuer ce calcul : le formalisme de Feynman [Cohen-Tannoudji 92] [Storey 94] utilisant les intégrales de chemin, et le formalisme de Christian Bordé [Bordé 91] [Bordé 01], introduisant des matrices A, B, C, D et ξ pour décrire l'évolution des paquets d'onde atomiques. L'objectif de ce chapitre n'est pas de refaire des calculs effectués dans la littérature, mais simplement de présenter les grandes lignes de chaque raisonnement. On étudiera ici uniquement le cas d'un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé symétrique, faisant intervenir deux bras interférométriques symétriques séparés spatialement à l'aide d'impulsions lasers. On commence par présenter ce type d'interféromètre ainsi que les séparatrices et miroirs permettant de manipuler les ondes atomiques. Le calcul du déphasage entre les deux bras de l'interféromètre fait apparaître des sensibilités à la rotation et à l'accélération du référentiel atomique par rapport à celui des lasers. C'est ainsi qu'on peut réaliser un gyromètre-acéléromètre atomique. Les facteurs d'échelle de ce capteur dépendent de paramètres qu'il est nécessaire de connaître et de contrôler afin d'assurer une bonne stabilité long terme ; c'est le sujet de la dernière section de ce chapitre.

2.1. Interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique

La géométrie choisie pour notre interféromètre est analogue à celle d'un interféromètre de Mach-Zehnder en optique. Pour manipuler les ondes atomiques et réaliser l'interféromètre, la nature des séparatrices et miroirs utilisés peut être diverse. Les différents choix technologiques et leurs avantages et inconvénients seront étudiés dans le chapitre 4.

Ici, nous considérerons des séparatrices électromagnétiques, i.e. des interactions avec des champs lasers progressifs qui modifient l'impulsion atomique en lui ajoutant une impulsion de recul lors de l'interaction (cf. Figure 2.1). A chaque interaction avec les séparatrices, la modification de l'impulsion de l'atome est associée à un changement d'état interne. Il y a ainsi une bijection entre états interne et externe de l'atome [Bordé 89]. On note alors les deux états possibles de l'atome $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$.

Trois interactions électromagnétiques permettent de former l'interféromètre : la première sépare l'onde atomique en créant une superposition de deux états d'impulsions moyennes différentes, la seconde agit comme un miroir qui dévie les paquets d'ondes, et la troisième recombine les deux états de la fonction d'onde atomique pour les faire interférer. Les intervalles de temps entre les impulsions sont identiques pour conserver la symétrie. Un tel interféromètre, en comparaison avec l'interféromètre de Ramsey-Bordé à quatre ondes, est appelé Ramsey-Bordé symétrique [Bordé 91-2].

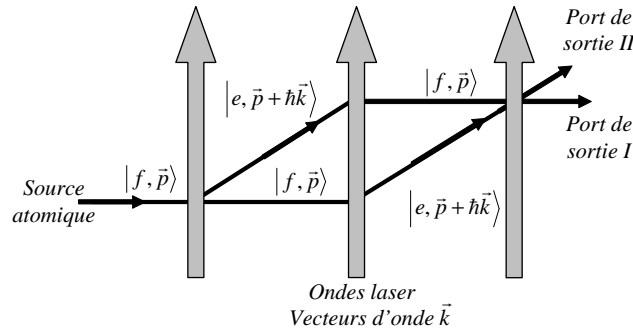


Figure 2.1 : Interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé symétrique.

En sortie de l'interféromètre, le nombre d'atomes détectés sur chaque port de sortie suit la même loi d'interférences que l'intensité lumineuse dans un interféromètre optique à deux ondes :

$$N_I = N_0 \cdot \frac{1 + C \cos \Delta\Phi}{2} \quad (2.1)$$

$$N_{II} = N_0 \cdot \frac{1 - C \cos \Delta\Phi}{2} \quad (2.2)$$

N_0 est le nombre d'atomes à l'entrée de l'interféromètre, C le contraste des franges d'interférences atomiques. A partir des mesures expérimentales de N_I et N_{II} , on déduit la probabilité P de trouver l'atome sur le port de sortie I , en normalisant le nombre d'atomes N_I :

$$P = \frac{1 + C \cos \Delta\Phi}{2} \quad (2.3)$$

Le contraste C des franges correspond à la soustraction entre le maximum et le minimum de probabilité. On obtient un contraste de 100 % si l'onde atomique a une cohérence infinie, s'il n'y a aucune source de décohérence dans l'interféromètre et si les efficacités des interactions lasers sont bien de 50 % et 100 %. Nous verrons (cf. Section 5.2.1.1) que la température non nulle du nuage atomique conduit aussi à une forte réduction du contraste, observée expérimentalement.

Dans ce chapitre, on s'intéresse uniquement au calcul du déphasage $\Delta\Phi$ entre les deux bras de l'interféromètre, et en particulier à sa dépendance aux champs inertiels auxquels sont soumis les atomes. Dans un premier temps, on détaille le principe physique régissant la

séparation et la déviation des paquets d'ondes atomiques par des ondes laser, ainsi que le déphasage atomique induit lors de ces interactions.

2.2. Les séparatrices atomiques

Les séparatrices atomiques utilisées dans notre interféromètre induisent des transitions Raman stimulées [Moler 91] [Young 97] entre les deux états fondamentaux $6S_{1/2}$, $F=3$, $m_F=0$ et $6S_{1/2}$, $F=4$, $m_F=0$ du Césium (cf. Annexe A). La description de ces transitions à deux photons, effectuée dans la section 2.2.2, découle de la théorie de l'atome à deux niveaux. Nous commencerons (cf. Section 2.2.1) par un bref rappel des résultats obtenus par ce modèle, à l'aide du formalisme des matrices S [Bordé 84]. Dans la section 2.2.3, on abordera l'effet des séparatrices sur le paquet d'ondes atomiques : celui-ci peut être traité de manière simple en modélisant les séparatrices par des ondes planes appliquées pendant un temps infiniment court, mais un traitement plus réaliste des séparatrices atomiques peut être envisagé, développé par Ch. Bordé [Ishikawa 94] [Bordé 97], et qui ne nécessite pas l'approximation d'ondes laser planes infiniment fines.

2.2.1. L'atome à deux niveaux

Le modèle ayant été largement détaillé dans la littérature [Bordé 84], [Cohen-Tannoudji 92], [Young 97], nous n'en donnerons ici que les résultats importants.

2.2.1.1. Solution de Rabi

L'atome est modélisé par une onde plane progressive. Il est donc initialement décrit par la fonction d'onde suivante :

$$|\Psi(t)\rangle = c_f(t)|f, \vec{p}\rangle + c_e(t)|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle \quad (2.4)$$

$$|\Psi(t)\rangle = a_f(t)e^{-i\omega_f \cdot p t}|f, \vec{p}\rangle + a_e(t)e^{-i\omega_e \cdot p + \hbar k t}|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle \quad (2.5)$$

On émet l'hypothèse que l'émission spontanée peut être négligée : les deux états internes étudiés ont de grandes durées de vie devant la durée caractéristique de l'expérience, de l'ordre de 100 ms.

L'onde laser est caractérisée par son vecteur d'onde \vec{k} , sa pulsation ω et sa phase ϕ , à l'instant t de l'interaction et à la position q . Le champ électrique associé s'écrit :

$$\vec{E}_i(x, z, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{q} - \omega t - \phi) \quad (2.6)$$

Ce champ induit un couplage dipolaire électrique entre les deux états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$, décrit par la pulsation de Rabi suivante (\vec{D} est le dipôle électrique de l'atome):

$$\Omega = -\frac{\vec{D} \cdot \vec{E}_0}{\hbar} \quad (2.7)$$

On introduit t l'instant et τ la durée de l'impulsion laser, Δ le désaccord à la résonance, et Ω_r la pulsation de Rabi généralisée :

$$\Omega_r = \sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2} \quad (2.8)$$

L'évolution des amplitudes de probabilité est alors donnée par la matrice notée S :

$$\begin{pmatrix} a_e(t+\tau) \\ a_f(t+\tau) \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} a_e(t) \\ a_f(t) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$S = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\Delta\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) - i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] & e^{-\frac{i\Delta\tau}{2}} \left[-ie^{-i(\Delta t+\phi)} \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] \\ e^{\frac{i\Delta\tau}{2}} \left[-ie^{i(\Delta t+\phi)} \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] & e^{\frac{i\Delta\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) + i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$\text{où } \theta \text{ est défini par les relations : } \cos\theta = -\frac{\Delta}{\Omega_r} \quad \sin\theta = \frac{\Omega}{\Omega_r} \quad 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (2.11)$$

2.2.1.2. Désaccord Δ à la résonance :

Le désaccord à la résonance, défini par l'équation (2.12), se décompose d'après l'équation (2.13) en plusieurs termes faisant intervenir le désaccord Doppler δ_D et le désaccord de recul δ_R :

$$\Delta = \omega - (\omega_{e,p+\hbar k} - \omega_{f,p}) \quad (2.12)$$

$$\Delta = \omega - \omega_{at} - \delta_D - \delta_R \quad (2.13)$$

$$\delta_D = \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}}{M} \quad \delta_R = \frac{\hbar |\vec{k}|^2}{2M} \quad (2.14)$$

où M est la masse de la particule. Le couplage maximal entre les états est obtenu lorsque $\Omega_r = \Omega$, soit à désaccord Δ nul. Si la fréquence laser est égale à la fréquence de transition atomique, ceci impose une condition sur l'impulsion atomique (cf. équ. 2.15). L'onde laser doit donc faire un angle, appelé angle de Bragg, avec le faisceau incident atomique [Bordé 97] (cf. Figure 2.2(a)).

$$\delta_D = \delta_R \Leftrightarrow p_z = -\frac{\hbar k}{2} \quad (2.15)$$

Cependant, les directions de la trajectoire atomique et de l'onde laser peuvent être orthogonales par construction. Dans ce cas, la condition de Bragg n'est plus vérifiée, mais on pourra compenser la pulsation de recul δ_R en ajustant la pulsation laser (cf. Figure 2.2(b)). C'est ce qui est réalisé dans notre expérience.

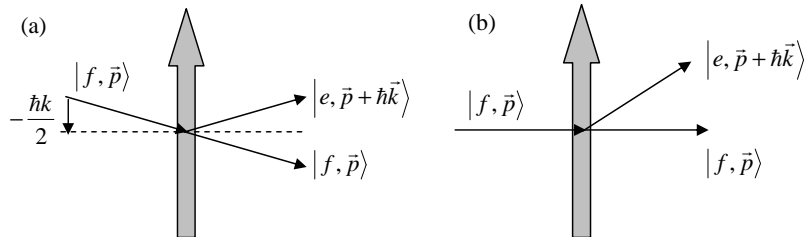


Figure 2.2 : Géométrie de la diffraction. L'effet du recul peut être compensé soit (a) sur l'orientation relative de la trajectoire atomique et du laser (angle de Bragg), soit (b) sur la fréquence du laser.

D'autre part, cette condition ne peut être vérifiée pour tous les atomes, qui présentent une dispersion en impulsion. On définit alors un nouveau désaccord à la résonance δ (cf. équ. 2.16) n'incluant pas l'effet Doppler, et qui permet de réécrire la matrice S en fonction de la position q dans la séparatrice et du désaccord δ :

$$\delta = (\omega - \delta_R) - \omega_{at} \quad (2.16)$$

$$S = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i(\delta - \delta_D)\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) - i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] & e^{-\frac{i(\delta - \delta_D)\tau}{2}} \left[-ie^{i(\vec{k} \cdot \vec{q} - \delta t - \phi)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] \\ e^{\frac{i(\delta - \delta_D)\tau}{2}} \left[-ie^{-i(\vec{k} \cdot \vec{q} - \delta t - \phi)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] & e^{\frac{i(\delta - \delta_D)\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) + i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

En réalité, les séparatrices atomiques utilisées dans notre interféromètre induisent des transitions Raman stimulées, qui font intervenir trois états internes. Le principal avantage de ces transitions à deux photons par rapport aux transitions à un seul photon micro-onde est de fournir une double impulsion de recul dans le domaine optique, donc bien plus importante que dans le domaine micro-onde. La séparation entre les deux bras de l'interféromètre est alors plus grande, ce qui augmente la sensibilité de l'appareil de mesure (cf. Section 2.3.3.5).

2.2.2. Transitions Raman stimulées

Lors de transitions Raman stimulées, le couplage entre les deux états $6S_{1/2}$, $F=4$, $m_F=0$ et $6S_{1/2}$, $F=3$, $m_F=0$ s'effectue grâce à deux lasers, notés I et II, par le biais d'un état intermédiaire excité $|i\rangle$ proche du niveau $6P_{3/2}$. Ces deux lasers I et II induisant les transitions Raman seront appelés lasers Raman, ou encore faisceaux Raman, dans le reste du document.

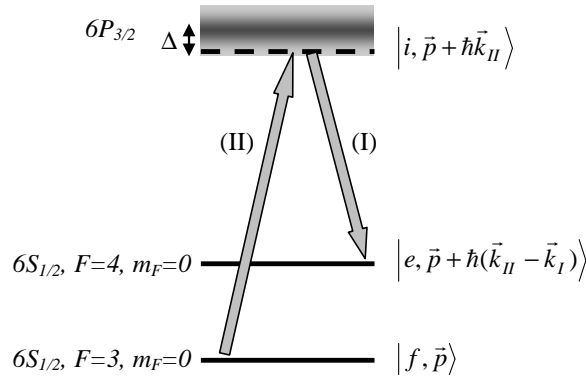


Figure 2.3 : Diagramme d'énergie du Césium, figurant les niveaux mis en jeu lors des transitions Raman stimulées.

Pendant la durée τ de l'impulsion, le laser II de paramètres ω_{II} , \vec{k}_{II} et ϕ_{II} couple les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{II}\rangle$ avec une pulsation de Rabi Ω_{II} et un désaccord Δ_{II} , tandis que le laser I de paramètres ω_I , \vec{k}_I et ϕ_I couple les états $|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{II}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar(\vec{k}_{II} - \vec{k}_I)\rangle$ avec une pulsation de Rabi Ω_I et un désaccord Δ_I . Pour éviter la décohérence par émission spontanée, les désaccords Δ_I et Δ_{II} sont choisis bien supérieurs à la largeur naturelle Γ de l'état excité. En première approximation, on pourra donc considérer que $\Delta_I \sim \Delta_{II} \sim \Delta$.

On définit les paramètres suivants de la transition à deux photons :

$$\begin{aligned}
\omega_{eff} &= \omega_{II} - \omega_I \\
\vec{k}_{eff} &= \vec{k}_{II} - \vec{k}_I \\
\phi_{eff} &= \phi_{II} - \phi_I
\end{aligned} \tag{2.18}$$

On introduit cette fois la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , la pulsation de Rabi généralisée Ω'_r , le désaccord à résonance δ_{eff} , le désaccord effectif dû à l'effet Doppler δ_D et le désaccord dû au déplacement lumineux ou AC Stark shift δ^{AC} qui correspond à la différence des déplacements lumineux Ω_e^{AC} et Ω_f^{AC} des niveaux e et f :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_I^* \Omega_{II}}{2\Delta} \tag{2.19}$$

$$\Omega'_r = \sqrt{|\Omega_{eff}|^2 + (\delta_{eff} - \delta_D - \delta^{AC})^2} \tag{2.20}$$

$$\delta_{eff} = (\omega_{II} - \omega_I) - \omega_{at} - \delta_R \tag{2.21}$$

$$\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_f^{AC} \tag{2.22}$$

ω_{at} représente la pulsation de la transition atomique, et δ_R le désaccord effectif de recul (cf. équ. 2.14). Les termes de déplacement lumineux Ω_e^{AC} et Ω_f^{AC} sont calculés en annexe B pour le cas du Césium.

De la même façon que pour la transition à un photon (cf. Section 2.2.1), on définit θ par les relations : $\cos \theta = -\frac{\delta_{eff} - \delta_D - \delta^{AC}}{\Omega'_r}$ $\sin \theta = \frac{\Omega_{eff}}{\Omega'_r}$ $0 \leq \theta \leq \pi$ $\tag{2.23}$

On peut alors montrer [Moler 91] [Young 97] que les coefficients de la fonction d'onde atomique suivent une loi d'évolution proche de celle décrite pour un atome à deux niveaux (cf. équ. 2.10), exprimée par la matrice suivante :

$$S = e^{-i\frac{(\Omega_e^{AC} + \Omega_f^{AC})\tau}{2}} \begin{pmatrix} e^{\frac{i(\delta_{eff} - \delta_D)\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) - i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) \right] & e^{\frac{i(\delta_{eff} - \delta_D)\tau}{2}} \left[-ie^{i(\vec{k} \cdot \vec{q} - \delta_{eff} t - \phi_{eff})} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) \right] \\ e^{\frac{i(\delta_{eff} - \delta_D)\tau}{2}} \left[-ie^{-i(\vec{k} \cdot \vec{q} - \delta_{eff} t - \phi_{eff})} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) \right] & e^{\frac{i(\delta_{eff} - \delta_D)\tau}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) + i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega'_r \tau}{2}\right) \right] \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

Il est possible de compenser le désaccord dû au déplacement lumineux δ^{AC} en ajustant le rapport d'intensité des deux faisceaux lasers Raman. Ce rapport est fonction du désaccord Δ entre la pulsation des lasers et les écarts d'énergie entre les différents sous-niveaux (cf. Annexe B).

Si le déplacement lumineux est compensé, on retrouve l'expression de la matrice d'évolution pour une transition à un photon (cf. équ. 2.10) mais où n'interviennent que les différences entre les paramètres de chaque laser :

$$\begin{aligned}
\omega &= \omega_{II} - \omega_I \\
\vec{k} &= \vec{k}_{II} - \vec{k}_I \\
\phi &= \phi_{II} - \phi_I
\end{aligned} \tag{2.25}$$

Les notations de (2.25) sont celles qui seront utilisées dans la suite de ce rapport.

On réalise ainsi une transition à deux photons optiques (~ 350 THz pour le Césium) équivalente à une transition à un seul photon micro-onde ($\sim 9,2$ GHz). Lorsque les faisceaux sont contrapropageants, le transfert d'impulsion $\hbar(\vec{k}_I - \vec{k}_R)$, qui correspond à une vitesse de recul de 7 mm.s^{-1} , est bien plus efficace que pour une transition micro-onde ($10^{-4} \text{ mm.s}^{-1}$). D'autre part, la phase qui vient s'imprimer sur l'onde atomique au moment de l'interaction est fixée par la différence de phase entre les deux lasers.

2.2.3. Evolution du paquet d'ondes atomiques pendant les interactions

La description de l'évolution du paquet d'onde pendant l'interaction est un problème complexe. En effet, la durée de l'interaction étant finie, l'endroit où s'effectue la séparation entre les deux états atomiques est difficile à déterminer. De plus, la forme du paquet d'onde et sa largeur en impulsion évoluent dans la séparatrice, notamment à cause des champs gravitationnels et inertiels.

Cette description peut être simplifiée en utilisant l'approximation des séparatrices infiniment fines. Dans cette approximation, communément utilisée dans la littérature [Storey 94], on remplace l'interaction de durée τ centrée sur l'instant t par une interaction concentrée sur cet instant t et induisant la même transformation de la fonction d'onde (cf. Figure 2.4) :

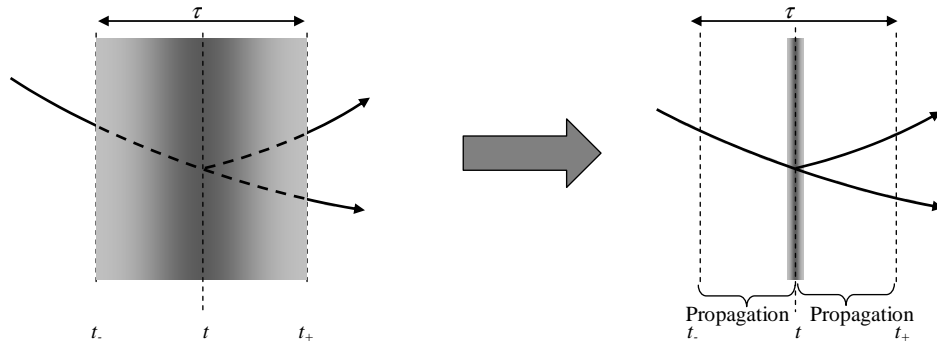


Figure 2.4 : Evolution du paquet d'ondes atomiques pendant l'interaction, dans le cas de l'approximation de la séparatrice infiniment fine.

Les coefficients $c_e(t_+)$ et $c_f(t_+)$ de la fonction d'onde, à la fin de l'interaction, s'expriment alors en fonction de $c_e(t)$ et $c_f(t)$ au début de l'interaction suivant l'équation (2.26). L'évolution de la fonction d'onde peut se décomposer en trois phases :

- Evolution libre de la fonction d'onde de l'instant t jusqu'à l'instant t de l'interaction,
- Interaction à l'instant t avec le champ laser, qui induit un transfert de population exprimé par la matrice S (cf. équ. 2.24), calculée pour une impulsion égale à l'impulsion centrale du paquet d'onde, supposée constante pendant l'interaction. Cette interaction imprime une phase $\pm \Phi = \pm(\vec{k} \cdot \vec{q} - \omega t - \phi)$ sur l'onde atomique lorsqu'il y a changement d'état de l'atome, avec un signe + ou - en fonction du transfert de population de $|f, \vec{p}\rangle$ vers $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$ ou de $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$ vers $|f, \vec{p}\rangle$. q est la position du centre du paquet d'ondes à l'instant t , qui coïncide avec la trajectoire classique de l'atome conformément au théorème d'Ehrenfest [Messiah 97]. Cette phase est déterminante pour le calcul du déphasage à la sortie de l'interféromètre.

- Evolution libre de la fonction d'onde de l'instant t à l'instant t_+ .

$$\begin{pmatrix} c_e(t_+) \\ c_f(t_+) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_{e,p+\hbar k}(t_+-t)} M_{ee} & e^{-i\omega_{e,p+\hbar k}(t_+-t)} M_{ef} e^{+i\Phi} \\ e^{-i\omega_{f,p}(t_+-t)} M_{fe} e^{-i\Phi} & e^{-i\omega_{f,p}(t_+-t)} M_{ff} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\omega_{e,p+\hbar k}(t-t_-)} c_e(t_-) \\ e^{-i\omega_{f,p}(t-t_-)} c_f(t_-) \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

M_{ee} , M_{ef} , M_{fe} et M_{ff} s'écrivent, à résonance :

$$\begin{pmatrix} M_{ee} = \cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) & M_{ef} = -i \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \\ M_{fe} = -i \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) & M_{ff} = \cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Le facteur $\Omega_{eff}\tau$ détermine la probabilité de transition de l'état fondamental vers l'état excité. Dans notre interféromètre, on utilisera deux valeurs de ce facteur : une impulsion π (telle que $\Omega_{eff}\tau = \pi$) induit une probabilité de 100 % de passage dans l'autre état, et agit comme un miroir, alors qu'une impulsion $\pi/2$ ($\Omega_{eff}\tau = \pi/2$) réalise une séparatrice 50/50 (cf. Tableau 2.1).

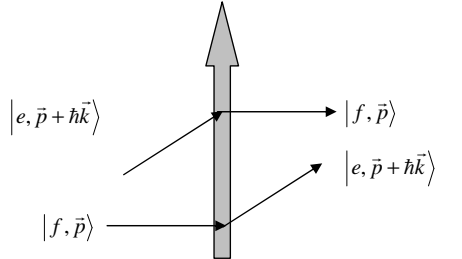
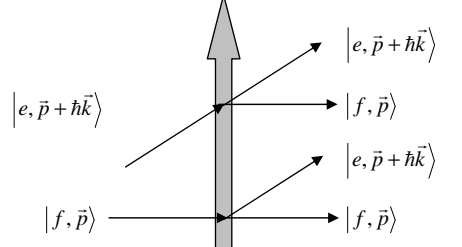
Impulsion π : Miroir	$\begin{pmatrix} c_e(t+\tau) \\ c_f(t+\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\Phi} \\ -ie^{i\Phi} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_f(t) \end{pmatrix} \quad (2.28)$	
Impulsion $\pi/2$: Séparatrice	$\begin{pmatrix} c_e(t+\tau) \\ c_f(t+\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-i}{\sqrt{2}} e^{-i\Phi} \\ \frac{-i}{\sqrt{2}} e^{i\Phi} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_e(t) \\ c_f(t) \end{pmatrix} \quad (2.29)$	

Tableau 2.1 : Evolution des amplitudes de probabilité et des impulsions de l'atome lors d'interactions avec des impulsions laser π et $\pi/2$.

Lorsque l'on néglige à la fois les champs inertiels et les effets dispersifs propres à la séparation atomique (effets dispersifs autres que l'étalement naturel du paquet d'onde) pendant l'interaction, on peut montrer que cette approximation des séparatrices infiniment fines est justifiée, que ce soit en champ fort [Ishikawa 94] ou en champ faible [Bordé 02 ttt] [Bordé 04], et pour divers types de profils (spatiaux et temporels) de l'amplitude laser. C'est le théorème *ttt*.

De plus, un traitement en champs forts, à la fois pour le champ laser et pour les champs inertiels et gravitationnels, et prenant en compte les effets dispersifs dus à la séparatrice, a permis de montrer que cette modélisation est valable si l'on se place à résonance (désaccord nul) et si la dispersion du paquet d'ondes atomiques incident tend vers 0 [Antoine 04].

Dans le reste du document, on se place dans le cadre de cette modélisation *ttt*, qui rejoint la modélisation des séparatrices infiniment fines. Il reste alors à décrire la propagation

des atomes en dehors des séparatrices, lorsqu'ils sont soumis aux champs inertiels (rotation, accélération).

2.3. Déphasage en sortie de l'interféromètre

On souhaite décrire l'évolution des paquets d'onde atomiques en considérant l'influence de mouvements inertiels de type rotation et accélération, les atomes pouvant être soumis à la gravité et à son gradient. On décompose l'hamiltonien atomique en un hamiltonien interne H_{int} décrivant l'évolution de l'état interne de l'atome, et un hamiltonien externe regroupant l'action des forces énumérées plus haut.

2.3.1. Propagation de l'état interne

Hormis les interactions avec les séparatrices laser, l'environnement ne modifie pas l'état interne des atomes pendant toute la durée de l'interféromètre (rappelons que l'on néglige l'émission spontanée, qui détruit la cohérence des ondes atomiques). Dans un interféromètre temporel symétrique, le paquet d'ondes atomiques passe autant de temps dans l'état excité que dans l'état fondamental. Le déphasage de propagation qui en résulte est donc annulé [Cohen-Tannoudji 92].

Par conséquent, un interféromètre symétrique présente l'avantage que le déphasage en sortie est indépendant du désaccord entre la fréquence atomique et la fréquence des lasers induisant les transitions Raman. On évite ainsi de réaliser une horloge et de mesurer, en même temps que les forces d'inertie, le désaccord de la transition et ses éventuelles fluctuations.

Pendant, certains effets parasites détruisent la symétrie de l'interféromètre en modifiant, de manière inhomogène spatialement ou temporellement, l'énergie des états internes de l'atome. Les inhomogénéités de champ magnétique et de déplacement lumineux peuvent être à l'origine de ce phénomène. Les déphasages parasites induits par ces deux effets sont étudiés dans les sections 2.4.2.3 et 2.4.2.4.

2.3.2. Hamiltonien externe

On introduit p_{op} et q_{op} les opérateurs impulsion et position de la particule de masse M . On considère les champs suivants : a et Ω sont les vecteurs accélération et rotation, g et γ sont respectivement le vecteur gravité et le tenseur gradient de gravité, exprimés à la position q_1 de la première séparatrice laser. Pour une description plus simple, on se place dans le cas de champs inertiels indépendants du temps. L'hamiltonien externe s'écrit alors de la façon suivante [Landau 69] :

$$H_{\text{ext}} = \frac{\vec{p}_{op}^2}{2M} - M\vec{a} \cdot \vec{q}_{op} - \vec{\Omega} \cdot (\vec{q}_{op} \times \vec{p}_{op}) - M\vec{g} \cdot \vec{q}_{op} - \frac{M}{2} (\vec{q}_{op} - \vec{q}_1) \cdot \vec{\gamma} \cdot (\vec{q}_{op} - \vec{q}_1) \quad (2.30)$$

On remarque que les forces étudiées entraînent une dépendance au plus quadratique en position et en impulsion de l'hamiltonien. La solution de l'équation de Schrödinger

s'exprime à l'aide d'un propagateur quantique, $K(\vec{q}_2, t_2, \vec{q}_1, t_1)$, décrivant l'évolution de la fonction d'onde entre deux instants t_1 et t_2 .

$$\Psi(\vec{q}_2, t_2) = \int d\vec{q}_1 K(\vec{q}_2, t_2, \vec{q}_1, t_1) \Psi(\vec{q}_1, t_1) \quad (2.31)$$

L'expression du propagateur en fonction des champs inertiels et gravitationnels n'est pas triviale. On présentera deux approches différentes du problème : l'une est basée sur le formalisme de Feynman et le calcul des intégrales d'action le long des trajectoires perturbées par les forces en présence. Cette méthode nécessite cependant de considérer les ondes atomiques comme planes. La seconde approche, développée par Christian Bordé, fournit une description exacte de l'évolution des paquets d'ondes atomiques. Elle considère des paquets d'ondes gaussiens et montre comment l'évolution de tels paquets d'ondes est complètement déterminée par l'introduction de matrices ABCD, similaires à celles utilisées en optique gaussienne pour décrire la propagation des lasers.

2.3.3. Approche des intégrales de chemin de Feynman

On suppose que les atomes peuvent être décrits par des ondes planes progressives dans l'interféromètre. On peut montrer [Holleville 01] que le déphasage en sortie de l'interféromètre peut se séparer en trois contributions : un déphasage de propagation des états externes calculé à l'aide des intégrales de chemin de Feynman, un déphasage provenant des interactions avec les séparatrices (cf. Section 2.2.2), et un déphasage provenant du fait que l'interféromètre ne se referme pas a priori au moment de la dernière impulsion (déphasage dû à la séparation des paquets d'onde en sortie de l'interféromètre).

Cette approche a été détaillée en calculant le déphasage sur les trajectoires non perturbées par les champs inertiels [Storey 94], ainsi que sur les trajectoires perturbées [Peters 98] [Holleville 01]. Nous ne présenterons ici que les résultats importants du calcul sur les trajectoires perturbées.

2.3.3.1. Déphasage de propagation

Ce déphasage est déterminé à partir des intégrales de chemin de Feynman. Selon cette approche, le propagateur quantique est exprimé comme une somme de contributions associées à tous les chemins possibles reliant (t_1, q_1) à (t_2, q_2) . Feynman postule que cette somme est fonction de l'action calculée sur chaque chemin possible :

$$K(\vec{q}_2, t_2, \vec{q}_1, t_1) = \sum_{\text{tous les chemins } \Gamma \text{ possibles}} e^{iS_\Gamma / \hbar} \quad (2.32)$$

où $S_\Gamma = \int_{1 \rightarrow 2} \vec{p} \cdot d\vec{q} - H dt$ est l'action sur le chemin Γ de (t_1, q_1) à (t_2, q_2) .

D'après le principe de moindre action, la particule suit le chemin réel Γ pour lequel l'action S_Γ est extrémale. On peut alors montrer que, dans le cas étudié ici où l'hamiltonien est au plus quadratique, le propagateur peut se décomposer en deux parties : l'une, $F(t_2, t_1)$, dépendant uniquement du temps, la seconde dépendant de l'action calculée sur le chemin classique.

$$K(\vec{q}_2, t_2, \vec{q}_1, t_1) = e^{iS_{cl}(\vec{q}_2, t_2, \vec{q}_1, t_1) / \hbar} \cdot F(t_2, t_1) \quad (2.33)$$

Ainsi, seule la trajectoire classique réelle contribue de manière significative au propagateur. Les phases des propagateurs correspondant aux autres chemins variant très

rapidement d'un chemin à l'autre, la plupart des autres contributions interfèrent destructivement.

Le déphasage de propagation entre les deux bras α et β de l'interféromètre s'écrit alors :

$$\Delta\Phi_{prop} = \frac{1}{\hbar}(S_\beta - S_\alpha) \quad (2.34)$$

où S_α et S_β sont les intégrales d'action calculées sur les chemins α et β .

On se restreint dans un premier temps au calcul du déphasage atomique en présence d'une rotation seule. Dans ce cas, il est plus aisé de se placer dans le référentiel des atomes qui se propagent librement. Ainsi, la rotation est appliquée aux lasers réalisant les séparatrices. On étudie un cas simple dans lequel l'axe de rotation est perpendiculaire au plan défini par la vitesse atomique et les faisceaux laser. On s'intéressera au déphasage mesuré sur la sortie I .

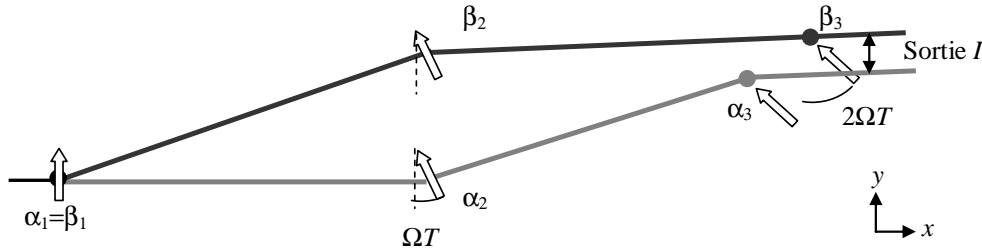


Figure 2.5 : Interféromètre sous l'action d'une rotation perpendiculaire à son plan. Les lasers ont tourné respectivement de $0, \Omega T$ et $2\Omega T$ au moment des trois interactions, ce qui induit une séparation spatiale des paquets d'onde en sortie de l'interféromètre.

On note p la norme de l'impulsion initiale, dirigée suivant l'axe Ox . k est la norme du vecteur d'onde effectif de la transition Raman, T est la durée entre les impulsions laser.

L'action classique pour les deux bras de l'interféromètre s'écrit :

$$S_\alpha = \frac{p_{\alpha 1}^2}{2M}T + \frac{p_{\alpha 2}^2}{2M}T \quad S_\beta = \frac{p_{\beta 1}^2}{2M}T + \frac{p_{\beta 2}^2}{2M}T \quad (2.35)$$

$$\vec{p}_{\alpha 1} = \begin{pmatrix} p \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{p}_{\beta 1} = \begin{pmatrix} p \\ \hbar k \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\vec{p}_{\alpha 2} = \begin{pmatrix} p - \hbar k \sin(\Omega T) \\ \hbar k \cos(\Omega T) \end{pmatrix} \quad \vec{p}_{\beta 2} = \begin{pmatrix} p + \hbar k \sin(\Omega T) \\ \hbar k (1 - \cos(\Omega T)) \end{pmatrix}$$

On en déduit :

$$\Delta\Phi_{prop} = 2 \frac{kpT}{M} \sin \Omega T + \frac{\hbar k^2 T}{M} (1 - \cos \Omega T) \quad (2.37)$$

2.3.3.2. Déphasage provenant des séparatrices atomiques

On a vu (cf. Section 2.2.3) que l'interaction avec les séparatrices revient à recopier la phase des lasers réalisant les séparatrices atomiques sur la phase de l'onde atomique lorsque celle-ci change d'état interne. Ainsi, la phase $\pm \Phi = \pm(\vec{k} \cdot \vec{q} - \omega t - \phi)$ s'ajoute au déphasage

atomique selon que l'atome passe dans l'état excité ou fondamental. Le déphasage total engendré par l'interaction avec les séparatrices s'écrit alors :

$$\Delta\Phi_L = \Phi_{\beta 1} - \Phi_{\beta 2} - \Phi_{\alpha 2} + \Phi_{\alpha 3} \quad (2.38)$$

$$\Delta\Phi_L = \vec{k}(0) \cdot \vec{q}_1 - \vec{k}(T) \cdot (\vec{q}_{\beta 2} + \vec{q}_{\alpha 2}) + \vec{k}(2T) \cdot \vec{q}_{\alpha 3} - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.39)$$

Le terme dépendant de la pulsation ω disparaît du fait que l'interféromètre est symétrique. En exprimant les différentes valeurs des positions $\vec{q} = \int \frac{\vec{p}}{M} dt$ et des vecteurs d'onde, on obtient :

$$\Delta\Phi_L = \frac{2kpT}{M} \sin \Omega T [1 - 2 \cos \Omega T] - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.40)$$

2.3.3.3. Déphasage dû à la séparation spatiale en sortie

Dans le cas où les atomes sont soumis à une rotation et/ou un gradient de gravité, l'interféromètre ne se referme pas au moment de la dernière impulsion. Il apparaît alors un déphasage dû à la séparation des paquets d'ondes en sortie. Sur la sortie I , celui-ci peut s'écrire selon l'équation :

$$\Delta\Phi_{sep} = \frac{\vec{p}_{\alpha 3}^I + \vec{p}_{\beta 3}^I}{2\hbar} \cdot (\vec{q}_{\alpha 3} - \vec{q}_{\beta 3}) \quad (2.41)$$

$$\Delta\Phi_{sep} = -2 \frac{kT}{M} p \sin \Omega T + \frac{2\hbar k^2 T}{M} [\cos^2 \Omega T - 1] \quad (2.42)$$

2.3.3.4. Déphasage final entre les deux bras de l'interféromètre

La somme des trois contributions fournit le déphasage total suivant :

$$\Delta\Phi = 2 \frac{kpT}{M} \sin \Omega T [1 - 2 \cos \Omega T] + \frac{\hbar k^2 T}{M} (\cos 2\Omega T - \cos \Omega T) - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.43)$$

Au premier ordre en ΩT , on obtient :

$$\Delta\Phi = -2kV\Omega T^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.44)$$

où V est la vitesse moyenne de l'onde atomique à l'entrée de l'interféromètre.

Remarque :

Au premier ordre, les déphasages dus à la propagation et à la séparation des paquets d'onde en sortie se compensent, la contribution majeure est donc celle provenant de l'interaction avec les lasers Raman.

L'étude du cas d'un interféromètre soumis à une accélération seule s'effectue avec la même méthode. Le calcul est plus simple car dans ce cas l'interféromètre est fermé, les déphasages de propagation et de séparation en sortie sont donc nuls. On obtient le résultat suivant [Cohen-Tannoudji 92] :

$$\Delta\Phi = kaT^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.45)$$

On peut alors approcher le déphasage atomique total par :

$$\Delta\Phi = kaT^2 - 2k\Omega VT^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.46)$$

2.3.3.5. Effet Sagnac

Dans l'expression du déphasage provenant de la rotation, on peut reconnaître le déphasage dû à l'effet Sagnac [Sagnac 13], apparaissant dans un interféromètre optique d'aire non nulle. Ce déphasage a pour expression [Malykin 00] :

$$\Delta\Phi_{Sagnac} = \frac{4\pi AE}{hc^2} \Omega \quad (2.47)$$

où A est l'aire englobée par les deux bras de l'interféromètre et E l'énergie totale de la particule (photon ou atome). On en déduit alors les expressions du déphasage Sagnac pour les deux types de particules :

$$\Delta\Phi_{optique} = \frac{2A\omega}{c^2} \Omega \quad \Delta\Phi_{atomique} = \frac{2MA}{\hbar} \Omega \quad (2.48)$$

L'aire orientée de l'interféromètre s'exprime à partir de l'impulsion de recul donnée à l'atome lors de l'interaction avec la séparatrice. Elle s'écrit :

$$\vec{A} = \frac{\hbar}{M} \vec{k} \times \vec{VT}^2 = -\frac{\hbar k VT^2}{M} \vec{u}_z \quad (2.49)$$

On retrouve bien l'expression du déphasage dû à la rotation, calculé à partir des intégrales de chemin de Feynman :

$$\Delta\Phi_{rot} = -2k\Omega VT^2 \quad (2.50)$$

On peut faire plusieurs remarques à partir de ces expressions :

- On peut comparer les ordres de grandeur des déphasages Sagnac mesurés dans des gyromètres optiques et atomiques (cf. équ. (2.48)), en faisant l'application numérique pour un gyromètre à atomes de Césium, et un gyromètre optique fonctionnant avec un laser He-Ne ($\lambda = 633$ nm). A aires égales, le déphasage est 10^{11} fois plus important dans le gyromètre atomique. Ceci vient du fait de l'énergie massique élevée des particules atomiques par rapport aux photons, et ouvre de grandes perspectives aux gyromètres atomiques. Cependant, il est plus difficile techniquement de réaliser de grandes aires interférométriques avec des atomes. Typiquement, les aires sont de l'ordre du mm^2 , alors que les aires des gyromètres optiques atteignent le m^2 . D'autre part, le rapport signal à bruit est beaucoup plus faible en optique atomique qu'en optique photonique, du fait du manque de sources de grande intensité. En conséquence, les performances actuelles des gyromètres atomiques sont du même ordre de grandeur que les meilleurs gyromètres optiques [Gustavson 00].

- La masse de l'atome intervient dans l'expression du déphasage Sagnac atomique. Cependant, la réalisation de l'interféromètre avec des séparatrices optiques annule cette influence car l'aire interférométrique varie en $1/M$, et le déphasage mesuré dans ce type d'interféromètre est alors indépendant de la masse de l'atome utilisé.

On a donc calculé par la méthode des intégrales de Feynman le déphasage induit par la rotation de l'interféromètre, ainsi que par l'accélération. Il est clair qu'une méthode basée sur l'étude individuelle des termes de l'hamiltonien comme on l'a fait n'est pas rigoureuse : elle ne fait notamment pas apparaître d'éventuels termes croisés entre l'accélération et la rotation. Il est bien sûr plus rigoureux de considérer l'hamiltonien total et de calculer les trajectoires perturbées par toutes les forces en présence. Ce calcul devient vite fastidieux. Il a néanmoins été effectué par l'équipe de M. Kasevich [Bongs 02]. Dans cet article, on considère les trajectoires perturbées par la rotation et l'accélération d'axes et de directions quelconques, et on traite le gradient de gravité comme une petite perturbation. Il faut souligner cependant que le traitement perturbatif nécessite d'être effectué non seulement sur le déphasage de propagation, mais aussi sur la séparation spatiale en sortie de l'interféromètre. Il apparaît alors qu'un traitement matriciel des trajectoires atomiques est plus facile à manipuler. C'est cette méthode développée par Christian Bordé qui est présentée dans la section 2.3.4.

2.3.4. Méthode exacte grâce aux matrices ABCD

Christian Bordé a développé une théorie permettant de regrouper les descriptions de la propagation des ondes atomiques et des ondes laser. Cette théorie adapte le formalisme des matrices ABCD de l'optique gaussienne à la description de paquets d'ondes atomiques, et permet de calculer leur propagation de manière matricielle. Ceci permet non seulement d'avoir une approche plus exacte concernant la forme des paquets d'ondes atomiques, mais le traitement global de tous les effets inertiels permet aussi de faire apparaître élégamment des termes croisés qu'il est fastidieux de calculer avec la méthode des intégrales de chemin.

Ce modèle peut être appliqué à tout paquet d'ondes atomiques pouvant être modélisé par une somme d'ondes sphérido-gaussiennes décrites par les polynômes de Hermite-Gauss. Pour des raisons de simplicité, nous ne considérerons ici que le mode d'ordre le plus bas exprimé selon (2.51). A l'instant t_1 , q_1 est la position du centre du paquet d'ondes, p_1 son impulsion, X_1 et MY_1 les largeurs en position et en impulsion.

$$\Psi_0(q, t_1) = \frac{1}{\sqrt{\det X_1}} \exp \left[i \frac{M}{2\hbar} (q - q_1) Y_1 X_1^{-1} (q - q_1) \right] \exp \left[i \frac{P_1}{\hbar} (q - q_1) \right] \quad (2.51)$$

On considère le cas où la rotation à mesurer est uniquement la rotation de la Terre. Sachant que le déphasage que l'on obtient ne dépend pas du référentiel choisi, on se place dans le référentiel tournant, lié aux lasers Raman et à la Terre. Dans ce référentiel tournant, le mouvement des atomes est fonction, entre autres, de la rotation de la Terre. Le repère choisi a pour origine le centre de la Terre.

D'autre part, on a vu dans la section 2.3.1 que l'évolution de l'état interne n'entraînait pas de déphasage supplémentaire dans notre interféromètre symétrique. On négligera alors la différence de masse existant entre les deux bras de l'interféromètre.

2.3.4.1. Principe du calcul du déphasage en sortie de l'interféromètre

Au lieu d'envisager le déphasage global comme la différence des phases accumulées le long de chaque bras, on peut changer de point de vue en divisant l'interféromètre en tranches temporelles [Antoine 03] et en calculant le déphasage de chacune des tranches. On somme ensuite tous les déphasages élémentaires. Cette méthode de calcul permet de mettre en évidence des simplifications importantes dans le calcul du déphasage global.

On montre alors que le déphasage total en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$\Delta\Phi = k_1 q_1 - 2k_2 Q_2 + k_3 Q_3 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.52)$$

où q_1 est la position du centre du paquet d'onde lors de la première impulsion, et Q_2 et Q_3 sont les positions moyennes des centres des paquets d'ondes des deux bras de l'interféromètre (cf. Figure 2.6). ϕ_i correspond à la différence de phase entre les deux lasers Raman à l'impulsion i , définie dans la section 2.2.2 (cf. équ. 2.25).

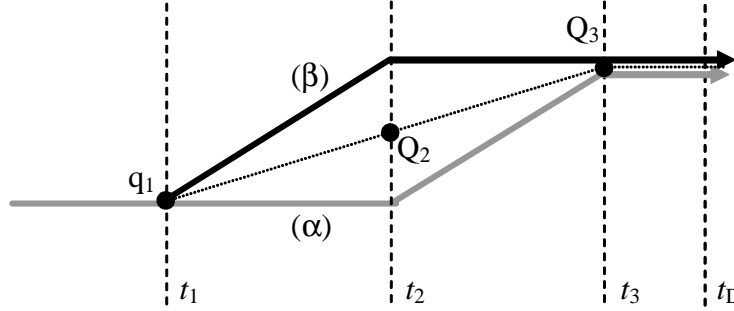


Figure 2.6 : Découpage de l'interféromètre en trois portions. Tout se passe comme si la phase laser s'imprimait sur le centre du paquet d'onde global, le long de la trajectoire classique.

Ainsi, le déphasage mesuré en sortie de l'interféromètre ne dépend que du déphasage introduit par l'action des séparatrices, calculé au point milieu des deux bras à chaque interaction.

Ces points milieux correspondent à la trajectoire classique des atomes en présence des champs inertiels, non déviés par les différentes séparatrices à l'intérieur de l'interféromètre. Il ne dépend pas de l'action classique, ni de la séparation en sortie de l'interféromètre, dont les déphasages se compensent. Il n'est donc pas nécessaire, pour accéder au déphasage dans l'interféromètre, de calculer le propagateur quantique K décrivant l'évolution des ondes atomiques.

On peut montrer que cette propriété résulte de la présence d'une quantité invariante lors de la propagation. En effet, la quantité $l = q_\alpha p_\beta - q_\beta p_\alpha$ se conserve pendant l'évolution entre deux interactions avec les séparatrices atomiques [Bordé 04-2]. Cet invariant est à rapprocher de l'invariant de Lagrange en optique [Goodman 95], mettant en jeu les angles d'incidence u et v et les hauteurs h et k de deux rayons en optique géométrique.

Le calcul du déphasage revient donc à déterminer les positions Q_2 et Q_3 .

2.3.4.2. Les matrices ABCDξ

Grâce au formalisme matriciel, les positions Q_2 et Q_3 peuvent être déduites de manière élégante des paramètres p_1, q_1 au moment de la première impulsion par :

$$\begin{pmatrix} q_2 \\ p_2 \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi \\ \xi \\ \xi \end{pmatrix}_{21} + \begin{pmatrix} A_{21} & B_{21} \\ C_{21} & D_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ p_1 \\ M \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

Par ailleurs, ce sont les mêmes matrices ABCD qui décrivent l'évolution des largeurs en position X et en impulsion MY (cf. équ. 2.51) du paquet d'ondes atomiques [Bordé 01] :

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{21} & B_{21} \\ C_{21} & D_{21} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Ces matrices sont donc un outil précieux pour la description de l'évolution des paquets d'ondes atomiques, autant du point de vue de la propagation de leur centre que du point de vue de l'évolution de leur forme pendant la traversée de l'interféromètre.

L'expression des matrices ABCD ξ se déduit des champs inertiels en présence en intégrant les équations du mouvement. Celles-ci, dans le cas d'un hamiltonien indépendant du temps, s'écrivent :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} q \\ p \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ \gamma & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q \\ p \\ M \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ (g - \gamma q_1) + a \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

où α et γ sont des matrices 3x3, $\mathbf{1}$ est la matrice identité et g , a , p , q sont des vecteurs à 3 dimensions. α est la matrice telle que $\alpha \vec{q} = -\vec{\Omega} \times \vec{q}$.

Expression des matrices ABCD ξ dans des cas particuliers :

- Cas d'une propagation libre pendant le temps T : On note M la matrice ABCD.

$$M = \begin{pmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \xi \\ \dot{\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

- Cas d'une accélération pure, indépendante du temps :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \xi \\ \dot{\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{aT^2}{2} \\ aT \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

- Cas d'une rotation pure :

$$M = \begin{pmatrix} R(T) & T.R(T) \\ 0 & R(T) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \xi \\ \dot{\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

$R(T)$ est la matrice rotation associée au vecteur rotation Ω . Lorsque celui-ci est indépendant du temps, $R(T)$ peut s'exprimer de façon simple. A titre d'exemple, pour une rotation d'axe Oz , elle s'écrit :

$$R(T) = \begin{pmatrix} \cos \Omega T & \sin \Omega T & 0 \\ -\sin \Omega T & \cos \Omega T & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

2.3.4.3. Déphasage en sortie de l'interféromètre

Le déphasage en sortie de l'interféromètre ne dépend que des positions moyennes Q_i , qui s'expriment à partir des matrices ABCD par :

$$Q_i = \xi_{i1} + A_{i1}q_1 + B_{i1}\left(p_1 + \frac{\hbar k_1}{2}\right) \quad (2.60)$$

Dans les cas particuliers énumérés précédemment, on peut calculer aisément le déphasage résultant, à partir de l'expression (2.52). On se place dans le cas où les vecteurs d'onde effectifs des transitions Raman sont parallèles pour les trois impulsions.

- Cas d'une accélération pure :

$$\Delta\Phi = \vec{k} \cdot \vec{a} T^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.61)$$

On retrouve l'expression (2.45) déterminée à l'aide des intégrales de chemin de Feynman.

- Cas d'une rotation pure, suivant l'axe Oz :

On se place dans le cas particulier où les différents paramètres de l'expérience sont orientés comme suit, avec R_T le rayon terrestre :

$$\vec{k}_1 = k_1 \vec{u}_y \quad \vec{q}_1 = R_T \vec{u}_z \quad \vec{p}_1 = p \vec{u}_x \quad (2.62)$$

$$\Delta\Phi = 2 \frac{kT}{M} p \sin \Omega T [1 - 2 \cos \Omega T] + \frac{\hbar k^2 T}{M} (\cos 2\Omega T - \cos \Omega T) - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.63)$$

On retrouve encore une fois l'expression du déphasage dû à la rotation, calculé dans la section 2.3.3.4.

Dans le cas général où les atomes sont en présence de tous types de champs inertiels, l'expression des matrices A_{21} , B_{21} , C_{21} et D_{21} n'est pas triviale. On peut en obtenir un développement limité en puissances de α et γ à la précision voulue [Antoine 03]. On se limitera ici à l'ordre 3. Les premiers termes du déphasage atomique mesuré en sortie de l'interféromètre sont présentés ici, en fonction du vecteur d'onde effectif k_1 de la première impulsion Raman :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi = & \vec{k}_1 \cdot [T^2 \alpha^2 + \vec{k}_1 T^3 (\alpha^3 + 2\gamma\alpha)] \vec{q}_1 \\ & + \vec{k}_1 \cdot [2T^2 \alpha + T^3 (3\alpha^2 + \gamma)] \cdot \left(\frac{\vec{p}_1}{M} + \frac{\hbar \vec{k}_1}{2M} \right) \\ & + \vec{k}_1 \cdot [T^2 + 2T^3 \alpha] \cdot \vec{g} + \vec{k}_1 \cdot [T^2 + 2T^3 \alpha] \cdot \vec{a} - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \end{aligned} \quad (2.64)$$

Outre les termes de rotation et d'accélération pures, le déphasage en sortie de l'interféromètre fait apparaître des termes croisés entre rotation, accélération et gravité. Seul un calcul de l'évolution des fonctions d'ondes atomiques avec l'hamiltonien externe complet permet d'obtenir ce déphasage exact.

2.3.4.4. Application à notre interféromètre

Dans notre interféromètre, on utilise deux sources atomiques lancées en directions opposées pour discriminer les termes du déphasage provenant de la rotation de ceux provenant de l'accélération (cf. Section 3.3.2). La demi-différence entre les déphasages mesurés sur les deux sources fournit la rotation. On propose de calculer l'ordre de grandeur des termes correctifs apparaissant sur la rotation, provenant des termes croisés entre les champs inertiels.

On se place dans le cas particulier où les atomes sont lancés suivant la direction Nord-Sud et les lasers Raman sont dirigés d'Est en Ouest. Ceci permet de rejeter les termes croisés

du côté de l'accélération. Les directions des atomes et des faisceaux lasers et le repère (O, u_x, u_y, u_z) dont l'origine est le centre de la Terre sont schématisés sur la Figure 2.7.

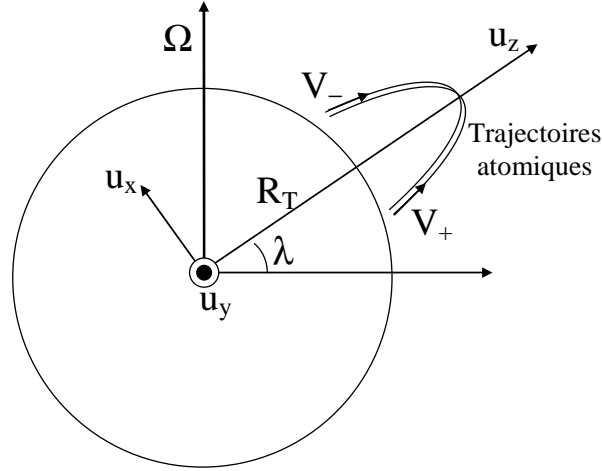


Figure 2.7 : Schéma des trajectoires atomiques à la surface de la Terre, à la latitude λ .

Les vitesses moyennes V_+ et V_- des deux sources atomiques à l'instant de la première impulsion Raman s'expriment en fonction de la vitesse de lancement (V_x, V_z) dans le référentiel du laboratoire, et de la vitesse d'entraînement due à la rotation de la Terre (cf. équ. 2.65). La verticale de référence est prise au sommet des trajectoires atomiques, au moment des impulsions π . Les vecteurs \vec{q}_+ et \vec{q}_- sont les coordonnées des centres des paquets d'ondes atomiques au moment de la première impulsion.

$$\vec{V}_+ = \begin{pmatrix} V_x \\ \Omega \sin \lambda V_x T - \Omega \cos \lambda R_T \\ V_z \end{pmatrix} \quad \vec{V}_- = \begin{pmatrix} -V_x \\ -\Omega \sin \lambda V_x T - \Omega \cos \lambda R_T \\ V_z \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

$$\vec{q}_{1+} = \begin{pmatrix} V_x T \\ 0 \\ R_T \end{pmatrix} \quad \vec{q}_{1-} = \begin{pmatrix} -V_x T \\ 0 \\ R_T \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

Avec la géométrie choisie, le champ gravitationnel s'exprime d'après (2.67). Le tenseur γ est diagonal dans le cas où la Terre est supposée parfaitement sphérique.

$$\vec{k}_1 = k_1 \vec{u}_y \quad \vec{g} = -g \vec{u}_z \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} -\frac{g}{R_T} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{g}{R_T} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2g}{R_T} \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

En appliquant l'expression du déphasage (2.64) à ce cas particulier, les différents termes (jusqu'à l'ordre 3) apparaissant comme une rotation sont listés dans le Tableau 2.2. On peut en donner un ordre de grandeur pour les valeurs numériques suivantes :

$$k = \frac{4\pi}{852.10^{-9}} m^{-1} \quad V_x = 0,33 m.s^{-1} \quad T = 40 ms$$

$$R = 6,72.10^6 m \quad \Omega = 7,29.10^5 rad. s^{-1} \quad \lambda = 48^\circ 50' 11'' \text{ (Paris)}$$

Termes	Déphasage (rad)
$-2kV_x\Omega_z T^2$	-0,865
$2kT^3V_x \Omega ^2 \cos \lambda \sin \lambda$	$1,7.10^{-6}$
$4kV_x T^4 \Omega^3 \sin \lambda$	1.10^{-11}

Tableau 2.2 : Ordre de grandeur des termes apparaissant sur la demi-différence lors de la mesure de la rotation de la Terre, avec un temps d'interaction de $2T = 80 ms$.

La sensibilité attendue du gyromètre est de 1 mrad sur un cycle (cf. Section 3.6.1). Le premier terme dépendant de la rotation de la Terre est mesuré avec une précision relative de 10^{-3} . Le terme correctif principal correspond à la différence entre les accélérations d'entraînement vues par les deux sources atomiques. Il est de l'ordre de 2 μ rad pour la vitesse moyenne utilisée actuellement. On peut espérer atteindre cette précision après une intégration de 60 h, soit 2,5 jours, ce qui est tout à fait réaliste dans l'avenir du gyromètre.

On voit d'autre part que, dans le cas particulier énoncé plus haut où les faisceaux Raman sont dirigés d'Est en Ouest, les termes croisés de l'équation (2.64) sont vus comme des accélérations, et ne seront pas gênants si la réjection entre les deux sources atomiques est satisfaisante.

2.3.5. Comparaison entre les deux méthodes

On a vu à l'aide de deux méthodes différentes le calcul du déphasage à la sortie de l'interféromètre atomique. La première approche, basée sur le calcul d'intégrales de chemin de Feynman, utilise l'approximation d'ondes atomiques planes. Elle nécessite de séparer le déphasage atomique en trois contributions : l'action des séparatrices, la propagation et la séparation spatiale des ondes en sortie, dont les deux dernières se compensent au premier ordre. Un calcul complet tenant compte de tous les effets inertiels devient fastidieux car il nécessite de calculer les trajectoires atomiques perturbées par tous ces effets.

Le modèle des matrices ABCD est d'une part plus proche de la réalité, puisqu'il considère les ondes atomiques comme des sommes de paquets d'ondes gaussiens. D'autre part, l'approche matricielle, plus élégante, permet d'effectuer un calcul exact complet, dont on peut choisir la précision en arrêtant le développement limité à l'ordre voulu. La force de cette approche réside aussi dans le fait que les matrices ABCD décrivent non seulement l'évolution des centres des paquets d'ondes, mais aussi l'évolution de leurs largeurs en position et en impulsion. Dérivant directement des matrices ABCD en optique gaussienne, elle s'applique aussi bien aux ondes atomiques qu'aux ondes photoniques [Bordé 91].

Les deux méthodes fournissent le même déphasage au premier ordre en ΩT . Le déphasage exact tenant compte des termes d'ordre supérieurs permet de plus d'apporter des termes correctifs de l'ordre de 2.10^{-6} en valeur relative à la mesure de la rotation de la Terre.

2.4. Influence des différents paramètres sur le déphasage

2.4.1. Propriétés des facteurs d'échelle

Avec la sensibilité actuelle du gyromètre, il est suffisant de se contenter des déphasages dus à l'accélération et à la rotation au premier ordre :

$$\Delta\Phi = \vec{k} \cdot \vec{a}T^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{V}T^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.68)$$

On peut en déduire plusieurs propriétés des facteurs d'échelle, qui vont influencer sur les choix réalisés lors de la conception de l'expérience.

2.4.1.1. Dépendance en T^2

Les deux facteurs d'échelle varient en T^2 , on améliorera donc la sensibilité en augmentant la durée d'interaction entre les impulsions. Ceci justifie l'utilisation d'atomes lents dans les capteurs inertiels atomiques, obtenus par refroidissement en piège [Kasevich 91], (cf. Section 3.2.1). Ceci permet de réaliser des interféromètres de grande sensibilité tout en conservant des dimensions d'enceinte raisonnables.

2.4.1.2. Dépendance en vitesse

Le facteur d'échelle de la sensibilité à la rotation dépend de la vitesse des atomes. Si la vitesse moyenne atomique varie d'un cycle à l'autre, elle induit une fluctuation du facteur d'échelle gênant l'intégration du signal sur de grandes échelles de temps. D'autre part, la dispersion en vitesse du nuage réduit le contraste des franges d'interférence et la dynamique de l'appareil. Une solution possible est une fois encore l'utilisation de nuages d'atomes froids, dont la vitesse moyenne est mieux contrôlée et la dispersion en vitesse est typiquement plus faible que celle de jets d'atomes thermiques. C'est la principale raison pour laquelle le gyromètre du SYRTE utilise des atomes refroidis par lasers.

2.4.1.3. Dépendance en k

Les deux facteurs d'échelle dépendent aussi du vecteur d'onde effectif \vec{k} des transitions Raman. Pour établir les expressions précédentes, on a considéré que la direction de ce vecteur n'était fonction que des forces d'inertie appliquées dans le référentiel du laboratoire. Une variation des vecteurs d'onde effectifs entre les impulsions engendre un déphasage parasite perturbant la mesure de forces d'inertie. Cette variation peut par exemple être induite par une distorsion des fronts d'onde des faisceaux due à la qualité des optiques traversées (cf. Section 2.4.2.2), ou bien par une mauvaise définition du parallélisme des faisceaux. Il est intéressant, pour pallier à ce dernier effet, d'utiliser une seule paire de faisceaux lasers Raman, allumée et éteinte trois fois afin de réaliser la séquence temporelle nécessaire à la création de l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique.

2.4.1.4. Interféromètres temporel et spatial

On peut comparer les facteurs d'échelle obtenus dans un interféromètre temporel (cf. équ. 2.68) et dans un interféromètre spatial, dans lequel le temps d'interaction est défini par

le temps de transit des atomes à la vitesse V d'une séparatrice à l'autre, distantes de L . Le déphasage à la sortie de l'interféromètre spatial s'écrit alors :

$$\Delta\Phi = \vec{k} \cdot \vec{a} \frac{L^2}{V^2} - 2\vec{k} \cdot \vec{\Omega} \times \frac{L^2}{V} \quad (2.69)$$

On remarque que la sensibilité à l'accélération dépend de la vitesse des atomes. Une variation de la vitesse moyenne entraînera là aussi une fluctuation du facteur d'échelle, alors que dans un interféromètre temporel la vitesse n'apparaît pas dans le déphasage dû à l'accélération. Le déphasage d'accélération sera donc mieux défini dans un interféromètre temporel, et ainsi mieux rejeté lors de l'utilisation de deux sources atomiques contrapropageantes qui discriminent la rotation de l'accélération (cf. Section 3.3.2).

D'autre part, il est plus facile expérimentalement de contrôler les écarts temporels entre les impulsions laser plutôt que leur séparation spatiale. Le facteur d'échelle sera donc mieux défini et contrôlé dans un interféromètre temporel.

On choisit donc de réaliser un interféromètre temporel à l'aide d'une seule paire de faisceaux Raman contrapropageants, allumée et éteinte trois fois afin de générer les trois impulsions créant l'interféromètre (cf. Figure 2.8). Ceci permet d'une part de mieux définir et contrôler le facteur d'échelle en contrôlant la durée d'interaction T . D'autre part, la paire de faisceaux unique permet de limiter la variation des vecteurs d'onde effectifs des trois séparatrices atomiques.

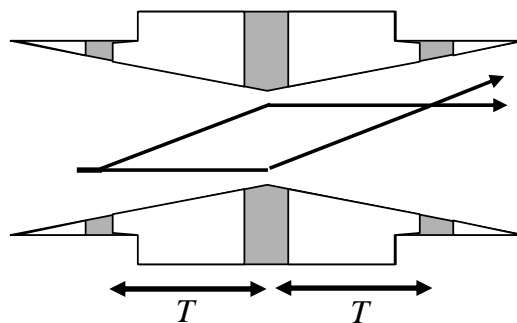


Figure 2.8 : Utilisation d'une seule paire de faisceaux Raman pour réaliser les trois impulsions manipulant les ondes atomiques.

Par ailleurs, ce choix apporte une grande modularité à l'expérience car il est aisé de réaliser des interféromètres à 2 (interféromètre de Ramsey), 3 (interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique) ou 4 séparatrices (interféromètre en ailes de papillon, cf. Section 3.4.3), ainsi que de changer la durée totale d'interaction, sans modifier la configuration spatiale des faisceaux, et en ne changeant que la séquence temporelle pilotant l'allumage et l'extinction des lasers.

On utilise une paire de faisceaux large (de waist 15,3 mm) afin de couvrir toute la zone d'interaction. La durée totale d'interaction est alors limitée par le diamètre des faisceaux. La génération de la paire de faisceaux sera détaillée dans la section 4.1.

Ces propriétés fournissent une première approche pour comprendre les choix effectués lors de la réalisation du capteur inertiel du SYRTE : l'accent est mis sur la stabilité grâce à l'utilisation d'atomes froids et d'un interféromètre temporel.

2.4.2. Déphasages parasites

On recense ici la plupart des sources instrumentales qui créent un déphasage dans l'interféromètre, inutile à la mesure d'accélération ou de rotation.

2.4.2.1. Bruit de phase Raman

La différence de phase entre les deux lasers Raman se recopie à chaque transition sur la phase de l'onde atomique diffractée (cf. Section 2.2). Il en résulte un déphasage supplémentaire parasite, de la forme :

$$\Delta\Phi_\phi = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3) \quad (2.70)$$

La sensibilité à la phase laser a pour conséquence de réduire le rapport signal à bruit de la mesure si la différence de phase entre les deux lasers Raman fluctue pendant la séquence. Il est donc nécessaire de la stabiliser à l'aide d'un asservissement (cf. Section 4.2.2).

2.4.2.2. Aberrations

Le front d'onde des faisceaux lasers définit la direction du vecteur d'onde effectif \vec{k} des transitions Raman. Il en résulte un déphasage parasite $\Delta\Phi_{ab}$ dépendant de la qualité des optiques traversées par les deux faisceaux lasers Raman. En supposant que les distorsions de front d'onde et les trajectoires atomiques sont stables dans le temps, le déphasage parasite est constant et introduit un biais dans la mesure dont on peut s'affranchir en étalonnant le capteur.

Cependant, les trajectoires atomiques ne sont pas parfaitement bien contrôlées. Il en résulte alors une exploration des distorsions de front d'onde différente à chaque cycle, ce qui peut être à l'origine d'une limitation de la stabilité long terme de l'appareil [Fils 02] [Fils 04].

2.4.2.3. Champ magnétique

On a vu que le déphasage en sortie de l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique ne dépendait pas de la propagation des états internes (cf. Section 2.3.1). Un champ magnétique constant n'influe donc pas sur le déphasage. Cependant, ses fluctuations temporelles et spatiales peuvent créer un déphasage résiduel parasite par l'intermédiaire de l'effet Zeeman, qui induit un déplacement inhomogène des niveaux internes de l'atome. Pour limiter ce bruit de phase, on utilise des niveaux internes atomiques peu sensibles au champ magnétique, de sous-niveau Zeeman $m_F = 0$, dont la fréquence de transition dépend quadratiquement du champ magnétique :

$$\Delta\nu = K_z^{(2)} B^2 \quad \text{où } K_z^{(2)} = 427,45 \text{ Hz}\cdot\text{G}^{-2}. \quad (2.71)$$

On utilise pour définir l'axe de quantification des transitions réalisant les séparatrices de l'interféromètre un champ magnétique constant B_0 . Calculons le déphasage induit par d'éventuelles fluctuations temporelles $\delta B(t)$ du champ magnétique :

Le déphasage relatif de propagation des états internes entre les instants t_1 et t_2 et entre les deux bras α et β de l'interféromètre s'écrit :

$$\Delta\Phi_{12} = \Phi_{12}^\beta - \Phi_{12}^\alpha = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\Delta E(t)}{\hbar} dt \quad (2.72)$$

où $\Delta E(t)$ est l'erreur sur l'écart d'énergie entre les deux états internes utilisés dans l'interféromètre. On peut l'écrire en fonction du champ magnétique, au premier ordre en $\delta B(t)$:

$$\frac{\Delta E(t)}{\hbar} = 2\pi K_z^{(2)} (B_0 + \delta B(t))^2 \approx 2\pi K_z^{(2)} B_0^2 + 4\pi K_z^{(2)} B_0 \delta B(t) \quad (2.73)$$

Les déphasages relatifs de propagation le long des deux bras sur chaque portion de l'interféromètre s'écrivent donc :

$$\Delta\Phi_{12} = 2\pi K_z^{(2)} \left(B_0^2 T + 2B_0 \int_0^T \delta B(t) dt \right) \quad (2.74)$$

$$\Delta\Phi_{23} = -2\pi K_z^{(2)} \left(B_0^2 T + 2B_0 \int_T^{2T} \delta B(t) dt \right) \quad (2.75)$$

Dans le déphasage total induit par la propagation des états internes, le champ magnétique constant n'apparaît pas car le déphasage qu'il induit est compensé par la symétrie de l'interféromètre (les deux portions de l'interféromètre ont des durées identiques). Cependant il apparaît un déphasage induit par les fluctuations de champ magnétique :

$$\Delta\Phi_B = 4\pi K_z^{(2)} B_0 \left(\int_0^T \delta B(t) dt - \int_T^{2T} \delta B(t) dt \right) \quad (2.76)$$

On peut appliquer cette expression au cas d'une fluctuation temporelle de champ magnétique de la forme d'une dérive linéaire en fonction du temps. Le champ magnétique $\delta B(t)$ s'écrit alors $\delta B(t) = \Delta B_t t$ avec ΔB_t en $G.s^{-1}$. Le déphasage qui en résulte en sortie de l'interféromètre est donné par l'expression (2.77). De manière générale, il introduit un bruit sur la mesure qui dégrade la stabilité de l'appareil.

$$\Delta\Phi_{B(t)} = -4\pi K_z^{(2)} B_0 \Delta B_t T^2 \quad (2.77)$$

L'expression (2.76) peut aussi être transposée à une fluctuation spatiale de champ magnétique, de type gradient constant dans la direction de propagation atomique Ox par exemple : $\delta B(x) = \Delta B_x \cdot x = \Delta B_x \cdot V_x t$ où V_x est la vitesse atomique longitudinale et ΔB_x en $G.m^{-1}$. Le champ magnétique résultant dépend alors aussi de la vitesse atomique :

$$\Delta\Phi_{B(x)} = -4\pi K_z^{(2)} B_0 \Delta B_x V_x T^2 \quad (2.78)$$

Ce déphasage est constant en fonction du temps et introduit un biais dans la mesure, qui pourra être évalué lors de l'étalonnage du gyromètre. Cependant, comme dans le cas de déphasage induit par les aberrations, des fluctuations de trajectoire atomique entraînent une fluctuation temporelle de ce déphasage qui réduira la stabilité long terme de l'appareil.

Les fluctuations temporelles et spatiales peuvent donc entraîner des déphasages parasites supplémentaires, il convient alors de protéger l'expérience à l'aide de plusieurs blindages magnétiques [Holleville 01] et de générer le champ magnétique constant B_0 avec une alimentation stabilisée.

2.4.2.4. Déplacement lumineux

Le déplacement lumineux peut être compensé par le choix judicieux du rapport d'intensité entre les deux faisceaux Raman. On pourra se reporter à l'annexe B pour le détail du raisonnement. Si ce rapport n'est pas respecté, le déplacement lumineux fait apparaître un déphasage qui affecte l'onde atomique lorsque son état n'est pas modifié [Weiss 94]. Dans un interféromètre de type Ramsey-Bordé symétrique, seuls les déplacements lumineux δ_1^{AC}

et δ_3^{AC} au moment des impulsions 1 et 3 induiront un déphasage parasite que l'on peut estimer au premier ordre par :

$$\Delta\Phi_{AC} = \frac{\delta_3^{AC}}{\Omega_{eff}} - \frac{\delta_1^{AC}}{\Omega_{eff}} \quad (2.79)$$

D'après l'équation (B.4), le déplacement lumineux varie au premier ordre avec le rapport d'intensité r entre les faisceaux Raman, au voisinage du point $\delta^{AC} = 0$. On en déduit l'expression développée au premier ordre du déphasage induit par ce déplacement lumineux :

$$\Delta\Phi_{AC}^{(r)} = \frac{c_{(r)}\Delta}{2\sqrt{r}}(dr_3 - dr_1) \quad (2.80)$$

où dr_1 et dr_3 sont les écarts de rapports d'intensité aux moments des impulsions n°1 et 3 relativement au rapport d'intensité calculé pour compenser le déplacement lumineux, et l'expression de $c_{(r)}$ est donnée en annexe B (cf. équ. B.6).

On peut déduire de l'expression précédente qu'une erreur dans le rapport d'intensité n'induit un déphasage supplémentaire que si cette erreur n'est pas symétrique pour la première et la dernière impulsion. Un rapport d'intensité faux mais constant n'induirait pas de déphasage parasite. De la même façon, une erreur de superposition des deux faisceaux suivant l'axe vertical Oz induit la même erreur de rapport d'intensité pour les impulsions n°1 et 3, et n'engendre pas de déphasage supplémentaire. Cependant, des fluctuations temporelles d'intensité ou bien une erreur de superposition des deux faisceaux lasers Raman suivant l'axe horizontal Ox peut faire apparaître un déphasage parasite.

Comme dans le cas des aberrations, une erreur de superposition entraîne un biais dans la mesure dont on pourra s'affranchir, à condition que les trajectoires atomiques soient stables. Une fluctuation des trajectoires par rapport à la trajectoire idéale induit une fluctuation temporelle du déphasage, dégradant le rapport signal à bruit du capteur.

D'autre part, une fluctuation du désaccord Raman Δ entraîne aussi une mauvaise compensation du déplacement lumineux et donc un déphasage parasite. On peut écrire au premier ordre :

$$\Delta\Phi_{AC}^{(\Delta)} = \frac{c_{(\Delta)}\Delta}{2\sqrt{r}}(d\Delta_1 - d\Delta_3) \quad (2.81)$$

où $d\Delta_1$ et $d\Delta_3$ sont les désaccords Raman aux moments des impulsions n°1 et 3 et l'expression de $c_{(\Delta)}$ est donnée en annexe B (cf. équ. B.11).

Dans ce cas, le déphasage induit par le déplacement lumineux apparaît aussi comme un bruit de phase sur la mesure, sauf si l'erreur est symétrique pour les impulsions Raman extrêmes. Il est équivalent à une fluctuation temporelle du rapport d'intensité entre les deux faisceaux Raman.

Conclusion

Ce chapitre a établi l'expression du déphasage mesuré entre les deux bras de l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, ainsi que les déphasages parasites et les différents paramètres influant sur la connaissance et la stabilité des facteurs d'échelle. Deux méthodes de calcul ont été présentées, l'une, basée sur les intégrales de chemin de Feynman, donnant une première approche, et la seconde, plus complète, fournissant l'expression exacte du déphasage en fonction de tous types de champs inertiels dont l'influence dans l'hamiltonien est de degré inférieur ou égal à deux.

Au premier ordre, les deux méthodes se rejoignent et fournissent le déphasage suivant :

$$\Delta\Phi = kaT^2 - 2k\Omega VT^2 - (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3) \quad (2.82)$$

Cette expression sera suffisante dans un premier temps pour caractériser le gyromètre-accéléromètre. Cependant, il faut rester conscient que, à partir d'une sensibilité de 5.10^{-11} rad.s⁻¹ atteinte au bout de 2,5 jours avec notre gyromètre, cette expression n'est plus valable car les termes d'ordre supérieur du développement limité ne sont plus négligeables.

Dans le chapitre suivant, nous verrons la description du gyromètre-accéléromètre, ainsi que les choix réalisés sur l'expérience afin d'aboutir à une grande stabilité long terme du capteur.

CHAPITRE 3

CHAPITRE 3. DESCRIPTION DU GYROMETRE-ACCELEROMETRE

Ce chapitre est consacré à la description expérimentale de notre interféromètre atomique. On détaille les différentes zones de l'expérience dans la première section, puis plus particulièrement les étapes de refroidissement et de détection dans la section 3.2. La section 3.3 est consacrée à la détermination des déphasages de rotation et d'accélération à partir du signal atomique détecté, à l'aide de la technique du double jet atomique (cf. Section 3.3.2). Puis différentes orientations des lasers Raman sont envisagées : suivant leur direction, on modifie les axes d'entrée, ou directions des forces inertielles auxquelles le capteur est sensible.

La réalisation de l'interféromètre peut s'effectuer suivant plusieurs configurations des lasers Raman : configurations copropageante, contrapropageante et rétroréfléchie. On décrit ces différentes configurations ainsi que leurs avantages et inconvénients pour les mesures de rotation et d'accélération dans la section 3.5.

La sensibilité que l'on peut atteindre avec la géométrie actuelle du capteur est calculée dans la section 3.6. Dans le cas de forces d'inertie dépendant du temps, la sensibilité est aussi fonction de leur fréquence de variation. Les réponses en fréquence du capteur sont détaillées dans la section 3.6.3.

3.1. Présentation générale

L'atome choisi pour l'expérience est l'atome de Césium ^{133}Cs (cf. Annexe A). Comme les autres atomes hydrogénéoïdes, il présente la particularité que les deux sous-niveaux de l'état fondamental sont de très longue durée de vie (quelques années), ce qui permet de négliger la désexcitation spontanée entre les interactions avec les lasers. D'autre part, c'est

un atome lourd, on peut donc atteindre une température plus basse dans le nuage d'atomes froids. Enfin, pour des raisons technologiques, il est aisément manipulable grâce à la disponibilité de sources lasers de haute puissance à 852 nm.

Avant l'interaction avec les séparatrices et miroirs réalisant l'interféromètre, le nuage atomique est refroidi dans un piège magnéto-optique, puis lancé et enfin préparé dans un état interne pur. Le lancement du nuage s'effectue suivant un angle de 8° par rapport à la verticale, sur une trajectoire parabolique (cf. Figure 3.1). Cette géométrie est celle qui nous permet d'obtenir un appareil plus compact, mais aussi d'avoir accès au maximum d'axes de rotation (cf. Section 3.4). Les atomes sont préparés dans un état interne pur pendant la phase de sélection, avant d'interagir avec les trois impulsions Raman réalisant l'interféromètre. Les états internes des atomes sont ensuite détectés par fluorescence dans la zone de détection. Les étapes de refroidissement et de détection sont présentées dans la section 3.2.

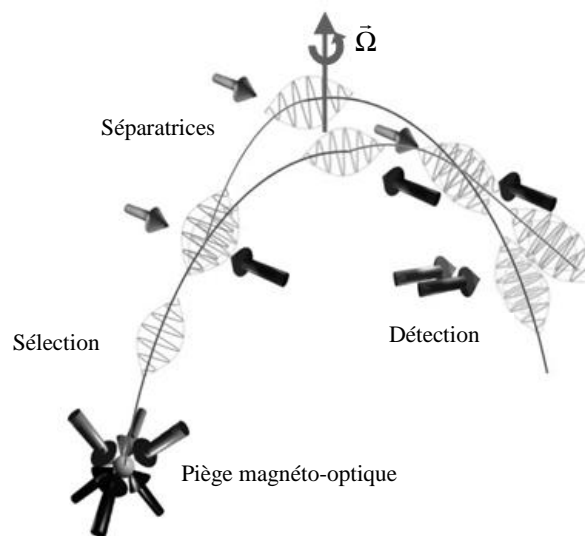


Figure 3.1 : Schéma de l'interféromètre atomique. A l'issue du piégeage, les atomes sont lancés sur une trajectoire parabolique et subissent les interactions lasers au sommet de leur trajectoire. A la sortie de l'interféromètre, deux lasers permettent de réaliser la détection renormalisée par fluorescence.

C'est dans la zone d'interaction, au sommet de la trajectoire parabolique des atomes, que les paquets d'ondes atomiques sont séparés et défléchis afin de réaliser un interféromètre de type Ramsey-Bordé symétrique. Les différentes configurations possibles de la zone sont présentées dans la section 3.5. La réalisation expérimentale des faisceaux Raman sera détaillée dans le chapitre 4.

La Figure 3.2 représente les différentes étapes de la séquence temporelle de l'expérience. Le pilotage des fréquences et des puissances des différents lasers permet de manipuler les atomes, les refroidir et les lancer.

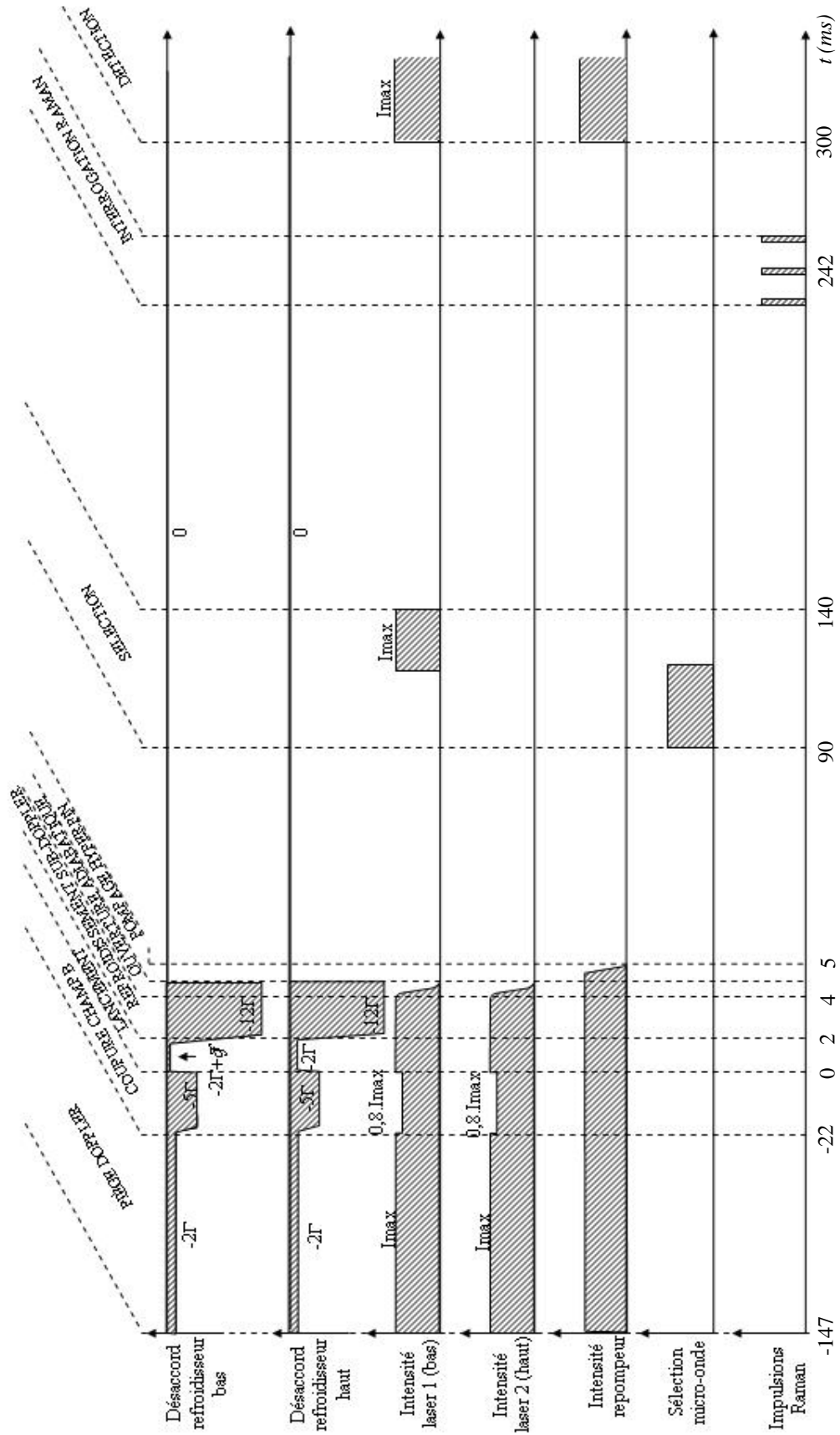


Figure 3.2 : Séquence temporelle de pilotage de l'expérience. Pour une plus grande lisibilité, le temps de référence est choisi au moment du lancement.

3.2. Etapes de refroidissement et de détection

3.2.1. Piège magnéto-optique

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.6, le facteur d'échelle dans le cas de la rotation est proportionnel à la vitesse des atomes. Pour améliorer la stabilité de la mesure fournie par le capteur inertiel, une solution est de réduire la dispersion en vitesse de la source atomique en refroidissant les atomes dans un piège magnéto-optique [Raab 87].

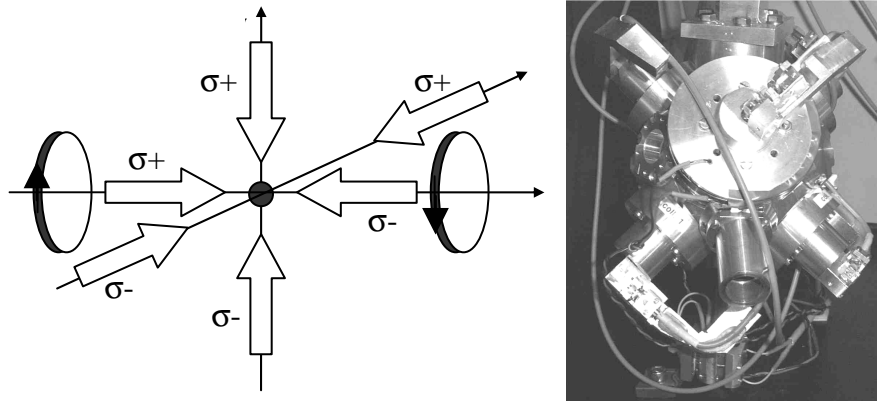


Figure 3.3 : Schéma et photo d'un piège magnéto-optique. Les lasers en polarisations $\sigma+$ / $\sigma-$ amenés par des fibres optiques, forment un trièdre. Deux bobines de champ magnétique parcourues par des courants opposés créent un gradient de champ.

Le piège est constitué de six lasers contrapropageants dans les trois directions de l'espace, désaccordés de -2Γ par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (cf. Annexe A), en polarisations $\sigma+$ / $\sigma-$ (cf. Figure 3.3). Deux bobines en configuration anti-Helmholtz permettent de réaliser un gradient de champ magnétique de 10 G/cm qui, combiné avec les lasers en polarisations $\sigma+$ / $\sigma-$, crée une force de rappel confinant les atomes au centre du piège, défini par le zéro de champ magnétique. Les atomes qui se désexcitent vers l'état $F = 3$ sont repompés à l'aide d'un faisceau laser, appelé repompeur, accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

Le nombre d'atomes dans le piège suit une loi exponentielle du type :

$$N = N_{\max} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (3.1)$$

Le chargement peut être caractérisé à l'aide d'une photodiode collectant la fluorescence du piège. Le temps caractéristique τ de chargement du piège dépend de la pression de Césium et de la pression résiduelle dans l'enceinte à vide [Grison 92]. Il est de l'ordre de 100 ms pour notre expérience. La durée de la phase de piège est alors fixée à 125 ms, ce qui permet de charger environ 70 % du nombre maximum d'atomes N_{\max} , soit 10^8 atomes. Cette valeur est un compromis entre le nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre et la cadence de l'expérience.

A la phase de piège succède une phase d'attente de 15 ms, correspondant à la durée d'extinction du champ magnétique. Pendant ce temps, le désaccord des faisceaux lasers est augmenté à -5Γ et leur puissance diminuée à 80 % de leur valeur nominale. Ces valeurs, optimisées expérimentalement, permettent de limiter la diffusion multiple dans le nuage atomique, qui a pour conséquence d'accroître la dispersion en position des atomes.

3.2.2. Lancement des atomes

Dans l'interféromètre, la sensibilité à la rotation est proportionnelle à la vitesse moyenne du paquet d'ondes atomiques. Il convient donc d'utiliser une méthode permettant une bonne connaissance et un contrôle de la vitesse atomique. La technique utilisée pour lancer les atomes est la technique de mélasse mouvante, utilisée dans les horloges atomiques [Lemondé 97]. Elle revient à piéger les atomes dans un référentiel en mouvement, en augmentant la fréquence des trois lasers de refroidissement du bas du piège par rapport à celle des trois lasers du haut. Le contrôle de la vitesse atomique s'effectue donc à l'aide d'une différence de fréquence, permettant d'obtenir une stabilité de vitesse inférieure à 10^{-5} en valeur relative, sur 100 s (cf. Section 3.2.5.3).

Par effet Doppler, le référentiel dans lequel le nuage atomique est piégé est un référentiel qui se déplace vers le haut, à une vitesse $V_{\text{lancement}}$ proportionnelle à l'écart en fréquence δf entre les lasers du haut et ceux du bas :

$$V_{\text{lancement}} = \sqrt{3} \cdot \delta f \cdot \lambda \quad (3.2)$$

où λ est la longueur d'onde optique (852,35 nm) et le facteur $\sqrt{3}$ correspond à l'angle de lancement fourni par la configuration des lasers de refroidissement selon la direction (1,1,1) du trièdre, orientée à 8° par rapport à la verticale. Une différence de fréquence des lasers du bas vers le bleu de 3,25 MHz permet de lancer les atomes vers le haut à une vitesse de $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Dans cette phase, la puissance des lasers est rétablie à sa valeur nominale, et leur désaccord est de $\delta_{\text{haut}} = -2\Gamma$ et $\delta_{\text{bas}} = -2\Gamma + \delta f$ par rapport à la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

3.2.3. Refroidissement sub-Doppler et ouverture adiabatique

Le nuage atomique peut atteindre des températures inférieures à la limite Doppler dans les pièges magnéto-optiques : pour de faibles dispersions de vitesses atomiques, il apparaît un déséquilibre de la pression de radiation induite par les faisceaux lasers, créé par le mouvement de l'atome. Ceci crée une force de friction refroidissant les atomes [Dalibard 89]. Pour que ce mécanisme soit efficace dans le référentiel en mouvement, le désaccord des lasers refroidisseurs est abaissé progressivement à $\delta_{\text{haut}} = -12\Gamma$ et $\delta_{\text{bas}} = -12\Gamma + \delta f$.

Suit une phase de $200 \mu\text{s}$ d'ouverture adiabatique des puits de potentiel lumineux créés par les 6 faisceaux lasers, pendant laquelle les puissances des six lasers refroidisseurs sont abaissées. Cette phase permet de réduire encore la dispersion en impulsion des atomes.

Au terme de ces deux phases, le repompeur est éteint 1 ms environ après les faisceaux refroidisseurs. Ceci nous assure que la quasi-totalité des atomes sort de la zone de piège dans l'état excité $F=4$ [Holleville 01].

3.2.4. Sélection d'un état interne pur

Afin de limiter la sensibilité de l'interféromètre au champ magnétique, on choisit de sélectionner les atomes dans l'état correspondant au sous-niveau Zeeman $m_F = 0$. Celui-ci est insensible au premier ordre aux fluctuations du champ magnétique, ce qui nous permet de minimiser le bruit de phase atomique engendré par ces fluctuations (cf. Section 2.4.2.3).

La préparation des atomes dans l'état $m_F = 0$ s'effectue à l'aide d'une cavité micro-onde rectangulaire TE_{011} accordée sur la transition $6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0 \rightarrow 6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$. Son facteur de qualité est d'environ 500, ce qui est suffisant pour la préparation atomique. Pour séparer les différents sous-niveaux Zeeman, on utilise le même champ magnétique constant $B_0 \approx 60$ mG que pour la définition de l'axe de quantification des transitions Raman stimulées. Les atomes restant dans les autres sous-niveaux Zeeman $F = 4, m_F \neq 0$ sont ensuite éjectés par un faisceau pousseur, constitué d'une onde progressive à résonance avec la transition $6S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 5$ (cf. Figure 3.4). On obtient alors un nuage d'atomes froids, de vitesse moyenne horizontale $V_x = 0,33$ m.s⁻¹, préparés dans un état interne pur $6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$, prêts à interagir avec les séparatrices atomiques.

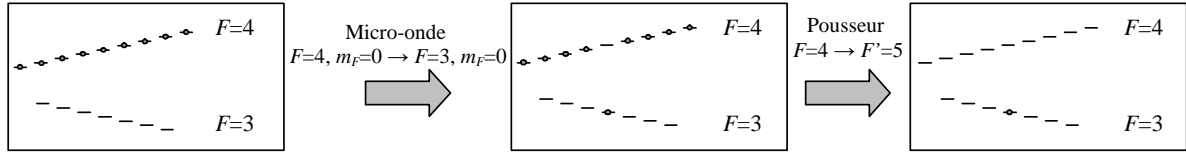


Figure 3.4 : Evolution de la population des sous-niveaux lors de la phase de sélection.

L'efficacité du faisceau pousseur dépend à la fois de sa puissance et de sa fréquence. La puissance du faisceau est de 100 μ W, à résonance avec la transition d'horloge. Nous avons vérifié expérimentalement que ces paramètres ne permettent pas d'avoir une efficacité de 100 % (cf. Section 5.1.1.1). On augmenterait son efficacité en décalant sa fréquence vers le bleu, ce qui n'est pas possible avec la séquence temporelle actuelle. Cette manipulation est cependant envisagée pour les expériences futures, lorsque le système de pilotage du gyromètre sera remplacé.

3.2.5. Détection et stabilité du temps de vol

3.2.5.1. Principe

Les séparatrices utilisées modifient en même temps l'état interne et l'état externe de la particule. Chaque port de sortie de l'interféromètre correspond à un de ces deux états : $|f, \vec{p}\rangle$ ou $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$ (cf. Figure 2.1). Ceci facilite la détection, qui peut s'effectuer sur l'état interne (par fluorescence) plutôt qu'en détectant la répartition spatiale du nuage.

La détection s'effectue par temps de vol, en excitant la transition $6S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=5$ à l'aide d'une sonde et en mesurant le nombre de photons émis par fluorescence lorsque les atomes passent devant le faisceau sonde. Une renormalisation permet de s'affranchir des fluctuations du nombre total d'atomes d'un cycle à l'autre : on mesure le nombre d'atomes dans les deux états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$. La détection revient donc à évaluer la probabilité de transition suivante :

$$P_e = \frac{N_e}{N_f + N_e} \quad (3.3)$$

où N_e est le nombre d'atomes dans l'état $6S_{1/2}, F=4$ et N_f le nombre d'atomes dans l'état $6S_{1/2}, F=3$.

Elle est réalisée en trois temps (cf. Figure 3.5) :

- Une première interaction avec une onde stationnaire accordée sur la transition cyclante $6S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=5$ permet de mesurer par fluorescence le nombre d'atomes

N_e . Les atomes ayant interagi sont alors expulsés par un faisceau pousseur réalisé à l'aide d'un cache obturant la rétro-réflexion du faisceau sonde.

- Un repompeur, sous forme d'onde stationnaire accordée sur la transition $6S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=4$, pompe les atomes de l'état $6S_{1/2}, F=3$ vers $6S_{1/2}, F=4$.

- Une seconde onde stationnaire accordée sur la transition cyclante $6S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=5$ permet d'évaluer le nombre d'atomes N_f qui étaient initialement dans $F=3$.

Les deux faisceaux sondes, polarisés circulairement, sont des nappes de lumière réalisées à partir du même laser, à l'aide de diaphragmes dont l'ouverture est de 10 mm selon O_y par 3 mm selon O_z .

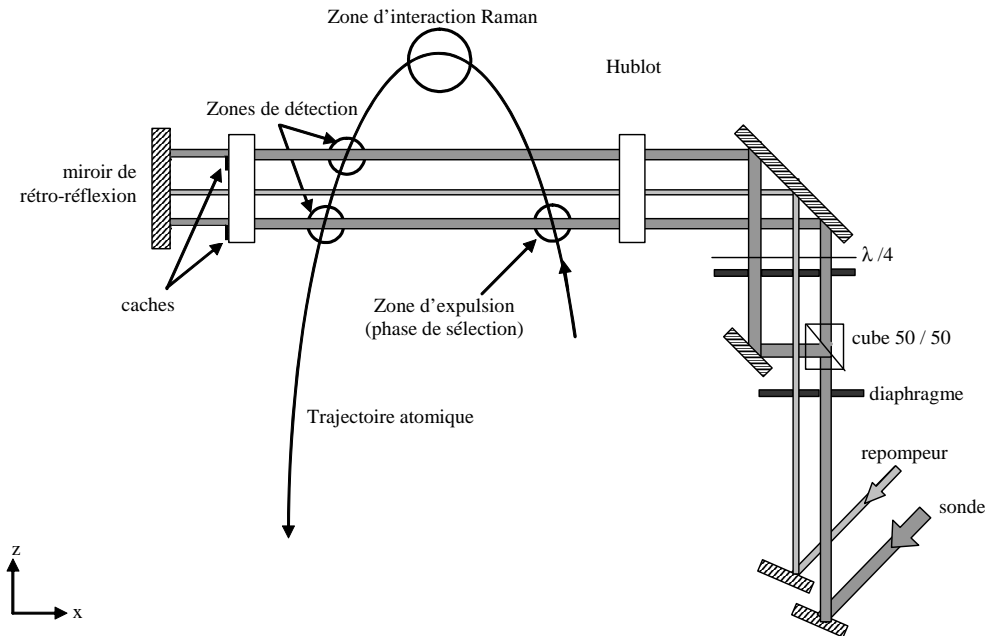


Figure 3.5 : Schéma de la détection. Les caches placés sur le hublot permettent de réaliser les ondes progressives qui servent de pousseur lors des phases de sélection et de détection.

Deux photodiodes, placées au niveau des zones de détection (cf. Figure 3.5), collectent les photons émis par fluorescence dans un angle solide de collection de 0,43 sr. Le temps de vol obtenu lorsque le nuage atomique passe dans la zone de détection est représenté Figure 3.6. L'intégration de la courbe fournit le nombre d'atomes N_f ou N_e dans l'état interne étudié, dont on déduit la probabilité de transition ainsi que le déphasage atomique.

3.2.5.2. Température atomique

La zone de détection permet également de caractériser le refroidissement atomique : on peut déduire de la largeur du temps de vol la dispersion en vitesse du nuage. Sa distribution spatiale initiale est supposée négligeable devant l'expansion due à la distribution en vitesse, en considérant l'ordre de grandeur des temps de vol expérimentaux (360 ms environ depuis l'instant de lancement). De plus, la modélisation par une gaussienne donne accès à un ordre de grandeur de la température du nuage : par définition, la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de la distribution gaussienne en vitesse correspond à la température des atomes suivant l'axe Oz .

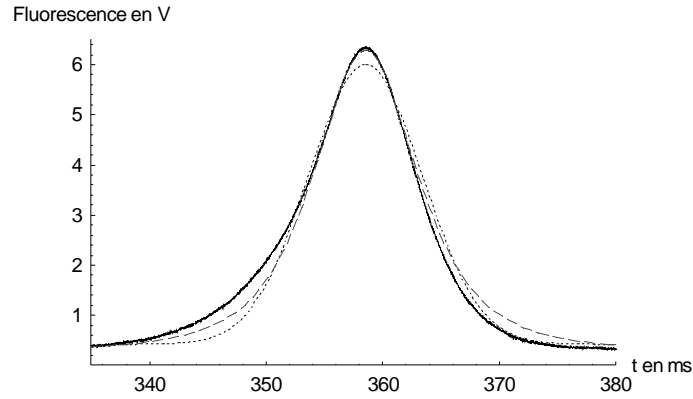


Figure 3.6 : Temps de vol (noir) modélisé par une gaussienne (pointillés) et une fonction lorentzienne- b (tirets).

La gaussienne correspond à la convolution de la durée de passage dans la sonde d'épaisseur finie, de 3 ms, et de la durée du temps de vol liée à la distribution en vitesse du nuage. En prenant aussi en compte l'expansion du nuage dans la sonde, on en déduit la largeur de la dispersion en vitesse du nuage d'atomes, égale à 3,5 fois la vitesse de recul dans notre cas ($V_{rec} = 3,5 \text{ mm.s}^{-1}$ pour le Césium). La température atomique suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann, on peut écrire :

$$T = \frac{M\sigma_V^2}{k} \quad (3.4)$$

où M est la masse de l'atome, k la constante de Boltzmann et σ_V la dispersion en vitesse du nuage à une dimension, dans la direction mesurée. Pour une dispersion en vitesse de $3,5 V_{rec}$, la température atomique est de $2,4 \mu\text{K}$. On supposera par ailleurs que la distribution en vitesse est isotrope.

Cependant, la forme du temps de vol est plus proche d'une fonction de type Lorentzienne- b (cf. équ. 3.5) avec $b = 1,75$ d'après la Figure 3.6.

$$f(p) = \frac{f(p_0)}{\left(1 + \frac{(p - p_0)^2}{\Delta p^2}\right)^b} \quad (3.5)$$

Cette forme de distribution est celle qui décrit le mieux les temps de vol obtenus sur les expériences mettant en œuvre les mêmes techniques de refroidissement que celles utilisées ici [Sortais 01-2]. Dans notre cas, la modélisation par une fonction lorentzienne- b n'est pas totalement satisfaisante en particulier au niveau des ailes du temps de vol. Le temps de vol étant de plus asymétrique, il est probable que le lancement dissymétrise la dispersion en vitesse atomique, pour des raisons de mauvais rapports d'intensité laser entre les six faisceaux de refroidissement par exemple.

La dispersion en vitesse obtenue, de $3,5 V_{rec}$, est plus élevée que celle que l'on peut habituellement atteindre avec cette technique de refroidissement, de l'ordre de $2 V_{rec}$ [Bize 01]. Ceci constituera une limitation pour le contraste des franges d'interférences atomiques (cf. Section 5.2.1.2). On l'attribue aux coupleurs de fibres optiques (cf. Section 3.2.6) utilisés pour partager la puissance des faisceaux refroidisseurs dans les 12 fibres des pièges magnéto-optiques : ceux-ci présentent des variations des rapports de puissance entre les sorties, qui détériorent l'efficacité du refroidissement [Holleville 01].

3.2.5.3. Stabilité du temps de vol

Afin d'estimer la stabilité de la vitesse de lancement, on effectue une mesure du temps d'arrivée atomique dans la sonde sur plusieurs cycles. Le barycentre du temps de vol est calculé à chaque cycle, l'écart-type d'Allan (cf. Annexe C) permet ensuite de visualiser la stabilité du temps d'arrivée (cf. Figure 3.7).

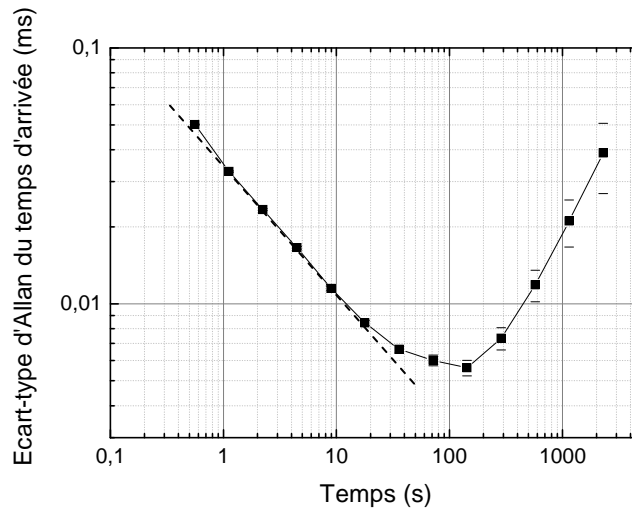


Figure 3.7 : Ecart-type d'Allan du temps d'arrivée des atomes dans la zone de détection.

Le temps d'arrivée atomique présente une stabilité sur un coup de $5 \cdot 10^{-2}$ ms. Dans un premier temps, la courbe de l'écart-type d'Allan descend avec une pente proche de $-1/2$, ce qui est caractéristique d'un bruit blanc (cf. Annexe C). A partir de 100 s, le temps d'arrivée dérive, ce qui dégrade sa stabilité pour les intégrations sur de plus grandes échelles de temps. Sans connaître précisément la source de cette dérive, on peut soupçonner les coupleurs de fibres (cf. Section 3.2.6) dont les fluctuations de température entraînent des variations des rapports de puissance entre les faisceaux refroidisseurs.

La stabilité du temps d'arrivée dépend de tout paramètre entraînant des fluctuations de trajectoire sur l'axe Oz : ceux-ci peuvent être des fluctuations de la vitesse de lancement ou bien de la position initiale du piège. On peut donc donner un majorant de la stabilité de la vitesse de lancement verticale, à $2 \cdot 10^{-4}$ m.s $^{-1}$ sur un coup et $2 \cdot 10^{-5}$ m.s $^{-1}$ après 100 s.

On peut noter cependant que la géométrie de la détection ne donne accès qu'à la vitesse de lancement verticale, alors que le facteur d'échelle du gyromètre dans la configuration choisie (cf. Section 3.4.1) dépend de la composante horizontale de la vitesse atomique. En supposant que l'angle de lancement de 8° est constant sur la durée de la mesure, et que l'incertitude sur la vitesse ne dépend que de sa norme, on peut déduire que la stabilité de la vitesse de lancement horizontale est d'environ $2 \cdot 10^{-5}$ m.s $^{-1}$ sur un coup et $2 \cdot 10^{-6}$ m.s $^{-1}$ sur 100 s d'intégration.

3.2.6. Le banc optique de refroidissement et de détection

Le fonctionnement de l'expérience nécessite deux types de lasers de refroidissement : un refroidisseur haut et un refroidisseur bas, dont l'écart en fréquence est variable pour le lancement des atomes. On utilise alors un laser maître, constitué d'un laser à cavité étendue auto-alignée [Fermigier 98], asservi sur la transition $6S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=5$ par absorption saturée. Sa largeur de raie, de l'ordre de 150 kHz, assure un bon rapport signal à bruit pour la

mesure [Holleville 01]. Le laser maître injecte deux diodes lasers esclaves de 150 mW pour obtenir suffisamment de puissance pour le refroidissement. Ces deux diodes laser, notées 1 et 2, vont générer respectivement les faisceaux refroidisseurs du bas et les faisceaux refroidisseurs du haut des pièges. Leur écart relatif en fréquence est contrôlé à l'aide de modulateurs acousto-optiques placés sur le trajet de l'injection, ceci afin de procéder au lancement du nuage atomique.

Comme nous le verrons dans la section 3.3.2, l'expérience nécessite la réalisation de deux pièges magnéto-optiques simultanés. Deux coupleurs de fibres 2x8 commerciaux fonctionnant par couplage évanescent [Holleville 01] permettent de répartir la puissance laser vers les 12 faisceaux des deux pièges magnéto-optiques et vers les 2 faisceaux de la détection. Ces coupleurs de fibres optiques à maintien de polarisation présentent un défaut quant à l'alignement des axes de polarisation des différentes fibres, ce qui entraîne des fluctuations de polarisation et donc de puissance des lasers refroidisseurs. Malgré un travail de régulation de sa température à 0,1 μK près, il n'a pas été possible de réduire les fluctuations de puissance des lasers à mieux que 1 % sur 10 minutes. Celles-ci proviennent aussi des fluctuations de température des fibres elles-mêmes. D'autre part, on observe des dérives à plus long terme des rapports de puissance entre les fibres.

Nous avons planifié de revenir prochainement à un coupleur de fibres monté en optique discrète. Celui-ci assure une meilleure stabilité du rapport de puissances, il a de plus l'avantage de permettre un réglage *in situ* des puissances des refroidisseurs.

Le banc de refroidissement (cf. Figure 3.10) est similaire à celui qui a été détaillé lors des thèses de David Holleville et Jérôme Fils, mais quelques modifications ont été effectuées :

- **Le repompeur** est actuellement généré à partir d'une diode laser de type DBR (Distributed Bragg Reflector), de largeur de raie de l'ordre de 1 MHz, et de puissance nominale 5 mW. En comparaison avec le laser à cavité étendue qui était en place, la diode DBR assure une meilleure fiabilité de fonctionnement, tout en présentant une finesse de raie suffisante pour le repompage des atomes. La fréquence du laser repompeur est aussi asservie par absorption saturée, sur le cross-over $6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 3/F' = 4$. Le laser est ensuite accordé sur la transition $6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 4$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique à 100 MHz. Le faisceau est superposé au refroidisseur 2 dans le coupleur de fibre n° 2.

- **La lumière parasite** est désaccordée de la transition atomique :

Le laser maître est asservi en fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique AO1 placé à l'intérieur de la boucle d'asservissement [Holleville 01]. Cette première modulation autour de 200 MHz permet d'engendrer les variations de fréquences moyennes des refroidisseurs, nécessaires à la phase de refroidissement sub-Doppler. Deux modulateurs AO2 et AO3 définissent l'écart relatif en fréquence des deux refroidisseurs. Les modulateurs AO4 et AO5 permettent de contrôler les variations de puissance des lasers pendant la séquence.

Dans la configuration présentée dans [Holleville 01], la lumière sortant dans l'ordre zéro des modulateurs acousto-optiques AO4 et AO5 est décalée à une fréquence correspondant à un faible désaccord vers le bleu par rapport à la transition $6S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}, F' = 5$ (cf. Figure 3.8). Si une proportion de cette lumière, même réduite, parasite la direction de l'ordre 1 et est injectée dans le coupleur de fibres, elle chauffera les atomes et dégradera l'efficacité du refroidissement et du lancement des atomes. On a donc modifié la configuration afin que l'ordre zéro soit très désaccordé vers le rouge et ne gêne pas le refroidissement, en effectuant l'asservissement en fréquence avec un désaccord de signe opposé, et en traversant les modulateurs AO2 et AO3 en simple passage (cf. Figure 3.9). Ceci

nous assure que la lumière parasite dans l'ordre zéro ne vient pas réchauffer le nuage atomique. Sur les figures 3.8 et 3.9 sont notées les fréquences des lasers pendant la phase la plus critique du refroidissement : la phase sub-Doppler intervenant après le lancement des nuages atomiques.

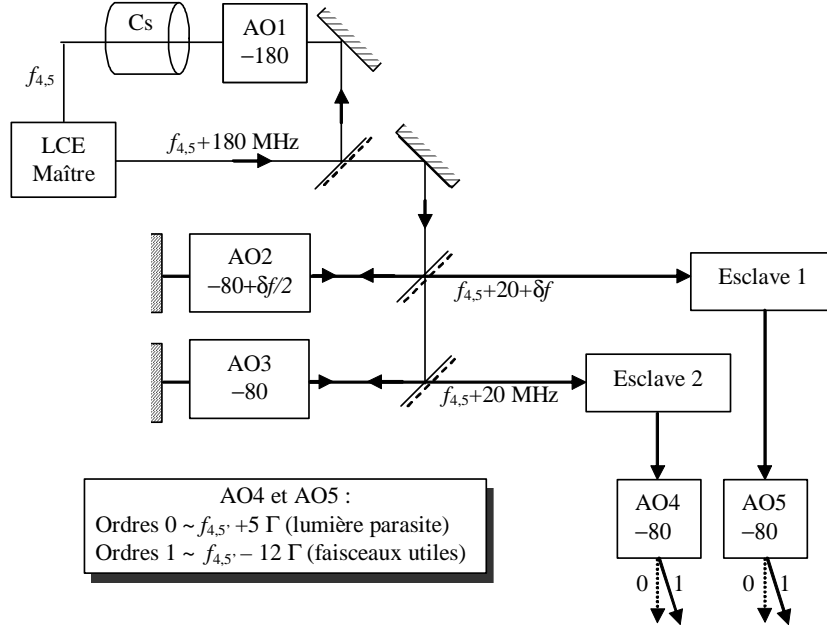


Figure 3.8 : Configuration précédente. A titre d'exemple, on donne les fréquences des modulateurs correspondant à la phase de refroidissement sub-Doppler.

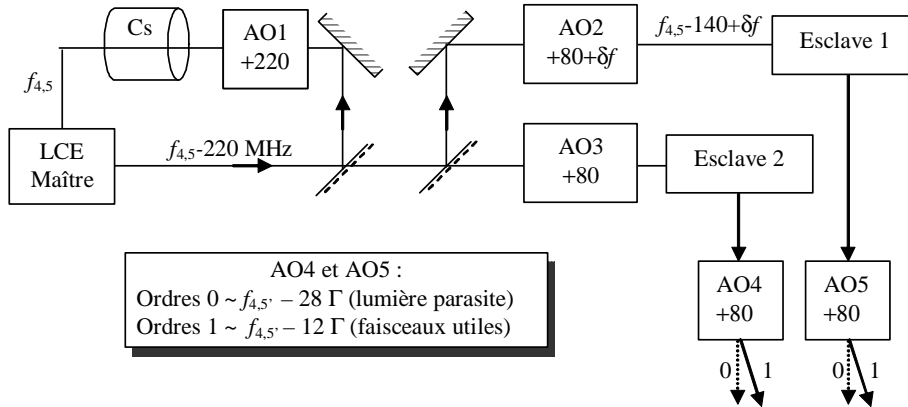


Figure 3.9 : Nouvelle configuration. A titre d'exemple, on donne les fréquences des modulateurs correspondant à la phase de refroidissement sub-Doppler.

On a présenté dans cette section les paramètres expérimentaux du refroidissement du nuage atomique et de la détection des états internes en sortie de l'interféromètre. A partir du nombre d'atomes détecté dans chaque état, on peut déduire la probabilité de transition ainsi que le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. C'est grâce à cette donnée que l'on peut accéder aux déphasages inertiels.

3.3. Accès aux déphasages inertiels

3.3.1. Extraction du signal

Le signal obtenu en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$P = \frac{1}{2}(1 + C \cos \Delta\Phi) \quad (3.6)$$

où P est la probabilité de transition dans l'état excité, obtenue par renormalisation du signal détecté (cf. Section 3.2.5). C est le contraste des franges et $\Delta\Phi$ représente le déphasage mesuré dans l'interféromètre.

Pour optimiser la sensibilité du capteur, on se place à flanc de frange (cf. Section 3.6.1), i.e. on engendre un déphasage supplémentaire dans l'interféromètre pour que la probabilité de transition dans l'état excité soit de 50 % (cf. Section 5.1.1.2). Dans cette configuration, il est possible de linéariser le signal obtenu autour du déphasage $\pi/2$:

$$P = \frac{1}{2}(1 - C\Delta\Phi) \quad (3.7)$$

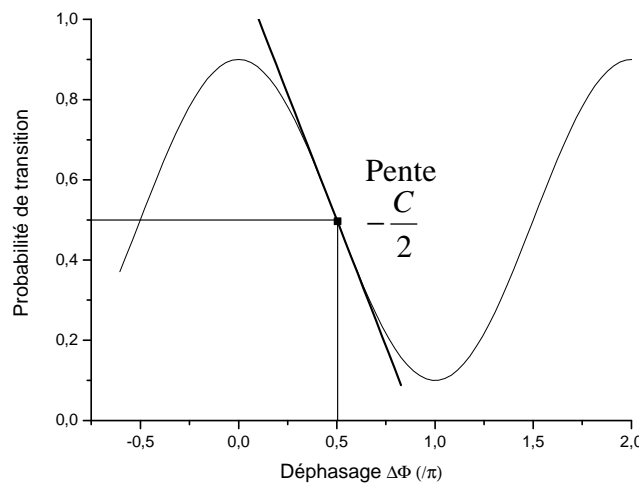


Figure 3.11 : Linéarisation du signal autour du point de fonctionnement, pour des valeurs arbitraires d'amplitude et de contraste ($C = 80\%$).

La pente de la droite de linéarisation fournit le facteur d'échelle entre le signal détecté et le déphasage atomique. Sachant que ce facteur d'échelle dépend du contraste des franges, il est nécessaire de connaître les différents paramètres influant sur celui-ci, ces paramètres sont principalement la dispersion en vitesse du nuage ainsi que la position des atomes dans les faisceaux Raman (cf. Sections 5.1.1.2 et 5.2.1.3).

Le déphasage obtenu contient différents termes, dont le signal utile dépendant des forces d'inertie à mesurer, et les différents déphasages parasites auxquels l'appareil est sensible. Le déphasage mesuré en sortie de l'interféromètre a pour expression (cf. Section 2.4.2) :

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{\phi} + \Delta\Phi_{ab} + \Delta\Phi_B + \Delta\Phi_{AC} \quad (3.8)$$

où $\Delta\Phi_\phi$, $\Delta\Phi_{ab}$, $\Delta\Phi_B$ et $\Delta\Phi_{AC}$ sont les déphasages parasites induits par le bruit de phase laser, les aberrations, le champ magnétique et le déplacement lumineux. $\Delta\Phi_{acc}$ et $\Delta\Phi_{rot}$ sont les déphasages provenant de l'accélération et de la rotation, et correspondent aux signaux à mesurer. Il est nécessaire pour obtenir un gyromètre et un accéléromètre de grandes sensibilités de pouvoir différencier ces deux termes, ce qui est effectué par la technique du double jet décrite dans le paragraphe suivant.

3.3.2. Discrimination entre rotation et accélération

Comme on l'a vu au chapitre 2, les déphasages inertiels ont au premier ordre les expressions suivantes :

$$\Delta\Phi_{acc} = \vec{k} \cdot \vec{a} T^2 \quad (3.9)$$

$$\Delta\Phi_{rot} = -2\vec{k} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{V} T^2 \quad (3.10)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde effectif moyen des transitions Raman, T l'intervalle de temps entre deux impulsions consécutives, \vec{V} la vitesse moyenne atomique, \vec{a} l'accélération à laquelle sont soumis les atomes dans le référentiel des lasers et $\vec{\Omega}$ la vitesse de rotation entre le référentiel des lasers Raman et le référentiel des atomes. On rappelle l'expression de l'aire orientée de l'interféromètre, définissant le facteur d'échelle du capteur :

$$\vec{A} = \frac{\hbar}{M} \vec{k} \times \vec{V} T^2.$$

On doit discriminer les déphasages d'accélération et de rotation afin de pouvoir identifier les mouvements subis par le capteur, et réaliser dans le même temps un gyromètre insensible à l'accélération et un accéléromètre insensible à la rotation.

La technique mise en œuvre pour réaliser cette différenciation, appelée technique du double jet atomique, est basée sur le fait que le vecteur vitesse des atomes intervient dans le terme de déphasage dû à la rotation. Ainsi, la direction atomique influe uniquement sur la mesure de rotation, mais pas sur la mesure d'accélération. Ceci signifie que l'inversion du sens de propagation des atomes change le signe du déphasage de rotation et laisse inchangé le déphasage d'accélération. On peut le voir aussi par le fait que les aires orientées des deux interféromètres ainsi formés ont des directions opposées. Cette technique a été proposée par l'équipe de M. Kasevich [Gustavson 98].

Une seconde source atomique, de mêmes caractéristiques que la première et se propageant en sens opposé, permet d'effectuer cette discrimination (cf. Figure 3.12).

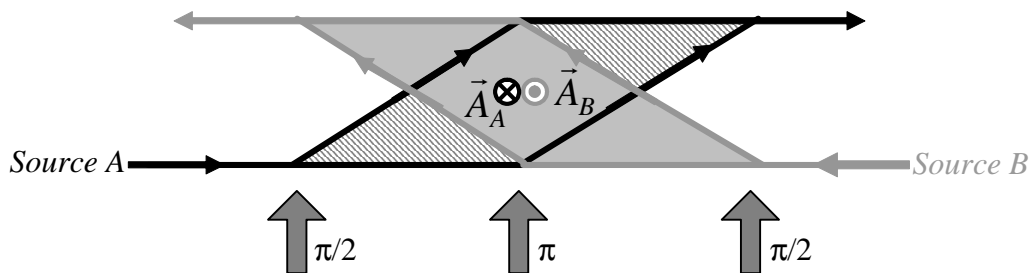


Figure 3.12 : Schéma dans le plan Oxy de l'interféromètre utilisant deux sources contrapropageantes pour discriminer l'accélération et la rotation. Les aires orientées \vec{A}_A et \vec{A}_B sont opposées.

En ne considérant dans un premier temps que les déphasages inertiels, on obtient pour les deux sources atomiques :

$$\Delta\Phi_{sourceA} = \Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{rot} \quad (3.11)$$

$$\Delta\Phi_{sourceB} = \Delta\Phi_{acc} - \Delta\Phi_{rot} \quad (3.12)$$

La demi-somme et la demi-différence des deux déphasages fournissent alors indépendamment l'accélération et la rotation :

$$\Delta\Phi_+ = \frac{\Delta\Phi_{sourceA} + \Delta\Phi_{sourceB}}{2} = \Delta\Phi_{acc} \quad (3.13)$$

$$\Delta\Phi_- = \frac{\Delta\Phi_{sourceA} - \Delta\Phi_{sourceB}}{2} = \Delta\Phi_{rot} \quad (3.14)$$

Cette réjection de l'accélération pour la mesure de rotation est d'autant plus efficace que notre interféromètre est réalisé temporellement, car la vitesse atomique n'intervient pas dans la définition du facteur d'échelle de l'accélération (cf. équ. 3.9). Dans un interféromètre de type spatial, la sensibilité à l'accélération est de la forme :

$$\Delta\Phi_{acc} = \vec{k} \cdot \vec{a} \frac{L^2}{V_x^2} \quad (3.15)$$

où L est la distance séparant deux séparatrices Raman dans l'interféromètre. La réjection de l'accélération sera donc moins efficace dans un interféromètre spatial si les deux nuages atomiques ne présentent pas la même vitesse moyenne.

On peut ainsi réaliser avec le même capteur un gyromètre et un accéléromètre de très hautes sensibilités. Cependant des déphasages parasites peuvent dégrader le rapport signal à bruit de la mesure ainsi que l'efficacité de la réjection, ayant pour conséquence de réduire les performances de l'appareil. Les différentes sources de bruit sont listées dans le paragraphe suivant.

3.3.3. Déphasages parasites

3.3.3.1. Bruit de phase Raman

La différence de phase entre les deux lasers Raman se recopie à chaque transition sur la phase de l'onde atomique (cf. Section 2.2). Il en résulte un déphasage supplémentaire parasite, de la forme :

$$\Delta\Phi_\phi = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3) \quad (3.16)$$

Le déphasage induit par les fluctuations de phase laser est indépendant de la direction de propagation des ondes atomiques. Lors de la discrimination entre rotation et accélération, il apparaîtra donc du côté de la demi-somme, quelle que soit la configuration choisie pour les faisceaux lasers Raman.

3.3.3.2. Aberrations

La distorsion de front d'onde des faisceaux lasers entraîne une erreur sur la direction du vecteur d'onde effectif des transitions Raman, qui se traduit par un déphasage parasite (cf. Section 2.4.2.2). Si les deux trajectoires atomiques sont superposées et se croisent à leur sommet, les deux nuages exploreront les mêmes zones des faisceaux Raman et verront donc

les mêmes distorsions de front d'onde. En négligeant le bruit de phase des faisceaux, les phases lasers $\Phi_i(A, B) = \vec{k}_i \cdot \vec{q}_i(A, B)$ qui s'impriment sur les phases des deux sources atomiques A et B au moment des trois impulsions induisent une erreur sur la phase atomique qui s'écrit :

$$\begin{aligned}\Phi_1(A) &= \Phi_3(B) \\ \Phi_2(A) &= \Phi_2(B) \\ \Phi_3(A) &= \Phi_1(B)\end{aligned}\tag{3.17}$$

Ainsi, le déphasage dû aux aberrations est identique pour les deux sources et se retrouve du côté de la demi-somme, équivalent à une accélération constante.

Si cependant les trajectoires atomiques ne sont pas superposées, les déphasages d'aberrations vues par les deux nuages sont différents : on les note $\Delta\Phi_{ab}(A)$ et $\Delta\Phi_{ab}(B)$. Lors de l'opération de discrimination entre rotation et accélération, la demi-somme et la demi-différence s'écrivent alors :

$$\Delta\Phi_+ = \frac{\Delta\Phi_{ab}(A) + \Delta\Phi_{ab}(B)}{2} \approx \Delta\Phi_{ab}\tag{3.18}$$

$$\Delta\Phi_- = \frac{\Delta\Phi_{ab}(A) - \Delta\Phi_{ab}(B)}{2} \approx \frac{\delta(\Delta\Phi_{ab})}{2}\tag{3.19}$$

Ainsi, même si le déphasage dû aux aberrations est vu en très grande partie comme une accélération, une erreur sur les trajectoires atomiques peut entraîner un déphasage résiduel $\delta(\Delta\Phi_{ab})$ qui apparaît du côté de la rotation du fait de la réjection imparfaite. Ceci a été étudié en détail dans la thèse de Jérôme Fils [Fils 02].

3.3.3.3. Déphasage parasite induit par le champ magnétique

On a vu dans le paragraphe 2.4.2.3 que les fluctuations temporelles et spatiales du champ magnétique induisaient des déphasages parasites dans l'interféromètre, par l'intermédiaire du déplacement différentiel des niveaux internes atomiques. Suivant que la variation est temporelle ou spatiale, les bruits de phase vus par les deux sources atomiques seront de même signe ou de signe opposé : une fluctuation temporelle du champ magnétique induit un déphasage indépendant de la vitesse des atomes (cf. équ. 2.77), alors qu'une fluctuation spatiale dépendra du sens de propagation (cf. équ. 2.78). De manière générale, il en résulte qu'une fluctuation temporelle apparaît sur la demi-somme des deux signaux atomiques, alors qu'une fluctuation spatiale apparaîtra sur la demi-différence (cf. Tableau 3.1).

Cependant, si les trajectoires atomiques des deux sources ne sont pas bien superposées, l'efficacité de la réjection des fluctuations spatiales sur la demi-différence sera réduite car les deux nuages n'exploreront pas le même champ magnétique. Un résidu $\delta(\Delta\Phi_{B(x)})$ apparaîtra alors sur la demi-somme, comme dans le cas des aberrations.

Champ magnétique	Dérive	Gradient
Demi-somme	$\Delta\Phi_{B(t)}$	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{B(x)})}{2}$
Demi-différence	0	$\Delta\Phi_{B(x)}$

Tableau 3.1 : Influence des fluctuations temporelles et spatiales de champ magnétique.

3.3.3.4. Déplacement lumineux

Une erreur dans le rapport d'intensité r des deux faisceaux Raman entraîne un déplacement lumineux des niveaux d'énergie entrant en jeu dans l'interféromètre, ce qui fait apparaître un déphasage parasite si l'erreur n'est pas symétrique pour la première et la dernière séparatrice. Comme dans le cas du champ magnétique, ce déphasage sera vu soit sur la demi-somme, soit sur la demi-différence, suivant que la dissymétrie est identique ou opposée pour les deux sources atomiques.

Une fluctuation temporelle d'intensité d'un des deux faisceaux Raman ou du désaccord Raman entraînera un déphasage identique pour les deux sources, qui apparaîtra sur la demi-somme des deux déphasages atomiques.

Une erreur de superposition des deux faisceaux suivant l'axe horizontal Ox induit un déphasage dû au déplacement lumineux, opposé pour les deux sources atomiques. Ce déphasage apparaîtra donc sur la demi-différence des deux déphasages.

Déplacement lumineux	Fluctuation temporelle	Erreur de superposition
Demi-somme	$\Delta\Phi_{AC(t)}$	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{AC(x)})}{2}$
Demi-différence	0	$\Delta\Phi_{AC(x)}$

Tableau 3.2 : Influence des fluctuations temporelles et spatiales du déplacement lumineux.

Cependant, des trajectoires atomiques non superposées entraînent l'apparition d'un résidu de déphasage dû à une erreur de superposition des faisceaux Raman, qui apparaît du côté de la demi-somme des deux déphasages atomiques.

3.4. Axes d'entrée

L'orientation des lasers réalisant les séparatrices conditionne l'orientation de l'aire de l'interféromètre et par conséquent l'axe des forces d'inertie mesurées. On peut ainsi, suivant la direction des faisceaux Raman, choisir l'axe de sensibilité du capteur, ou axe d'entrée. La modularité de notre appareil nous permet de tester différentes configurations, donnant chacune accès à un axe d'entrée en rotation et un en accélération. Dans chaque configuration, le double jet atomique permet bien sûr de discriminer la rotation de l'accélération.

On rappelle les déphasages, au premier ordre, mesurés en sortie de l'interféromètre, dans le cas de rotations et d'accéléérations continues :

$$\Delta\Phi_{acc} = \vec{k} \cdot \vec{a} T^2 \quad (3.20)$$

$$\Delta\Phi_{rot} = -2\vec{k} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{V} T^2 \quad (3.21)$$

L'appareil est donc sensible à l'accélération dans l'axe des faisceaux lasers et à la rotation autour de l'axe parallèle à l'aire orientée de l'interféromètre.

3.4.1. Sensibilités à Ω_z et a_y

Les faisceaux Raman sont orientés horizontalement. Les trois impulsions laser réalisant l'interféromètre sont effectuées symétriquement par rapport à la trajectoire parabolique des atomes, de manière à ce que l'impulsion π centrale ait lieu au sommet de la trajectoire (cf. Figure 3.13). Ainsi, la contribution globale de l'aire de l'interféromètre dans le plan Oyz est repliée et compensée par symétrie. Par contre, la contribution dans le plan Oxy est non nulle et fournit une sensibilité à la vitesse de rotation d'axe Oz . D'autre part, l'accélération est mesurée suivant l'axe d'orientation des faisceaux lasers, soit Oy .

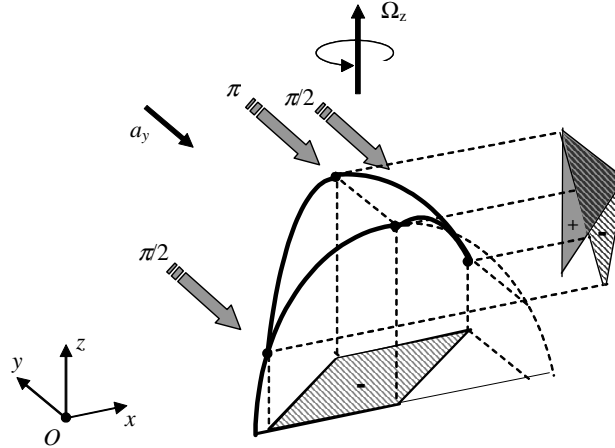


Figure 3.13 : Les faisceaux Raman sont orientés suivant l'axe Oy , les flèches figurant les vecteurs d'onde effectifs des transitions au moment des trois impulsions. Les signes sur les aires interférométriques fournissent le signe des contributions de la rotation. L'aire dans le plan Oyz est compensée par symétrie.

On en déduit les déphasages mesurés en sortie de l'interféromètre :

$$\Delta\Phi_{acc} = k_y a_y T^2 \quad (3.22)$$

$$\Delta\Phi_{rot} = \Delta\Phi_{\Omega_z} = -2k_y \Omega_z V_x T^2 \quad (3.23)$$

L'instant des impulsions par rapport au temps d'arrivée des atomes au sommet de leur trajectoire conditionne la compensation de l'aire de l'interféromètre dans le plan Oyz . Si les impulsions ne sont pas centrées par rapport au sommet de la parabole, il apparaît une sensibilité à la vitesse de rotation suivant Ox , car le repliement de l'aire n'est effectué que partiellement. Une erreur de centrage de la séquence temporelle de dt entraîne une sensibilité à Ω_x suivant la relation :

$$\Delta\Phi_{\Omega_x} = -2gk_y \Omega_x T^2 dt \quad (3.24)$$

Ceci peut apparaître si par exemple les vitesses de lancement ne sont pas celles escomptées, tout en restant identiques pour les deux sources. La Figure 3.14 représente l'aire interférométrique dans les plans Oxy et Oyz , pour les deux sources atomiques.

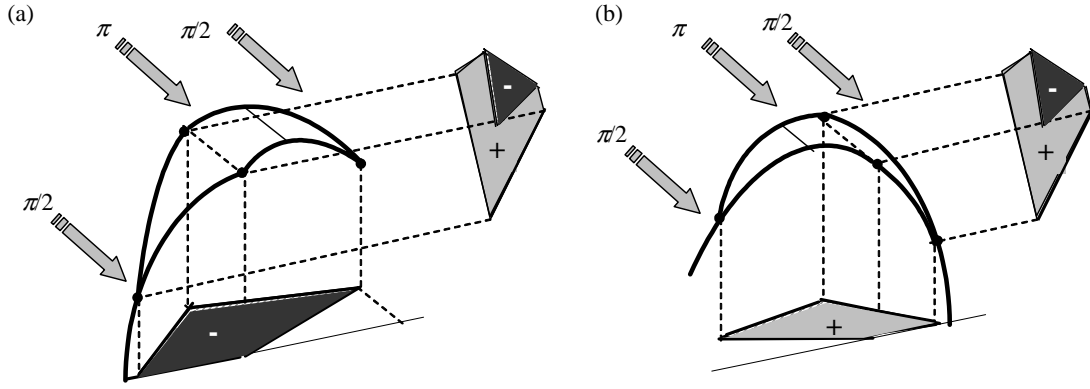


Figure 3.14 : Aires interférométriques pour chaque source atomique dans le cas où les trois impulsions sont réalisées trop tôt par rapport au temps d'arrivée des atomes au sommet de leur trajectoire.

En effectuant la demi-somme $\Delta\Phi_+$ et la demi-différence $\Delta\Phi_-$ des déphasages des deux sources $\Delta\Phi(A)$ et $\Delta\Phi(B)$, la contribution de Ω_x est équivalente à une accélération du fait que la vitesse des atomes suivant Oz est la même pour les deux sources :

$$\Delta\Phi(A) = \Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{\Omega_z} + \Delta\Phi_{\Omega_x} \quad (3.25)$$

$$\Delta\Phi(B) = \Delta\Phi_{acc} - \Delta\Phi_{\Omega_z} + \Delta\Phi_{\Omega_x} \quad (3.26)$$

$$\Delta\Phi_+ = \Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{\Omega_x} \quad (3.27)$$

$$\Delta\Phi_- = \Delta\Phi_{\Omega_z} \quad (3.28)$$

où $\Delta\Phi_{acc}$, $\Delta\Phi_{\Omega_z}$ et $\Delta\Phi_{\Omega_x} = 2k_y \Omega_x V_z T^2$ représentent respectivement les déphasages dus à l'accélération suivant Oy , la rotation suivant Oz et la rotation suivant Ox .

Une erreur de centrage de la séquence temporelle par rapport aux sommets des trajectoires entraîne donc une sensibilité à la rotation suivant Ox , mais que l'on retrouve du côté de l'accélération. Le centrage de la séquence temporelle n'est donc critique que pour des mesures d'accélération.

3.4.2. Sensibilités à Ω_y et a_z

Les faisceaux Raman sont cette fois dirigés verticalement. L'aire interférométrique ainsi créée est dans le plan Oxz . Le capteur est alors sensible à la rotation d'axe Oy et à l'accélération d'axe Oz , donc à la gravité. Les déphasages inertiels mesurés sont donc :

$$\Delta\Phi_{acc} = k_z a_z T^2 \text{ et } \Delta\Phi_{rot} = 2k_z \Omega_y V_x T^2 \quad (3.29)$$

Dans cette configuration, une erreur de centrage des impulsions Raman ne fait pas intervenir de sensibilité suivant d'autres axes. En effet, l'aire interférométrique reste dans le plan de la trajectoire atomique pourvu que la vitesse des atomes n'ait pas de composante moyenne suivant l'axe Oy .

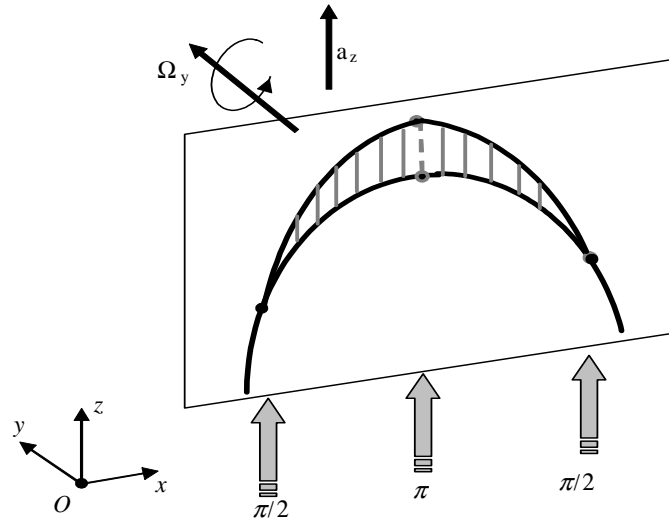


Figure 3.15 : Sensibilité à Ω_y et a_z lorsque les faisceaux Raman sont dirigés verticalement. L'aire interférométrique est dans le plan Oxz de la trajectoire atomique.

3.4.3. Sensibilité à Ω_x

On peut envisager une configuration différente, dans laquelle on réalise 4 impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ pour former un interféromètre croisé sur lui-même, représentant un « 8 », ou encore des ailes de papillon (cf. Figure 3.16).

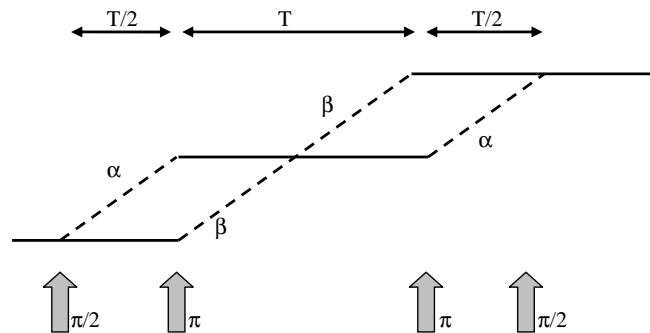


Figure 3.16 : Configuration de l'interféromètre en ailes de papillon. Les tracés en trait plein figurent les trajectoires de l'atome dans l'état fondamental, et les traits en pointillé les trajectoires dans l'état excité. Les bras α et β interfèrent après l'impulsion n°4.

Le calcul du déphasage en sortie de cet interféromètre s'effectue suivant la même méthode que dans la section 2.3 : seule la phase des lasers intervient dans le déphasage final entre les deux bras.

On note $\{\Phi_i\}_{i=1,2,3,4}$ les phases des lasers au moment des 4 impulsions Raman. Le déphasage entre les deux bras α et β de l'interféromètre s'écrit :

$$\Delta\Phi = (\Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_4)_\alpha - (\Phi_2 - \Phi_3)_\beta \quad (3.30)$$

$$\Delta\Phi = \Phi_1 - 2\Phi_2 + 2\Phi_3 - \Phi_4 \quad (3.31)$$

On peut approcher la sensibilité de l'appareil lorsqu'il est soumis à une accélération ou à une rotation, en remarquant que l'interféromètre ainsi créé est équivalent à deux interféromètres de Ramsey-Bordé symétriques collés l'un à l'autre, d'orientation identique à

l'interféromètre étudié dans la section 3.4.1. Sachant qu'aucune impulsion n'est effectuée au premier croisement des bras α et β , ceux-ci n'interfèrent pas physiquement à l'issue du premier interféromètre. Mais du point de vue du déphasage mesuré, tout se passe comme si se créaient deux interféromètres, dont les aires orientées et les déphasages sont opposés du fait que les deux bras α et β se croisent :

$$\Delta\Phi \equiv (\Phi_1 - 2\Phi_2 + 0) - (0 - 2\Phi_3 + \Phi_4) \quad (3.32)$$

Les contributions de la rotation suivant Oz se compensent donc si les bras de l'interféromètre se croisent au sommet de la parabole (cf. Figure 3.17). L'interféromètre est de plus insensible aux accélérations constantes. Cependant, l'aire interférométrique dans le plan Oyz est non nulle, induisant une sensibilité à la vitesse de rotation Ω_x : cette géométrie permet d'accéder au troisième axe de rotation. Son expression se déduit de l'équation (3.32) :

$$\Delta\Phi = \frac{3}{4} g k_y \Omega_x T^3 \quad (3.33)$$

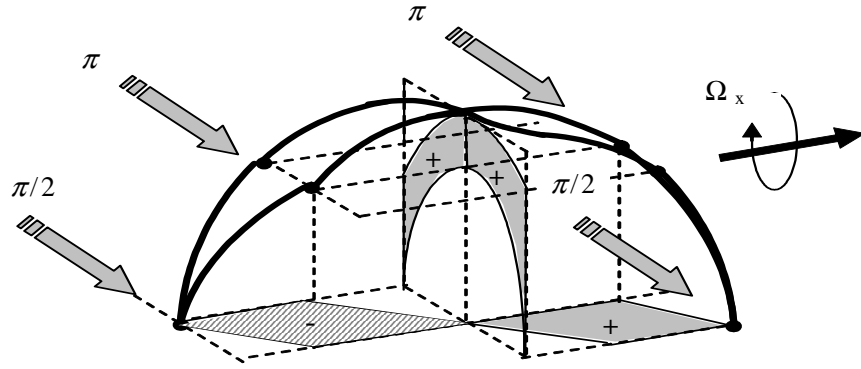


Figure 3.17 : Configuration en ailes de papillon sur la trajectoire parabolique. L'aire orientée globale induit une sensibilité à la vitesse de rotation suivant Ox .

Dans cette configuration, les déphasages d'accélération non continue et de rotation suivant Ox ne dépendant ni l'un ni l'autre du sens de propagation atomique, le double jet n'a plus d'utilité : il n'induit pas de discrimination entre rotation et gradient d'accélération.

Cependant, cette configuration présente l'avantage d'être insensible au centrage de la séquence des impulsions. Une erreur de centrage causée par une erreur sur la vitesse de lancement par exemple :

- ne fait pas réapparaître de sensibilité aux accélérations continues
- ne modifie pas la compensation de l'aire interférométrique dans le plan Oxy
- ne modifie pas le facteur d'échelle de la rotation suivant Ox .

Cette configuration peut donc s'avérer intéressante pour accéder au troisième axe de rotation, même lorsque la vitesse de lancement est mal connue ou peu stable. Elle est plus amplement détaillée dans la section 5.3.

3.4.4. Géométries testées

Les expériences réalisées dans le cadre de cette thèse ont été effectuées avec des faisceaux Raman horizontaux. Ceci permet de tester les deux types de configurations, présentées en sections 3.4.1 et 3.4.3. Le passage de l'une à l'autre est réalisé simplement grâce à l'utilisation d'une paire de faisceaux unique pour les transitions Raman (cf. Section

2.4.1.4), puisqu'il suffit de modifier la séquence temporelle des impulsions Raman en changeant la séquence de pilotage de l'expérience.

D'autre part, le test de la sensibilité à Ω_y et a_z a aussi été prévu sur l'expérience, puisque les accès optiques sont présents sur l'enceinte à vide. Il est aussi nécessaire de changer la direction du champ magnétique définissant l'axe de quantification pour les transitions Raman ; les solénoïdes et les cavités micro-onde présents dans l'expérience permettent d'envisager toutes les configurations [Holleville 01].

3.5. Configurations des lasers Raman

L'orientation choisie pour l'axe d'entrée du capteur inertiel correspond à la direction horizontale des faisceaux Raman suivant Oy , permettant de mesurer les vitesses de rotation suivant Ox et Oz , et les accélérations suivant Oy . Mais, après avoir choisi ces axes d'entrée, il existe plusieurs façons d'interroger les atomes, suivant le schéma utilisé pour amener les faisceaux Raman vers la zone d'interaction. On étudie ici trois configurations différentes :

La première configuration, dans laquelle les lasers Raman se propagent dans le même sens, ne permet pas de réaliser un capteur inertiel, mais est très utile pour des tests préliminaires de l'interféromètre, notamment l'évaluation des différents bruits et effets systématiques détectés par le capteur.

Dans la configuration contrapropageante, les deux lasers Raman sont contrapropageants, ce qui maximise le vecteur d'onde effectif des transitions Raman et augmente la sensibilité aux forces d'inertie (cf. Section 3.5.2).

Dans la dernière configuration, appelée rétro réfléchée, les faisceaux Raman sont copropageants et rétro réfléchis par un miroir. Cette configuration, sensible aux forces d'inertie [Landragin 02] présente divers avantages qui seront détaillés dans la section 3.5.3.

3.5.1. Configuration copropageante

La configuration copropageante consiste à propager les deux lasers Raman sur le même trajet et dans le même sens, de telle façon qu'ils sont copropageants au niveau de la zone d'interaction (cf. Figure 3.18). Les lasers sont amenés en polarisations croisées dans une fibre optique à maintien de polarisation, à partir du banc laser de génération des faisceaux (cf. Section 4.1.1).

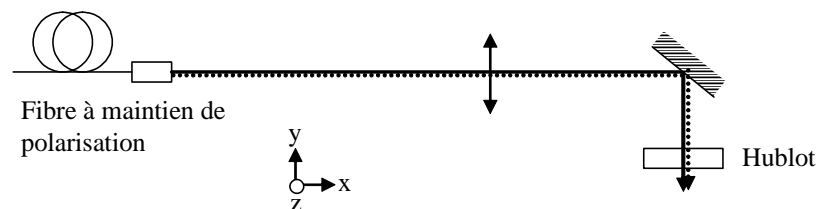


Figure 3.18 : Mise en forme commune des deux faisceaux lasers, et propagation jusqu'à la zone d'interaction à travers un hublot de l'enceinte à vide, en configuration copropageante.

Le déphasage mesuré en sortie de l'interféromètre s'écrit de manière générale (cf. Section 2.4.2) :

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{\phi} + \Delta\Phi_{ab} + \Delta\Phi_B + \Delta\Phi_{AC} \quad (3.34)$$

En configuration copropageante, le vecteur d'onde effectif des transitions Raman est dans le domaine micro-onde. Les déphasages inertiels, proportionnels à ce vecteur d'onde k , deviennent négligeables, et le déphasage induit par les aberrations est rigoureusement nul puisque les deux faisceaux Raman se propagent à travers les mêmes optiques. Pour la même raison, les deux faisceaux sont parfaitement superposés, ce qui élimine une source de déphasage dû au déplacement lumineux. L'interféromètre n'est plus sensible qu'à la différence de phase des deux faisceaux lasers, aux inhomogénéités de champ magnétique et aux fluctuations temporelles du rapport d'intensité des faisceaux Raman ou du désaccord Raman. Le Tableau 3.3 synthétise les déphasages apparaissant sur la demi-somme et la demi-différence des deux signaux.

Cette configuration présente l'avantage de fournir des informations sur la plupart des déphasages autres qu'inertiels auxquels l'interféromètre présente une sensibilité : bruit de phase sur la différence de phase entre les deux lasers Raman, déplacement lumineux et champ magnétique. Ceci permet de réaliser un test préliminaire de l'interféromètre afin d'obtenir une première estimation de ses limitations (cf. Section 5.1).

Sensibilités	Demi-somme	Demi-différence
Accélération	Négligeable	-
Rotation	-	Négligeable
Bruit de phase Raman	$\Delta\Phi_{\phi}$	-
Champ magnétique :		
Dérive	$\Delta\Phi_{B(t)}$	-
Gradient	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{B(x)})}{2}$	$\Delta\Phi_{B(x)}$
Déplacement lumineux :		
Fluctuation	$\Delta\Phi_{AC(t)}$	-
Erreur de superposition	-	-
Aberrations	-	-

Tableau 3.3 : Déphasages mesurés pour les deux sources atomiques, dans la configuration des lasers copropageants. Les déphasages inertiels sont négligeables.

3.5.2. Configuration contrapropageante

3.5.2.1. Présentation

Dans la configuration contrapropageante, les deux lasers Raman ont des trajets optiques distincts et se propagent dans des directions opposées au niveau de la zone d'interaction avec les atomes. On peut choisir par exemple un schéma optique dans lequel les deux lasers sont injectés en polarisations croisées dans la même fibre optique pour minimiser leur bruit de phase relatif, puis sont séparés à la sortie de la fibre à l'aide d'un cube séparateur de polarisation et mis en forme individuellement (cf. Figure 3.19).

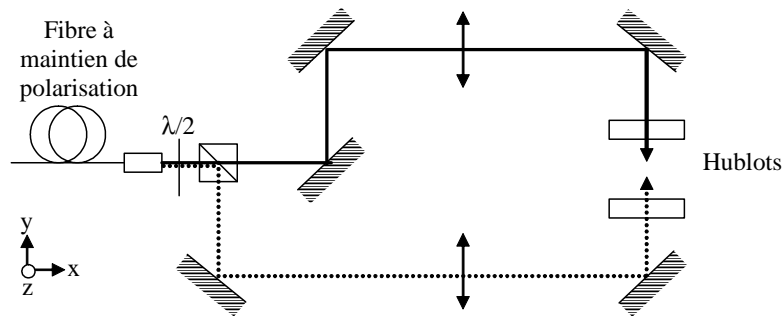


Figure 3.19 : Schéma optique de la séparation et de la mise en forme des deux faisceaux lasers Raman, se propageant jusqu'à la zone d'interaction à travers les hublots de l'enceinte à vide.

Le vecteur d'onde effectif des transitions Raman correspond alors à deux fois le vecteur d'onde optique, et les déphasages inertiels ne sont plus négligeables.

La seconde source atomique utilisée pour la discrimination entre rotation et accélération ne fournira pas les mêmes déphasages du fait qu'elle se propage en sens inverse de la première source (cf. Section 3.3.2). Ainsi, on retrouve sur la demi-somme des deux déphasages : l'accélération, le bruit de phase laser, les dérives du champ magnétique, les fluctuations temporelles du déplacement lumineux et les distorsions de front d'onde. La demi-différence entre les deux déphasages atomiques fournit la rotation, entachée des déphasages parasites induits par un gradient de champ magnétique et une erreur de superposition des faisceaux suivant Ox (cf. Tableau 3.4).

Sensibilités	Accélération (demi-somme)	Rotation (demi-différence)
Bruit de phase Raman	$\Delta\Phi_\phi$	-
Champ magnétique :		
Dérive	$\Delta\Phi_{B(t)}$	-
Gradient	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{B(x)})}{2}$	$\Delta\Phi_{B(x)}$
Déplacement lumineux :		
Fluctuation	$\Delta\Phi_{AC(t)}$	-
Erreur de superposition	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{AC(x)})}{2}$	$\Delta\Phi_{AC(x)}$
Aberrations	$\Delta\Phi_{ab}$	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{ab})}{2}$

Tableau 3.4 : Déphasages parasites mesurés sur l'accélération et la rotation, dans la configuration contrapropageante.

Cette configuration est intéressante pour la réalisation d'un gyromètre, car la plupart des sources de bruit sont rejetées sur l'accélération par le double jet atomique, à la fois les bruits intervenant sur le court terme (fluctuations temporelles) et sur le long terme (aberrations). Cependant, les aberrations couplées à des erreurs de trajectoire engendrent un déphasage dégradant la mesure de rotation. Il est donc important de réduire les sources d'aberrations, en limitant le nombre d'éléments optiques effectuant la mise en forme des faisceaux en sortie de la fibre : on peut notamment utiliser un même système de collimation pour les deux faisceaux. C'est la configuration présentée dans la section suivante.

3.5.3. Configuration rétro réfléchée

En comparaison avec la configuration contrapropageante, la configuration rétro réfléchée présente l'avantage de minimiser le nombre d'éléments optiques afin de limiter la contribution des aberrations et d'améliorer la stabilité long terme de l'appareil. Elle consiste à conserver le maximum de trajets optiques communs entre les deux lasers Raman, en les amenant vers l'enceinte à vide par les mêmes éléments optiques, comme dans la configuration copropageante (cf. Figure 3.18). Puis un miroir, placé après la zone d'interaction, permet de rétro réfléchir les faisceaux afin qu'ils aient des directions opposées au niveau de la zone d'interaction. Les aberrations relatives entre les deux faisceaux Raman sont donc réduites au strict minimum.

Quatre faisceaux sont présents dans la zone d'interaction. Il est cependant nécessaire qu'une seule paire de faisceaux soit sélectionnée pour les transitions Raman. Ceci comporte deux impératifs :

- éviter les transitions induites par les faisceaux copropageants,
- empêcher que les deux types de transitions par les faisceaux contrapropageants soient possibles.

Afin d'éviter les transitions induites par les faisceaux copropageants, on joue sur la polarisation des faisceaux lasers Raman. On commence par rappeler les polarisations des deux faisceaux pour que les transitions Raman soient possibles.

3.5.3.1. Polarisation des faisceaux lasers Raman

Un champ magnétique constant, le même que celui utilisé lors de la sélection de l'état interne pur, permet de définir l'axe de quantification dans la zone d'interaction et de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Ainsi, les lasers Raman dont la différence de fréquence est asservie par battement ne sont résonnants que pour la transition $6S_{1/2}, F=4, m_F=0 \leftrightarrow 6S_{1/2}, F=3, m_F=0$.

D'autre part, les règles de sélection des transitions dipolaires électriques pour le couplage de $6S_{1/2}$ à $6P_{3/2}$ imposent $\Delta F = \pm 1$ ou $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$ à partir d'un sous-niveau $m_F = 0$. Ceci implique que des faisceaux Raman I et II polarisés suivant $\pi_{(I)}/\pi_{(II)}$ n'induiront pas de transition à deux photons $F = 4, m_F = 0 \leftrightarrow F = 3, m_F = 0$ (cf. annexe A).

Les polarisations possibles des faisceaux lasers Raman sont alors $\sigma_{+(I)}/\sigma_{+(II)}$ ou $\sigma_{-(I)}/\sigma_{-(II)}$ par rapport à l'axe de quantification défini par le champ magnétique constant. Il est aussi possible de combiner les deux polarisations circulaires en orientant les polarisations en conformation $lin_{(I)} \perp lin_{(II)}$ (cf. Figure 3.20). Dans ce cas, les deux types de transitions $\sigma_{+(I)}/\sigma_{+(II)}$ ou $\sigma_{-(I)}/\sigma_{-(II)}$ sont possibles et leurs amplitudes de probabilité s'additionnent. Cependant, une conformation $lin_{(I)} // lin_{(II)}$ n'engendre pas de transition Raman car les amplitudes de probabilité des deux types de transitions $\sigma_{+(I)}/\sigma_{+(II)}$ ou $\sigma_{-(I)}/\sigma_{-(II)}$ interfèrent destructivement, les coefficients de Clebsch-Gordan étant opposés. D'autre part, les polarisations $\sigma_{+(I)}/\sigma_{-(II)}$, $\sigma_{+(I)}/\pi_{(II)}$, $\sigma_{-(I)}/\pi_{(II)}$ et inversement sont impossibles car les faisceaux Raman ne sont pas résonnants pour des transitions à $\Delta m_F \neq 0$.

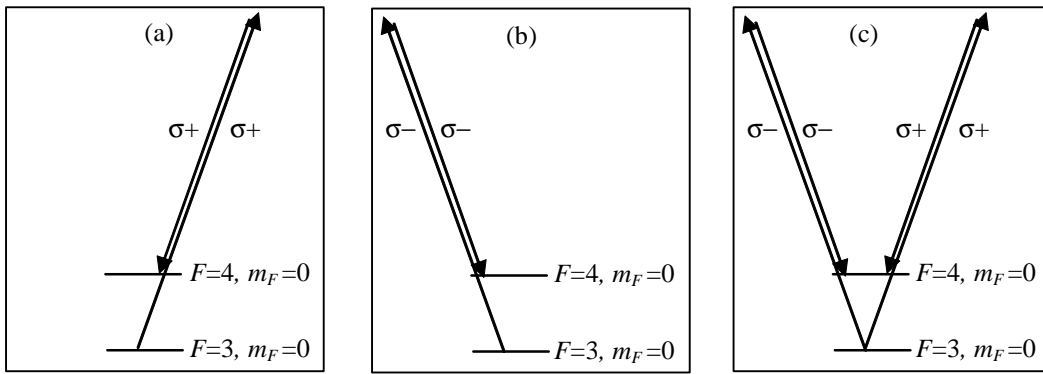


Figure 3.20 : Polarizations possibles des lasers pour la réalisation des transitions Raman. (a) Polarizations $\sigma+/\sigma+$, (b) polarizations $\sigma-/sigma-$, (c) polarizations $lin \perp lin$, permettant la réalisation des deux types de transitions.

3.5.3.2. Elimination des transitions induites par les faisceaux copropageants

Les polarisations possibles pour les transitions sont $\sigma_{+(I)}/\sigma_{+(II)}$, $\sigma_{-(I)}/\sigma_{-(II)}$ ou $lin_{(I)} \perp lin_{(II)}$. En transformant les polarisations $lin_{(I)} \perp lin_{(II)}$ sortant de la fibre optique à maintien de polarisation en polarisations circulaires $\sigma_{+(I)}/\sigma_{-(II)}$ à l'aide d'une lame quart d'onde, on annule la probabilité d'effectuer des transitions avec les faisceaux copropageants.

On ajoute alors une lame quart d'onde devant le miroir de rétro réflexion, pour que les polarisations $\sigma_{+(I)}/\sigma_{-(II)}$ se transforment en $\sigma_{-(I)}/\sigma_{+(II)}$ par double passage. Les transitions Raman possibles correspondent donc à des polarisations $\sigma_{+(I)}$ incident / $\sigma_{+(II)}$ rétro réfléché ou $\sigma_{-(I)}$ incident / $\sigma_{-(II)}$ rétro réfléché.

Il convient encore d'éviter l'un de ces deux types de transitions possibles. Sur les expériences de gravimètres atomiques, utilisant la configuration rétro réfléchée, c'est la gravité, agissant dans la direction des faisceaux Raman, qui permet de sélectionner par effet Doppler la paire de faisceaux résonnante avec les atomes [Peters 01]. Cette technique peut être mise en œuvre dans notre gyromètre lorsque les faisceaux Raman sont verticaux (cf. Section 3.4.2). Cependant, lorsque les faisceaux Raman sont horizontaux, la gravité n'intervient pas dans le désaccord Doppler: il faut donc créer une autre source d'effet Doppler.

3.5.3.3. Sélection d'une paire de faisceaux Raman

Pour sélectionner une seule paire de faisceaux contrapropageants, on incline les faisceaux et le miroir de rétro réflexion d'un angle θ autour d'un axe vertical, afin que le vecteur d'onde effectif et la direction de propagation des atomes ne soient plus orthogonaux (cf. Figure 3.21). On peut alors écrire le désaccord des transitions Raman (cf. 2.2.1.2), lorsque la trajectoire atomique est bien dans le plan Oxz :

$$\delta = \omega - \omega_{at} - \delta_D - \delta_R \quad (3.35)$$

$$\delta_D = \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}}{M} = kV_x \sin \theta \quad (3.36)$$

où δ_R est le désaccord dû au recul et δ_D le désaccord dû à l'effet Doppler. Il est nécessaire de les compenser en décalant la pulsation des lasers Raman de $\delta_D + \delta_R$ par rapport à la transition d'horloge. La condition de résonance devient :

$$\delta = \omega - (\omega_{at} + \delta_D + \delta_R) = 0 \quad (3.37)$$

Le vecteur d'onde effectif de la paire de faisceaux étant dirigé en sens opposé, l'effet Doppler est inversé pour les deux paires de faisceaux Raman contrapropageants présentes dans la zone d'interaction (cf. Tableau 3.5). Ce décalage en fréquence permet donc de sélectionner une seule paire de faisceaux lasers Raman. Par ailleurs, on peut choisir de sélectionner l'autre paire de faisceaux en décalant la fréquence des lasers Raman de $-\delta_D + \delta_R$.

Paire de faisceaux interagissant avec les atomes			
Désaccord	0	$+\delta_D + \delta_R$	$-\delta_D + \delta_R$
Polarisations après la première $\lambda/4$	$lin \perp lin$	$\sigma + / \sigma -$	$\sigma + / \sigma -$

Tableau 3.5 : Comparaison entre les différentes transitions possibles dans la configuration rétro réfléchée. On joue sur le désaccord Doppler ainsi que sur la polarisation des faisceaux pour sélectionner une seule paire de faisceaux Raman (gris foncé).

Pour la seconde source atomique qui se propage en sens opposé, l'effet Doppler induit par l'inclinaison des faisceaux lasers est lui aussi opposé. La paire de faisceaux qui est à résonance avec la source B est celle dont le vecteur d'onde effectif est opposé : ainsi, par effet Doppler, chaque source sélectionne une paire de faisceaux Raman différente (cf. Figure 3.21). Les aires orientées \vec{A}_A et \vec{A}_B des deux interféromètres sont alors identiques.

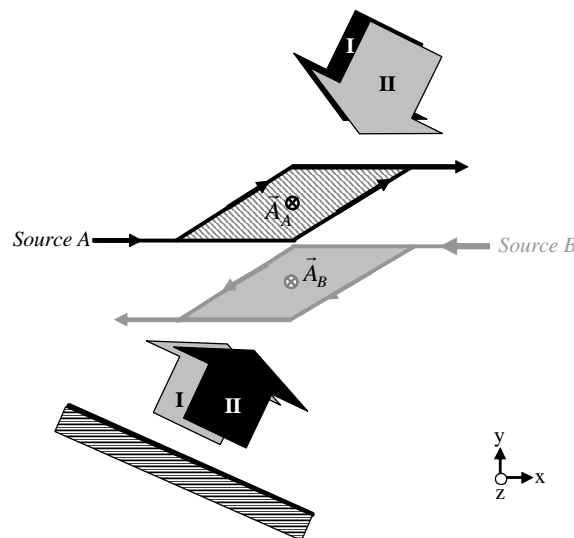


Figure 3.21 : Schéma de la configuration rétro réfléchée, inclinée de θ par rapport à Oy . Les notations I et II correspondent respectivement au laser accordé sur $F=4 \rightarrow 6P_{3/2}$ et à celui accordé sur $F=3 \rightarrow 6P_{3/2}$. La paire de faisceaux noire interagit avec la source A et la paire grise avec la source B .

La Figure 3.22 présente le schéma optique de la mise en forme des faisceaux Raman, avec les lames quart d'onde évitant les transitions copropageantes et l'inclinaison des lasers pour sélectionner une paire de faisceaux contrapropageants par effet Doppler.

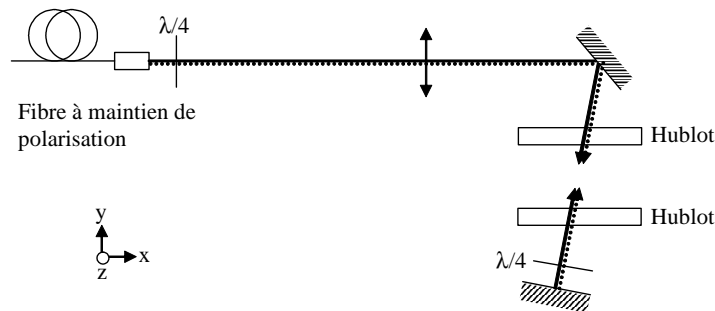


Figure 3.22 : Schéma de la mise en forme des faisceaux en configuration rétrofléchée.

Expérimentalement, l'inclinaison des faisceaux est de 6° par rapport à l'axe Oy , ce qui engendre un effet Doppler de ± 81 kHz ($V_x = 0,33$ m.s $^{-1}$ et $k = \frac{4\pi}{852.10^{-9}}$ m $^{-1}$). Avec les paramètres de l'expérience (fréquence de Rabi effective de 29 kHz et dispersion en vitesse de $3,5 V_{rec}$), la demi-largeur à mi-hauteur de la réponse à une impulsion Raman est d'environ 36 kHz, ce qui nous assure que les fréquences des transitions induites par les deux paires de faisceaux sont bien séparées.

La Figure 3.23 représente la probabilité de transition dans l'état excité en fonction du désaccord, pour une impulsion π . On observe deux pics correspondant aux transitions possibles avec les deux paires de faisceaux. Les transitions induites par les deux paires de faisceaux contrapropageants apparaissent pour des désaccords de $+\delta_D + \delta_R$ et $-\delta_D + \delta_R$, soit expérimentalement 85 kHz et -78 kHz. D'autre part, il subsiste un résidu de transition induite par les faisceaux copropageants, apparaissant à désaccord nul.

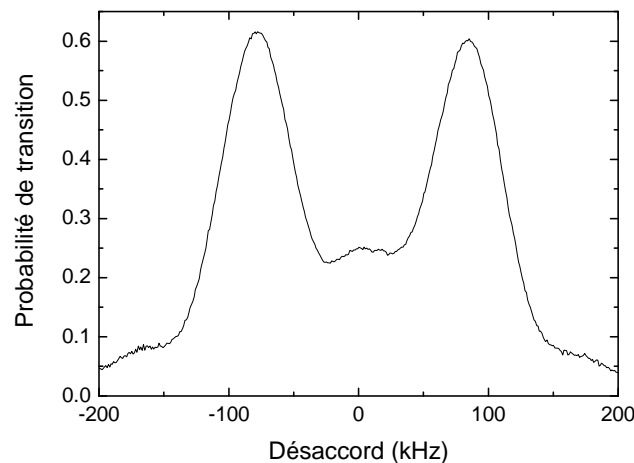


Figure 3.23 : Impulsion de Rabi en fonction du désaccord par rapport à la transition atomique. Les deux pics, séparés de 163 kHz, correspondent chacun à une transition Raman sélectionnant l'une des paires de faisceaux.

3.5.3.4. Sensibilités

Dans cette configuration, les déphasages mesurés sur la seconde source atomique vont être différents (cf. Tableau 3.6), puisqu'elle n'interagit pas avec la même paire de faisceaux Raman (cf. Figure 3.21) :

- La rotation induit des déphasages identiques pour les deux sources, car non seulement V mais aussi k changent de signe, on la retrouve donc sur la demi-somme des deux signaux ;

- l'accélération est mesurée avec des signes opposés pour les deux sources, elle apparaît donc sur la demi-différence ;

- les déphasages parasites qui apparaissent sur la demi-somme sont équivalents à une rotation dans cette configuration, alors que les déphasages apparaissant sur la demi-différence sont vus comme une accélération ;

- cependant les aberrations sont toujours vues de manière prépondérante comme une accélération, puisque ce n'est pas la même paire de faisceaux qui interagit pour les deux sources atomiques :

$$\begin{aligned}\Phi_1(A) &= -\Phi_3(B) \\ \Phi_2(A) &= -\Phi_2(B)\end{aligned}\quad (3.38)$$

$$\begin{aligned}\Phi_3(A) &= -\Phi_1(B) \\ \Delta\Phi_- &= \frac{\Delta\Phi_{ab}(A) - \Delta\Phi_{ab}(B)}{2} \approx \Delta\Phi_{ab}\end{aligned}\quad (3.39)$$

$$\Delta\Phi_+ = \frac{\Delta\Phi_{ab}(A) + \Delta\Phi_{ab}(B)}{2} \approx \frac{\delta(\Delta\Phi_{ab})}{2}\quad (3.40)$$

Sensibilités	Accélération (demi-différence)	Rotation (demi-somme)
Bruit de phase Raman	-	$\Delta\Phi_\phi$
Champ magnétique :		
Dérive	-	$\Delta\Phi_{B(t)}$
Gradient	$\Delta\Phi_{B(x)}$	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{B(x)})}{2}$
Déplacement lumineux :		
Fluctuation	-	$\Delta\Phi_{AC(t)}$
Erreur de superposition	-	-
Aberrations	$\Delta\Phi_{ab}$	$\frac{\delta(\Delta\Phi_{ab})}{2}$

Tableau 3.6 : Déphasages parasites mesurés sur l'accélération et la rotation, dans la configuration rétro-réfléchie.

L'intérêt majeur de cette configuration est de minimiser les termes d'aberrations par rapport à la configuration contrapropageante, car les éléments optiques introduisant des aberrations sont réduits au nombre de 3 : un miroir, et une lame quart d'onde et un hublot traversés deux fois.

Les effets dégradant la stabilité long terme du gyromètre sont donc réduits : l'erreur due aux aberrations est minimisée, et les bruits de phase (apparaissant sur de plus courtes échelles de temps) pourront être moyennés en intégrant le signal.

D'autre part, la contribution du déplacement lumineux est elle aussi réduite, car les défauts de superposition des faisceaux Raman sont intrinsèquement nuls comme dans la configuration copropageante : les faisceaux sont à tout moment superposés deux à deux.

3.5.4. Comparaison entre les différentes configurations

Les deux configurations contrapropageante et rétro réfléchée possibles pour la réalisation d'un gyromètre présentent chacune des avantages et inconvénients.

L'avantage de la configuration contrapropageante est de rejeter le bruit de phase laser sur l'accélération, source de bruit qui sera prépondérante dans notre expérience. Elle présentera donc un meilleur rapport signal à bruit, et une plus grande sensibilité à la rotation sur des temps courts. Cependant, les nombreuses optiques nécessaires à sa mise en place dégradent la qualité de front d'onde des faisceaux Raman, et il est apparu dans [Fils 04] que les aberrations engendrées par les deux hublots constituent déjà un facteur limitant pour la stabilité long terme de l'appareil.

En comparaison, la configuration rétro réfléchée présente un nombre plus faible d'optiques, ce qui réduit le déphasage parasite dû aux aberrations. Actuellement, les éléments optiques nécessaires sont une lame quart d'onde, un miroir et un hublot. A l'avenir, il sera possible de diminuer encore le nombre d'optiques en plaçant le miroir et la lame quart d'onde à l'intérieur de l'enceinte à vide, ce qui évitera la traversée du hublot. Les potentialités de cette configuration en matière de réduction des aberrations sont donc importantes. En contrepartie, le bruit de phase est équivalent à une rotation, il sera donc nécessaire de très bien stabiliser la différence de phase des faisceaux Raman pour ne pas dégrader la sensibilité de l'appareil sur une seconde. On peut supposer cependant que le bruit de phase, dont les fluctuations sont rapides et interviennent principalement sur un seul cycle, sera aisément moyenné dans le temps, ce qui conforte cette configuration comme la configuration la plus adaptée à une bonne stabilité long terme (cf. Tableau 3.7).

Configuration	Rotation	Accélération	Notes
Copropageante	-	-	Tests : Mesure des bruits de phase, rapport signal à bruit optimal
Contrapropageante	LT : $\frac{\delta(\Delta\Phi_{ab})}{2}$	CT : $\Delta\Phi_{\phi}$ LT : $\Delta\Phi_{ab}$	⊖ Aberrations importantes ⊕ Bruit CT faible pour la rotation
Rétro réfléchée	CT : $\Delta\Phi_{\phi}$	LT : $\Delta\Phi_{ab}$	⊕ Aberrations minimisées ⊖ Bruit CT en rotation ⊕ Bruit LT faible pour la rotation

Tableau 3.7 : Tableau comparatif des bruits limitants pour les trois configurations possibles de l'interféromètre. On distingue les bruits court terme (CT) et long terme (LT).

D'autre part, il est facile et rapide de passer de la configuration rétro réfléchée à la configuration copropageante, en cachant le miroir de retour et en tournant la lame quart d'onde placée en sortie de fibre. La configuration copropageante permet de réaliser de nombreux tests préliminaires concernant les déphasages parasites et le contraste des franges d'interférence, et le passage à cette configuration permet à tout moment d'effectuer de multiples vérifications.

Par ailleurs, un inconvénient de la configuration rétro réfléchée réside dans le fait que la présence de deux paires de faisceaux Raman dans la zone d'interaction double la probabilité d'émission spontanée, ce qui réduit le nombre d'atomes utiles. Cette probabilité a été mesurée expérimentalement à environ 5 % avec un désaccord des faisceaux Raman de $\Delta = 2\pi \cdot 475$ MHz, pour une impulsion π . Cette valeur ne sera pas limitante dans un premier temps.

Le choix le plus judicieux pour le gyromètre-accéléromètre s'est donc avéré être celui de la configuration rétro réfléchée, offrant a priori le meilleur potentiel de stabilité long terme, et permettant un passage facile à la configuration copropageante pour réaliser des tests de contraste, bruits parasites, déplacement lumineux etc.

Vers une configuration utilisant des sources atomiques inclinées :

On peut cependant envisager une dernière configuration, qui allie les avantages des deux précédentes. Si les deux sources atomiques ne sont pas lancées sur le même axe mais avec des orientations opposées par rapport à la direction des faisceaux Raman, l'effet Doppler est identique pour les deux sources (cf. Figure 3.24). Ainsi, c'est la même paire de faisceaux Raman qui interagit avec les sources *A* et *B*. Les deux trajectoires ne se superposent pas dans cette configuration mais se croisent au sommet, à l'instant de l'impulsion π .

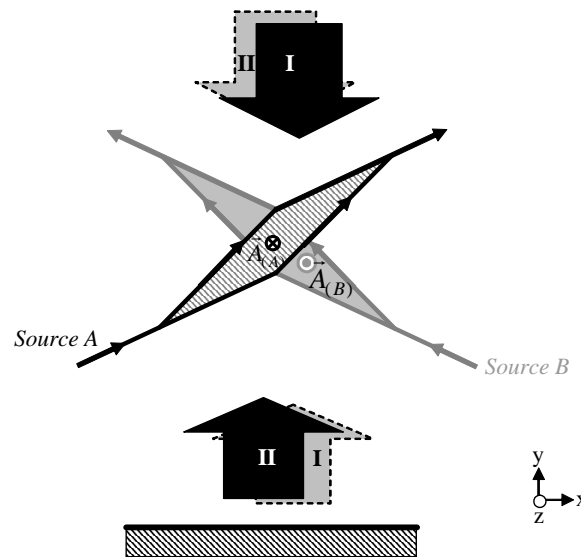


Figure 3.24 : Configuration utilisant deux sources atomiques inclinées. C'est la paire de faisceaux figurant en noir qui interagit avec les deux nuages atomiques.

On retrouve donc la même répartition des déphasages parasites que dans la configuration appelée contrapropageante : le bruit de phase, les aberrations sont équivalentes à des accélérations alors que la demi-différence entre les deux déphasages atomiques fournit la rotation. Le bruit court terme est donc réduit pour les mesures de rotation. Mais les avantages de la configuration rétro réfléchée sont aussi présents : en conservant la géométrie des faisceaux Raman utilisant un miroir de rétro réflexion, on réduit le nombre de composants optiques contribuant aux aberrations, et on annule les déphasages de déplacement lumineux provenant d'une erreur de superposition des faisceaux Raman.

Malheureusement, cette configuration n'est pas réalisable sur l'appareil actuel, dans lequel les nuages d'atomes sont lancés sur la même trajectoire. Dans une prochaine version du gyromètre, on peut envisager de mettre en œuvre cette configuration, en veillant à ce que l'orientation des deux sources soit bien symétrique par rapport à la direction des faisceaux Raman afin que l'aire interférométrique résultante soit la même pour les deux sources atomiques.

3.6. Sensibilité

La sensibilité maximale que l'on peut obtenir est limitée par le bruit de projection quantique, lié au nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre (cf. Section 3.6.1). A ce bruit intrinsèque s'ajoutent les sources de bruit présentées dans cette section : aberrations, bruit de phase des lasers, champ magnétique, déplacement lumineux. Par ailleurs, d'autres sources de bruit telles que les fluctuations de puissance des lasers Raman, ou le bruit des photodiodes de détection viennent réduire le rapport signal à bruit de la mesure. Nous donnerons dans les sections suivantes les différentes limitations à la sensibilité du capteur : seuils limites de bruit à ne pas atteindre (cf. Section 3.6.2), ainsi que la réponse en fréquence du capteur (cf. Section 3.6.3).

3.6.1. Bruit de projection quantique et seuil de sensibilité

La mesure du déphasage est basée sur la détermination de l'état interne de l'atome, qui s'effectue par projection de son état quantique sur l'un des deux vecteurs propres de son hamiltonien d'évolution. La probabilité p de détecter l'atome dans l'état $|f\rangle$ suit donc une loi binomiale. La détermination de l'état dans lequel se trouve l'atome est alors intrinsèquement bruitée par le fait que le choix existe au moment de la projection : c'est le bruit de projection quantique. La statistique sur un nombre d'atomes N_0 fournit un rapport signal à bruit de projection quantique égal à [Itano 93] :

$$RSB(p, |f\rangle) = \frac{pN_0}{\sqrt{N_0 p(1-p)}} \quad (3.41)$$

Dans ce cas, le rapport signal à bruit est défini comme le rapport entre la pente de la courbe de probabilité de transition, et le bruit de projection quantique. De même, le rapport signal à bruit obtenu en détectant l'atome dans l'état $|e\rangle$, de probabilité $(1-p)$, s'écrit :

$$RSB(1-p, |e\rangle) = \frac{(1-p)N_0}{\sqrt{N_0 p(1-p)}} \quad (3.42)$$

La compensation des fluctuations du nombre d'atomes total, grâce à la détection renormalisée (cf. Section 3.2.5) sera efficace si le rapport signal à bruit est le même pour la détection dans les deux états internes. Ceci revient à travailler avec une probabilité de détection dans les deux états de 0,5, ce qui correspond au flanc d'une frange (cf. Section 3.3.1). Dans ce cas, le rapport signal à bruit de projection quantique est égal à $\sqrt{N_0}$. Ainsi, la sensibilité maximale intrinsèque de l'appareil sur un coup est $\sigma = \frac{1}{\sqrt{N_0}}$ rad de déphasage

atomique. Ensuite, en fonction du nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre, et du facteur d'échelle calculé pour la géométrie du dispositif, cette sensibilité en déphasage atomique se traduit en sensibilité en rotation ou en accélération.

Dans notre cas, on s'attend à obtenir au maximum 10^6 atomes utiles pour chaque source atomique, ainsi la sensibilité sur un coup est de **1 mrad**. A partir des facteurs d'échelle de notre capteur, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms et un temps de cycle de 0,56 s, on peut calculer les sensibilités maximales pour des mesures de rotation et d'accélération :

$$\sigma_{\Omega} = \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{2N \cdot 2kV_x T^2}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad (3.43)$$

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{2N \cdot kT^2}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \quad (3.44)$$

Ces valeurs correspondent à la sensibilité maximale que l'on pourra obtenir sur une seconde, avec notre dispositif, et avec 10^6 atomes utiles pour chaque source. Mais elles ne sont en aucun cas la limite intrinsèque de sensibilité de ce type de capteur à atomes froids, car elles dépendent des facteurs d'échelle, donc de la géométrie choisie, ainsi que du nombre total d'atomes utiles.

D'autre part, le nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre dépend de la température du nuage atomique, car les transitions Raman induites par des faisceaux contrapropageants sont sélectives en vitesse transverse (cf. Section 5.2.1.1). Du fait de la valeur de la dispersion en vitesse dans l'expérience, on ne peut prétendre à une telle sensibilité actuellement. Nous verrons dans le chapitre 5 la sensibilité expérimentale de l'appareil.

A cette sensibilité maximale s'ajoutent des sources de bruit qui peuvent dégrader la sensibilité de la mesure. Si le bruit de phase atomique engendré est inférieur à 1 mrad, le rapport signal à bruit sera limité uniquement par le bruit de projection quantique et ne sera pas dégradé par ces sources de bruit parasites. En outre, les seuils de bruit ne sont pas aussi exigeants en fonction du type de force inertielle que l'on veut mesurer : ainsi, pour une mesure de rotation, un bruit vu comme une accélération sera rejeté par la méthode du double jet. Le critère de bruit est alors défini non plus par rapport à la sensibilité maximale de 1 mrad mais par rapport à l'efficacité de la réjection des bruits équivalents à l'accélération. Afin de toujours effectuer les mesures à flanc de frange et pour ne pas créer d'ambiguïté sur le numéro de la frange étudiée, le bruit équivalent accélération doit rester négligeable devant $\pi/2$. Avec un seuil de **0,1 rad** en valeur rms, on s'assure ainsi que ce bruit sera effectivement rejeté par la méthode du double jet atomique. On peut avoir le raisonnement similaire pour une mesure d'accélération et les bruits équivalents à des rotations.

3.6.2. Seuils des différentes sources de bruit

Afin de ne pas dépasser les seuils de 1 mrad et 0,1 rad rms correspondant aux limites de sensibilité du capteur, il convient de déterminer les ordres de grandeur des différentes sources de bruit étudiées en section 2.4.2. Les limitations des différents bruits sont présentées dans le Tableau 3.8, en distinguant les sources de bruit court terme et long terme.

N'interviennent ici que les sources de bruit dégradant le rapport signal à bruit de l'appareil : fluctuations temporelles de la phase des lasers, du déplacement lumineux ou du champ magnétique, et couplage d'une erreur de trajectoire avec un gradient de champ magnétique ou une distorsion des fronts d'ondes. En effet, ne sont pas concernés le gradient de champ magnétique ou les distorsions de front d'onde indépendants du temps si les trajectoires atomiques sont superposées, ils introduisent un biais dans la mesure qui modifie l'exactitude et non la stabilité de la mesure. De plus, il est possible de s'affranchir du déphasage induit par le gradient de champ magnétique en inversant l'aire de l'interféromètre : en effet, l'utilisation de la seconde paire de faisceaux Raman permet d'utiliser un vecteur d'onde effectif opposé, et d'avoir des déphasages de rotation et

d'accélération de signes différents. Cependant le déphasage induit par le gradient de champ magnétique restera inchangé car il ne dépend pas du vecteur d'onde de la transition Raman.

Ces sources de bruit sont toutes équivalentes à des rotations dans la configuration rétro réfléchée. Cependant, elles peuvent réduire la sensibilité à l'accélération si elles engendrent un bruit de phase supérieur à 0,1 rad rms.

Stabilité		Rotation	Accélération
Court terme	Dérive de champ magnétique $B_0 = 62 \text{ mG}$ et $2T = 80 \text{ ms}$	$\frac{dB_0(t)}{B_0} < 2.10^{-3}$ pendant 2T	$\frac{dB_0(t)}{B_0} < 20 \%$ pendant 2T
	Déplacement lumineux $r = 2,1$ et $\Delta = 2\pi.475 \text{ MHz}$	$\frac{\sigma_r(t)}{r} < 3.10^{-3}$ pendant 2T	$\frac{\sigma_r(t)}{r} < 30 \%$ pendant 2T
		$\frac{\sigma_\Delta(t)}{\Delta} < 4.10^{-3}$ pendant 2T	$\frac{\sigma_\Delta(t)}{\Delta} < 4.10^{-1}$ pendant 2T
	Bruit de phase Raman	$< 1 \text{ mrad}$	$< 0,1 \text{ rad}$
Long terme (à 100 s)	Gradient de champ magnétique et trajectoires non superposées : avec $dV_x = 2.10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$	$\Delta B_x < 180 \text{ G.m}^{-1}$	$\Delta B_x < 18 \text{ kG.m}^{-1}$
	Aberrations (ab. sphérique) et trajectoires non superposées : avec $dV = 2.10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$	$\Delta_n < \frac{\lambda}{53}$	$\Delta_n < 1,9\lambda$

Tableau 3.8 : Limitations des fluctuations de la phase, du champ magnétique, du rapport d'intensité des faisceaux Raman et des aberrations dans la configuration rétro réfléchée, pour un seuil de sensibilité de 1 mrad. Δ_n représente l'écart normal d'aberration sphérique.

La dérive de champ magnétique étant vue principalement comme une rotation dans la configuration rétro réfléchée, la restriction sur les fluctuations temporelles du champ magnétique est plus exigeante dans le cas d'une mesure de rotation. Cependant, ce critère est réalisable expérimentalement en pilotant le champ magnétique à l'aide d'une alimentation stabilisée, qui fournit un courant dont les fluctuations sont inférieures à 10^{-4} . Les perturbations induites par le champ magnétique extérieur ne doivent pas non plus engendrer de fluctuations supérieures à 2.10^{-3} en valeur relative à l'intérieur des blindages magnétiques.

La restriction sur les fluctuations d'intensité des faisceaux Raman est de 3.10^{-3} pendant le temps total d'interaction de 80 ms, dans le cas d'une mesure de rotation. Cette valeur apparaît comme exigeante. Cependant, la stabilité du rapport de puissance des faisceaux lasers a été mesurée expérimentalement à 2.10^{-4} en valeur relative sur 100 ms (cf. Figure 3.25). A plus long terme, la stabilité du rapport décroît car on observe une variation périodique à 50 s, due à la variation de la température de la pièce provoquée par la climatisation. Mais cette fluctuation n'engendre pas de bruit de phase supplémentaire car c'est l'écart de rapport d'intensité entre la première et la dernière impulsion à chaque cycle qui importe.

Le désaccord Raman doit être stable à 4.10^{-3} près en valeur relative pendant la durée totale de l'interaction. Ceci correspond à une stabilité de fréquence de 1,9 MHz pour le désaccord utilisé. C'est pourquoi il est nécessaire d'asservir la fréquence des faisceaux Raman (cf. Section 4.2.1).

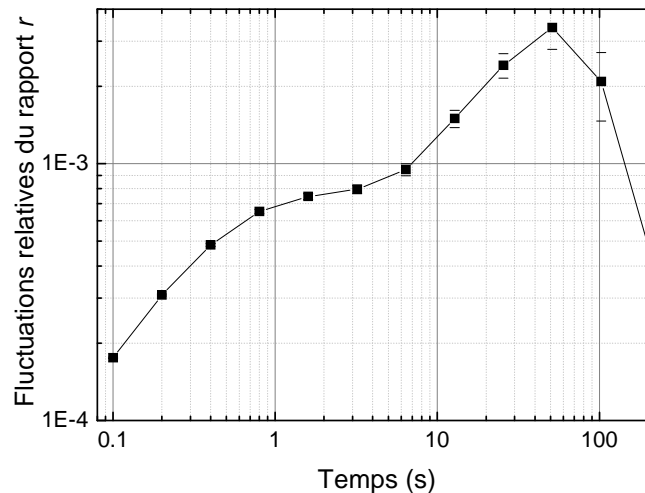


Figure 3.25 : Ecart-type d'Allan des fluctuations du rapport d'intensité r entre les faisceaux Raman.

Le critère sur le bruit de phase des lasers Raman sera examiné de manière plus détaillée dans le chapitre 4. Il apparaît cependant sur ce tableau qu'il est nécessaire pour une mesure de rotation de réduire le bruit de phase entachant la différence de phase entre les deux lasers Raman à hauteur de 1 mrad en valeur rms, critère qui devient moins exigeant pour une mesure d'accélération. On verra qu'il est difficile d'atteindre cette limite expérimentalement, c'est donc le bruit de phase des lasers Raman qui apparaît comme la cause principale de la réduction du rapport signal à bruit court terme dans l'interféromètre.

Les sources d'instabilité long terme correspondent aux résidus des sources d'inexactitude sur la mesure de forces d'inertie, à savoir les aberrations et le gradient de champ magnétique, lorsque les trajectoires atomiques ne se superposent pas et fluctuent. Le gradient de champ magnétique doit être très important pour induire un résidu de déphasage non négligeable sur la mesure de rotation. On peut donc considérer que le gradient de champ magnétique n'influe pas sur le rapport signal à bruit de l'interféromètre.

Le cas des aberrations est plus délicat : le seuil dépend du type de distorsions engendrées par les éléments optiques utilisés pour la mise en forme des faisceaux. On peut montrer que le bruit de phase induit ne dépend pas de la qualité de front d'onde en valeur rms, mais du gradient de phase local mesuré aux points moyens des trois zones d'interactions, couplé aux fluctuations de trajectoire atomique [Fils 02]. Il est donc plus judicieux de calculer séparément les pentes locales de front d'onde que de fournir un seuil en valeur rms. A titre d'exemple, on a fait le calcul pour une aberration sphérique pure, car ce type d'aberrations constitue un des termes prépondérants dans le bruit de phase induit par les aberrations. On voit que le critère est exigeant, et qu'il constitue la principale limitation au rapport signal à bruit à long terme [Fils 04]. Le critère n'est pas exigeant pour le terme d'aberration sphérique uniquement, et il faudra considérer tous les types d'aberrations car ils peuvent se compenser. Ceci sera effectué dans la section 4.3.2.

Le bruit de phase engendré sur la mesure d'accélération par toutes ces sources de bruit est faible, et ne dégradera pas le rapport signal à bruit dans le cas de l'accélération. Cependant il ne faut pas oublier les accélérations parasites qui seront aussi mesurées par l'interféromètre : une mesure d'accélération constante sera perturbée par la grande sensibilité aux vibrations de l'interféromètre (cf. Section 5.2.2). On calcule dans la section suivante la sensibilité de l'appareil pour des accélérations et rotations non constantes dans le temps.

3.6.3. Réponse en fréquence du capteur

Lorsque le signal à mesurer n'est pas constant, la sensibilité du capteur varie en fonction de la fréquence de modulation du signal. A partir de sa réponse en fréquence, on peut déduire une bande passante de mesure, au-delà de laquelle la sensibilité de l'appareil décroît. Dans les sections suivantes, on calcule la réponse en fréquence de l'interféromètre à un signal de rotation non constant, puis à une accélération, et enfin à une modulation de la phase effective des lasers Raman.

3.6.3.1. Sensibilité à la rotation

On considère la décomposition en série de Fourier du signal de rotation à mesurer :

$$\Omega = \sum_0^{\infty} \Omega_f \cos(2\pi f t + \varphi_f) \quad (3.45)$$

Chaque composante à la fréquence f a une amplitude Ω_f et une phase arbitraire φ_f . On peut calculer la sensibilité de l'appareil à la composante de fréquence f en considérant une rotation des lasers autour du centre de l'interféromètre (cf. Figure 3.26).

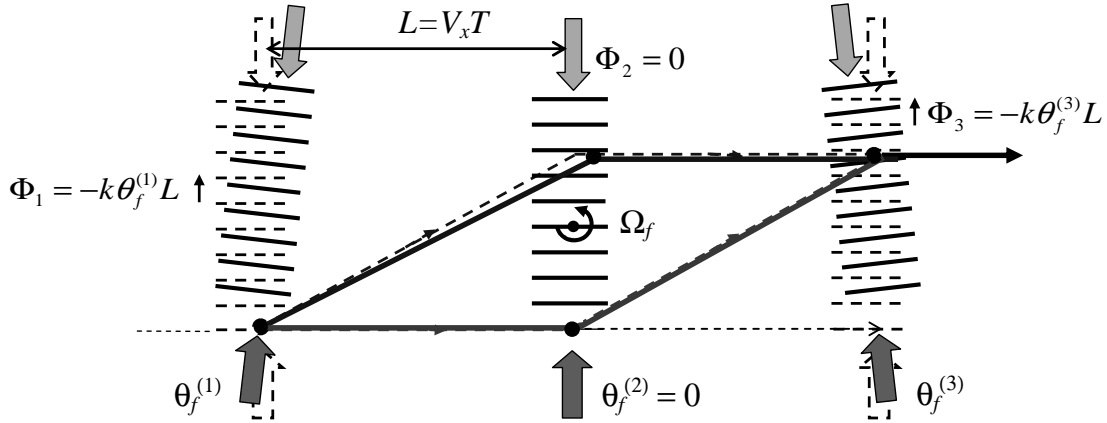


Figure 3.26 : Schéma de l'interféromètre, dans le référentiel des atomes. Les surfaces équiphasés du champ effectif laser tournent autour du centre de l'interféromètre à la vitesse Ω_f .

On rappelle que le déphasage en sortie de l'interféromètre ne dépend que de la position du centre du paquet d'ondes atomiques dans le champ effectif laser (cf. équ. 2.52). D'autre part, on néglige la durée des interactions τ devant le temps d'interaction total $2T$. Dans ces conditions, le déphasage s'exprime uniquement par les angles $\theta_f^{(1)}$ et $\theta_f^{(3)}$ dont les lasers ont tourné aux moments des interactions n°1 et 3 de l'interféromètre :

$$\Delta\Phi_{rot} = -kV_x T (\theta_f^{(3)} - \theta_f^{(1)}) \quad (3.46)$$

En exprimant les angles $\theta_f^{(1)}$ et $\theta_f^{(3)}$ par l'intégration de la vitesse de rotation (cf. équ. 3.45), et en moyennant sur la phase arbitraire φ_f , on obtient la fonction de sensibilité à la rotation à la fréquence f :

$$H_{rot}^2(f) = \left(\frac{2kV_x T}{2\pi f} \right)^2 \sin^2(2\pi f T) \quad (3.47)$$

On peut alors déduire le déphasage de rotation induit par un signal en multipliant sa densité spectrale de puissance par la fonction $H_{rot}^2(f)$ pour chaque fréquence f .

La fonction de sensibilité est représentée Figure 3.27, pour un temps d'interaction total de $2T = 80$ ms. La sensibilité s'annule pour les fréquences multiples de $1/2T$, soit 12,5 Hz pour ce temps d'interaction. Cet effet correspond à l'échantillonnage induit par les interactions Raman, séparées de T . A partir de cette fréquence, elle décroît suivant une loi en $1/f^2$, permettant de définir la bande passante de l'interféromètre en fonction du temps d'interaction utilisé.

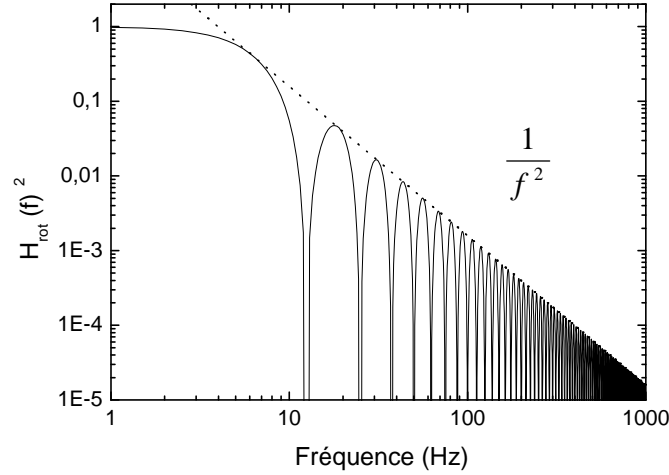


Figure 3.27 : Réponse en fréquence à la rotation, normalisée, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms.

3.6.3.2. Sensibilité à l'accélération

On peut effectuer le même calcul pour la sensibilité de l'appareil aux accélérations. En décomposant le signal d'accélération en série de Fourier, de la forme $\sum A_f \cos(2\pi ft + \varphi_f)$, on peut calculer sa réponse pour chaque composante de fréquence f . Avec la même méthode que précédemment, on obtient :

$$H_{acc}^2(f) = \frac{16k^2}{(2\pi f)^4} \sin^4\left(\frac{2\pi f T}{2}\right) \quad (3.48)$$

La fonction est représentée Figure 3.28, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms. La première annulation de la courbe, située à 25 Hz pour ce temps d'interaction, montre que la bande passante pour la sensibilité à l'accélération est deux fois plus élevée que pour la rotation. De plus, la sensibilité baisse suivant une loi en $1/f^4$, les bruits d'accélération haute fréquence sont donc mieux filtrés.

C'est par la fonction $H_{acc}^2(f)$ que l'on pourra pondérer les densités spectrales de bruit d'accélération mesurées (cf. Section 5.2.3.1), afin d'en déduire le bruit de phase atomique induit par ce bruit d'accélération.

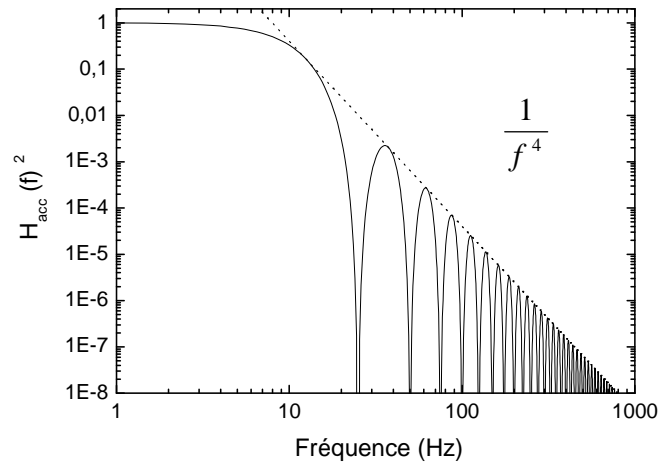


Figure 3.28 : Réponse en fréquence à l'accélération, normalisée, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms.

3.6.3.3. Sensibilité au bruit de phase

Il est aussi nécessaire de calculer la réponse en fréquence au bruit de phase, afin de déduire de nos mesures de bruit de phase laser le bruit de phase atomique induit. On procède de la même façon que pour l'accélération et la rotation, en décomposant le bruit de phase en série de Fourier $\sum \phi_f \cos(2\pi ft + \phi_f)$, puis en appliquant l'expression du déphasage mesuré en sortie de l'interféromètre (cf. équ. 2.70). Après avoir moyenné sur la phase ϕ_f , on obtient :

$$H_{\phi(BF)}^2(f) = 16 \sin^4\left(\frac{2\pi f T}{2}\right) \quad (3.49)$$

La sensibilité à la phase présente les mêmes annulations que la sensibilité à l'accélération. D'autre part, elle ne présente pas de baisse de sensibilité pour les fréquences plus faibles que 1 kHz. A partir de cette fréquence cependant, on ne peut plus négliger les durées des impulsions Raman : en considérant des impulsions Raman de forme rectangulaire, celles-ci opèrent comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure s'exprime en fonction de la durée τ des impulsions [Cheinet 04] :

$$f_c = \frac{\pi}{12\tau} \quad (3.50)$$

Pour des impulsions de durée $20 \mu\text{s}$, la fréquence de coupure est de 13 kHz.

De plus, pour ce domaine de fréquences, la partie oscillante en \sin^2 est moyennée. A partir de 1 kHz, on peut donc définir une nouvelle fonction de sensibilité « haute fréquence » (cf. équ. 3.51), dont l'allure en puissance est représentée Figure 3.29.

$$H_{\phi(HF)}^2(f) = \frac{6}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \quad (3.51)$$

De même que pour l'accélération, on utilisera ces deux fonctions de pondération (3.49) et (3.51) afin de déduire des mesures de bruit de phase laser le bruit de phase atomique induit. Après pondération, l'intégration sur tout le spectre de fréquences mesuré permet d'en déduire la valeur du bruit de phase atomique total qui vient dégrader le rapport signal à bruit

de la mesure. On peut alors la comparer au seuil de 1 mrad établi par un rapport signal à bruit de 1000, limité par le bruit de projection quantique.

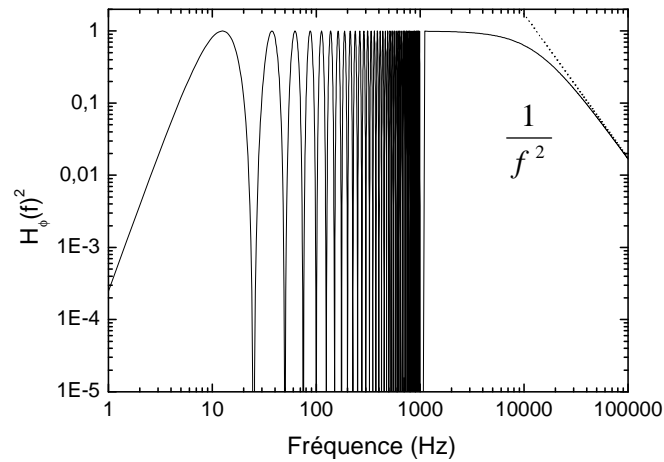


Figure 3.29 : Réponse en fréquence à la phase des lasers Raman, normalisée, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms et des impulsions de durée $20 \mu\text{s}$.

Conclusion

Le chapitre 3 a permis de décrire les grandes étapes de l'expérience, en particulier celles du refroidissement des atomes et de leur détection par fluorescence. Ceci a notamment permis de mesurer la largeur de la distribution en vitesse, qui est de $3,5 V_{rec}$. Nous verrons dans le chapitre 5 dans quelle mesure cette valeur constitue une limitation de la sensibilité de l'appareil.

Ce chapitre a aussi établi les différentes configurations possibles pour la réalisation des interactions Raman. Notre choix s'est porté vers une configuration rétro-réfléchie, privilégiant la stabilité long terme du capteur. Elle apporte aussi une plus grande facilité de mise en œuvre pour la réalisation de différents tests en configuration copropageante.

Le chapitre suivant décrit la réalisation expérimentale des lasers induisant les transitions Raman, et leur caractérisation en matière de bruit de phase et de qualité de front d'onde.

CHAPITRE 4

CHAPITRE 4. CARACTERISATION

DES SEPARATRICES ATOMIQUES

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour réaliser la manipulation des ondes atomiques dans l'interféromètre [Baudon 99]. Des microstructures, de type fentes et réseaux mécaniques, sont une première approche [Dubetsky 97]. Elles présentent les avantages de la simplicité et du faible coût. Cependant il est nécessaire de bien connaître les caractéristiques des séparatrices (pas du réseau, ouverture de la fente) pour déterminer le facteur d'échelle. De plus, ces paramètres sont fixes et ne peuvent être modifiés.

Il est donc plus judicieux de réaliser les séparatrices et miroirs atomiques à l'aide d'interactions avec des ondes lasers. Dans ce cas, l'aire interférométrique est définie par le vecteur d'onde effectif du champ laser interagissant avec les ondes atomiques, qui subissent une impulsion de recul. Les avantages des séparatrices lasers sont, d'une part, une bonne connaissance du facteur d'échelle, déterminé par la longueur d'onde du laser qui est en général très bien connue. D'autre part, lorsque les séparatrices sont définies temporellement, la modularité des durées d'impulsions ainsi que du nombre d'interactions avec les atomes, permettent de faire fonctionner l'appareil suivant plusieurs configurations.

On a choisi de manipuler les ondes atomiques grâce à des transitions Raman stimulées pour les avantages suivants :

Grande sensibilité :

La sensibilité de l'interféromètre à la rotation est proportionnelle au vecteur d'onde effectif laser. Dans le cas des transitions Raman stimulées contrapropageantes, le vecteur d'onde, optique, est doublé par l'utilisation de deux lasers contrapropageants.

Détection de l'état interne :

Il est nécessaire de pouvoir détecter indépendamment les deux ports de sortie de l'interféromètre lors de la détection. Les transitions Raman stimulées effectuent une bijection entre l'état interne (niveau d'énergie) et l'état externe (impulsion p) des atomes [Bordé 89]. Cette propriété permet d'effectuer la détection non pas sur l'état externe, donc sur la position

spatiale des atomes en sortie de l'interféromètre, mais sur leur état interne, par fluorescence (cf. Section 3.2.5.1). Ceci constitue une différence majeure avec la diffraction de Bragg, qui réalise des transitions à deux photons mais ne modifie pas l'état interne des atomes (le niveau d'énergie après interaction est identique au niveau d'origine). Dans ce dernier cas, les deux ports de sortie de l'interféromètre doivent être spatialement séparés pour que la détection soit réalisable, ce qui nécessite soit une sélection drastique de la vitesse transverse atomique réduisant le nombre d'atomes utiles [Giltner 95], soit des nuages atomiques très froids, obtenus par exemple à partir de condensats de Bose-Einstein [Torii 00].

Efficacité des séparatrices :

Les séparatrices Raman, tout comme les séparatrices basées sur la diffraction de Bragg, ont l'avantage de réaliser une modulation de la phase de l'onde atomique et non pas de son amplitude. Ainsi, les efficacités de transition peuvent théoriquement atteindre 100 %, alors que ceci est impossible avec des séparatrices de type microstructures qui modulent l'amplitude de l'onde et réduisent le nombre d'atomes contribuant au signal.

Stabilité de la phase des lasers :

La phase effective des lasers est recopiée sur la phase de l'onde atomique lors des interactions avec les séparatrices. Un bruit sur la phase effective engendre alors du bruit dans l'interféromètre atomique et dégrade la mesure (cf. Section 2.4.2.1). Il est donc nécessaire d'asservir la phase effective du champ électromagnétique qui interagit. L'utilisation de transitions à deux photons permet d'asservir non pas la phase d'une onde optique mais la différence de phase entre deux ondes optiques, qui se situe dans le domaine micro-onde, ce qui est techniquement plus simple à réaliser.

Dans ce chapitre, on présente la génération (cf. Section 4.1) et la caractérisation des faisceaux lasers induisant ces transitions Raman stimulées. Les différents paramètres importants pour la génération de ces faisceaux sont principalement la différence de phase entre les deux faisceaux, et leur mise en forme. Le bruit de phase entre les deux lasers induit un bruit de phase atomique qui peut dégrader le rapport signal à bruit de la mesure s'il est supérieur à 1 mrad rms sur un coup. Il est donc primordial de bien caractériser le système d'asservissement en phase des deux lasers (cf. Section 4.2). D'autre part, la mise en forme des faisceaux dans la zone d'interaction nécessite une attention particulière, en ce qui concerne le réglage d'horizontalité des faisceaux Raman (cf. Section 4.3.1), ainsi que leur qualité de front d'onde (cf. Section 4.3).

4.1. Génération des faisceaux lasers Raman

4.1.1. Le banc optique

Les faisceaux lasers Raman sont générés à partir de deux lasers à cavité étendue (LCE) en configuration Littrow [Lucas-Leclin 98], fonctionnant respectivement aux fréquences ω_I et ω_{II} définies dans la section 2.2.2. Ils injectent deux diodes esclaves de 200 mW (laser I) et 150 mW (laser II), dont les faisceaux sont superposés à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. La différence de puissance des deux diodes est intentionnelle, sachant que les intensités des deux lasers doivent avoir un rapport de l'ordre de 2,1 afin de compenser le

déplacement lumineux, pour un désaccord Raman de 475 MHz (cf. Annexe B). L'une des deux sorties du cube est envoyée sur un photodétecteur pour l'asservissement de la différence de phase entre les deux lasers (cf. Section 4.2.2). La seconde sortie du cube est injectée dans un modulateur acousto-optique (AO), utilisé comme interrupteur optique pour réaliser les impulsions $\pi/2$ et π générant les séparatrices et miroirs de l'interféromètre (cf. Section 4.1.2). L'ordre 1 de diffraction, comprenant les deux faisceaux superposés en polarisations croisées, est ensuite injecté dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation, amenant les deux faisceaux Raman vers la zone d'interaction avec les atomes (cf. Section 4.3). On choisit d'injecter les deux faisceaux sur les deux axes propres de la même fibre optique afin de minimiser leur bruit de phase relatif induit par la propagation. En sortie de fibre, les puissances laser disponibles sont de 70 mW (laser I) et 56 mW (laser II).

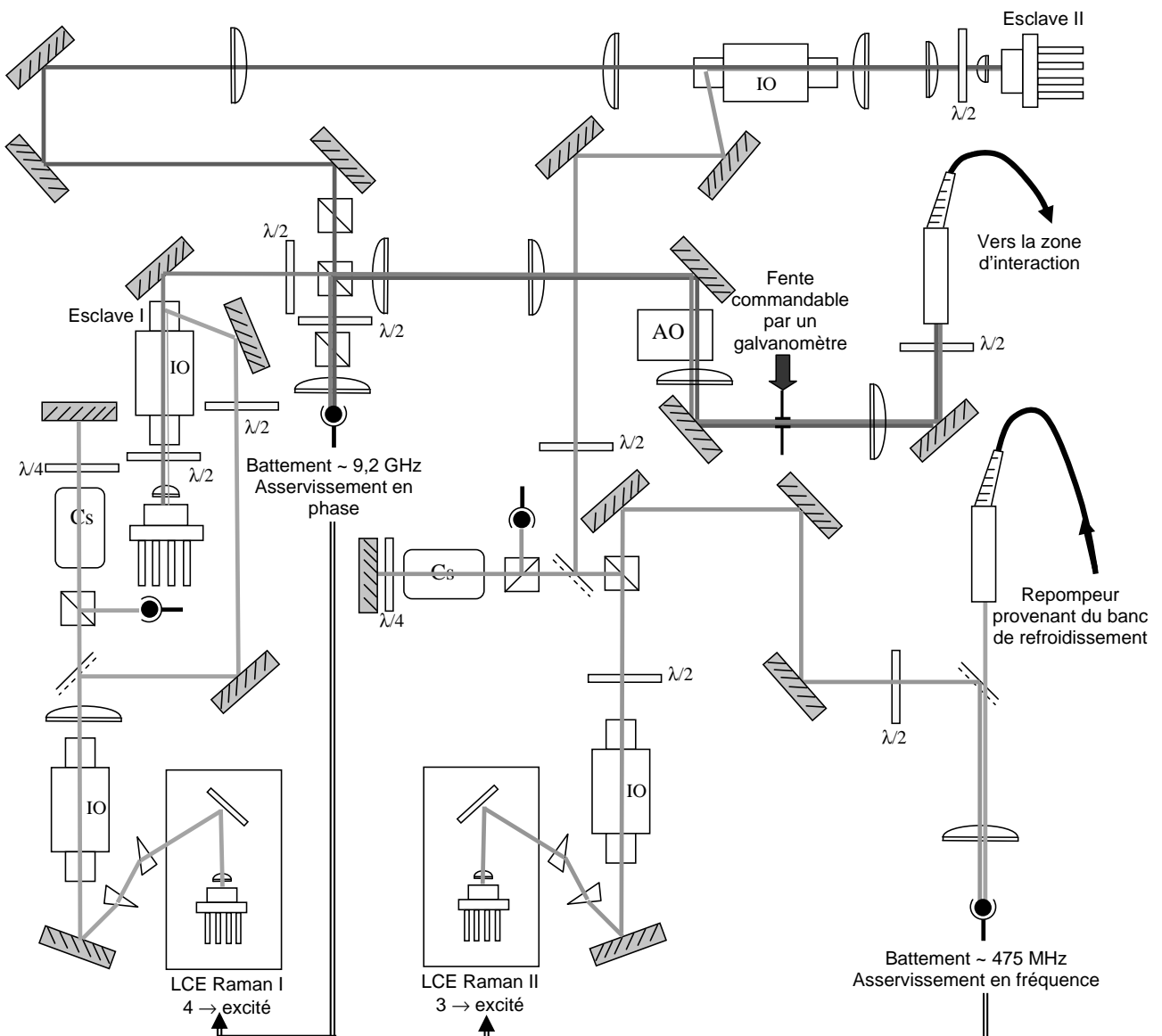


Figure 4.1 : Schéma du banc de génération des faisceaux Raman. LCE : laser à cavité étendue, AO : modulateur acousto-optique, IO : isolateur optique.

Dans un premier temps, les deux lasers esclaves étaient réalisés avec une diode 200 mW (laser II) et un amplificateur à semiconducteur (laser I) délivrant jusqu'à 500 mW [Fils 02]. Ceci permettait de disposer de plus de puissance pour les transitions Raman, et donc

d'augmenter le nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre. C'est pourquoi une partie des courbes présentées dans ce chapitre ont été acquises avec l'amplificateur. Cependant, la puissance laser en sortie de l'amplificateur était très fluctuante et présentait des oscillations de l'ordre de la centaine de Hz, ceci en grande partie parce que le spécimen utilisé était défaillant. Les fluctuations de puissance engendraient à la fois une fluctuation de la pulsation de Rabi et du bruit supplémentaire sur la différence de phase des deux lasers. L'amplificateur a donc été finalement remplacé par une diode laser classique, de plus grande stabilité de puissance, quitte à perdre de la puissance utile.

4.1.2. Génération des impulsions Raman

La séquence temporelle $\pi/2 - \pi - \pi/2$ des impulsions Raman est réalisée en modulant le signal radiofréquence du modulateur acousto-optique situé après la recombinaison des deux faisceaux. Les impulsions sont de profil rectangulaire, générées par une carte génératrice d'impulsions de type National Instruments 6602, de fréquence d'horloge 80 MHz. Trois impulsions sont issues de cette carte puis sommées avant d'être injectées dans un interrupteur radiofréquence, assurant l'allumage et l'extinction de la modulation radiofréquence du modulateur acousto-optique.

Le taux d'extinction du modulateur acousto-optique entre les impulsions n'étant pas suffisant, on place à sa sortie une fente commandable par un galvanomètre. Ceci permet de limiter la lumière parasite dans la zone d'interaction. L'ouverture minimale de la fente est de 80 μ s, sachant que les impulsions sont de l'ordre de 20 μ s. Sur une durée d'interaction de $2T = 80$ ms, la lumière parasite est donc réduite d'un facteur 300.

4.2. Stabilisation en fréquence et en phase des lasers

4.2.1. Asservissement en fréquence

Les deux lasers Raman doivent coupler les deux états fondamentaux $F=3$ et $F=4$ avec un état proche du niveau $6P_{3/2}$, assez désaccordé pour que la probabilité d'émission spontanée soit faible devant la probabilité de transition à deux photons. On choisit un désaccord Raman de 475 MHz, compromis entre la pulsation de Rabi effective de la transition Raman et la probabilité d'émission spontanée. Ainsi, il est nécessaire d'asservir la fréquence des deux lasers à 475 MHz du barycentre des sous-niveaux hyperfins de l'état $6P_{3/2}$ (cf. Annexe B).

Pour réaliser ceci, on effectue le battement entre un faisceau issu du laser repompeur utilisé lors du refroidissement, et le laser Raman II. Le battement est détecté avec une photodiode à avalanche. Après conversion de fréquence en tension et comparaison avec une tension de référence, le signal d'erreur intégré vient corriger le courant du laser II ainsi que la commande de la cale piézo-électrique pour un asservissement plus basse fréquence. Quant au laser Raman I, sa fréquence est fixée par l'asservissement en phase sur le laser II à 9,2 GHz (cf. Section 4.2.2).

On peut évaluer les fluctuations de fréquence des deux lasers Raman à partir du battement obtenu sur l'asservissement de fréquence. Sa largeur totale est de 4 MHz. Cette largeur provient de la modulation de fréquence à 100 kHz du laser repompeur, utilisée pour

son asservissement sur l'absorption saturée. La fréquence optique du laser repompeur peut alors s'écrire :

$$f = f_0 + 2 \cdot 10^6 \cos(2\pi \cdot 100 \cdot 10^3 t) \quad (4.1)$$

On peut se donner un majorant de la fluctuation de fréquence du laser Raman II en supposant qu'il recopie intégralement les fluctuations du laser repompeur. Cela signifie alors que le désaccord Raman Δ est défini à 4 MHz près en valeur pic-pic. Cette incertitude induit un déplacement lumineux de 2,14 mrad en valeur pic-pic à 100 kHz (cf. équ. B.10), qu'il convient encore de pondérer par la réponse en fréquence de l'appareil à cette fréquence (cf. Section 3.6.3.3). Avec une durée d'impulsion de $\tau = 20 \mu\text{s}$, cette imprécision induit donc un déphasage de déplacement lumineux de 0,81 mrad pic-pic, ce qui est inférieur au seuil actuel de bruit détectable sur l'expérience.

L'asservissement en fréquence est donc satisfaisant, on peut utiliser le laser Raman II comme référence pour réaliser l'asservissement en phase des deux lasers.

4.2.2. Asservissement en phase

Les deux lasers doivent être séparés en fréquence de $f_{at} \sim 9,2$ GHz pour adresser la transition $F = 3$ vers $F = 4$. Cependant la différence de phase entre les deux lasers Raman doit présenter des fluctuations inférieures au mrad pour ne pas dégrader le rapport signal à bruit d'une mesure de rotation. C'est donc un asservissement en phase qu'il faut réaliser. Sachant que la largeur de raie des LCE est de l'ordre de la centaine de kHz, la bande de contrôle doit être de l'ordre du MHz [Santarelli 96].

Habituellement, l'asservissement est réalisé entre les faisceaux issus des deux lasers LCE maîtres. Cependant, le bruit introduit lors de l'injection de l'amplificateur engendre un bruit de phase atomique au niveau de 180 mrad rms [Fils 02] [Yver 03]. Cette valeur est trop élevée par rapport au seuil de 1 mrad fixé par le rapport signal à bruit optimal de l'interféromètre (cf. Section 3.6.1). L'asservissement est donc effectué directement avec les faisceaux lasers issus des esclaves. Ceci permet de compenser le bruit de phase généré par l'injection des esclaves ainsi que les trajets optiques lorsque les deux faisceaux sont séparés. Il est probable cependant que la bande passante de l'asservissement soit réduite par le retard induit.

Le battement entre les deux faisceaux est détecté avec un photodétecteur rapide de type Hamamatsu G4176, de large surface sensible ($200 \mu\text{m}^2$). Après comparaison avec une référence de fréquence, le signal d'erreur est injecté sur les signaux de commande du laser LCE I, afin de corriger la phase du faisceau injectant le laser esclave I. Le schéma de l'asservissement est présenté Figure 4.2.

La démodulation du battement est réalisée à l'aide de deux étages de comparaison : on réalise une première comparaison par un mélangeur hyperfréquence avec une référence à 9,392... GHz provenant d'une chaîne de synthèse (cf. Section 4.2.3). On obtient un signal à 200 MHz, comparé dans un second mélangeur à une référence à 200 MHz. L'intérêt de ces deux étages est principalement de limiter le rayonnement à résonance avec la transition atomique, en utilisant une référence désaccordée.

Après un premier étage de correction (intégrateur et proportionnel), l'erreur est déphasée par un circuit d'avance de phase afin d'augmenter la bande passante de l'asservissement. Ce signal, injecté sur un T de polarisation, permet d'asservir en haute fréquence la phase du laser LCE I en agissant directement sur le courant de la diode laser. Parallèlement, l'erreur est intégrée une seconde fois pour être envoyée sur l'entrée modulation de l'alimentation en courant de la diode. Une troisième intégration permet de

compenser les dérives, par l'intermédiaire de la commande haute tension de la cale piézo-électrique. Celle-ci agit sur la longueur de cavité du LCE et évite une dérive du courant de la diode laser, susceptible de provoquer des sauts de mode.

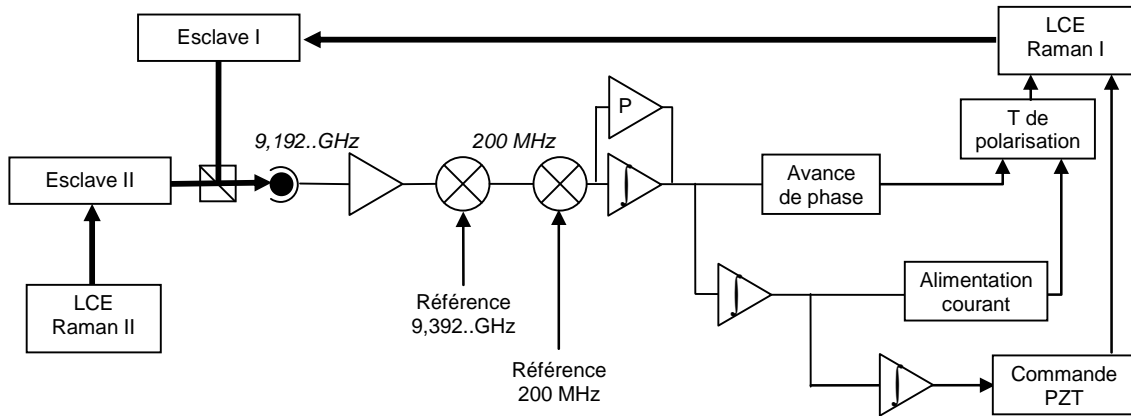


Figure 4.2 : Schéma de principe de l'asservissement en phase des deux lasers Raman. Le signal d'erreur généré à partir du battement entre les deux esclaves vient corriger le laser LCE I.

4.2.2.1. Première mesure avec l'amplificateur

Dans un premier temps, l'asservissement a été réalisé avec l'amplificateur, à 9,19 GHz [Yver 03]. Le battement mesuré à la sortie de la photodiode est présenté Figure 4.3. Le pic central contient 97 % de la puissance totale. La bande passante d'asservissement est d'environ 1,2 MHz, ce qui semble suffisant pour réduire le bruit de phase des lasers au niveau du bruit généré par la chaîne de fréquence.

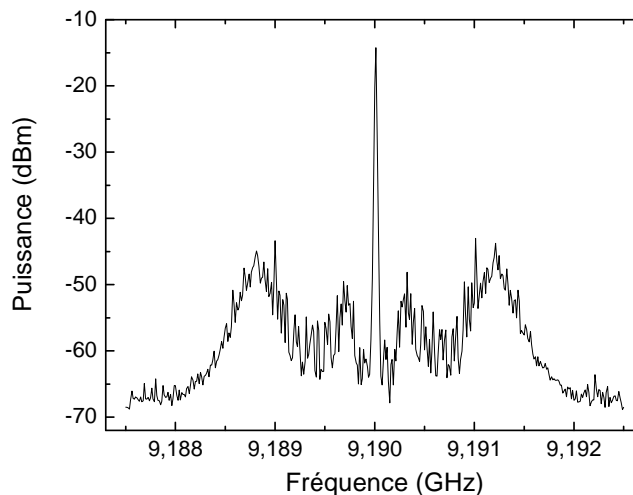


Figure 4.3 : Battement détecté sur le photodétecteur, avec une résolution de 10 kHz.

On peut mesurer le bruit de phase résiduel à la sortie de la fibre optique, correspondant au bruit de phase effectivement vu par les atomes au moment des interactions. Ceci est effectué en démodulant le battement à 9,19 GHz sur un second photodétecteur rapide avec la référence issue de la chaîne de fréquence. Le signal d'erreur est envoyé sur un FFT

(analyseur de spectre à transformée de Fourier) pour en calculer la densité spectrale de bruit de phase (cf. Figure 4.4).

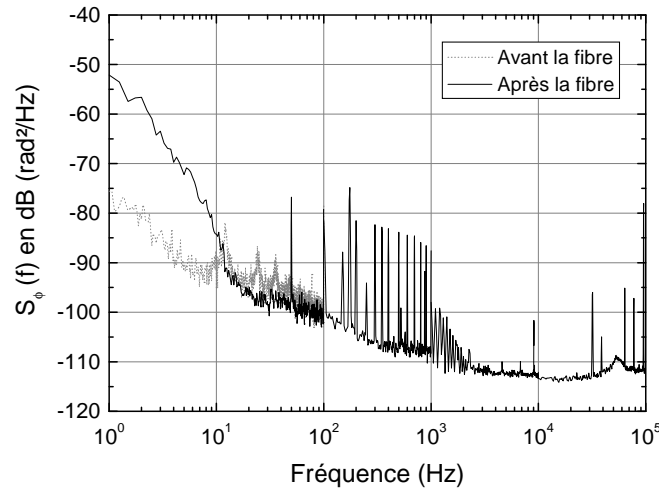


Figure 4.4 : Densité spectrale de bruit de phase mesurée après la fibre optique, après démodulation par la référence issue de la chaîne de fréquence. En pointillés gris, on a reporté le bruit mesuré avant la fibre jusqu'à 100 Hz.

On observe un bruit de phase important aux fréquences inférieures à 10 Hz. Ce bruit est principalement dû aux fluctuations de température dans la fibre, engendrant des différences de phase entre les deux faisceaux qui se propagent en polarisations croisées, chacun parallèle à un axe propre de la fibre. On peut vérifier cela en comparant la courbe avec la densité spectrale de bruit de phase mesurée à partir d'un troisième photodétecteur, placé avant la propagation dans la fibre (cf. Figure 4.4) : la densité spectrale de bruit de phase intégrée jusqu'à 100 Hz est équivalente à un bruit de phase atomique de 0,5 mrad rms avant la fibre et 1 mrad rms après la fibre.

A plus haute fréquence, on remarque de nombreux pics aux fréquences harmoniques de 50 Hz. On les attribue en partie à des parasites électriques provenant des différentes alimentations de l'électronique.

4.2.2.2. Modification du banc

L'amplificateur était instable et difficile à injecter. De plus, seulement la moitié de la puissance était présente dans le mode injecté, le reste était perdu en émission spontanée et constituait un fond large à la fois spatialement et spectralement. Il a donc été remplacé par une diode laser traditionnelle de puissance 200 mW.

D'autre part, la fibre optique 3M à maintien de polarisation a été changée pour une fibre OZ. Celle-ci possède une meilleure définition de l'axe de polarisation en sortie, elle permet donc d'obtenir une meilleure stabilité de la polarisation sur les deux faisceaux Raman.

Afin d'augmenter la bande passante de l'asservissement, on utilise un comparateur phase-fréquence (On Semiconductor MCH12140) à la place du second mélangeur. Ce type de composant, grâce à l'utilisation de l'électronique numérique qui réalise la comparaison de fréquence, possède une plage de capture en phase de $\pm 2\pi$, bien supérieure à celle des mélangeurs. De plus, il permet de compenser les dérives de fréquence responsables du décrochage de l'asservissement.

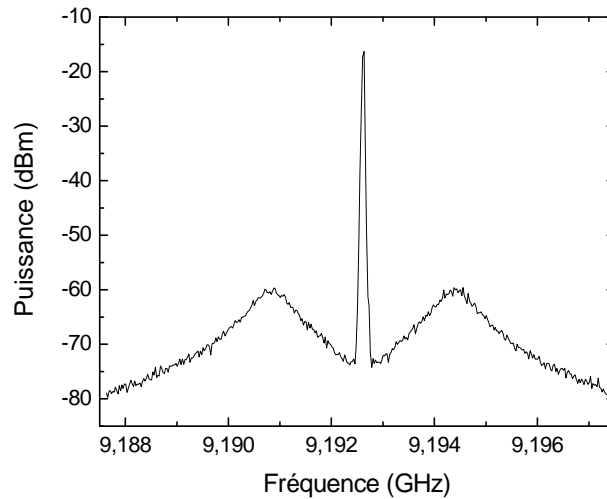


Figure 4.5 : Nouveau battement obtenu avec le comparateur phase-fréquence, avec une résolution de 30 kHz.

Le battement obtenu sur le photodétecteur est plus propre. On peut penser que l'amplificateur, dont la puissance était instable, était responsable des parasites observés (cf. Figure 4.3). L'utilisation du comparateur phase-fréquence a permis d'augmenter la bande passante de l'asservissement à 1,8 MHz (cf. Figure 4.5). Le pic central contient au moins 99,8 % de la puissance totale, l'asservissement est donc plus satisfaisant.

La mesure de la densité spectrale de bruit de phase après la fibre optique est présentée Figure 4.6. A titre de comparaison, on a aussi tracé la densité spectrale de bruit de phase mesurée avec le système précédent, utilisant l'amplificateur, la fibre optique 3M ainsi que le mélangeur utilisé comme comparateur de phase.

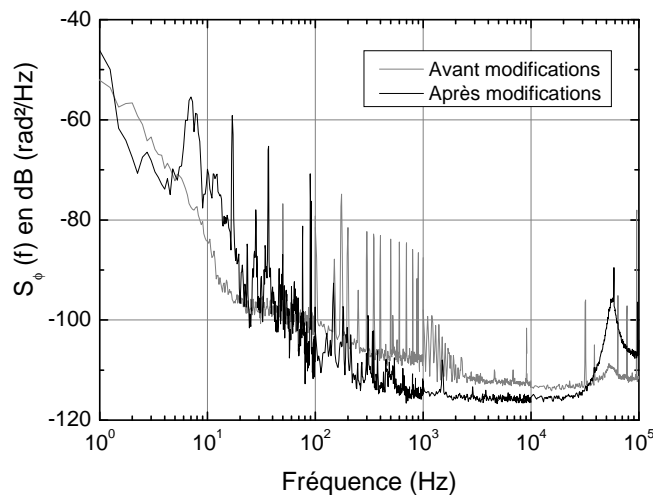


Figure 4.6 : Densité spectrale de bruit mesurée après la fibre optique, avec l'amplificateur et la fibre 3M, en gris, puis après les modifications (diode laser esclave, fibre OZ et comparateur phase-fréquence), en noir.

On observe que le nouveau système, de grande bande passante, est plus efficace sur la gamme de fréquences de 1 à 50 kHz. Cependant, le bruit de phase est plus élevé jusqu'à 50 Hz. Dans cette gamme de fréquence, c'est la fibre optique qui limite le niveau de bruit. La nouvelle fibre, étant plus fiable en ce qui concerne la polarisation, présente une différence d'indice plus élevée entre ses deux axes propres. Ceci peut expliquer une plus grande sensibilité aux variations de température, qui induisent des dérives de phase plus importantes.

D'autre part, une oscillation à 60 kHz, déjà présente avec le schéma précédent, est amplifiée. En réalité, l'amplitude de cette oscillation est variable dans le temps. Sans avoir déterminé sa cause, on suppose que le laser LCE I en est responsable : l'oscillation dépend de sa plage de fonctionnement, et une utilisation en bord de sa plage de stabilité semble en réduire l'amplitude.

La pondération de la densité spectrale de bruit de phase par la fonction de sensibilité en phase de l'interféromètre permet d'accéder à sa contribution au bruit de phase atomique sur un coup. Le Tableau 4.1 détaille la contribution de chaque décade, après pondération par la fonction de sensibilité calculée avec des impulsions de durée 20 μ s et trois temps d'interaction, $2T = 40, 60$ et 80 ms. La mesure du battement à l'analyseur de spectre permet d'autre part de déterminer la contribution de la bande de fréquence de 100 kHz à 5 MHz.

Fréquences (Hz)	Bruit de phase σ_{ϕ}^2 (mrad)		
	2T = 40 ms	2T = 60 ms	2T = 80 ms
1 \rightarrow 10	1,49	3,06	4,75
10 \rightarrow 100	2,56	3,22	3,18
100 \rightarrow 1 k	0,23	0,29	0,15
1 k \rightarrow 10 k	0,36	0,36	0,36
10 k \rightarrow 100 k	1,13	1,13	1,13
100 k \rightarrow 5 M	1,22	1,22	1,22
Somme (mrad rms)	3,43	4,77	5,97

Tableau 4.1 : Contribution du bruit de phase mesuré en sortie de fibre, après modifications, sur le déphasage atomique dans chaque décade, pour deux pondérations différentes.

En fonction du temps d'interaction utilisé, l'intégration du bruit de phase pondéré ne contribue pas au même niveau de bruit sur le déphasage atomique. Ceci est dû aux fréquences d'annulation de la fonction de sensibilité, qui dépendent directement du temps d'interaction.

Cette mesure nous permet d'évaluer à 4,8 mrad rms le bruit de phase résiduel en sortie de fibre, pour le temps d'interaction de $2T = 60$ ms actuellement utilisé. Le bruit de phase est supérieur au seuil de 1 mrad nécessaire pour ne pas dégrader le rapport signal à bruit optimal du capteur. Il est dû principalement à la propagation des deux faisceaux dans la fibre optique, intervenant dans les premières décades. Cependant, la mesure est effectuée par rapport à la référence de fréquence. Cette démodulation nous affranchit du bruit de la référence elle-même, alors qu'il est bien présent sur le déphasage atomique. Il est donc nécessaire de caractériser la chaîne de synthèse seule.

4.2.3. La référence de fréquence

La chaîne de synthèse micro-onde doit générer un signal de très faible bruit de phase et de fréquence stable dans le temps, afin d'être utilisée comme référence pour l'asservissement en phase des faisceaux Raman. La même chaîne de fréquence permet aussi de générer le signal micro-onde alimentant les cavités de sélection de l'état interne pur (cf. Section 3.2.4), ainsi que des signaux à 10 et 100 MHz servant de référence pour divers instruments de l'expérience, notamment les synthétiseurs DDS (*Direct Digital Synthesizer*) pilotant la fréquence de lancement des atomes à la fin de la phase de piégeage.

L'équipement du laboratoire nous permet d'avoir accès au signal issu d'un oscillateur cryogénique, fournissant une référence de fréquence à 100 MHz. Il est lui-même asservi sur un maser à hydrogène, permettant d'éviter les dérives long terme.

Le premier étage de notre chaîne est un quartz très faible bruit, oscillant à 100 MHz (Wenzel ULN 501-04623 Rev E). Il est asservi sur la référence de fréquence pour recopier ses qualités en basse fréquence (inférieure à 1 kHz).

On génère ensuite un peigne de fréquence à l'aide d'un composant non-linéaire, une diode SRD (*Step Recovery Diode*). La fréquence voulue, 9,2 GHz pour les cavités de sélection et 9,4 GHz pour l'asservissement en phase, est sélectionnée à l'aide de filtres sélectifs de largeur de bande 700 MHz. Le dernier étage de synthèse de la fréquence des cavités de sélection est réalisé en multipliant le signal avec celui provenant d'un synthétiseur DDS à 7,4 MHz environ.

La boucle de synthèse de la référence de l'asservissement en phase nécessite plus de précaution afin de générer un signal de très faible bruit de phase et de puissance plus élevée et plus stable dans le temps. On utilise alors un ORD (oscillateur à résonateur diélectrique), que l'on asservit sur le signal issu de la SRD, décalé en fréquence de 7,445 MHz par multiplication avec le signal issu d'un synthétiseur DDS asservi sur le maser. L'ORD recopie les qualités du quartz avec une bande passante d'asservissement en phase de 240 kHz. Il permet aussi de filtrer les autres composantes du peigne de fréquence.

Ainsi, la fréquence du signal de sortie est asservie à 9,392 555 GHz, soit à 200 MHz exactement de la fréquence de la transition Raman, en prenant en compte l'effet du recul et l'effet Doppler dû à l'inclinaison des faisceaux Raman par rapport à la trajectoire atomique (cf. Section 3.5.3). En cas de passage à la configuration copropageante, il suffit de modifier la fréquence du DDS à 7 368 230 Hz pour que la sortie de la chaîne de fréquence corresponde à la résonance en configuration copropageante (9 192 631 770 Hz).

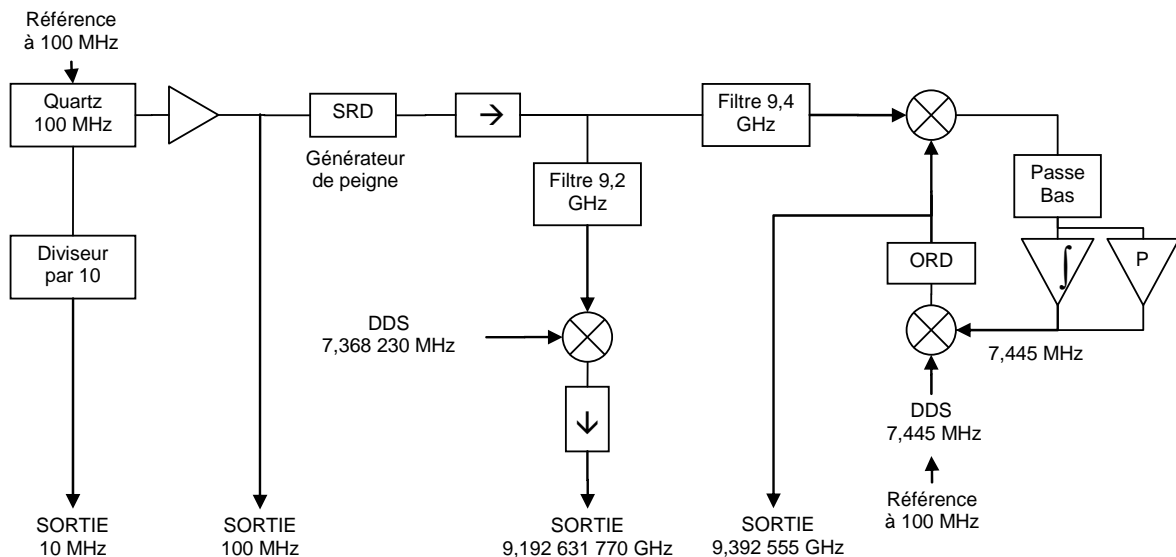


Figure 4.7 : Schéma de la chaîne de synthèse de la fréquence micro-onde à partir d'un quartz à 100 MHz très faible bruit, lui-même asservi sur la fréquence d'un maser à hydrogène.

Les performances de la chaîne de fréquence ont été mesurées par comparaison avec deux autres chaînes. Le battement entre les signaux permet de mesurer le bruit de phase relatif entre les trois chaînes. On obtient les densités spectrales de bruit présentées Figure 4.8.

La comparaison des trois chaînes de fréquence permet d'estimer un majorant du bruit de phase induit par notre référence de fréquence : à basse fréquence, jusqu'à 400 Hz, la

chaîne n°3 présente le plus faible bruit. On peut donc en déduire que sur ce domaine de fréquence, la courbe grise correspond directement au bruit de phase de notre chaîne de synthèse. A plus haute fréquence, c'est la chaîne du gyromètre qui présente les meilleures performances. Sur cette gamme de fréquences, la courbe grise donne donc un majorant du bruit de phase induit par notre chaîne de synthèse. On peut même estimer que, si la chaîne n°3 et celle du gyromètre ont les mêmes niveaux de bruit, le palier de bruit de phase de notre chaîne autour de 10 kHz est situé 3 dB en dessous de la courbe grise, soit à -114 dBc. D'autre part, il est à noter que le pic apparaissant sur cette courbe à 385 Hz doit être attribué à la chaîne n°3.

On peut alors en déduire un majorant du bruit de phase induit par la chaîne de fréquence sur le déphasage atomique, après pondération par la fonction de sensibilité en phase de l'interféromètre calculée pour $2T = 40, 60$ et 80 ms, avec des impulsions de durée $20 \mu\text{s}$ (cf. Tableau 4.2).

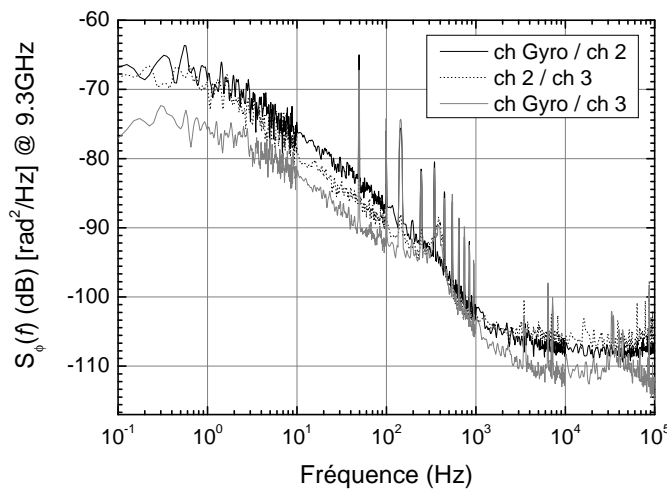


Figure 4.8 : Comparaison des densités spectrales de bruit de trois chaînes de fréquence obtenues par battement. Les courbes noire et grise sont les comparaisons de notre chaîne avec deux autres références, la courbe en pointillés est le battement entre les deux références.

Fréquences (Hz)	Bruit de phase σ_{ϕ}^2 (mrad)		
	$2T = 40$ ms	$2T = 60$ ms	$2T = 80$ ms
0,1 → 10	0,17	0,35	0,54
10 → 100	0,99	1,97	0,98
100 → 1 k	1,20	2,48	1,93
1 k → 10 k	0,82	0,82	0,82
10 k → 100 k	0,83	0,83	0,83
Somme (mrad rms)	1,95	3,39	2,51

Tableau 4.2 : Contribution du bruit de phase de la chaîne de fréquence sur le déphasage atomique dans chaque décade, pour deux pondérations différentes.

Pour le temps d'interaction utilisé actuellement, de $2T = 60$ ms, la chaîne de fréquence ajoute un bruit de phase de $3,4$ mrad rms sur le déphasage de l'interféromètre. Ce bruit est supérieur au seuil de 1 mrad rms fixé par la limite du bruit de projection quantique. On peut voir en particulier que la majeure partie de la contribution se situe entre 10 Hz et 1 kHz, décades dans lesquelles les pics aux harmoniques de 50 Hz sont nombreux. En effet, les pics à 50 et 150 Hz contribuent chacun à hauteur de $1,7$ mrad rms. Cependant, en fonction du

temps d'interaction utilisé dans l'expérience, il peut arriver que les zéros de la fonction de sensibilité coïncident avec les harmoniques de 50 Hz, ce qui arrive pour $2T = 80$ ms et $2T = 40$ ms.

La comparaison de la courbe grise obtenue Figure 4.8 avec le bruit de phase résiduel mesuré en sortie de fibre optique est présentée Figure 4.9. Il montre que, pour les fréquences basses inférieures à 20 Hz, c'est bien le bruit ramené par la propagation dans la fibre qui limite le niveau de bruit. A plus haute fréquence, la courbe de comparaison de la chaîne de synthèse a un niveau de bruit plus élevé. On rappelle que notre chaîne, meilleure que la chaîne n°3 utilisée pour la comparaison, a plus probablement un palier de bruit inférieur ou égal à -114 dBc. Le palier atteint sur l'asservissement est donc limité par les performances de la chaîne de fréquence.

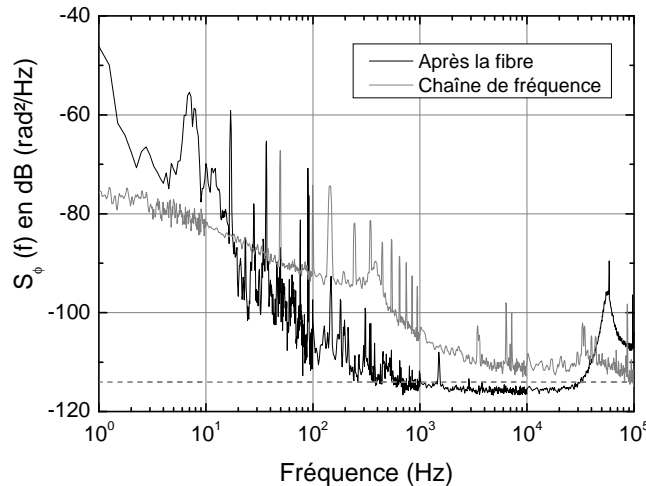


Figure 4.9 : Densité spectrale de bruit mesurée après la fibre (noir) et par comparaison de la chaîne de fréquence avec la chaîne n°3 (gris).

On peut alors estimer le bruit de phase total qui contribue au bruit du déphasage atomique. Il est de 3,9 mrad rms pour $2T = 40$ ms, 5,8 mrad rms pour $2T = 60$ ms, et 6,5 mrad rms pour $2T = 80$ ms.

Ces valeurs de bruit de phase sont supérieures au seuil de 1 mrad fixé par le bruit de projection quantique. Cependant, avec le temps d'interaction utilisé actuellement ($2T = 60$ ms), la valeur de 5,8 mrad rms est suffisante pour réaliser les premières expériences sur l'interféromètre.

Afin de réduire le niveau de bruit, il sera nécessaire de réduire le bruit de phase de la chaîne de fréquence, notamment entre 1 kHz et 100 kHz. Afin de s'affranchir du bruit de phase basse fréquence introduit par la propagation dans la fibre, il serait intéressant de réaliser l'asservissement après la fibre, mais les faisceaux sont pulsés après le passage par le modulateur acousto-optique. On peut cependant envisager de mesurer directement la contribution du bruit de phase après la fibre, *in situ*, pendant les impulsions Raman.

On peut réduire le bruit ramené par la fibre optique en injectant les deux faisceaux Raman en polarisations parallèles dans la fibre. Dans la configuration actuelle utilisant une paire de faisceaux unique pour les trois impulsions, il n'est pas possible de le réaliser à moins de perdre la moitié de la puissance optique et de réduire le contraste des franges. Comme on le verra dans la section 5.1.1.2, le contraste dépend directement de la pulsation de Rabi effective des faisceaux Raman. On peut cependant envisager cette possibilité si on utilise des paires de faisceaux distinctes pour chacune des trois zones d'interaction Raman, ceci permet en effet de concentrer la puissance optique sur de petites zones, mais le bénéfice de la paire de faisceaux unique est perdu (cf. Sections 2.4.1.3 et 2.4.1.4).

4.3. Mise en forme en sortie de fibre

A la sortie de la fibre optique à maintien de polarisation, les deux faisceaux lasers doivent être mis en forme et ajustés en polarisation afin d'adresser les atomes dans la zone d'interaction. Le schéma de principe est présenté Figure 3.22. L'objectif du système optique est d'être utilisable pour les configurations copropageante et rétro réfléchée, avec un minimum de modifications à réaliser. Comme il a été expliqué dans la section 3.5.4, on joue sur la polarisation des faisceaux avec une lame quart d'onde placée directement en sortie de fibre et on cache le miroir de rétro réflexion pour passer d'une configuration à l'autre.

La mise en forme des faisceaux consiste à obtenir au niveau de la zone d'interaction des faisceaux de diamètre suffisamment élevé pour couvrir toute la zone, sachant qu'on utilise une seule paire de gros faisceaux pour les trois zones d'interaction, et modulée temporellement afin de réaliser les impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$. Les durées des impulsions $\pi/2$ et π seront par ailleurs ajustées expérimentalement en fonction de la puissance disponible au niveau des trois interactions.

On utilise un doublet achromatique de focale 170 mm pour collimater les deux faisceaux avec un waist de 15,3 mm. Cette taille de faisceau est optimisée pour des interactions de $2T = 60$ ms : la puissance laser au niveau des impulsions $\pi/2$ correspond alors à environ la moitié de la puissance lors de l'impulsion π , afin que la sélection en vitesse des atomes soit équivalente pour les trois interactions (cf. Section 5.2.1.1).

La collimation des faisceaux est optimisée à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Schack-Hartmann. Ceci nous assure un rayon de courbure supérieur à 1000 m. On a d'autre part vérifié la reproductibilité du positionnement de la fibre optique dans son connecteur.

La Figure 4.10 schématise la mise en place des optiques sur l'enceinte à vide. On distingue la partie de mise en forme des faisceaux à droite, comprenant une lame $\lambda/4$ pour régler la polarisation et l'achromat de collimation. Cette partie, sur laquelle s'enfiche la fibre à maintien de polarisation provenant du banc de génération des faisceaux Raman, est dénommée tube Raman. Sur l'enceinte à vide se fixent un miroir à 42° ainsi que le miroir de rétro réflexion accompagné de la seconde lame $\lambda/4$ (cf. Figure 4.10).

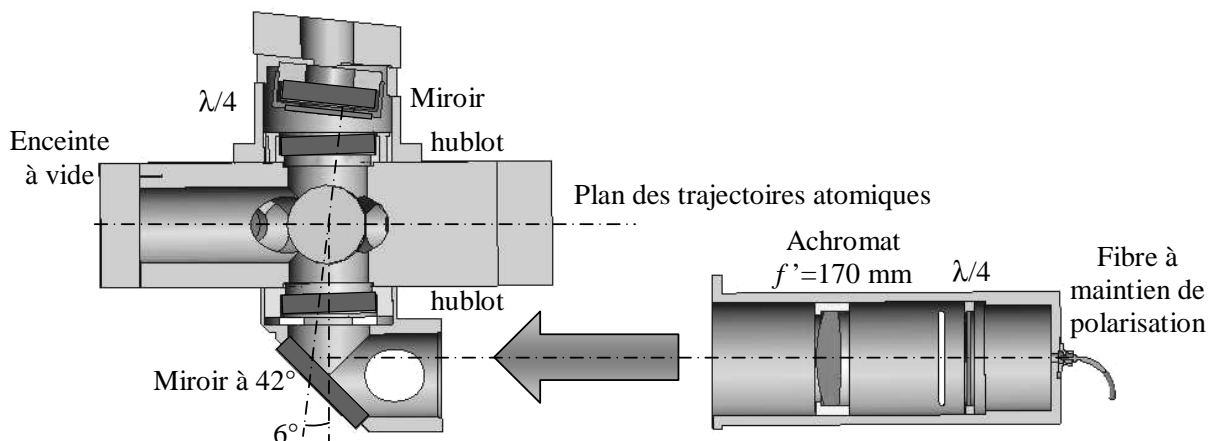


Figure 4.10 : Schéma de l'optique de mise en forme des faisceaux Raman, montée sur l'enceinte à vide.

Le miroir de rétro réflexion et la seconde lame $\lambda/4$ inclinés à 6° peuvent être obturés à l'aide d'un cache accessible de l'extérieur des blindages magnétiques, afin de faciliter le passage de la configuration copropageante à la configuration rétro réfléchie.

L'axe optique du tube Raman est décalé de 3,6 mm par rapport au centre du miroir à 42° afin que le faisceau gaussien soit centré sur les trajectoires atomiques. Il est alors légèrement diaphragmé par la mécanique du miroir à 42° et les ouvertures de l'enceinte à vide. De plus, les ouvertures créent une diffraction de bord au niveau de la zone d'interaction Raman, provoquant une réduction du diamètre du faisceau utile à 31 mm environ. Ce phénomène pourrait être limitant pour l'utilisation de l'interféromètre avec un long temps d'interaction ($2T \geq 80$ ms), notamment si la dispersion en position des nuages est importante du fait d'une température élevée. La mécanique sera modifiée prochainement pour pallier à ce problème.

4.3.1. Horizontalité des faisceaux lasers Raman

On choisit de régler les faisceaux Raman suivant la direction horizontale. De cette façon, on peut tester deux conformations du capteur inertiel sur les trois présentées dans la section 3.4 : l'interféromètre à trois impulsions sensible à Ω_z et a_y , et l'interféromètre en ailes de papillon sensible à Ω_x . L'horizontalité des faisceaux est réalisée à l'aide d'un pentaprisme et d'un miroir liquide. Le montage est le suivant :

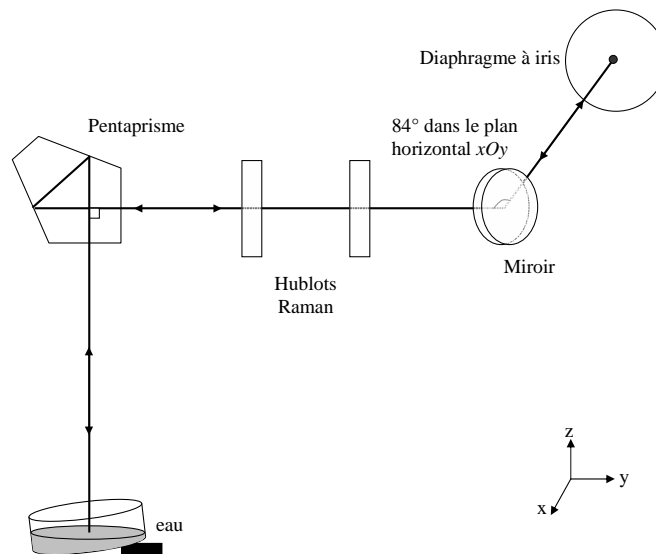


Figure 4.11 : Schéma de principe du réglage d'horizontalité des faisceaux Raman au pentaprisme. L'eau fournit une réflexion de puissance suffisante pour réaliser le réglage.

Le pentaprisme a la particularité de renvoyer la lumière avec un angle égal à 90° par rapport au faisceau incident, quel que soit l'angle d'incidence. La normale au miroir liquide définissant la verticale, le faisceau est réglé horizontalement au niveau de la zone d'interaction avec les atomes.

On réalise un point objet en diaphragmant le faisceau Raman après collimation par la lentille. La cuve à eau est inclinée afin d'éviter la confusion entre les réflexions sur la surface liquide et sur le fond de la cuve. Le réglage est effectué par rétro réflexion dans le plan objet (diaphragme), lorsque l'image de retour coïncide avec le point objet. On évalue la précision de ce réglage à $0,5$ mm sur un trajet de 1 m, soit une horizontalité à $5 \cdot 10^{-4}$ rad près.

Cette imprécision entraîne une sensibilité à la projection de la pesanteur sur la direction de propagation des lasers Raman, qui peut s'avérer très importante :

$$\Delta\Phi_{acc} = kgT^2 \sin \varepsilon \quad (4.2)$$

où ε est l'angle résiduel entre la direction horizontale et la direction de propagation des lasers Raman.

L'application numérique avec un temps d'interaction de $2T = 20$ ms fournit un déphasage de 7,2 rad pour une erreur sur l'horizontalité de $5 \cdot 10^{-4}$ rad. Nous verrons que ceci engendre un décalage important entre les deux systèmes de franges atomiques, puisque l'accélération est rejetée du côté de la demi-différence entre les déphasages des deux sources. Mais on pourra peaufiner le réglage d'horizontalité directement sur le signal atomique, en recalant les deux systèmes de franges d'interférences atomiques en phase (cf. Section 5.2.2.1).

4.3.2. Distorsions de front d'onde

Comme on l'a vu dans la section 3.3.3.2, les aberrations géométriques des faisceaux Raman peuvent être à l'origine d'un déphasage parasite introduisant un biais dans la mesure, voire un bruit de phase si les trajectoires atomiques fluctuent.

La configuration rétro réfléchée présente un avantage certain quant au déphasage induit par les distorsions de front d'onde. Afin de le mettre en valeur, on étudie dans un premier temps l'effet d'une défocalisation de la lentille de collimation dans la configuration contrapropageante, puis dans la configuration rétro réfléchée.

On calcule ensuite les contributions des différents éléments optiques susceptibles de réduire la qualité de front d'onde des faisceaux Raman dans la configuration rétro réfléchée : le hublot Raman, la lame $\lambda/4$ et le miroir de retour.

4.3.2.1. Déphasage causé par une défocalisation

L'utilisation d'un schéma optique mettant en œuvre deux lentilles distinctes pour les faisceaux Raman (cf. Figure 3.19) peut engendrer des aberrations supplémentaires en cas de défocalisation. On peut effectuer un calcul rapide pour estimer le déphasage induit par une mauvaise collimation de l'un des faisceaux.

Supposons que l'un des faisceaux est parfaitement collimaté et que le second a un rayon de courbure de $R = 1000$ m, ce qui correspond à la précision avec laquelle on peut réaliser la collimation expérimentalement. Calculons la différence de phase induite au niveau de chaque zone d'interaction avec les faisceaux Raman, pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms. Le centre de la paire de faisceaux Raman est décalé de 2 mm sous la zone d'interaction $n^{\circ}2$ (cf. Figure 4.12), afin d'optimiser le contraste des franges d'interférences atomiques (cf. Section 5.2.1.1).

$$\Delta\Phi_{ab} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{h_1^2}{2R} - 2 \frac{h_2^2}{2R} + \frac{h_3^2}{2R} \right) \quad (4.3)$$

où h_i est la distance entre le centre du faisceau et la position du centre du paquet d'ondes au moment de l'impulsion $n^{\circ}i$. Un rayon de courbure de 1000 m entraîne un déphasage de 1,5 rad sur la phase de l'onde atomique. Cependant ce déphasage est le même pour les deux sources atomiques, il est donc rejeté pour une mesure de rotation et introduit un biais lors de la mesure d'accélération, qui peut être étalonné et compensé.

Si le rayon de courbure des faisceaux Raman n'est pas stable dans le temps, par exemple si les montures des lentilles se dilatent du fait d'une variation de la température, ce déphasage fluctuera et induira un bruit sur la mesure. Une variation de $0,1^{\circ}\text{C}$ entraîne une dérive de 17 mrad sur la mesure d'accélération. Ceci crée une limitation importante à la stabilité long terme de nos mesures (cf. Section 3.6.2).

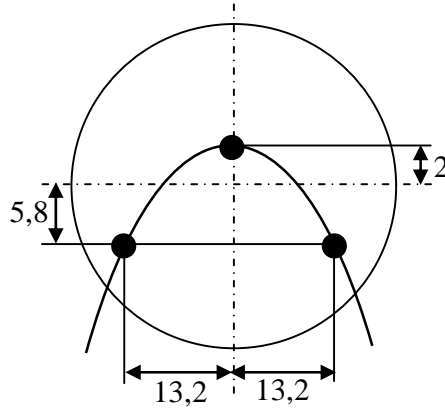


Figure 4.12 : Positions en mm des trois zones d'interaction dans les faisceaux Raman, pour un temps d'interaction de $2T = 80\text{ ms}$.

On peut aussi envisager une erreur de superposition des positions des nuages atomiques au moment des trois impulsions : un écart de superposition sur l'axe Ox de $100\text{ }\mu\text{m}$ entre les deux trajectoires atomiques engendre un biais sur la rotation de 20 mrad . Par ailleurs, une fluctuation supplémentaire de ces trajectoires entraîne un bruit de phase dégradant la stabilité long terme de l'appareil.

Une défocalisation de l'un des deux faisceaux Raman engendre donc des déphasages importants, à la fois sur la mesure d'accélération et sur la mesure de rotation. Ces valeurs peuvent être limitantes et nécessitent notamment un très bon contrôle des trajectoires atomiques. Additionnées aux aberrations engendrées par les autres éléments optiques traversés par les faisceaux, elles constituent un inconvénient majeur de la configuration contrapropageante.

Un des avantages de la configuration rétro-réfléchi est la faible sensibilité aux aberrations. En effet, d'une part, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, elle nécessite un faible nombre d'éléments optiques pour la mise en forme des faisceaux Raman, ce qui réduit les sources d'aberrations. D'autre part, elle est insensible à la défocalisation des faisceaux Raman, car ils sont collimatés par la même lentille, les défauts de front d'onde sont donc symétriques et se compensent (cf. Figure 4.13) :

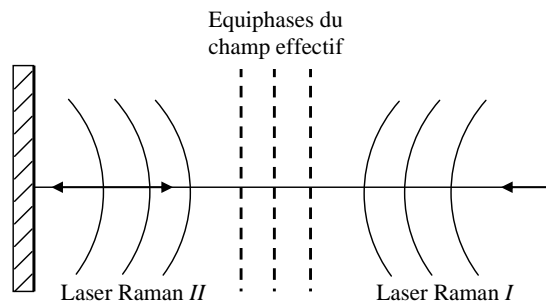


Figure 4.13 : Surfaces équiphases du champ effectif lors d'une défocalisation de la paire de faisceaux Raman. La configuration rétro-réfléchi est insensible à une défocalisation.

La configuration rétro réfléchie est donc la plus avantageuse concernant le déphasage dû aux aberrations : elle permet de réduire le terme d'aberrations en limitant le nombre d'éléments optiques différents pour les deux faisceaux, et elle est insensible à une défocalisation des faisceaux.

Evaluons à présent le déphasage induit par les éléments optiques utilisés pour la mise en forme des faisceaux. Les éléments critiques sont ceux qui interviennent pour un seul des deux faisceaux Raman, les aberrations induites par les autres éléments étant rejetées. On étudie alors le hublot Raman, la lame $\lambda/4$ ainsi que le miroir de retour.

4.3.2.2. Aberrations du hublot

Les hublots traversés par les faisceaux ont bénéficié d'une technique de collage particulière entraînant un minimum de distorsion du front d'onde tout en conservant l'étanchéité pour l'ultravide. La solution de collage des hublots a montré qu'elle induisait des distorsions moindres que celles obtenues avec des hublots bridés [Holleville 01]. Le choix de la colle a été contraignant, car celle-ci doit présenter des spécifications pour l'ultravide (étanchéité et faible dégazage) et n'induire que de faibles contraintes sur le verre. La colle choisie lors des premières expériences [Holleville 01] présentait un vieillissement accéléré entraînant un dégazage important à long terme. Des tests supplémentaires ont donc été effectués, pour finalement opter pour la colle Vacseal 2. Outre sa meilleure étanchéité, celle-ci a permis de conserver une qualité de front d'onde des hublots meilleure que $\lambda/50$ en valeur rms. La Figure 4.14 représente le front d'onde d'un hublot après collage.

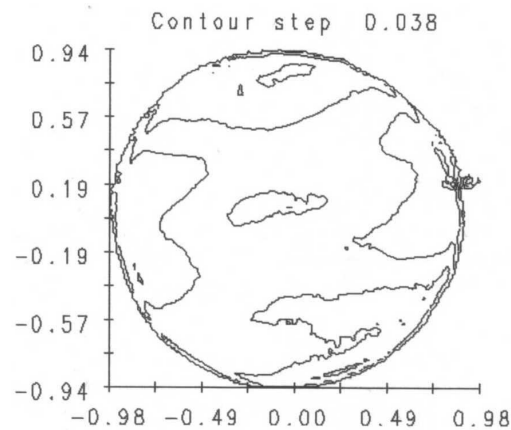


Figure 4.14 : Qualité de front d'onde du hublot Raman, sur son diamètre de 50 mm. L'écart entre deux courbes correspond à une variation d'épaisseur optique de $\lambda/26$. La qualité de front d'onde est de $\lambda/54$ rms.

A partir de l'analyse du front d'onde de l'un des hublots à l'interféromètre de Zygo, on peut évaluer le bruit de phase induit sur la mesure de rotation par des fluctuations des trajectoires atomiques couplées à la qualité de front d'onde mesurée : les distorsions de front d'onde du hublot donnent une limite sur les fluctuations en position et en vitesse des nuages d'atomes afin que le bruit de phase engendré ne soit pas supérieur au bruit de projection quantique. On évalue ces seuils de stabilité d'après les calculs effectués dans [Fils 02].

Sur un coup, les fluctuations de la position initiale des nuages atomiques ne doivent pas dépasser 10 μm suivant l'axe O_x et 30 μm suivant l'axe O_z . Les fluctuations en vitesse doivent de la même façon être inférieures à 0,1 $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$. De plus, afin que les bruits engendrés par ces fluctuations couplées aux aberrations ne limitent pas la stabilité long terme, les variations doivent se moyennner efficacement en $\tau^{-1/2}$ en fonction du temps d'intégration τ (cf. Annexe C).

Les fluctuations de position des pièges ont été mesurées dans [Fils 02], à hauteur de 9 μm suivant Ox et 5 μm suivant Oz après 1,2 s. Elles engendrent des bruits de phase de 2 mrad et 0,4 mrad rms. Ces fluctuations étaient alors limitées par les variations de puissance des faisceaux refroidisseurs. Depuis, l'asservissement en température du coupleur de fibres a été optimisé, ce qui a réduit ces fluctuations de puissance. On espère ainsi que les fluctuations de position des pièges en sont elles aussi réduites, ceci sera vérifié ultérieurement.

La mesure de la stabilité du temps d'arrivée des nuages atomiques (cf. Section 3.2.5.3) a donné un majorant de la stabilité de la vitesse de lancement de chaque source, à $2 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ sur un coup. Cette valeur correspond à une limitation de la sensibilité à hauteur de 3,9 mrad. La dérive observée à partir de 100 s montre d'autre part que les aberrations constitueront une limitation majeure à la stabilité long terme de l'appareil. Il faudra vérifier que l'utilisation du nouveau coupleur de fibres à éléments discrets réduira cette dérive.

4.3.2.3. Aberrations du système lame $\lambda/4$ + miroir de retour

Le système de rétro réflexion, comprenant la lame $\lambda/4$ et le miroir de retour, a été testé à l'analyseur de front d'onde. La qualité globale du système est présentée Figure 4.15, elle est de $\lambda/75$ en valeur rms.

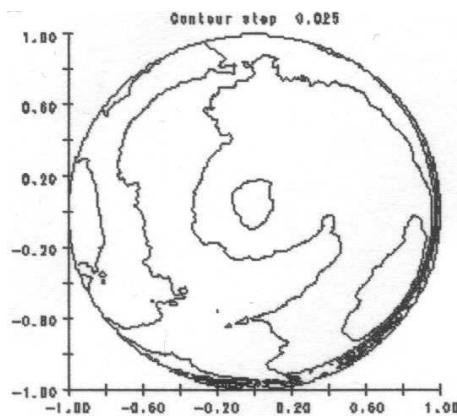


Figure 4.15 : Qualité de front d'onde du système de rétro réflexion. L'écart entre deux courbes correspond à une variation d'épaisseur optique de $\lambda/38$. La qualité de front d'onde est de $\lambda/75$ rms.

De la même façon, on évalue le bruit de phase engendré sur la rotation par ces distorsions de front d'onde : avec des fluctuations en position de chaque source de 9 μm et 5 μm , les bruits engendrés sont de 0,6 et 0,7 mrad. Ils sont du même ordre de grandeur que le bruit de projection quantique à 1,2 s, qui est de 0,67 mrad.

Les fluctuations en vitesse sur un coup de $2 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ engendrent un bruit de 0,4 mrad et ne limitent pas le rapport signal à bruit de la mesure. Mais, une fois encore, la dérive de la vitesse de lancement est à l'origine d'une limitation de la stabilité du dispositif : à partir de 500 s, le déphasage induit devient supérieur au bruit de projection quantique.

Conclusion

Ce chapitre a présenté la génération des lasers Raman, leur asservissement en fréquence et en phase ainsi que leur mise en forme. On peut en tirer deux conclusions principales :

Le bruit de phase résiduel entre les deux lasers Raman après asservissement induit un bruit de 5,8 mrad rms sur le déphasage atomique, après pondération par la fonction de transfert en phase du gyromètre et pour un temps d'interaction de $2T = 60 \text{ ms}$. Un travail sur la chaîne de fréquence permettra de réduire le niveau de bruit mesuré à haute fréquence. La

contribution de la fibre optique à maintien de polarisation est la plus importante à basse fréquence. Pour la sensibilité actuelle de l'appareil, elle n'est pas limitante. On pourra cependant la réduire en injectant les deux faisceaux Raman en polarisations parallèles dans la fibre.

D'autre part, la mesure des distorsions de front d'onde engendrées par le double passage à travers le hublot Raman et la lame $\lambda/4$, ainsi que la réflexion sur le miroir de retour, ont permis d'obtenir une estimation du déphasage parasite engendré lorsque les trajectoires atomiques fluctuent. Les fluctuations de la vitesse de lancement, dont on peut donner un majorant à $2 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ sur un coup pour chaque source, induisent un déphasage de l'ordre de 4,4 mrad rms sur un coup, et leur contribution est prépondérante à plus long terme. Ceci constituera probablement la principale limite de la stabilité long terme de la mesure de rotation sur l'appareil, même si la configuration choisie, utilisant un même système de collimation des deux faisceaux Raman, permet de minimiser les sources d'aberrations.

On peut envisager de réduire cette limite en plaçant le système de rétro réflexion ($\lambda/4$ + miroir de retour) à l'intérieur de l'enceinte à vide, ceci nous affranchit des aberrations induites par le hublot, qui représentent la plus forte contribution. D'autre part, on peut espérer que la mise en place d'un nouveau coupleur de fibres permettra d'améliorer la stabilité de la vitesse de lancement, ce qui aura pour effet de réduire la contribution des aberrations.

Enfin, sur l'expérience actuelle, le diamètre des faisceaux Raman est limité par la mécanique du système, ce qui engendre de la diffraction sur les bords. L'intensité et la phase des lasers sont donc mal définies lorsque les atomes interagissent en bord de faisceau, notamment avec les atomes les plus chauds et si les trajectoires atomiques sont fausses. Ceci peut être une source supplémentaire de bruit de phase et de réduction de contraste dans l'interféromètre, qu'il est actuellement difficile de quantifier car les positions des nuages atomiques sont mal contrôlées. Mais diverses améliorations sur l'expérience, comme la modification de la mécanique ainsi que l'obtention d'une température atomique plus basse, permettront de résoudre ce problème.

CHAPITRE 5

CHAPITRE 5. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'INTERFEROMETRE

En fonction de la disposition des faisceaux Raman, il est possible de tester plusieurs configurations de l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, permettant de caractériser les différentes sources de déphasage. Le fonctionnement de l'interféromètre en configuration copropageante permet de vérifier l'efficacité des transitions et d'estimer les limitations des performances de l'appareil. Ensuite, on présente les résultats obtenus en configuration rétro réfléchée, qui induit une sensibilité aux accélérations et aux rotations.

D'autre part, en choisissant une séquence temporelle différente pour les séparatrices, faisant intervenir quatre impulsions Raman, l'interféromètre devient sensible à un autre axe de rotation. Après avoir présenté les différences entre cet interféromètre en ailes de papillon et l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, on expose les résultats préliminaires obtenus.

5.1. Configuration copropageante

Dans la configuration copropageante, le vecteur d'onde effectif des transitions Raman est dans le domaine des micro-ondes. Ainsi, la sensibilité aux forces d'inertie est négligeable et l'aire interférométrique est quasi-nulle. La réalisation de l'interféromètre en configuration copropageante permet toutefois d'estimer certaines caractéristiques du gyromètre-acéléromètre en configuration rétro réfléchée.

Dans un premier temps, une seule impulsion Raman est appliquée aux atomes afin de vérifier l'efficacité des transitions. En configuration à trois impulsions, on teste le contraste accessible dans l'interféromètre, et on détaille les différentes sources de réduction de contraste. Ensuite, cette configuration permet d'estimer le rapport signal à bruit et la stabilité ultimes de l'appareil, limités par le bruit de phase introduit par les séparatrices Raman et les fluctuations de puissance laser et de champ magnétique (cf. Section 3.5.1).

5.1.1. Evaluation du contraste

5.1.1.1. Impulsion π (Rabi)

On applique une seule impulsion aux atomes, au sommet de leur trajectoire. La probabilité de transition dans l'état excité s'écrit [Moler 91] :

$$P = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_r'^2} \sin^2\left(\Omega_r' \frac{\tau}{2}\right) \quad (5.1)$$

où Ω_r' est fonction des intensités des lasers, du désaccord Raman Δ (fixé à 475 MHz) et du désaccord à la résonance δ_{eff} (cf. équ. 2.21). Les puissances laser, de 70 mW et 33 mW, sont choisies pour compenser le déplacement lumineux (cf. Annexe B).

Afin d'obtenir le profil de Rabi, correspondant à la variation de la probabilité de transition en fonction du désaccord δ_{eff} , on balaye la fréquence de la chaîne de synthèse servant de référence pour l'asservissement en phase des deux faisceaux lasers Raman (cf. Section 4.2.3). Le maximum de transition est obtenu avec une impulsion de durée 21 μ s, correspondant à une impulsion π .

La variation de la probabilité de transition mesurée expérimentalement suit la loi théorique de l'expression (5.1), dont la largeur est définie par la durée τ de l'impulsion laser (cf. Figure 5.1).

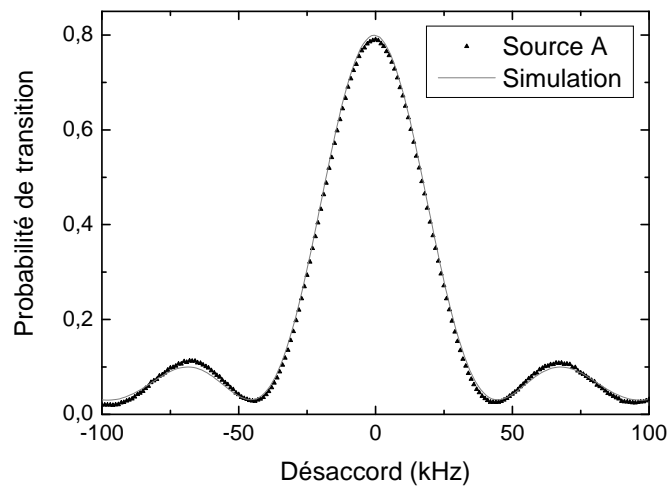


Figure 5.1 : Points expérimentaux et simulation numérique de la probabilité de transition obtenue pour une impulsion π en configuration copropageante.

Les deux sources atomiques fournissent le même profil, dont le maximum de probabilité est de 79 %. Les raisons d'obtenir un maximum inférieur à 100 % sont les suivantes :

- les pertes par émission spontanée. Nous avons mesuré des pertes de 2,5 % pour les paramètres d'interaction ci-dessus, correspondant aux prévisions théoriques [Fils 02].

- la détection d'un résidu d'atomes dans les états $m_F \neq 0$ qui n'ont pas été efficacement poussés à la sortie de la cavité micro-onde de sélection (cf. Section 3.2.4). Ces atomes faussent la renormalisation du nombre d'atomes détectés dans chaque état. Expérimentalement, le résidu d'atomes mal poussés représente 6 % du nombre d'atomes total.

- la dispersion en position du nuage au moment des interactions, couplée à la répartition gaussienne d'intensité de la paire de faisceaux lasers Raman. Elle induit des pulsations de Rabi différentes pour chaque atome, l'intégration sur tout le nuage aboutit alors à une diminution du maximum de probabilité. On a calculé la réduction de la probabilité de transition due à ce phénomène : on tient compte de la dispersion en position du nuage au moment de l'impulsion, due à sa dispersion initiale en position simulée par une gaussienne d'écart-type 1 mm, et à sa dispersion en vitesse, simulée par une gaussienne d'écart-type $3,5 V_{rec} \sim 1 \text{ cm.s}^{-1}$. Ceci a pour effet de réduire le maximum de la courbe de Rabi à 90 %.

Toutes ces raisons permettent d'expliquer la valeur de la probabilité maximale obtenue expérimentalement. L'efficacité des transitions Raman ayant été vérifiée, on peut réaliser l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique.

5.1.1.2. Interrogation $\pi/2 - \pi - \pi/2$ (Ramsey-Bordé symétrique)

On rappelle l'expression de la probabilité de transition en fonction du déphasage en sortie de l'interféromètre :

$$P = \frac{1 + C \cos \Delta\Phi}{2} \quad (5.2)$$

On souhaite tester l'interféromètre dans la configuration la plus proche de celle qui sera utilisée pour les mesures de forces d'inertie. Pour cela, afin de faire défiler les franges d'interférence, on utilise la sensibilité de l'interféromètre à la phase effective des faisceaux lasers Raman (cf. Section 2.4.2.1). On impose ainsi un saut de phase entre la seconde et la troisième impulsion, que l'on incrémente à chaque cycle (cf. Figure 5.2).

En pratique, on réalise le saut de phase sur le signal de référence de l'asservissement en phase des lasers, on force ainsi la phase effective des transitions Raman à suivre ce saut. Ceci est effectué en pilotant le synthétiseur DDS inclus dans la chaîne de fréquence (cf. Section 4.2.3). La précision sur ce saut de phase, de 10^{-3} degrés, est déterminée par le synthétiseur DDS.

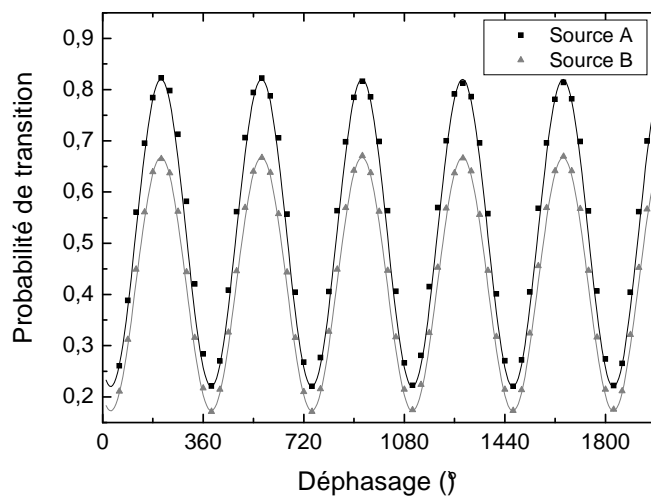


Figure 5.2 : Franges en configuration copropageante, avec une séquence $\pi/2 - \pi - \pi/2$ et un temps d'interaction de $2T = 40 \text{ ms}$.

Les franges obtenues pour les deux nuages atomiques contrapropageants sont en phase. La seule source de déphasage constant susceptible de déphaser les franges est une inhomogénéité spatiale de champ magnétique : on estime alors que celle-ci engendre un déphasage constant inférieur à 5 mrad.

Les contrastes obtenus sont de 60 % pour la source A et 49,5 % pour la source B.

Réduction du contraste :

La réduction du contraste provient en majeure partie de la dispersion en position au niveau de la zone d'interaction, due à la température des sources atomiques.

Comme on l'a vu dans la section 5.1.1.1, les nuages d'atomes interagissent avec une pulsation de Rabi non uniforme, du fait de leur dispersion en vitesse et en position initiale. Le phénomène est accentué lors d'une interaction à trois impulsions : la zone d'interaction avec les faisceaux lasers est réalisée avec la même paire de faisceaux Raman couvrant toute la zone. La pulsation de Rabi effective vue par les nuages atomiques suit donc une loi gaussienne à deux dimensions sur les axes Ox et Oz des trajectoires. Ceci crée une réduction de contraste d'autant plus importante que la température atomique est élevée (cf. Figure 5.3) et que le temps d'interaction est important : un grand temps d'interaction nécessite que les impulsions $\pi/2$ s'effectuent en périphérie des faisceaux, où la pente de décroissance de la gaussienne est plus forte.

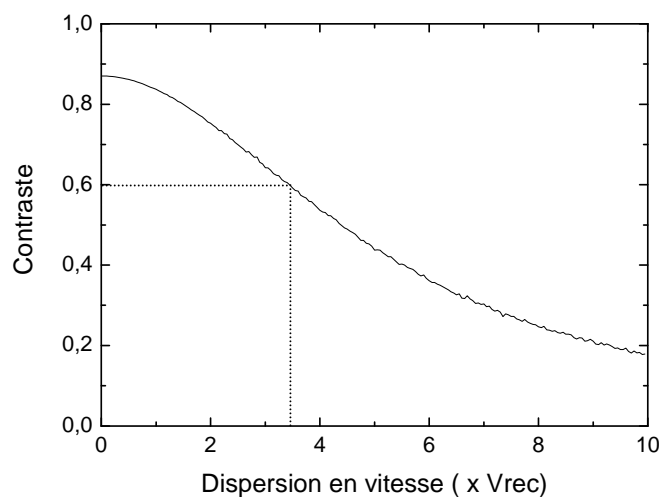


Figure 5.3 : Simulation de la réduction de contraste, pour un temps d'interaction de $2T = 40$ ms.

Ainsi, pour des dispersions en vitesse de $3,5 V_{rec}$ et en position initiale de 1 mm, et un temps d'interaction de $2T = 40$ ms, le contraste maximal que l'on peut atteindre est de 60 %, en prenant en compte dans le calcul la répartition gaussienne d'intensité, l'émission spontanée et la présence d'atomes mal poussés au moment de la sélection. La simulation retrace bien la réduction de contraste obtenue expérimentalement sur la source A.

Différence de contraste entre les deux sources :

On observe cependant une différence de contraste sur les deux sources. Comme nous avons vérifié par temps de vol (cf. Section 3.2.5.2) que les deux nuages ont la même température, cette différence s'explique par un décalage relatif des positions des centres des deux nuages aux moments des interactions.

En effet, si les deux nuages atomiques n'ont pas la même trajectoire, ils n'explorent pas les mêmes zones du faisceau gaussien. Plus précisément, les pulsations de Rabi effectives ne

sont pas les mêmes pour les deux sources, ce qui induit une différence de contraste entre les deux systèmes de franges.

On peut évaluer la symétrie des trajectoires atomiques à partir des temps d'arrivée des nuages au niveau des zones de détection, à la montée comme à la descente (cf. Figure 3.5). Le nuage A arrive 1,1 ms plus tôt à la montée et 1,7 ms plus tard à la descente. Ceci correspond à un nuage lancé plus vite (avec $\frac{\Delta V}{V} = 10^{-3}$) et à partir d'une position initiale plus haute de 1 mm.

Il est possible de repérer directement les trajectoires atomiques, en leur appliquant une unique impulsion Raman à l'aide d'un faisceau de petit diamètre (1 mm) que l'on positionne suivant les axes Ox et Oz pour obtenir la probabilité de transition maximale (cf. Figure 5.4). La mesure manque de précision car le centrage du faisceau est peu critique par rapport à la dimension des nuages atomiques, mais elle permet d'obtenir une estimation des trajectoires. Pour avoir une mesure plus précise des trajectoires atomiques, on peut envisager de visualiser directement par fluorescence les nuages avec une caméra CCD. L'obtention d'une image dans le plan qui nous intéresse nécessite de disposer de faisceaux verticaux, ce qui n'est pas la géométrie actuelle mais qui est cependant possible sur le dispositif.

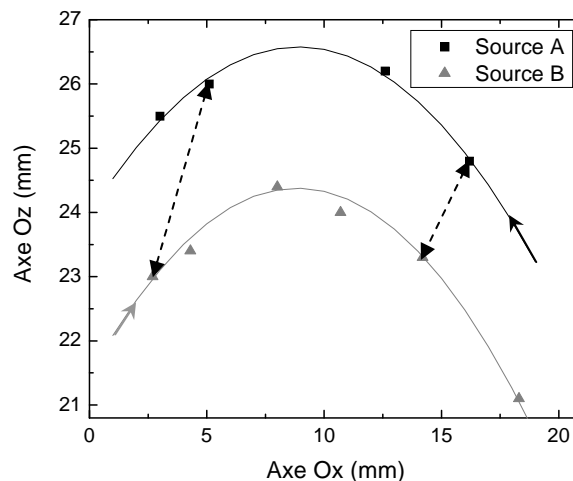


Figure 5.4 : Trajectoires atomiques scannées à l'aide d'une impulsion Raman. Les deux flèches en tirets relient des points qui devraient être superposés.

On trouve que la source A a une trajectoire plus haute de 2 mm par rapport à la trajectoire de la source B. On a aussi représenté sur la Figure 5.4 deux flèches en pointillés, reliant des points qui doivent se superposer, en tenant compte du temps d'arrivée des nuages atomiques en ces positions (les deux nuages devant se croiser au sommet de leur trajectoire). Ceci nous permet de visualiser l'écart spatial entre les deux sources en fonction du temps. Cet écart en position se creuse au fur et à mesure que le nuage A parcourt sa trajectoire, on en déduit que la source A est lancée plus vite que la source B, ce qui est compatible avec les mesures de temps de vol.

On a donc à la fois une erreur sur les positions initiales, et une erreur de vitesse de lancement entre les deux sources atomiques.

L'erreur sur la position initiale peut provenir de déséquilibres dans les rapports de puissance des lasers refroidisseurs. On pourrait la corriger en ajoutant des bobines en configuration Helmholtz pour décaler le zéro du gradient de champ magnétique.

Mais l'erreur principale est due à un écart en vitesse de lancement, qui peut provenir d'un défaut angulaire des directions des 6 lasers de refroidissement. Il serait possible de rattraper une telle erreur en jouant sur la différence de fréquence entre les lasers du haut et les

lasers du bas de chaque piège. Cependant, les lasers responsables du lancement sont les mêmes pour les deux sources atomiques, il n'est donc pas possible actuellement de modifier indépendamment les vitesses de lancement des deux sources.

On réalise donc un compromis sur la vitesse de lancement et sur le centrage des faisceaux Raman afin d'équilibrer les contrastes des deux sources. A terme, on envisage de modifier le coupleur de fibres pour contrôler indépendamment la vitesse de lancement des deux sources, et ajuster directement les rapports de puissance entre les lasers pour superposer les deux trajectoires atomiques, tout en optimisant indépendamment les températures des deux nuages.

5.1.2. Mesure du bruit

On étudie le bruit lors d'une interrogation de type Ramsey-Bordé symétrique en configuration copropageante. Dans ce cas, la demi-somme entre les deux déphasages permet d'évaluer le bruit induit par les différents parasites : fluctuations de la phase des lasers, du déplacement lumineux et du champ magnétique. La demi-différence donne accès au rapport signal à bruit optimal que l'on pourra obtenir en configuration rétro réfléchée. Enfin, la comparaison de ces données permet de vérifier la corrélation des bruits pour les deux sources, ainsi que leur réjection.

5.1.2.1. Rapport signal à bruit obtenu

Cette mesure s'effectue à flanc de frange, c'est-à-dire avec une probabilité de transition vers l'état excité proche de 50 %. Pour cela, on ajoute un déphasage constant sur la différence de phase entre les deux lasers Raman afin de se placer à flanc de frange pour les signaux fournis par les sources A et B. On mesure les fluctuations de la probabilité de transition d'un cycle à l'autre pour les deux nuages atomiques simultanément, afin d'en déduire les fluctuations de phase.

Après avoir calculé la demi-somme et la demi-différence des déphasages obtenus pour les deux sources atomiques, on calcule l'écart-type d'Allan de leurs fluctuations (cf. Annexe C). On obtient les courbes présentées Figure 5.5.

Les deux écarts-types d'Allan nous permettent de vérifier la corrélation des bruits mesurés.

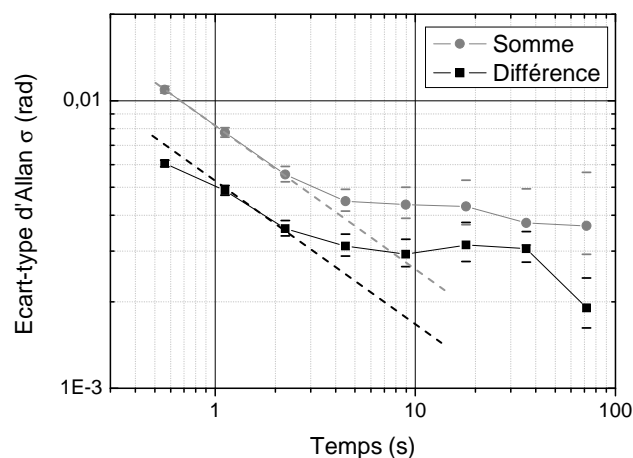


Figure 5.5 : Ecarts-types d'Allan calculés sur la demi-somme et la demi-différence des deux déphasages atomiques, obtenus à flanc de frange en configuration copropageante, pour $2T = 40$ ms. On a tracé sur le même graphe les pentes en $\tau^{-1/2}$ à titre comparatif.

Demi-différence :

En configuration copropageante, la demi-différence entre les deux déphasages correspond aux bruits non corrélés dans l'expérience, notamment le bruit de projection quantique et le bruit de détection. L'écart-type d'Allan est de 6 mrad, ce qui correspond à un rapport signal à bruit sur un coup de 165 (cf. Tableau 5.1). Il est défini comme l'inverse de l'écart-type d'Allan (cf. Annexe C, équ. C.4).

Calculons la contribution du bruit de projection quantique à la réduction du rapport signal à bruit. On tient compte du bruit de projection des atomes utiles, de puissance de bruit CN_0 où C est le contraste expérimental et N_0 le nombre total d'atomes disponibles pour l'interféromètre (cf. Section 3.6.1). Les atomes perdus par émission spontanée génèrent aussi un bruit de projection quantique. En considérant que les probabilités d'émission spontanée vers $F = 3$ et $F = 4$ sont équivalentes, la puissance de bruit générée est de $P_{sp}N_0$, où $P_{sp} = 5\%$ en cumulant les taux d'émission spontanée pendant les trois interactions.

Pour chaque source, le plus petit déphasage détectable $\delta\Phi$ limité par le bruit de projection quantique s'écrit alors :

$$\delta\Phi = \frac{\sqrt{(C + P_{sp})N_0}}{CN_0} \quad (5.3)$$

Lors de l'utilisation de deux sources atomiques pour la réjection de l'accélération, on obtient un plus petit déphasage détectable équivalent à un déphasage de rotation égal à :

$$\delta\Phi_{rot} = \frac{1}{2} \sqrt{\delta\Phi_A^2 + \delta\Phi_B^2} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{C_A N_{A0}} \left(1 + \frac{P_{sp}}{C_A}\right) + \frac{1}{C_B N_{B0}} \left(1 + \frac{P_{sp}}{C_B}\right)}} \quad (5.4)$$

où N_{A0} et N_{B0} sont les nombres d'atomes disponibles dans chaque source atomique, après préparation. Le nombre d'atomes détectés dans chaque nuage atomique est typiquement de $N_{A0} = N_{B0} = 6.10^4$ environ. Les contrastes expérimentaux pour chaque source sont de $C_A = 60\%$ et $C_B = 49,5\%$ pour cette expérience.

Compte tenu de ces paramètres expérimentaux, on calcule un rapport signal à bruit de 245, défini comme l'inverse du plus petit déphasage détectable. Il semble donc que, pour le contraste actuel en configuration copropageante, le bruit de projection quantique ne soit pas la principale limitation du rapport signal à bruit mesuré sur la demi-différence des deux déphasages atomiques.

Cependant, si le contraste des franges est plus faible, et si le taux d'émission spontanée augmente, ce bruit peut devenir limitant. On rencontrera notamment cette situation lors de la mesure du bruit en configuration rétro-réfléchiée (cf. Section 5.2.1.3).

D'autre part, le bruit de détection a été évalué expérimentalement en mesurant les fluctuations en sortie du système de détection sans atomes, il est équivalent à un seuil limite de détection de 90 atomes. Ce seuil est donc négligeable devant le bruit de projection quantique, la détection n'apparaît donc pas comme limitante.

On peut s'étonner du faible nombre d'atomes total détecté dans chaque nuage, par rapport au nombre attendu de 10^6 . Il apparaît que seulement une faible proportion d'atomes piégés sont finalement lancés vers la zone d'interaction : sur les quelque 10^8 atomes piégés, à peine 10^6 sont détectés dans la zone de détection à la montée. Cette perte d'atomes peut s'interpréter par une répartition inhomogène d'intensité des faisceaux refroidisseurs, due à une frange d'interférence ou de la lumière parasite. Ceci éjecte la plupart des atomes et on ne détecte qu'une faible proportion des atomes du piège. On perd ensuite près de 90 % des atomes lancés lors de la sélection micro-onde dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$.

Le nombre d'atomes utiles est donc faible par rapport au nombre attendu dans l'interféromètre, mais on peut espérer que le nouveau coupleur de fibres permettra d'améliorer le lancement des nuages atomiques et d'augmenter ce nombre.

Demi-somme :

La demi-somme affiche un écart-type de 10,9 mrad sur un coup, qui se moyenne à 3,7 mrad après un temps d'intégration de 72 s. Les différentes sources de bruit qui dégradent le rapport signal à bruit sur la demi-somme entre les deux déphasages sont de deux natures : elles peuvent induire soit un bruit de phase, soit un bruit d'amplitude sur les probabilités de transition.

Les sources de bruit de phase sont : le bruit résiduel sur le déphasage entre les deux faisceaux Raman, les fluctuations de déplacement lumineux et de champ magnétique. Pour un temps d'interaction de $2T = 40$ ms, le bruit de phase résiduel ajouté sur un coup par l'asservissement en phase et par la chaîne de fréquence est de 3,9 mrad rms. Les fluctuations du désaccord Raman induisent un bruit de phase négligeable (cf. Section 4.2.1). Les fluctuations du rapport de puissance des faisceaux Raman ont été évaluées (cf. Section 3.6.2), et ne sont pas susceptibles d'engendrer un déplacement lumineux suffisant pour expliquer le bruit mesuré.

Le bruit de phase mesuré sur un coup est donc plus élevé que celui attendu. Les fluctuations de champ magnétique n'ont pas été évaluées expérimentalement. Il serait possible qu'elles soient la source de bruit supplémentaire si elles atteignaient 2 % de la valeur du champ magnétique constant B_0 pendant le temps d'interaction total de 40 ms. Il apparaît que cette fluctuation est importante, et cela ne semble pas refléter la qualité de l'alimentation stabilisée utilisée pour générer le champ magnétique. Des expériences ultérieures permettront de vérifier la stabilité du champ magnétique, notamment en mesurant les probabilités de transition des atomes dans les sous-niveaux $m_F \neq 0$.

Différence	Somme
165	92

Tableau 5.1 : Rapports signal à bruit sur un coup (0,56 s), pour $2T = 40$ ms.

A plus long terme, les fluctuations de puissance des lasers peuvent expliquer que les écarts-types d'Allan ne se moyennent pas efficacement.

5.1.2.2. Limitations de la stabilité à plus long terme sur la demi-somme

L'écart-type d'Allan ne se moyenne pas efficacement à partir de 4 s environ. On soupçonne alors un bruit d'amplitude, c'est-à-dire une fluctuation du contraste, de la probabilité à mi-frange ou bien de la puissance du laser de détection. Afin de vérifier son origine, on mesure la stabilité de la probabilité de transition pour les deux sources atomiques lors d'une impulsion $\pi/2$ réalisée au sommet des trajectoires. On calcule le rapport entre les deux signaux afin d'en vérifier la corrélation (cf. Figure 5.6).

On observe des fluctuations des probabilités de transition de 8 %, avec une période de l'ordre de 240 s. Ces fluctuations lentes sont corrélées entre les deux sources, comme le montre la disparition presque complète de l'oscillation sur le rapport entre les probabilités de transition des deux nuages. Elles peuvent provenir de fluctuations de la puissance des faisceaux Raman, ou bien de la puissance du faisceau sonde.

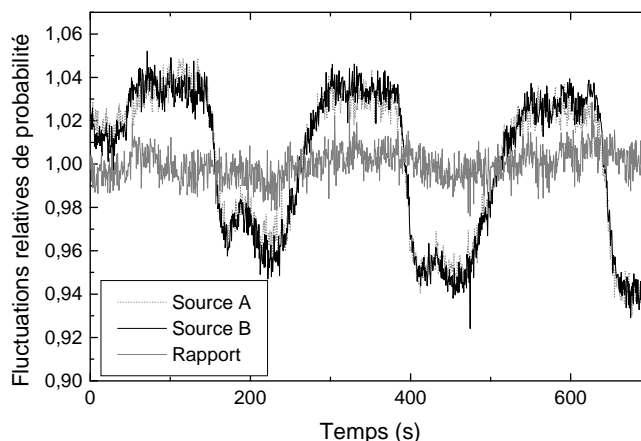


Figure 5.6 : Données temporelles des fluctuations de la probabilité de transition lors d'une impulsion $\pi/2$ pour les deux sources atomiques, et de leur rapport, normalisées à 1.

Cependant, on a mesuré parallèlement les fluctuations du nombre d'atomes détectés dans l'état $F = 3$, sans interaction Raman. Celles-ci sont de l'ordre de $8 \cdot 10^4$ et ne présentent pas cette oscillation. Le système de détection n'est donc pas responsable de ces fluctuations. On soupçonne les lasers Raman d'être à l'origine de ces fluctuations lentes.

A plus court terme, les fluctuations des probabilités de transition pour les deux sources ne sont pas corrélées. Elles sont probablement dues au bruit de projection quantique, qui est de cet ordre de grandeur pour le nombre d'atomes disponible.

La Figure 5.7 représente l'écart-type d'Allan des fluctuations mesurées lors de l'impulsion $\pi/2$ pour la source B. La source A fournit des résultats similaires. L'oscillation observée se traduit par un maximum de l'écart-type d'Allan autour de 70 s.

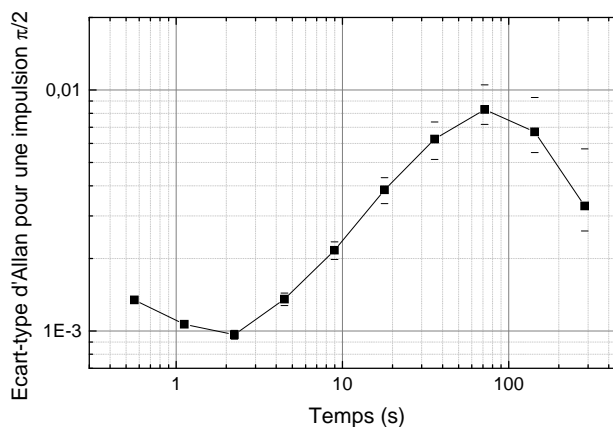


Figure 5.7 : Ecart-type d'Allan de la probabilité de transition lors d'une impulsion $\pi/2$.

On mesure alors la stabilité de puissance des deux lasers Raman (cf. Figure 5.8). On trouve la même allure de courbe que la stabilité des probabilités de transition, avec un maximum autour de 50 s. Ceci correspond à une oscillation dont la période est du même ordre de grandeur que la période de la climatisation de la pièce. Celle-ci engendre sur le banc Raman des fluctuations d'air et de température, qui font varier la puissance en sortie de fibre. La couverture du banc Raman avec une bâche a permis de réduire ces fluctuations, la Figure 5.8 correspond aux résidus de fluctuation de puissance des lasers Raman après mise en place de cette bâche.

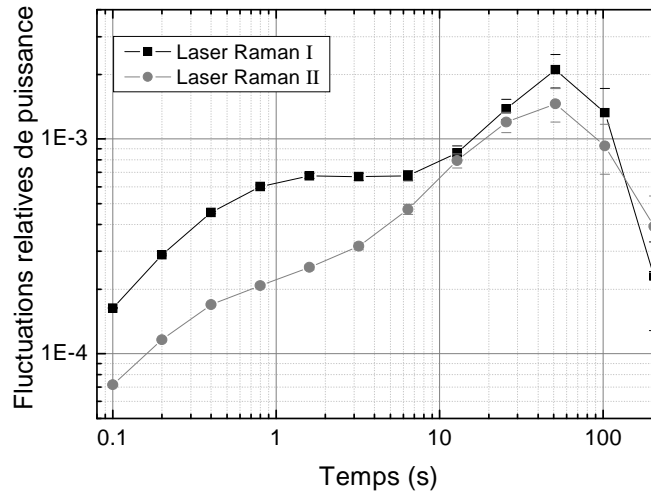


Figure 5.8 : Ecart-types d'Allan des fluctuations relatives de puissance des deux lasers Raman.

L'écart-type maximal des fluctuations est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$, ce qui est faible par rapport à celui observé sur la probabilité de transition lors d'une impulsion $\pi/2$. L'hypothèse la plus probable est que la fluctuation de probabilité de transition soit liée à des problèmes d'injection des lasers esclaves Raman induits par les variations de température de la pièce. Ce problème ne se traduit que par de faibles fluctuations des puissances laser, alors qu'il induit une forte fluctuation de la puissance utile des faisceaux Raman à la fréquence d'injection.

Afin de s'affranchir de ces fluctuations, on peut envisager d'asservir la puissance des lasers Raman. La réalisation expérimentale n'est pas aisée car les lasers sont pulsés et en polarisations croisées après le modulateur acousto-optique servant d'interrupteur optique. Il serait nécessaire de mesurer leur puissance seulement pendant les impulsions dont les durées sont de l'ordre de 10 à 20 μs , et d'agir sur le courant des diodes esclaves pour réduire les fluctuations long terme (de constante de temps 100 s). Actuellement, il a été décidé de compenser ces fluctuations qui se traduisent par des fluctuations de la probabilité à mi-frange pendant le traitement des données, comme on le verra dans la section 5.2.3.4.

La caractérisation de l'interféromètre en configuration copropageante a permis d'identifier les différents facteurs limitant l'expérience.

Le contraste obtenu de 60 % dans cette configuration est compatible avec les simulations effectuées, prenant en compte la dispersion en position initiale des sources, la dispersion en vitesse des nuages suivant les axes Ox et Oz couplée à la répartition gaussienne des faisceaux Raman, et la perte de contraste due à l'émission spontanée et au résidu d'atomes mal poussés au moment de la préparation.

Les écarts de trajectoires atomiques sont par ailleurs à l'origine d'une différence entre les contrastes mesurés pour les deux sources. Ils sont dus à un écart entre les vitesses de lancement, provenant de défauts d'alignement des faisceaux de refroidissement.

Le rapport signal à bruit sur la demi-différence est de 165. Il n'est actuellement pas limité par le bruit de projection quantique. D'autres sources de bruit non corrélé peuvent être à l'origine de cette réduction du rapport signal à bruit : la lumière parasite sur les photodiodes de détection, ou une différence de puissance des sondes réduisant l'efficacité de la réjection lors de la soustraction entre les deux déphasages des deux sources. Cependant, le rapport signal à bruit actuel permet d'atteindre une sensibilité maximale de $3 \cdot 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ sur une

mesure d'accélération et $5.10^{-7} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ sur une mesure de rotation pour $2T = 60 \text{ ms}$, et d'effectuer ainsi les premiers tests sur le capteur.

Sur la demi-somme, le bruit mesuré sur un coup est de $10,9 \text{ mrad rms}$. L'évaluation du bruit de phase laser et des fluctuations de déplacement lumineux ne permettent pas d'expliquer ce niveau de bruit de phase atomique. Il est possible que les fluctuations de champ magnétique induisent un bruit de phase réduisant le rapport signal à bruit, ceci doit être vérifié expérimentalement. Dans tous les cas, ce bruit sera à l'origine de la dégradation de la sensibilité de l'interféromètre pour une mesure de rotation.

A plus long terme, on a identifié que les lasers Raman présentaient des fluctuations de puissance à une période proche de 100 s , qui correspond à la période de la climatisation de la pièce. On pourra compenser ces fluctuations en mesurant alternativement le signal de part et d'autre de la frange, ce qui permet de s'affranchir des fluctuations lentes du contraste (cf. Section 5.2.3.4).

Le passage en configuration rétroréfléchie va permettre de faire fonctionner l'interféromètre en capteur inertiel, et de déterminer ses performances dans cette configuration.

5.2. Configuration rétroréfléchie

Dans cette section, on fait fonctionner l'interféromètre en configuration rétroréfléchie. Dans ce cas, la norme du vecteur d'onde effectif des transitions Raman correspond à la somme des normes des deux vecteurs d'onde optiques. La sensibilité aux forces d'inertie n'étant plus négligeable, on réalise un gyromètre-accéléromètre.

Les transitions Raman dans les configurations contrapropageante et rétroréfléchie sont sélectives en vitesse. Ainsi, le nombre d'atomes utiles contribuant au signal est plus faible si la température atomique est trop importante. Nous en verrons les conséquences sur l'efficacité des transitions ainsi que sur le contraste des franges d'interférence (cf. Section 5.2.1).

D'autre part, à cause du fonctionnement pulsé du dispositif, les accélérations à haute fréquence créent un bruit de phase parasite par repliement de spectre, qui dégrade les mesures d'accélération et de rotation. Il convient de réduire ces vibrations à l'aide d'une plate-forme d'isolation (cf. Section 5.2.3). Après une première optimisation de ses performances, le gyromètre est utilisé pour une mesure préliminaire de la rotation de la Terre (cf. Section 5.2.4).

5.2.1. Evaluation du contraste

5.2.1.1. Sélectivité en vitesse transverse des transitions Raman

Dans le cas où la transition Raman s'effectue avec des faisceaux lasers de vecteurs d'onde opposés, l'effet Doppler résultant de la transition s'écrit (cf. équ. 2.14) :

$$\delta_D = \frac{(\vec{k}_R - \vec{k}_I) \cdot \vec{p}}{M} \quad (5.5)$$

Cet effet Doppler engendre un désaccord par rapport à la résonance atomique, qui réduit la probabilité de transition pour les atomes de vitesse la plus éloignée de la vitesse atomique moyenne. Ceci crée une sélection en vitesse transverse des atomes, dans la

direction des faisceaux Raman, dont l'importance dépend de la distribution en vitesse du nuage atomique.

Remarquons que dans le cas de la configuration rétro-réfléchie, les faisceaux Raman sont inclinés de 6° dans le plan horizontal, par rapport à la normale à la trajectoire atomique (cf. Section 3.5.3.3). La sélection en vitesse s'effectue donc à la fois suivant la direction Oy et suivant la direction de propagation des atomes Ox, avec des poids respectifs de $\cos 6^\circ$ et $\sin 6^\circ$:

$$\delta_D = kV_x \cdot \sin 6^\circ + kV_y \cdot \cos 6^\circ \quad (5.6)$$

La contribution majeure est donc celle qui s'effectue dans la direction Oy. On considérera alors $\cos 6^\circ \sim 1$ afin de simplifier les équations.

D'après l'équation (2.26), en supposant que le déplacement lumineux est compensé, et que le désaccord à résonance δ_{eff} est choisi pour annuler le désaccord Doppler suivant Ox ($kV_x \sin 6^\circ$) (cf. Section 3.5.3.3), la probabilité de transition de l'état $|f, \vec{p}\rangle$ vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}\rangle$

lors d'une interaction de durée τ avec les faisceaux Raman s'écrit :

$$P = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_{eff}^2 + (kV_y)^2} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_{eff}^2 + (kV_y)^2} \frac{\tau}{2} \right) \quad (5.7)$$

On définit la sélection en vitesse à partir de la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe obtenue en fonction du désaccord δ_D . Pour une impulsion $\pi/2$ ($\Omega_{eff} \tau = \pi/2$), on trouve une sélection en vitesse égale à :

$$\Delta V = \sqrt{3} \frac{\pi}{2k\tau} \approx \frac{2,7}{k\tau} \quad (5.8)$$

Ainsi, une impulsion de plus grande durée sera plus sélective en vitesse transverse et réduira le nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre. Dans le cas d'une impulsion π ($\Omega_{eff} \tau = \pi$), la demi-largeur à mi-hauteur de l'impulsion est :

$$\Delta V \approx 0,8 \frac{\pi}{k\tau} \approx \frac{2,5}{k\tau} \quad (5.9)$$

Les sélectivités en vitesse étant quasiment équivalentes en fonction de la durée τ pour les deux types d'impulsions, on a tout intérêt à utiliser la même durée d'impulsion pour les trois interactions, afin d'harmoniser les sélectivités en vitesse. Il est donc judicieux d'excentrer les faisceaux Raman d'environ 2 mm en-dessous du sommet de la trajectoire afin d'ajuster leurs intensités et donc les pulsations de Rabi effectives pour que les sélections en vitesse soient similaires pour les trois impulsions de l'interféromètre.

Pour une impulsion π de durée $\tau = 17 \mu\text{s}$, la sélection en vitesse transverse dans l'interféromètre est de 10 mm.s^{-1} , soit $2,8 V_{rec}$. La dispersion en vitesse des nuages atomiques étant de $3,5 V_{rec}$, l'interaction avec les lasers Raman crée un filtre qui sélectionne les atomes les plus proches de la vitesse transverse nulle (cf. Figure 5.9). En supposant dans un premier temps que l'intensité des faisceaux Raman est uniforme, cela signifie que 57 % seulement des atomes effectuent la transition Raman, le reste créant un fond continu sur le signal de franges atomiques.

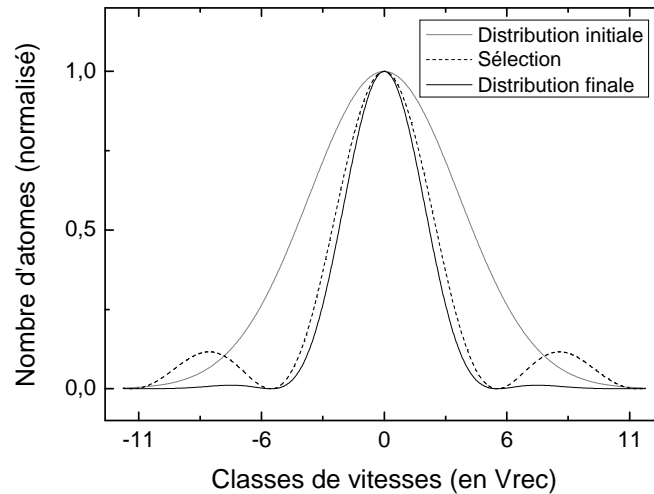


Figure 5.9 : Modélisation de la sélectivité en vitesse transverse d'une impulsion π . La distribution en vitesse initiale, de largeur $3,5 V_{rec}$, est multipliée par la sélection en vitesse due à l'impulsion de durée $17 \mu s$.

5.2.1.2. Probabilité de transition pour une impulsion π

La probabilité de transition mesurée pour une impulsion π dépend de la dispersion en vitesse des nuages atomiques pour deux raisons :

- la dispersion en vitesse suivant la direction Oy des faisceaux Raman entraîne une réduction du nombre d'atomes utiles par sélection en vitesse transverse,
- la dispersion en vitesse suivant les axes Ox et Oz , dans le plan de la trajectoire atomique, se traduit par une dispersion en position au niveau de la zone d'interaction. L'intensité des faisceaux Raman n'étant pas uniforme mais de distribution gaussienne, les atomes ne voient pas tous la même pulsation de Rabi effective, ce qui réduit encore la probabilité de transition maximale. Ce phénomène apparaissait déjà en configuration copropageante.

La simulation de la probabilité de transition en réponse à une impulsion π est présentée Figure 5.10 pour trois dispersions en vitesse. Plus le nuage atomique présente une forte dispersion en vitesse, plus la probabilité de transition maximale est réduite. Avec une dispersion de vitesse de $3,5 V_{rec}$, la probabilité de transition dans l'état excité sera de 47 %. Ceci revient à calculer le produit de deux contrastes, l'un dû à la sélection en vitesse transverse et l'autre dû à la répartition inhomogène d'intensité des faisceaux Raman, à l'émission spontanée et au résidu d'atomes mal poussés.

Dans la configuration rétro réfléchée, le taux d'émission spontanée est doublé par la présence de deux paires de faisceaux Raman, il est donc de 5 %. D'autre part, on observe que la dispersion en vitesse transverse élargit l'impulsion de Rabi et lisse les ailes de la fonction sinus cardinal.

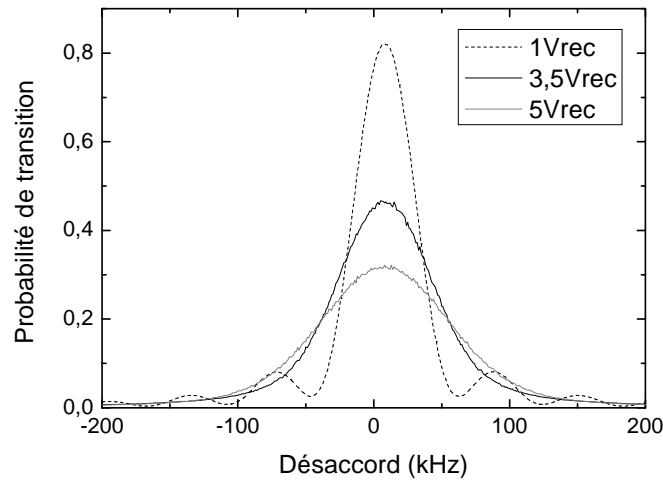


Figure 5.10 : Simulation du profil de Rabi pour une impulsion π de $17 \mu\text{s}$ pour différentes dispersions en vitesse du nuage.

En pratique, on peut mesurer la probabilité de transition en fonction du désaccord, en décalant la différence de fréquence entre les deux lasers Raman comme on l'a fait en configuration copropageante (cf. Section 5.1.1.1). En configuration rétro réfléchée, le balayage du désaccord fait aussi apparaître la seconde transition possible, avec la seconde paire de faisceaux Raman (cf. Figure 3.23), ainsi qu'un résidu de transition copropageante. On n'a donc pas accès au seul profil de Rabi qui nous intéresse. De plus, le recouvrement des autres transitions possibles augmente sa probabilité de transition maximale. Celle-ci est de 61 %, ce qui reste compatible avec la prévision théorique.

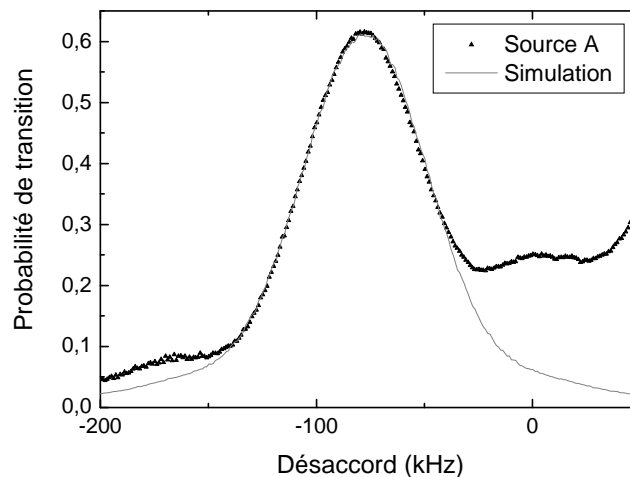


Figure 5.11 : Mesure expérimentale et simulation d'une impulsion π de Rabi en configuration rétro réfléchée.

5.2.1.3. Contraste des franges pour une interrogation $\pi/2 - \pi - \pi/2$

Pour une interrogation $\pi/2 - \pi - \pi/2$, on retrouve que le contraste des franges en configuration rétro réfléchée est plus faible qu'en configuration copropageante. Il décroît plus vite en fonction de la dispersion en vitesse du nuage à cause de la sélection en vitesse transverse (cf. Figure 5.12).

On peut remarquer que la simulation ne donne pas des contrastes de 100 % à température nulle en configurations copropageante et rétro réfléchée : ceci est dû au fait que, d'une part, les paramètres de l'expérience, notamment les durées des impulsions, ont été optimisées pour une dispersion de $3,5 V_{rec}$. D'autre part, l'émission spontanée réduit le

contraste et est deux fois plus élevée en configuration rétro-réfléchi : le taux global d'émission spontanée sur les trois interactions est de 10 %.

Le contraste attendu en configuration rétro-réfléchi pour une dispersion en vitesse de $3,5 V_{rec}$ est de 25 % pour les paramètres expérimentaux suivants : durée totale d'interaction de $2T = 60$ ms, impulsions de durée $\tau = 19, 21$ et $19 \mu\text{s}$ pour les trois impulsions Raman et faisceaux Raman de waist $15,3$ mm.

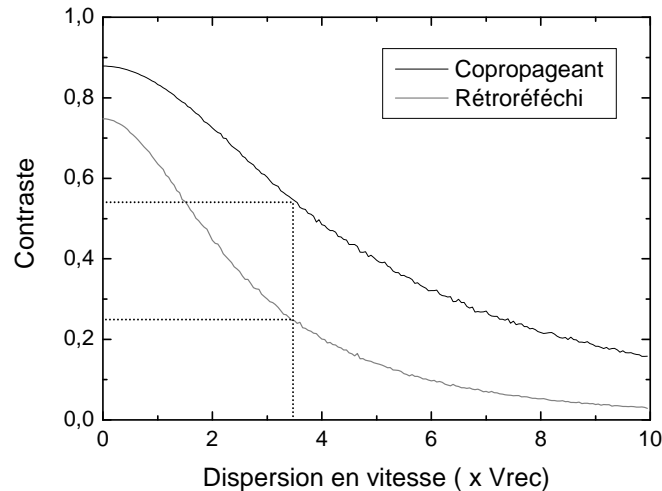


Figure 5.12 : Réduction du contraste par la sélection en vitesse, pour $2T = 60$ ms.

On peut ainsi espérer obtenir un contraste maximal de l'ordre de 25 % pour un interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique avec trois interactions Raman, en configuration rétro-réfléchi.

5.2.2. Premières mesures

5.2.2.1. Franges expérimentales

L'expérience est tout d'abord réalisée avec un temps d'interaction total de $2T = 20$ ms. Les durées des impulsions sont de $16 \mu\text{s}$ pour les impulsions $\pi/2$ et $18 \mu\text{s}$ pour l'impulsion π . On utilise comme dans la configuration copropageante la sensibilité à la phase afin de faire défiler les franges d'interférences atomiques et de mesurer le rapport signal à bruit. On observe alors des franges d'interférences pour les deux sources atomiques lorsqu'on balaye la différence de phase entre les lasers Raman entre la seconde et la troisième interaction (cf. Figure 5.13).

Les franges présentent des contrastes de 15 % pour la source A et 32 % pour la source B. Les deux sources atomiques étant générées à partir des mêmes faisceaux de refroidissement, cette différence entre les contrastes s'explique par le fait que, lors de cette expérience, l'optimisation des paramètres de refroidissement a été effectuée pour maximiser le contraste d'une source au détriment de l'autre (cf. Section 5.1.1.2).

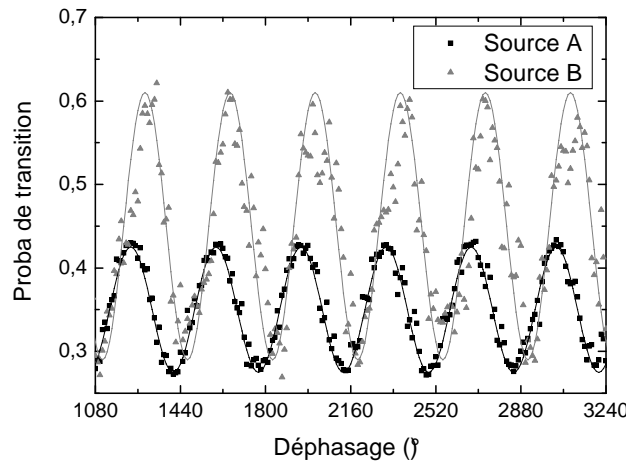


Figure 5.13 : Franges d'interférences en configuration rétro réfléchée, avec $2T = 20$ ms.

D'autre part, les deux systèmes de franges sont déphasés l'un par rapport à l'autre. Un déphasage entre les deux sources provient d'un biais dans la mesure, qui apparaît sur la demi-différence entre les deux signaux, donc du côté de l'accélération. Ceci signifie que l'appareil mesure une accélération constante. C'est la projection de l'accélération de pesanteur suivant la direction des faisceaux Raman, qui montre que les faisceaux ne sont pas rigoureusement horizontaux (cf. Section 4.3.1). On peut alors recalibrer les deux systèmes de franges en phase en modifiant l'inclinaison du support de l'interféromètre, pour annuler la projection de l'accélération de pesanteur. Ceci sera fait dans la suite des expériences.

Enfin, il est surtout important de noter sur ces courbes le bruit élevé qui dégrade le rapport signal à bruit des franges. En effet, dans cette configuration la sensibilité aux forces d'inertie induit une sensibilité aux vibrations du sol. La mesure de bruit à flanc de frange nous permettra d'identifier que ce bruit provient bien d'accélération parasites.

5.2.2.2. Mesure du rapport signal à bruit

On fixe le déphasage entre les deux faisceaux Raman pour se placer à flanc de frange pour les deux sources atomiques. On trace l'écart-type d'Allan de la demi-somme et la demi-différence des deux signaux, équivalentes dans cette configuration respectivement à la rotation et à l'accélération (cf. Figure 5.14).

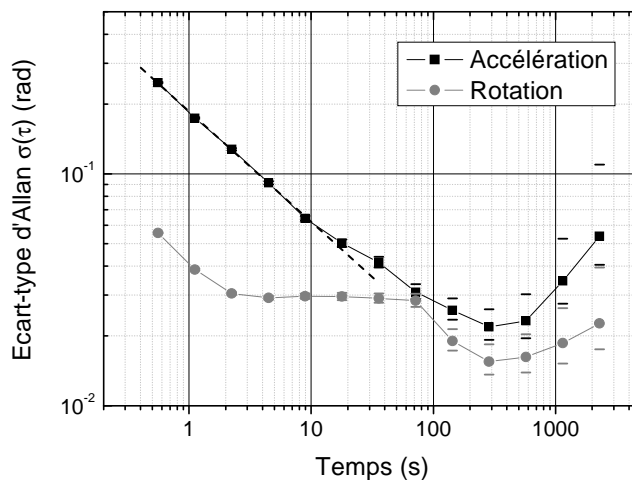


Figure 5.14 : Ecarts-types d'Allan calculés sur la demi-somme et la demi-différence des deux déphasages, obtenues à flanc de frange en configuration rétro réfléchée pour $2T = 20$ ms.

On observe alors un bruit égal à 0,25 rad rms pour l'accélération et 55 mrad rms pour la rotation, sur un coup. Ceci nous conforte dans l'idée que les accélérations parasites sont prépondérantes et sont la cause du faible rapport signal à bruit sur les franges. Du côté de la rotation, le bruit est important aussi ; on l'attribue aux fluctuations de température et aux vibrations d'air sur le banc Raman, engendrant un bruit d'amplitude vu sur la demi-somme. Depuis cette mesure, une bâche a été placée sur le banc afin de limiter l'amplitude de variation de température (cf. Section 5.1.2.2).

On observe d'autre part une remontée des écarts-types d'Allan à partir de 300 s, qui peut être le signe d'une dérive. Nous détaillerons ce point dans la section 5.2.3.3.

Les rapports signal à bruit sur un coup pour une mesure de rotation et une mesure d'accélération obtenus à ce stade de l'expérience sont présentés dans le Tableau 5.2.

Rotation	Accélération
18	4

Tableau 5.2 : Rapports signal à bruit sur un coup, pour $2T = 20$ ms.

La limitation principale du rapport signal à bruit étant due aux accélérations parasites, il est primordial de les réduire à l'aide d'une plate-forme d'isolation des vibrations placée sous le support de l'interféromètre.

5.2.3. Plate-forme d'isolation des accélérations parasites

5.2.3.1. Caractérisation de la plate-forme

On met en place une plate-forme passive d'isolation des vibrations, du type Nano-K 350BM-1. Afin de vérifier son efficacité, un accéléromètre (Guralp T40) mesure la densité spectrale de bruit d'accélération sur le sol et sur la plate-forme, dans la direction horizontale parallèle aux faisceaux Raman (cf. Figure 5.15).

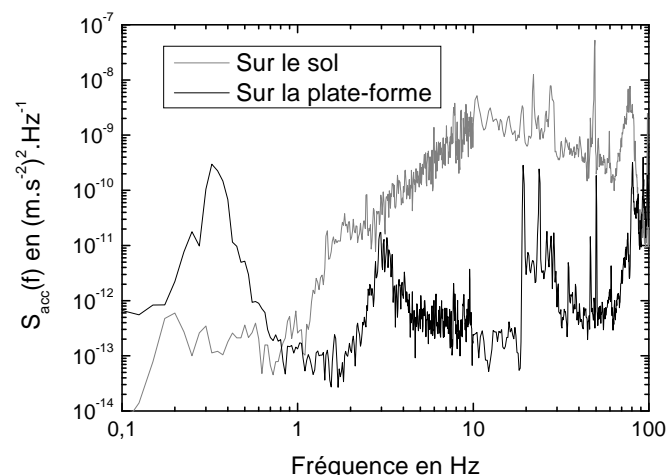


Figure 5.15 : Densités spectrales de bruit d'accélération mesurées sur le sol (gris) et sur la plate-forme d'isolation (noir) dans la direction horizontale.

On observe une nette réduction du bruit d'accélération, jusqu'à 4 ordres de grandeur en puissance de bruit, grâce à la plate-forme d'isolation. C'est principalement dans le domaine de fréquences de 1 à 100 Hz que la plate-forme est efficace. A plus basse fréquence, un pic

de bruit apparaît à 0,35 Hz. Cette fréquence correspond à la fréquence d'oscillation de la plate-forme, qui dépend de sa charge.

Les densités spectrales de bruit mesurées sont pondérées par la réponse en fréquence de l'interféromètre, afin d'en déduire la contribution des vibrations au bruit de phase mesuré sur les franges. On utilise l'expression (3.48) donnée dans la section 3.6.3.2. La fonction de transfert pour l'accélération dépendant du temps d'interaction total, on pondère les densités spectrales de bruit avec et sans plate-forme pour plusieurs temps d'interaction (cf. Tableau 5.3).

Fréquences (Hz)	Sol (rad rms)			Plate-forme (rad rms)			
	2T = 20	2T = 40	2T = 60	2T = 20	2T = 40	2T = 60	2T = 80
0,1 → 1	0,001	0,003	0,005	0,007	0,028	0,064	0,113
1 → 10	0,100	0,377	0,762	0,005	0,018	0,040	0,067
10 → 100	0,302	0,727	1,034	0,021	0,050	0,047	0,022
Somme (rad rms)	0,319	0,819	1,285	0,023	0,061	0,088	0,134

Tableau 5.3 : Contribution du bruit d'accélération sur le déphasage atomique, lorsque l'appareil est placé sur le sol ou sur la plate-forme d'isolation des vibrations.

La contribution des vibrations au bruit de phase mesuré en sortie de l'interféromètre augmente en fonction du temps d'interaction utilisé, puisque l'appareil est d'autant plus sensible aux accélérations.

Pour un temps d'interaction de $2T = 20$ ms, les vibrations mesurées sur le sol ramènent un bruit supérieur à 0,3 rad rms sur le déphasage atomique, dont la contribution majeure est celle de la décade de 10 à 100 Hz. Ceci explique pourquoi le bruit de phase équivalent accélération mesuré est aussi élevé. On retrouve d'ailleurs effectivement le même ordre de grandeur de bruit que celui mesuré à flanc de frange à l'aide de l'écart-type d'Allan, soit 0,25 rad rms.

On peut comprendre le fait qu'on ne retrouve pas exactement la même valeur de bruit car les deux mesures n'ont pas été réalisées aux mêmes instants et le résultat dépend de l'environnement vibratoire. D'autre part, le calcul de la contribution du bruit d'accélération est effectué en moyennant sur la phase de chaque composante spectrale du bruit (cf. Section 3.6.3.2). Cette méthode ne considère pas les différentes corrélations qu'il pourrait y avoir entre les différentes composantes du spectre, pour lesquelles les sommes quadratiques ne sont plus valides.

L'utilisation de la plate-forme d'isolation permet de réduire la contribution des vibrations : le bruit d'accélération est abaissé de plus de 92 %.

On peut alors augmenter le temps d'interaction à $2T = 60$ ms, temps pour lequel les vibrations parasites engendrent un bruit de 88 mrad rms. Un tel temps d'interaction ne serait pas réalisable sans la plate-forme, puisque le bruit ramené dans ce cas est supérieur à 1 rad rms et brouillerait les franges d'interférences atomiques.

Cependant, pour des temps d'interaction plus grands ($2T \geq 80$ ms), le rapport signal à bruit sur la rotation sera limité par les vibrations. La contribution majeure provenant du pic de résonance de la plate-forme elle-même, il sera nécessaire, lorsque l'on voudra passer à ces temps d'interaction, de mieux optimiser la plate-forme pour notre gyromètre, notamment en ajustant précisément sa charge.

5.2.3.2. Franges obtenues sur le dispositif isolé

Cette plate-forme permet d'observer des franges d'interférences avec un temps d'interaction de $2T = 60$ ms (cf. Figure 5.16). Les durées des impulsions sont de $22 \mu\text{s}$ pour les impulsions $\pi/2$ et $19 \mu\text{s}$ pour l'impulsion π .

Les contrastes obtenus sont de 14,4 % pour la source A et 10,6 % sur la source B. Dans cette expérience, les températures des deux nuages atomiques ont été équilibrées de manière à obtenir un contraste similaire, et on a recalé en phase les deux systèmes de franges en jouant sur l'inclinaison de la plate-forme pour assurer son horizontalité.

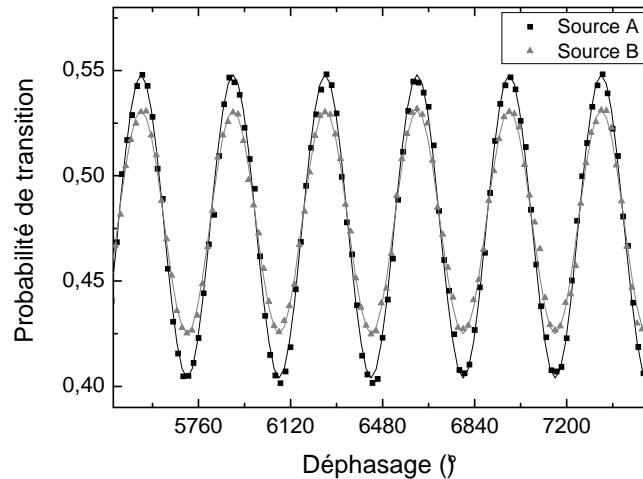


Figure 5.16 : Franges d'interférences pour les deux sources atomiques, obtenues avec la mise en place de la plate-forme d'isolation des vibrations ($2T = 60$ ms).

Le contraste attendu d'après la simulation est de 25 %. On pourrait expliquer cette différence par les défauts de trajectoire entre les deux sources, qui obligent à s'écarter de la position optimale de la paire de faisceaux Raman pour équilibrer les deux contrastes. Cependant, même lorsqu'on essaie d'optimiser une seule source atomique, le contraste obtenu n'est que de 18 %. Les nuages atomiques présentent une forte dispersion en position du fait de leur température élevée. Pour cette raison, les impulsions $\pi/2$ étant réalisées en bord de faisceau, une partie des nuages atomiques interagit avec des lasers Raman dont la phase est perturbée par la diffraction de bord (cf. Section 4.3). Il est donc probable que le contraste expérimental soit plus faible pour cette raison.

Toutefois, pour un temps d'interaction trois fois plus grand que précédemment, donc une sensibilité aux forces d'inertie 9 fois plus importante, on observe que le bruit est beaucoup plus faible grâce à l'utilisation de la plate-forme d'isolation des vibrations.

Afin de quantifier ce gain en rapport signal à bruit, on mesure les fluctuations de la probabilité de transition à flanc de frange (cf. Figure 5.17). Dans cette expérience, le temps d'interaction est de $2T = 40$ ms.

L'écart-type d'Allan de la demi-différence suit la même évolution que celle observée Figure 5.14, avec une pente proche de $\tau^{-1/2}$ pour de faibles temps d'intégration. Cependant, le bruit est plus faible que sans plate-forme, avec un écart-type de bruit sur un coup de 47 mrad. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la contribution du bruit calculée à partir de la mesure de la densité spectrale de bruit d'accélération.

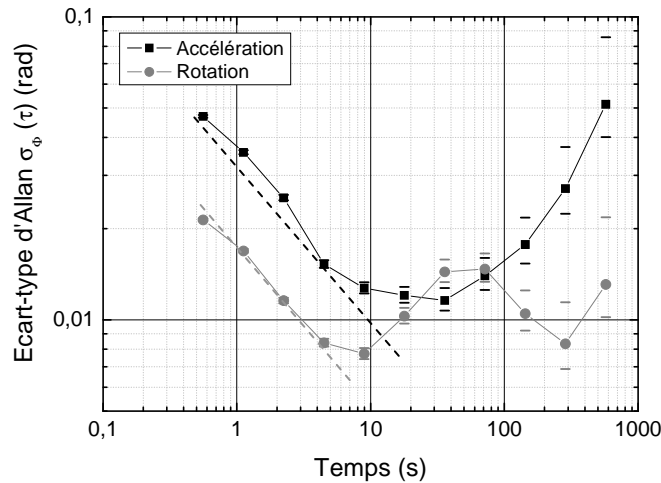


Figure 5.17 : Ecart-types d'Allan calculés sur la demi-somme et la demi-différence des deux déphasages, obtenues avec la plate-forme d'isolation pour $2T = 40$ ms.

Le bruit sur la demi-somme est lui aussi réduit, grâce à la mise en place de la bâche limitant les variations de température du banc Raman : on mesure un écart-type de bruit de 21,4 mrad sur un coup. Le rapport signal à bruit sur un coup est alors :

Rotation	Accélération
47	21

Tableau 5.4 : Rapports signal à bruit sur un coup avec la plate-forme, pour $2T = 40$ ms.

Le bruit mesuré sur la demi-somme correspond non seulement à la rotation mais aussi à tout bruit de phase ou d'amplitude apparaissant sur la demi-somme des deux signaux. Le bruit de phase des lasers Raman, le bruit de projection quantique, ou une fluctuation de la puissance des lasers Raman peuvent être à l'origine du bruit mesuré sur la rotation. En particulier, on observe un pic sur l'écart-type d'Allan autour de 50 s, correspondant à une oscillation à la période 100 s. C'est la même période qui avait été mesurée sur les fluctuations résiduelles de puissance des faisceaux Raman après mise en place de la bâche (cf. Section 5.1.2.2). C'est donc plus probablement un bruit d'amplitude que l'on mesure à cette période, et qu'il faudra compenser.

D'autre part, on observe une forte remontée de l'écart-type d'Allan à partir d'un temps d'intégration de 30 s, particulièrement du côté de l'accélération, qui pourrait être due à une dérive de l'inclinaison de la plate-forme d'isolation.

On souhaite donc apporter deux améliorations : d'une part, la réduction de la dérive due à l'inclinaison de la plate-forme (cf. Section 5.2.3.3), d'autre part la compensation du bruit d'amplitude observé sur la demi-somme (cf. Section 5.2.3.4).

5.2.3.3. Inclinaison de la plate-forme

On mesure, simultanément aux probabilités de transitions, l'inclinaison de la plate-forme d'isolation à l'aide d'un inclinomètre deux axes (Applied Geomechanics 701-2A). Les fluctuations de l'inclinaison suivant la direction des faisceaux Raman sont comparées à la demi-somme et la demi-différence sur la Figure 5.18.

Sur la demi-somme équivalente à la rotation, on retrouve l'oscillation de période environ 100 s correspondant aux fluctuations d'amplitude du signal. Sur la demi-différence, on observe une dérive du déphasage, corrélée avec la dérive d'inclinaison de la plate-forme. La dérive de l'orientation de la plate-forme est donc responsable de la dérive du signal.

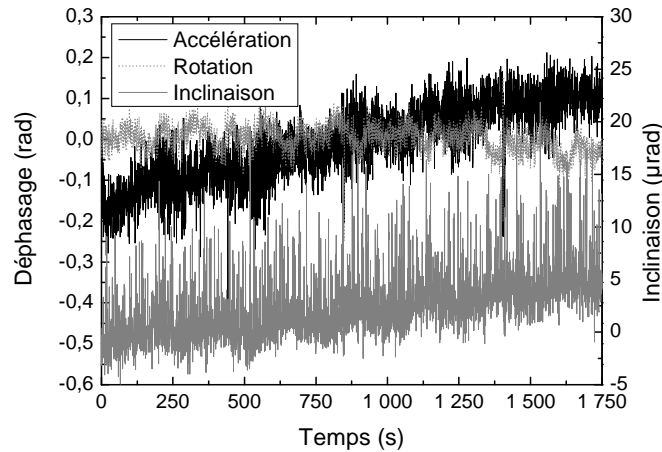


Figure 5.18 : Fluctuations temporelles de la demi-somme et la demi-différence, comparées à la variation de l'inclinaison de la plate-forme d'isolation.

En effet, une variation de l'horizontalité de la plate-forme d'isolation modifie la direction des faisceaux Raman. La projection de l'accélération de pesanteur g sur cet axe n'est plus nulle, ce qui entraîne un déphasage sur l'accélération. On mesure donc les fluctuations de l'angle avec lequel se projette l'accélération de pesanteur sur la direction de propagation des faisceaux Raman.

L'inclinaison de la plate-forme a varié de $6 \mu\text{rad}$ sur la durée de la mesure, de 30 minutes environ. Ceci crée une dérive du déphasage de $0,35 \text{ rad}$ sur l'accélération sur cette durée (cf. Section 4.3.1).

Afin de réduire ce phénomène, on met en place un asservissement basse fréquence de l'inclinaison de la plate-forme, en compensant ses dérives par le mouvement de masses sur la plate-forme pour modifier son centre de gravité.

Grâce à l'asservissement de l'inclinaison de la plate-forme, on obtient la stabilité présentée Figure 5.19, avec un temps d'interaction total de $2T = 60 \text{ ms}$. On compare les données avec et sans asservissement en convertissant les stabilités de phase en stabilités sur l'accélération.

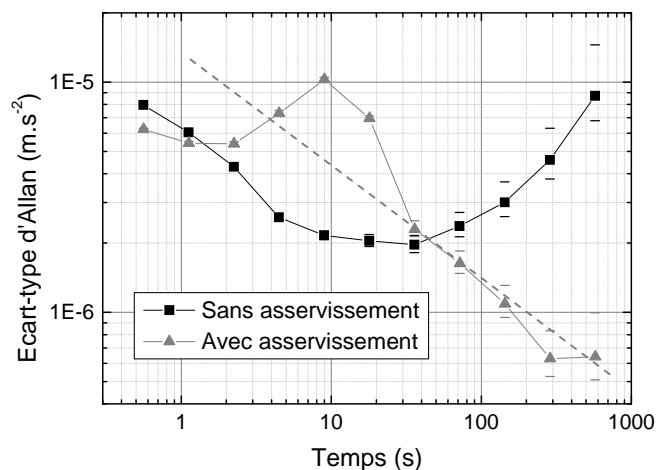


Figure 5.19 : Conversion en accélération (m.s^{-2}) de la stabilité mesurée avec et sans asservissement de l'inclinaison de la plate-forme d'isolation.

La dérive observée sur l'accélération a disparu grâce à la mise en place de l'asservissement. On retrouve une pente proche de $\tau^{-1/2}$, ce qui nous permet d'atteindre une stabilité sur l'accélération de $6,4 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ après un temps d'intégration de 575 s.

Cependant, on remarque un pic autour de 10 s, correspondant à une oscillation due à l'asservissement de l'inclinaison de la plate-forme, de fréquence 0,05 Hz.

Cet asservissement rajoute donc du bruit pour des temps d'intégration de l'ordre de 10 s, mais il permet d'intégrer sur des échelles de temps plus longues sans qu'une dérive apparaisse.

5.2.3.4. Compensation des fluctuations de la probabilité à mi-frange

La probabilité de transition mesurée s'écrit en fonction du déphasage $\Delta\Phi$ et du contraste C :

$$P = P_m + \frac{C}{2} \cos \Delta\Phi \tag{5.10}$$

où P_m est la probabilité de transition à mi-frange. En effet, compte tenu de la sélectivité en vitesse des transitions, et de manière générale de l'efficacité des séparatrices, la probabilité mesurée à mi-frange peut être différente de $1/2$.

Après linéarisation, le déphasage mesuré pour les deux sources atomiques est extrait des mesures de probabilité de transition à partir de l'expression suivante :

$$\Delta\Phi = \frac{2(P - P_m)}{C} \tag{5.11}$$

Si les puissances des faisceaux Raman fluctuent pendant la mesure, les variations induisent une fluctuation de la probabilité à mi-frange P_m , que l'on pourrait attribuer à une fluctuation du déphasage.

On compense alors les fluctuations lentes de P_m en se plaçant de part et d'autre de la frange centrale : on alterne à chaque cycle des déphasages de $+\pi/2$ et $-\pi/2$, la moyenne par filtre glissant sur 10 ensembles permet d'accéder à P_m .

Remarquons que ce traitement des données n'élimine pas la sensibilité à une éventuelle dérive du déphasage, il ne fait que compenser les fluctuations de la probabilité à mi-frange (cf. Figure 5.20). Si le déphasage lui-même varie, la moyenne entre les mesures à $+\pi/2$ et $-\pi/2$ reste identique. Par ailleurs, les fluctuations du contraste C , dues par exemple à des fluctuations de température des pièges, n'interviennent que si la mesure ne s'effectue pas à flanc de frange, et influent sur le facteur d'échelle.

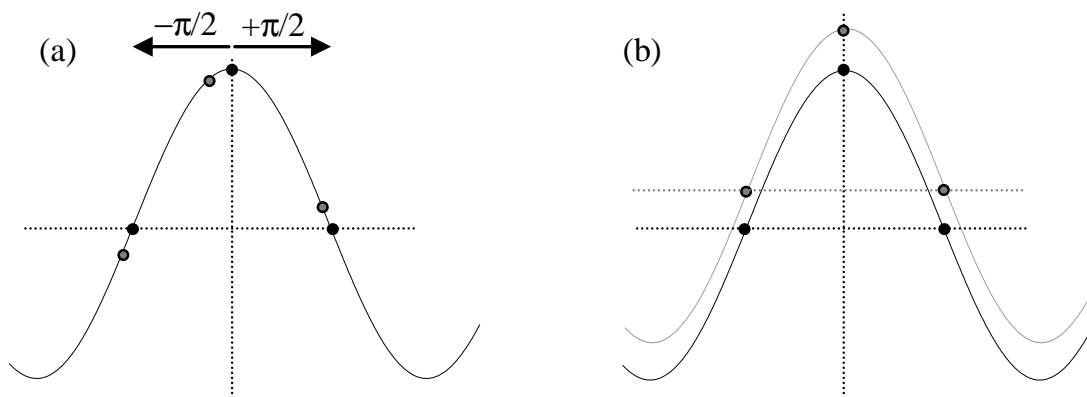


Figure 5.20 : Influences (a) d'une dérive du déphasage et (b) d'une fluctuation de la probabilité à mi-frange. On représente en noir la mesure au temps n et en gris la mesure au temps $n+1$.

La stabilité finale, après isolation des vibrations grâce à la plate-forme, asservissement de son inclinaison et compensation des fluctuations de la probabilité à mi-frange, est présentée Figure 5.21. Sur la demi-somme, l'oscillation ainsi que la dérive observées Figure 5.17 sont compensées efficacement et permettent d'obtenir une variance d'Allan dont la pente de décroissance est proche de $\tau^{-1/2}$. Les rapports signal à bruit sur un coup et après intégration sur 575 s sont donnés dans le Tableau 5.5.

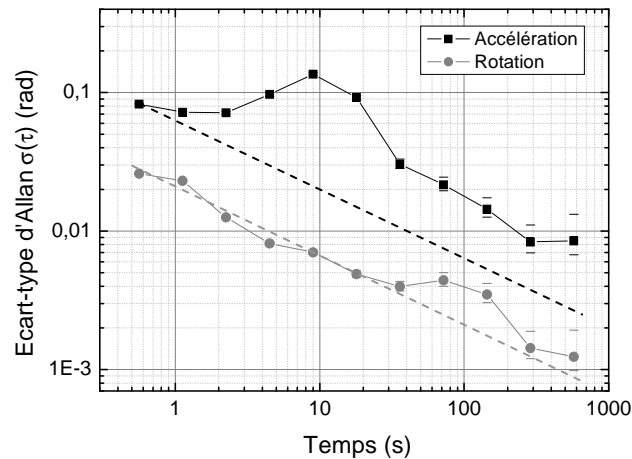


Figure 5.21 : Ecarts-types d'Allan pour $2T = 60$ ms, après optimisations

Temps	Rotation	Accélération
1 coup	39	12
575 s	833	118

Tableau 5.5 : Rapports signal à bruit sur un coup (0,56 s) et après intégration, pour $2T = 60$ ms.

Sur un coup (0,56 s), le rapport signal à bruit pour une mesure d'accélération est limité par les vibrations. La sensibilité obtenue est alors de $6,3 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$. L'asservissement de l'inclinaison de la plate-forme permet de réduire efficacement la dérive due à la projection de l'accélération de pesanteur sur l'axe des faisceaux Raman. Ainsi, après intégration sur 575 s, on atteint une sensibilité pour une mesure d'accélération de $6,4 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

Le rapport signal à bruit sur un coup pour une mesure de rotation est de 39. Le bruit de projection quantique, calculé d'après l'expression (5.3), réduit le rapport signal à bruit à 91 avec les contrastes obtenus actuellement dans cette configuration. Il est donc estimé à 11 mrad rms, ce qui est plus élevé qu'en configuration copropageante du fait de la réduction du nombre d'atomes utiles liée à la sélectivité en vitesse transverse des transitions Raman stimulées. Sa contribution est donc importante, mais ne semble pas être la seule source de limitation du rapport signal à bruit. Le bruit de phase résiduel des faisceaux Raman contribue pour sa part à hauteur de 5,8 mrad rms (cf. Section 4.2.2). Les aberrations, couplées aux fluctuations de trajectoire, ont été estimées à 4,5 mrad. Ceci ne constitue qu'une approximation car la position exacte des nuages atomiques dans les faisceaux est mal connue. De plus, les interrogations $\pi/2$ s'effectuant en bord de faisceau, la phase des lasers n'est pas bien définie du fait de la diffraction (cf. Section 4.3). Ces sources de bruit peuvent être à l'origine du bruit supplémentaire, il est aussi possible que le bruit mesuré provienne de rotations parasites engendrées par la plate-forme d'isolation.

La sensibilité à la rotation sur une seconde est de $2,9 \cdot 10^{-6} \text{ rad.s}^{-1}$. Grâce à la compensation des fluctuations de la probabilité à mi-frange, il est possible d'intégrer jusqu'à 575 s, où la sensibilité obtenue est de $1 \cdot 10^{-7} \text{ rad.s}^{-1}$.

La sensibilité actuelle de l'interféromètre et son rapport signal à bruit sur la rotation permettent de réaliser une mesure préliminaire de la vitesse de rotation de la Terre, afin de tester l'exactitude de notre appareil.

5.2.4. Mesure de la vitesse de rotation de la Terre

La rotation à mesurer correspond au mouvement de rotation de la Terre autour d'elle-même, de période 23h56min. La vitesse de rotation correspondante est de :

$$\Omega_T = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$$

Sa projection sur l'axe vertical à la latitude de l'Observatoire de Paris ($\lambda = 48^\circ 50' 11''$) donne :

$$\Omega_{Tz} = 5,490 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$$

La vitesse de rotation de la Terre est considérée comme constante. La première perturbation de la vitesse de rotation, de période semi-diurne, est due aux effets de marées océaniques. Elle engendre une variation inférieure à $10^{-11} \text{ rad.s}^{-1}$ [Loyer 97], négligeable devant la sensibilité actuelle du gyromètre.

La rotation de la Terre induit donc un déphasage constant pour les deux systèmes de franges atomiques. La demi-somme des déphasages obtenus pour les deux sources permet de rejeter l'accélération et de conserver principalement la rotation, entachée de bruits de phase et d'amplitude. La moyenne de la demi-somme des signaux des deux sources permet alors d'extraire la partie constante du déphasage. On s'affranchit une fois encore des fluctuations de la probabilité à mi-frange en alternant d'un cycle à l'autre des déphasages de $+\pi/2$ ou $-\pi/2$.

Après intégration du signal pendant 140 s, on trouve un déphasage moyen pour les données à $+\pi/2$ et $-\pi/2$ de 1,096 rad, soit un déphasage par rapport à la frange centrale de $\pi/2 - 1,096 = 0,475 \text{ rad}$. A partir du facteur d'échelle calculé pour un temps d'interaction de $2T = 60 \text{ ms}$, on obtient :

$$\Omega_{Tz} (\text{mesuré}) = 5,5 \pm 0,1 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$$

La mesure est compatible avec la valeur de la rotation de la Terre. On prend comme intervalle d'incertitude le double de l'écart-type d'Allan, après le temps d'intégration maximal de 140 s. Celui-ci est ici limité par la durée pendant laquelle les deux lasers Raman restent asservis l'un sur l'autre. L'incertitude obtenue ne nous permet pas de déterminer avec précision l'exactitude du gyromètre, mais cette expérience constitue une première mesure. Les améliorations futures du gyromètre, notamment sur l'asservissement des lasers Raman et le contrôle des trajectoires atomiques, permettront d'améliorer la sensibilité de l'appareil et d'augmenter le temps maximal d'intégration.

Le fonctionnement de l'appareil en configurations copropageante et rétrofléchée a permis de fournir les premiers éléments de caractérisation de ses performances.

Le contraste maximal de 18 % obtenu en configuration rétrofléchée est principalement limité par la dispersion en vitesse transverse des nuages atomiques, qui intervient dans cette

configuration du fait que les transitions Raman stimulées sont sélectives en vitesse suivant la direction des faisceaux lasers. La simulation du contraste, prenant en compte cette sélectivité en vitesse, la dispersion en vitesse dans les autres directions, la répartition gaussienne des faisceaux lasers, la dispersion en position initiale des nuages, ainsi que la réduction de contraste due à l'émission spontanée et au résidu d'atomes mal poussés, permet de rendre compte d'une perte de contraste à hauteur de 25 % pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms. L'écart entre valeur expérimentale et simulation peut provenir d'autres causes, telles qu'une répartition non gaussienne de la puissance des faisceaux lasers due à la lumière parasite ou à la diffraction.

Afin d'atteindre les sensibilités actuelles de $6,2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure d'accélération et $2,2\cdot 10^{-6} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure de rotation, la mise en place d'une plate-forme d'isolation a été nécessaire pour réduire le bruit de phase induit par les accélérations parasites. Diverses optimisations, comme l'asservissement de l'inclinaison de cette plate-forme, et la compensation des fluctuations de la probabilité à mi-frange lors du traitement des données, permettent d'intégrer efficacement le bruit, suivant une pente proche de $\tau^{-1/2}$. On obtient alors une stabilité après intégration sur 575 s de $1\cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$.

La mesure de la rotation de la Terre a permis d'établir une première estimation de l'exactitude du gyromètre. Une mesure plus précise pourra être effectuée en intégrant sur de plus grandes échelles de temps, et avec un plus grand nombre d'atomes utiles.

Dans la section suivante, on teste un autre type d'interféromètre, utilisant quatre interactions Raman. Cet interféromètre, dit en ailes de papillon, permet de mesurer les rotations suivant un second axe, horizontal, en utilisant la même paire de faisceaux Raman.

5.3. Interféromètre en ailes de papillon

La réalisation de l'interféromètre de manière temporelle permet de tester facilement plusieurs types de configurations, en ne modifiant que la séquence temporelle des impulsions Raman à l'aide du programme de pilotage. On teste ici la configuration en ailes de papillon présentée dans la section 3.4.3. Cette géométrie a été proposée pour la mesure du gradient de gravité [Gustavson 00-2]. Mais on peut l'appliquer à la mesure de rotation, où elle s'avère novatrice : elle permet d'accéder au troisième axe de rotation, parallèle à la direction moyenne de propagation des atomes.

5.3.1. Sensibilités de l'interféromètre

5.3.1.1. Introduction

Dans cette configuration en ailes de papillon faisant intervenir 4 impulsions Raman, l'interféromètre est insensible aux accélérations constantes (cf. Section 3.4.3). L'aire orientée effective de l'interféromètre est horizontale, l'interféromètre est donc sensible à la rotation suivant l'axe horizontal, perpendiculaire à la direction des faisceaux Raman, soit l'axe Ω_x (cf. Figure 5.22). Cet axe, parallèle à la direction moyenne des atomes, est habituellement inaccessible avec un interféromètre à trois impulsions. Il est cependant aussi sensible aux variations d'accélération (vibrations), suivant l'axe Oy , au bruit de phase entre les deux lasers Raman, au déplacement lumineux et aux aberrations.

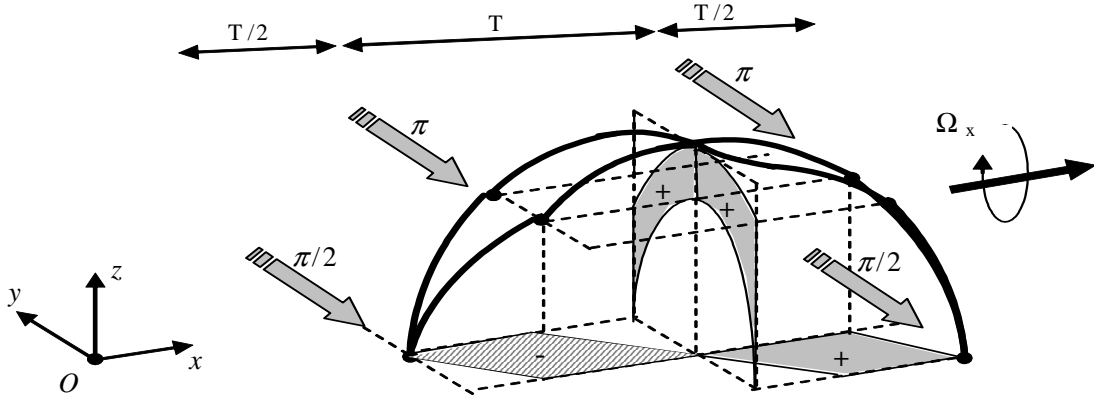


Figure 5.22 : Interféromètre en ailes de papillon.

Le déphasage en sortie de l'interféromètre peut s'écrire :

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{acc}^{(f)} + \Delta\Phi_{\phi} + \Delta\Phi_{ab} + \Delta\Phi_{AC} \quad (5.12)$$

où $\Delta\Phi_{acc}^{(f)}$ représente le déphasage induit par les fluctuations d'accélération.

Avec la géométrie actuelle, le déphasage atomique dû à la rotation s'écrit :

$$\Delta\Phi_{rot} = \frac{3}{4} kgT^3 \Omega_x \quad (5.13)$$

Le déphasage dû à la rotation ne dépend donc pas de la direction ni de la vitesse de propagation des atomes. En configuration rétro réfléchée dans laquelle le vecteur d'onde effectif des transitions Raman est opposé pour les deux sources atomiques, la rotation et les vibrations se retrouvent donc sur la demi-différence des deux déphasages atomiques. On retrouve aussi sur la demi-différence le déphasage dû aux aberrations.

Sur la somme des deux déphasages, on trouve les autres sources de bruit, c'est-à-dire le bruit sur la différence de phase entre les deux lasers Raman et le déplacement lumineux.

$$\Delta\Phi_- = \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{acc}^{(f)} + \Delta\Phi_{ab} \quad (5.14)$$

$$\Delta\Phi_+ = \Delta\Phi_{\phi} + \Delta\Phi_{AC} \quad (5.15)$$

Sachant que la zone d'interaction Raman est située au sommet de la trajectoire, lorsque la vitesse moyenne atomique est quasiment horizontale, il faut pour maximiser l'aire de l'interféromètre augmenter le temps d'interaction total et réaliser les interactions Raman n°1 et 4 en périphérie des faisceaux gaussiens.

Pour obtenir un facteur d'échelle équivalent à celui obtenu en configuration $\pi/2 - \pi - \pi/2$ avec un temps d'interaction de $2T = 60$ ms, il faut utiliser un temps d'interaction de $2T = 86$ ms en configuration en ailes de papillon. Mais l'aire de l'interféromètre en ailes de papillon augmente très vite avec le temps d'interaction, car le facteur d'échelle varie en T^3 , alors que dans un interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique il est en T^2 . Ceci induit une grande sensibilité à la rotation pour de longs temps d'interaction. De plus, le facteur d'échelle est mieux connu car il ne fait pas intervenir la vitesse de lancement atomique.

Cet interféromètre peut donc s'avérer intéressant pour obtenir des sensibilités ultimes nécessitant de longs temps d'interaction. Avec le gyromètre actuel, il n'est pas possible d'atteindre des temps d'interaction supérieurs à 90 ms. Cependant, on a testé l'interféromètre

en ailes de papillon pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms afin d'en valider le principe. Le facteur d'échelle pour la rotation est alors 3 fois plus faible qu'en configuration à trois impulsions.

D'autre part, l'utilisation de deux sources atomiques contrapropageantes n'est pas nécessaire avec cette géométrie, puisque la rotation et les accélérations parasites ne sont pas discriminées par cette technique. On pourrait alors envisager de réaliser l'interféromètre avec un seul nuage atomique, que l'on peut même lancer à la verticale afin de simplifier l'enceinte à vide de l'appareil. Cependant, la disponibilité de ces deux sources sur le gyromètre actuel nous permet d'isoler les différentes sources de bruit, afin d'effectuer une première caractérisation de l'interféromètre à quatre impulsions.

5.3.1.2. Accélérations parasites

On peut quantifier le déphasage induit par les accélérations parasites en calculant la réponse en fréquence de l'interféromètre. Par la même méthode que celle présentée dans la section 3.6.3, on calcule la réponse en fréquence de l'appareil à une modulation d'accélération. On trouve la fonction de sensibilité représentée Figure 5.23, dont l'expression est la suivante :

$$H_{acc}^2(f) = \frac{64k^2}{(2\pi f)^4} \sin^4\left(\frac{2\pi f T}{4}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi f T}{2}\right) \quad (5.16)$$

On vérifie que la sensibilité s'annule en basse fréquence, pour les accélérations constantes. Elle présente une double période, s'annulant pour les fréquences multiples de $1/T$ et $2/T$. Ceci correspond à l'échantillonnage dû à la séquence des quatre impulsions, séparées par les durées $T/2-T-T/2$.

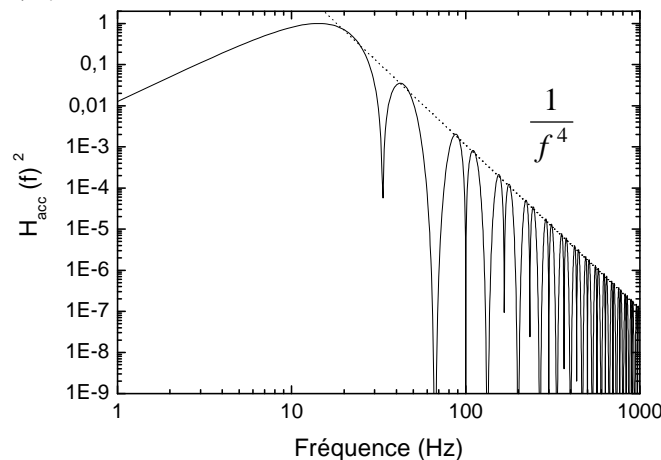


Figure 5.23 : Sensibilité à l'accélération, normalisée, de l'interféromètre en ailes de papillon pour $2T = 60$ ms.

La pondération de la densité spectrale de bruit d'accélération mesurée sur la plateforme (cf. Section 5.2.3.1) par la fonction de sensibilité $H_{acc}^2(f)$ donne la contribution suivante au déphasage atomique :

Fréquences (Hz)	Sol (rad rms)	Plate-forme (rad rms)
0,1 → 1	0,0002	0,001
1 → 10	0,045	0,009
10 → 100	0,224	0,067
Somme (rad rms)	0,228	0,068

Tableau 5.6 : Contribution du bruit d'accélération en configuration en ailes de papillon, pour $2T = 60$ ms.

La contribution de la première décade est négligeable, puisque l'interféromètre est insensible aux accélérations continues. Cependant, la plate-forme s'avère indispensable pour réduire la contribution des accélérations à plus haute fréquence, notamment entre 10 et 100 Hz. En comparaison avec les valeurs obtenues pour l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, la contribution des vibrations au déphasage est réduite par un facteur 1,3 pour le même temps d'interaction. Ceci notamment grâce à la sensibilité négligeable de l'interféromètre en ailes de papillon pour la première décade, dans laquelle se situe la fréquence d'oscillation de la plate-forme d'isolation.

En supposant que les vibrations sont prépondérantes par rapport aux autres sources de bruit, la demi-différence des deux déphasages obtenus avec les deux sources atomiques fournira donc un bruit de phase d'environ 68 mrad rms sur un coup.

5.3.1.3. Bruit de phase des lasers Raman

La sensibilité aux fluctuations de la différence de phase des faisceaux Raman s'écrit de manière générale selon l'équation (5.14). Elle aboutit à la réponse en fréquence de l'expression (5.15), où on observe la coupure due à la largeur des impulsions Raman, avec $f_c = 13$ kHz pour des impulsions de 20 μ s.

$$\Delta\Phi_\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4 \tag{5.17}$$

$$H_\phi^2(f) = 64 \sin^4\left(\frac{2\pi f T}{4}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi f T}{2}\right) \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \tag{5.18}$$

On en déduit la contribution du bruit de phase résiduel des faisceaux Raman après asservissement en phase (cf. Section 4.2.2.2) :

Fréquences (Hz)	Chaîne de fréquence (mrad rms)	Asservissement (mrad rms)
0,1 → 100	2,19	3,61
100 → 1k	2,52	0,34
1k → 10k	1,05	0,46
10k → 100k	1,07	1,45
Somme (mrad rms)	3,66	3,93

Tableau 5.7 : Contribution des bruits ramenés par la chaîne de fréquence et l'asservissement pour $2T = 60$ ms.

La contribution au déphasage atomique du bruit de phase des lasers Raman est donc de 5,4 mrad rms pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms. Ce bruit est vu sur la demi-somme des deux signaux atomiques, et n'affecte pas la mesure de rotation si la technique du double jet atomique est utilisée.

On peut cependant envisager une configuration simplifiée n'utilisant qu'une seule source atomique, dans la mesure où la contribution majeure du bruit, provenant des vibrations, n'est pas rejetée et ne justifie plus la mise en œuvre de deux sources. Dans ce cas, le bruit de phase des lasers dégrade le rapport signal à bruit de la mesure de rotation.

5.3.1.4. Champ magnétique

Le calcul de l'influence du champ magnétique sur le déphasage dans l'interféromètre en ailes de papillon est similaire au cas de l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique. Le déphasage induit est le suivant :

$$\Delta\Phi_B = 4\pi K_z^{(2)} B_0 \left(\int_0^{T/2} \delta B(t) dt - \int_{T/2}^{3T/2} \delta B(t) dt + \int_{3T/2}^{2T} \delta B(t) dt \right) \quad (5.19)$$

Dans le cas d'une dérive temporelle ou d'un gradient, ce déphasage est rigoureusement nul. C'est là un autre avantage de l'interféromètre en ailes de papillon : il est insensible aux fluctuations linéaires de champ magnétique.

5.3.1.5. Déplacement lumineux

Le déplacement lumineux induit un déphasage sur l'onde atomique lorsque son état interne n'est pas modifié à la traversée des impulsions Raman [Weiss 94]. Dans le cas de l'interféromètre en ailes de papillon, lorsque le rapport d'intensité entre les faisceaux ou le désaccord Raman ne correspondent pas aux valeurs permettant de compenser le déplacement lumineux, ce déphasage devient :

$$\Delta\Phi_{AC}^{(r)} = \frac{c_{(r)}\Delta}{2\sqrt{r}} (dr_1 + dr_4) \quad \Delta\Phi_{AC}^{(\Delta)} = \frac{c_{(\Delta)}\Delta}{2\sqrt{r}} (d\Delta_1 + d\Delta_4) \quad (5.20)$$

Ainsi, contrairement à l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, la compensation du déplacement lumineux est d'autant plus critique que ce ne sont pas les stabilités du rapport d'intensité et du désaccord pendant le temps d'interaction qui importent, mais leur exactitude.

Dans la configuration actuelle utilisant deux sources atomiques, le déphasage dû au déplacement lumineux est rejeté du côté de la demi-somme et ne dégrade pas la mesure de rotation. Dans une configuration n'utilisant qu'une seule source atomique, l'exactitude de la mesure de rotation serait cependant limitée par le déphasage dû au déplacement lumineux.

Le rapport d'intensité est ajusté directement sur le signal atomique. La méthode est la suivante : on réalise une impulsion π , et d'un cycle à l'autre on se place de part et d'autre de la probabilité de transition maximale. On ajuste le rapport d'intensité entre les deux faisceaux afin d'équilibrer les probabilités de transition de part et d'autre du sommet, ceci permet d'annuler son déplacement en fréquence. On estime la précision actuelle de ce réglage à environ 1 %, engendrant un déphasage constant de l'ordre de 3 mrad. Ceci peut être amélioré en moyennant le déplacement de fréquence sur une plus longue durée. De plus, la stabilité du rapport d'intensité a été mesurée à $2 \cdot 10^{-4}$ sur 100 ms. Le bruit de phase induit est donc de $6 \cdot 10^{-5}$ rad rms sur 100 ms.

De la même façon, la valeur du désaccord Raman est plus critique avec cet interféromètre qu'en configuration de Ramsey-Bordé symétrique. On peut évaluer, d'après les mesures effectuées sur l'asservissement en fréquence (cf. Section 4.2.1), que la précision sur le désaccord est limitée par une modulation de profondeur 2 MHz à la fréquence de 100 kHz. Ceci induit un bruit de phase maximal de 2 mrad, après pondération par la réponse en fréquence de l'interféromètre à la fréquence de 100 kHz (cf. Section 3.6.3.3).

Ainsi, dans une configuration utilisant une seule source atomique, le déphasage dû au déplacement lumineux dégrade l'exactitude de la mesure de rotation. On peut cependant s'affranchir de ce déphasage en inversant l'aire de l'interféromètre : avec la configuration rétro-réfléchie, on peut utiliser l'une ou l'autre des paires de faisceaux Raman en ajoutant un déphasage $\pm\delta_D + \delta_R$ (cf. Section 3.5.3.3). Ainsi, le déphasage de rotation change de signe puisqu'il dépend du signe du vecteur d'onde effectif, alors que le déphasage dû au déplacement lumineux reste inchangé. On peut donc envisager d'étalonner l'appareil de cette façon.

Les défauts de front d'onde des faisceaux engendrent aussi un déphasage parasite, perturbant l'exactitude de la mesure de rotation. Toutefois, les aberrations présentant une symétrie par rapport à l'axe passant par le sommet des trajectoires atomiques seront rejetées.

La récapitulation des contributions des différentes sources de bruit prévues dans l'interféromètre en ailes de papillon est présentée dans le Tableau 5.8, pour $2T = 60$ ms et un désaccord Raman de 475 MHz. On n'a reporté que les sources de bruit influant sur la dégradation du rapport signal à bruit de la mesure, non sur son exactitude.

La perturbation principale attendue pour une mesure de rotation provient des accélérations parasites, les autres sources de bruit étant actuellement rejetées sur la demi-somme. L'utilisation de deux sources atomiques n'est pas utile pour la configuration en ailes de papillon.

Sensibilités	Somme	Différence
Bruit de phase Raman	5,4 mrad	-
Vibrations	-	68 mrad
Rapport d'intensité	60 μ rad	-
Désaccord Raman	2 mrad	-
Champ magnétique	-	-
Total	5,7 mrad	68 mrad

Tableau 5.8 : Contribution des différentes sources de bruit au bruit de phase atomique, en configuration en ailes de papillon.

Cet interféromètre s'avère donc intéressant pour de longs temps d'interaction, et il permet d'accéder à la rotation suivant l'axe Ox , généralement inaccessible. Cependant il est très sensible aux accélérations parasites, qui dégradent le rapport signal à bruit sur la mesure de rotation. On teste cet interféromètre dans la section suivante, afin d'en valider le principe.

5.3.2. Franges d'interférences et rapport signal à bruit

De la même manière que précédemment, on peut faire défiler les franges d'interférences atomiques en incrémentant la différence de phase entre les deux lasers Raman (cf. Figure 5.24).

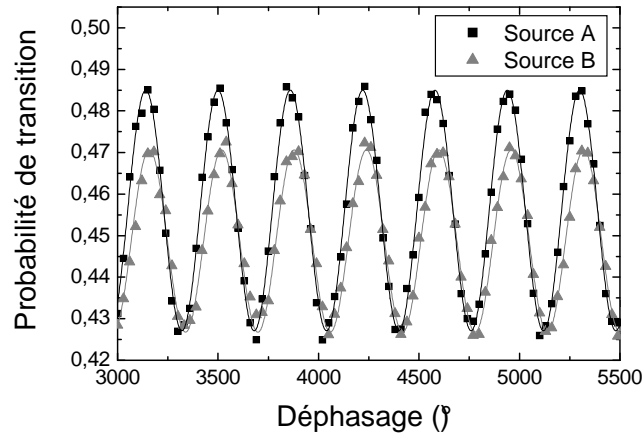


Figure 5.24 : Franges obtenues en configuration en ailes de papillon, pour $2T = 60$ ms.

Le temps d'interaction utilisé est de $2T = 60$ ms, et les durées des impulsions Raman sont de $21 \mu\text{s}$ pour les impulsions $\pi/2$ et $19 \mu\text{s}$ pour les impulsions π . Les deux systèmes de franges présentent de faibles contrastes, de 5,2 % pour la source A et 4,4 % pour la source B.

La simulation fournit un contraste de 14 % avec une dispersion en vitesse de $3,5 V_{rec}$. Dans cette configuration, l'émission spontanée réduit encore le contraste par rapport à l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, à cause de l'utilisation de 4 impulsions au lieu de 3 dans la configuration précédente.

On observe un écart entre les contrastes simulés et expérimentaux, ainsi qu'une différence de contraste entre les deux sources. Avec cette géométrie, on peut penser que le centrage des faisceaux Raman sur la trajectoire atomique est plus critique, puisque les impulsions π ne sont pas réalisées au sommet de la trajectoire, d'autant plus que les trajectoires ne sont pas bien superposées.

D'autre part, on observe que les deux systèmes de franges ne sont pas en phase : un déphasage constant est mesuré, sur la demi-différence des deux signaux. Ce déphasage ne peut correspondre à la projection de l'accélération de pesanteur sur l'axe de propagation des faisceaux Raman comme pour l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique, puisque l'interféromètre en ailes de papillon est insensible aux accélérations constantes. Il s'agit donc du déphasage dû à la composante horizontale de la rotation de la Terre.

Celle-ci étant dirigée suivant l'axe Nord-Sud, l'appareil doit être orienté pour que la vitesse horizontale des atomes soit parallèle à cet axe, afin que la sensibilité du gyromètre soit maximale. Actuellement, l'orientation de l'appareil n'est pas réglée de manière précise par rapport à cette direction. On ne pourra donc évaluer la rotation de la Terre avec la configuration actuelle, mais l'expérience présentée ici est une expérience de principe permettant de valider la géométrie de l'interféromètre.

La mesure des fluctuations de la probabilité de transition à flanc de frange donne accès à la stabilité de la différence et de la somme des déphasages obtenus pour les deux sources (cf. Figure 5.25). On rappelle que la demi-différence regroupe les vitesses de rotation, ainsi que les vibrations. Sur la demi-somme on retrouve principalement le bruit de phase des lasers Raman, ainsi que le déplacement lumineux. Dans cette expérience, les fluctuations de la probabilité à mi-frange ont été compensées par la méthode exposée Section 5.2.3.4.

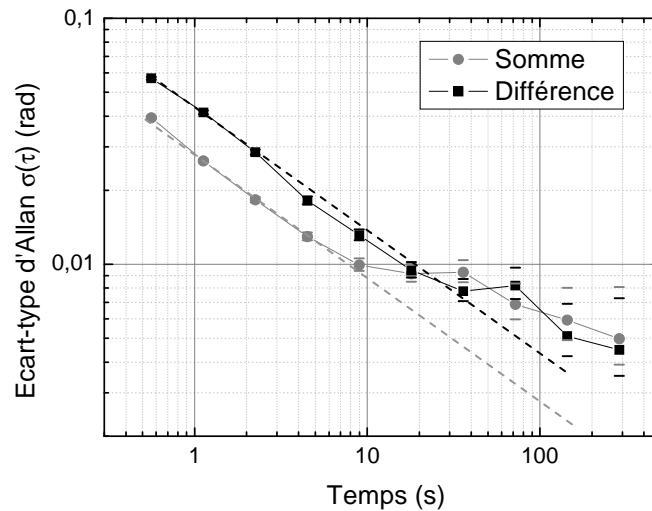


Figure 5.25 : Ecart-type d'Allan de la demi-somme et la demi-différence des déphasages des deux sources pour l'interféromètre en ailes de papillon ($2T = 60$ ms). La rotation et les vibrations sont sur la demi-différence.

Les deux écarts-types d'Allan suivent une loi de décroissance en $\tau^{-1/2}$. La sensibilité sur un coup est de 39 mrad sur la demi-somme et 57 mrad sur la demi-différence. Cette dernière valeur est compatible avec la contribution des accélérations parasites, calculée dans la section 5.3.1.2.

La valeur du bruit de phase sur la demi-somme est limitée par le bruit de phase des lasers Raman, le déplacement lumineux ainsi que par le bruit de projection quantique : à partir de l'expression (5.3), on estime que sa contribution au bruit correspond à 27 mrad, pour ce contraste. Ceci est proche du bruit mesuré, de 39 mrad. La mise en place du nouveau coupleur de fibres permettra de vérifier que l'augmentation du nombre d'atomes utiles améliore le rapport signal à bruit de cette mesure.

Conclusion

Ce chapitre a détaillé les premières mesures inertielles obtenues sur le gyromètre à atomes froids. Les résultats sont les suivants :

Une première caractérisation de l'appareil en configuration copropageante a permis d'identifier les différents paramètres limitant le contraste et le rapport signal à bruit. Le contraste, dont la valeur de 60 % avec un temps d'interaction de $2T = 40$ ms a été validée par la simulation, est limité par la dispersion en vitesse des nuages d'atomes. On a d'autre part mis en évidence que le faible nombre d'atomes utiles pourrait rapidement devenir une limitation à la sensibilité de l'interféromètre.

En configuration rétro réfléchée, les sensibilités actuelles sont de $6,2 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure d'accélération et $2,2\cdot 10^{-6} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour une mesure de rotation. Ces sensibilités ont pu être obtenues grâce à la mise en place d'une plate-forme d'isolation des accélérations parasites. De plus, avec une méthode de compensation de la probabilité à mi-frange, la stabilité obtenue après intégration sur 575 s de $1\cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$. Ceci nous a permis d'effectuer une mesure préliminaire de la rotation de la Terre, afin de tester l'exactitude du gyromètre.

Une nouvelle configuration a été testée, utilisant 4 impulsions Raman. On a pu valider le principe de cet interféromètre et obtenir des franges d'interférences avec un contraste de l'ordre de 5 %. La sensibilité est limitée par les accélérations parasites, qui ne sont pas rejetées par l'utilisation de deux sources atomiques dans cette configuration.

Les différentes sources de bruit qui ont été identifiées sont le bruit de projection quantique, les vibrations et le bruit de phase des lasers Raman.

L'estimation par le calcul du bruit de projection quantique est proche du niveau de bruit mesuré sur la demi-somme entre les deux déphasages, un désaccord d'un facteur 1,5 à 2 entre les deux valeurs subsiste. Il est possible que le bruit supplémentaire provienne de la diffraction de bord provoquée par les différentes ouvertures de la mécanique, ou bien de rotations parasites engendrées par la plate-forme d'isolation. Dans tous les cas, il apparaît clair que le nombre d'atomes utiles est faible dans les expériences présentées ici.

La réduction du nombre d'atomes utiles est due à deux causes physiques : d'une part, la température atomique est élevée et réduit le contraste des franges. Ceci peut provenir du coupleur de fibres générant les faisceaux refroidisseurs, dont les rapports d'intensité entre les fibres sont inégaux et qui empêche d'optimiser indépendamment les caractéristiques des deux sources atomiques. D'autre part, un très faible nombre d'atomes froids est lancé et détecté sur la trajectoire parabolique. Le coupleur de fibres peut être encore une fois en cause, mais il peut aussi s'agir de la mécanique de la boule de refroidissement, sur laquelle sont fixés les collimateurs. Si les directions des lasers ne forment pas un trièdre, le lancement n'est pas efficace et les atomes sont chauffés et poussés hors de la trajectoire. On réalise actuellement un coupleur de fibres utilisant des composants discrets, qui permettra de refroidir et lancer indépendamment les deux nuages d'atomes froids, et dont les rapports de puissance pourront être réglés directement. On prévoit d'autre part de réaliser une pièce de réglage pour la boule mécanique de refroidissement, permettant d'ajuster avec une meilleure précision l'orthogonalité des directions des lasers. Ces améliorations permettront d'avoir un plus grand nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre.

Les accélérations parasites engendrent un bruit de phase élevé. Pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms, ce bruit a pu être suffisamment réduit dans l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique par la mise en place de la plate-forme d'isolation, mais il apparaît comme limitant dans la configuration en ailes de papillon. Pour tester le gyromètre avec de plus grands temps d'interaction, il sera nécessaire d'optimiser de manière précise la plate-forme, notamment en contrôlant sa charge et sa fréquence de résonance.

L'asservissement de l'inclinaison de la plate-forme a permis de réduire la dérive observée sur l'accélération. On détecte cependant une oscillation à la fréquence de l'asservissement, qui pourra être optimisée afin de réduire le bruit mesuré à cette fréquence.

Le bruit de phase résiduel de la différence entre les deux lasers Raman contribue à hauteur de 5,8 mrad rms pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms. Afin de réduire sa contribution, on pourra réaliser diverses modifications. La chaîne de synthèse a été optimisée spécifiquement pour les horloges atomiques, or l'application à l'interférométrie atomique nécessite d'accéder à un bruit plus faible en haute fréquence, jusqu'à 100 kHz. De plus, la propagation dans la fibre optique à maintien de polarisation ajoute une forte contribution au bruit de phase à basse fréquence. Il est possible de s'affranchir de ce bruit de phase si les deux faisceaux Raman se propagent en polarisations parallèles dans la fibre, il faudra alors renoncer à la moitié de la puissance disponible et remplacer les sources laser actuelles par des sources de plus haute puissance, telles des amplificateurs à semi-conducteurs.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusions sur ce travail

Ce document décrit les dernières étapes de la réalisation du capteur inertielle à atomes froids du BNM-SYRTE. Nous avons obtenu les premières franges sur un gyromètre à atomes froids, et une première caractérisation des signaux interférométriques a été effectuée, qui nous a permis d'identifier les différentes sources limitant les performances de l'appareil.

Une configuration originale de la zone d'interaction a été mise en place, plus simple à mettre en œuvre et offrant une plus grande modularité. Cette configuration rétro-réfléchie permet de s'affranchir du déphasage dû au déplacement lumineux lié aux problèmes de superposition des deux faisceaux Raman, et de minimiser les effets systématiques dus aux distorsions de front d'onde des faisceaux, limitation majeure à long terme de la configuration contrapropagante.

Nous avons alors testé deux géométries d'interféromètre différentes avec cette configuration : l'une, de type Ramsey-Bordé symétrique, utilise trois impulsions Raman et a été étudiée en détail. La seconde, appelée interféromètre en ailes de papillon, met en œuvre quatre interactions. Cette dernière géométrie est novatrice et permet de mesurer les rotations suivant un axe inaccessible habituellement, parallèle à la direction moyenne de propagation des atomes.

Grâce à la réduction de la contribution des accélérations parasites dans le système, les résultats obtenus sur l'interféromètre de Ramsey-Bordé symétrique présentent un rapport signal à bruit pour une mesure de rotation de 39 pour un temps d'interaction de $2T = 60$ ms. Il est limité d'un côté par le faible contraste obtenu sur les franges d'interférences, de l'autre côté par les différentes sources de bruit rejetées sur la demi-somme entre les déphasages des deux sources atomiques.

Il apparaît donc comme primordial d'améliorer le contraste des franges en augmentant le nombre d'atomes utiles dans l'interféromètre. Dans un deuxième temps, on s'attellera à réduire les contributions des différentes sources de bruit instrumental, à savoir le bruit de phase résiduel entre les deux faisceaux lasers, les fluctuations de champ magnétique et de déplacement lumineux, et les aberrations.

Améliorations à court terme

- Amélioration du nombre d'atomes utiles :

Actuellement, peu d'atomes contribuent au signal, principalement car les nuages atomiques présentent une dispersion en vitesse trop élevée.

La température atomique influe directement sur la dynamique du gyromètre atomique. Actuellement, la température de $3,5 V_{rec}$ limite le contraste à 25 %, et environ 25 franges de contraste supérieur à 5 % sont observables en fonction de la vitesse de rotation. Avec une température de $2 V_{rec}$, on pourra atteindre un contraste maximal de 50 %, permettant de visualiser environ 40 franges (cf. Figure 2). Ceci augmentera la dynamique du capteur à $2,7 \cdot 10^{-2} \text{ rad.s}^{-1}$.

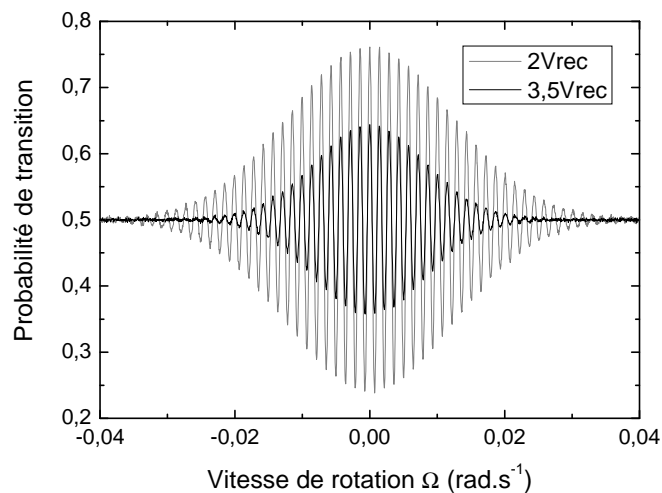


Figure 2 : Dynamique du gyromètre, pour deux températures différentes des sources atomiques.

Afin d'atteindre la température de $2 V_{rec}$, on remplacera le coupleur de fibres optiques utilisé pour le refroidissement des atomes dans les pièges, et on vérifiera la mécanique des boules de refroidissement pour assurer le contrôle du lancement des atomes sur leur trajectoire parabolique.

- Réduction des différentes sources de bruit :

Le rapport signal à bruit est actuellement limité à une valeur plus faible que celle attendue d'après la caractérisation de l'asservissement en phase des lasers Raman, de la chaîne de fréquence et du déplacement lumineux. Il sera nécessaire de tester l'amplitude des fluctuations du champ magnétique pendant le temps d'interaction, afin de vérifier s'il n'est pas limitant. Dans le même temps, on pense pouvoir réduire la contribution du bruit de phase par différentes optimisations, notamment sur la référence de fréquence utilisée pour l'asservissement en phase des deux lasers Raman, ainsi que sur la propagation dans la fibre optique. D'autre part, on peut espérer que le déphasage dû aux aberrations couplées aux fluctuations de trajectoires atomiques, à l'origine d'une réduction de la stabilité long terme de la mesure, sera réduit grâce à la mise en place du nouveau coupleur.

A la suite de ces améliorations, on peut espérer atteindre la limite de sensibilité donnée par le bruit de projection quantique, soit $3 \cdot 10^{-8} \text{ rad.s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour un temps d'interaction de $2T = 80 \text{ ms}$ sans modifier le système d'isolation des vibrations.

Améliorations à plus long terme

La sensibilité ultime de $3.10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ n'est en aucun cas une limite physique des gyromètres atomiques, elle dépend de la géométrie choisie. On peut alors envisager plusieurs modifications de la configuration du gyromètre actuel, permettant d'atteindre une plus grande sensibilité sur une seconde.

- Fonctionnement avec des impulsions multiples :

L'augmentation de l'aire de l'interféromètre peut être réalisée en ajoutant des impulsions Raman dans la séquence. Une séquence de $[\pi/2 - \pi] - [\pi - \pi - \pi] - [\pi - \pi/2]$ comme présentée ci-dessous [McGuirk 00] permet d'augmenter l'aire d'un facteur 3.

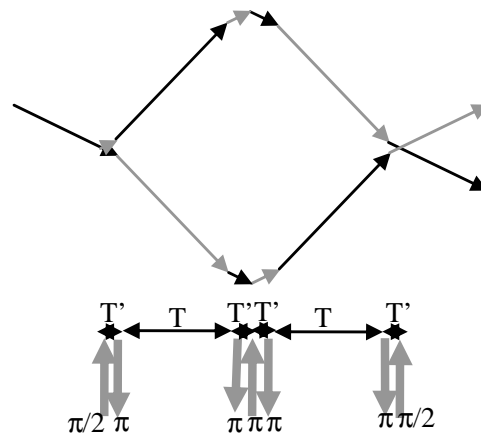


Figure 3 : Augmentation de l'aire de l'interféromètre à l'aide d'impulsions supplémentaires. Les trajets en gris sont parcourus dans l'état excité et les trajets en noir dans l'état fondamental.

Dans le cas où $T' \ll T$, ce type de géométrie augmente la sensibilité à la rotation, et revient donc à une géométrie classique avec un temps d'interaction plus élevé mais sans réduire sa bande passante.

Cependant, l'émission spontanée est elle aussi augmentée. De plus, les impulsions Raman doivent être suffisamment courtes pour adresser les deux bras de l'interféromètre, dont les résonances sont séparées de $\frac{2kp}{M}$ après la première interaction (k étant le vecteur d'onde effectif de la transition Raman). Ceci nécessite donc des sources laser puissantes.

- Fonctionnement jointif :

On peut envisager d'augmenter encore la sensibilité sur une seconde du gyromètre en augmentant son temps de cycle. Pour cela, on utilise un fonctionnement jointif dans lequel les nuages atomiques sont refroidis et lancés à une cadence élevée : la première et la troisième impulsion ont lieu simultanément pour deux nuages différents provenant de la même source atomique (cf. Figure 4).

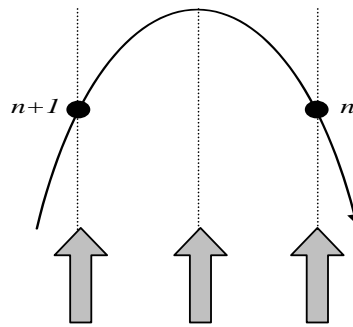


Figure 4 : Fonctionnement jointif. La mesure $n+1$ commence au moment où la mesure n se termine.

Avec une cadence de 12 Hz, dans laquelle les nuages d'atomes sont lancés toutes les 80 ms environ, la sensibilité sur une seconde est améliorée d'un facteur 3 pour un même nombre d'atomes.

Perspectives

La configuration actuelle en trajectoire parabolique a été choisie car elle donne accès à la mesure des trois axes de rotation, suivant la configuration des faisceaux Raman et leur séquence temporelle. De plus, l'utilisation de la paire de faisceaux unique a permis de tester ces différentes configurations avec facilité, grâce à la modularité de la séquence temporelle. Cependant, à terme il peut paraître plus intéressant de privilégier l'une ou l'autre des configurations en adaptant la géométrie du système pour optimiser sa sensibilité. On peut alors envisager deux types de gyromètres : le premier, plus adapté à un fonctionnement en environnement vibratoire, adopte une trajectoire plus tendue. Le second, pour des applications de grande sensibilité en laboratoire, est basé sur le fonctionnement en ailes de papillon pour maximiser l'aire de l'interféromètre. On présente ici ces deux géométries.

- Gyromètre en trajectoire tendue :

Afin de réaliser un gyromètre transportable, utilisable dans un système de navigation, il faut réduire sa sensibilité aux accélérations. On peut alors favoriser la sensibilité à la rotation par rapport à la sensibilité à l'accélération en augmentant la vitesse horizontale moyenne des atomes. Une trajectoire plus tendue, avec un angle de 2° au lieu des 82° actuels, et des atomes lancés à 10 m.s^{-1} , nous fournirait une sensibilité à la rotation sur un coup 30 fois plus importante avec le même temps d'interaction, sans modifier la sensibilité à l'accélération. La modification de la vitesse horizontale permet aussi de réduire les temps morts et d'augmenter la cadence de l'appareil, et donc sa sensibilité sur une seconde. Cette géométrie nécessite de revenir à une configuration à trois paires de faisceaux différentes, dont on devra tester la stabilité. Mais elle permettra aussi de concentrer la puissance Raman au niveau des trois zones d'interaction, ce qui évitera de perdre des atomes par une trop forte sélection en vitesse.

- Interféromètre en ailes de papillon vertical :

Cet interféromètre, utilisant quatre impulsions Raman, est insensible aux accélérations constantes et aux fluctuations de champ magnétique. Il présente un facteur d'échelle variant comme le cube de la durée d'interaction, et apparaît intéressant pour la réalisation de

gyromètres de très haute sensibilité. De plus, ce facteur d'échelle est indépendant de la vitesse moyenne atomique et de ses fluctuations, lui assurant une bonne stabilité.

Lors de ce travail, on a testé le principe de cette géométrie avec une trajectoire parabolique ; en réalité elle ne nécessite pas l'utilisation de deux sources atomiques pour la discrimination de la rotation et de l'accélération puisqu'elle est insensible aux accélérations continues. Une nouvelle conception en fontaine, avec une trajectoire atomique verticale, permettra alors d'atteindre aisément un temps d'interaction total beaucoup plus élevé : avec 400 ms, on peut atteindre une sensibilité à la rotation suivant l'axe horizontal de 1 nrad.s^{-1} par cycle.

L'utilisation d'un mode de fonctionnement jointif sur cette géométrie permettra alors de moyennner efficacement les vibrations. Ceci ouvre la voie à un gyromètre de très grande sensibilité court terme et de cadence élevée, qui permettra d'atteindre des seuils de sensibilité inégalés après intégration.

ANNEXES

ANNEXES

A. L'atome de Césium

Paramètre	Valeur
Masse atomique	$2,207.10^{-25}$ kg
Transition d'horloge	9,192631770 GHz
Effet Zeeman du second ordre	$K_Z^{(2)} = 427,45$ Hz.G ⁻²
Longueur d'onde de la raie D2 (Vide)	852,35 nm
Longueur d'onde de la raie D2 (Air)	852,12 nm
Largeur de raie D2	$\Gamma/2\pi = 5,3$ MHz
Vitesse de recul V_{rec}	3,52 mm.s ⁻¹
Décalage Doppler dû au recul d'un photon	$2\pi.4,1327$ kHz
Décalage Doppler (transition Raman)	$2\pi.8,2654$ kHz

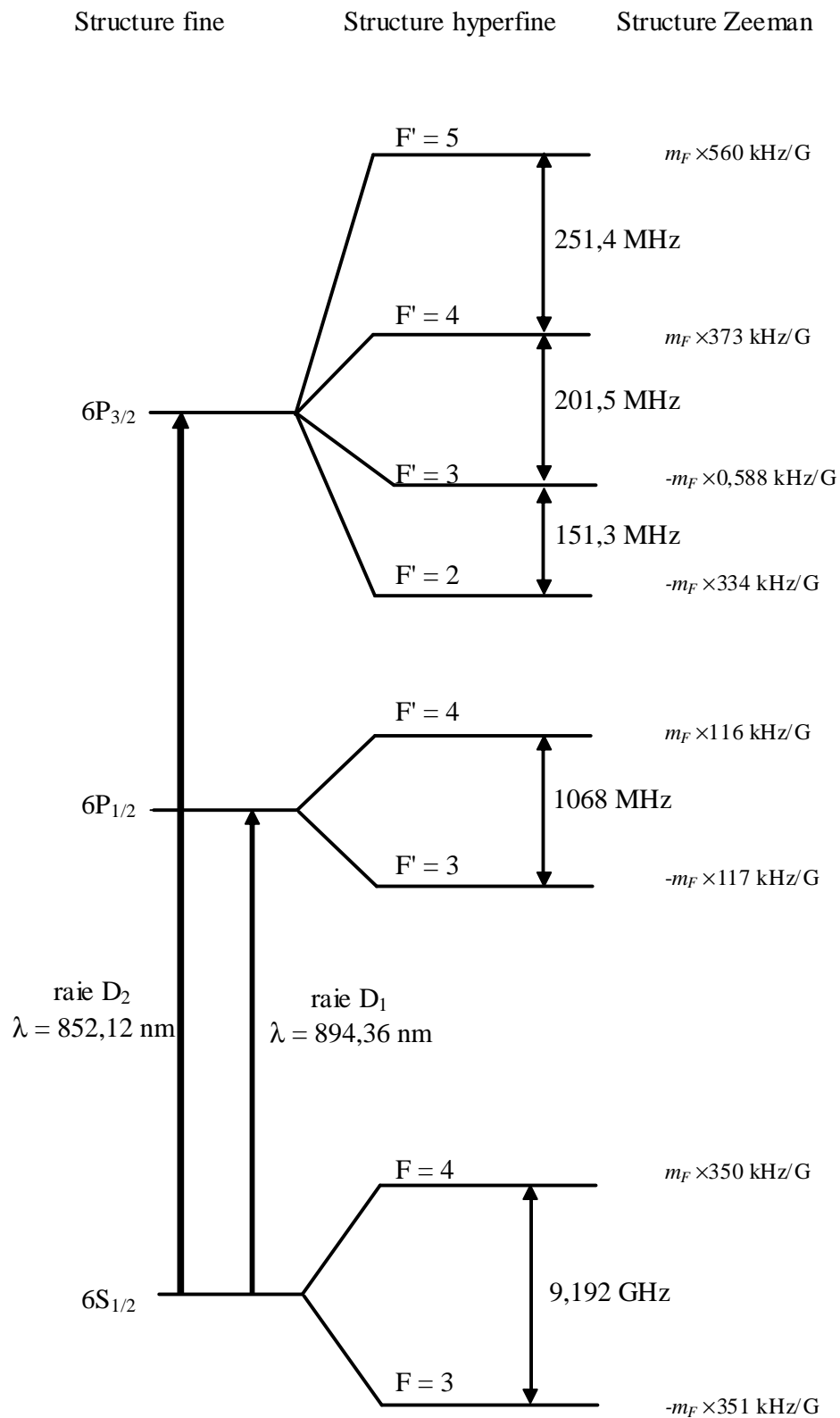


Figure A.1 : Diagramme d'énergie de l'atome de Césium.

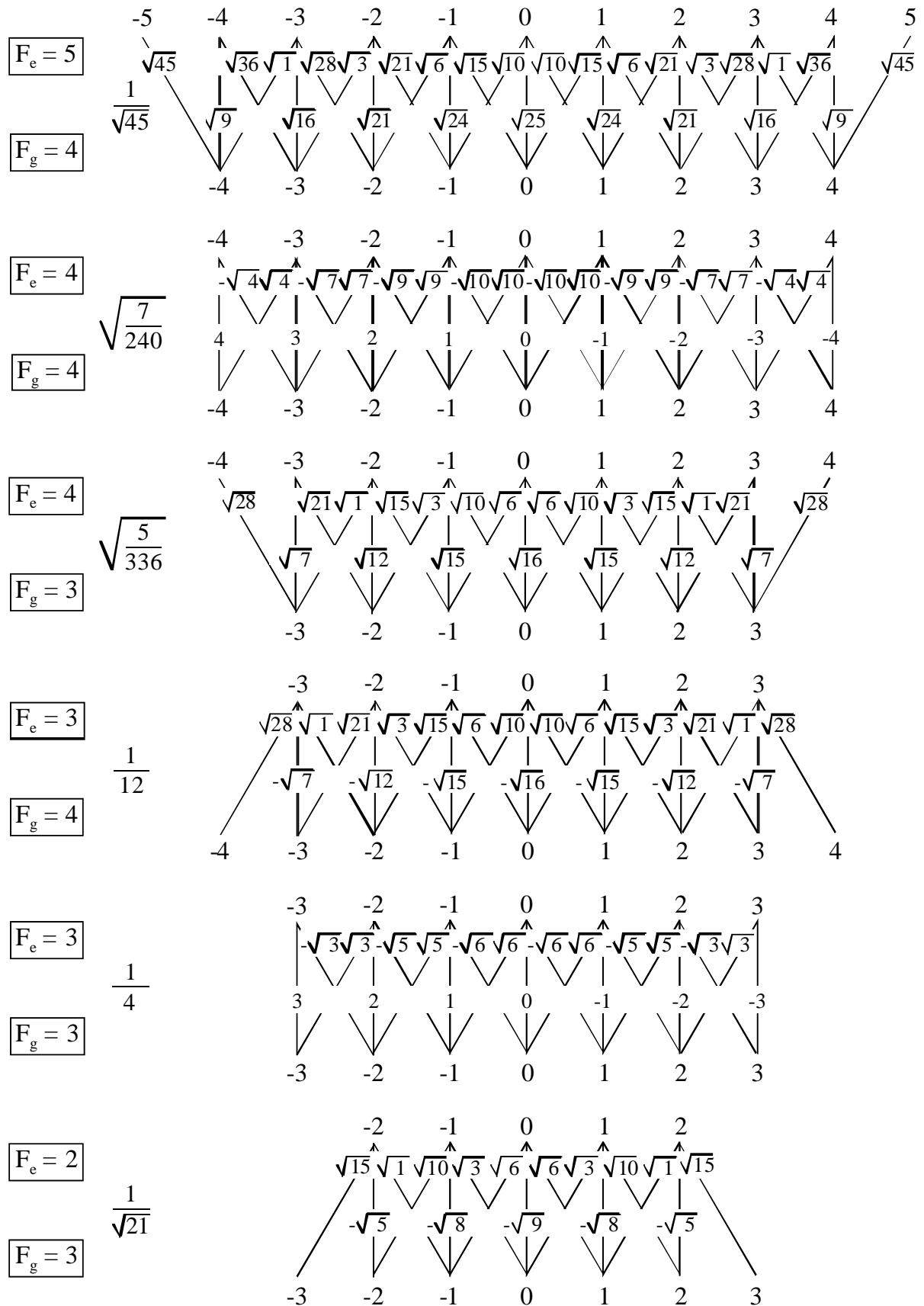


Figure A.2 : Amplitudes de transition de la raie D2 du Césium, correspondant à la force de raie multipliée par les coefficients de Clebsch-Gordan.

B. Compensation du déplacement lumineux

Repérage des différents niveaux :

On choisit la référence de fréquence au niveau du barycentre de la transition Raman, défini en fonction des amplitudes de transition des différentes transitions possibles. Avec les polarisations σ^+/σ^+ ou σ^-/σ^- des faisceaux Raman, les transitions possibles s'effectuent vers $F' = 3$ ou $F' = 4$. Le poids de chaque transition est le suivant :

$$\text{- Transition } F=3 \rightarrow F'=3 \rightarrow F=4 : c^{(3)} = \sqrt{\frac{3}{8}} \cdot \sqrt{\frac{1}{24}} = \frac{1}{8}$$

$$\text{- Transition } F=3 \rightarrow F'=4 \rightarrow F=4 : c^{(4)} = \sqrt{\frac{25}{168}} \cdot \sqrt{\frac{7}{24}} = \frac{5}{24}$$

La probabilité de transition globale est donc $\frac{1}{3}$, et le barycentre de la transition est situé à 75,5 MHz en-dessous du niveau $F' = 4$.

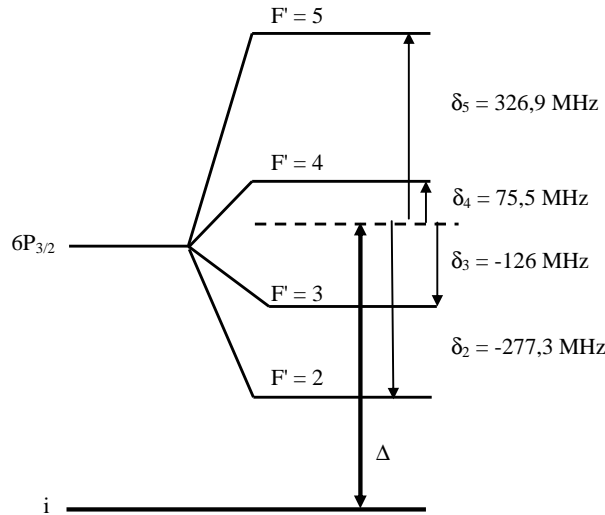


Figure B.1 : Repérage des différentes raies et du désaccord par rapport au barycentre de la transition Raman.

Compensation du déplacement lumineux :

On note G la fréquence de la transition d'horloge ($G = 9,192631770$ GHz). L'application des deux lasers Raman, de pulsations de Rabi Ω_I et Ω_{II} , avec un désaccord non nul, engendre un déplacement des niveaux appelé déplacement lumineux. Le déplacement de chaque niveau de l'état fondamental s'écrit [Landragin 97] :

$$\Omega_3^{AC} = \frac{|\Omega_{II}|^2}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + \delta_j} + \frac{|\Omega_I|^2}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} \quad (\text{B.1})$$

$$\Omega_4^{AC} = \frac{|\Omega_{II}|^2}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta - G + \delta_j} + \frac{|\Omega_I|^2}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta + \delta_j} \quad (\text{B.2})$$

où les coefficients $c_j^{(k)}$ représentent les probabilités de transition de $F = k$ vers $F' = j$, qui sont résumées dans le tableau B.1.

	F' = 2	F' = 3	F' = 4	F' = 5
F = 3 (f)	1/7	3/8	25/168	0
F = 4 (e)	0	1/24	7/24	1/3

Tableau B.1 : Probabilités de transition avec une polarisation $\sigma+$ ou $\sigma-$.

On note r le rapport d'intensité entre les deux lasers Raman : $r = \frac{|\Omega_I|^2}{|\Omega_{II}|^2}$.

Le déplacement lumineux δ^{AC} , correspondant à la différence entre les déplacements des deux niveaux exprimés en (B.1) et (B.2), s'écrit alors :

$$\delta^{AC} = \Omega_4^{AC} - \Omega_3^{AC} = \frac{|\Omega_{II}|^2}{4} \left[\left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta - G + \delta_j} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + \delta_j} \right) + r \left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta + \delta_j} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} \right) \right] \quad (\text{B.3})$$

On note r_{th} le rapport d'intensité théorique permettant de compenser le déplacement lumineux :

$$\delta^{AC} = \frac{|\Omega_{II}|^2}{4} c_{(r)} [r - r_{th}] \quad (\text{B.4})$$

$$r_{th} = \frac{\left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + \delta_j} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta - G + \delta_j} \right)}{\left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta + \delta_j} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} \right)} \quad (\text{B.5})$$

$$c_{(r)} = \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta + \delta_j} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} \quad (\text{B.6})$$

Le rapport d'intensité théorique dépend du désaccord Raman utilisé (cf. Figure B.2), pour un désaccord de 475 MHz par rapport au barycentre de la transition il vaut 2,16.

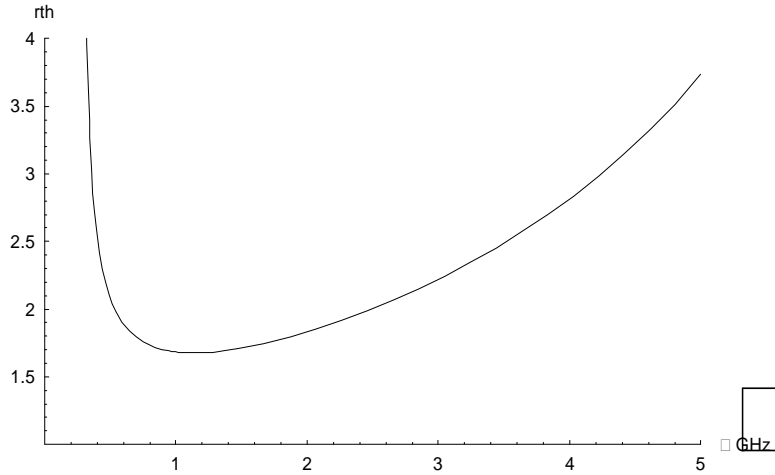


Figure B.2 : Rapport d'intensité permettant de compenser le déplacement lumineux

Influence de l'inclinaison des faisceaux :

En configuration rétrofléchée, les faisceaux Raman sont inclinés de $\theta = 6^\circ$ par rapport à la perpendiculaire au plan de la trajectoire atomique. La direction de propagation des lasers n'est donc plus parallèle à l'offset de champ magnétique réalisant l'axe de quantification. Les polarisations des faisceaux possèdent alors une petite composante de polarisation π . Les déplacements lumineux sont les suivants :

$$\begin{aligned} \Omega_3^{AC} = & \frac{|\Omega_{II}|^2 \cos^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + \delta_j} + \frac{|\Omega_{II}|^2 \sin^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_{\pi j}^{(3)}}{\Delta + \delta_j} \\ & + \frac{|\Omega_I|^2 \cos^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} + \frac{|\Omega_I|^2 \sin^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_{\pi j}^{(3)}}{\Delta + G + \delta_j} \end{aligned} \quad (B.7)$$

$$\begin{aligned} \Omega_4^{AC} = & \frac{|\Omega_{II}|^2 \cos^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta - G + \delta_j} + \frac{|\Omega_{II}|^2 \sin^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_{\pi j}^{(4)}}{\Delta - G + \delta_j} \\ & + \frac{|\Omega_I|^2 \cos^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{\Delta + \delta_j} + \frac{|\Omega_I|^2 \sin^2 \theta}{4} \sum_{j=2}^5 \frac{c_{\pi j}^{(4)}}{\Delta + \delta_j} \end{aligned} \quad (B.8)$$

où les coefficients $c_{\pi j}^{(k)}$ représentent les probabilités de transition en polarisation π , résumées dans le tableau B.2.

	F' = 2	F' = 3	F' = 4	F' = 5
F = 3	3/7	0	5/21	0
F = 4	0	1/9	0	5/9

Tableau B.2 : Probabilités de transition avec une polarisation π

Lorsqu'on ne tient pas compte de l'influence des transitions avec la polarisation π , on réalise une erreur inférieure à 0,4 % sur la valeur du rapport d'intensité théorique permettant de compenser le déplacement lumineux. Cette erreur n'engendre pas de déphasage supplémentaire dans l'interféromètre si elle est constante.

Déphasage induit lorsque le rapport d'intensité fluctue :

La phase due au déplacement lumineux, qui s'inscrit à chaque impulsion pour laquelle l'atome ne change pas d'état, s'écrit :

$$\Phi_{AC}^{(r)} = \frac{\delta^{AC}}{\Omega_{eff}} = \frac{c_{(r)} \Delta}{2\sqrt{r}} (r - r_{th}) \quad (B.9)$$

Ce déphasage s'ajoute au moment des impulsions 1 et 3 de l'interféromètre et induit un bruit de phase dépendant de la stabilité du rapport de puissance pendant le temps d'interaction total.

Pour un désaccord Raman de $\Delta = 2\pi.475$ MHz, $c_{(r)} = 1,58.10^{-10}$.

Déphasage induit lorsque le désaccord Raman fluctue :

Le désaccord Raman peut aussi fluctuer et induire un déplacement lumineux au moment des impulsions 1 et 3 de l'interféromètre.

$$\delta^{AC} = -\frac{|\Omega_{II}|^2}{4} d\Delta \left[\left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{(\Delta - G + \delta_j)^2} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{(\Delta + \delta_j)^2} \right) + r \left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{(\Delta + \delta_j)^2} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{(\Delta + G + \delta_j)^2} \right) \right]$$

Le déphasage induit à chaque impulsion s'écrit :

$$\Phi_{AC}^{(\Delta)} = \frac{\delta^{AC}}{\Omega_{eff}} = \frac{c_{(\Delta)} \Delta}{2\sqrt{r}} d\Delta \quad (\text{B.10})$$

$$c_{(\Delta)} = \left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{(\Delta - G + \delta_j)^2} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{(\Delta + \delta_j)^2} \right) + r \left(\sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(4)}}{(\Delta + \delta_j)^2} - \sum_{j=2}^5 \frac{c_j^{(3)}}{(\Delta + G + \delta_j)^2} \right) \quad (\text{B.11})$$

Pour un désaccord Raman de $\Delta = 2\pi.475$ MHz, $c_{(\Delta)} = -8,36.10^{-20}$.

La stabilité du désaccord Raman pendant le temps d'interaction influe donc sur le bruit de phase mesuré dans l'interféromètre.

C. La variance d'Allan

La caractérisation d'un appareil de mesure passe par la connaissance de sa stabilité, et donc de la variance des mesures réalisées. Or, la variance vraie est une limite portant sur un nombre infini de mesures. On ne peut donc pas la mesurer directement. D'autre part, elle n'est pas calculable pour tous les types de bruit, notamment lorsque ceux-ci ont une densité spectrale s'exprimant par : $S_b(f) = h_\alpha f^\alpha$ où $\alpha \leq -1$ [Chronos 91].

On a alors recours à la variance d'Allan, ou variance à deux échantillons. A partir des mesures effectuées, on construit la suite d'échantillons y_k telle que :

$$y_k = P_k - P_0 \quad (\text{C.1})$$

où P_k est la probabilité de transition mesurée à l'instant $t=kT_c$, et P_0 la moyenne des probabilités mesurées. y_k correspond alors à l'écart à la moyenne à l'instant $t=kT_c$. On note T_c le temps de cycle de l'expérience. La variance d'Allan est définie en fonction de la moyenne sur toutes les mesures de la différence entre deux mesures consécutives :

$$\sigma_y^2(T_c) = \frac{1}{2} \langle (y_1 - y_2)^2 \rangle \quad (\text{C.2})$$

De la même façon, on définit à partir de la même série de mesures la variance d'Allan pour d'autres temps d'intégration :

$$\sigma_y^2(nT_c) = \frac{1}{2} \left\langle \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_{i+n} \right)^2 \right\rangle \quad (\text{C.3})$$

Outre le fait qu'elle existe mathématiquement pour tous les types de bruit, la variance d'Allan est un outil utile en métrologie car, en échelle logarithmique, elle est linéaire par morceaux. La pente de chaque morceau est caractéristique d'un type de bruit, permettant de déterminer le bruit dominant.

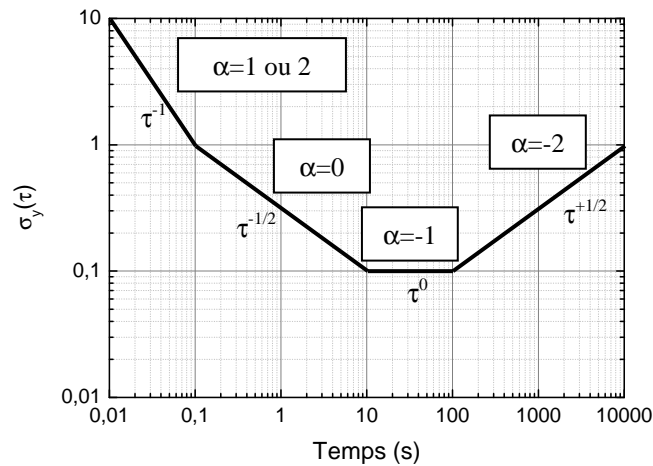


Figure C.1 : Variation de la pente de l'écart-type d'Allan en fonction du type de bruit.

La variance d'Allan donne aussi accès à la stabilité de la mesure pour chaque temps d'intégration. Dans ce rapport, on utilise l'écart-type d'Allan, qui est la racine carrée de la variance d'Allan.

Dans notre expérience, on définit le rapport signal à bruit de la mesure comme le rapport entre la pente de la probabilité de transition mesurée à flanc de frange et l'écart-type de bruit des mesures :

$$R = \frac{P}{\sigma_P} = \frac{C}{C\sigma_{\Delta\Phi}} = \frac{1}{\sigma_{\Delta\Phi}} \quad (\text{C.4})$$

où C est le contraste des franges d'interférences. On utilisera cette expression pour déterminer le rapport signal à bruit de la mesure à partir de l'écart-type d'Allan.

D. Principales publications

- « **Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor** », F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer and A. Landragin, *J. Opt. B Quantum Semiclass. Opt* 5 (2003) S136-S142

- « **Cold atom gyroscope for precision measurements** », F. Leduc, D. Holleville, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, A. Landragin, P. Bouyer, Ch. Bordé, *Laser Spectroscopy XVI, World Scientific* (2003) 68-70

Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor

Florence Yver-Leduc¹, Patrick Cheinet¹, Jérôme Fils¹,
André Clairon¹, Noël Dimarcq¹, David Holleville¹,
Philippe Bouyer² and Arnaud Landragin¹

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

² Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Centre Scientifique d'Orsay, Bât 503, BP 147,
91403 Orsay, France

E-mail: florence.yver@obspm.fr

Received 28 November 2002, in final form 3 February 2003

Published 2 April 2003

Online at stacks.iop.org/JOptB/5/S136

Abstract

In our high-precision atom interferometer, the measured atomic phase shift is sensitive to rotations and accelerations of the apparatus, and also to phase fluctuations of the Raman lasers. In this paper we study two principal noise sources affecting the atomic phase shift, induced by optical phase noise and vibrations of the setup. Phase noise is reduced by carrying out a phase lock of the Raman lasers after the amplification stages. We also present a new scheme to reduce noise due to accelerations by using a feed-forward on the phase of the Raman beams. With these methods, it should be possible to reach the range of the atomic quantum projection noise limit, which is about 1 mrad rms for our experiment, i.e. $30 \text{ nrad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ for a rotation measurement.

Keywords: Atom interferometer, Raman transitions, laser phase lock, phase noise in optical fibres, acceleration compensation in precision measurements

1. Introduction

Recent progress in atom interferometry [1] enables the development of new inertial sensors, using the potential of matter-waves to lead to high-precision detectors. Since the first atom interferometer showing a phase shift owing to rotation in 1991 [2], several gyroscopes have been developed and their sensitivities are already similar to those obtained with the best optical gyroscopes [3]. The first high-sensitivity measurement of the local acceleration of gravity based on atom interferometry was achieved the same year, and has been strongly improved since [4].

In the last decade, the laser cooling techniques have been considerably improved and developed for metrological applications, as exemplified in the field of atomic clocks [5]. For inertial sensors based on de Broglie waves, they lead to drastic improvements in stability and sensitivity, while enabling a reduction of the dimensions of the apparatus.

High-sensitivity inertial sensors with good long-term stability have applications in various domains: gravimetry and

gradiometry, inertial navigation, geophysics, measurements of fundamental constants [6] and tests of general relativity, like the equivalence principle and the Lense–Thirring effect [7].

2. Description of our apparatus

The design of our apparatus has been guided by two goals: long-term stability and compactness. The expected sensitivity is $30 \text{ nrad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ as a rate-gyroscope and $4 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$ as an accelerometer, when about 10^6 atoms are detected at the output of the interferometer. This corresponds to a signal-to-noise ratio of 1000, so that the atomic quantum projection noise limit is 1 mrad rms.

A scheme of the setup is shown in figure 1. The atomic sources are caesium atoms cooled in a magneto-optical trap to a few microkelvin. Then, the atoms are launched by a moving molasses technique at 2.4 m s^{-1} with a repetition rate of 2 Hz. This value corresponds to the first characteristic frequency of the instrument, leading to a pass band of the

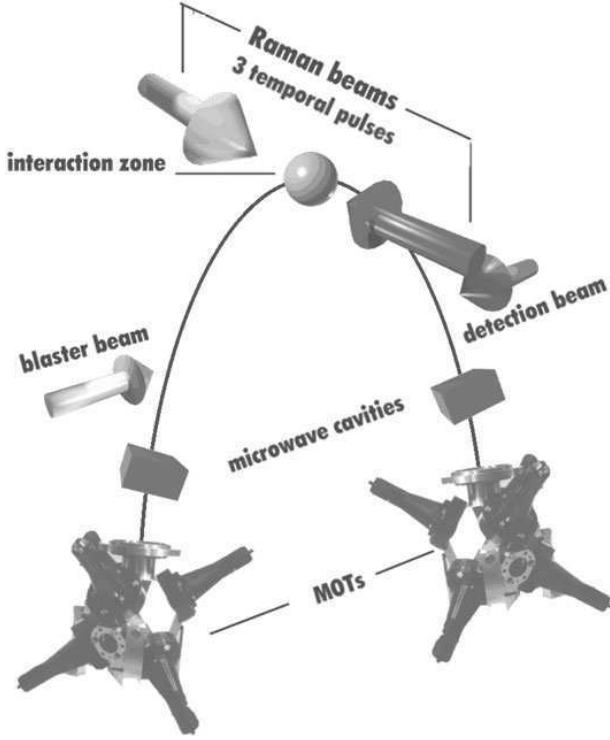


Figure 1. Principle of our cold atom inertial sensor. It uses two atomic sources launched in opposite trajectories and sharing the same Raman lasers. Horizontal velocity: 0.3 m s^{-1} .

interferometer of about 1 Hz. The atoms are prepared in the ($6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$) state by using microwave and optical pulses, and then reach the interferometer zone. The duration of one measurement in this zone is $2T \leq 100 \text{ ms}$, which defines the second characteristic frequency of the instrument.

The interferometer configuration is similar to an optical Mach–Zehnder interferometer, and uses a $\pi/2 - \pi - \pi/2$ sequence of counterpropagating laser pulses to induce stimulated Raman transitions [8] and coherently manipulate the atomic wavepackets (splitting, deviation and recombination). At the output of the interferometer, we measure the population of both hyperfine states ($6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$) and ($6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0$) by laser-induced fluorescence and calculate the transition probability P between the two states.

The transition probability P is a function (1) of accelerations in the direction of the Raman laser beams, (2) of the rotation rate around the axis normal to the oriented area enclosed between the two arms of the interferometer, and (3) of fluctuations of the phase difference between the Raman lasers [9]. This last point will be further discussed in section 3. The phase shifts induced on the atomic wave phase are respectively named $\Delta\Phi_{acc}$, $\Delta\Phi_{rot}$ and $\Delta\Phi_{laser}$. The transition probability induced by the Raman sequence can be written as

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

where C is the contrast of the atomic fringes.

In order to distinguish between atomic phase shifts induced by rotation and acceleration, the experiment uses two counterpropagating atomic clouds diffracted by the same

Raman pulses. The phase shifts measured by the two interferometers are then opposite for rotations, while they are identical for both accelerations and laser fluctuations. We thus discriminate between acceleration and rotation by adding or subtracting the phase shifts extracted from the two atomic clouds signals, as already demonstrated in [10].

Atom interferometry using either time domain (pulsed laser beams) [11] or space domain (focussed continuous laser beams) [12] can be built. The interferometer phase shifts induced by rotation and acceleration are

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

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

for an interferometer operating in the time domain, and

$$\Delta\Phi_{rot} = 2k_{eff}\Omega \frac{L^2}{V} \quad (4)$$

$$\Delta\Phi_{acc} = k_{eff}a \frac{L^2}{V^2} \quad (5)$$

in the space domain. $k_{eff} \cong 2k_{laser}$ represents the effective wavevector of the Raman laser pair, Ω is the rotation rate, and a the acceleration. In normal operation, V is the horizontal projection of the atomic mean velocity. T corresponds to the time between two successive Raman pulses and L is the spatial distance between two successive Raman beams.

In the time domain, the parameter determining the scaling factors is the time T between two successive interactions, whereas the important parameter in the space domain is the distance L between them.

A precise measurement requires a good definition of the scaling factor. Compared to thermal atomic beams, cold atom sources enable a smaller velocity dispersion of the atomic cloud and a better defined velocity by the use of the moving molasses technique. This leads to a better definition of the rotation scaling factor. Also, acceleration rejection by the use of two counterpropagating atomic clouds is more efficient in the time domain, as the velocity of the atoms does not appear in the scaling factor, which is thus better defined. For these reasons we have chosen to work with cold atoms and in the time domain.

Time intervals can be measured with a very high precision: in our apparatus, Raman pulses are generated by an acousto-optic modulator (AOM) with less than 100 ns rise time. Moreover, when using cold atoms launched by a moving molasses, the velocity of the atoms is very well known and stable: we can reach a stability of 10^{-4} m s^{-1} or better from shot to shot. The scaling factor of the gyroscope is then very well defined, and we can expect to know the rotation scaling factor with a relative uncertainty of 4×10^{-5} or better in one cycle. In the case of the Earth rotation rate measurement, this ensures an uncertainty below 3 nrad s^{-1} per shot, which is ten times lower than the short-term interferometer sensitivity.

Furthermore, the three laser pulses are generated by switching on and off three times the same pair of large Raman laser beams. The rotation noise induced in space domain gyroscopes by misalignments of the Raman laser pairs between each other is thus strongly reduced in our case.

However, our setup is also sensitive to temporal fluctuations of the Raman phase difference, which can lead to a degradation of the signal-to-noise ratio.

3. Influence of phase noises on rotation and acceleration measurements

The atomic phase shift measured at the output of the interferometer is a function of the phase difference between the two counterpropagating Raman lasers [13]:

$$\Delta\Phi_{laser} = \Phi_1(t) - 2\Phi_2(t + T) + \Phi_3(t + 2T) \quad (6)$$

where $\Phi_i(t)$ represents the phase difference between the two Raman lasers during the i th pulse. This phase is considered at the location of the centre of the atomic wavepacket [14]. This means that the atomic phase shift measured is also sensitive to any fluctuations of the phase difference between the Raman pulses. As laser phase noise induces identical phase shifts for both atomic clouds, it is seen as acceleration by the interferometer.

For an acceleration measurement, phase noise on the Raman phase difference and vibrations of the setup have to be minimized so that their contributions to the atomic phase noise remain below the 1 mrad rms interferometer noise.

For a rotation measurement, laser phase noise is rejected by the use of two counterpropagating atomic clouds. However, the phase shifts induced by these perturbations must remain negligible compared with 2π , in order to avoid any ambiguity on the fringe number. Moreover, to simplify the extraction of rotation and acceleration phase shifts from the experimental signals, the interferometer's phase fluctuations and vibrations should be reduced to less than 0.1 rad rms, which allows a linearization of equation (1) near the operating point.

In our setup, we have implemented a phase lock scheme that enables a reduction of the phase noise induced by the semiconductor (SC) amplifiers. In addition to a passive isolation from the vibrations, we also show here the possibility to implement a feed-forward compensation of the effect of vibrations by directly acting on the phase of the Raman beams.

4. Measurement and rejection of the phase noise of the Raman beams

The difference between the two Raman laser frequencies must be stabilized at 9.19 GHz to be tuned to the clock transition frequency of the caesium atoms. This stabilization is also crucial to prevent any degradation of the signal-to-noise ratio in the interferometer.

Several noise sources could spoil the Raman phase difference: internal noise of the microwave generator, optical amplification by slave lasers, independent propagation of the beams through air and various optical elements (AOM, polarization maintaining fibre). In this study, we will focus on optical phase noise sources, such as optical amplification and propagation in the polarization maintaining fibre, and on their contributions to the interferometer noise.

In order to deduce the contribution of the optical phase noise to the noise degrading the atomic phase shift, the measured phase noise spectra have to be weighted by the interferometer transfer function. As shown in equation (6), the atomic phase shift measurement consists in reading the Raman phase difference at three times $t = 0, T, 2T$, because of the $\pi/2 - \pi - \pi/2$ configuration. We calculate the transfer

function by expressing the atomic phase shift as a function of fluctuations of the phase difference $\Phi_i(t)$ between the two Raman lasers during the i th pulse.

We first suppose that the three laser pulses have an infinitely short duration. When expressing the Fourier transform of the laser phase fluctuation, with amplitude Φ_f and arbitrary phase φ_f at frequency f , each $\Phi_i(t)$ corresponding to the phase difference between the two Raman lasers during the i th pulse can be written as

$$\Phi_i(t) = \int_f \Phi_f \cos(2\pi f t + \varphi_f) df. \quad (7)$$

Calculated from equation (6), the atomic phase shift induced by the laser phase fluctuation component at frequency f is thus

$$\Delta\Phi_{laser}(f) = -4\Phi_f \sin^2(\pi f T) \cos(2\pi f T + \varphi_f). \quad (8)$$

A quadratic average of equation (8) on the arbitrary phase φ_f gives the contribution of the laser phase fluctuation to the atomic phase shift at frequency f :

$$\sqrt{\langle \Delta\Phi_{laser}^2(f) \rangle_{\varphi_f}} = 2\sqrt{2}\Phi_f \sin^2(\pi f T). \quad (9)$$

The rms atomic phase shift due to a laser phase fluctuation at frequency f is thus obtained by multiplying the amplitude Φ_f of the fluctuation by a transfer function defined by a square sine function of the frequency f . This implies that the interferometer transfer function cancels at frequency multiples of $1/T$ and expresses the fact that the atomic phase shift measurement results in a sampled measurement of the rotation rate or the acceleration [4].

Furthermore, the study of the real case of square Raman pulses with a finite duration τ induces a well-known first-order low-pass filter in the transfer function of the interferometer, with a cut-off frequency $f_c = 1/2\tau$. From equation (9), the transfer function of the interferometer can be written as

$$|H(f)|^2 = \frac{8 \sin^4(\pi f T)}{1 + (\frac{f}{f_c})^2} \quad (10)$$

where T is the time interval between two consecutive Raman pulses, and f_c the cut-off frequency of the low-pass filter due to the pulses' finite duration τ ($\tau = 30 \mu\text{s}$ in our experimental case).

Each measured phase noise spectrum has thus to be weighted by this transfer function in order to evaluate its contribution to the noise degrading the atomic phase shift.

Phase noise measurements due to the optical amplification and to the propagation in the fibre are detailed after a short description of the optical bench generating the Raman laser beams.

The Raman laser beams are generated with two extended cavity laser diodes (ECLD) emitting at 852 nm. ECLD outputs are amplified to get the optical power needed for about 30 μs Raman pulses (figure 2). Therefore we use a slave laser diode (SD) for one path, from which we get 200 mW. On the other path, a tapered SC amplifier increases the laser power up to 500 mW. After superimposition in a polarization beam splitting cube, both beams are deflected by an AOM used as an optical switch to generate the three pulses. They are then injected with

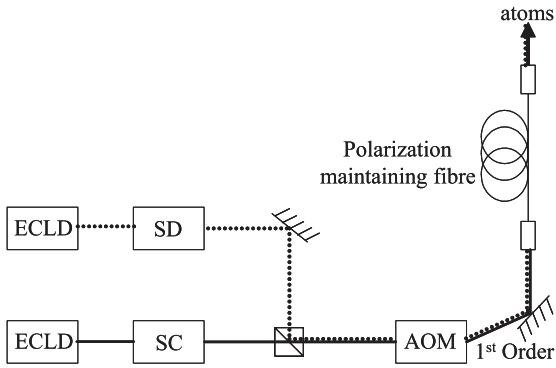


Figure 2. Principle of generation of the Raman laser beams. The laser frequency difference is 9.19 GHz and the AOM is used only as a switch of the Raman beams.

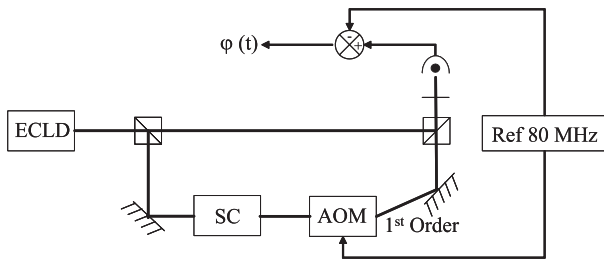


Figure 3. Scheme of the experiment used to measure the phase noise generated in the optical amplification path using the SC amplifier.

crossed polarizations into the two proper axes of a polarization maintaining fibre and propagate towards the interaction zone with the atoms.

The first step is to measure the phase noise induced by one of the two amplification stages, realized with the SC amplifier. The injection of the slave diode is supposed to add a similar phase noise. A photodiode detects the beat-note between the ECLD and the amplified laser beam, frequency shifted by 80 MHz using an AOM (figure 3). Phase noise is measured by mixing the photodiode output with a reference signal at 80 MHz.

The power spectral density (PSD) of the phase noise spoiling this beat-note is shown in figure 4. Low-frequency noise up to 3 kHz is due to temperature fluctuations on the optical bench and in the SC amplifier, and to mechanical vibrations. At higher frequencies, phase noise sources are mostly electrical and result in high narrow peaks of noise.

After weighting this spectrum by the interferometer transfer function to phase fluctuations described in equation (10), we estimate the atomic phase noise induced by the SC amplifier at the level of 180 mrad rms. This value greatly exceeds the limit of 1 mrad rms set by the expected signal-to-noise ratio of 1000.

We have to implement a method to imprint the phase quality of the microwave generator on the Raman phase difference. Usually, this Raman laser frequency stabilization is realized by phase locking one ECLD on the other [15]. But, doing so, the phase noise induced by the amplification stages is not compensated for, and degrades the phase difference between the laser beams at the level previously measured. That is the reason why we chose to phase lock the Raman laser beams after the optical amplification stages. With this method,

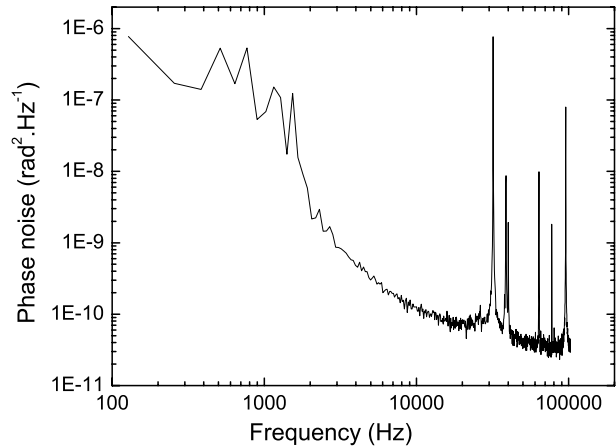


Figure 4. PSD measured in the experiment described in figure 3. The phase noise is mostly due to the SC amplifier and optical path fluctuations.

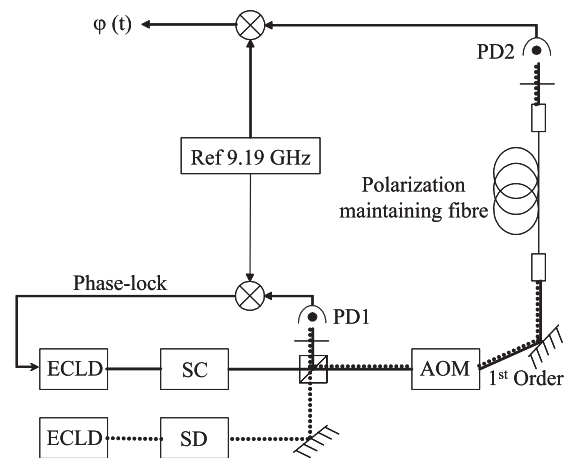


Figure 5. Principle of measurement of the residual phase noise between the two phase-locked Raman beams, directly imprinted on the atomic wave phase.

the loop delay is certainly increased, but all optical phase shifts introduced while the Raman beams do not copropagate are strongly reduced.

One could propose that the phase noise induced by the polarization maintaining fibre can also be rejected with a phase lock after the fibre. But, as Raman lasers are pulsed by the AOM, it is impossible to make any continuous servo-control including this AOM in the loop. The only way to servo-control the phase shift after the fibre is to use an external continuous laser, far detuned from the atomic transitions and copropagating in the optical fibre. For reasons of simplicity and easy implementation, the Raman laser beams are phase locked just before the AOM. Residual noise spoiling the phase difference between the phase-locked lasers is measured after propagation in the polarization maintaining fibre, in order to control whether this method is sufficient to preserve a high signal-to-noise ratio.

The phase difference between the two amplified laser beams is phase locked at the superimposition point by carrying out a beat-note between the laser beams on a Hamamatsu ultrafast photoconductor G4176, named PD1 (figure 5). The amplified beat-note is mixed with a reference signal at

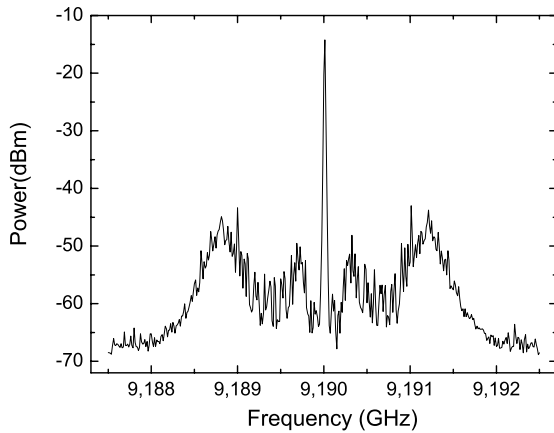


Figure 6. Beat-note detected on the photoconductor PD1, with a resolution bandwidth of 10 kHz. The central peak contains about 90% of the total power.

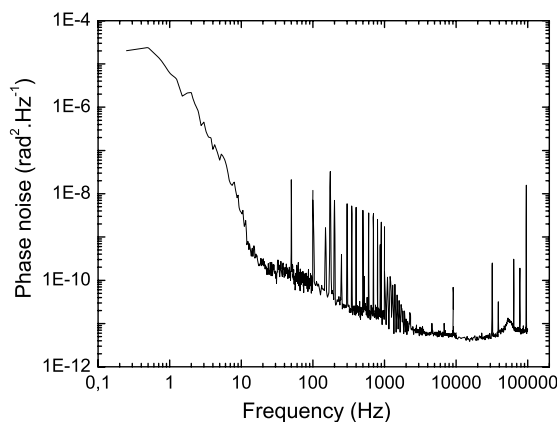


Figure 7. PSD of the phase noise measured on PD2 after the phase lock and propagation in the fibre. This Raman phase noise is directly seen by the atoms.

9.19 GHz. The error signal is then used to generate a correction signal fed back to the ECLD current and piezo-electric transducer (PZT).

Figure 6 shows the beat-note measured by a spectrum analyser with a resolution bandwidth of 10 kHz. We observe a lock bandwidth of 1.2 MHz. This is enough to reduce the phase noise of the Raman beams to the phase noise level of the microwave generator.

In figure 7 is shown the residual phase noise after propagation in a 3 m long optical fibre, and table 1 gives the induced phase noise in the atom interferometer after weighting by $H(f)$ (see equation (10)), for each frequency decade.

We can see a high phase noise at low frequencies up to 10 Hz. This phase noise is due to temperature fluctuations in the polarization maintaining fibre. For comparison, we measured the phase noise induced by propagation without any fibre, which showed a much lower contribution to the atomic phase noise in this decade (0.38 mrad rms compared to 1.01 mrad rms).

At Fourier frequencies from 100 Hz to 1 kHz, we measure many peaks at harmonic frequencies of 50 Hz. Their contribution to the atomic phase noise is significant (0.49 mrad rms) but does not represent the principal noise

Table 1. Contribution of the Raman phase noise in each frequency decade calculated from the PSD (figure 7) weighted by the interferometer transfer function $H(f)$.

Frequency band	Atomic phase noise (mrad rms)
0–10 Hz	1.01
10– 100 Hz	0.37
100 Hz–1 kHz	0.87
1 kHz–10 kHz	0.48
10 kHz–100 kHz	0.37
Total	1.51

source. Moreover, they could come from electrical artefacts and their existence on the Raman phase difference is not certain. This means that the contribution of the frequency band from 100 Hz to 1 kHz to the atomic phase noise is probably lower than what we measured.

At frequencies higher than 1 kHz, the PSD reaches the noise level of the measurement setup.

Thus, a direct phase lock of optical amplified lasers enables a rejection of the major part of the phase noise induced by the amplification stages and non-counterpropagating paths. With this method, the contribution of the Raman lasers' phase noise falls down to the level of 1.5 mrad rms.

The optical fibre is the most important source of noise on the Raman laser phase difference. With a better control of the fibre temperature, we expect to reduce the interferometer phase noise to the range of 1.2 mrad rms.

5. Acceleration compensation

Because of an aliasing effect due to our sampling frequency of 2 Hz, the high-frequency part of the acceleration noise is transferred to the low frequencies (lower than 1 Hz) and can degrade the signal-to-noise ratio of the interferometer. In order to evaluate the effect of vibrations on the interferometer, we measured the acceleration noise and deduced its contribution to the interferometer phase shift by weighting it by equation (10). Because the interferometer signal depends only on the difference of position (or phase) between the three pulses (see equation (6)), the accelerometer signal has to be converted in a position (or phase) signal. This means that it has to be integrated in the frequency band from 0.1 to 200 Hz. Vibrations of the lab floor have been measured with an accelerometer (IMI model 626A04) and would contribute to the interferometer phase noise at the level of 1 rad rms. This value is too high compared with the limits of 1 mrad rms and 0.1 rad rms required respectively for acceleration and rotation measurements.

Two methods can be implemented to reduce vibrations of the setup: putting it on an isolation platform or compensating for vibrations actively. We installed our interferometer on an optimized NanoK isolation platform. This enabled us to reduce vibrations so that their contribution to the interferometer phase noise is estimated at about 0.1 rad rms. This method, alone, is not sufficient to reach the interferometer sensitivity. Moreover, the platform could lead to additional rotation noise [4]. For these reasons, we have tested a new scheme to reduce the effect of vibrations by using a feed-forward on the phase of the Raman beams. If the method is efficient and robust enough, it will be possible to avoid using any vibration isolation platform.

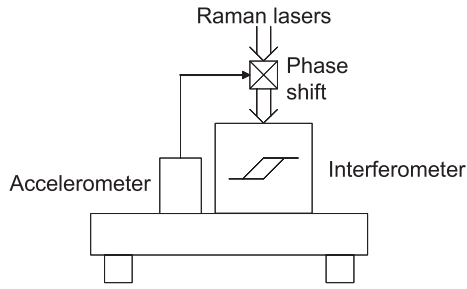


Figure 8. Principle of setup for acceleration compensation on the inertial sensor. The accelerometer signal is used to generate a correction signal on the Raman phase, which cancels the phase shift induced by vibrations.

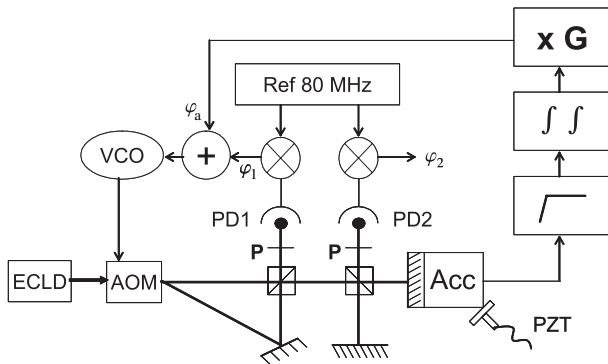


Figure 9. Auxiliary experiment testing the acceleration rejection. The accelerometer signal is used as a feed-forward correction signal and is added into the Raman phase lock loop.

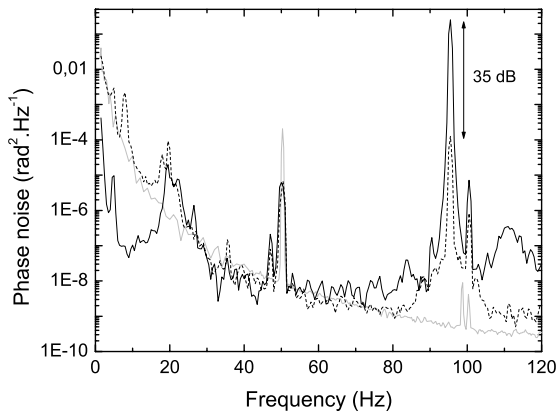


Figure 10. PSD of the phase noise measured on PD2 (figure 9). Solid curve: without rejection. Dashed curve: with rejection. Grey curve: accelerometer's internal noise.

The basic principle of the method is schematized in figure 8. A low-noise sensor is rigidly fixed on the table supporting the interferometer. This sensor provides an acceleration signal at high frequencies used in the feed-forward compensation on the phase of the Raman beams. After the two integrations and proper adjustment of the gain, it is applied to the phase lock setup of the Raman beams. This adjustment can be performed by minimizing the interferometer noise. By doing so, we have the advantage of the high sensitivity of mechanical accelerometers at high frequencies and the stability of atomic interferometers at low frequencies and continuous accelerations.

In order to test this method, we built the auxiliary experiment schematized in figure 9. The first step is to implement a setup similar to the original optical bench. The two laser beams representing the Raman lasers come from the same ECLD diffracted in zero and first orders of an AOM, fed with a voltage-controlled oscillator (VCO). The two laser beams are then recombined in a polarization beam splitting cube.

At one output of the cube, a first photodiode PD1 measures the beat-note between the two beams. This signal is mixed with an 80 MHz reference signal to obtain the phase error signal φ_1 used to drive the VCO feeding the AOM. In this way, we servo-lock the phase difference between the two beams at the location of the photodiode, as it is done in the original setup.

At the second output, the beams are separated again into a Michelson interferometer and we simulate vibrations of the setup by moving one mirror with a PZT. A second photodiode PD2 is placed at the output of the interferometer to measure the optical phase shift φ_2 that would be imprinted on the atomic wave phase.

Our method to compensate for this phase shift consists in measuring the mirror's vibrations with an accelerometer to generate a correction signal. For this study, we use an accelerometer working in the frequency range from 0.1 to 200 Hz. In order to suppress low frequencies below 0.1 Hz which lead to a drift of the correction signal, we use a high-pass filter with a cut-off frequency of 0.16 Hz. The signal has to be integrated twice and scaled in order to be compared with φ_2 . The integration used a second-order low-pass filter with a cut-off frequency of 3 Hz. Finally, this correction signal, named φ_a , is added to the phase error signal φ_1 of the servo-loop. When the compensation is perfectly adjusted, no modulation induced by the PZT should appear on φ_2 . The scaling factor G is chosen experimentally to minimize the modulation of φ_2 .

We show in figure 10 the PSD of the phase noise measured on PD2 for an excitation frequency of 95 Hz, with and without feed-forward compensation, and the equivalent accelerometer's internal noise previously measured.

Any active rejection will add the noise of its reference. Here, the feed-forward compensation adds the accelerometer's noise to the final measured phase noise. One can notice that, at low frequency (below 60 Hz), the accelerometer's noise is at the level of or higher than the vibration noise. This leads to an increased noise level for frequencies lower than 20 Hz in this case. Wherever the accelerometer's noise is low enough, we observe a decrease of the noise level and we reach a 35 dB rejection efficiency for the frequency modulation of the PZT at 95 Hz.

To fully characterize the rejection process, the last step is to study the efficiency of the vibration compensation as a function of the modulation frequency. To do so, we use a PZT modulation amplitude high enough to be only partially rejected, so that the rejection process is not limited by the accelerometer's noise. We found a strong dependence on the modulation frequency. In order to better understand this result, we modelled the rejection efficiency, taking into account the processing of the acceleration signal before its addition in the servo-loop.

For low frequencies, the phase shift introduced by the high-pass filters and integration device prevents an exact cancellation. This will reduce the rejection efficiency. For

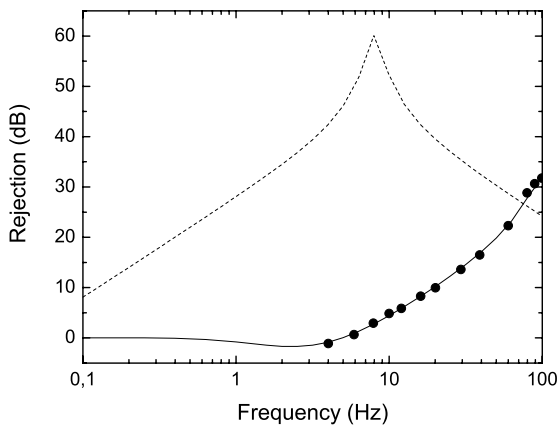


Figure 11. Phase noise rejection of the modulation induced by the PZT. Black dots: experimental result. Solid curve: simulated rejection in the actual experimental conditions. Dashed curve: calculated rejection that could be obtained by using a better accelerometer with a lower noise level and a lower working frequency (0.01 Hz cut-off frequency).

the best rejection efficiency, the scaling factor error will limit the rejection.

Finally, for the highest frequencies, the accelerometer's sensitivity presents a mechanical resonance around 2 kHz. This will induce a decrease of the rejection efficiency.

We can see in figure 11 that the simulation is in good agreement with the experimental results. This means that the rejection measured here is limited by the analogical processing of the signal.

We plan to replace the accelerometer by a seismometer working in the 0.01–50 Hz frequency range, which presents a lower noise level (Guralp CMG-T40). This will allow us to reduce the cut-off frequencies on the analogical filters, in order to optimize the rejection. We plotted also in figure 11 with a dashed curve the case with cut-off frequencies of 0.01 Hz, with a scaling error of 1:1000. This will lead at least to a 25 dB rejection from 1 to 100 Hz. We could further improve this result by using a numerical filtering instead of an analogical one. This would enable the use of the optimum filter taking into account the real transfer function of the setup.

Traditional criticisms made against feed-forward compensation schemes concern the difficulties due to the need for a very good knowledge of the scaling factors. They do not really apply here for at least three reasons: first, we only need to reduce the interferometer phase noise induced by high-frequency noise aliased to low frequency. Second, the compensation is not totally an open-loop configuration; a numerical minimization of the interferometer noise allows at least for gain adjustment of the vibration compensation in the long term. Third, we do not suspect the mechanical transfer function to vary significantly during the course of a measurement.

6. Conclusions

In this paper we have demonstrated our ability to reduce two principal noise sources in the atom interferometer. A phase lock after the amplification stages reduces the phase noise on the Raman phase difference. The residual noise contributes to the atomic phase noise at the level of 1.5 mrad rms.

A preliminary test of acceleration compensation by acting on the optical phase has been validated. The method enables us to reach a 35 dB rejection, and this value can be easily improved by using a seismometer with better low-frequency internal noise. This should allow us to operate the inertial sensor on the ground and perhaps to free the setup from potential rotation noise added by the isolation platform.

More work is necessary to fully demonstrate the efficiency of this feed-forward vibration compensation. However, it looks very promising and its implementation is much easier than the traditional method used for active vibration isolation. A generalization to three dimensions is possible, and it could also be applied in other high-precision measurements, particularly for vibration compensation of lasers stabilized in supercavities.

Thus, we expect that these two main noise sources can be reduced to the intrinsic limit of the interferometer sensitivity. The remaining main noise source is due to wavefront distortions of the Raman lasers. This can lead to a systematic error if the two atomic trajectories do not perfectly overlap [16].

Acknowledgments

The authors would like to thank CNRS, BNM, DGA, SAGEM and CNES for supporting this work. We would also like to thank the electronic staff of SYRTE for their help and advice.

References

- [1] Berman P R (ed) 1997 *Atom Interferometry* (London: Academic)
- [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 and Kasevich M 2000 *Class. Quantum Grav.* **17** 1
- [4] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
- [5] Clairon A, Laurent Ph, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N and Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [6] Wicht A, Hensley J M, Sarajlic E and Chu S 2001 *Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* ed P Gill (Singapore: World Scientific) p 193
- [7] *ESA Assessment Study Report 2000 ESA-SCI 10*
- [8] Bordé Ch J 1991 *Laser Spectroscopy* vol 10, ed M Ducloy, E Giacobino and G Camy (Singapore: World Scientific) p 239
- [9] Storey P and Cohen-Tannoudji C 1994 *J. Physique II* **4** 1999–2027
- [10] Gustavson T L, Bouyer P and Kasevich M 1998 *Proc. SPIE* **3270** 62
- [11] Sterr U, Sengstock K, Ertmer W, Riehle F and Helmcke J 1997 *Atom Interferometry* ed P R Berman (London: Academic)
- [12] Udem Th, Diddams S A, Vogel K R, Oates C W, Curtis E A, Lee W D, Itano W M, Drullinger R E, Bergquist J C and Hollberg L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996
- [13] Kasevich M and Chu S 1992 *Appl. Phys. B* **54** 321
- [14] Antoine C and Bordé Ch J 2002 *Phys. Lett. A* **306** 277
- [15] Santarelli G, Clairon A, Lea S N and Tino G 1994 *Opt. Commun.* **104** 339
- [16] Landragin A, Fils J, Yver F, Holleville D, Dimarcq N and Clairon A 2001 *Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* ed P Gill (Singapore: World Scientific) p 532

COLD ATOM GYROSCOPE FOR PRECISION MEASUREMENTS

F. LEDUC, D. HOLLEVILLE, J. FILS, A. CLAIRON, N. DIMARCO AND

A. LANDRAGIN

*BNM-SYRTE, UMR 8630, Observatoire de Paris
61, Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
E-mail: arnaud.landragin@obspm.fr*

P. BOUYER

*Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501
Centre Scientifique d'Orsay, Bât 503, PB 147, 91403 Orsay, France*

Ch.J. BORDÉ

*Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538
Université de Paris Nord, 93430 Villetaneuse, France*

We report preliminary results obtained with our atomic gyroscope. The first measurements have been realized in a configuration which enables an estimation of the limit of the signal to noise and the effect of most of the systematics. We present the first interferometric fringes in the usual configuration sensitive to rotation and acceleration.

1. Introduction

In this paper, we report preliminary results of the first cold atom gyroscope. It is based on a symmetrical Ramsey-Bordé configuration ($\pi/2 - \pi - \pi/2$ pulse sequence)¹ using a pair of Raman lasers interacting with two cold caesium atom sources traveling with opposite parabolic trajectories.² The phase shifts due to acceleration and Raman laser phase noise can be distinguished from the rotation phase shift thanks to the use of the two atomic sources.³

2. Co-Propagating Configuration: Estimation of the Signal to Noise Ratio

Noise in the difference of phase between the two Raman lasers appears in the same way as the acceleration signal and can degrade the signal to noise ratio. In order to estimate independently this noise we use a co-propagating configuration in which the two Raman lasers are traveling in the same direction, leading to

micro-wave transitions. In this configuration the atomic interferometer is sensitive in the same way to noise from the laser phase difference but insensitive to inertial forces. Moreover, this configuration is sensitive to most of the other sources of noise of the interferometer such as the light shift due to the Raman lasers or fluctuations in the magnetic field.³

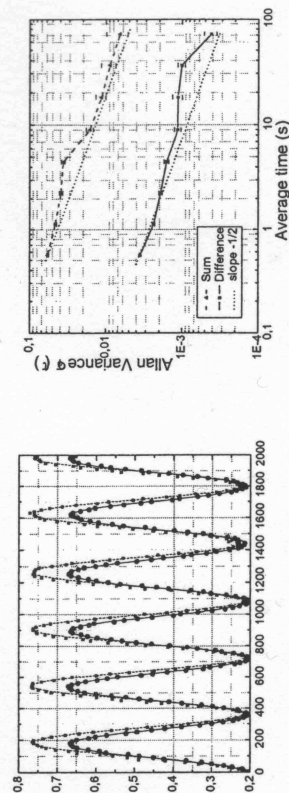


Figure 1. Left: fringe pattern corresponding to the probability of detecting the atoms in the $F=4$ state at the output of the interferometer when scanning the phase shift between the two Raman lasers pulses. The total interaction time is 20 ms. Right: the Allan variance for the difference (solid line) and the sum (dashed line) of the phase between the two atomic signals at the centre of a fringe with a cycling time of 560 ms.

We obtain a fringe pattern by scanning the phase shift between the two first Raman lasers pulses (Fig. 1). By sitting on the centre fringes one can measure the fluctuations in the two interferometric signals and calculate the sum and the difference to extract the information about the rotation and the acceleration. The signal to noise ratio of the sum is 17 and of the difference 280. In the case of the sum the limitation is not perfectly determined but is probably due to noise in the phase lock of the Raman lasers. The signal to noise ratio of the difference of the signals is coherent with the limit due to the quantum noise projection limit and proves that the rejection of the laser phase noise is efficient.

3. Counter-Propagating Configuration : Inertial Force Signals

In the counter-propagating configuration, in which the Raman lasers are travelling in opposite direction, the interferometers are sensitive to acceleration and rotation. Figure 2 shows the interference fringes obtained in the counter-propagating configuration but with the same experimental parameters as in Figs. 1 and 2. The increase in noise is due to vibrations in the experiment. The reduced interaction time of 20 ms has been chosen in order to have a contribution to the interferometer phase shift due to vibrations smaller than 2π .

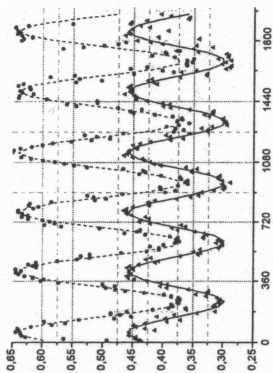


Figure 2. Fringe pattern corresponding to the probability of detecting the atoms in the $F=4$ state at the output of the two interferometers for a total interaction time of 20 ms. The experimental data have been fitted by sine functions, represented by the solid and dashed lines.

4. Conclusion

We have observed for the first time signals from an atomic gyroscope based on cold atoms. The study with the co-propagating configuration shows that we obtain a signal to noise of 280 thanks to the Raman phase noise rejection. It should be possible to achieve a signal to noise ratio of about 1000 by improving the vacuum, which limits the number of atoms, and by optimizing the phase lock of the Raman lasers. The results are still very preliminary and the experiment will need other improvements such as reducing the temperature of the atomic source (presently 3 μK) and isolation or compensation of the parasitic vibrations.³ With a signal to noise ratio of 1000 and an interaction time of 90 ms the apparatus should achieve a sensitivity of 30 mrad s^{-1} .

Acknowledgments

The authors would like to thank DGA, SAGEM and CNES for supporting this work.

References

1. Ch. J. Bordé, *Laser Spectroscopy X*, eds. M. Ducloy, E. Giacobino and G. Camy (Singapore: World Scientific), 239 (1991).
2. F. Yver-Leduc et al., *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S136 (2003).
3. T.L. Gustavson, A. Landragin and M.A. Kasevich, *Class. Quantum. Gravity* **17**, 1 (2000).

BIBLIOGRAPHIE

- [Antoine 02] C. Antoine, Ch. J. Bordé, *Exact phase shifts for atom interferometry*, *Phys. Lett. A* **306** 277 (2003)
- [Antoine 03] C. Antoine, Ch. J. Bordé, *Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update*, *J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt.* **5** 199 (2003)
- [Antoine 04] C. Antoine, *Contribution à la théorie des interféromètres atomiques*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2004)
- [Baudon 99] J. Baudon, R. Mathevet, J. Robert, *Atom Interferometry*, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **32** 173 (1999)
- [Berman 97] *Atom Interferometry*, ed. P. Berman, *Academic Press* (1997)
- [Bize 01] S. Bize, *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de Rubidium et de Césium*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2001)
- [Bongs 02] K. Bongs, R. Launay, M. Kasevich, *High-order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers*, arXiv:quant-ph/0204102 v2 (2002)
- [Bordé 84] Ch. J. Bordé, Ch. Salomon, S. Avrillier, A. Van Leberghe, Ch. Bréant, D. Bassi, G. Scoles, *Optical Ramsey fringes with travelling waves*, *Phys. Rev. A* **30**, 4, 1836 (1984)
- [Bordé 89] Ch. J. Bordé, *Atomic interferometry with internal state labelling*, *Phys. Lett. A*, **140**, 10 (1989)

- [Bordé 91] Ch. J. Bordé, *Propagation of laser beams and of atomic systems*, Les Houches, session LIII, 1990, *Fundamental systems in quantum optics*, Elsevier Science 287 (1991)
- [Bordé 91-2] Ch. J. Bordé, *Atom interferometry and laser spectroscopy*, *Laser Spectroscopy X*, World Scientific, Singapore 239 (1991)
- [Bordé 97] Ch.J. Bordé, *Matter-wave interferometers: a synthetic approach*, in *Atom Interferometry*, ed. P. Berman, Academic Press (1997)
- [Bordé 01] Ch. J. Bordé, *Theoretical tools for atom optics and interferometry*, *C.R. Acad. Sci. Paris*, t. 2, **IV**, 509 (2001)
- [Bordé 02] Ch. J. Bordé, *Atomic clocks and inertial sensors*, *Metrologia* **39**, 435 (2002)
- [Bordé 02 ttt] Ch. J. Bordé, Lecture notes for a mini-course on *an elementary quantum theory of atom-wave beam splitters: the ttt theorem*, *Institut für Quantenoptik, Universität Hannover* (2002)
- [Bordé 04] Ch. J. Bordé, *Quantum theory of atom-wave beam splitters and applications to multidimensional atomic gravito-inertial sensors*, *Gen. Rel. Grav.* **36**, 3 (2004)
- [Bordé 04-2] Ch. Bordé, Communication à COSPAR 35 (2004)
- [Carnal 91] O. Carnal, J. Mlynek, *Young's double slit experiment with atoms: a simple atom interferometer*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991)
- [Cheinet 04] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, A. Landragin, *Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer*, *soumis à IEEE* (2004)
- [Chronos 91] C. Audoin, M. Y. Bernard, R. Besson, J.-J. Gagnepain, J. Gros Lambert, M. Granveaud, J.-C. Neau, M. Olivier, J. Rutman, *La mesure de la fréquence des oscillateurs*, ed. Masson (1991)
- [Clairon 95] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, M. Bahoura, *A Cesium fountain frequency standard: preliminary results*, *IEEE Trans. Meas.* **44** 128 (1995)
- [Cohen-Tannoudji 92] C. Cohen-Tannoudji, *Cours de physique atomique et moléculaire*, Collège de France, année 1992-1993
- [Colella 75] R. Colella, A. W. Overhauser, S. A. Werner, *Observation of gravitationally induced quantum interference*, *Phys. Rev. Lett.* **34** 1472 (1975)

- [Dalibard 89] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
- [Davisson 27] C. Davisson, L. H. Germer, *Phys. Rev.* **30** 705 (1927)
- [Dubetsky 97] B. Dubetsky, P. R. Berman, *Atom interference using microfabricated structures*, in *Atom Interferometry*, ed. P. Berman, Academic Press (1997)
- [Fermigier 98] B. Fermigier, G. Lucas-Leclin, J. Dupont, F. Plumelle, M. Houssin, *Self-aligned external cavity semiconductor lasers for high resolution spectroscopy*, *Opt. Commun.* **153** 1-3 73 (1998)
- [Fils 02] J. Fils, *Réalisation et caractérisation d'un gyromètre à ondes de de Broglie*, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI (2002)
- [Fils 04] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, A. Landragin, *Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope*, soumis à *Eur. Phys. J. D* (2004)
- [Giltner 95] D. M. Giltner, R. W. McGowan, S. Au Lee, *Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2638 (1995)
- [Goodman 95] D. Goodman, *General principles of geometric optics*, in *Handbook of Optics : Volume 1, Fundamentals, Techniques and Design*, M. Bass, E. W. Van Stryland, D. Williams, W. Wolfe, ed. McGraw-Hill, New York (1995)
- [Grison 92] D. Grison, *Atomes piégés et refroidis par laser à quelques microkelvins : un piège magnéto-optique dans une cellule de Césium et quelques applications*, thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1992)
- [Gustavson 97] T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, *Precision measurements with an atom interferometer gyroscope*, *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046 (1997)
- [Gustavson 98] T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, *A dual atomic beam matter-wave gyroscope*, *Proc. SPIE* **3270** 62 (1998)
- [Gustavson 00] T. L. Gustavson, A. Landragin, M. A. Kasevich, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, *Class. Quantum. Grav.* **17** 1 (2000)
- [Gustavson 00-2] T. L. Gustavson, *Precision rotation sensing using atom interferometry*, Thèse de doctorat de Stanford University (2000)

- [Hackermüller 03] L. Hackermüller, S. Uttenthaler, K. Hornberger, E. Reiger, B. Brezger, A. Zeilinger, M. Arndt, *Wave nature of biomolecules and fluorofullerenes*, *Phys. Rev. Lett.* **91** 090408 (2003)
- [Holleville 01] D. Holleville, *Conception et réalisation d'un gyromètre à atomes froids fondé sur l'effet Sagnac pour les ondes de matière*, thèse de doctorat de l'Université Paris XI (2002)
- [Ishikawa 94] J. Ishikawa, F. Riehle, J. Helmcke, Ch.J. Bordé, *Strong field effects in coherent saturation spectroscopy of atomic beams*, *Phys. Rev. A*, **49**, 6 4794 (1994)
- [Itano 93] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, D. J. Wineland, *Quantum projection noise : population fluctuations in two-level systems*, *Phys. Rev. A* **47**, 3554 (1993)
- [Kasevich 91] M. Kasevich, S. Chu, *Measurement of the Gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*, *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992)
- [Keith 91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, D. E. Pritchard, *An interferometer for atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)
- [Landau 69] L. Landau, E. Lifschitz, *Mécanique*, Ed de la Paix, Moscou (1969)
- [Landragin 97] A. Landragin, *Réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente : mesure de la force de Van der Waals et diffraction atomique*, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI (1997)
- [Landragin 02] A. Landragin, P. Featonby, *Procédé et appareil de mesure de vitesse de rotation par interférométrie atomique*, brevet n° FR 02 15454 (06/12/02)
- [Lemonde 97] P. Lemonde, *PHARAO : étude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser : réalisation d'un prototype*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1997)
- [Lense 18] J. Lense, H. Thirring, *Phys. Z.*, **19** 156 (1918)
- [Loyer 97] S. Loyer, *Techniques dynamiques d'observation de la rotation de la Terre*, Thèse de doctorat de l'Université Toulouse III (1997)
- [Lucas-Leclin 98] G. Lucas-Leclin, *Importance des propriétés spectrales des lasers pour les performances des horloges atomiques à pompage optique*, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI (1998)
- [Macek 63] W. M. Macek, T. M. Davis Jr, *Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers*, *Appl. Phys. Lett.* **2** 67 (1963)

- [Malykin 00] G. B. Malykin, *The Sagnac effect: correct and incorrect explanations*, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **170** (12) 1325 (2000)
- [Marion 03] H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, A. Clairon, *Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks*, *Phys. Rev. Lett* **90** 150801 (2003)
- [McGuirk 00] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, M. A. Kasevich, *Large area light-pulse atom interferometry*, *Phys. Rev. Lett* **85**, 4498 (2000)
- [McGuirk 01] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, M. A. Kasevich, *Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry*, *Phys. Rev. A* **65** 033608 (2001)
- [Messiah 97] A. Messiah, *Mécanique quantique*, ed. Dunod (1997)
- [Mester 94] J. C. Mester, C. W. Everitt, B. W. Parkinson, J. P. Turneaure, *Gravity Probe B: Status and flight plans*, *Proc. Symposium on the Early Universe, Madras, India (1994)*
- [Moler 91] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, S. Chu, *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*, *Phys. Rev. A* **45**, 342 (1991)
- [Peters 01] A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, *High precision gravity measurements using atom interferometry*, *Metrologia* **38**, 25 (2001)
- [Raab 87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [Rasel 00] E. M. Rasel et al, *HYPER: Hyper-Precision Cold Atom Interferometry In Space*, *ESA Assessment Study Report*, ESA-SCI 10 (2000)
- [Riehle 91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, Ch. J. Bordé, *Optical Ramsey Spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave Interferometer*, *Phys. Rev. Lett* **67** 177 (1991)
- [Sagnac 13] G. Sagnac, *L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* **95**, 708 (1913)
- [Santarelli 96] G. Santarelli, *Contribution à la réalisation d'une fontaine atomique*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (1996)

- [Sortais 01] Y. Sortais, S. Bize, M. Abgrall, S. Zhang, C. Nicolas, C. Mandache, P. Lemonde, P. Laurent, G. Santarelli, N. Dimarcq, P. Petit, A. Clairon, A. Mann, A. Luiten, S. Chang, C. Salomon, *Cold Atom Clocks*, *Phys. Scr.* **T95**, 50 (2001)
- [Sortais 01-2] Y. Sortais, *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*, Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2001)
- [Storey 94] P. Storey, C. Cohen-Tannoudji, *The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial*, *J. Phys. II France* **4**, 1999 (1994)
- [Stuhler 03] J. Stuhler, M. Fattori, T. Petelski, G. M. Tino, *MAGIA – using atom interferometry to determine the Newtonian gravitational constant*, *J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt.* **5** 75 (2003)
- [Torii 00] Y. Torii, Y. Suzuki, M. Kozuma, T. Sugiura, T. Kuga, L. Deng, E. W. Hagley, *Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate*, *Phys. Rev. A* **61**, 041602 (2000)
- [Vali 76] V. Vali, R. W. Shorthill, *Fibre ring interferometer*, *Applied optics* **15**, 1099 (1976)
- [Weiss 94] D. S. Weiss, B. C. Young, S. Chu, *Precision measurement of \hbar/m_{Cs} based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry*, *Appl. Phys. B* **59** 217 (1994)
- [Wicht 01] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, S. Chu, *A preliminary measurement of \hbar/m_{Cs} with atom interferometry*, *Proc. 6th symposium on frequency standards and metrology*, ed. P. Gill, Singapore, World Scientific 193 (2001)
- [Young 97] B. Young, M. Kasevich, S. Chu, *Precision atom interferometry with light pulses*, in *Atom Interferometry*, ed. P. Berman, Academic Press (1997)
- [Yver 03] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, A. Landragin, *Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor*, *J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt.* **5** 136 (2003), cf. Annexe D.