



HAL
open science

Fonctionnements continu et entrelacé d'un gyromètre à atomes froids et amélioration de sa stabilité

Denis Savoie

► **To cite this version:**

Denis Savoie. Fonctionnements continu et entrelacé d'un gyromètre à atomes froids et amélioration de sa stabilité. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066585 . tel-01919499

HAL Id: tel-01919499

<https://theses.hal.science/tel-01919499>

Submitted on 12 Nov 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île-de-France »

réalisée

au SYRTE, Observatoire de Paris

présentée par

Denis SAVOIE

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Fonctionnements continu et entrelacé d'un gyromètre à
atomes froids et amélioration de sa stabilité**

soutenue le 24 novembre 2017

devant le jury composé de :

M.	Philippe ADAM	Membre invité
M.	Denis BOIRON	Rapporteur
M.	Rodolphe BOUDOT	Rapporteur
M.	Arnaud BRIGNON	Examineur
M.	Remi GEIGER	Encadrant de thèse
M.	Arnaud LANDRAGIN	Directeur de thèse
M^{me}	Anne LOUCHET-CHAUVET	Examinatrice
M.	François NEZ	Examineur

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Philippe Adam, Denis Boiron, Rodolphe Boudot, Arnaud Brignon, Anne Louchet-Chauvet et François Nez pour avoir accepté de participer à l'examen de cette thèse. Je remercie en particulier Denis Boiron et Rodolphe Boudot pour avoir accepté la charge de rapporteur.

Mon travail de thèse a été dirigé par Arnaud Landragin et encadré par Remi Geiger, auxquels je tiens à dire toute ma gratitude pour leur aide, leurs conseils et nos nombreuses discussions.

Je remercie chaleureusement les doctorants qui ont travaillé avec moi sur le gyromètre : Indranil Dutta qui m'a appris à prendre en main le gyromètre lors de ma première année et Matteo Altorio qui prend la suite de mes travaux et qui m'a apporté son aide lors de ma dernière année. Je remercie également Bess Fang qui a travaillé avec moi comme post-doc sur le gyromètre pendant la plus grande partie de ma thèse et qui a apporté une contribution très précieuse à son bon fonctionnement et à son amélioration. Je souhaite bonne chance à Leonid Sidorenkov, arrivé en post-doc sur le gyro alors que je préparais ma soutenance, ainsi qu'à Matteo pour la suite des travaux. Je remercie aussi les membres du projet MIGA du laboratoire : Nicolas Mielec, Louis Amand, Ranjita Sapam et Thomas Chantrait, avec qui les échanges étaient permanents et qui ont très souvent été disponibles pour apporter leur aide.

Ma thèse a été réalisée au sein de l'équipe Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels du SYRTE, et je veux remercier l'ensemble de ses membres avec qui j'ai échangé au cours de ma thèse pendant et en dehors des réunions d'équipe : les membres permanents, Frank Pereira Dos Santos, Sébastien Merlet et Carlos Garrido Alzar, ainsi que les doctorants, post-docs et ingénieurs qui ont fait partie de l'équipe durant ma thèse : Jean, Adèle, Wenhua, Ralf, Indranil, Cyrille, Satya, Pierre, Matthias, Bing, Louis, Konstantin, Murtaza, Bess, Marc-Antoine, Theo, Mehdi, Xavier, Alexis, Mengzi, Tommaso, Jean-Marc, Nicolas, Ranjita, Matteo, Thomas, Romain, Almaz, Romain, Azer, William et Leonid.

Je remercie Michel Lours, José Pinto et Laurent Volodimer du service d'électronique pour leurs conseils et pour les circuits qu'ils ont réalisés et réparés. Je remercie le service MUTA, en particulier David Holleville et Bertrand Venon pour les pièces mécaniques qu'ils ont parfois fait réaliser en urgence. Je remercie aussi les membres de l'atelier de mécanique pour les pièces réalisées. Je remercie Pascal Blondé et Gilles Sakoun du service informatique. Je remercie l'équipe administration et gestion, Marine Pailler, Christel Comte et Francia Descotier qui ont toujours su apporter leur aide pour les démarches administratives.

Je remercie l'ensemble des membres du SYRTE pour leur accueil et nos échanges très enrichissants au niveau scientifique.

Je remercie enfin la DGA qui a rendu ces travaux possibles en finançant ma thèse.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Capteurs inertiels à atomes froids	1
1.2	Bref aperçu des gyromètres Sagnac	1
1.3	Objectif du projet de thèse	3
1.4	Plan du mémoire	5
2	Description théorique du gyromètre	7
2.1	Interférométrie atomique avec des impulsions laser	7
2.1.1	Principes	7
2.1.1.1	Transitions Raman stimulées	8
2.1.1.2	Géométries d'interféromètres	9
2.2	Capteurs inertiels à atomes froids	18
2.2.1	Sensibilité aux effets inertiels	18
2.2.1.1	Effet Sagnac	18
2.2.1.2	Sensibilité à l'accélération	19
2.3	Fonction de sensibilité	20
2.3.1	Sensibilité à la phase des lasers	20
2.3.2	Sensibilité aux effets inertiels	22
2.4	Conclusion	27
3	Dispositif expérimental	29
3.1	La fontaine atomique	29
3.1.1	Le piège magnéto-optique 2D	30
3.1.2	Le piège magnéto-optique 3D	31
3.1.3	Étapes de la préparation des atomes	31
3.1.4	La zone interférométrique	33
3.1.5	La zone de détection	34

3.1.6	Blindages magnétiques et barres de biais	35
3.2	Les lasers	36
3.2.1	La chaîne de fréquence	36
3.2.2	Le banc de refroidissement et de détection	37
3.2.3	Le banc laser Raman	39
3.2.4	Le nouveau banc laser Raman	42
3.3	Isolation des vibrations et isolation thermique	45
3.4	Asservissement de l'inclinaison de l'expérience	45
3.4.1	Stabilité de l'inclinaison	48
3.4.2	Effet de l'asservissement de l'inclinaison sur la stabilité de la phase de l'interféromètre	48
3.5	Détection	49
3.5.1	Principe de la détection	50
3.5.2	Acquisition et traitement du signal de temps de vol	50
3.5.3	Diaphonies et normalisation du signal	52
3.5.4	Contributions au bruit de détection	55
3.5.5	Caractérisation du bruit de détection	56
3.5.6	Modifications de la détection	57
3.5.6.1	Motivation des modification	57
3.5.6.2	Diagnostic de la détection après ouverture	57
3.5.6.3	Modifications du bloc de détection	59
3.5.6.4	Caractérisation de la détection après les modifications	60
3.5.7	Estimation du nombre d'atomes détectés	63
3.6	Nouveau programme d'acquisition	64
3.7	Conclusion	66
4	Mise en œuvre et spécificités d'un interféromètre de grande aire	69
4.1	Alignement des miroirs de rétro réflexion Raman	70
4.1.1	Longueur de cohérence	70
4.1.2	Précision nécessaire de l'alignement	74
4.1.3	Alignement initial	74
4.1.4	Effets du désalignement des miroirs Raman et de la trajectoire des atomes sur la phase inertielle	78
4.1.5	Alignement final et ajustement de la trajectoire des atomes	80
4.2	Corrélation de la probabilité de transition avec la phase de vibration	82
4.2.1	Estimation de la phase des vibrations parasites	82

4.2.2	Mesure de la phase de l'interféromètre par corrélation avec des capteurs de vibrations	86
4.3	Compensation en temps réel de la phase de vibration et asservissement à flanc de frange	86
4.3.1	Motivations	86
4.3.2	Compensation en temps réel de la phase de vibrations	87
4.3.3	Asservissement à flanc de frange	90
4.4	Effet du déplacement lumineux dans un interféromètre à 4 impulsions	90
4.4.1	Déplacement lumineux à un photon	91
4.4.2	Déplacement lumineux à deux photons	93
4.4.3	Mesure de l'effet des fluctuations de puissance des lasers Raman	96
4.5	Limitations de la gamme dynamique dues à la température	98
4.6	Conclusion	99
5	Mesures sans temps morts	101
5.1	Temps morts dans les capteurs à atomes froids	101
5.2	Élimination du repliement de spectre par des mesures sans temps mort dans le cas d'un gyromètre jointif à 3 impulsions	103
5.3	Réalisation de mesures jointives	105
5.4	Une extension des mesures jointives : les mesures entrelacées	107
5.4.1	Fréquences des lasers Raman	107
5.4.2	Limitations sur le nombre d'interféromètres entrelacés	108
5.5	Limitations dues aux mesures jointives et entrelacées	113
5.5.1	Nombre d'atomes	113
5.5.2	Perte de contraste	113
5.6	Résultats pour la stabilité du gyromètre	115
5.6.1	Mesures avec temps morts	115
5.6.2	Mesures jointives	116
5.6.3	Mesures triplement entrelacées	117
5.7	Effets systématiques liés à l'interrogation jointive	119
5.7.1	Déplacement lumineux dû au piège	119
5.7.2	Déplacement lumineux dû à la détection	123
5.8	Conclusion	123
6	Conclusion	125
6.1	Principaux résultats	125

6.1.1	Fonctionnement d'un interféromètre de grande aire	125
6.1.2	Mesures sans temps morts	125
6.1.3	Amélioration de l'état de l'art des gyromètres atomiques	126
6.2	Perspectives	126
6.2.1	Améliorations de la stabilité du gyromètre	126
6.2.2	Applications	128
A	L'atome de césium	129
B	Publications	131

Chapitre 1

Introduction

1.1 Capteurs inertiels à atomes froids

Le développement de l'interférométrie atomique durant les deux dernières décennies en a fait un outil très prometteur pour la mesure d'effets inertiels. Des instruments comme des accéléromètres, des gravimètres, des gradiomètres et des gyromètres ont été développés. Parmi les applications de l'interférométrie atomique, nous trouvons la mesure de constantes fondamentales, par exemple la constante de structure fine ([Bouchendira11]), la géophysique, par exemple avec la mesure de \vec{g} ([Gillot14, Freier16]), la navigation inertielle, avec des accéléromètres et des gyromètres ([Canuel06, Gauguet09, Durfee06]), les tests de physique fondamentale, par exemple des tests du principe d'équivalence ([Geiger11, Barrett16]). Des propositions existent pour la détection d'ondes gravitationnelles ([Graham16, Chaibi16]).

1.2 Bref aperçu des gyromètres Sagnac

Les deux principaux types de gyromètres optiques sont les gyromètres interférométriques à fibre optique et les gyrolasers. Ces deux technologies sont basées sur l'effet Sagnac, et sont parmi celles qui permettent d'obtenir les mesures de rotation les plus stables. L'effet Sagnac ([Sagnac14]) est un effet qui apparait dans tout type d'interféromètre qui possède une aire physique. C'est un déphasage proportionnel à l'aire de l'interféromètre et à la vitesse de rotation. Pour illustrer simplement l'effet Sagnac, nous allons considérer un interféromètre optique guidé circulaire, en rotation avec une vitesse angulaire Ω selon un axe perpendiculaire à l'aire de l'interféromètre (figure 1.1). Pendant le temps nécessaire pour parcourir un demi-anneau, la sortie de l'interféro-

mètre se déplace de $\Omega\pi R^2/c$. En faisant l'hypothèse que la vitesse de rotation est petite devant c/R , la différence de temps de parcours entre l'entrée et la sortie dans chaque bras de l'interféromètre est :

$$\Delta t \approx 2\Omega\pi \frac{R^2}{c^2} \quad (1.1)$$

$$\Phi_{\text{Sagnac}} = \frac{2\pi c}{\lambda} \Delta t = \frac{4\pi \mathcal{A} \Omega}{\lambda c} \quad (1.2)$$

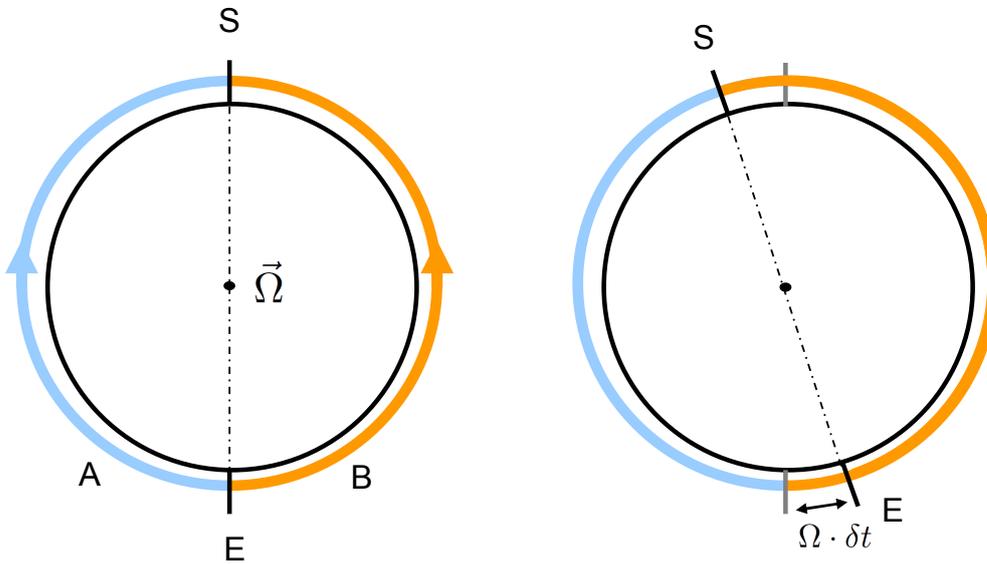


FIGURE 1.1: Interféromètre en anneau en rotation. La lumière entre par E, puis est séparée dans les deux bras A et B et se recombine en S. L'anneau est en rotation et la sortie se déplace donc légèrement et une différence de chemins optiques apparaît entre les bras A et B.

Pour la navigation inertielle, les gyrolasers sont pour le moment ceux qui ont le facteur d'échelle le plus stable à long terme avec leur structure monolithique en Zerodur, et leurs aires sont typiquement de quelques dizaines de cm^2 . D'autres gyrolasers utilisés en géosciences ont des aires qui peuvent atteindre plusieurs m^2 . Les gyromètres à fibre ont des aires qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de m^2 .

Le gyromètre étudié lors de ma thèse est un gyromètre Sagnac à atomes froids où les ondes qui interfèrent sont des ondes de matière d'atomes de ^{133}Cs . L'expression

généralisée de l'effet Sagnac est :

$$\Delta\Phi_{\Omega} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{\mathcal{A}} \cdot \vec{\Omega} \quad (1.3)$$

où $\vec{\mathcal{A}}$ est un vecteur normal à l'aire de l'interféromètre dont la norme est l'aire et où nous voyons que l'effet est proportionnel à l'énergie de la particule qui interfère : un photon dont l'énergie est de l'ordre de l'eV dans le cas des gyromètres optiques, un atome non relativiste d'énergie mc^2 dont l'ordre de grandeur est de 10^{11} eV dans le cas d'un gyromètre atomique à atomes de césium 133.

Le premier gyromètre atomique à effet Sagnac a été réalisé au début des années 1990 avec des jets atomiques de calcium ([Riehle91]). Grâce à leur flux atomique relativement élevé, les gyromètres à jet atomique permettent d'obtenir de très bonnes stabilités à court terme ([Gustavson00]), mais ils sont par construction très susceptibles aux dérives. Le premier gyromètre à atomes froids du SYRTE, construit au début des années 2000, était un gyromètre-accéléromètre 6 axes qui est une preuve de concept pour une centrale inertielle à atomes froids compacte. D'autres gyromètres à atomes froids ont été développés, comme à Hanovre ([Berg15]).

Un bref état de l'art des gyromètres Sagnac optiques et atomiques est donné dans le tableau 1.1 qui inclut les résultats obtenus au cours de ma thèse.

1.3 Objectif du projet de thèse

Quand j'ai commencé ma thèse l'expérience avait déjà été construite ([Lévêque10]), elle avait fonctionné en configuration d'interféromètres à 4 impulsions avec une aire physique de 4 cm^2 ([Meunier13]), des mesures jointives en interrogation Ramsey avaient été effectuées ([Meunier13, Meunier14]) et la phase de l'interféromètre avait été corrélée avec des mesures de vibration ([Dutta15]). Mon travail de thèse a commencé au début de la préparation des mesures inertielles sans temps-morts. Les travaux qui ont mené à la publication de [Dutta16] sont décrits plus précisément dans [Dutta15]. L'objectif de ma thèse était de mettre en place des séquences de mesure sans temps morts, ainsi que de tirer parti du potentiel d'un interféromètre de grande aire, jusqu'à 11 cm^2 . La démonstration de mesures sans temps mort ouvre la voie à l'utilisation de capteurs à atomes froids pour des applications telles que la navigation inertielle. Un des avantages des interféromètres de grande aire, donc avec un grand temps d'interrogation, est de réduire l'influence des effets systématiques, dont les contributions sont généra-

lement proportionnelles au temps d'interrogation, notamment à cause de l'expansion thermique du nuage, alors que le facteur d'échelle pour la phase inertielle croît plus rapidement que le temps d'interrogation. Cependant, la grande sensibilité aux signaux inertiels implique aussi une grande sensibilité aux vibrations qui sont actuellement une limite. La phase de l'interféromètre a été corrélée aux vibrations mesurées par deux capteurs de vibration ([Dutta15]), et a permis d'extraire une phase de rotation, mais cette technique ne permet pas de faire fonctionner l'interféromètre à mi-frange où la sensibilité est optimale. Pour cette raison, la mise en place d'une compensation en temps réel des vibrations est un des objectifs du travail présenté. Enfin, une étude d'effets systématiques a été effectuée pour pouvoir améliorer la stabilité à long terme. Les effets systématiques étudiés sont spécifiques d'une part à la géométrie de l'interféromètre et d'autre part aux modes d'interrogation sans temps mort.

TABLE 1.1: Bref état de l'art des gyromètres optiques et atomiques. La stabilité à long terme est la meilleure stabilité qui a été atteinte. Le temps d'intégration donné est le temps d'intégration nécessaire pour atteindre cette stabilité.

Type	Aire Sagnac	Stabilité court terme (rad.s ⁻¹ .Hz ^{-1/2})	Stabilité long terme (rad.s ⁻¹)	Temps d'intégration
fibre, iXblue [Lefèvre14]	3 km de fibre enroulée		7.10 ⁻¹¹	38 jours
fibre, iXblue FOG 200 [FOG]		5,8.10 ⁻⁸	2.10 ⁻¹⁰	~ 8 jours
gyrolaser G-Ring (Allemagne) [Schreiber11]	16 m ²	3.10 ⁻¹¹	6.10 ⁻¹³	2 heures
jet atomique (Stanford) [Durfee06]			5.10 ⁻¹⁰	2000 s
atomes froids 3 impulsions (Hanovre) [Berg15]	41 mm ²	1,2.10 ⁻⁷	2,6.10 ⁻⁸	100 s
atomes froids 3 impulsions (SYRTE) [Gauguet09]	4 mm ²	2,4.10 ⁻⁷	1.10 ⁻⁸	30 mn
atomes froids 4 impulsions (ces travaux)	11 cm ²	3.10 ⁻⁸	2,3.10 ⁻¹⁰	~ 8 heures

1.4 Plan du mémoire

Le deuxième chapitre - Description théorique du gyromètre introduit brièvement les principes nécessaires à la compréhension du fonctionnement du gyromètre, ainsi que la sensibilité de l'interféromètre aux signaux inertiels, et des fonctions de sensibilité aux bruits des lasers d'interrogation et aux bruits inertiels.

Le troisième chapitre - Dispositif expérimental présente les différents éléments du gyromètre : les lasers utilisés pour la préparation, la détection et l'interrogation des atomes ainsi que la chaîne de fréquence utilisée pour leurs asservissements, l'enceinte à vide, les systèmes passifs d'isolation des vibrations, l'asservissement de l'inclinaison et le système de détection ainsi que les modifications qui y ont été apportées.

Le quatrième chapitre - Mise en œuvre et spécificités d'un interféromètre de grande aire présente les méthodes développées pour tirer profit du potentiel d'un interféromètre de grande aire : l'alignement des faisceaux Raman et de la trajectoire des atomes, la corrélation et la compensation en temps réel des vibrations, et l'étude d'effets systématiques liés à des déplacements lumineux dus aux lasers Raman.

Le cinquième chapitre - Mesures sans temps mort présente l'intérêt des mesures sans temps-morts et décrit les différentes réalisations de telles mesures : les mesures continues et les mesures entrelacées. Les performances dans chacun de ces modes d'interrogation sont données, et une caractérisation des effets systématiques spécifiques aux mesures sans temps mort est présentée.

Chapitre 2

Description théorique du gyromètre

2.1	Interférométrie atomique avec des impulsions laser	7
2.2	Capteurs inertiels à atomes froids	18
2.3	Fonction de sensibilité	20
2.4	Conclusion	27

Dans ce chapitre, je vais présenter rapidement les principes utilisés dans le gyromètre à atomes froids. Dans un premier temps je vais présenter des interféromètres atomiques avec des séparatrices Raman et introduire la géométrie à 4 impulsions de l'interféromètre. Ensuite je m'intéresserai à l'utilisation de tels interféromètres pour la mesure de signaux inertiels. Enfin, je vais présenter les fonctions de sensibilité à la phase des lasers d'interrogation ainsi qu'aux effets inertiels.

2.1 Interférométrie atomique avec des impulsions laser

2.1.1 Principes

Les interféromètres présentés sont analogues aux interféromètres de Mach-Zehnder optiques où les ondes sont des ondes de matière et les miroirs et les séparatrices sont des impulsions laser.

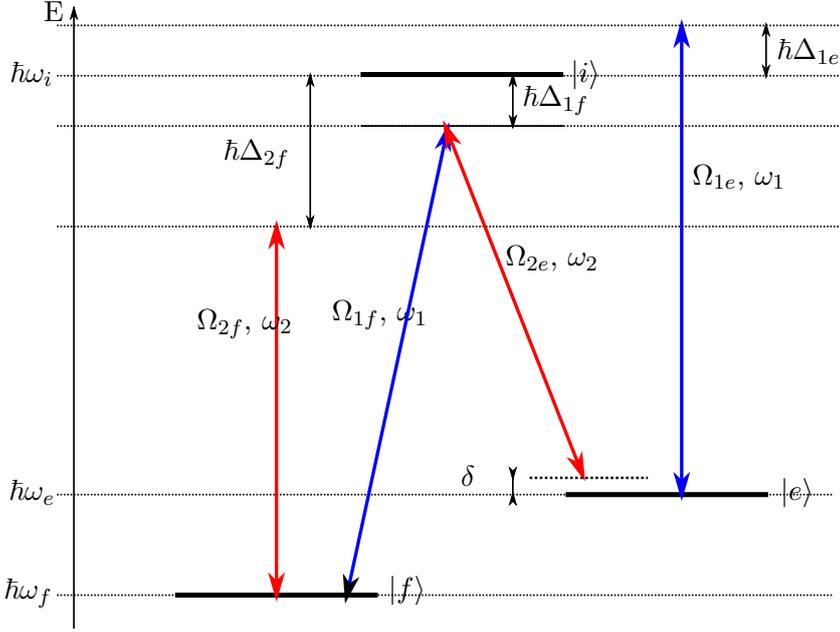


FIGURE 2.1: Niveaux d'énergie. Par la suite, $\Delta_{1,f}$ sera aussi noté Δ . Ω_{ia} est la pulsation de Rabi du laser i pour la transition $|a\rangle \leftarrow |i\rangle$.

2.1.1.1 Transitions Raman stimulées

Dans le type d'interféromètre utilisé ici, les séparatrices laser sont réalisées grâce à des transitions Raman stimulées entre les niveaux hyperfins $|e\rangle = |6S^{1/2}, F = 4\rangle$ et $|f\rangle = |6S^{1/2}, F = 3\rangle$ de l'état fondamental des atomes de césium. Une transition Raman stimulée est une transition à 2 photons, où l'atome absorbe un photon d'un champs laser, et fait une émission stimulée d'un photon dans un autre champs laser. Le niveau intermédiaire de cette transition Raman est fortement désaccordé de Δ dans le rouge de $|i\rangle = |6P^{3/2}, F' = 3\rangle$. Ainsi, les lasers utilisés pour réaliser les séparatrices sont accordés proches de la raie D2 du césium, à 852 nm. Δ est choisi pour perdre le moins possible de cohérence en raison de l'émission spontanée dont le taux est proportionnel à $1/\Delta^2$ et avoir une efficacité de couplage suffisante, cette efficacité étant proportionnelle à $1/\Delta$. Pour étudier ce système, nous utilisons l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi(t) = \hat{H}(t) \cdot \Psi(t) \quad (2.1)$$

où $\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{V}(t)$ est l'hamiltonien complet, \hat{H}^0 l'hamiltonien sans interaction et où $\hat{V}(t)$ correspond à l'interaction avec le champ électromagnétique. $\hat{V}(t) = -\hat{d} \cdot (\vec{E}_e(t) +$

$\vec{E}_f(t)$). L'hamiltonien complet du système s'écrit donc :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_f |f\rangle \langle f| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| - \hat{d} \cdot \vec{E} \quad (2.2)$$

Lorsque \vec{E}_e et \vec{E}_f sont de directions opposées, les transferts d'impulsion dû au photon absorbé et au photon émis sont de même signe, et l'impulsion totale transmise à l'atome est $\hbar k_{\text{eff}} = \hbar|\vec{k}_e - \vec{k}_f| \approx 2\hbar|\vec{k}_e|$. Ainsi, la transition permet de séparer en impulsion les deux bras de l'interféromètre et donc d'être sensible aux effets inertiels, tout en étiquetant cet état externe d'impulsion par un état interne, ce que l'on utilise pour détecter les atomes dans chaque état (figure 2.2).

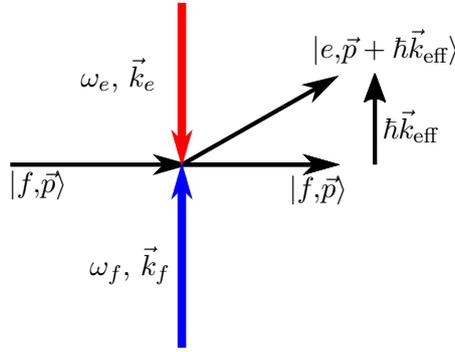


FIGURE 2.2: Transition Raman stimulée avec faisceaux contrapropageants.

Condition de résonance Par conservation de l'énergie et de l'impulsion, la condition de résonance suivante doit être respectée :

$$\hbar(\omega_1 - \omega_2) = \hbar(\omega_e - \omega_f) + \hbar\Omega_R + \hbar\omega_D + \hbar\delta \quad (2.3)$$

où $\omega_D = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{m}$ est la pulsation Doppler, $\Omega_R = \frac{\hbar|\vec{k}_{\text{eff}}|^2}{2m}$ est la pulsation de recul et δ le désaccord de la transition Raman.

2.1.1.2 Géométries d'interféromètres

Interféromètre de Mach-Zehnder atomique Les interféromètres atomiques que nous mettons en œuvre sont similaires à des interféromètres de Mach-Zehnder optiques : le paquet d'onde est séparé au niveau d'une séparatrice, des miroirs font se superposer les deux bras au niveau de la dernière séparatrice où la recombinaison a lieu (figure 2.3).

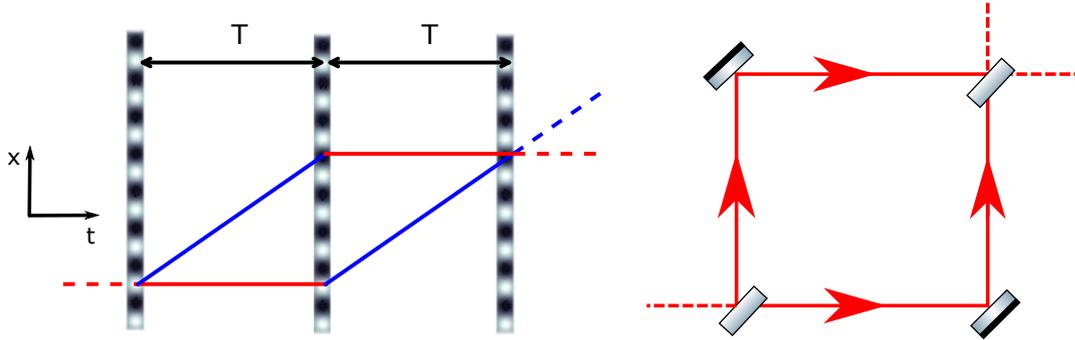


FIGURE 2.3: A gauche : interféromètre atomique à 3 impulsions. A droite : interféromètre de Mach-Zehnder optique.

Interféromètre à 4 impulsions Pour que l'interféromètre ne soit pas sensible aux accélérations continues, en particulier à la projection de \vec{g} sur l'axe des faisceaux Raman, nous utilisons une géométrie à 4 impulsions dont le diagramme temps-espace est donné en figure 2.4. L'aire spatio-temporelle d'un tel interféromètre s'annule, d'où l'insensibilité aux accélérations continues comme je vais le montrer à la section 2.2.1.2. Grâce au repliement dans l'espace de l'interféromètre dû à la gravité, l'aire physique est non nulle (figure 2.5).

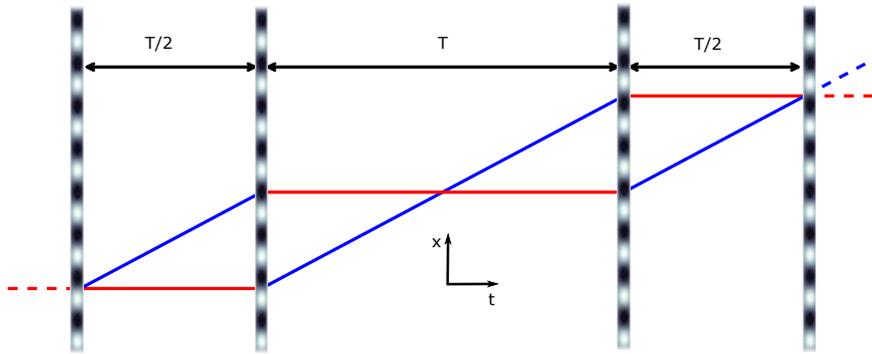


FIGURE 2.4: Diagramme temps-espace de l'interféromètre à 4 impulsions.

Interféromètre asymétrique En raison des imperfections des faisceaux Raman, des interféromètres parasites se recombinaient (figure 2.6).

Pour éviter cela, nous décalons les impulsions π d'une durée ΔT , ce qui entraîne un défaut de recombinaison Δr sur les interféromètres parasites, comme montré dans [Stockton11] :

$$\Delta r = 2 \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m} \Delta T \quad (2.4)$$

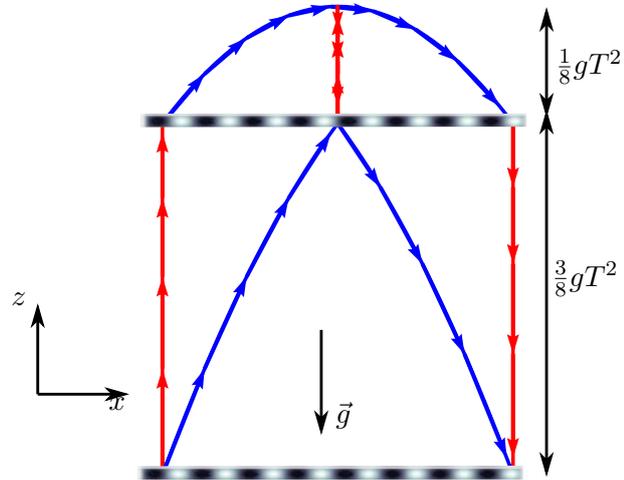


FIGURE 2.5: Interféromètre à 4 impulsions dans l'espace réel.

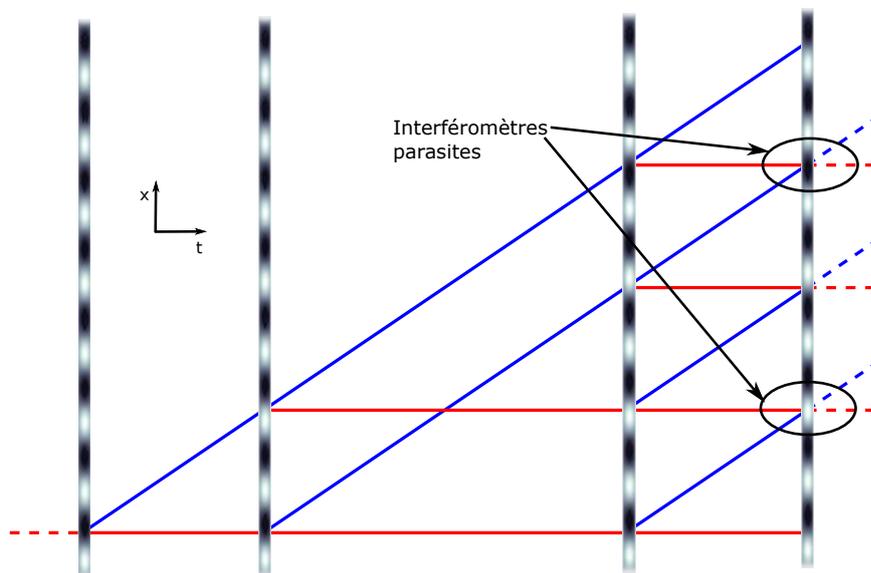


FIGURE 2.6: Interféromètres parasites qui apparaissent sur l'interféromètre à 4 impulsions symétrique.

comme nous le voyons sur la figure 2.7. Comme cela sera montré au chapitre 4, la longueur de cohérence est $L_{\text{coh}} \approx 40$ nm. Pour séparer le paquet d'onde des interféromètres parasites de cette distance lors de la recombinaison, il faut $\Delta T = \frac{L_{\text{coh}} m}{\hbar k_{\text{eff}}} = 6$ μs au moins.

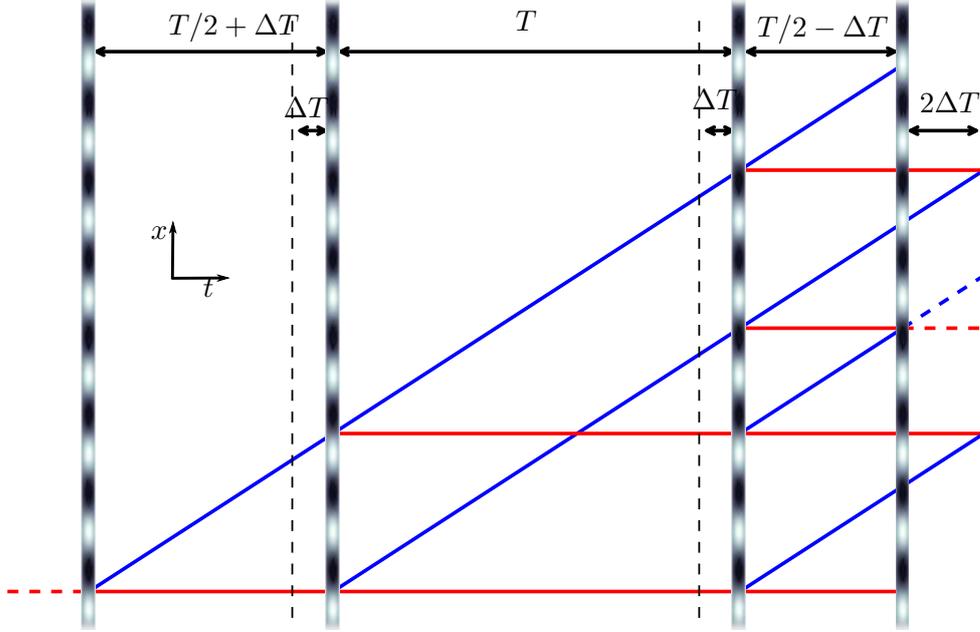


FIGURE 2.7: Interféromètre à 4 impulsions avec asymétrie. Les impulsions π sont décalées de ΔT de sorte que les interféromètres parasites ne se recombinent pas.

Interféromètre symétrique avec différents modules de \vec{k}_{eff} Une autre méthode pour éliminer les interféromètres parasites est d'avoir un module différent de \vec{k}_{eff} pour les impulsions Raman π et $\pi/2$ comme proposé dans [Dubetsky06]. En conservant sa symétrie, l'interféromètre n'est pas sensible aux accélérations continues. Nous notons $2T$ la durée d'interrogation, T_2 la durée entre les impulsions π , $k_{\pi/2}$ le module du vecteur d'onde lors des impulsions $\pi/2$ et k_π le module du vecteur d'onde k_{eff} lors des impulsions π . Pour que l'interféromètre principal se recombine, il faut :

$$k_{\pi/2} T = k_\pi T_2 \quad (2.5)$$

donc :

$$T_2 = T \frac{k_{\pi/2}}{k_\pi} \quad (2.6)$$

Le défaut de recombinaison des interféromètres parasites est donné par :

$$\Delta x = \frac{2T\hbar}{m}(k_{\pi/2} - k_{\pi}) \quad (2.7)$$

Pour que $\Delta x = 40$ nm, il faut donc $\Delta k = k_{\pi/2} - k_{\pi} = 1,1 \cdot 10^2$ rad.m⁻¹, soit $\Delta k/k_{\text{eff}} = 7,2 \cdot 10^{-6}$. Sur le gyromètre, les impulsions π et $\pi/2$ sont effectuées par deux collimateurs différents. Pour changer la valeur de k_{eff} sur l'un d'entre eux, nous pouvons changer l'angle d'incidence des faisceaux Raman sur le miroir de rétro réflexion d'un angle $\Delta\alpha$. Le module du vecteur d'onde devient alors $k_{\text{eff}} \cos(\Delta\alpha)$ soit au deuxième ordre en $\Delta\alpha$: $(1 - \frac{\Delta\alpha^2}{2})k_{\text{eff}}$ donc $\Delta k = \frac{\Delta\alpha^2}{2}k_{\text{eff}}$. Pour $\Delta r = 40$ nm, nous avons donc $\Delta\alpha = 3,8$ mrad et $T_2 - T = 2,9$ μs .

Déplacement lumineux Les calculs de l'effet des déplacements lumineux dans un interféromètre à 3 impulsions sont donnés dans [Canuel07]. Nous allons ici nous intéresser à la configuration à 4 impulsions repliée. Nous utiliserons les notations de la figure 2.1, et je rappelle rapidement les déplacements lumineux lors d'une impulsion Raman. Pour un système à deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$, dans la limite des grands désaccords, lorsque $\delta \gg \Omega_{ab}$, un champ lumineux de pulsation Ω_{ab} et désaccordé de δ de la transition $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ entraîne un déplacement lumineux :

$$\hbar\Omega^{\text{AC}} = \Delta E_a = -\Delta E_b = \frac{\hbar|\Omega_{ab}|^2}{4\delta} \quad (2.8)$$

Les termes de déplacement lumineux dus à la paire de faisceaux Raman sont donc, avec les pulsations Ω_{ab} tels que définis en figure 2.1 :

$$\Omega_f^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_{1f}|^2}{4\Delta_{1f}} + \frac{|\Omega_{2f}|^2}{4\Delta_{2f}} \quad (2.9)$$

sur la transition $|f\rangle \leftarrow |i\rangle$

$$\Omega_e^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_{1e}|^2}{4\Delta_{1e}} + \frac{|\Omega_{2e}|^2}{4\Delta_{2e}} \quad (2.10)$$

sur la transition $|e\rangle \leftarrow |i\rangle$

et nous notons le déplacement lumineux différentiel :

$$\delta^{\text{AC}} = \Omega_f^{\text{AC}} - \Omega_e^{\text{AC}} \quad (2.11)$$

Compensation du déplacement lumineux Pour trouver le rapport d'intensité des lasers Raman qui compense le déplacement lumineux, nous devons prendre en

compte la structure hyperfine du niveau excité. Nous avons alors ([Cheinet06a]) :

$$\Omega_{\text{eff}} = \sum_{k=3}^4 \frac{\Omega_{k,f1}^* \Omega_{k,e2}}{2(\Delta_{k,f1})} \quad (2.12)$$

$$\Omega_f^{\text{AC}} = \sum_{k=2}^4 \frac{|\Omega_{k,f1}|^2}{4\Delta_{k,f1}} + \frac{|\Omega_{k,f2}|^2}{4(\Delta_{k,f1} - \omega_e + \omega_f)} \quad (2.13)$$

$$\Omega_e^{\text{AC}} = \sum_{k=3}^5 \frac{|\Omega_{k,e1}|^2}{4(\Delta_{k,f1} + \omega_e - \omega_f)} + \frac{|\Omega_{k,e2}|^2}{4\Delta_{k,f1}} \quad (2.14)$$

où $\Delta_{k,f1}$ est le désaccord avec le niveau $|F' = k\rangle$. Pour des lasers Raman polarisés linéairement, en prenant en compte les coefficients de Clebsch Gordan et les forces de raies ([Steck98]) :

$$\Omega_f^{\text{AC}} = |\Omega_{1f}|^2 A + |\Omega_{2e}|^2 B \quad (2.15)$$

$$\Omega_e^{\text{AC}} = |\Omega_{1f}|^2 C + |\Omega_{2e}|^2 D \quad (2.16)$$

$$\delta^{\text{AC}} = |\Omega_{1f}|^2 (A - C) + |\Omega_{2e}|^2 (B - D) \quad (2.17)$$

où :

$$A = \frac{1}{14} \frac{1}{4\Delta_{2,f1}} + \frac{3}{16} \frac{1}{4\Delta_{3,f1}} + \frac{25}{336} \frac{1}{4\Delta_{4,f1}} \quad (2.18)$$

$$B = \frac{1}{14} \frac{1}{4(\Delta_{2,f1} - \omega_e + \omega_f)} + \frac{3}{16} \frac{1}{4(\Delta_{4,f1} - \omega_e + \omega_f)} + \frac{25}{336} \frac{1}{4(\Delta_{4,f1} - \omega_e + \omega_f)} \quad (2.19)$$

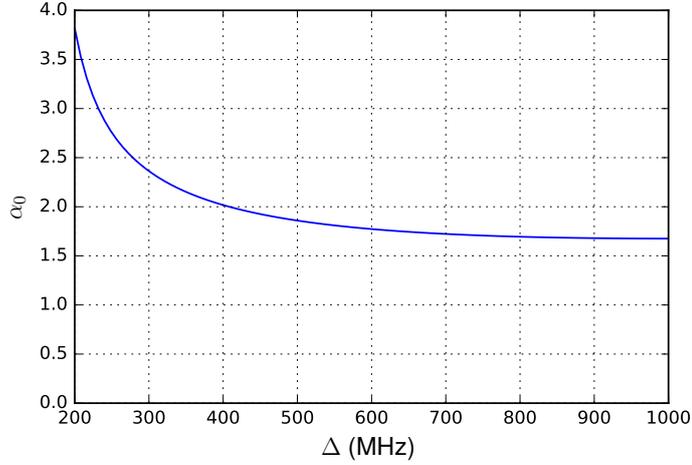
$$C = \frac{1}{48} \frac{1}{4(\Delta_{3,f1} + \omega_e - \omega_f)} + \frac{7}{48} \frac{1}{4(\Delta_{4,f1} + \omega_e - \omega_f)} + \frac{1}{6} \frac{1}{4(\Delta_{5,f1} + \omega_e - \omega_f)} \quad (2.20)$$

$$D = \frac{1}{48} \frac{1}{4\Delta_{3,e1}} + \frac{7}{48} \frac{1}{4\Delta_{4,e1}} + \frac{1}{6} \frac{1}{4\Delta_{5,e1}} \quad (2.21)$$

Nous trouvons que pour $\Delta_{3,f1} = 475$ MHz, le déplacement lumineux est compensé pour :

$$\alpha_0 \equiv \frac{|\Omega_{2e}|^2}{|\Omega_{1f}|^2} = \frac{I_4}{I_3} = \frac{A - C}{D - B} = 1,9 \quad (2.22)$$

où I_4 et I_3 sont respectivement les intensités des faisceaux lasers accordés respectivement proche de $|F = 4\rangle \leftarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 3\rangle \leftarrow |F' = 3\rangle$. α_0 est également tracé en fonction du désaccord Δ dans le rouge en figure 2.8.

FIGURE 2.8: α_0 en fonction du désaccord Raman Δ .

Matrice d'évolution Le niveau intermédiaire $|i\rangle$ peut être éliminé de l'équation 2.1 de manière adiabatique car Δ est grand comparé à Ω_f et Ω_e ([Moler92, Weiss94]). Le système peut donc être réduit à un système à 2 niveaux, et la fonction d'onde peut être écrite sous la forme $|\Psi(t)\rangle = C_e(t)|e\rangle + C_f(t)|f\rangle$. L'évolution de $|\Psi(t)\rangle$ peut être mis sous la forme matricielle suivante :

$$|\Psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi) |\Psi(t_0)\rangle \quad (2.23)$$

Nous nous plaçons dans la base $(|e\rangle, |f\rangle)$. La matrice d'évolution libre est :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_e T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_f T} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Dans les faisceaux Raman, l'évolution de la matrice d'évolution est ([Canuel07]) :

$$S = e^{-i(\Omega_f^{\text{AC}} + \Omega_e^{\text{AC}})\tau/2} \begin{pmatrix} e^{-i\delta\frac{\tau}{2}} e^{-i\omega_e\tau} \left[\cos\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) - i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right] & e^{-i\delta\frac{\tau}{2}} e^{-i\omega_e\tau} \left[-ie^{-i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi_{\text{eff}})} \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right] \\ e^{i\delta\frac{\tau}{2}} e^{-i\omega_f\tau} \left[-ie^{i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi_{\text{eff}})} \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right] & e^{i\delta\frac{\tau}{2}} e^{-i\omega_f\tau} \left[\cos\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) + i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right] \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

où $\Omega_R = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + \delta^2}$, $\cos\theta = \frac{-\delta}{\Omega_R}$ et $\sin\theta = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R}$, et ϕ_{eff} la différence de phase des lasers Raman.

Ω_{eff} est la pulsation de Rabi effective et est donnée par :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f_i}^* \Omega_{e_i}}{2\Delta} \quad (2.26)$$

Oscillations de Rabi Lorsque le déplacement lumineux est compensé et que les lasers sont à résonance : $\delta = \delta^{\text{AC}} = 0$, nous avons :

$$S = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} & -ie^{-i\phi} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} \\ -ie^{i\phi} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} & \cos \frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

où nous voyons que la phase des lasers Raman est imprimée sur les atomes qui changent d'état.

Impulsions π et $\pi/2$ En particulier pour $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$:

$$S_{\pi}(t_0, \phi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

et l'impulsion Raman joue le rôle de miroir.

pour $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$:

$$S_{\pi/2}(t_0, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

et l'impulsion joue le rôle de séparatrice 50%.

Déphasage accumulé lors de l'interféromètre La déphasage de l'interféromètre est composée de trois termes :

- le déphasage de propagation des paquets d'onde.
- le déphasage de décalage spatial des paquets d'onde à la sortie de l'interféromètre.
- le déphasage des séparatrices laser.

Il peut être montré que dans le cas d'un Hamiltonien au plus quadratique en position et en impulsion, les deux premiers termes s'annulent parfaitement à tous les ordres ([Bordé02]).

Pour l'interféromètre à 4 impulsions, la déphasage s'écrit :

$$\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4 \quad (2.30)$$

où ϕ_i est la différence de phase des laser Raman à l'impulsion i . Les faisceaux Raman sont contrapropageants, ils forment donc une onde stationnaire de vecteur d'onde :

$$k_{\text{eff}} \approx \frac{4\pi}{\lambda} \quad (2.31)$$

et le déphasage de l'interféromètre dû aux effets inertiels s'écrit :

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}}(x_1 - 2x_2 + 2x_3 - x_4) \quad (2.32)$$

Effet du déplacement lumineux Nous nous replaçons dans le cas général de l'équation 2.25 et nous allons maintenant nous intéresser à l'effet d'un déplacement lumineux non compensé. Nous noterons $d(\delta^{\text{AC}}) = \delta - \delta^{\text{AC}}$ l'écart à la résonance Raman. Nous noterons donc :

$$\cos\theta = \frac{-(\delta - \delta^{\text{AC}})}{\Omega_R} = -\frac{d(\delta^{\text{AC}})}{\Omega_R} \quad (2.33)$$

Pour une impulsion Raman $\pi/2$, les termes diagonaux de la matrice S s'écrivent :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\omega_{e,f}\tau} \left(1 \pm i \left(\frac{d(\delta^{\text{AC}})}{\Omega_R} \right) \right) \quad (2.34)$$

En considérant $\delta_{\text{AC}} \ll \Omega_R$, ces termes peuvent être écrits sous la forme $\frac{e^{i\omega_{e,f}\tau}}{\sqrt{2}} e^{\pm i \frac{d(\delta^{\text{AC}})}{\Omega_R}}$.

La matrice $S_{\pi/2}$ s'écrit de la manière suivante :

$$S_{\pi/2}(t_0, \phi_{\text{eff}}) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i(\Omega_f^{\text{AC}} + \Omega_e^{\text{AC}})\tau/2} \begin{pmatrix} e^{-i\omega_e\tau} e^{-i \frac{d(\delta^{\text{AC}})}{\Omega_R}} & e^{-i\omega_e\tau} \left[-i e^{-i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi_{\text{eff}})} \right] \\ e^{-i\omega_f\tau} \left[-i e^{i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi_{\text{eff}})} \right] & e^{-i\omega_f\tau} e^{+i \frac{d(\delta^{\text{AC}})}{\Omega_R}} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Cela revient à imprimer la phase $d(\delta^{\text{AC}})/\Omega_R$ sur la fonction d'onde atomique ne changeant pas d'état. La phase totale due au déplacement lumineux pour un interféromètre à 4 impulsions est :

$$\Delta\Phi_{\text{LS}} = \frac{d(\delta_4^{\text{AC}})}{\Omega_{\text{eff}}} + \frac{d(\delta_1^{\text{AC}})}{\Omega_{\text{eff}}} \quad (2.36)$$

où $d(\delta_4^{\text{AC}})$ est le déplacement lumineux à la dernière impulsion et $d(\delta_1^{\text{AC}})$ est le déplacement lumineux à la première impulsion.

2.2 Capteurs inertiels à atomes froids

2.2.1 Sensibilité aux effets inertiels

2.2.1.1 Effet Sagnac

L'effet Sagnac est un déphasage qui apparaît dans tous les interféromètres qui ont une aire physique et qui tournent ([Sagnac14]). L'expression générale de cette phase est :

$$\Delta\Phi_{\Omega} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{\mathcal{A}} \cdot \vec{\Omega} \quad (2.37)$$

où E est l'énergie de la particule qui interfère, $\vec{\mathcal{A}}$ l'aire physique de l'interféromètre et $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation. Pour un interféromètre optique, $E = \hbar\omega$ et son ordre de grandeur est l'eV. Pour un atome non relativiste, cette énergie est environ égale à mc^2 qui est de l'ordre de 10^{11} eV pour ^{133}Cs . Pour une même aire, le facteur d'échelle est donc beaucoup plus élevé pour l'interféromètre atomique que pour l'interféromètre optique. En pratique, l'aire des gyromètres optiques va de quelques cm^2 à quelques m^2 , et pour les gyromètres atomiques à effet Sagnac, cette aire est généralement de quelques mm^2 et nous avons démontré des aires jusqu'à 11 cm^2 sur notre expérience. En revanche, le flux de photon est bien plus élevé pour les interféromètres optiques, de l'ordre de 10^{15} photons par seconde par mW, alors qu'il est généralement de quelques 10^7 atomes par seconde pour les interféromètres à atomes froids. Le rapport entre le bruit de projection quantique d'un interféromètre optique et celui d'un interféromètre atomique actuel est la racine carrée du ratio du nombre de particules qui est de l'ordre 10^4 .

Interféromètre à 4 impulsions L'aire physique de l'interféromètre à 4 impulsions est donnée par ([Canuel06]) :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{4} g T^3 k_{\text{eff}} \frac{\hbar}{m} \quad (2.38)$$

En injectant cette expression dans l'expression 2.37, nous obtenons l'expression du déphasage dû à la rotation :

$$\Delta\Phi_{\Omega} = \frac{1}{2} \vec{k}_{\text{eff}} \cdot (\vec{g} \times \vec{\Omega}) T^3 \quad (2.39)$$

Pour un interféromètre de temps d'interrogation $2T = 800 \text{ ms}$, cela correspond à une aire de 11 cm^2 et à un facteur d'échelle de $4,6 \cdot 10^6 \text{ rad} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot \text{s}$ ([Dutta15]).

2.2.1.2 Sensibilité à l'accélération

Pour un interféromètre à 4 impulsions symétrique, la sensibilité aux accélérations continues est nulle. En particulier, l'interféromètre est insensible aux fluctuations de la projection de \vec{g} . Cependant ce n'est pas le cas pour l'interféromètre asymétrique :

$$\phi_1 = 0 \quad (2.40)$$

$$\phi_2 = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left[\left(\frac{T}{2} + \Delta T \right) \vec{v}_0 + \left(\frac{T^2}{8} + \frac{\Delta T^2}{2} + \frac{T\Delta T}{2} \right) \vec{g} \right] \quad (2.41)$$

$$\phi_3 = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left[\left(\frac{3T}{2} + \Delta T \right) \vec{v}_0 + \left(\frac{9T^2}{8} + \frac{\Delta T^2}{2} + \frac{3T\Delta T}{2} \right) \vec{g} \right] \quad (2.42)$$

$$\phi_4 = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot (2T\vec{v}_0 + 2T^2\vec{g}) \quad (2.43)$$

où ϕ_i est la phase imprimée sur les atomes à l'impulsion i due à l'accélération et \vec{v}_0 est la vitesse des atomes lors de la première impulsion.

$$\Phi_{\text{acc}} = 2T\Delta T \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \quad (2.44)$$

En particulier cela rend l'interféromètre sensible à la projection de \vec{g} sur les faisceaux Raman, et donc à son inclinaison, comme nous le verrons en section 3.4. L'interféromètre est aussi sensible aux marées, mais pour $T = 400$ ms, $\Delta T = 40$ μ s et des faisceaux Raman à un angle de $3,8^\circ$ de l'horizontale, la fluctuation de phase est inférieure à 120 μ rad, un ordre de grandeur plus petit que les stabilités atteintes jusqu'ici avec le gyromètre. Il est possible de compenser ce terme en alternant le signe de ΔT car la moyenne des termes en $+\Delta T$ et $-\Delta T$, contient la phase de rotation mais élimine le terme d'accélération.

Compensation de l'accélération par une rampe de fréquence Considérons le cas où la différence de fréquence des lasers Raman suit une rampe linéaire de pente α . Le déphasage dû à cet rampe est ([Dutta15]) :

$$2\alpha T\Delta T \quad (2.45)$$

Cette rampe compense la phase d'accélération si $\alpha = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}$. Cette rampe est aussi nécessaire pour respecter la condition de résonance (équation 2.3) lors des impulsions Raman de l'interféromètre.

2.3 Fonction de sensibilité

Pour étudier la réponse de l'interféromètre à des perturbations, nous utilisons le formalisme des fonctions de sensibilité. Dans cette section, j'introduis ces fonctions de sensibilité de l'interféromètre à 4 impulsions.

2.3.1 Sensibilité à la phase des lasers

Sensibilité temporelle Dans un premier temps, nous nous intéressons à la sensibilité temporelle à un saut de phase de l'interféromètre qui est définie par :

$$g_\phi = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} 2 \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.46)$$

où $\delta\Phi$ est la fluctuation de phase de l'interféromètre causé par le saut de phase $\delta\phi$ des lasers Raman à l'instant t . A partir de cette fonction de sensibilité, nous pouvons calculer la phase due aux fluctuations de phase des lasers lors de l'interféromètre :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.47)$$

Pour un interféromètre à 4 impulsions carrées¹, en plaçant l'origine des temps au centre de l'interféromètre, nous avons :

$$g_\phi(t) = \begin{cases} 0 & t \leq -(T + 3\tau) \\ -\sin \Omega_R(t + T + 3\tau) & -(T + 3\tau) \leq t \leq -(T + 2\tau) \\ -1 & -(T + 2\tau) \leq t \leq -(T/2 + 2\tau - \Delta T) \\ \sin \Omega_R(t + T/2 - \Delta T + \tau) & -(T/2 - \Delta T + 2\tau) \leq t \leq -T/2 + \Delta T \\ +1 & -T/2 + \Delta T \leq t \leq T/2 + \Delta T \\ -\sin \Omega_R(t - T/2 - \Delta T - \tau) & T/2 + \Delta T \leq t \leq (T/2 + \Delta T + 2\tau) \\ -1 & (T/2 + \Delta T + 2\tau) \leq t \leq (T + 2\tau) \\ \sin \Omega_R(t - T - 3\tau) & (T + 2\tau) \leq t \leq (T + 3\tau) \\ 0 & (T + 3\tau) \leq t \end{cases} \quad (2.48)$$

où $\tau = 1/(4\pi\Omega_R)$ est la durée d'une impulsion Raman $\pi/2$

1. Des impulsions non carrées seront présentées dans la thèse de Nicolas Mielec

A partir de cette expression, nous trouvons que l'intégrale de $g_\phi(t)$ est non nulle et donc que la phase dépend de la différence de fréquence des lasers Raman ([Meunier13]). Pour un désaccord δ des lasers Raman, le déphasage vaut :

$$\Delta\Phi_\delta = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t)\delta dt = -2\frac{\delta}{\Omega_R} \quad (2.49)$$

C'est la même expression que pour un déplacement lumineux identique à la première et à la quatrième impulsion (équation 2.36). Typiquement $\tau_{\pi/2} = 10 \mu\text{s}$ donc

$$\frac{d\Delta\Phi}{d\delta} = 13 \mu\text{rad.Hz}^{-1} \quad (2.50)$$

Il faut contrôler la différence de fréquence Raman à mieux que 100 Hz pour que cette phase ne soit pas limitante à 1 mrad près ($\sim 2.10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}$). Autrement, nous pouvons légèrement modifier la séquence pour que l'intégrale de g_ϕ soit nulle en prenant ces durées entre les impulsions Raman : $T/2 - 3\tau/2$, $T - 2\tau$, $T/2 - 3\tau/2$.

Comme $T \gg \tau$ et $T \gg \Delta T$, pour $\omega \ll \Omega_R$ l'expression de g_ϕ peut être simplifiée en :

$$g_\phi(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ -1 & 0 \leq t \leq T/2 \\ +1 & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ -1 & 3T/2 \leq t \leq 3T/2 \\ 0 & 2T \leq t \end{cases} \quad (2.51)$$

Nous utilisons cette approximation lorsque nous calculons les effets des vibrations.

Sensibilité fréquentielle Nous allons maintenant nous intéresser à la sensibilité temporelle aux bruits de phase. Celle-ci est définie par :

$$|H_\phi(\omega)|^2 = \left[\frac{\tilde{\Phi}}{\tilde{\phi}}(\omega) \right]^2 \quad (2.52)$$

où $\tilde{\Phi}$ est la phase de l'interféromètre dans l'espace de Fourier, et $\tilde{\phi}$ la modulation de phase subie par l'interféromètre dans l'espace de Fourier.

Donc $|H_\phi(\omega)|^2 = \omega^2 \left| \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \sin(\omega t + \phi_0) dt d\phi_0 \right|^2$. Nous utilisons l'approximation de l'équation 2.51 pour calculer $|H_\phi(\omega)|^2$:

$$|H_\phi(\omega)|^2 = 64 \sin^2\left(\frac{\omega T}{2}\right) \sin^4\left(\frac{\omega T}{4}\right) \quad (2.53)$$

La durée non nulle des impulsions Raman entraîne un comportement de filtre passe bas du deuxième ordre avec une pulsation de coupure $\omega_c = \pi\Omega_R/6$.

La variance σ_ϕ^2 due au bruit de phase de densité spectrale $S_\phi(\omega)$ est donnée par :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^{+\infty} |H_\phi(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.54)$$

2.3.2 Sensibilité aux effets inertiels

Je vais maintenant présenter la sensibilité aux effets inertiels : vitesse, accélération, rotation.

Sensibilité temporelle à l'accélération La phase inertielle de l'interféromètre peut être écrite :

$$\Phi_{\text{inert}} = k_{\text{eff}}(x_1^B - 2x_2^H + 2x_3^H - x_4^B) \quad (2.55)$$

où x_i^B est la position du miroir de rétro réflexion Raman du bas à l'impulsion i et x_i^H celle du miroir du haut du haut (figure 2.5).

Comme les impulsions 1 et 4 sont rétro réfléchies sur le miroir du bas et que les impulsions 2 et 3 le sont sur le miroir du haut, nous pouvons séparer l'expression de Φ_{inert} en un terme proportionnel au déplacement du miroir du bas et un terme proportionnel au déplacement du miroir du haut :

$$k_{\text{eff}}(x_1^B - x_4^B) = k_{\text{eff}} \int_0^{2T} v_B(t) dt \quad (2.56)$$

$$2k_{\text{eff}}(x_3^H - x_2^H) = -2k_{\text{eff}} \int_{T/2}^{3T/2} v_H(t) dt \quad (2.57)$$

$$\Phi_{\text{vib}} = k_{\text{eff}} \left(\int_0^{2T} v_B(t) dt - 2 \int_{T/2}^{3T/2} v_H(t) dt \right) \quad (2.58)$$

A partir de 2.58, nous voyons que nous pouvons totalement déterminer la phase de vibration à partir des vitesses des deux miroirs. Pour calculer seulement la phase due aux accélérations linéaires, nous pouvons exprimer les fonctions de sensibilité de la manière suivante pour la vitesse :

$$g_v(t) = k_{\text{eff}}g_\phi(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ -k_{\text{eff}} & 0 \leq t \leq T/2 \\ +k_{\text{eff}} & T/2 \leq t \leq 3T/2 \\ -k_{\text{eff}} & 3T/2 \leq t \leq 2T \\ 0 & 2T \leq t \end{cases} \quad (2.59)$$

ce qui est semblable à 2.51, et en accélération :

$$g_a(t) = \int_0^t g_\phi(t)dt = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ -k_{\text{eff}}(t+T) & 0 \leq t \leq T/2 \\ +k_{\text{eff}}t & T/2 \leq t \leq 3T/2 \\ -k_{\text{eff}}(t-T) & 3T/2 \leq t \leq 2T \\ 0 & 2T \leq t \end{cases} \quad (2.60)$$

La phase des accélérations parasites se calcule ainsi à partir de la vitesse :

$$\Phi_{\text{vib}} = \int_0^{2T} g_v(t)v(t)dt \quad (2.61)$$

et de l'accélération :

$$\Phi_{\text{vib}} = \int_0^{2T} g_a(t)a(t)dt \quad (2.62)$$

Sensibilité fréquentielle à l'accélération La sensibilité fréquentielle à l'accélération est importante pour évaluer le bruit de phase associé à un spectre de bruit d'accélération.

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = k_{\text{eff}}a \quad (2.63)$$

Donc dans l'espace de Fourier :

$$\omega^2\tilde{\Phi}(\omega) = k_{\text{eff}}\tilde{a}(\omega) \quad (2.64)$$

donc, à partir de l'équation 2.53 ([Lévèque10]) :

$$|H_a(\omega)|^2 = 64 \frac{k_{\text{eff}}^2}{\omega^4} \sin^2\left(\frac{\omega T}{2}\right) \sin^4\left(\frac{\omega T}{4}\right) \quad (2.65)$$

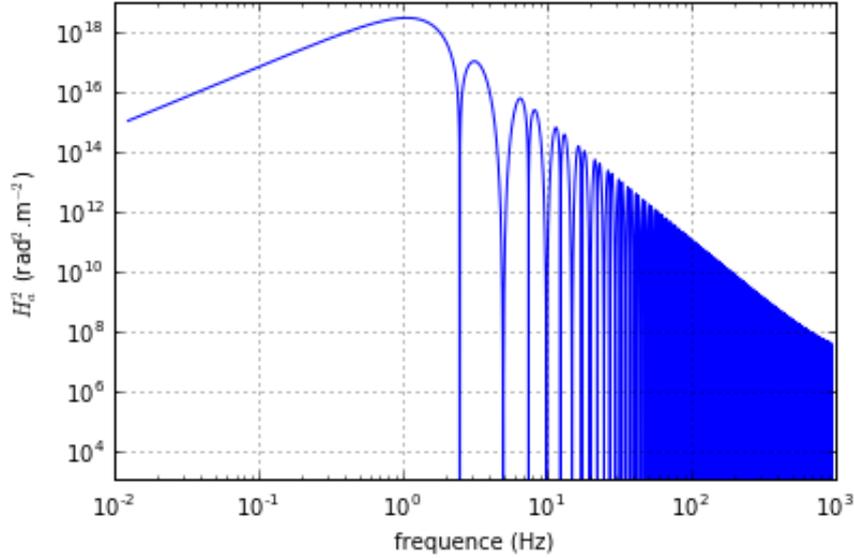


FIGURE 2.9: Fonction de sensibilité à l'accélération pour un interféromètre de temps d'interrogation $2T = 800$ ms, normalisée par son maximum. La sensibilité à l'accélération est un filtre passe bas du deuxième ordre avec une coupure en $1/2T$. Une estimation du bruit de vibration par bande de fréquence est donnée au chapitre 4.

$|H_a(\omega)|^2$ est tracé sur la figure 2.9. A partir de cette fonction de sensibilité fréquentielle, nous calculons le niveau de bruit d'accélération ainsi :

$$\sigma_\Phi = \int_0^{+\infty} |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.66)$$

où $S_a(\omega)$ est la densité spectrale de puissance de bruit d'accélération.

Sensibilité à la rotation Nous considérons maintenant une rotation d'amplitude Ω_ω , de fréquence ω , d'axe de rotation perpendiculaire au plan de l'interféromètre et qui intersecte l'axe de lancement des atomes à une distance L du milieu des faisceaux Raman.

La position angulaire $\theta_\omega(t)$ de la fontaine s'écrit :

$$\theta_\omega(t) = \frac{\sqrt{2}\Omega_\omega}{\omega} \cos(\omega t + \phi_0) \quad (2.67)$$

Le facteur $\sqrt{2}$ est un facteur de normalisation.

Au premier ordre en θ_ω , les déplacements x_i de l'équipphase à l'impulsion i sont

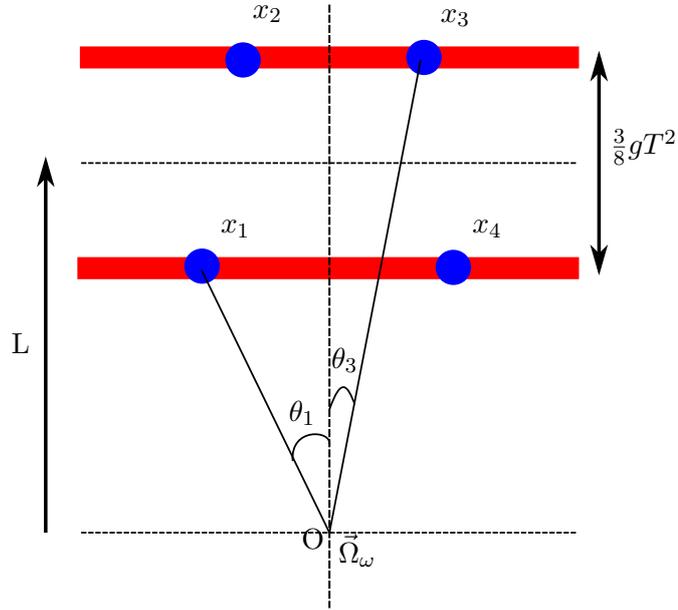


FIGURE 2.10: Interféromètre à 4 impulsions en présence d'un bruit de rotation à une fréquence ω avec un axe de rotation perpendiculaire au plan de l'interféromètre, à une distance L du milieu des faisceaux Raman. θ_i est l'angle lors de l'impulsion i , x_i le déplacement de l'équipphase laser dû à cet angle.

donnés par :

$$\begin{cases} x_1 = \left(L - \frac{3}{16}gT^2\right) \frac{\sqrt{2}\Omega_\omega}{\omega} \cos(\phi_0) \\ x_2 = \left(L + \frac{3}{16}gT^2\right) \frac{\sqrt{2}\Omega_\omega}{\omega} \cos\left(\frac{\omega T}{2} + \phi_0\right) \\ x_3 = \left(L + \frac{3}{16}gT^2\right) \frac{\sqrt{2}\Omega_\omega}{\omega} \cos\left(\frac{3\omega T}{2} + \phi_0\right) \\ x_4 = \left(L - \frac{3}{16}gT^2\right) \frac{\sqrt{2}\Omega_\omega}{\omega} \cos(2\omega T + \phi_0) \end{cases} \quad (2.68)$$

Le déphasage dû à la rotation est donc :

$$\Delta\Phi_\omega = \sqrt{2}k_{\text{eff}} \frac{\Omega_\omega}{\omega} \left(L - \frac{3}{16}gT^2\right) [\cos(\phi_0) - \cos(2\omega T + \phi_0)] \quad (2.69)$$

$$+ 2\sqrt{2}k_{\text{eff}} \frac{\Omega_\omega}{\omega} \left(L + \frac{3}{16}gT^2\right) \left[\cos\left(\frac{3\omega T}{2}\phi_0\right) - \cos\left(\frac{\omega T}{2}\phi_0\right)\right] \quad (2.70)$$

$$= 4\sqrt{2}k_{\text{eff}} \frac{\Omega_\omega}{\omega} \sin(\omega T + \phi_0) \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \left[\left(L - \frac{3}{16}gT^2\right) \cos\left(\frac{\omega T}{2}\right) - \left(L + \frac{3}{16}gT^2\right)\right] \quad (2.71)$$

$$= 8\sqrt{2}k_{\text{eff}} \frac{\Omega_\omega}{\omega} \sin(\omega T + \phi_0) \left[L \sin^2 \frac{\omega T}{4} + \frac{3}{16}gT^2 \cos^2 \frac{\omega T}{4}\right] \sin^2 \frac{\omega T}{2} \quad (2.72)$$

donc en faisant la moyenne sur ϕ_0 :

$$|H_{\Omega}(L, \omega)|^2 = \frac{\langle \Delta \Phi_{\omega}^2 \rangle}{\Omega_{\omega}^2} \quad (2.73)$$

$$= \frac{64k_{\text{eff}}^2}{\omega^2} \left[L \sin^2 \frac{\omega T}{4} + \frac{3}{16} g T^2 \cos^2 \frac{\omega T}{4} \right]^2 \sin^2 \frac{\omega T}{2} \quad (2.74)$$

Cette expression est une version corrigée de celles trouvés dans [Meunier13, Dutta15].

Cette fonction de sensibilité est tracée pour différentes valeurs de L sur la figure 2.11.

Pour $L \gg gT^2$:

$$|H_{\Omega}(L, \omega)|^2 \approx \frac{64k_{\text{eff}}^2}{\omega^2} L^2 \sin^4 \frac{\omega T}{4} \sin^2 \frac{\omega T}{2} \quad (2.75)$$

ce qui correspond à la fonction de sensibilité à l'accélération. Pour $\omega \ll 1/T$:

$$|H_{\Omega}(L, \omega)|^2 \approx \frac{9}{16} k_{\text{eff}}^2 g^2 T^6 \quad (2.76)$$

où l'on retrouve une proportionnalité de la phase à $k_{\text{eff}} g T^3 \Omega$ comme calculé avec l'effet Sagnac.

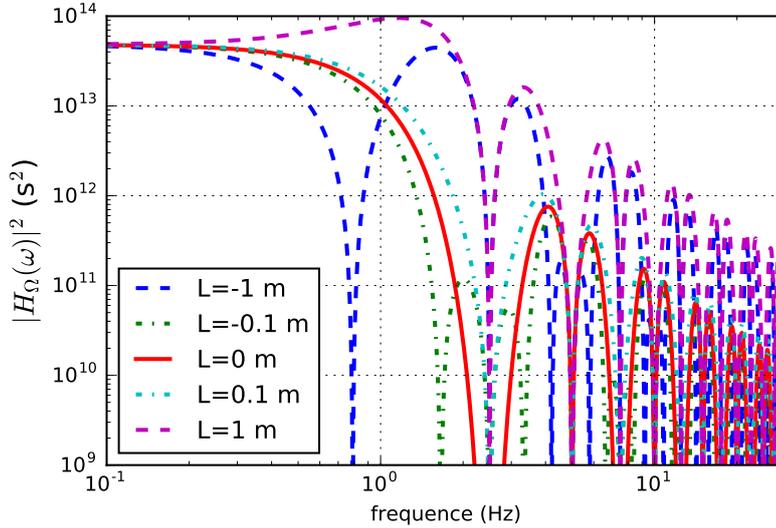


FIGURE 2.11: Fonction de sensibilité fréquentielle à la rotation pour différentes positions du centre de rotation et $T = 400$ ms.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai rapidement présenté les notions nécessaires à la compréhension du gyromètre à atomes froids : les transitions à 2 photons qui constituent les séparatrices et les miroirs de l'interféromètre et impriment leur phase sur les atomes, la géométrie des interféromètres atomiques utilisés, et la sensibilité de ces interféromètres aux effets inertiels.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1	La fontaine atomique	29
3.2	Les lasers	36
3.3	Isolation des vibrations et isolation thermique	45
3.4	Asservissement de l'inclinaison de l'expérience	45
3.5	Détection	49
3.6	Nouveau programme d'acquisition	64
3.7	Conclusion	66

Dans ce chapitre, je décris le gyromètre à atomes froids et ses différents sous-systèmes. Je vais rappeler rapidement la description de la fontaine atomique, de la préparation des atomes, des systèmes d'isolation passifs de l'expérience et des lasers de refroidissement et d'interrogation qui ont été décrits dans des thèses précédentes ([Lévêque10, Meunier13, Dutta15]). Je décris plus précisément des systèmes que j'ai construits ou améliorés dans le cadre de ma thèse : le système d'asservissement de l'inclinaison de l'expérience, le nouveau banc laser Raman et le système de détection.

3.1 La fontaine atomique

Le dispositif expérimental est une fontaine atomique. Les atomes de césium sont chargés dans un piège magnéto-optique et préparés et lancés verticalement depuis le bas de la fontaine. Les atomes sont interrogés dans la partie haute de la fontaine, la zone interférométrique, puis sont détectés dans la zone de détection. Un schéma de la fontaine atomique est donné sur la figure 3.1.

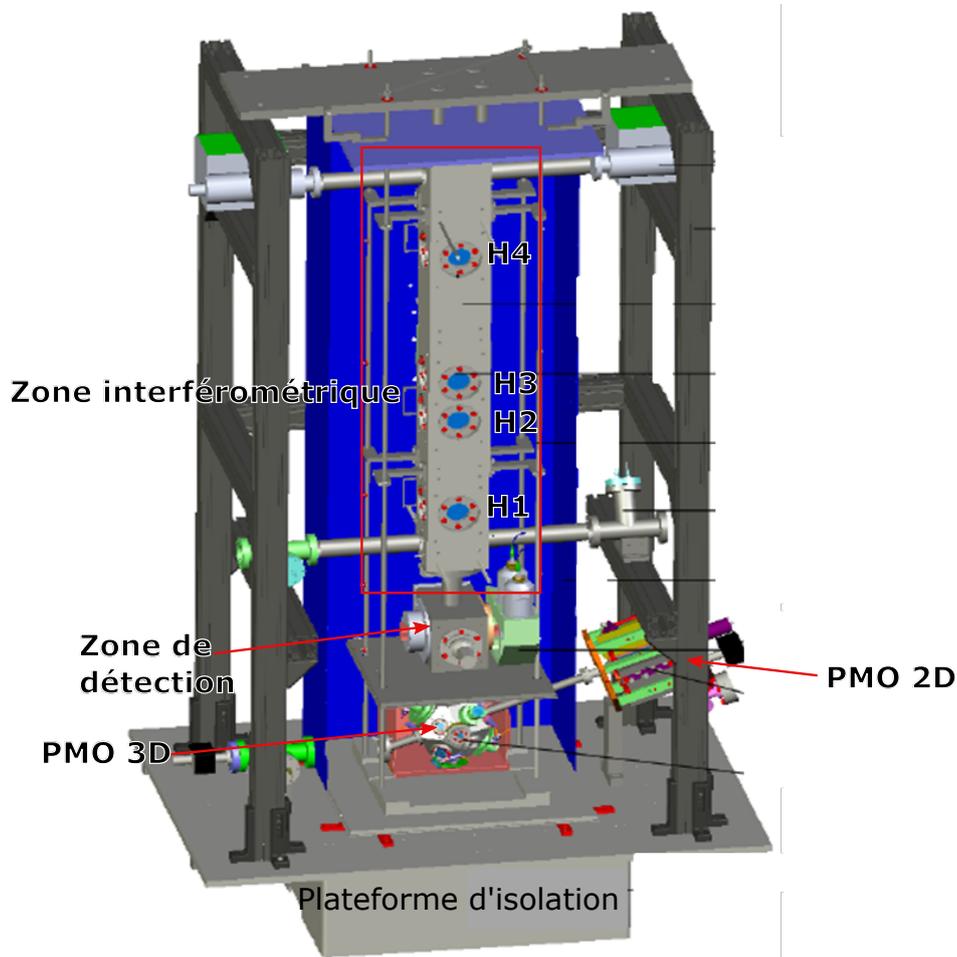


FIGURE 3.1: Schéma de la fontaine atomique. Les 4 hublots de la zone interférométrique sont notés du plus bas au plus haut H1, H2, H3 et H4. Le choix des hublots utilisés détermine le temps d'interrogation des interféromètres.

3.1.1 Le piège magnéto-optique 2D

La structure du piège magnéto-optique 2D (PMO 2D) est similaire à celles présentées dans [Dieckmann98, Schoser02] et a été décrite dans [Lévêque10, Cheinet06a]. Il permet de charger le piège magnéto-optique 3D en piégeant les atomes dans deux directions et en les poussant dans une troisième direction. La puissance des lasers de piège est d'environ 13 mW pour chaque direction dans le boîtier de séparation des faisceaux, et la puissance du pousseur de 1,2 mW dans le boîtier de séparation des faisceaux. Les bobines de piège sont rectangulaires et de dimensions 150 mm × 50 mm,

elles sont composées de 89 spires, et un courant de 1,9 A y circule, ce qui produit un gradient de champ magnétique de 17 G.cm^{-1} .

Nombre d'atomes dans le piège Nous disposons d'un dispositif de collection de la lumière du piège magnéto-optique qui nous permet d'estimer le nombre d'atomes piégés. Ce système a une efficacité de collection $\eta_{\text{collec}} = 0,25\%$ et utilise une photodiode *Hamamatsu S1337-66BQ* ([Lévêque10]) qui a une sensibilité $S = 0,47 \text{ A.W}^{-1}$ avec un gain transimpédance $G = 2,2.10^6 \text{ V.A}^{-1}$. Le signal détecté est :

$$U_{\text{fluo}} = N_{\text{at}} \frac{\Gamma}{2} \frac{6I/I_{\text{sat}}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + 6I/I_{\text{sat}}} \frac{hc}{\lambda} \eta_{\text{collec}} SG \quad (3.1)$$

où Γ est la largeur naturelle de la raie D2 du césium, I l'intensité de chaque faisceau de piège, I_{sat} l'intensité de saturation de la transition et N_{at} le nombre d'atomes dans le piège. Pour $I/I_{\text{sat}} = 0,5$, nous mesurons $4,0.10^8 \text{ atome.V}^{-1}$. Après un chargement de 200 ms, le signal de fluorescence typique est de 100 mV, ce qui correspond à $4,0.10^7$ atomes, et à un taux de chargement de $2.10^8 \text{ atome.s}^{-1}$.

3.1.2 Le piège magnéto-optique 3D

Dans le piège magnéto-optique 3D (PMO 3D), les atomes sont piégés dans les trois directions, selon un schéma démontré pour la première fois dans [Raab87], refroidis et lancés. Les six faisceaux laser du PMO 3D forment deux tétraèdres dont les sommets pointent en sens opposés, dans la direction verticale. Chaque faisceau du haut fait face à un faisceau du bas. Cela permet le lancement des atomes lorsque l'on applique des puissances ou des fréquences différentes dans les faisceaux du haut et du bas. Chaque paire de faisceaux sont dans une configuration σ^+/σ^- , chaque faisceau a un waist de 9 mm ([Canuel07]) et la puissance en entrée de fibre de chaque faisceau est d'environ 4 mW. Pour la transition $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 5\rangle$, $I_{\text{sat}} = 1,1 \text{ mW.cm}^{-2}$ et l'efficacité de couplage dans les fibres est de l'ordre de 50%, donc $I/I_{\text{sat}} \simeq 0,5$. Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz crée un gradient de champ, et une paire de bobines en configuration Helmholtz compense le champ résiduel du biais appliqué à la zone interférométrique. Le centre du piège se situe au 0 du champ magnétique.

3.1.3 Étapes de la préparation des atomes

Le schéma des étapes de préparation des atomes est donné sur la figure 3.3

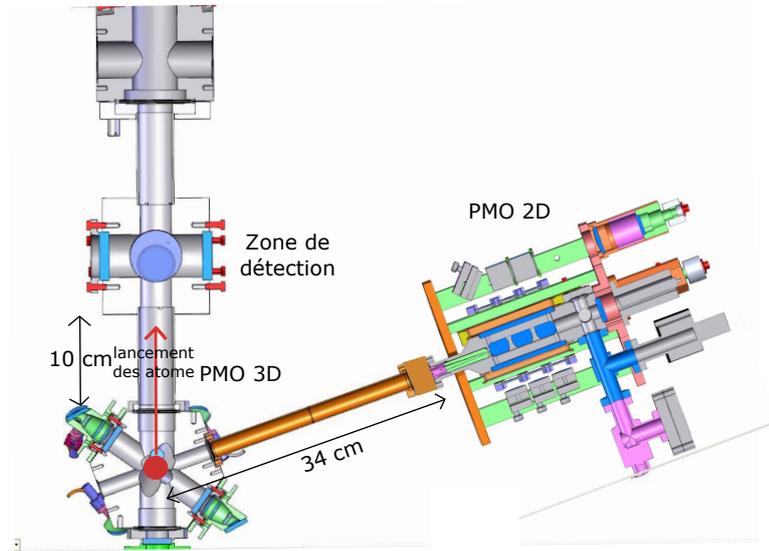


FIGURE 3.2: PMO 2D, PMO 3D et zone de détection.

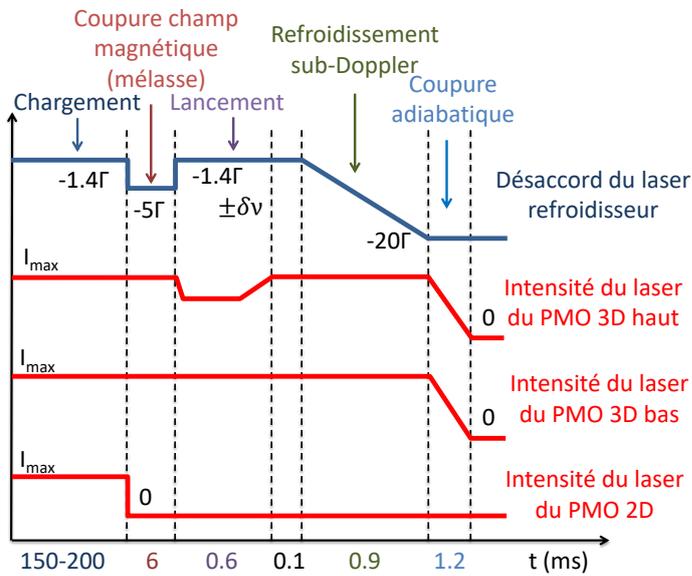


FIGURE 3.3: Schéma de la séquence de préparation et de lancement des atomes.

Chargement des atomes dans le PMO 3D Lors de la phase de chargement, qui dure entre quelques dizaines et une centaine de millisecondes, les atomes chargés par le PMO 2D sont capturés par le PMO 3D. Durant cette phase, $\Delta = -1,4\Gamma$. Un système de collection de la fluorescence des atomes dans le piège est décrit dans [Lévêque10].

Refroidissement par mélasse optique Après la fin du chargement, le gradient de champs magnétique est coupé, et les atomes sont refroidis par une mélasse optique pendant 6 ms, avec un désaccord $\Delta = -5\Gamma$. Cette méthode est similaire à celle de [Hall89]

Lancement Nous utilisons la procédure de lancement décrite dans [Clairon91]. Des rampes de fréquence de signes opposés sont appliquées aux modulateurs acousto-optiques (AOM : *Acousto-Optic Modulator*) du PMO haut et bas pour désaccorder les lasers du piège, qui servent à accélérer les atomes jusqu'à atteindre le désaccord $\pm\delta\nu$ pour obtenir une mélasse mouvante à la vitesse de lancement :

$$v_0 = \frac{\sqrt{3}}{2}\delta\nu\lambda \quad (3.2)$$

Le désaccord moyen des lasers de refroidissement suit une rampe linéaire de fréquence pendant 0,9 ms jusqu'à atteindre -20Γ .

Coupure adiabatique Les faisceaux laser du PMO 3D sont progressivement atténués pendant 1,2 ms jusqu'à leur extinction.

Caractérisation du champ magnétique au niveau du PMO 3D Pour caractériser les inhomogénéités du champ magnétique auxquelles sont soumis les atomes juste après le lancement, j'ai effectué des spectroscopies à l'aide de l'antenne micro-onde pour différentes durées après le lancement. Nous avons mesuré de tels spectres, et le plus grand écart constaté est entre le spectre à 4,2 ms et celui à 7,2 ms qui sont tracés sur la figure 3.4. La différence de fréquence de leurs transitions $|F = 4, m_F = 1\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F = 1\rangle$ est de 3 kHz. Pour $F = 4$, $f_{\text{Larmor}} = 350 \text{ kHz}\cdot\text{G}^{-1}$ et pour $F = 3$, $f_{\text{Larmor}} = 351 \text{ kHz}\cdot\text{G}^{-1}$, la différence de champ magnétique est donc de 4 mG. La vitesse de lancement des atomes est de $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, donc pendant 3 ms, les atomes parcourent 15 mm. L'accélération subie en raison de cette inhomogénéité de champs par les atomes dans l'état $m_F = 1$ est de l'ordre de $10^{-8} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, faible par rapport à la température de $2,5v_{\text{rec}}$. Les inhomogénéité deux champ magnétique dans cette région a donc un effet faible sur la température les atomes dans l'état $m_F = 0$.

3.1.4 La zone interférométrique

La zone interférométrique dispose de fenêtres à 4 hauteurs différentes, ce qui permet d'utiliser plusieurs temps d'interrogation. Différentes configurations possibles sont

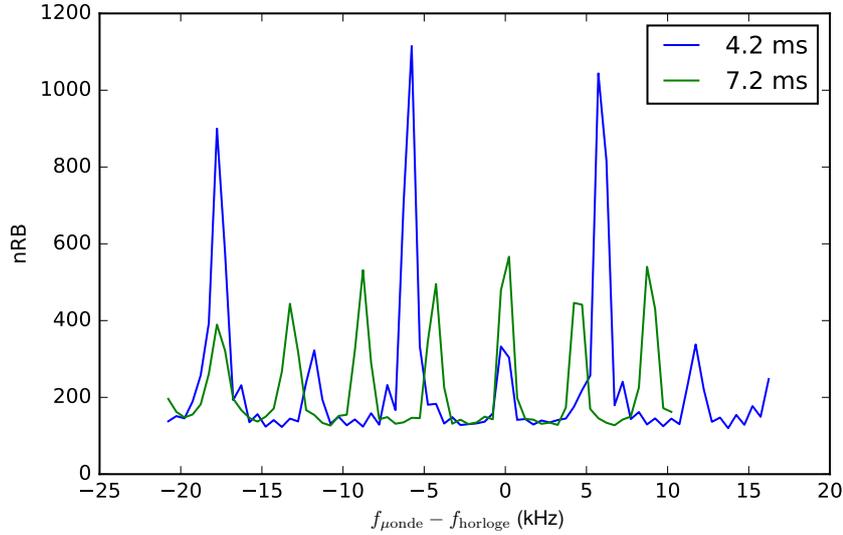


FIGURE 3.4: Spectroscopies micro-onde à différentes durées après le lancement des atomes. La différence de hauteur et d'aspect des pics s'expliquent par les inhomogénéité de d'intensité et de polarisation de la micro-onde utilisée.

données dans les tableaux 3.1 (4 impulsions) et 3.2 (3 impulsions). À chaque hauteur de fenêtre, un miroir, une lame quart d'onde et un cache amovible sont installés (figure 3.5). Deux collimateurs sont installés au niveau des fenêtres utilisées. Les miroirs, les lames quart d'onde et les collimateurs permettent d'effectuer les transitions Raman contra-propageantes. Chaque faisceau Raman a un waist de 20 mm.

TABLE 3.1: Configurations d'interféromètres à 4 impulsions

Temps d'interrogation $2T$ (ms)	Temps de vol jusqu'à la détection t_{TOF} , (ms)	Fenêtres Raman utilisées	séparation $\pi/2 - \pi$ (cm)	Aire de l'interféromètre (cm ²)
313	771	H2-H3	10	0,65
480	745	H1-H2	21	2,4
572	808	H1-H3	29	4,0
800	988	H1-H4	58	11,0

3.1.5 La zone de détection

La zone de détection est située entre le piège magnéto-optique et la zone interférométrique. À la montée des atomes, les nappes de détection peuvent servir de faisceaux pousseurs pour sélectionner les atomes dans l'état $|F = 3\rangle$. En sortant de la zone interférométrique, les atomes chutent dans la zone de détection. Ils y croisent les nappes

TABLE 3.2: Configurations d'interféromètres à 3 impulsions

Temps d'interrogation $2T$ (ms)	Temps de vol jusqu'à la détection t_{TOF} , (ms)	Fenêtres Raman utilisées	séparation $\pi/2 - \pi$ (cm)	Aire de l'interféromètre (cm^2)
192	761	H2-H3	10	0,45
294	720	H1-H2	21	1,6
350	775	H1-H3	29	2,8
490	931	H1-H4	58	7,6

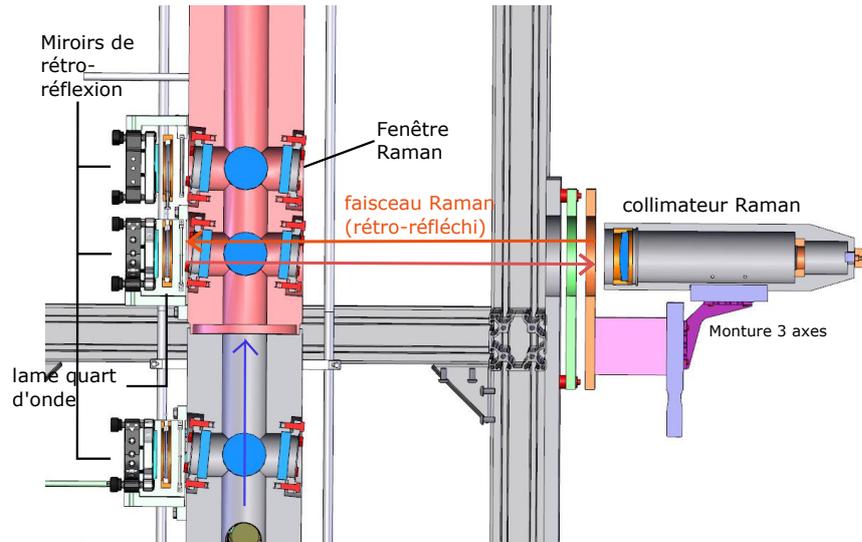


FIGURE 3.5: Fenêtres Raman et collimateur Raman

de détection, et la lumière qu'ils fluorescent est collectée. Une description plus précise est donnée plus loin dans ce chapitre ainsi que dans [Meunier13, Dutta15].

3.1.6 Blindages magnétiques et barres de biais

Pour isoler les atomes du champ magnétique terrestre, et pour atténuer les fluctuations de champ magnétique, trois blindages magnétiques entourent l'enceinte à vide :

- Un blindage autour du PMO 3D
- Un blindage de la partie haute autour de la zone interférométrique et de la zone de détection
- Un blindage extérieur autour de l'ensemble de l'enceinte à vide, hors PMO 2D.

Ces blindages sont en μ -métal, qui est un alliage dont la perméabilité magnétique est très élevée. Chacun des blindages a une épaisseur de 2 mm, et les deux couches de blindage permettent d'obtenir une atténuation du champ magnétique d'un facteur 500

([Lévèque10]).

Pour définir l'axe de quantification de l'expérience durant l'interféromètre, quatre barres en cuivre traversent le blindage magnétique de la partie haute. Elles sont traversées par un courant de 1 A et permettent d'obtenir un champ homogène d'environ 40 mG dans l'axe des faisceaux Raman au niveau de la trajectoire des atomes ([Lévèque10]).

3.2 Les lasers

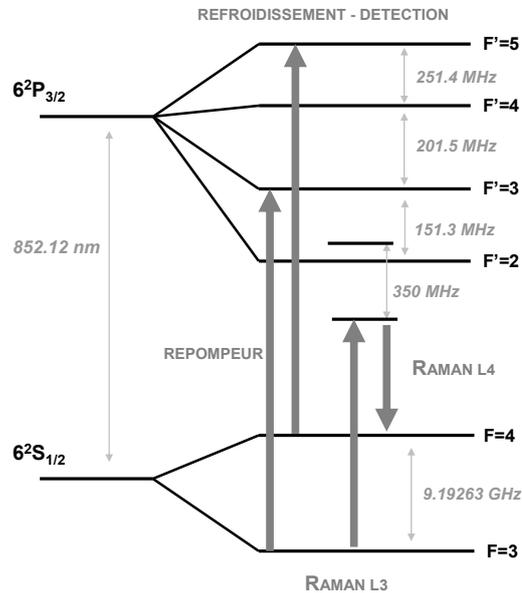


FIGURE 3.6: Niveaux d'énergie et fréquences des lasers source. Les niveaux des lasers envoyés vers les atomes sont donnés en annexe.

3.2.1 La chaîne de fréquence

Nous disposons d'une référence de fréquence à 100 MHz issue d'un maser à hydrogène. Nous l'utilisons pour asservir un quartz qui est la référence de la chaîne de fréquence et des différents synthétiseurs utilisés pour l'expérience. Par multiplication de la fréquence, grâce à une *step recovery diode* (SRD), la chaîne de fréquence fournit une référence à 8,9 GHz pour le laser de refroidissement. La chaîne comprend aussi un oscillateur à résonateur diélectrique (ORD) asservi à 9.383 GHz. Cette fréquence est générée par mélange d'un signal à 9,4 GHz également obtenu grâce à une SRD, et

d'un signal radiofréquence produit par un synthétiseur numérique direct (DDS : *Direct Digital Synthesiser*) modèle *SRS DS345*.

3.2.2 Le banc de refroidissement et de détection

Deux diodes lasers à cavité étendue (DLCE) sont utilisées pour le refroidissement et la détection. L'une est accordée sur le croisement des transitions $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et est utilisée comme repompeur. L'autre est verrouillée près de la transition $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 5\rangle$ et est utilisée comme laser de détection et comme laser maître de refroidissement. Deux diodes laser esclaves sont utilisées comme lasers de refroidissement pour le PMO 2D et le PMO 3D.

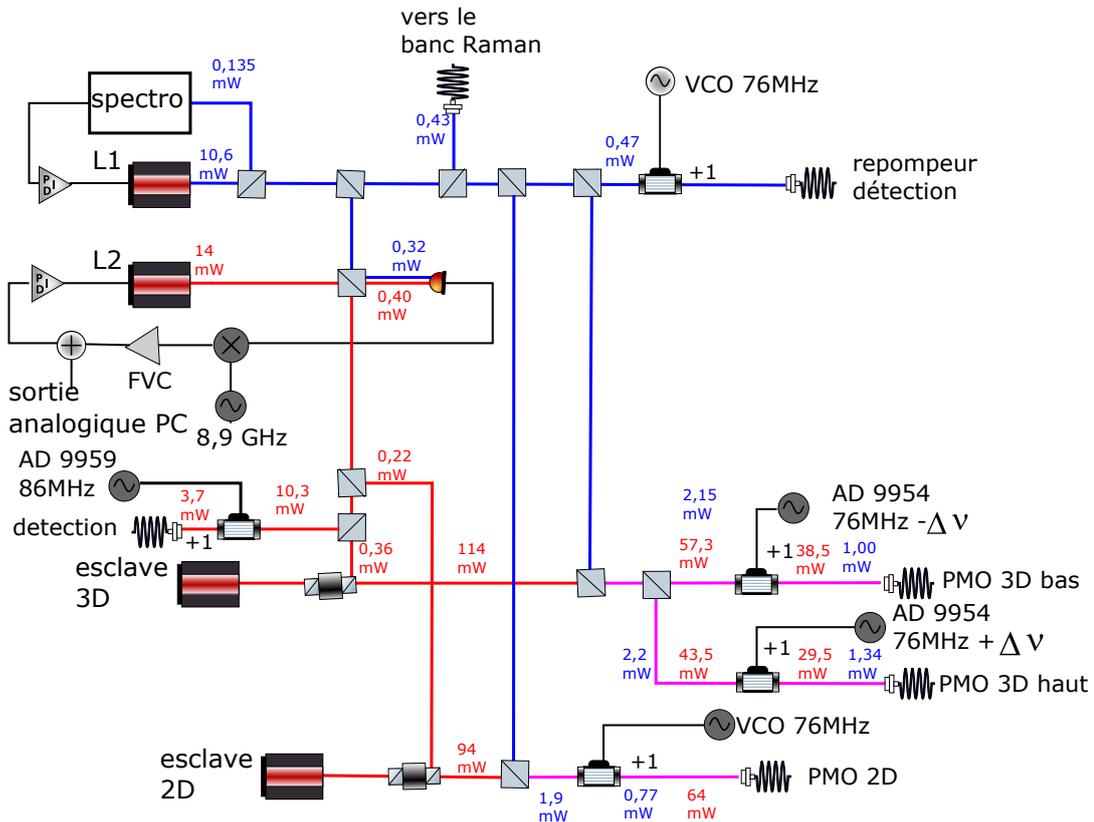


FIGURE 3.7: Schéma du banc de refroidissement. VCO : *Voltage Controlled Oscillator* : oscillateur contrôlé en tension, FVC : *Frequency to Voltage Converter* : convertisseur de fréquence en tension. La puissance du repompeur de la détection peut être ajustée en modifiant l'atténuation entre le VCO et l'AOM, et la puissance nécessaire est largement moins importante que la puissance maximale disponible.

Repompeur, L1 Le repompeur est une DLCE asservie par spectroscopie sur une cellule de césium sur la transition entre $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle$ et le croisement entre $|6^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et $|6^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ comme montré sur la figure 3.6 ([Hall81]). C'est la référence des autres lasers de l'expérience.

Refroidisseur maître, L2 L2 est asservi à une fréquence proche de la transition $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 5\rangle$ par comparaison du battement de L2 avec L1 avec la référence de fréquence à 8,9 GHz. Le battement est mesuré grâce à un photoconducteur rapide *Hamamatsu G4176* qui a une bande passante de 15 GHz.

Diodes esclaves de refroidissement Deux diodes sont asservies par injection par le refroidisseur maître. Environ 150 μ W du refroidisseur maître est injecté dans chacune des diodes esclaves. La lumière de l'une des diodes est utilisée comme lumière de piège du PMO 2D, et celle de l'autre comme lumière de piège du PMO 3D. Au cours de ma thèse, la diode esclave du PMO 3D avait été utilisée pendant environ 100 000 h et a arrêté de fonctionner. Une nouvelle diode esclave a donc dû être installée.

Vers les PMO La lumière de l'esclave 3D est mélangée à la lumière du repompeur et séparée en deux pour le PMO 3D haut et le PMO 3D bas. La lumière de repompeur et la lumière de piège peuvent être bloquées indépendamment à l'aide d'obturateurs mécaniques. Les lumières des PMO 3D haut et bas sont décalées en fréquence par deux AOM utilisés à l'ordre +1 à une fréquence de 76 MHz. Cela permet d'accorder la lumière de repompeur sur la transition $|6^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Les deux AOM permettent d'atténuer et de décaler indépendamment les deux chemins du PMO 3D pour le lancement. La lumière de l'esclave 2D est également combinée à la lumière du repompeur et décalée de +76 MHz par un AOM.

Faisceaux de détection Les lumières de sonde et de repompeur de la détection parcourent des chemins indépendants. Le repompeur de la détection est décalé en fréquence de +76 MHz par un AOM et la sonde est décalée de +86 MHz. Cela permet à la fois que la lumière de piège soit désaccordée de $-1,4\Gamma$, et que la lumière de détection soit désaccordée de $+0,5\Gamma$ avec une même fréquence en sortie de DLCE. C'est utile lorsque les atomes d'un nuage sont piégés en même temps que les atomes d'un nuage précédent sont détectés. Nous disposons d'une photodiode dans le bloc de détection pour mesurer l'intensité de chacun de ces faisceaux.

Vers le banc Raman Une partie de la lumière de repompeur (environ $200 \mu\text{W}$) est envoyée sur le banc Raman comme référence pour l'asservissement en fréquence des lasers Raman.

3.2.3 Le banc laser Raman

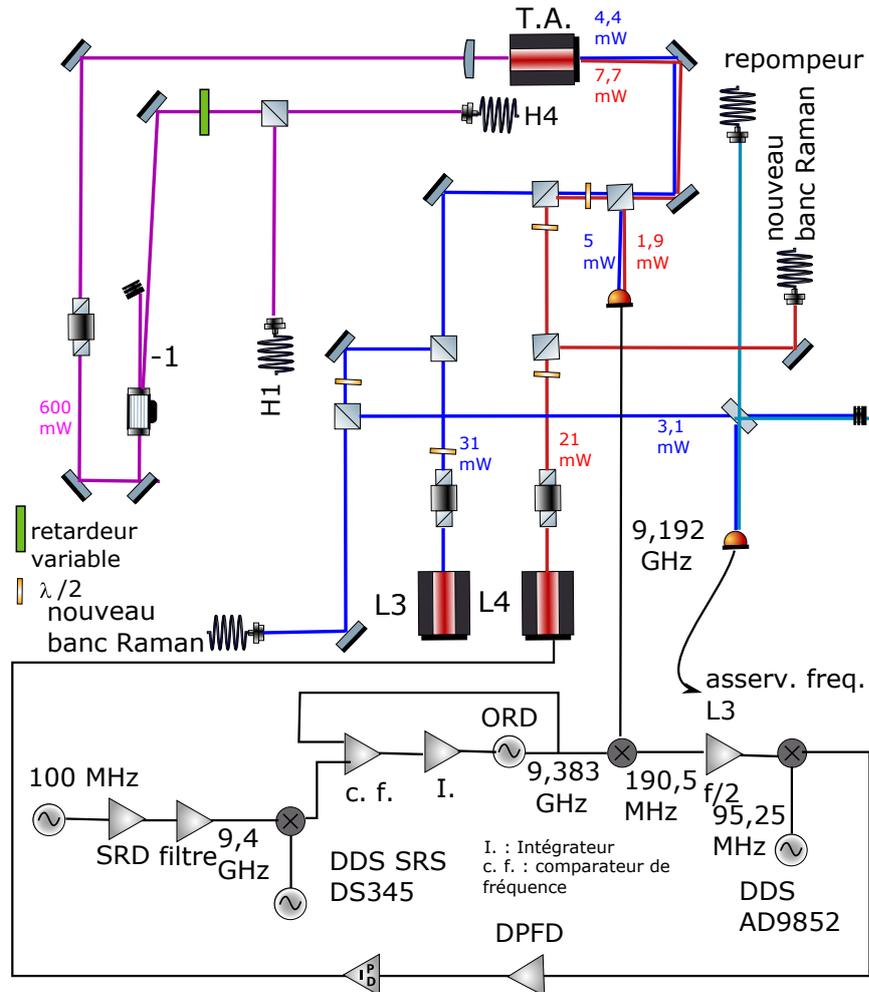


FIGURE 3.8: Schéma du banc laser Raman. T.A. : *Tapered Amplifier* : amplificateur laser évasé. DPF : Comparateur de phase. Les puissances données correspondent au cas où seul le premier banc Raman est utilisé, et où nous n'envoyons pas de lumière vers le second banc Raman. Si le second banc Raman est utilisé, nous envoyons environ 9 mW de L4 et 15 mW de L3.

Deux DLCE sont utilisées pour générer les deux fréquences nécessaires aux transitions Raman. La paire de lasers est amplifiée par un amplificateur laser pour obtenir la puissance nécessaire. Le schéma du banc laser Raman est donné en figure 3.8.

L3 L3 est asservi en fréquence par le battement de L3 avec L1, à 350 MHz dans le rouge de L1. L1 est à 76 MHz dans le bleu de $|F' = 2\rangle$, et l'AOM qui contrôle les impulsions Raman décale les deux fréquences Raman d'environ 80 MHz dans le rouge. Le désaccord est donc d'environ 350 MHz.

L4 L4 est asservi en phase à L3 par une méthode décrite dans [Cheinet06b] et à une différence de fréquence proche de la fréquence d'horloge du césium à 9.192 GHz. Le battement entre L3 et L4 est mélangé à la fréquence de l'ORD de la chaîne de fréquence qui est de 9.383 GHz. Ainsi, la fréquence du mélange de l'ORD et du battement est d'environ 190 MHz. C'est ce mélange qui est envoyé au boîtier d'asservissement en phase. Dans le boîtier d'asservissement de phase, la fréquence du signal est divisée par deux, et sa phase est asservie à celle d'une DDS à 95,25 MHz. La rétroaction agit sur le courant de la diode laser L4 et la longueur de sa cavité, en changeant la tension appliquée à un élément piézoélectrique sur lequel est collé le miroir de sortie. La bande passante de l'asservissement est d'environ 2 MHz. En raison de son vieillissement, la diode L4 a du être remplacée au cours de ma thèse.

Pour caractériser le bruit de phase du battement Raman, nous pouvons le mesurer directement à l'aide d'un analyseur de spectre, ou mesurer le bruit de phase dans la boucle d'asservissement, à la sortie du comparateur phase-fréquence, à l'aide d'un analyseur de spectre à transformée de Fourier. Des exemples d'un battement des lasers Raman mesuré à l'analyseur de spectre ainsi que de sa conversion en spectre de puissance de bruit sont donnés sur la figure 3.9. En pratique, la puissance de repompeur est fixée à une puissance correspondant à 120 mV.

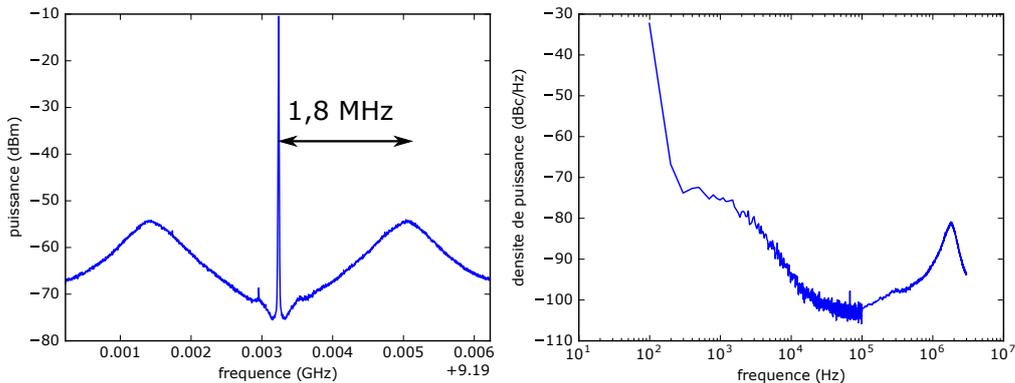


FIGURE 3.9: À gauche : spectre du battement des lasers Raman mesuré à l'analyseur de spectre avec une résolution de 3 kHz. À droite : spectre de puissance de bruit de phase calculé à partir de spectres mesurés à l'analyseur de spectre.

À partir du spectre de bruit de phase mesuré et de la fonction de sensibilité fréquentielle de l'interféromètre, nous pouvons estimer la contribution des lasers Raman au bruit de l'interféromètre comme dans le tableau 3.3.

TABLE 3.3: Contribution au bruit de phase des lasers Raman pour deux configurations d'interféromètres. Les valeurs des contributions à basse fréquence ne sont pas données par manque de données à basse fréquence. Nous estimons que leur contribution est de l'ordre de 20 mrad pour l'interféromètre à 4 impulsions de 800 ms.

	4 impulsions 800 ms (mrad)	3 impulsions 290 ms (mrad)
10 kHz-100 kHz	12	7,3
100 kHz - 1 MHz	4,6	2,8
1 MHz-3 MHz	5,6	3,5
total	14	8,6

L'amplificateur laser Un amplificateur laser évasé est utilisé pour amplifier la paire de lasers Raman. Il est injecté par les deux lasers issus des DLCE. Alors que les DLCE produisent entre 20 mW et 40 mW, dont environ la moitié est perdue dans les recombinaisons et les projections de polarisation ou utilisée dans les asservissements, l'amplificateur a une puissance d'environ 600 mW en sortie d'isolateur optique. Le rapport de puissance dans chacune des deux fréquences est ajustée en contrôlant le rapport en entrée. La puissance totale en sortie de fibre avant le collimateur Raman est d'environ 120 mW.

Ajustement du décalage lumineux Sur le spectre des transitions Raman nous pouvons mesurer le déplacement lumineux, qui est l'écart de la fréquence du pic de la transition copropageante à la fréquence d'horloge du césium. Cet écart peut être modifié en ajustant le rapport de puissance entre les deux fréquences Raman. Pour cela nous modifions le rapport entre les puissances d'injection de l'amplificateur laser.

Oscillations de Rabi Un exemple d'oscillations de Rabi est donné en figure 3.10. Nous voyons que la probabilité de transition et la cohérence deviennent moins bonnes à mesure que le nuage se propage. Cela est dû à l'expansion du nuage qui a une température de 1,2 μ K. Lors de la dernière impulsion, le nuage d'atomes a un rayon d'environ 12 mm alors que les faisceaux Raman ont un waist de 20 mm. Cela entraîne une inhomogénéité de pulsation de Rabi.

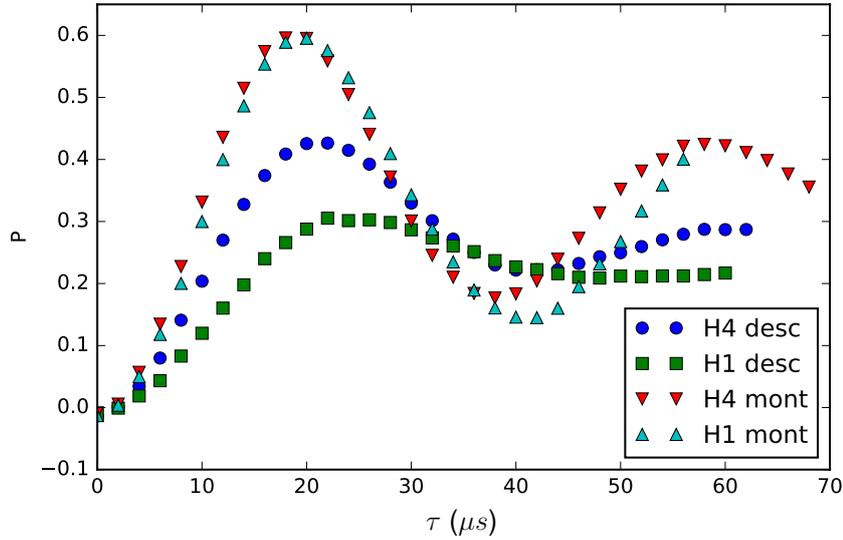


FIGURE 3.10: Oscillations de Rabi au niveau de H1 et H4 à la montée et à la descente.

3.2.4 Le nouveau banc laser Raman

Pour pouvoir effectuer deux impulsions laser Raman simultanées à des hauteurs différentes, donc avec des décalages Doppler différents, deux paires de lasers Raman différentes doivent être utilisées. Pour éviter d'ajouter une nouvelle DLCE à l'expérience, ce qui nuirait à sa fiabilité, la lumière des deux DLCE Raman est utilisée et l'une des fréquences est décalée à l'aide de modulateurs acousto-optiques. L'asservissement en phase est similaire à celui appliqué à la première paire Raman, mais la rétroaction s'effectue sur un AOM au lieu d'un laser. La paire est ensuite amplifiée par un autre amplificateur laser. Le schéma du nouveau banc laser Raman est donné sur la figure 3.11.

L'amplificateur laser de modèle *EYP-TPA-0850-02000-4006-CMT04-0000* est différent de celui utilisé pour le premier banc Raman. En particulier, son émission spontanée en sens inverse (qui sort de la face d'entrée) est plus élevée, et rend nécessaire l'ajout d'un isolateur optique en entrée pour ne pas perturber les deux DLCE Raman par injection de lumière d'émission spontanée. Ses modes transverses dépendent beaucoup du courant de fonctionnement, et il peut parfois fonctionner dans des modes avec de fortes fluctuations de puissance ou un fort bruit de phase. Pour cette raison nous avons installé un photoconducteur en aval de l'amplificateur pour mesurer le battement après l'amplification et évaluer le bruit de phase. Avec l'amplificateur laser, nous pouvons obtenir une puissance d'environ 1,5 W, mais le mode spatial peut être difficile

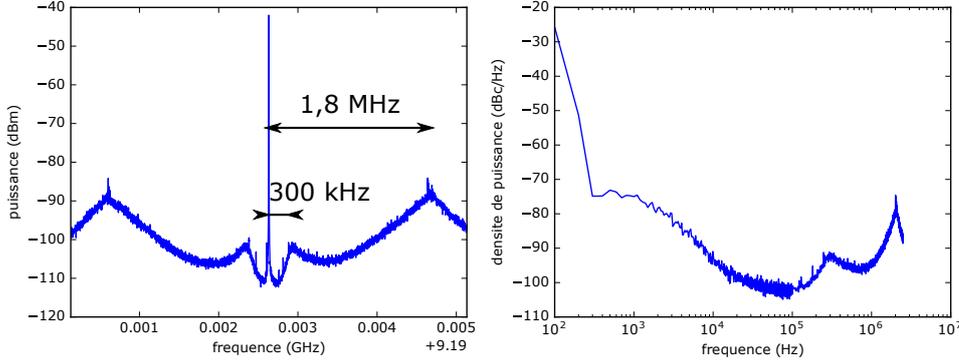


FIGURE 3.12: À gauche : spectre du battement des lasers Raman sur le nouveau banc mesuré à l'analyseur de spectre avec une résolution de 1 kHz. À droite : spectre de puissance de bruit de phase calculé à partir du battement des laser Raman dans le deuxième banc Raman. Nous voyons deux bosses dans le spectre qui correspondent à l'asservissement du premier banc Raman (à 1,8 MHz) et du deuxième banc Raman (à 300 MHz)

moins sélectives en vitesse et d'adresser une plus grande partie des atomes. Sur la figure 3.13, nous voyons que la différence d'efficacité des impulsions π à la montée et à la descente est moins importante qu'avec le premier banc (figure 3.10).

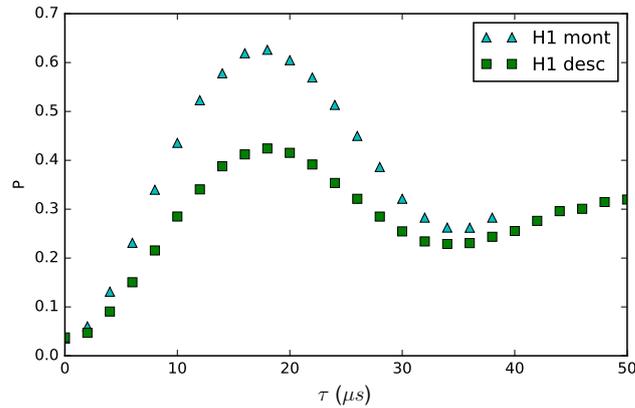


FIGURE 3.13: Oscillations de Rabi au niveau de H1 à la montée et à la descente avec le nouveau banc laser Raman. Cette mesure a été prise avant la modification de la détection, les probabilités de transition ne sont donc pas directement comparables à celles de la figure 3.10. Nous pouvons cependant voir que la pulsation de Rabi est plus grande et que la cohérence sur la dernière impulsion est meilleure.

3.3 Isolation des vibrations et isolation thermique

La fontaine est posée sur une plateforme d'isolation des vibrations. Cette plateforme est construite par *Minus K*, sa fréquence de résonance nominale est de 0,5 Hz et sa charge maximale est de 408 kg. Une comparaison des spectres de vibrations quand la plateforme flotte, et qu'elle isole des vibrations de manière optimale, et quand elle est posée au sol est donné sur la figure 3.14. Nous voyons en particulier qu'un fort bruit de rotation présent quand la fontaine est posée au sol est fortement atténué lorsque la plateforme est flottante. La fontaine est aussi dans une boîte d'isolation acoustique, dont les parois sont composées de panneaux de *Dibond*, recouvert à l'intérieur d'une couche de 10 cm de mousse. Cette boîte joue aussi un rôle d'isolation thermique ([Dutta15]).

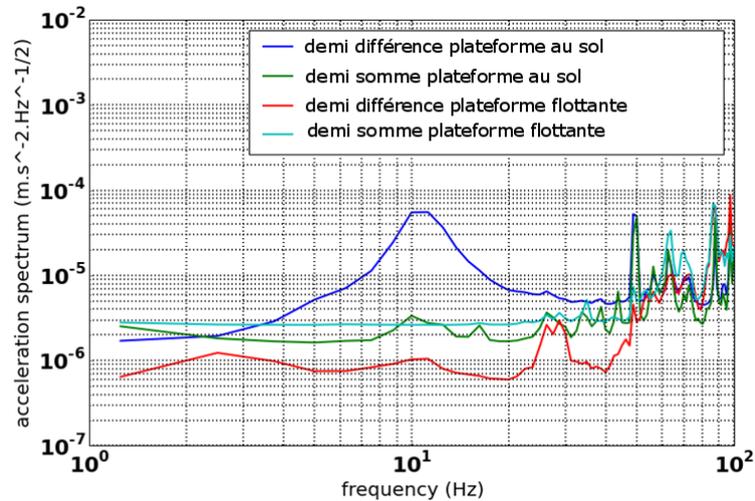


FIGURE 3.14: Spectres de la demi différence et de la demi somme des signaux d'accélération des sismomètres du haut et du bas dans le cas où la plateforme est flottante et dans le cas où elle est poussée au sol.

3.4 Asservissement de l'inclinaison de l'expérience

Pour éviter des fluctuations de projection de \vec{g} sur l'axe des faisceaux Raman, ainsi que des fluctuations de trajectoire des atomes, l'inclinaison de l'expérience est asservie. Le système d'asservissement est présenté dans [Dutta15]. L'asservissement a dans un premier temps été mis en place pour l'inclinaison dans la direction X (celle des faisceaux Raman) puis dans la direction Y.

Effet des fluctuations d'inclinaison de la fontaine dans la direction des faisceaux Raman sur la phase de l'interféromètre A partir de l'équation 2.44, nous pouvons calculer la sensibilité de l'interféromètre à une fluctuation d'inclinaison. Pour $T = 400$ ms, $\Delta T = 40$ μ s et des faisceaux Raman à un angle de $3,8^\circ$ de l'horizontale, la phase d'accélération est de $3,1 \cdot 10^2$ rad.

L'inclinomètre L'inclinaison de la plateforme est mesurée par un inclinomètre de marque *Applied Geomechanics Incorporated* de la série 700¹, version *High Gain*, utilisé en mode gain élevé. Sa résolution est de 0,1 μ rad, sa constante de temps de 0,5 s et sa sensibilité est de 100 μ rad.V⁻¹.

L'actuateur L'actuateur utilisé pour l'asservissement est un système bobine-aimant qui permet d'appliquer une force qui dépend du courant de la bobine. Le courant qui circule dans la bobine est généré par une alimentation *Delta – ElektronikaES300* dont le courant est piloté par une entrée analogique. La bobine pour l'asservissement sur l'axe X est constituée de 270 spires, a un rayon intérieur $r_S = 30$ mm et une longueur $L_S = 100$ mm. L'aimant est en néodyme, a un rayon $r_M = 7,5$ mm et une longueur de 100 mm. Le courant moyen qui circule dans la bobine est d'environ 1 A. Le facteur d'échelle de la rétroaction de l'axe X est de 141 μ rad.A⁻¹ et l'inclinaison de Y dépend peu de la rétroaction sur X (figure 3.15). L'alimentation a 6 mA rms de bruit de courant, ce qui correspond au plus à 0,8 μ rad rms de bruit d'inclinaison.

Sur l'axe Y, la bobine est similaire, mais le facteur d'échelle est moins élevé, 23,3 μ rad.A⁻¹, et l'effet sur l'inclinaison de X est très proche de celui sur l'axe Y : 14,8 μ rad.A⁻¹. Cela est probablement dû à la répartition des masses de la fontaine : les pompes et le PMO 2D sont alignés sur l'axe Y.

La boucle d'asservissement L'inclinaison est acquise au même moment que la détection des atomes. Un asservissement numérique est effectué sur cette valeur. Cette asservissement est un intégrateur. En notant I_b^i le courant de rétroaction à l'itération i , α le gain, V_{inc}^i la valeur donnée par l'inclinomètre à l'itération i et V_{inc}^0 la consigne d'inclinaison, à chaque acquisition de l'inclinaison, une nouvelle valeur de la rétroaction à appliquer est donnée par :

$$I_b^i = I_b^{i-1} + \alpha(V_{\text{inc}}^i - V_{\text{inc}}^0) \quad (3.3)$$

1. <http://www.jewellinstruments.com/sensors-and-controls-2/geophysicaltech-sensors/tilt-meters-and-clinometers/700-series-high-precision-tiltmeters/>

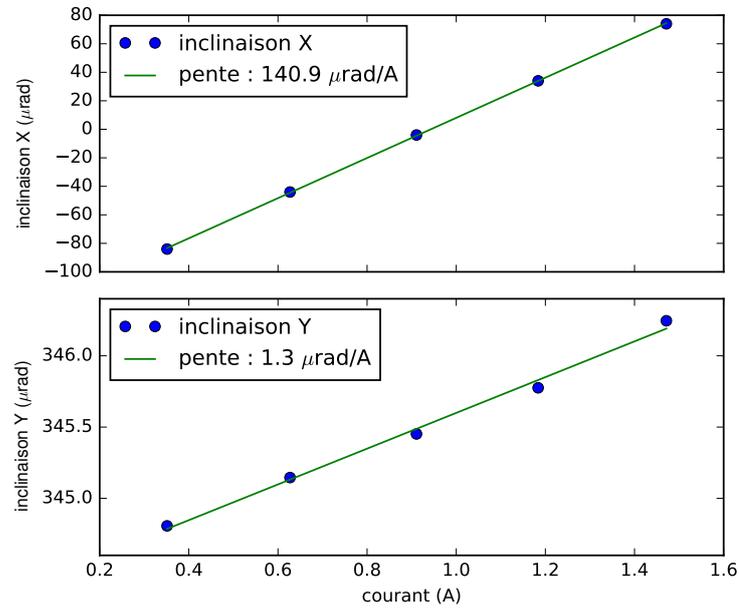


FIGURE 3.15: Inclinaison dans les directions X et Y en fonction du courant dans la bobine de l'actuateur de l'inclinaison selon X. L'inclinaison dans la direction Y n'est pas asservie. Nous voyons que l'inclinaison de Y est isolée d'un facteur supérieur à 100 de la rétroaction de X.

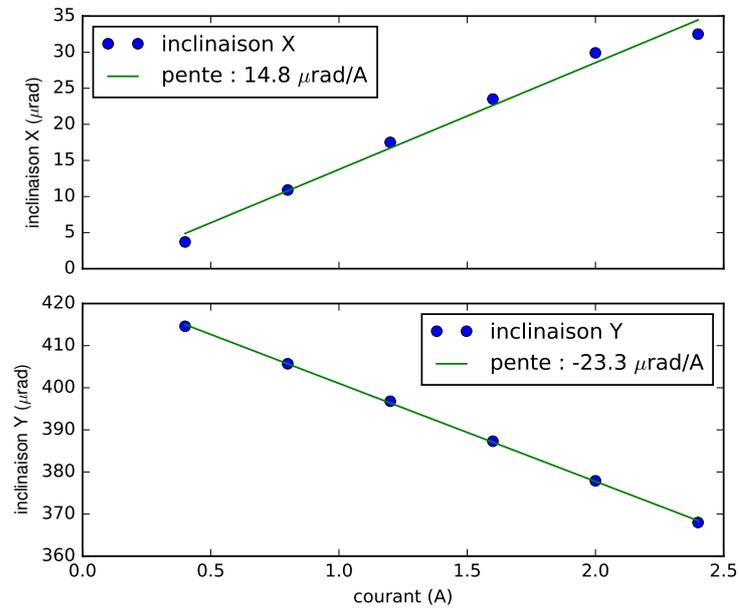


FIGURE 3.16: Inclinaison dans les directions X et Y en fonction du courant dans la bobine de l'actuateur de l'inclinaison selon Y. L'inclinaison dans la direction X n'est pas asservie.

Ici, l'unité de α est A.V^{-1} . En pratique, le gain que l'on entre dans le programme de contrôle est en V.V^{-1} . Ce gain correspond à une tension lue sur l'inclinomètre divisée par une tension de consigne pour le générateur de courant, et les facteurs de conversion respectifs de ces deux termes sont $100 \mu\text{rad.V}^{-1}$ et 2A.V^{-1} . Le facteur de conversion entre le gain entré dans le programme et le gain en A.mrad^{-1} est 20A.mrad^{-1} .

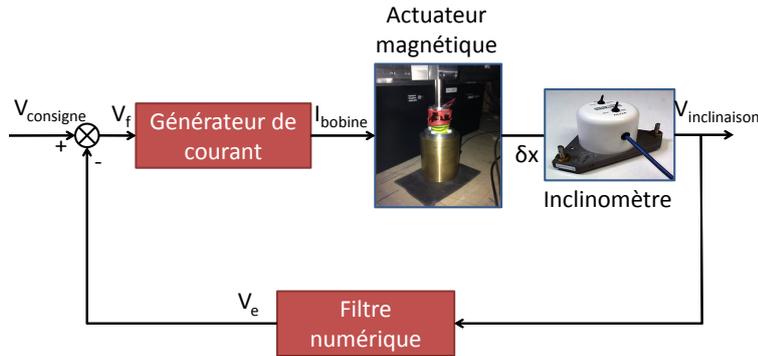


FIGURE 3.17: Boucle d'asservissement de l'asservissement d'inclinaison

3.4.1 Stabilité de l'inclinaison

Des variances d'Allan de l'inclinaison sont données sur la figure 3.18 pour le cas où l'inclinaison de la direction X est asservie avec un temps de cycle $T_c = 800 \text{ ms}$, pour différentes valeurs de gain. Pour toutes les valeurs de gain non nulles montrées, la contribution au bruit de phase de l'interféromètre due à la fluctuation de projection de \vec{g} est faible : elle est inférieure à $2 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Nous voyons donc que lorsque l'inclinaison est asservie, la stabilité de l'inclinaison est meilleure que 2.10^{-7} rad à 10 s , ce qui correspond à $0,9 \text{ mrad}$ de phase soit $0,2 \text{ nrad.s}^{-1}$ à 10 s , une stabilité environ 50 fois plus faible que celle à 10 s de l'interféromètre obtenue jusqu'à maintenant, et le bruit d'inclinaison s'intègre en $1/\tau$ au delà.

3.4.2 Effet de l'asservissement de l'inclinaison sur la stabilité de la phase de l'interféromètre

La correction de l'inclinaison introduit du bruit dans le signal inertiel. Sur la figure 3.18, nous voyons une bosse qui apparaît à la fois sur l'écart-type d'Allan de la phase de l'interféromètre qui correspond au signal inertiel et sur l'écart-type d'Allan de l'inclinaison selon X. Cette bosse est liée à l'asservissement de l'inclinaison, et son amplitude et sa position dépendent du gain de l'asservissement. La stabilité de la projection de \vec{g} ne suffit pas à expliquer l'amplitude de la bosse sur l'écart-type d'Allan

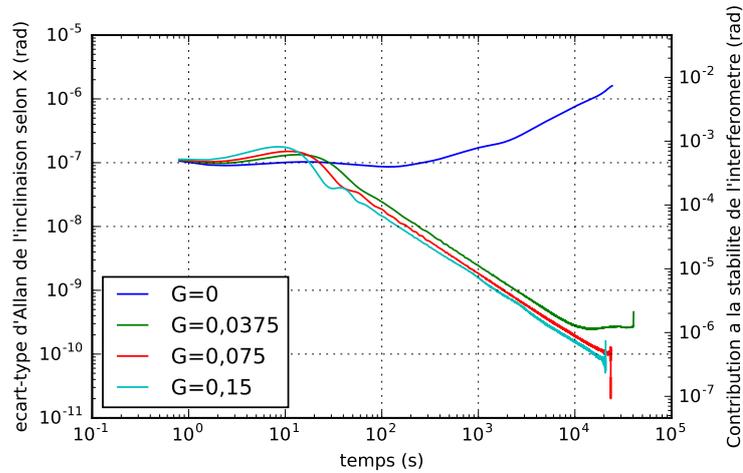


FIGURE 3.18: Stabilité de l'inclinaison selon les axes X et Y lorsque l'inclinaison selon X est asservie pour différentes valeurs de gain, en mode simplement jointif ($T_c = 800$ ms). L'unité du gain est 20 A.mrad^{-1} .

de la phase. La correction de l'inclinaison introduit une rotation parasite, car un changement d'inclinaison est une rotation. En effet, une inclinaison de $0,1 \mu\text{rad}$ corrigée en 10 s correspond à une phase de rotation de 46 mrad . L'effet comparé du gain sur la stabilité de l'inclinaison et sur la stabilité de mesure de rotation est donnée sur la figure 3.19. Pour minimiser cet effet nous avons réduit le gain de l'asservissement et nous avons augmenté la résolution de la rétroaction en adaptant le niveau de la sortie analogique à la gamme de consigne de courant utilisée, ce qui permet de faire des corrections d'inclinaison plus petites à chaque coup, et qui introduit donc une rotation parasite plus faible.

3.5 Détection

Dans cette section, je vais dans un premier temps présenter le système de détection et la manière dont le signal est traité. Je vais ensuite présenter la caractérisation de la détection avant son amélioration, et ainsi montrer les principaux problèmes de la détection : la lumière diffusée parasite et l'inefficacité du repompeur. Enfin, je décrirai les modifications réalisées et la caractérisation après la modification.

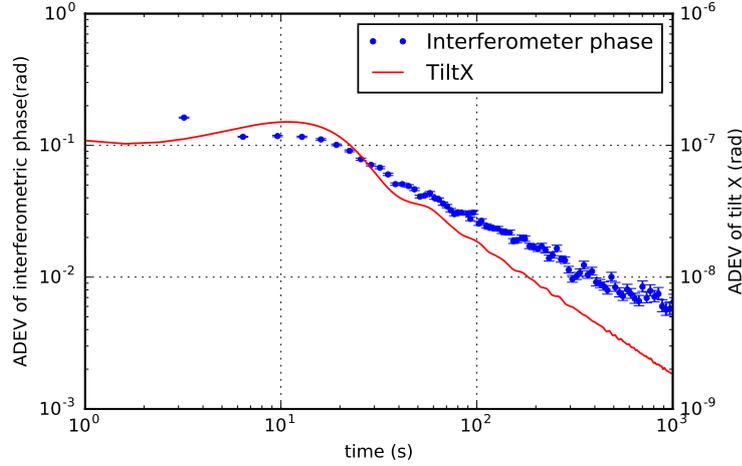


FIGURE 3.19: Écart-type d’Allan de la phase de l’interféromètre et de l’inclinaison selon X, en mode simplement jointif, avec l’inclinaison selon X asservi.

3.5.1 Principe de la détection

Le schéma de détection est inspiré de [Gauguet09], et le système de détection initial est décrit et caractérisé dans [Meunier13, Dutta15]. Pour mesurer le nombre d’atomes dans chaque état, les atomes tombent à travers 3 nappes de détection. La première et la troisième (en partant du haut) sont des nappes de sonde, celle du milieu une nappe de repompeur. Dans la première nappe de sonde, les atomes dans l’état $|F = 4\rangle$ fluorescent dans la nappe sonde du haut. Les atomes peuvent être poussés dans la partie basse de cette nappe grâce au cache de poussoir. Le désaccord du faisceau sonde détermine si les atomes sont poussés. Les atomes dans l’état $|F = 3\rangle$ sont repompés dans la deuxième nappe. Enfin, tous les atomes restants fluorescent dans la sonde du bas. Le schéma des nappes de détection est donné sur la figure 3.20. La lumière est collectée par les deux systèmes de collection, qui se font face et sont placés perpendiculairement à la direction des nappes de détection (figure 3.21).

3.5.2 Acquisition et traitement du signal de temps de vol

Chaque système de collection image chacune des deux nappes sur un quadrant de sa photodiode. Les deux systèmes de collection ont chacun une efficacité de 2%. Le signal de chaque quadrant suit une chaîne d’acquisition identique : un circuit transimpédance de $82 \text{ M}\Omega$ amplifie une première fois le signal, une tension de décalage est ensuite appliquée pour compenser le signal de fond, puis il est amplifié une nouvelle fois avec

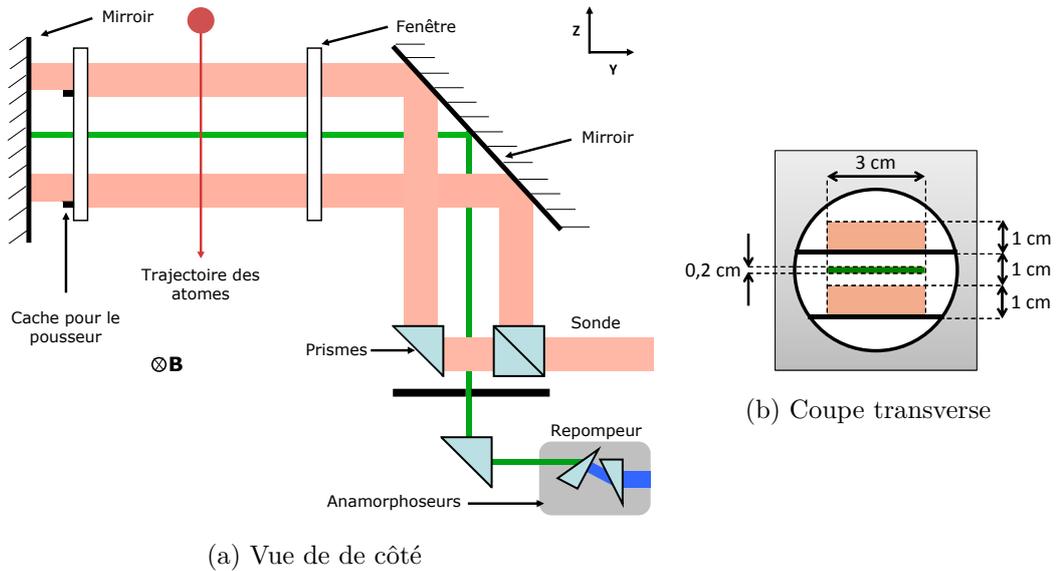


FIGURE 3.20: Schéma de la zone de détection

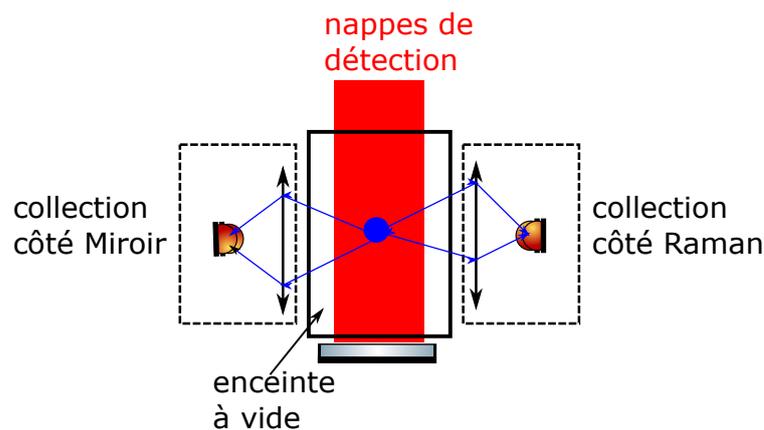


FIGURE 3.21: Vue de haut de la zone de détection.

un gain de 10. Enfin, le signal est lu par une carte d'acquisition de 16 bits relié à l'ordinateur de l'expérience. Le schéma de la chaîne d'acquisition du temps de vol est donné en figure 3.22

Un exemple de mesure du temps de vol est donné en figure 3.23. Pour compter le nombre d'atomes, la moyenne du fond est calculée, avant et après la fenêtr de détection (parties notées "decalage" sur la figure 3.23), ensuite cette moyenne du fond est soustraite au signal de la fenêtr d'intégration (marqué "signal" sur la figure) qui est intégré. C'est ce signal intégré qui sert de base au comptage des atomes dans chaque état. Typiquement, en détectant un nuage d'atomes avec une probabilité de transition

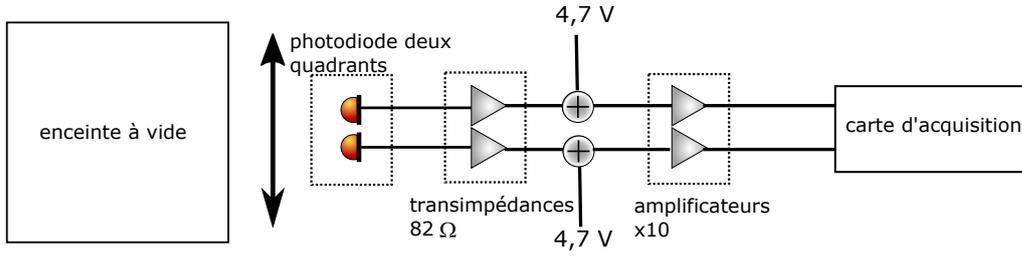


FIGURE 3.22: Chaîne d'acquisition du signal de fluorescence des atomes.

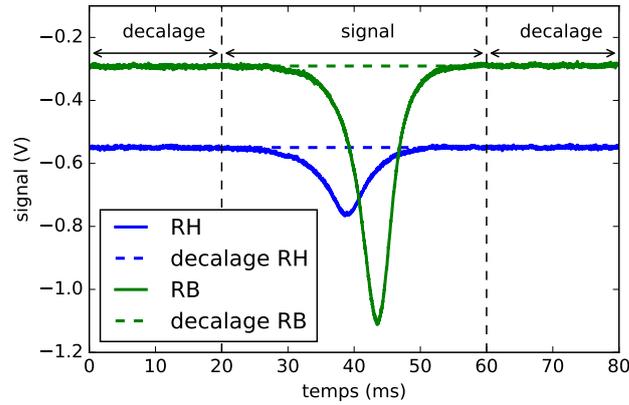


FIGURE 3.23: Temps de vol. RH : photodiode haute côté Raman, RB : photodiode basse côté Raman.

de 50% et sans pousseur, le signal intégré est de 1,5 mV.s sur la photodiode du haut et de 3 mV.s sur la photodiode du bas. Une évaluation du nombre d'atomes correspondant est donné au paragraphe 3.5.7.

3.5.3 Diaphonies et normalisation du signal

Principe de la normalisation Lors de la détection, nous mesurons deux valeurs par paire de photodiodes de détection : le signal de détection intégré par la sonde du bas S_b , et celui intégré par la sonde du haut, S_h . Nous supposons que le signal de détection est une fonction linéaire du nombre d'atomes détectés dans chaque état. Nous avons donc besoin de 4 paramètres pour déterminer le nombre d'atomes dans chaque état. Ces paramètres peuvent être interprétés comme une normalisation pour chaque photodiode, et les diaphonies entre le haut et le bas de la détection. En notant K_h et K_b respectivement les coefficients de normalisation du haut et du bas, et C_{BH} et C_{HB} les diaphonies respectivement du bas sur le haut et du haut sur le bas :

$$N_4 = K_h S_h - C_{BH} K_b S_b \quad (3.4)$$

$$N_3 = K_b S_b - C_{HB} K_h S_h \quad (3.5)$$

Ou encore sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N_4 \\ N_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_h & C_{BH} K_b \\ C_{HB} K_h & K_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_h \\ I_b \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La probabilité de transition est :

$$P = \frac{N_4}{N_4 + N_3} \quad (3.7)$$

Sources de diaphonies et d'asymétrie de la détection Deux types de diaphonies existent : atomes dans l'état $|F = 4\rangle$ détectés comme $|F = 3\rangle$ (dans la nappe du bas), et atomes dans l'état $|F = 3\rangle$ détectés comme $|F = 4\rangle$ (dans la nappe du haut). L'efficacité de détection dans chacun des états est aussi différente en raison des différences d'intensité ou de polarisation des nappes de détection. Nous pouvons énumérer les paramètres suivants qui influent sur la normalisation :

- $|F = 4\rangle$ détecté comme $|F = 3\rangle$: cela correspond aux atomes qui sont détectés correctement une première fois dans l'état $|F = 4\rangle$, et qui ne sont pas poussés au niveau de la détection du bas, où ils sont comptés dans $|F = 3\rangle$.
- $|F = 3\rangle$ détecté comme $|F = 4\rangle$: cela correspond aux atomes qui sont repompés avant d'avoir quitté la nappe de détection du haut, en raison de la lumière diffusée du repompeur.
- En raison des imperfections du cube séparateur du bloc de détection, les faisceaux de détection haut et bas ont des différences d'intensité et de polarisation.
- En raison des aberrations du système de collection, l'image des atomes dans une nappe déborde sur la photodiode de l'autre nappe. Cet effet a été mesuré à 1,3% ([Meunier13]).
- Dans le cas de transitions contrapropageantes, les atomes sont séparés spatialement selon leur état, ils ne traversent donc pas tous les mêmes parties des nappes de détection et ont donc des efficacités de détection différentes.

Choix du type de détection Selon le désaccord du laser de détection, nous pouvons choisir de pousser les atomes détectés au niveau de la nappe de détection du haut ou non. Sur la figure 3.24, nous mesurons le signal lorsque l'on détecte des atomes lancés

à 5 m.s^{-1} dans l'état $|F = 4\rangle$ en fonction du désaccord de la sonde. Autour de $0,6\Gamma$, nous voyons que nous détectons moins d'atomes dans la nappe du bas que dans la nappe du haut, ce qui signifie que les atomes sont poussés. Cependant, environ la moitié des atomes ne sont pas poussés. Cela signifie que la détection est très sensible aux fluctuations de puissance de la lumière de détection, ce qui est indésirable. Nous avons donc décidé de détecter sans pousser, en détectant deux fois les atomes dans l'état $|F = 4\rangle$.

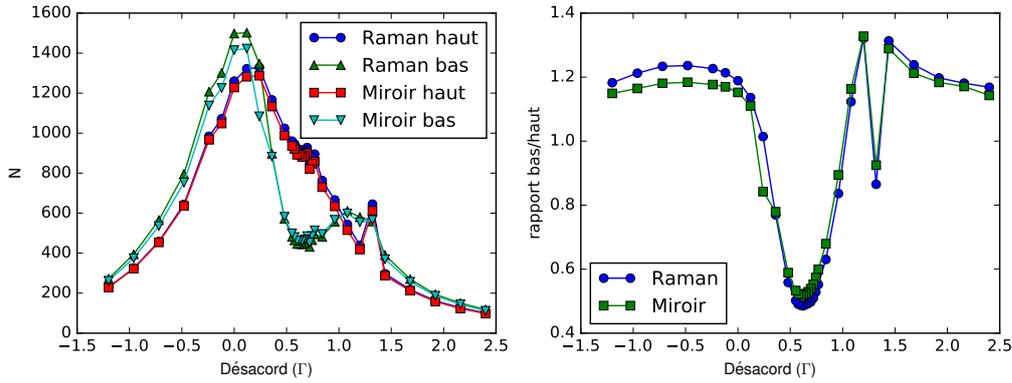


FIGURE 3.24: À gauche : signal intégré par les 4 photodiodes de détection en fonction du désaccord du laser sonde. À droite : rapport entre les signaux intégrés sur les sondes hautes et basses des deux côtés de la détection en fonction du désaccord.

Normalisation dans le cas de transitions copropageantes Nous nous plaçons dans le cas le plus facile des transitions copropageantes, sans transfert d'impulsion et donc sans séparation spatiale dans la détection. Nous supposons que les transitions Raman $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$ et $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ ont la même efficacité, que le nombre d'atomes détectés ne dépend pas de la probabilité de transition, et que les atomes détectés par la sonde haute sont aussi détectés par la sonde basse, ce qui est le cas lorsqu'il n'y a pas les atomes dans l'état $F=4$ ne sont pas poussés après leur passage dans la nappe du haut, et sont donc détectés une deuxième fois dans la nappe du bas. Nous évaluons les effets suivants :

- La différence d'intensité entre la nappe du haut et du bas. Nous notons le rapport d'efficacité des nappes de détection $n = \eta_4/\eta_3$.
- L'efficacité du repompeur, noté β .
- La diaphonie due à la lumière diffusée du repompeur, noté α

Nous notons respectivement I_{Haut} et I_{Bas} les signaux intégrés sur la sonde haute et

la sonde basse. Nous avons alors :

$$\begin{pmatrix} N_4 \\ N_3 \end{pmatrix} = K \begin{pmatrix} n\beta & -\alpha \\ -n & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{\text{Haut}} \\ I_{\text{Bas}} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Nous évaluons chacun des coefficients n , α et β ainsi :

- Pour évaluer n , nous préparons les atomes dans l'état $|F = 4\rangle$, et nous les détectons sans lumière de repompeur pour ne pas détecter les éventuels atomes lancés dans l'état $|F = 3\rangle$. n est le rapport entre les valeurs intégrées pour la sonde du haut et celle du bas.
- α est le rapport entre les valeurs intégrées pour la sonde du haut et celle du bas lorsque nous préparons les atomes dans l'état $|F = 3\rangle$.
- Pour évaluer β , nous faisons les mêmes interactions sur un nuage préparé dans l'état $|F = 4\rangle$ et $|F = 3\rangle$. Nous ajustons β pour que les transitions de probabilités lues dans les deux cas soient les plus proches possible. En effet, nous avons supposé que les transitions $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$ et $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ ont la même efficacité, et comme les transitions n'entraînent pas de changement d'impulsion, elles n'affectent pas l'efficacité de détection.

Cette normalisation a permis de rendre indépendant l'estimation du nombre d'atomes de la probabilité de transition. Cependant, la normalisation change rapidement dans le temps, et nous n'avons pas tenté à ce jour de l'étendre aux mesures avec séparation spatiale.

3.5.4 Contributions au bruit de détection

Les photodiodes de détection sont des diode à 2 quadrants *Hamamatsu S5870*², qui ont une NEP (*Noise Equivalent Power* : puissance équivalente de bruit) égale à $3,5 \cdot 10^{-14} \text{ W.Hz}^{-1/2}$. Nous notons G le gain du deuxième amplificateur, $G = 10$. La résistance du circuit de transimpédance est $R = 82 \text{ M}\Omega$. Parmi les différentes sources de bruit, nous pouvons évaluer :

- Le bruit de courant d'obscurité, caractérisé par la NEP.

$$\phi_{\text{phd}} = \text{NEP} \times S \times R \times G = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2} \quad (3.9)$$

2. <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/alpha/S/4106/S5870/index.html>

— Le bruit de Johnson :

$$\sigma_{\text{th}} = \sqrt{4k_B T R G} = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2} \quad (3.10)$$

— Le bruit de grenaille de la lumière parasite. C'est un bruit poissonien, et la valeur moyenne du nombre de photons arrivant sur la surface sensible de la photodiode est :

$$\bar{N} = \frac{I/S}{\frac{hc}{\lambda}} = \frac{U\lambda}{RhcS} \quad (3.11)$$

donc :

$$\sigma_{N,\text{shot}} = \sqrt{\frac{U\lambda}{RhcS}} \quad (3.12)$$

soit en terme de signal mesuré :

$$\sigma_{V,\text{shot}} = \sqrt{\frac{UhcSR}{\lambda}} G \quad (3.13)$$

Avant la modification de la détection, nous avons $U = 500 \text{ mV}$, donc $\sigma_{V,\text{shot}} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, et était donc la contribution dominante au bruit de détection.

La contribution totale du bruit électronique est $\sigma_{\text{elec}} = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, et $\sqrt{\sigma_{\text{elec}}^2 + \sigma_{V,\text{shot}}^2} = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$. Le temps d'intégration est de 80 ms, nous prévoyons donc un bruit de $8,6 \cdot 10^{-5} \text{ V}_{\text{RMS}}$ sans lumière, et de $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ V}_{\text{RMS}}$ avec la lumière de détection.

3.5.5 Caractérisation du bruit de détection

Pour évaluer les différentes contributions du bruit de détection, nous introduisons les sources de bruit une à une. Ainsi, nous faisons les mesures suivantes :

- Sans lumière de détection : évaluation du bruit électronique
- Avec lumière de détection et sans atomes : contribution de la lumière parasite
- Avec des atomes dans un état mélangé $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$, obtenu par exemple par une impulsion micro-onde $\pi/2$ (appliquée grâce à une antenne utilisé avant pour la sélection des sous-états Zeeman) ou une impulsion Raman longue : fluctuations de puissance, de fréquence et de polarisation des nappes de détection.
- Avec toutes les impulsions de l'interféromètre, avec un décalage suffisamment grand (environ 100 μs) pour qu'il ne se recombine pas : cela permet d'évaluer l'ensemble des bruits de probabilité de transition non liés à la phase.

Mesure du bruit électronique et du bruit dû à la lumière parasite Les écarts types des valeurs moyennes de la détection de chaque photodiode sont donnés dans le tableau 3.5. Nous en déduisons un bruit électronique de $1,6.10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, ce qui est moins que prévu. Cela est probablement dû à une NEP surévaluée. Le bruit de la lumière parasite est de $2,3.10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, ce qui est une valeur proche de celle prévue.

TABLE 3.5: Écarts-types de la moyenne des signaux mesurés par chaque photodiode pour un temps d'intégration de 80 ms, avec et sans la lumière de détection avant la modification du bloc de détection.

	Raman bas (V_{RMS})	Raman haut (V_{RMS})	Miroir bas (V_{RMS})	Miroir haut (V_{RMS})
sans lumière	$5,8.10^{-5}$	$5,6.10^{-5}$	$5,6.10^{-5}$	$5,7.10^{-5}$
avec lumière	$9,8.10^{-5}$	$1,0.10^{-4}$	$1,0.10^{-4}$	$1,0.10^{-4}$
contribution de la lumière	$7,5.10^{-5}$	$8,3.10^{-5}$	$8,3.10^{-5}$	$8,2.10^{-5}$

Avec un signal total typique de 3 mV.s et une transition de probabilité de 50%, et une détection sans pousseur idéale ($C_{BH} = 0$ et $C_{HB} = 1$), le bruit de probabilité correspondant est de $5,7.10^{-3}$ avec la lumière de détection et $3,2.10^{-3}$ sans.

3.5.6 Modifications de la détection

3.5.6.1 Motivation des modification

Nous avons décidé de modifier le bloc de détection car le bruit de détection était proche d'être limitant, en particulier lors de la mise en œuvre de nouveaux modes d'interrogation. Deux problèmes principaux devaient être réglés : la lumière parasite qui était la source de bruit dominante et la faible efficacité du repompeur de la détection ce qui obligeait à limiter la lumière de repompeur utilisée pour garder une diaphonie due à sa lumière diffusée suffisamment faible (Figure 3.25).

3.5.6.2 Diagnostique de la détection après ouverture

Désalignement du repompeur Lorsque nous avons ouvert le blindage et retiré le miroir de rétro réflexion de la détection, nous avons constaté que la nappe de repompeur était très désalignée par rapport aux faisceaux sonde. Au niveau du miroir de réflexion à 45° , le décalage est déjà visible (figure 3.26). Ce désalignement était dû à un prisme mal collé dans le chemin du repompeur dans le bloc de détection. Ce désalignement pouvait être réduit par pression sur la face supérieur du prisme.

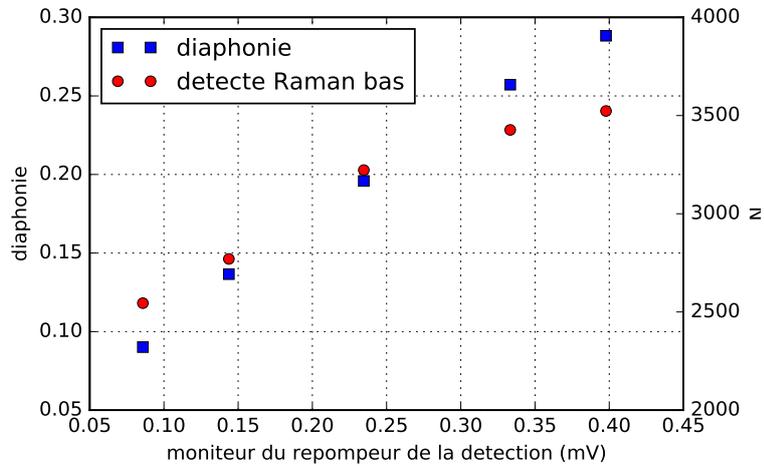


FIGURE 3.25: Mesures avant les modifications du bloc de détection. Signaux mesurés par les nappes hautes et basses lors de la détection d'atomes dans l'état $|F = 3\rangle$ en fonction de l'intensité du repompeur de la détection. Sur la courbe de la détection basse nous voyons que le repompeur n'est pas saturé, même lorsque toute la puissance est utilisée. Sur la courbe de la sonde haute, nous voyons qu'environ un quart des atomes sont repompés trop tôt pour la puissance de repompeur maximale.

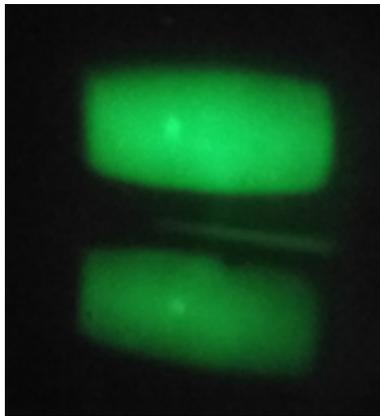


FIGURE 3.26: Nappes de détection au niveau du miroir à 45° (avant l'enceinte à vide) avant la modification du bloc de détection. Le désalignement de la nappe de détection est facilement visible.

Caractérisation de la lumière diffusée Pour caractériser la lumière diffusée, nous prenons la moyenne du signal mesuré sur chacune des photodiodes de détection, après toute les amplifications. Le tableau 3.6 liste les contributions à la lumière parasite de la partie directe et rétro-réfléchié à la lumière diffusée sur chaque photodiode de détection. La réflexion est la principale contribution à la lumière diffusée.

TABLE 3.6: Moyennes des signaux lus sur chaque photodiode de détection avant les modifications, en volt.

photodiode	Raman haut	Miroir haut	Raman bas	Miroir bas
sans lumière	4,76	4,59	4,65	4,74
sans rétroréflexion	2,56	2,08	2,78	2,61
avec rétroréflexion	-1,22	-1,19	-1,21	-1,25
aller	2,2	2,51	1,87	2,13
retour	3,78	3,27	3,99	3,86
total	5,98	5,78	5,86	5,99

3.5.6.3 Modifications du bloc de détection

Les modifications apportées au bloc de détection répondaient aux objectifs suivants :

- réduire la lumière diffusée de la lumière de détection.
- réduire la diffusion du repompeur et améliorer son alignement
- améliorer la stabilité du rapport de puissance entre les deux nappes de détection, et obtenir la même polarisation pour les deux

Ajout de masques Pour limiter la propagation de la lumière diffusée dans l'enceinte à vide, nous avons ajouté quatre masques : un à la sortie de chaque collimateur, un à l'entrée de l'enceinte à vide, et un de l'autre côté de l'enceinte à vide, au niveau du miroir de rétroréflexion. La largeur des nappes de sonde a été limitée à 25 mm, pour mieux bloquer la lumière diffusée par les bords supérieurs des prismes du faisceau sonde.

Ajout d'une cale pour les prismes et le cube Pour nous assurer que les alignements des prismes et du cube de la détection soient préservés, nous avons ajouté une cale qui consiste en une plaque qui recouvre le bloc de détection sur laquelle sont vissées des vis en nylon qui appuient sur les faces supérieures des prismes et du cube.

Changement du cube séparateur Le cube séparateur des nappes de sonde a été changé. La puissance dans chacune des sorties de l'ancien cube dépendait fortement de la polarisation d'entrée ([Meunier13]). Pour le nouveau cube, cette dépendance est beaucoup plus faible. La polarisation est correctement conservée par le nouveau cube lorsque la polarisation d'entrée est proche des axes propres.

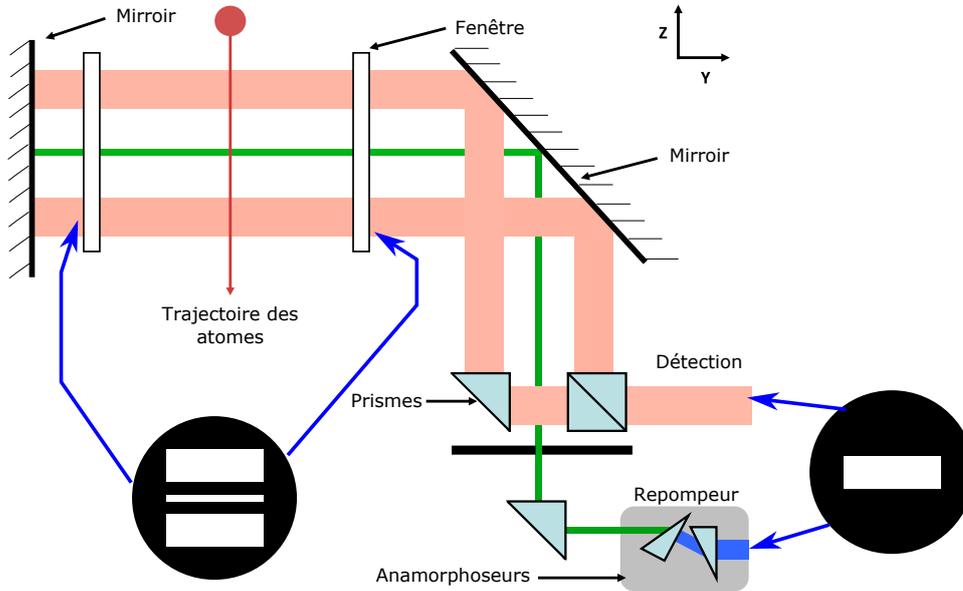


FIGURE 3.27: Position et forme des masques de la détection.

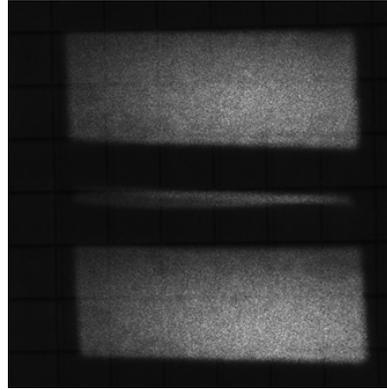
Profil des nappes de détection Une fois toutes les modifications du bloc de détection faites, nous avons photographié le profil des nappes de détection sur un écran et mesuré le profil selon différentes coupes horizontales et verticales (figure 3.28). Nous voyons qu'il y a encore une asymétrie entre le côté Raman et le côté miroir, ce qui peut être à l'origine de biais ou de sélections en vitesse. Cette asymétrie est toutefois plus faible que précédemment.

3.5.6.4 Caractérisation de la détection après les modifications

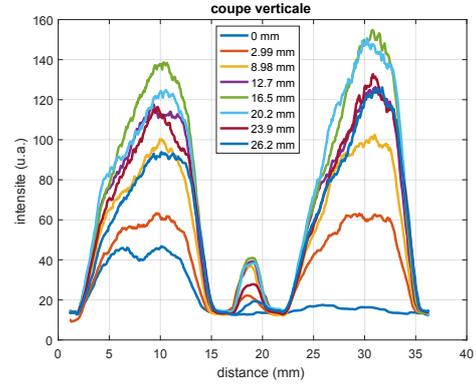
Lumière diffusée Les valeurs du signal de la lumière parasite sur chaque photodiode sont données dans le tableau 3.7. En moyenne, la lumière parasite a été divisée par un facteur 10, sa contribution au bruit de grenaille est donc diminuée d'un facteur 3.

TABLE 3.7: Moyennes des signaux lus sur chaque photodiode de détection après les modifications, en volt.

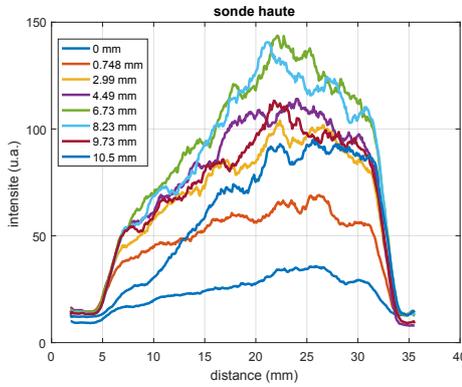
détection	Raman haut	Miroir haut	Raman bas	Miroir bas
sans lumière	4,76	4,59	4,65	4,74
sans rétro réflexion	4,37	4,16	4,33	4,38
avec rétro réflexion	4,26	4,12	4,15	4,28
aller	0,5	0,47	0,5	0,46
retour	0,11	0,04	0,18	0,1
total	0,61	0,51	0,68	0,56



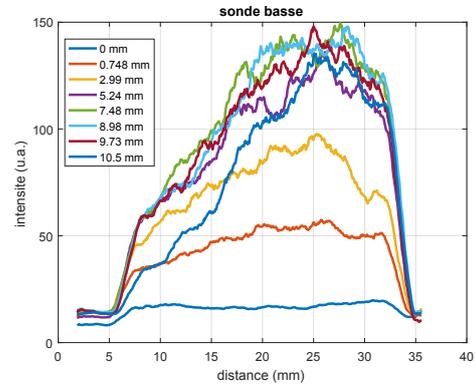
(a)



(b) coupe verticale



(c) coupe horizontale



(d) coupe horizontale

FIGURE 3.28: Image et profils de coupes des nappes de détection à 30 cm de la sortie du bloc de détection après les modifications. Sur les figures 3.28b, 3.28c et 3.28d, chaque courbe correspond à une position différente du plan de coupe. Ces positions sont indiquées dans chacune des légendes.

Efficacité du repompeur et diaphonie liée au repompeur En réalignant la nappe du repompeur, nous avons augmenté son efficacité, et diminué la diaphonie due à sa lumière diffusée. Cela permet de repomper tous les atomes sans utiliser toute la puissance disponible, avec une diaphonie inférieure à 5% (figure 3.29).

Mesure du bruit électronique et du bruit de lumière parasite De la même manière que dans le tableau 3.5, nous avons caractérisé le bruit électronique et le bruit dû à la lumière parasite. Les valeurs mesurées sont dans le tableau 3.8. Le bruit électronique est de $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ V.Hz}^{-1/2}$. Le bruit dû à la lumière parasite est de $8,8 \cdot 10^{-6} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, ce qui représente une amélioration d'un facteur 2,6. Pour un signal moyen intégré de 700 mV.s pour chaque photodiode après normalisation, le bruit de

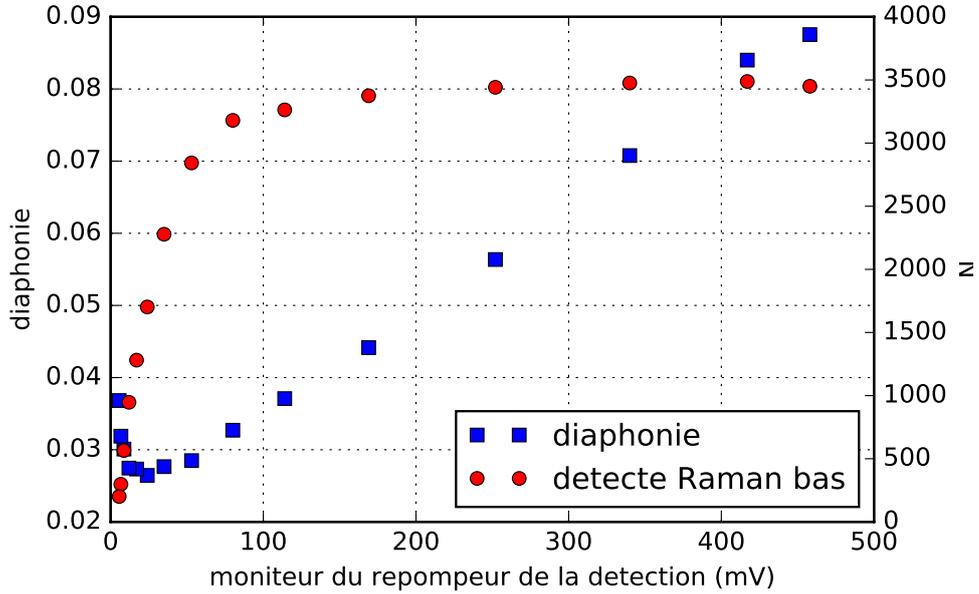


FIGURE 3.29: Niveau du signal de détection pour des atomes dans l'état $|F = 3\rangle$ et diaphonie due à la lumière diffusée du repompeur après les modifications du bloc de détection.

probabilité dû au bruit électronique et au bruit de lumière parasite est de $2,2 \cdot 10^{-3}$.

TABLE 3.8: Écarts-types de la moyenne des signaux mesurés par chaque photodiodes pour un temps d'intégration de 80 ms, avec et sans la lumière de détection après modification du bloc de détection.

	Raman bas	Raman haut	Miroir bas	Miroir haut
sans lumière	$4,3 \cdot 10^{-5}$ V	$4,6 \cdot 10^{-5}$ V	$4,4 \cdot 10^{-5}$ V	$4,3 \cdot 10^{-5}$ V
avec lumière	$5,5 \cdot 10^{-5}$ V	$5,4 \cdot 10^{-5}$ V	$5,5 \cdot 10^{-5}$ V	$5,2 \cdot 10^{-5}$ V
contribution de la lumière	$3,5 \cdot 10^{-5}$ V	$2,8 \cdot 10^{-5}$ V	$3,3 \cdot 10^{-5}$ V	$2,9 \cdot 10^{-5}$ V

Mesure du bruit technique total J'ai mesuré le bruit technique pour un mode triplement jointif, qui est un mode pour lequel le nombre d'atomes est limité à cause du temps de chargement, et pour lequel le contraste est réduit par la lumière parasite du chargement. Pour cela, j'ai décalé la troisième impulsion Raman de quelques dizaines de microsecondes, de manière à ce que l'interféromètre ne se recombine pas. Le bruit technique ainsi mesuré est de 71 mrad à un coup, ce qui correspond à un signal de $1,5 \cdot 10^{-8}$ rad.s⁻¹ pour un contraste $C = 10\%$ (valeur de contraste typique pour ce type de configuration). Le bruit de technique limite donc la stabilité à $7,5$ nrad.s⁻¹.Hz^{-1/2},

ce qui n'est pas limitant actuellement, la meilleure stabilité à court terme étant d'environ $30 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$.

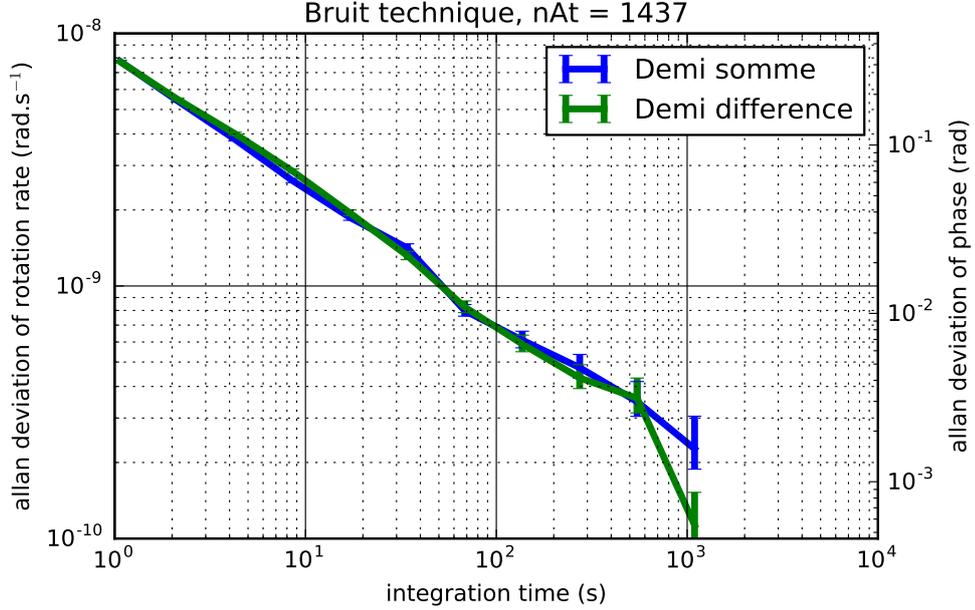


FIGURE 3.30: Bruit technique pour une configuration jointive avec un contraste $C = 10\%$ et un temps de cycle de 267 ms.

3.5.7 Estimation du nombre d'atomes détectés

Mesure de I/I_{sat} Nous avons mesuré l'intensité maximale de chacune des nappes de sonde. L'intensité de la nappe du haut est de $0,18 \text{ mW.cm}^{-2}$ et celle de la nappe du bas est de $0,21 \text{ mW.cm}^{-2}$. L'intensité de saturation est $I_{\text{sat}} = 2,1 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Comme les nappes de sonde sont rétro réfléchies, pour la nappe du haut, $I/I_{\text{sat}} = 1,7 \cdot 10^{-1}$ et pour la nappe du bas : $I/I_{\text{sat}} = 2,0 \cdot 10^{-1}$.

Signal détecté pour chaque atome qui traverse une nappe de détection

Lorsque les atomes sont lancés à une vitesse de 5 m.s^{-1} , ils ont une vitesse de $4,5 \text{ m.s}^{-1}$ au niveau de la détection. Comme chaque nappe de sonde a une hauteur de 1 cm, chaque atome reste $T_{\text{det}} = 2,2 \text{ ms}$ dans chaque nappe de détection. Nous utilisons des nappes de détection à la fréquence de résonance, donc le taux d'émission de photons d'un atome dans une nappe de sonde est :

$$R_d = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (3.14)$$

Nous utilisons le profil d'intensité des nappes pour calculer le nombre de photons émis par chaque atome (Figure 3.28) normalisé par l'intensité maximale mesurée pour calculer le nombre de photon émis par un atome dans chaque nappe :

$$n = \frac{\Gamma}{2} \int \frac{I(t)/I_{\text{sat}}}{1 + I(t)/I_{\text{sat}}} dt \quad (3.15)$$

$$= \frac{\Gamma}{2v} \int \frac{I(z)/I_{\text{sat}}}{1 + I(z)/I_{\text{sat}}} dz \quad (3.16)$$

Pour la nappe du haut, $n_H = 2,5.10^3$, et pour la nappe du bas, $n_B = 2,6.10^3$.

En notant N le nombre d'atomes détectés dans la nappe de sonde, η_{collec} l'efficacité de collection d'un système de collection et η_{pd} l'efficacité quantique des photodiodes, le signal intégré est :

$$J = N n \eta_{\text{collec}} \eta_{\text{pd}} R G \frac{hc}{\lambda} \quad (3.17)$$

donc :

$$N = \frac{\lambda J}{n \eta_{\text{collec}} \eta_{\text{pd}} R G h c} \quad (3.18)$$

Pour la nappe du haut, $N_H = 1,8.10^8 \text{ at.} \cdot V^{-1} \cdot s^{-1} \times J$ et pour la nappe du bas, $N_B = 1,7.10^8 \text{ at.} \cdot V^{-1} \cdot s^{-1} \times J$.

Nombre typique d'atomes détectés Pour un interféromètre à 4 impulsions de 800 ms, en mode non jointif et simplement jointif, le signal typique intégré est de 3,0 mV.s, ce qui correspond à $5,4.10^5$ atomes. En mode triplement jointif, le signal est typiquement de 1,4 mV.s ce qui correspond à $2,5.10^5$ atomes.

3.6 Nouveau programme d'acquisition

Objectifs du nouveau programme L'objectif de l'écriture d'un nouveau programme d'acquisition était l'acquisition en continu de l'accélération, la mise en place de la compensation en temps réel et de l'asservissement à mi-frange, ainsi que la mise en place d'une architecture permettant de rajouter facilement d'autres modules, comme par exemple la lecture d'autres cartes d'acquisition. Pour cela, j'ai fait le choix d'écrire un nouveau programme d'acquisition en Python, langage pour lequel toutes les librairies nécessaires existent et dont j'ai estimé qu'il permettrait un développement rapide.

Signaux à acquérir et données de sortie Les signaux acquis sont les 4 photodiodes de détection, les deux axes de l'inclinomètre, les deux moniteurs de lumière de détection, l'axe X du sismomètre du haut et du sismomètre du bas et les moniteurs de type d'interféromètre. Les principales données enregistrées sont le nombre d'atomes détectés dans chaque état, les probabilités de transition, les inclinaisons, les phases inertielles, la phase d'asservissement à mi-frange, le côté de la frange et le type d'interféromètre (sens de \vec{k}_{eff} et signe de ΔT). De plus, le programme doit piloter une DDS de la chaîne de fréquence de l'asservissement des lasers Raman pour effectuer des sauts de phase.

Cartes d'acquisition et appareils pilotés Le programme d'acquisition utilise les cartes d'acquisition suivantes :

- *NI PCIe-6341* : Carte d'acquisition analogique 16 bits 16 entrées, avec fréquence d'échantillonnage partagée maximale de 500 kéch/s. Cette carte est utilisée pour l'acquisition des photodiodes de détection, de l'inclinomètre et des moniteurs de lumière de détection. Cette carte possède aussi 2 sorties analogiques, que nous utilisons pour la rétroaction de l'asservissement d'inclinaison, ainsi que 24 entrées/sorties numériques utilisées par exemple pour lire les moniteurs de type d'interféromètre $\pm k_{\text{eff}}$ et $\pm dT$.
- *NI PCI-4474* : Carte d'acquisition 24 bits 4 entrées, de fréquence d'échantillonnage 102,4 kéch/s.

De plus, le programme pilote une DDS *SRS DS345* utilisée dans la chaîne de fréquence de l'asservissement des lasers Raman. Cette DDS est utilisée pour ajuster la fréquence des lasers Raman et pour effectuer des sauts de phase.

Librairies utilisées J'ai utilisé les librairies suivantes :

- *PyDAQmx* [Cladé] : contrôle des cartes d'acquisition *National Instrument*.
- *PyVISA*
- *numpy* : calcul numérique
- *PyQT* : interface graphique
- *pyqtgraph* : graphiques

Architecture Le programme est constitué de plusieurs modules exécutés dans leurs propre processus. Un processus serveur assure la communication entre les différents modules et la collection et l'enregistrement des données mesurées.

Les principaux modules sont :

- acquisition de la fluorescence : ce module lit la carte d'acquisition pour l'acquisition de la fluorescence, ainsi que les moniteurs de la détection et l'inclinaison, calcule les nombres d'atomes et les probabilité de transitions et applique les asservissements d'inclinaison.
- acquisition des sismomètres : lit le signal des sismomètres, calcule les phases de compensation en temps réel à partir de ces signaux ainsi que les phases d'asservissement à mi-frange à partir des probabilités de transition et applique les sauts de phase et les changement de fréquence des faisceaux Raman.
- acquisition numérique : lit les états des moniteurs $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$ et $\pm \Delta T$.
- interface graphique : affiche les valeurs mesurées et permet la configuration du programme d'acquisition.

En utilisant des modules exécutés indépendamment, nous minimisons les modifications à apporter au programme pour les différents modes de fonctionnement. En général, seul le module d'acquisition du sismomètre et de pilotage de la DDS change selon le mode de fonctionnement. Ces modes de fonctionnement sont :

- Interféromètre non jointif ou simple jointif : les données des sismomètre ne sont utilisées que pour un seul interféromètre à la fois.
- Interféromètre triplement jointif : trois séquences sont entrelacées, il faut donc garder en mémoire les phases de vibration pour 3 interféromètres à la fois, ainsi que les sauts de phase effectués pendant chaque interféromètre.
- Sans acquisition de vibration avec la DDS *SRS DS345* : l'envoi des commandes à la DDS est déclenché après une acquisition par le logiciel. C'est le mode utilisé en interrogation Ramsey ou pour les interféromètres de petite aire.
- Sans acquisition de vibration avec la DDS *AD9959* : sauts de phase déclenchés matériellement, ce mode de fonctionnement est utile pour les interféromètres de très petite aire (par exemple un interféromètre de Ramsey-Bordé avec $dT = 1$ ms).

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai décrit les différents éléments du gyromètre. Différentes modifications et différents ajouts ont été apportés dans le cadre de ma thèse. Les bancs lasers ont été fiabilisés, deux diodes lasers ont été remplacées. Le deuxième banc Raman a été construit et permettra de réaliser de nouveaux modes d'interrogation. Le système de verrouillage de l'inclinaison a été ajouté et permet de stabiliser la projection

de \vec{g} . Le système de détection a été amélioré, et permet de profiter d'améliorations de performances apportée par de nouveaux modes d'interrogation.

TABLE 3.9: Rappel de la contribution de différentes sources de bruits non inertiels au bruit de l'interféromètre pour des valeurs typiques de l'interrogation triplement jointive ($T_c = 267$ ms).

	un coup		1 s	
	σ_ϕ (mrad)	σ_Ω (rad.s ⁻¹)	σ_ϕ (mrad)	σ_Ω (rad.s ⁻¹)
Technique	71	$1,5 \cdot 10^{-8}$	36	$8,0 \cdot 10^{-9}$
Bruit de projection quantique	20	$4,3 \cdot 10^{-9}$	10	$2,2 \cdot 10^{-9}$
Lasers Raman	25	$5,4 \cdot 10^{-9}$	13	$2,8 \cdot 10^{-9}$

Chapitre 4

Mise en œuvre et spécificités d'un interféromètre de grande aire

4.1	Alignement des miroirs de rétro réflexion Raman	70
4.2	Corrélation de la probabilité de transition avec la phase de vibration	82
4.3	Compensation en temps réel de la phase de vibration et asservissement à flanc de frange	86
4.4	Effet du déplacement lumineux dans un interféromètre à 4 impulsions	90
4.5	Limitations de la gamme dynamique dues à la température	98
4.6	Conclusion	99

Dans ce chapitre, je présente dans un premier temps les réglages et les optimisations à effectuer pour mettre en œuvre un gyromètre Sagnac atomique avec une aire physique de 11 cm^2 , ainsi que des caractérisations de l'instrument. En particulier j'explique l'optimisation du parallélisme des deux faisceaux Raman pour maximiser le contraste et minimiser les effets systématiques liés au désalignement des miroirs Raman et aux fluctuations de trajectoire des atomes. Cet alignement est particulièrement critique dans ces travaux en raison de la grande aire de l'interféromètre. Un intérêt de la géométrie de notre gyromètre est que lorsque l'on augmente la durée l'aire augmente beaucoup plus vite (en T^3) que les déphasages correspondant aux biais (en T). Cette situation favorable a permis dans un premier temps d'obtenir une stabilité

de 1 nrad.s^{-1} ([Dutta16]) qui a par la suite été encore augmentée grâce à l'optimisation de l'alignement des faisceaux Raman et des trajectoires. Par ailleurs je décris les méthodes pour extraire le signal de l'interféromètre : la corrélation de la phase de vibration et la compensation en temps réel de la phase de vibration avec asservissement à mi-frange. Enfin, j'étudie l'effet des déplacements lumineux dus aux lasers Raman dans un interféromètre à 4 impulsions et les limitations de gamme dynamique dues à la température des atomes.

4.1 Alignement des miroirs de rétro réflexion Raman

Dans cette section, je rappelle la méthode d'alignement des miroirs pour obtenir un interféromètre à 4 impulsions qui se recombinent, et qui est présenté dans [Dutta15]. Je présenterai ensuite les biais de phase dus au couplage du défaut de parallélisme des faisceaux Raman et de l'écart de la trajectoire des atomes de la trajectoire idéale.

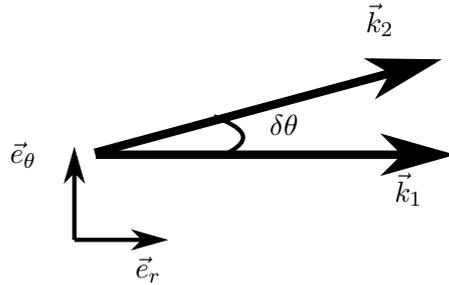


FIGURE 4.1: Notations : \vec{k}_1 est le vecteur d'onde du faisceau Raman du haut, \vec{k}_2 le vecteur d'onde du faisceau Raman du bas. $\delta\theta$ est l'angle entre les deux faisceaux. \vec{e}_r est le vecteur unitaire de la direction de \vec{k}_1 , et \vec{e}_θ est normal à \vec{e}_r dans le plan défini par (\vec{k}_1, \vec{k}_2) . Notons qu'aucune hypothèse n'est faite sur la direction du vecteur de rotation qui transforme la direction \vec{k}_1 en celle de \vec{k}_2 .

4.1.1 Longueur de cohérence

La précision nécessaire de l'alignement des miroirs pour obtenir un contraste optimal dépend de la longueur de cohérence des atomes qui participent à l'interféromètre. Celle-ci dépend de la température du nuage atomique et de la largeur de la sélectivité en vitesse des impulsions Raman. Je présente 4 méthodes pour mesurer ou évaluer la longueur de cohérence.

Estimation de la longueur de cohérence suivant l'axe Z à partir de la mesure de temps de vol Lorsque les atomes sont détectés, ils ont une vitesse de $4,5 \text{ m.s}^{-1}$ et la largeur à mi-hauteur de leur temps de vol est de $5,5 \text{ ms}$ environ 1 s après le lancement. Les nappes de détection ont elles une largeur de 1 cm . Après déconvolution par la largeur de la sonde, cela correspond à un nuage dont la demi-largeur verticale en $1/\sqrt{e}$ est de $9,5 \text{ mm}$ et à $\sigma_v = 9,5 \text{ mm.s}^{-1} = 2,7v_{\text{rec}}$. Dans l'hypothèse d'un paquet d'onde à la limite Heisenberg cela correspond à $L_{\text{coh}} = 25 \text{ nm}$ dans le cas d'une distribution gaussienne.

Mesure de la longueur de cohérence dans les directions normales aux faisceaux Raman (Y et Z) Nous utilisons les notations de la figure 4.1. Dans la configuration à 4 impulsions, pour un désalignement $\delta\theta$ entre les miroirs, la séparation du paquet d'onde lors de la recombinaison est :

$$\delta\vec{r} = 4v_{\text{rec}}T \sin(\delta\theta)\vec{e}_\theta + 4v_{\text{rec}}T(\cos(\delta\theta) - 1)\vec{e}_r \quad (4.1)$$

Au premier ordre :

$$||\delta\vec{r}^*|| = 4v_{\text{rec}}T\delta\theta \quad (4.2)$$

Pour mesurer la longueur de cohérence dans les directions des faisceaux Raman, nous mesurons le contraste pour différentes inclinaisons d'un des miroirs de rétroréflexion. De telles mesures en variant l'inclinaison selon la direction verticale et la direction horizontale avec $T = 400 \text{ ms}$ sont données en figure 4.2. Nous mesurons $\sigma_\theta = 9,4 \text{ } \mu\text{rad}$ dans la direction horizontale et $\sigma_\theta = 9,8 \text{ } \mu\text{rad}$ dans la direction verticale. Si nous supposons une distribution gaussienne de vitesse, cela correspond à $L_{\text{coh}} = 2\sqrt{2}v_{\text{rec}}T\sigma_\theta = 38 \text{ nm}$. Si nous supposons une distribution lorentzienne, nous avons $L_{\text{coh}} = 27 \text{ nm}$. Nous trouvons la même longueur de cohérence dans les deux directions, et si nous faisons l'hypothèse d'une distribution lorentzienne de vitesse, cette longueur de cohérence est proche de celle obtenue par mesure de temps de vol.

Estimation de la longueur de cohérence suivant la direction des faisceaux Raman à partir d'un spectre Raman Pour mesurer la distribution en vitesse effective dans la direction des faisceaux Raman des atomes détectés, nous pouvons effectuer une spectroscopie Doppler sélective en vitesse. Pour cela, nous utilisons habituellement des impulsions de $70 \text{ } \mu\text{s}$, ce qui représente une sélectivité en vitesse de $2\lambda/(\pi\tau) = 7,7 \text{ mm.s}^{-1}$. La largeur à mi-hauteur typique du pic Doppler est de 38 kHz , ce qui correspond à une vitesse de 16 mm.s^{-1} . En déconvoluant de la largeur de l'impul-

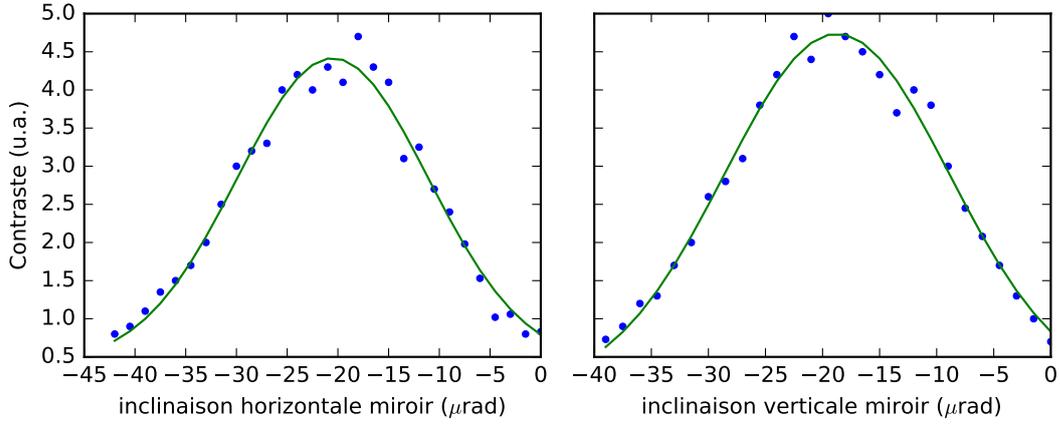


FIGURE 4.2: En bleu : contraste d'un interféromètre à 4 impulsions de 800 ms de temps d'interrogation en fonction de l'inclinaison du miroir de rétro réflexion Raman du bas dans la direction horizontale (à gauche) et verticale (à droite). En vert : ajustement gaussien. $\sigma_\theta = 9,4 \mu\text{rad}$ dans la direction horizontale et $\sigma_\theta = 9,8 \mu\text{rad}$ dans la direction verticale. L'incertitude sur l'étalonnage des moteurs piezo-électriques qui règlent l'inclinaison des miroirs est d'environ 30%.

sion, nous mesurons donc $\sigma_v = 6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1} = 1,7v_{\text{rec}}$, ce qui correspond à $L_{\text{coh}} = 40 \text{ nm}$. Cette longueur de cohérence plus grande que prévue pourrait être due à une sélectivité en vitesse de la détection en raison de la largeur finie des nappes de détection.

Mesure de la longueur de cohérence dans la direction des faisceaux Raman

Pour mesurer la longueur de cohérence des atomes qui participent à l'interféromètre dans la direction des faisceaux Raman, je met en place un interféromètre à 3 impulsions en utilisant une seule paire de faisceaux Raman pour l'interféromètre, sans changer la préparation et la vitesse de lancement des atomes. De cette manière, nous évitons les effets éventuels dus au désalignement des miroirs et le contraste optimal est élevé. Je mesure le contraste de l'interféromètre pour différents décalages de la dernière impulsion comme illustré par la figure 4.3

Une telle mesure du contraste en fonction du décalage de la dernière impulsion est donnée en figure 4.4. $\sigma_T = 13,8 \mu\text{s}$, donc $L_{\text{coh}} = \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{\sqrt{2}m} \sigma_T = 68 \text{ nm}$ si nous faisons l'hypothèse d'une distribution de vitesse gaussienne des atomes qui participent à l'interféromètre, et $L_{\text{coh}} = 48 \text{ nm}$ si nous faisons l'hypothèse d'une distribution lorentzienne. Cette valeur est plus élevée que celle estimée par temps de vol. Cela peut s'expliquer par le fait que nous mesurons en fait la longueur de cohérence des paquets sélectionnés par les impulsions Raman.

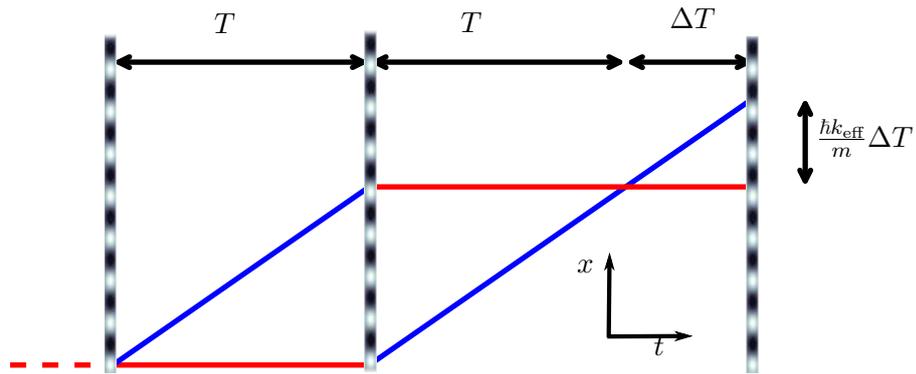


FIGURE 4.3: Interféromètre à 3 impulsions avec une troisième impulsion décalée de ΔT utilisé pour mesurer la longueur de cohérence.

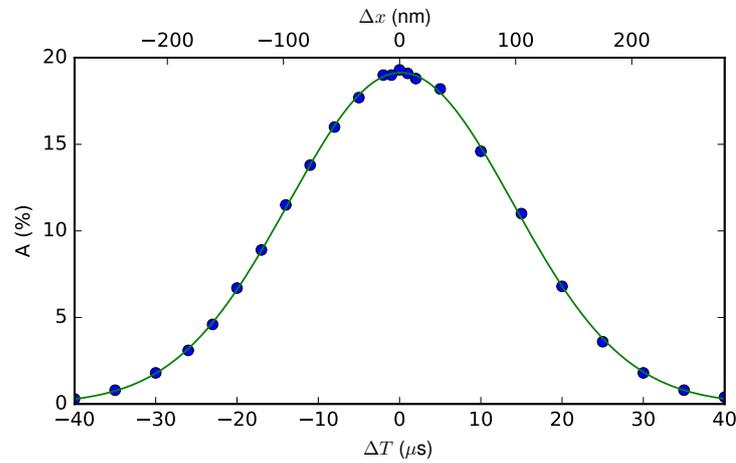


FIGURE 4.4: Mesure de l'amplitude en fonction du décalage de la dernière impulsion pour un interféromètre à 3 impulsions avec un temps d'interrogation de 4 ms et $\tau_\pi = 20 \mu\text{s}$, et ajustement gaussien. Pour l'ajustement gaussien, $\sigma_T = 13,8 \mu\text{s}$

TABLE 4.1: Rappel des longueurs de cohérence mesurées, en faisant l'hypothèse d'une distribution de vitesse gaussienne (gaus.) et lorentzienne (lorentz.).

Méthode	L_{coh} gaus.	L_{coh} lorentz.	Direction
Temps de vol	25 nm	25 nm	verticale (quasi-normale aux faisceaux Raman)
Inclinaison du miroir	38 nm	27 nm	normale aux faisceaux Raman
Spectroscopie	40 nm	40 nm	faisceaux Raman
Décalage de la dernière impulsion Raman	68 nm	48 nm	faisceaux Raman

La mesure de la longueur de cohérence obtenue directement des faisceaux Raman est plus importante que dans les directions transverses. Néanmoins ces mesures sont entachés d'une erreur par une sélection par la détection et par les faisceaux Raman conduisant à un élargissement apparent de la longueur de cohérence. La mesure la plus directe par inclinaison d'un miroir par rapport à l'autre est a priori meilleure mais il y a une incertitude d'environ 30% due à l'étalonnage des actuateurs des miroirs. Néanmoins les résultats obtenus sont similaires à ceux estimés à partir du temps de vol dans l'hypothèse d'un paquet d'onde lorentzien.

4.1.2 Précision nécessaire de l'alignement

Deux faisceaux différents sont utilisés pour effectuer les impulsions. Pour que l'interféromètre se recombine, il faut que les deux faisceaux Raman, et donc les deux miroirs de rétro réflexion soient parallèles. La précision nécessaire de cet alignement dépend de la longueur de cohérence des paquets d'ondes des atomes, donc de leur température, et de la durée d'interrogation. La précision nécessaire a été mesurée dans la section précédente : le contraste est réduit d'un facteur $1/e$ pour $\delta\theta \approx 9 \mu\text{rad}$.

4.1.3 Alignement initial

Pour parvenir à la précision nécessaire pour avoir le contraste optimal, nous réalisons des interféromètres moins sensibles au désalignement des deux miroirs que l'interféromètre final grâce à leur temps d'interrogation plus faible. Nous optimisons le contraste de cet interféromètre par l'alignement des miroirs. Les précisions données sont celles des alignements qui correspondent à un défaut de recombinaison de L_{coh} . En pratique nous estimons que nous pouvons réduire l'erreur d'alignement d'un cinquième de celle correspondant à une perte de contraste de 50%.

Premier ajustement de la rampe de fréquence Pour respecter la condition de résonance (équation 2.3) à chaque impulsion, nous devons appliquer une rampe de fréquence à la fréquence Raman. Cette rampe est linéaire en raison de l'accélération de pesanteur. Pour ajuster une première fois la rampe de fréquence, nous mesurons un spectre Raman à la montée et à la descente au niveau d'un des miroirs Raman et nous prenons la fréquence du pic Doppler pour la même direction de \vec{k}_{eff} pour les deux. La valeur de la rampe de fréquence à appliquer aux lasers Raman est :

$$\alpha = \frac{f_{\text{montée}} - f_{\text{descente}}}{T_{\text{montée}} - T_{\text{descente}}} \quad (4.3)$$

$f_{\text{montée}} - f_{\text{descente}}$ est mesuré avec une précision d'environ 1 kHz et $T_{\text{montée}} - T_{\text{descente}}$ est de l'ordre de 1 s donc la rampe est ajustée avec une précision de l'ordre de $1 \text{ kHz}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui correspond à une précision sur l'inclinaison verticale des faisceaux Raman de $43 \mu\text{rad}$.

Interféromètre de Ramsey Bordé Nous utilisons des interféromètres de Ramsey Bordé [Bordé89] pour aligner les faisceaux Raman en utilisant la méthode présentée dans [Tackmann12].

L'interféromètre de Ramsey Bordé est un interféromètre constitué de quatre séparatrices $\pi/2$ espacées de $dT - T - dT$, dont le schéma est donné en figure 4.5. Nous effectuons les deux premières impulsions au niveau du miroir du bas, et les deux autres au niveau du miroir du haut. Le schéma de cet interféromètre est donné en figure 4.5. Pour un désalignement $\delta\theta$ entre les deux faisceaux, la séparation spatiale des deux parties du paquet d'onde est donnée par :

$$\delta\vec{r} = 4v_{\text{rec}}dT \sin(\delta\theta)\vec{e}_\theta + 4v_{\text{rec}}dT(1 - \cos(\delta\theta))\vec{e}_r \quad (4.4)$$

et au premier ordre en $\delta\theta$:

$$||\delta\vec{r}'|| = 4v_{\text{rec}}dT\delta\theta \quad (4.5)$$

Il faut donc :

$$\delta\theta < \frac{L_{\text{coh}}}{4v_{\text{rec}}dT} \quad (4.6)$$

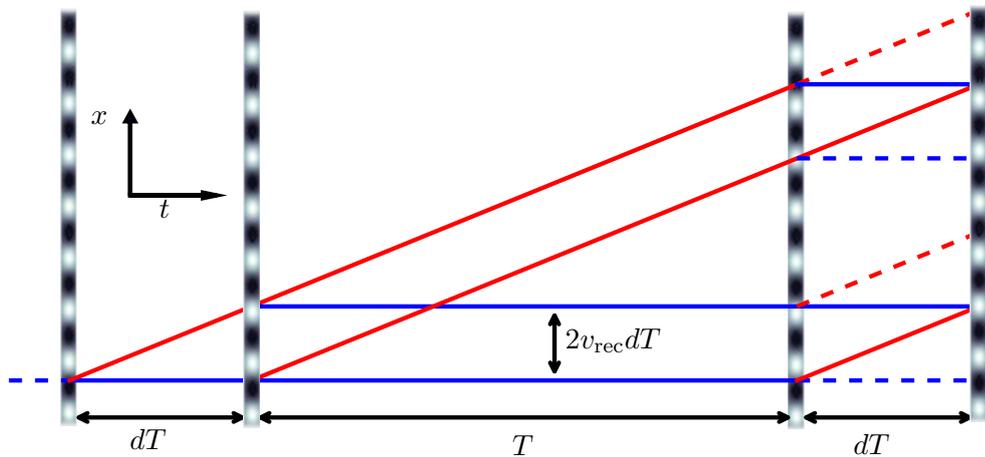


FIGURE 4.5: Interféromètre de Ramsey Bordé

Cette configuration d'interféromètre permet d'obtenir une dépendance du contraste

à l'alignement arbitrairement petite en pratique, car cette dépendance dépend de la séparation temporelle entre deux impulsions Raman durant un passage du nuage atomique au niveau d'un hublot Raman. Cela permet d'obtenir relativement facilement un premier signal à optimiser, puis d'augmenter progressivement l'aire. En utilisant les miroirs H1 et H4, en raison de la vitesse de lancement pour que les atomes atteignent H4, $dT \leq 5$ ms. Ainsi, nous pouvons aligner avec les précisions suivantes : $\delta\theta_{dT=1 \text{ ms}} = 3,6$ mrad et $\delta\theta_{dT=5 \text{ ms}} = 0,7$ mrad.

Alignement vertical du faisceau Raman par mesure de la projection de \vec{g}

Pour aligner la direction verticale du faisceau Raman, nous mesurons la projection de \vec{g} sur celui-ci grâce à un interféromètre à 3 impulsions. Nous utilisons une méthode utilisée dans les gravimètres atomiques, où nous ajustons une rampe de fréquence appliquée aux lasers Raman qui compense l'effet de l'accélération. En effet, le déphasage dû à \vec{g} et à la rampe α est donné par :

$$\Phi(T) = (\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - \alpha)T^2 = (-k_{\text{eff}}g \sin \theta_z + 2\pi\alpha)T^2 \quad (4.7)$$

Pour aligner deux miroirs, nous devons donc trouver la rampe de fréquence α pour le miroir qui reste fixe, et ajuster l'inclinaison θ_z de l'autre miroir pour que cette rampe compense la projection de \vec{g} . La méthode est similaire pour les deux parties de l'optimisation : nous comparons la phase de 2 interféromètres de temps d'interrogation $2T$ différents. La différence de phase est alors :

$$\Phi(T_2) - \Phi(T_1) = (\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha)(T_2^2 - T_1^2) \quad (4.8)$$

et nous devons donc faire en sorte que $\Phi(T_2) - \Phi(T_1) = 0$ en ajustant α ou θ_z . Pour être sûr de faire fonctionner l'interféromètre sur sa frange centrale, nous commençons avec des valeurs (T_1, T_2) telles que nous soyons sûrs que $T_2^2 - T_1^2 < \pi / (-k_{\text{eff}}g \sin \theta_z + 2\pi\alpha)$. Par exemple, en ayant ajusté la rampe avec une précision de $2 \text{ kHz} \cdot \text{s}^{-1}$, il faut $\sqrt{T_2^2 - T_1^2} < 1,6$ ms. Pour chaque valeur de (T_1, T_2) , nous pouvons aisément mesurer $\Phi(T_2) - \Phi(T_1)$ avec une précision de 30 mrad et donc $-k_{\text{eff}}g \sin \theta_z + 2\pi\alpha$ avec une précision de $30 \text{ mrad} / (T_2^2 - T_1^2)$. Nous augmentons ensuite $T_2^2 - T_1^2$ tout en nous assurant de travailler à la frange centrale, jusqu'à atteindre le temps d'interrogation maximal $2T = 50$ ms. Ainsi, nous pouvons ajuster $-k_{\text{eff}}g \sin \theta_z + 2\pi\alpha$ avec une précision de $48 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-2}$, ce qui équivaut à $\theta_z = 0,3 \text{ } \mu\text{rad}$.

La rampe de fréquence est appliquée par une DDS *AD9852* qui a une résolution

en fréquence de 48 bits et dont la fréquence est doublée avant d'être comparée au battement des lasers Raman et dont la fréquence d'horloge est $f_{\text{clk}} = 300$ MHz. La fréquence de la DDS est mise à jour tous les $t_{\text{upd}} = 100$ ns, donc la résolution de la rampe de fréquence est de $2f_{\text{clk}}/(2^{48}t_{\text{upd}}) = 21 \text{ Hz}^2 = 134 \text{ rad.s}^{-2}$, ce qui équivaut à une inclinaison de $0,9 \text{ } \mu\text{rad}$, la précision sur la rampe que nous pouvons appliquer est donc limitée par la DDS. Nous pouvons donc aligner avec une précision suffisante dans la direction verticale pour que cet alignement ne soit pas limitant pour obtenir le contraste optimal avec un interféromètre à 4 impulsions de 800 ms.

Alignement horizontal avec un interféromètre à 3 impulsions Un interféromètre à 3 impulsions qui utilise les faisceaux H1 et H4 (figure 4.6) a un temps d'interrogation qui est $\sqrt{8/3} \approx 1,6$ fois plus court qu'un interféromètre à 4 impulsions qui utilise ces faisceaux (voir aussi les tableaux 3.1 et 3.2), et son contraste est donc d'autant moins sensible aux désalignements des miroirs. De plus, les interféromètres à 3 impulsions ont un contraste optimal plus élevé en raison de l'impulsion en moins et du temps de vol moins long au moment de la dernière impulsion. Nous utilisons donc ce type d'interféromètre pour chercher un premier signal en balayant la direction horizontale du miroir.

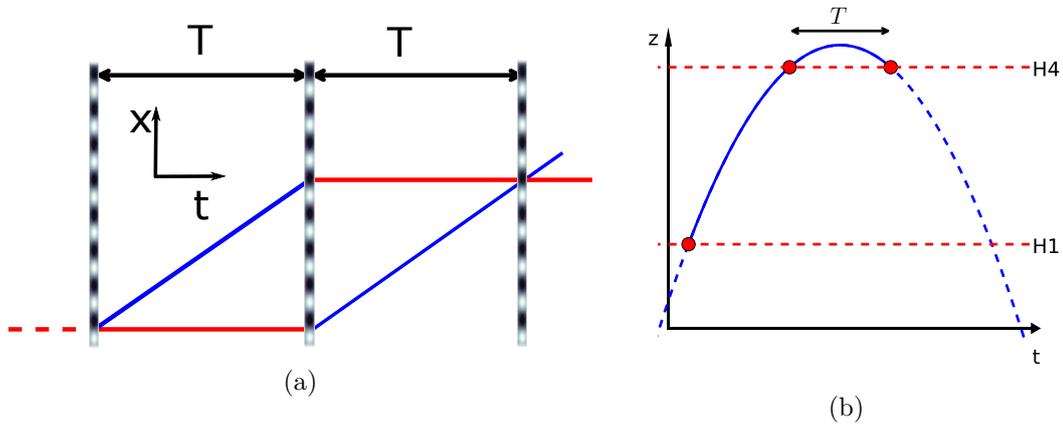


FIGURE 4.6: Diagrammes temps-espace d'un interféromètre à 3 impulsions.

Alignement avec l'interféromètre à 4 impulsions Lorsque le contraste optimal est atteint pour l'interféromètre à 3 impulsions, la dernière optimisation est effectuée sur l'interféromètre à 4 impulsions.

4.1.4 Effets du désalignement des miroirs Raman et de la trajectoire des atomes sur la phase inertielle

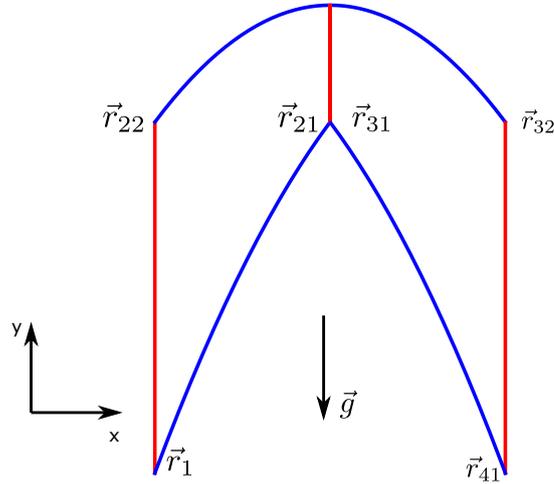


FIGURE 4.7: Notation des positions des atomes lors des impulsions Raman.

Nous estimons ici l'effet du désalignement des miroirs Raman couplé à un mauvais alignement de la trajectoire des atomes. Cet effet est illustré par la figure 4.8. Nous négligeons les effets de la rotation : en effet, le terme dominant du développement limité du biais en $(\Omega T, \theta)$ qui contient à la fois ΩT et θ est égal à quelques fois $\frac{\hbar k_{\text{eff}}^2 \Omega T^2}{m} \theta$, et pour $\Omega = \Omega_{\text{Terre}} = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$ et $\theta = 10 \text{ } \mu\text{rad}$, $\frac{\hbar k_{\text{eff}}^2 \Omega T^2}{m} \theta = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$, ce qui est 2 ordres de grandeurs plus petit que la stabilité à long terme que nous avons obtenue jusqu'à maintenant. Je présente dans un premier temps le cas de l'interféromètre symétrique ($\Delta T = 0$). Les vecteurs d'ondes des faisceaux Raman pour chaque impulsion sont :

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_4 = k_{\text{eff}} \vec{e}_r \quad (4.9)$$

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_3 = k_{\text{eff}} (\cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta) \quad (4.10)$$

Dans un premier temps, nous calculons la position des atomes à chaque impulsion Raman. Nous notons \vec{v}_0 la vitesse du nuage d'atomes lors de la première impulsion, \vec{r}_1 la position lors de la première impulsion et \vec{r}_{ij} la position de l'atome à l'impulsion i dans le bras j de l'interféromètre, le bras 1 étant celui diffracté à la première impulsion, comme illustré sur la figure 4.7 :

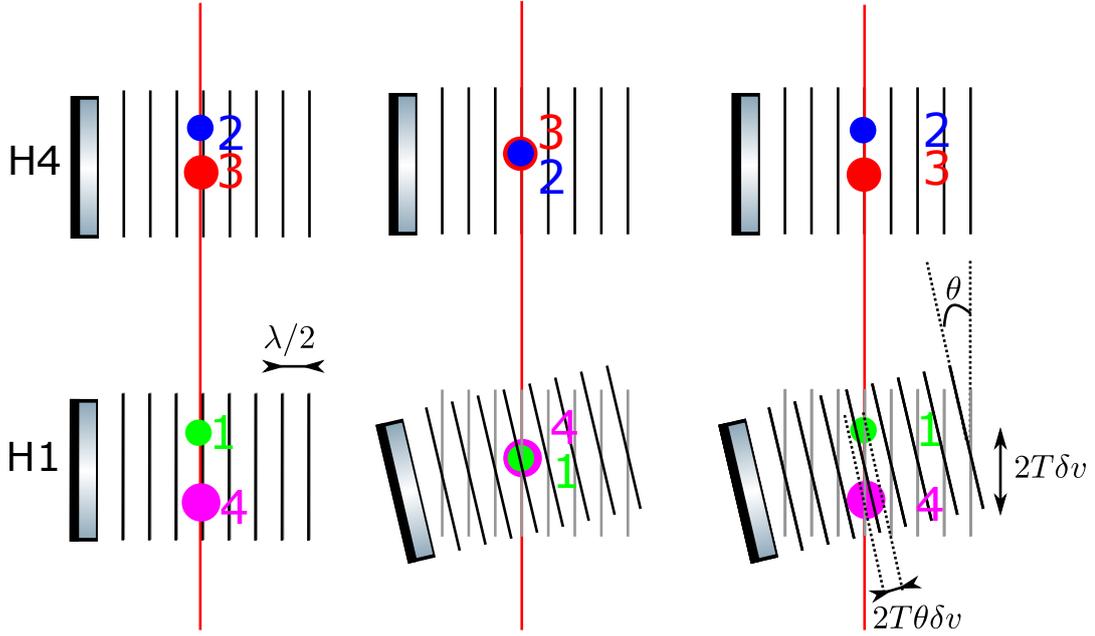


FIGURE 4.8: Schéma de l'effet d'un défaut de parallélisme des faisceaux Raman dans la direction verticale couplé avec un désalignement de trajectoire dans la direction verticale. Pour simplifier la figure, nous ne représentons pas les déplacements des atomes dus aux faisceaux Raman, ce qui est justifié au premier ordre comme nous le verrons par la suite. À gauche : les faisceaux Raman sont bien alignés et la vitesse de lancement des atomes est trop faible ($\delta v < 0$), aucun déphasage n'apparaît à la sortie de l'interféromètre. Au milieu : les faisceaux Raman ne sont pas parallèles ($\theta \neq 0$) et la trajectoire est alignée, aucun déphasage n'apparaît à la sortie de l'interféromètre. À droite : les faisceaux Raman et la trajectoire sont désalignés : $\delta v \neq 0$ et $\theta \neq 0$, nous voyons que les atomes se déplacent de $2T\theta\delta v$ entre la première et la dernière impulsion dans la direction du faisceau Raman du bas, ce qui entraîne un déphasage de $2Tk_{\text{eff}}\theta\delta v$.

$$\vec{r}_{21} = \vec{r}_1 + \frac{T}{2}\vec{v}_0 + \frac{T^2}{8}\vec{g} + \frac{1}{2}\frac{\hbar k_{\text{eff}}T}{m}\vec{e}_r \quad (4.11)$$

$$\vec{r}_{22} = \vec{r}_1 + \frac{T}{2}\vec{v}_0 + \frac{T^2}{8}\vec{g} \quad (4.12)$$

$$\vec{r}_{31} = \vec{r}_1 + \frac{3T}{2}\vec{v}_0 + \frac{9T^2}{8}\vec{g} + \frac{\hbar k_{\text{eff}}T}{m} \left[\left(\frac{3}{2} - \cos\theta \right) \vec{e}_r - \sin\theta \vec{e}_\theta \right] \quad (4.13)$$

$$\vec{r}_{32} = \vec{r}_1 + \frac{3T}{2}\vec{v}_0 + \frac{9T^2}{8}\vec{g} + \frac{\hbar k_{\text{eff}}T}{m} (\cos\theta \vec{e}_r + \sin\theta \vec{e}_\theta) \quad (4.14)$$

$$\vec{r}_{41} = \vec{r}_1 + 2T\vec{v}_0 + 2T^2\vec{g} + \frac{\hbar k_{\text{eff}}T}{m} [(2 - \cos\theta)\vec{e}_r - \sin\theta \vec{e}_\theta] \quad (4.15)$$

La contribution à la phase de l'interféromètre est :

$$\Phi = (\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_{21} + \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_{31} - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_{41}) - (\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_{22} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_{32}) \quad (4.16)$$

$$= \vec{k}_1 \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_{41}) + \vec{k}_2 \cdot (\vec{r}_{31} + \vec{r}_{32} - \vec{r}_{21} - \vec{r}_{22}) \quad (4.17)$$

$$= -2T\vec{k}_{\text{eff}} \cdot (\vec{v}_0 + T\vec{g}) - \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2 T}{m} (2 - \cos \theta) \\ + 2Tk_{\text{eff}}(\cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta) \cdot (\vec{v}_0 + T\vec{g}) + \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2 T}{m} \cos \theta \quad (4.18)$$

$$= 2Tk_{\text{eff}}[(\cos \theta - 1)\vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta] \cdot (\vec{v}_0 + T\vec{g}) + 2\frac{\hbar k_{\text{eff}}^2 T}{m} (\cos \theta - 1) \quad (4.19)$$

Au premier ordre en θ :

$$\Phi = 2Tk_{\text{eff}}\theta \vec{e}_\theta \cdot (\vec{v}_0 + T\vec{g}) \quad (4.20)$$

Pour $T = 400$ ms, $2Tk_{\text{eff}} = 1,2 \cdot 10^7$ rad.s.m⁻¹. Sans alignement plus précis que nécessaire pour optimiser le contraste, nous avons typiquement $\vec{v}_0 = -T\vec{g}$ à 5 mm.s⁻¹ près et $\theta = 5$ μ rad, et dans ce cas, $\Phi = 280$ mrad. Nous avons constaté des désalignements des miroirs de l'ordre de 5 μ rad en 3 mois. Une telle dérive combinée avec une erreur de vitesse de lancement de 5 mm.s⁻¹ donne lieu à une dérive de 0,7 nrad.s⁻¹ par jour, ce qui est limitant pour atteindre la gamme des 10⁻¹⁰ rad.s⁻¹.

Effet de l'asymétrie Dans le cas de l'interféromètre asymétrique ($\Delta T \neq 0$), il faut ajouter le terme $2T\Delta Tk_{\text{eff}}(\cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta) \cdot \vec{g}$ à la phase. Cela correspond à la sensibilité à la projection de l'accélération sur le faisceau Raman du haut car $k_{\text{eff}}(\cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta)$ est le vecteur d'onde Raman du faisceau du haut.

4.1.5 Alignement final et ajustement de la trajectoire des atomes

Avec l'équation 4.20, nous voyons que mieux les miroirs de rétro réflexion Raman sont alignés, moins l'interféromètre est sensible aux fluctuations de trajectoire. De même plus la trajectoire s'approche de la trajectoire idéale ($\vec{v}_0 = -T\vec{g}$ ou autrement dit vitesse nulle au milieu de l'interféromètre), moins l'interféromètre est sensible au désalignement des miroirs Raman. Pour minimiser les dérives dues au désalignement des miroirs et aux fluctuations de trajectoire, nous devons donc minimiser le désalignement des faisceaux Raman encore plus que nécessaire pour optimiser le contraste, et aligner la trajectoire sur la trajectoire idéale.

Pour aligner de manière quantifiable un miroir Raman, nous avons mis en place une

monture motorisée avec des piézomoteurs qui permettent d’ajuster les inclinaisons des miroirs avec une résolution de quelques dixièmes de microradians. Ces piézomoteurs sont de modèle *PI N-470*¹, et sont amagnétiques et peuvent donc être placés à l’intérieur des blindages magnétiques. Nous avons mesuré un champ magnétique résiduel de moins de 2 mG à 5 cm, ce qui est la distance typique entre les moteur et les atomes lorsqu’ils passent au niveau des faisceaux Raman. La vitesse verticale des atomes peut être modifiée en ajustant $\delta\nu$ sur la DDS lors du lancement et donc la vitesse de lancement v_L , dans ce cas $\delta\vec{v}_0 = \delta\vec{v}_L$, ou en décalant dans le temps les impulsions Raman par rapport au lancement, et dans ce cas, $\delta\vec{v}_0 = \delta T\vec{g}$. La vitesse dans les directions horizontales peut être ajustée en modifiant l’inclinaison de la fontaine : au premier ordre, $\delta\vec{v} = \delta\alpha v_L \vec{e}_\alpha$.

Comme la vitesse de lancement verticale dépend d’un paramètre d’une DDS, et que l’inclinomètre permet de mesurer l’inclinaison de la fontaine dont dépends la vitesse horizontale des atomes, l’ajustement de la trajectoire est facilement reproductible et nous devons donc l’optimiser en premier avant de la modifier à nouveau pour l’optimisation de l’alignement des miroirs de rétroréflexion.

Dans les paragraphes suivant, nous notons X la composante horizontale de la direction des faisceaux Raman et Y sa normale dans le plan horizontal.

Optimisation de la trajectoire des atomes Pour évaluer la trajectoire dans une direction, nous mesurons la phase de l’interféromètre pour différentes inclinaisons du miroir de rétroréflexion dans la direction correspondante. De cette manière nous obtenons une courbe de la phase en fonction de l’inclinaison du miroir de rétroréflexion qui est une droite dont nous voulons minimiser la pente qui vaut $2Tk_{\text{eff}}\delta\nu$. Nous pouvons utiliser des valeurs d’inclinaison du miroir dans une gamme d’une dizaine de μrad , donc avec une stabilité de phase de 10 mrad, nous pouvons aligner avec une précision d’environ $84 \mu\text{m.s}^{-1}$ dans les directions Y et Z, et de $1,3 \text{ mm.s}^{-1}$ dans la direction X, ce qui correspond à une inclinaison de 12 μrad de la fontaine pour l’axe Y et de 160 μrad pour l’axe X.

Optimisation de l’alignement des miroirs de rétroréflexion Pour mesurer le désalignement des miroirs dans une direction, nous mesurons la phase de l’interféromètre pour différentes vitesses de lancement dans la direction correspondante. Nous obtenons une droite dont la pente est à minimiser et vaut $2Tk_{\text{eff}}\delta\theta$. Nous pouvons

1. <https://www.physikinstrumente.com/en/products/linear-stages-and-actuators/compact-linear-stages-with-piezomotor-drives/n-470-piezomike-linear-actuator-1000140/>

varier la vitesse de lancement dans une gamme de 10 mm.s^{-1} , ce qui correspond pour une vitesse de lancement de 5 m.s^{-1} à une gamme d'inclinaison de 2 mrad pour les directions horizontales. Avec une stabilité de phase de 10 mrad , nous pouvons estimer l'alignement avec une précision d'environ 80 nrad .

Exemple de mise en œuvre de la méthode d'alignement En figure 4.9 est présenté un exemple d'ajustement de la vitesse de lancement vertical des atomes. L'objectif est de réduire la sensibilité de l'interféromètre au désalignement des miroirs de rétro réflexion Raman. Pour changer la vitesse initiale, nous décalons l'interféromètre dans le temps par pas de $0,5 \text{ ms}$, ce qui correspond à un changement de vitesse de $4,9 \text{ mm.s}^{-1}$. Nous voyons que nous avons atteint une sensibilité de la phase de rotation au désalignement des miroirs de rétro réflexion Raman de $7 \text{ mrad.}\mu\text{rad}^{-1}$. Nous observons aussi que les trois courbes se croisent, ce point de croisement correspond à l'alignement optimal du miroir de rétro réflexion. Enfin, pour comparer ces résultats à la théorie, nous évaluons :

$$\frac{d^2\Phi}{dv d\theta} \quad (4.21)$$

En théorie, nous avons : $\frac{d^2\Phi}{dv d\theta} = 2Tk_{\text{eff}} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ s.m}^{-1}$. Pour estimer expérimentalement $\frac{d^2\Phi}{dv d\theta}$, nous faisons une régression linéaire des pentes trouvées en figure 4.9 avec la vitesse de lancement. Avec l'ajustement linéaire de la figure 4.10, nous mesurons $\frac{d^2\Phi}{dv d\theta} = 1,2 \cdot 10^7 \pm 0,1 \cdot 10^7 \text{ s.m}^{-1}$.

4.2 Corrélation de la probabilité de transition avec la phase de vibration

4.2.1 Estimation de la phase des vibrations parasites

La phase due aux vibrations parasites pour l'interféromètre de 11 cm^2 est de plusieurs radians. Il n'est donc pas possible d'obtenir sans ambiguïté une phase de l'interféromètre sans mesurer ces vibrations et estimer la phase qu'elles entraînent. Pour cela nous faisons l'acquisition du signal de capteurs de vibrations attachés à la fontaine, ce qui permet d'obtenir une estimation du mouvement des miroirs de rétro réflexion. La fonction de sensibilité adaptée, donnée dans au paragraphe 2.3.2 est appliquée pour obtenir la phase de vibration.

Deux types de capteurs ont été utilisés : des accéléromètres *Nanometrics Titan*²

2. <http://www.nanometrics.ca/seismology/products/titan>

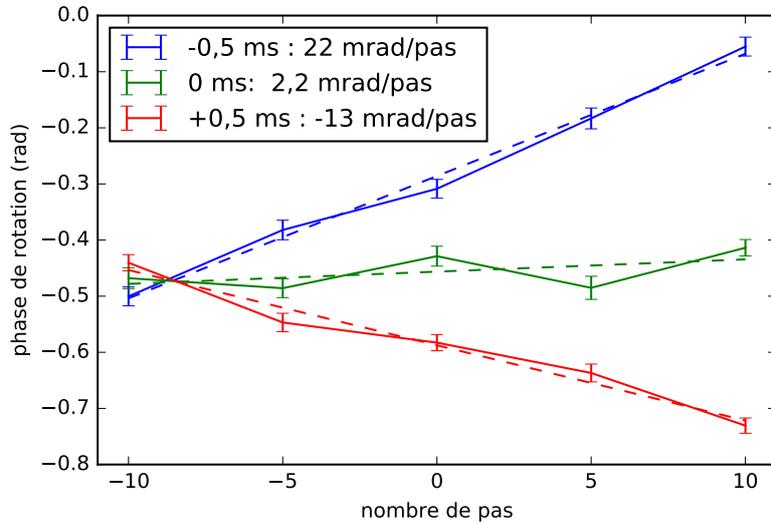


FIGURE 4.9: Influence de l'inclinaison verticale du miroir de rétro réflexion Raman (ici exprimé en nombre de pas) sur la phase de rotation pour différentes vitesses de lancement vertical. Un pas correspond à environ $0,3 \mu\text{rad}$. Lignes continues : valeurs mesurées, tirets : ajustements linéaires. Un décalage temporel de $-0,5 \text{ ms}$ de l'interféromètre donne une différence de vitesse de $+4,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

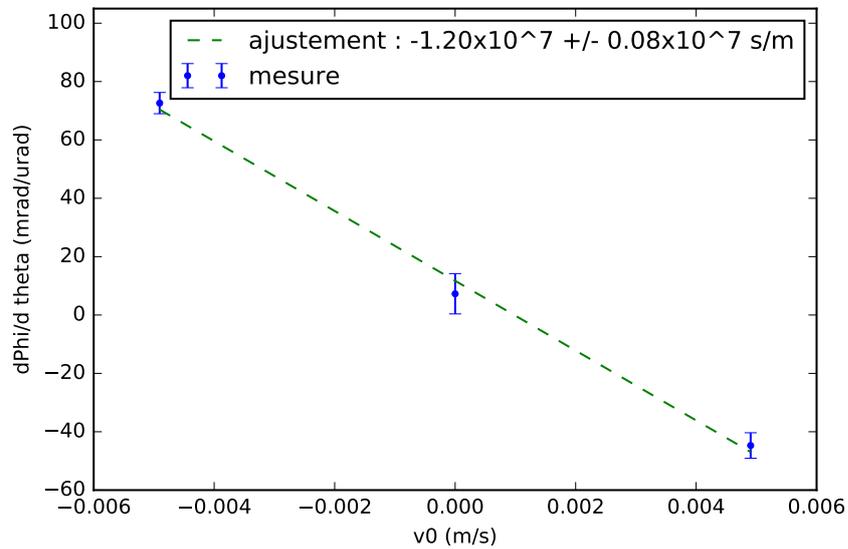


FIGURE 4.10: $d\Phi/d\theta$ en fonction de la vitesse de lancement.

et des sismomètres *Nanometrics Trillium Compact 120 s³*, et la fonction de sensibilité utilisée doit donc être adaptée au type de signal acquis (vitesse ou accélération). Ces

3. <http://www.nanometrics.ca/seismology/products/trillium-compact>

deux capteurs mesurent sur 3 axes, le *Trillium* a une bande passante de 120 s à 100 Hz, et le *Titan* une bande passante de 300 Hz. Les *Nanometrics Titan* ont été utilisés en premier, mais la contribution de leur bruit propre au bruit de phase de l'interféromètre représente environ 100 mrad pour un interféromètre à 4 impulsions de 800 ms (tableau 4.2). La contribution du bruit propre du *Trillium Compact* est inférieure à 3 mrad dans toutes les configurations considérées.

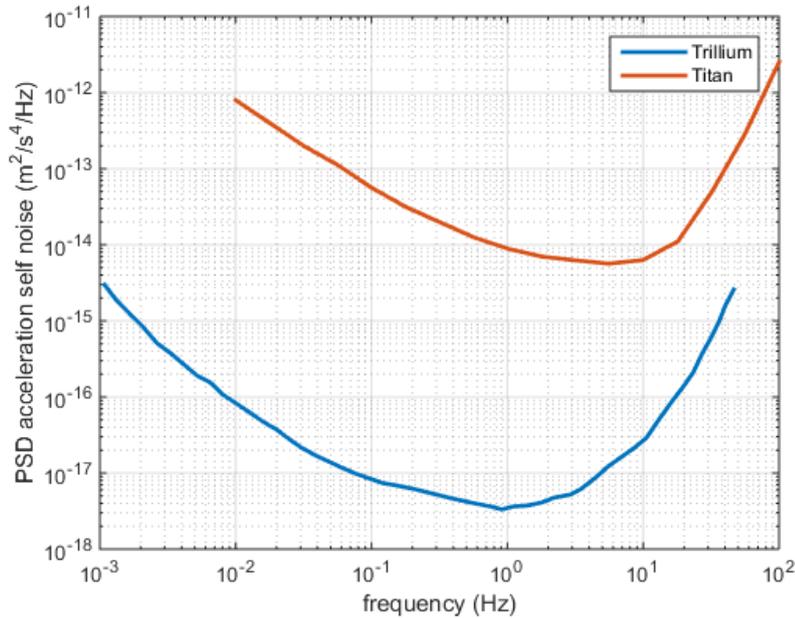


FIGURE 4.11: Bruits propres du *Titan* et du *Trillium Compact*

TABLE 4.2: Contributions au bruit de phase pour plusieurs configurations d'interféromètre du bruit propre du *Titan* et du *Trillium Compact* (unité : mrad), calculées à partir des données de la figure 4.11

	4 impulsions 800 ms		4 impulsions 480ms		3 impulsions 480ms	
	Titan	Trillium	Titan	Trillium	Titan	Trillium
<0,1Hz	8,3	0,1	1,8	0	91,3	1,9
0,1-1 Hz	74,8	1,3	18,3	0,3	99,6	1,6
1-10 Hz	73,7	1,7	39,6	1	52,6	1,2
>10 Hz	2,8	0,2	3	0,2	2,3	0,2
Total	106,2	2,1	43,9	1,1	157,9	2,8

Nous utilisons deux capteurs de vibrations. L'un est positionné en haut de la fontaine, l'autre en bas (figure 4.12).

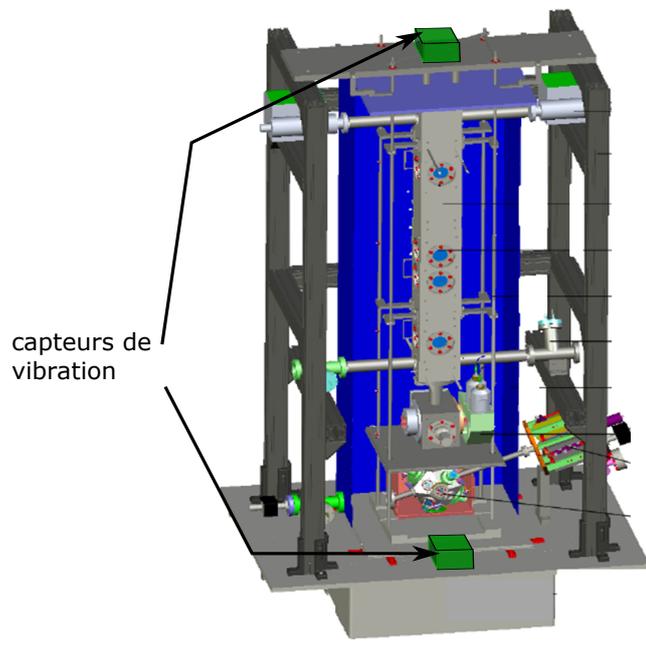


FIGURE 4.12: Position des capteurs de vibrations

Caractérisation du bruit de vibrations Pour évaluer la contribution au bruit de l'interféromètre des différents bruits de vibrations dans différentes bandes de fréquence, nous calculons des spectres de bruit de vibration par transformée de Fourier des acquisitions du signal des capteurs de vibration. La demi-somme des capteurs du haut et du bas correspond à l'accélération linéaire, la demi-différence à la rotation. Un tel spectre de demi-somme et demi-différence est donné en figure 4.13. Sur cette figure, nous voyons que l'accélération linéaire domine en dessous de 1 Hz et que la rotation est surtout présente dans la gamme 1 Hz - 10 Hz. À partir de ces spectres et de la fonction de sensibilité de l'interféromètre, nous pouvons évaluer la contribution au bruit de l'interféromètre des vibrations, comme dans le tableau 4.3.

TABLE 4.3: Contribution au bruit d'accélération linéaire calculé à partir du spectre de demi-somme de la figure 4.13.

Gamme de fréquence (Hz)	0,1 - 1	1 - 10	10 - 100
Bruit de phase (rad)	1,8	1,5	0,08

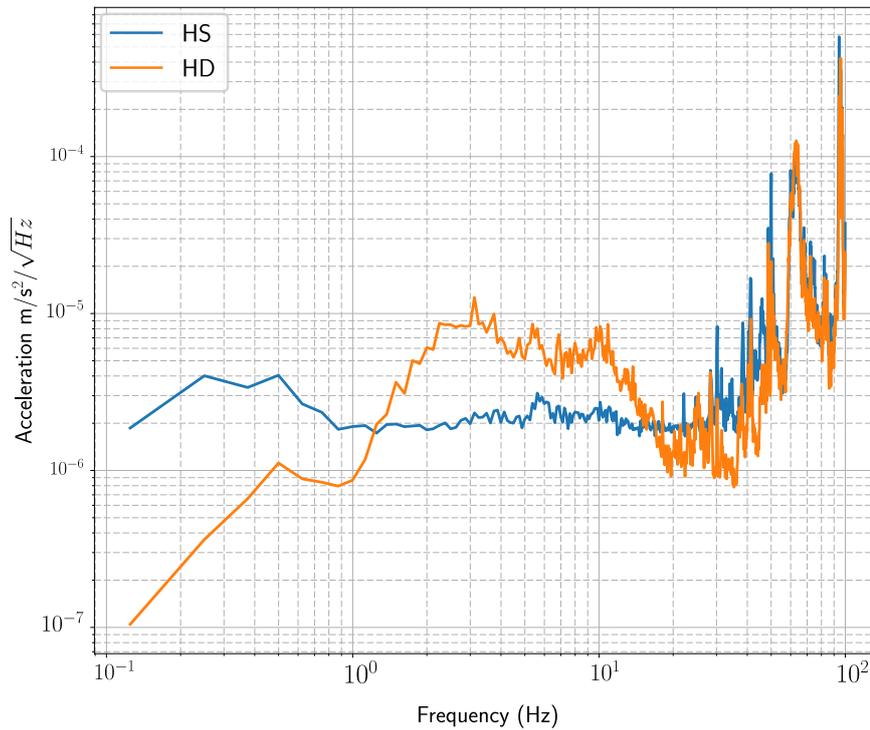


FIGURE 4.13: Spectre d'accélération de la demi-somme (HS, en bleu) et de la demi-différence (HD, en orange) des signaux de sismomètres sur la projection horizontale des faisceaux Raman.

4.2.2 Mesure de la phase de l'interféromètre par corrélation avec des capteurs de vibrations

Une méthode pour mesurer le signal est d'effectuer des ajustements sinusoïdaux de la probabilité de transition en fonction de la phase de vibration estimée grâce aux capteurs de vibrations. Ces ajustements sont effectués par paquets de mesures similaires consécutives. Cette technique est décrite dans [Merlet09, Dutta15] et est utilisée dans [Dutta16]. Les décalages de phase des ajustements sont les signaux utiles. Un exemple de reconstruction des franges de l'interféromètre est donné en figure 4.14.

4.3 Compensation en temps réel de la phase de vibration et asservissement à flanc de frange

4.3.1 Motivations

La phase due aux vibrations correspond à plusieurs radians. Cela signifie que, sans compensation, la plupart des phases de l'interféromètre se situent en haut et bas de

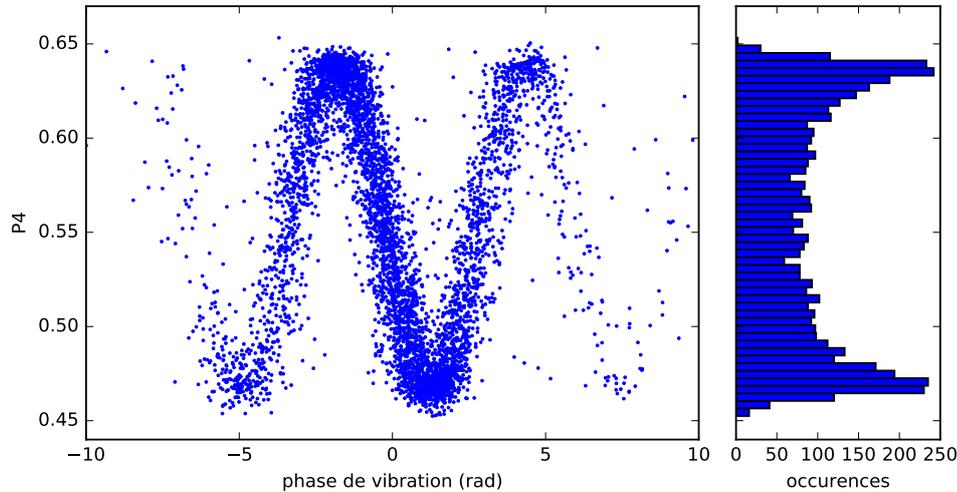


FIGURE 4.14: A gauche : reconstruction des franges de l'interféromètre à partir des phases de vibrations mesurées par des sismomètres. A droite : histogramme des probabilités de transition. Avec cet histogramme, nous pouvons estimer un rapport signal sur bruit d'environ 20.

frange, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.14, où la sensibilité est faible, et non à flanc de frange, dans le régime linéaire, où la sensibilité est optimale. Pour se placer à flanc de frange à chaque mesure, il faut donc centrer la phase sur un flanc de frange, et réduire la dispersion de la phase à au plus quelques centaines de milliradians. De telles méthodes ont été démontrées dans [Lautier14].

4.3.2 Compensation en temps réel de la phase de vibrations

Pour agir sur la phase de l'interféromètre afin de réduire sa dispersion due aux vibrations, elle doit être estimée avant la fin de l'interféromètre. J'effectue l'acquisition des vibrations avec une carte *National Instrument NI PCI-4474* de l'ordinateur de l'expérience. Les données mesurées jusqu'à environ 15 ms avant la dernière impulsion Raman sont utilisées pour calculer la phase de correction des vibrations. Cette phase est l'intégrale du produit de la fonction de sensibilité temporelle de l'accélération, donnée au paragraphe 2.3.2, et de la moyenne du signal inertiel des deux capteurs de vibration dans l'axe des faisceaux Raman. Pour ne pas introduire de biais dans la correction de la phase de vibration, l'intégrale de la fonction de sensibilité multipliée à la moyenne du signal de vibrations sur un intervalle de temps de 20 ms avant la fin de l'acquisition est ajoutée à la phase de correction. Cette phase est ajoutée aux éventuelles phases de décalage avant d'être appliquée à un des synthétiseurs numériques. Un schéma présente

ce principe en figure 4.15, et la phase de compensation appliquée s'écrit :

$$\phi_{\text{RTC}} = - \int_0^{2T-\delta T} S(t)v(t)dt - \int_{2T-\delta T-20 \text{ ms}}^{2T-\delta T} S(t+20 \text{ ms})v(t)dt \quad (4.22)$$

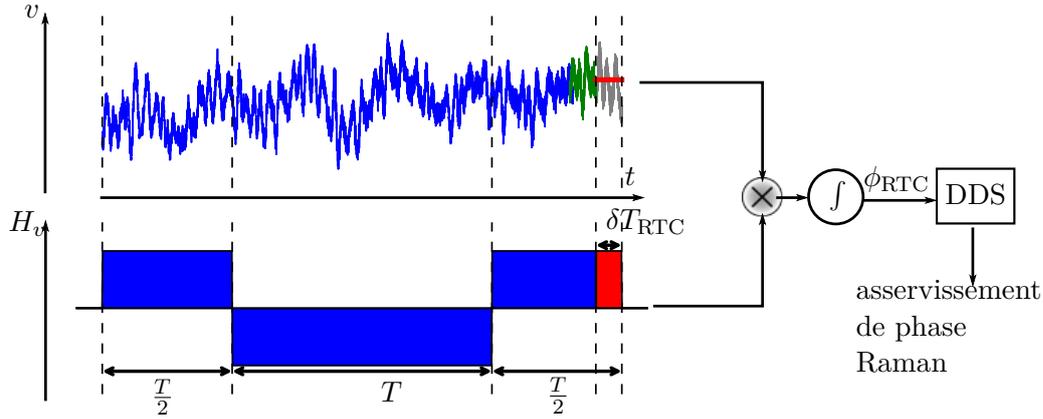


FIGURE 4.15: Schéma du principe de la compensation en temps réel. La courbe du haut est le signal de vitesse issu des sismomètres. La partie grisée n'est pas prise en compte pour la compensation en temps réel, et est remplacée par la ligne rouge qui est la moyenne de la partie de la courbe en vert. La courbe du bas est la fonction de sensibilité à la vitesse. Le produit des deux est intégré pour donner la phase de compensation. Cette phase est appliquée à une des DDS de l'asservissement de phase des lasers Raman.

Effet du délai de la compensation en temps réel Comme l'acquisition des vibrations utilisée pour le calcul de la phase de compensation en temps réel doit être arrêtée quelques millisecondes avant la fin de l'interféromètre, la phase de compensation diffère de la phase calculée avec l'ensemble des données de vibration. Les différences de phase en fonction de la durée non prise en compte sur une acquisition de quelques minutes sont données sur la figure 4.16. Le délai de compensation est généralement de 10 ms à 20 ms, ce qui entraîne des phases de délai de compensation d'environ 70 mrad par coup, ce qui correspond à $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}$ et n'est pas limitant pour le moment. Dans cette acquisition, les sismomètres étaient alimentés par des batteries pour éviter les bruits à 50 Hz. En effet, lorsque nous alimentons les sismomètres avec des alimentations de laboratoire branchées sur le secteur, la dépendance de la phase de délai de compensation présente des fluctuations de 20 ms de période comme nous pouvons le voir sur la figure 4.17.

Pour diminuer ce délai, il est possible d'utiliser un système d'acquisition dédié qui

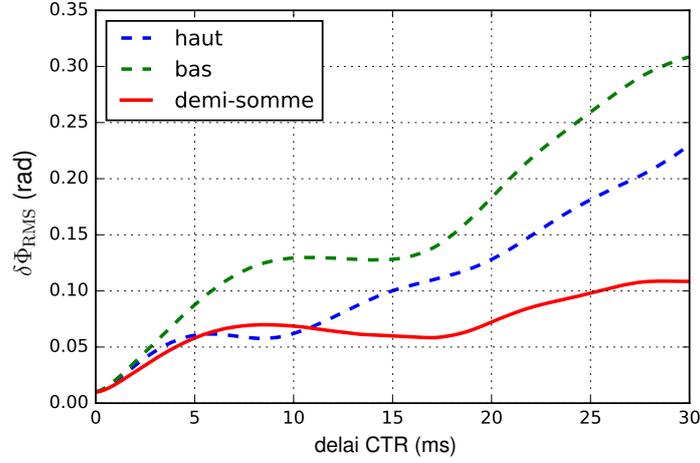


FIGURE 4.16: Différence de phase de compensation en temps réel en fonction du délai de compensation. Ici, les sismomètres sont alimentés par des batteries.

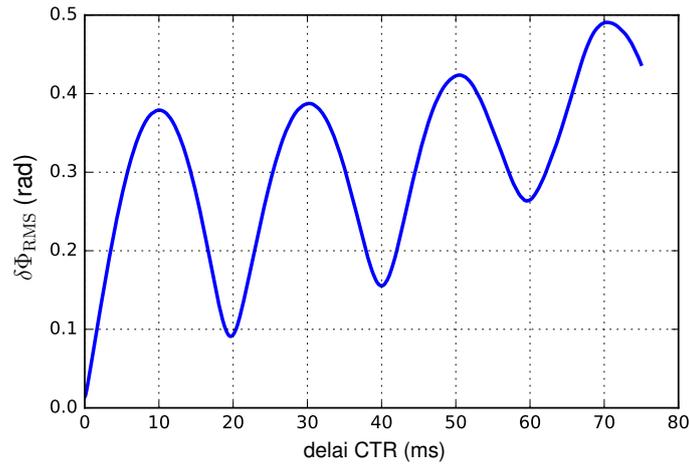


FIGURE 4.17: Différence de phase de compensation en temps réel en fonction du délai de compensation. Ici, les sismomètres sont alimentés par des alimentations de laboratoire.

fonctionne en temps réel, comme dans [Lautier14]. Dans ce cas là, le délai peut être réduit à moins de 1 ms.

Étude fréquentielle La différence $\delta\phi_{\text{RTC}}$ entre la phase calculée pour la compensation en temps réel et la phase calculée avec l'ensemble des données de vibration est :

$$-k_{\text{eff}} \frac{\delta T_{\text{RTC}}}{T_{\text{moy}}} \int_{T-\delta T_{\text{RTC}}-T_{\text{moy}}}^{T-\delta T_{\text{RTC}}} v(t) dt + k_{\text{eff}} \int_{T-\delta T_{\text{RTC}}}^T v(t) dt \quad (4.23)$$

Nous en déduisons donc la fonction de sensibilité temporelle à la vitesse non prise en compte pour la compensation en temps réel :

$$g_{\text{resRTC}} = \begin{cases} 0 & t \leq T - \delta T_{\text{RTC}} - T_{\text{moy}} \\ k_{\text{eff}} \frac{\delta T_{\text{RTC}}}{T_{\text{moy}}} & T - \delta T_{\text{RTC}} - T_{\text{moy}} \leq t \leq T - \delta T_{\text{RTC}} \\ -k_{\text{eff}} & T - \delta T_{\text{RTC}} \leq t \leq T \\ 0 & T \leq t \end{cases} \quad (4.24)$$

Dans le domaine fréquentiel :

$$|H_{\text{resRTC}}(\omega)|^2 = 4 \frac{k_{\text{eff}}^2}{\omega^2} \left[\frac{\delta T_{\text{RTC}}^2}{T_{\text{moy}}^2} \sin^2 \frac{\omega T_{\text{moy}}}{2} + \sin^2 \frac{\omega \delta T_{\text{RTC}}}{2} \right] \quad (4.25)$$

Cette fonction peut être utilisée pour évaluer l'efficacité de la compensation en temps réel en fonction du spectre de bruit de vibrations.

4.3.3 Asservissement à flanc de frange

Pour asservir la phase de l'interféromètre à mi-frange, j'alterne les mesures à $+\pi/2$ et $-\pi/2$. C'est l'écart de transition de probabilité entre les mesures à $+\pi/2$ et $-\pi/2$ qui est asservi à 0. L'asservissement de phase est un intégrateur pur. Ainsi, en notant G le gain de l'asservissement, ϕ_{MFL}^i le saut de phase de rétroaction à l'itération i , P_i la transition mesurée à l'itération i , et s_i le signe du côté de la frange à l'itération i ($+1$ pour $+\pi/2$ et -1 pour $-\pi/2$) :

$$\phi_{\text{MFL}}^{i+1} = \phi_{\text{MFL}}^i + s_i G (P_i - P_{i-1}) \quad (4.26)$$

Le gain effectif (en terme de phase) dépend du contraste. Lorsque l'interféromètre fonctionne en mode linéaire, $G_{\text{eff}} = GA$, en notant A l'amplitude de la frange de l'interféromètre. En pratique, cette valeur est de l'ordre de quelques 10^{-2} . L'asservissement se stabilise donc en moyenne en quelques centaines d'itérations.

4.4 Effet du déplacement lumineux dans un interféromètre à 4 impulsions

Les calculs de l'effet des déplacements lumineux dans un interféromètre à 3 impulsions sont donnés dans [Canuel07]. Nous allons ici nous intéresser à la configuration à

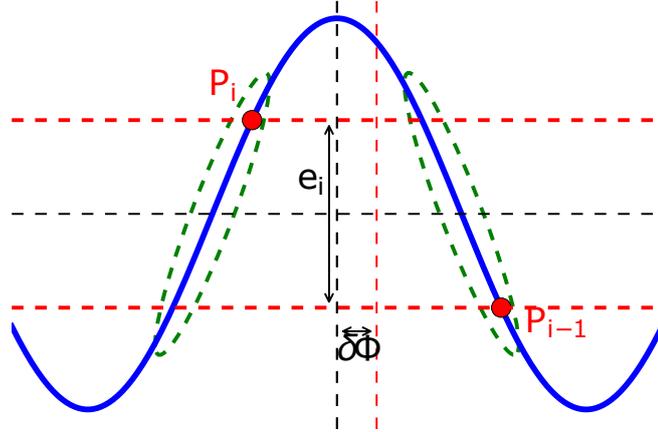


FIGURE 4.18: Schéma de principe de l'asservissement à mi-frange. L'objectif est de toujours fonctionner dans le régime linéaire, ici dans la région entourée en vert. Ici, nous représentons le cas où le décalage de phase par rapport au milieu de la frange est $\delta\Phi$ du milieu de frange. Le signal d'erreur e_i mesuré à l'itération i est la différence entre deux mesures de probabilité de transition successives autour de $-\pi/2$ et autour de $+\pi/2$.

4 impulsions repliée.

4.4.1 Déplacement lumineux à un photon

A partir des équations 2.17, nous calculons les dérivées partielles du premier ordre de δ^{AC} par rapport aux pulsations de Rabi des lasers Raman :

$$\frac{\partial \delta^{AC}}{\partial (|\Omega_{1f}|^2)} = A - C = -3,0 \cdot 10^{-11} \text{ rad}^{-1} \cdot \text{s} \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial \delta^{AC}}{\partial (|\Omega_{2e}|^2)} = B - D = 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ rad}^{-1} \cdot \text{s} \quad (4.28)$$

Nous traitons le cas où le rapport d'intensité entre les lasers Raman est proche de α_0 , et donc où la puissance totale n'influence pas le déplacement lumineux à deux photons. Nous considérons des petites fluctuations du rapport d'intensité entre les deux lasers Raman qui conservent l'intensité totale. Notons $(|\Omega_{2e}|^2)^{(0)}$ et $(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)}$ les valeurs de respectivement $|\Omega_{2e}|^2$ et $|\Omega_{1f}|^2$ lorsque leur rapport est le rapport α_0 qui compense le déplacement lumineux : $|\Omega_{2e}|^2 = (|\Omega_{2e}|^2)^{(0)} + \delta(\Omega^2)$, $|\Omega_{1f}|^2 = (|\Omega_{1f}|^2)^{(0)} - \delta(\Omega^2)$ et

$\alpha = |\Omega_{2e}|^2/|\Omega_{1f}|^2$. Au premier ordre en α :

$$\alpha = \frac{(|\Omega_{2e}|^2)^{(0)} + \delta(\Omega^2)}{(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)} - \delta(\Omega^2)} \quad (4.29)$$

$$= \alpha_0 \left[1 + \frac{\delta(\Omega^2)}{(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)}} \left(1 + \frac{1}{\alpha_0} \right) \right] \quad (4.30)$$

donc :

$$\frac{d\alpha}{d\delta(\Omega^2)} = \frac{\alpha_0 + 1}{(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)}} \quad (4.31)$$

et :

$$\frac{d(\delta^{AC1})}{d\alpha} = \frac{(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)}}{\alpha_0 + 1} \left(\frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{1f}|^2)} - \frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{2e}|^2)} \right) \quad (4.32)$$

A partir de l'équation 2.36, nous trouvons le déplacement lumineux dû à une fluctuation de rapport d'intensité entre les faisceaux Raman :

$$d\Delta\Phi_{LS1} = \frac{(|\Omega_{1f}|^2)^{(0)}}{\Omega_{\text{eff}}(\alpha_0 + 1)} \left(\frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{1f}|^2)} - \frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{2e}|^2)} \right) (d\alpha_1 + d\alpha_4) \quad (4.33)$$

où $d\alpha_i$ est le rapport des intensités Raman à l'impulsion i . Cette phase de déplacement lumineux ne dépend pas du sens de \vec{k}_{eff} , donc en alternant des mesures en $+\vec{k}_{\text{eff}}$ et $-\vec{k}_{\text{eff}}$, nous pouvons rejeter $\Delta\Phi_{LS1}$. Essayons maintenant d'évaluer la valeur de $\Delta\Phi_{LS1}$ pour une variation de rapport d'intensité $d\alpha$ égale pour la première et la dernière impulsion. A partir de l'équation 2.26, nous trouvons :

$$|\Omega_{1f}|^2 = 2\sqrt{\alpha_0}\Delta\Omega_{\text{eff}} \quad (4.34)$$

donc pour de petites fluctuations de α :

$$\frac{d\Delta\Phi_{LS1}}{d\alpha} = \frac{4\Delta\sqrt{\alpha_0}}{\alpha_0 + 1} \left(\frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{1f}|^2)} - \frac{\partial\delta^{AC}}{\partial(|\Omega_{2e}|^2)} \right) = 4,2 \text{ mrad}/\% \quad (4.35)$$

En contrôlant le rapport d'intensité des faisceaux Raman à 1%, le biais de déplacement lumineux est de 4,4 mrad. Cependant, la plus grande partie de cet effet est compensé en alternant les mesures en $+\vec{k}_{\text{eff}}$ et $-\vec{k}_{\text{eff}}$. Le biais de déplacement lumineux à un photon n'est donc probablement pas limitant au niveaux de stabilité actuels.

4.4.2 Déplacement lumineux à deux photons

Dans la configuration rétro-réfléchie, une paire de faisceaux Raman décalée de deux décalages Doppler ($2\delta d$) est aussi présente (figure 4.19). Cela crée un déplacement lumineux dont la valeur est ([Canuel07]) :

$$\delta^{\text{AC2}} = -\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4\delta d} \quad (4.36)$$

Dans la configuration à 4 impulsions, comme la première et la dernière impulsion ont lieu à la même altitude et respectivement à la montée et à la descente lors d'une chute libre, donc la vitesse des atomes et le désaccord Doppler δd sont opposés à la première et à la dernière impulsion. À partir de l'équation 2.36, nous obtenons donc :

$$\Delta\Phi_{\text{LS2}} = \frac{\Omega_{\text{eff},4}^2 - \Omega_{\text{eff},1}^2}{4\delta d\Omega_{\text{eff}}} \quad (4.37)$$

où $\Omega_{\text{eff},4}$ est la pulsation de Rabi effective à la dernière impulsion, et $\Omega_{\text{eff},1}$ celle à la première impulsion. $\Delta\Phi_{\text{LS2}}$ est donc nul pour des atomes qui suivent une trajectoire idéale, ce qui est un avantage de la géométrie repliée.

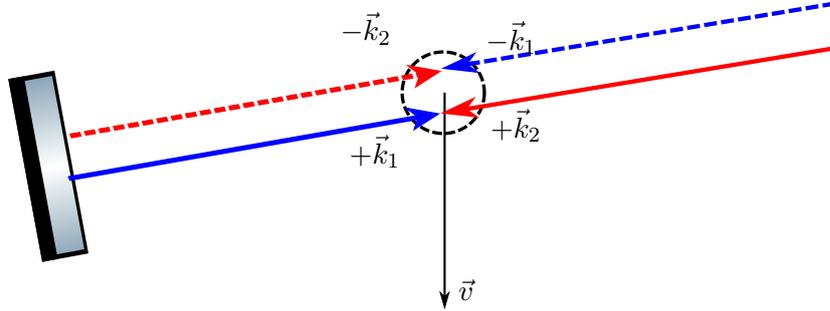


FIGURE 4.19: Paires de faisceaux Raman présentes lors des impulsions Raman. Les faisceaux en $-\vec{k}_1$ et $-\vec{k}_2$ induisent un déplacement lumineux.

Pour une petite fluctuation $d\Omega_{\text{eff}}$ de pulsation de Rabi, au premier ordre, la fluctuation de déplacement lumineux à deux photons $d(\delta^{\text{AC2}})$ est :

$$d(\delta^{\text{AC2}}) = \frac{d\Omega_{\text{eff}}\Omega_{\text{eff}}}{2\delta d} \quad (4.38)$$

Donc :

$$d\Delta\Phi_{\text{LS2}} = \frac{d\Omega_{\text{eff},4} - d\Omega_{\text{eff},1}}{2\delta d} \quad (4.39)$$

Le signe de δd dépend aussi de celui de k_{eff} . Le déphasage du déplacement lumineux

à deux photons est donc antisymétrique pour $\pm k_{\text{eff}}$ et ne peut donc pas être séparé du signal inertiel. À la première et à la dernière impulsion, si la vitesse de lancement est bien ajustée, donc si la vitesse des atomes est égale à $-\vec{g}T$ à la première impulsion, les atomes sont à la même position dans le faisceau, et Ω_{eff} est donc le même, ce qui annule $\Delta\Phi_{\text{LS2}}$. Cependant, en raison de l'expansion thermique, $\Delta\Phi_{\text{LS2}}$ varie en fonction de la classe de vitesse des atomes.

Effet de la température Nous supposons ici que la distribution de vitesse des atomes est une distribution de Maxwell-Boltzmann et nous noterons Θ la température des atomes, $\Omega_{\text{eff}}^{(0)}$ la pulsation de Rabi au centre du faisceau et w le waist du faisceau Raman. Nous supposons aussi que les atomes dont la vitesse lors de la première impulsion est $-T\vec{g}$ sont au centre du faisceau Raman à la première et à la dernière impulsion. Nous supposons aussi que la vitesse moyenne lors de la première impulsion est $-T\vec{g}$ et nous faisons l'approximation que le nuage est ponctuel lors de la première impulsion. Nous notons \vec{v}_r la vitesse transverse à la direction des faisceaux Raman d'un atome par rapport au centre du nuage d'atomes. La pulsation de Rabi effective vue par des atomes dont la vitesse transverse à la direction des faisceaux Raman d'un atome par rapport au centre du nuage d'atomes est \vec{v}_r lors de la dernière impulsion est :

$$\Omega_{\text{eff}}^{(4)} = \Omega_{\text{eff}}^{(0)} e^{-\frac{8T^2 v_r^2}{w^2}} \quad (4.40)$$

donc :

$$\Delta\Phi_{\text{LS2}} = \frac{\Omega_{\text{eff}}^{(0)}}{2\delta d} \left(e^{-\frac{8T^2 v_r^2}{w^2}} - 1 \right) \quad (4.41)$$

au premier ordre :

$$\Delta\Phi_{\text{LS2}} \approx \frac{\Omega_{\text{eff}}^{(0)}}{\delta d} \frac{4T^2 v_r^2}{w^2} \quad (4.42)$$

Si la phase de l'interféromètre en l'absence de déplacement lumineux est ϕ , en raison du déplacement lumineux la probabilité de transition de l'ensemble du nuage est :

$$P(\phi) = \frac{m}{2\pi k_B \Theta} \iint \cos(\phi + \Delta\Phi_{\text{LS2}}(\vec{v}_r)) e^{-\frac{m|\vec{v}_r|^2}{2k_B \Theta}} d^2 \vec{v}_r \quad (4.43)$$

$$= \frac{m}{2\pi k_B \Theta} \frac{\frac{m}{2\pi k_B \Theta} \cos(\phi) - \frac{\Omega_{\text{eff}}^{(0)}}{\delta d} \frac{4T^2}{w^2} \sin(\phi)}{\left(\frac{m}{2\pi k_B \Theta} \right)^2 + \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}^{(0)}}{\delta d} \frac{4T^2}{w^2} \right)^2} \quad (4.44)$$

Pour trouver le biais de phase dû à l'expansion thermique et au déplacement lumineux

à deux photons à une température donnée, j'ai calculé P pour différentes valeurs de ϕ et ajusté les valeurs ainsi obtenues par une sinusoïde dont le déphasage donne le biais. J'ai réalisé cela pour plusieurs valeurs de Θ (figure 4.20). Nous voyons que le biais est de $-16 \text{ mrad} \cdot \mu\text{K}^{-1}$. Pour une température de $1,2 \mu\text{K}$, ce biais est de 19 mrad , la fluctuation de ce biais pour une fluctuation de 1% de la puissance des lasers Raman entraîne une fluctuation de $0,2 \text{ mrad}$, ce qui n'est pas limitant au niveau de stabilité actuel.

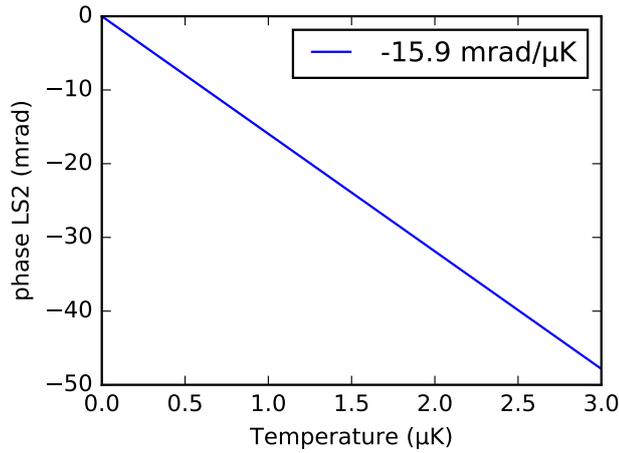


FIGURE 4.20: Biais dû au déplacement lumineux à deux photons en fonction de la température. L'ajustement linéaire de la phase en fonction de la température a une pente de $-16 \text{ mrad} \cdot \mu\text{K}^{-1}$.

Effet d'une fluctuation de vitesse de lancement Comme au paragraphe précédent, nous supposons que les atomes qui ont une vitesse $-T\vec{g}$ sont au centre du faisceau Raman à la première et à la dernière impulsion. Nous considérons cette fois un nuage d'atomes dont la trajectoire de lancement n'est pas idéale et dont la vitesse moyenne est $-T\vec{g} + \delta\vec{v}_r$.

$$\Omega_{\text{eff}}^{(1)} = \Omega_{\text{eff}}^{(0)} e^{-\frac{2t_{\text{H1}}^2 \delta v_r^2}{w^2}} \quad (4.45)$$

$$\Omega_{\text{eff}}^{(4)} = \Omega_{\text{eff}}^{(0)} e^{-\frac{2(t_{\text{H1}}+2T)^2 \delta v_r^2}{w^2}} \quad (4.46)$$

Nous rappelons que le waist $w = 20 \text{ mm}$ et que $\Omega_{\text{eff}}^{(0)} = \pi/(2 \times 10 \mu\text{s})$. J'ai cette fois-ci simulé numériquement le déphasage en fonction de la phase sans déplacement lumineux et de δv à partir de l'équation 4.37 (figure 4.21). Pour cela, pour plusieurs valeurs de δv

(ici entre -10 mm.s^{-1} et 10 mm.s^{-1}), je calcule la probabilité de transition en fonction de la phase sans déplacement lumineux en intégrant la probabilité de transition sur une grille de classes de vitesse. J'ai calculé numériquement :

$$P(\phi_0) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \int \cos(\phi_0 + \Delta\Phi_{LS2}(v + \delta v_r)) e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} dv \right] \quad (4.47)$$

où $\sigma_v = 2,5v_{\text{rec}}$ est l'écart-type de la distribution en vitesse des atomes dans la direction de δv_r . Ensuite, comme précédemment, j'ai ajusté les probabilités de transition calculées par une sinusoïde pour obtenir le biais. nous voyons que pour $\delta v = 0$, $\Delta\Phi_{LS2} = -15 \text{ mrad}$, ce qui est proche du résultat de -19 mrad à $1,2 \text{ } \mu\text{K}$ calculé précédemment avec une approximation au premier ordre. J'ai également effectué cette simulation en supposant une distribution lorentzienne de vitesse au lieu d'une distribution de Maxwell-Boltzmann. Le résultat de cette simulation est également donné en figure 4.21. Nous obtenons logiquement une valeur plus élevée pour la distribution lorentzienne puisque qu'il y a plus d'atomes sur les bords de la distribution.

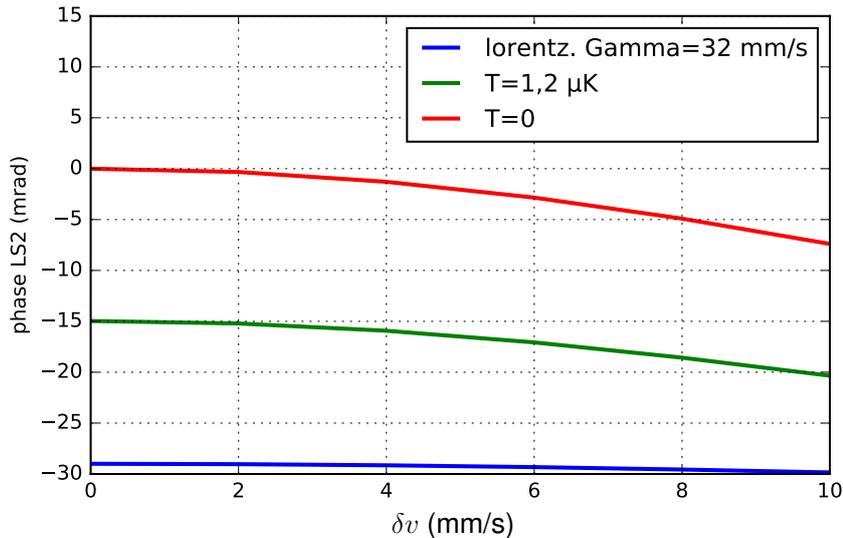


FIGURE 4.21: $\Delta\Phi_{LS2}$ en fonction de la fluctuation δv de vitesse des atomes pour un nuage ponctuel (rouge), un nuage à $1,2 \text{ } \mu\text{K}$ (vert) et un nuage avec une distribution lorentzienne de largeur à mi-hauteur de 32 mm.s^{-1} (bleu).

4.4.3 Mesure de l'effet des fluctuations de puissance des lasers Raman

Pour mesurer l'effet d'une fluctuation de puissance des lasers Raman sur la phase de l'interféromètre, nous effectuons une mesure où nous alternons entre deux puissances

des faisceaux Raman. Ce changement est effectué grâce à un atténuateur variable dans la chaîne RF de l'AOM qui produit les impulsions Raman. La phase mesurée de cette manière est donnée en figure 4.22. Cette mesure a permis de mesurer une différence de phase de 16 ± 4 mrad pour un changement de 30% de la puissance des lasers Raman par rapport à l'optimum. Cette mesure a été répétée à plusieurs reprises avec des résultats similaires. Nous pouvons donc estimer la valeur du déplacement lumineux à deux photons à 50 ± 12 mrad, ce qui est légèrement plus élevé que la valeur estimée pour une distribution lorentzienne sur la figure 4.21.

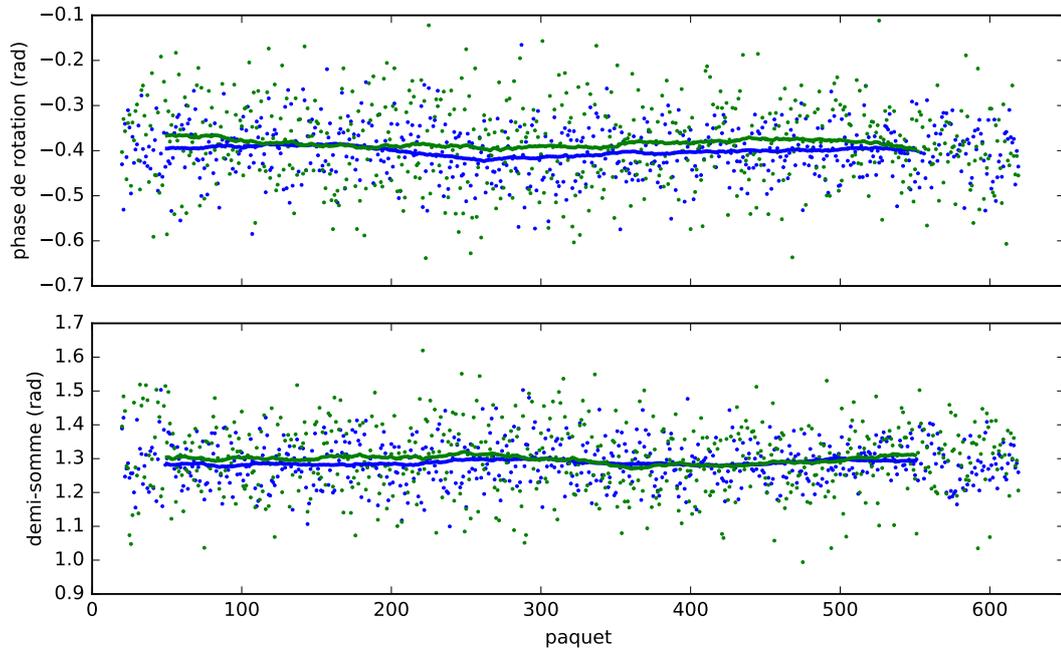


FIGURE 4.22: Phases de demi-somme et de demi-différence (signal inertiel) mesurées avec deux puissances Raman. La mesure a été effectuée en mode jointif entrelacé, avec une sous-séquence jointive où le laser est à la puissance maximale, et deux sous-séquences où elle est diminuée. Les points mesurés ont été obtenus par ajustement d'une frange reconstituée grâce à la compensation en temps réel. Points : valeurs des ajustements de frange. Lignes : moyennes glissantes. En bleu : puissance maximale. En vert : puissance réduite de 30%. La différence de phase est de -16 mrad pour la demi-différence et de -11 mrad pour la demi-somme.

4.5 Limitations de la gamme dynamique dues à la température

Nous allons maintenant estimer l'effet de la température sur la gamme dynamique de l'instrument. En raison de la rotation mesurée, le vecteur d'onde Raman change de direction, et le paquet ne se recombine donc pas parfaitement.

L'écart entre les deux bras de l'interféromètre à la recombinaison est :

$$\Delta\vec{r} = -3T\Delta\vec{v}_2 + T\Delta\vec{v}_3 \quad (4.48)$$

où $\Delta\vec{v}_i$ est l'écart de la vitesse communiquée entre la première impulsion Raman et l'impulsion i en raison de la rotation.

$$\Delta\vec{v}_2 = \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m} \left[\left(\cos \frac{\Omega T}{2} - 1 \right) \vec{e}_r + \sin \frac{\Omega T}{2} \vec{e}_\theta \right] \quad (4.49)$$

$$= \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m} \frac{\Omega T}{2} \left(-\frac{\Omega T}{4} \vec{e}_r + \vec{e}_\theta \right) \quad (4.50)$$

$$\Delta\vec{v}_3 = \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m} \left[\left(\cos \frac{3\Omega T}{2} - 1 \right) \vec{e}_r + \sin \frac{3\Omega T}{2} \vec{e}_\theta \right] \quad (4.51)$$

$$= \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m} \frac{3\Omega T}{2} \left(-\frac{3\Omega T}{4} \vec{e}_r + \vec{e}_\theta \right) \quad (4.52)$$

En injectant ces expressions dans l'équation 4.48, nous obtenons au second ordre :

$$\Delta r = -\frac{3\hbar k_{\text{eff}} \Omega^2 T^3}{4m} \quad (4.53)$$

La gamme dynamique, telle que $\delta r = L_{\text{coh}}$ est donc :

$$\Omega = \sqrt{\frac{4L_{\text{coh}}m}{3T^3 k_{\text{eff}} \hbar}} \quad (4.54)$$

Cela correspond à 12 mrad.s^{-1} pour $L_{\text{coh}} = 40 \text{ nm}$.

Un des avantages de la géométrie à 4 impulsions est sa gamme dynamique en rotation relativement élevée : les seuls termes de premier ordre pour la fluctuation de vitesse de lancement sur la phase et le défaut de recombinaison sont proportionnels à ΔT , alors que des termes de premier ordre apparaissent dans le cas des interféromètres à

3 impulsions. Ainsi pour un interféromètre à 3 impulsions avec un temps d'interrogation de 480 ms (qui peut être réalisé avec les mêmes faisceaux Raman que l'interféromètre à 4 impulsions de 800 ms et a une sensibilité à la rotation moins élevée), la limitation de gamme dynamique due à la température est de $0,18 \text{ mrad.s}^{-1}$, deux ordres de grandeur plus faible qu'à 4 impulsions pour une sensibilité légèrement plus faible.

4.6 Conclusion

Notre gyromètre atomique de grande aire à 4 impulsions a une sensibilité très élevée qui croît plus rapidement que le temps d'interrogation (en T^3) alors que les effets systématiques principaux croissent en T comme le désalignement du miroir et de la trajectoire des atomes (4.20) ou le déplacement lumineux à deux photons (effet de l'expansion du nuage ou imperfections de la trajectoire). Cependant, certaines difficultés spécifiques apparaissent.

Premièrement la très grande sensibilité se traduit par une fluctuation coup à coup du déphasage de l'interféromètre supérieur à π donnant lieu à un brouillage des franges. Pour cette raison, nous utilisons deux capteurs de vibrations pour évaluer la phase de vibration et pouvoir reconstituer le signal. Pour fonctionner en régime linéaire où la sensibilité est maximale, j'ai mis en place une compensation en temps réel des vibrations parasites ainsi qu'un asservissement à mi-frange de la phase de l'interféromètre.

Un deuxième aspect réside dans l'utilisation de deux paires de lasers Raman séparés spatialement, donc \vec{k}_{eff} peut avoir une direction différente pour les impulsions du haut et du bas. Il faut aligner les miroirs de rétro réflexion avec une précision de quelques μrad pour que l'interféromètre se recombine. L'effet du désalignement du miroir couplé avec des écarts de trajectoire des atomes entraîne aussi un effet systématique qui peut être minimisé par la méthode présentée dans ce chapitre.

Un troisième aspect est l'apparition de biais dus au déplacement lumineux et au temps d'interrogation de 800 ms. Le déplacement lumineux à deux photons dans un interféromètre à 4 impulsions est différentiel, dans le cas idéal d'un atome qui interagit à la même position dans le faisceau Raman à la première et à la dernière impulsion, ce déplacement lumineux est nul. La position du nuage d'atomes dans le faisceau Raman lors de la dernière impulsion est très sensible aux fluctuations de vitesse initiale, ce qui mène à des différences d'intensité au niveau des atomes et donc à un déplacement lumineux à deux photons non nul. De plus le nuage a une température d'environ $1,2 \mu\text{K}$, donc à la dernière impulsion, il a un rayon de l'ordre de 1 cm, ce qui entraîne

un déplacement lumineux à deux photons moyen non nul même pour une trajectoire idéale en moyenne, et donc une dépendance de la phase de l'interféromètre à l'intensité des lasers Raman.

Pour ces raisons, la stabilité à long terme dépend donc en grande partie de la stabilité des paramètres suivants : l'angle relatif des miroirs de rétro réflexion Raman, la vitesse de lancement des atomes et l'intensité des faisceaux Raman.

TABLE 4.4: Paramètres à minimiser pour obtenir un contraste suffisant et pour que les effets systématiques soient inférieurs à 1 mrad ($\sim 2.10^{-10}$ rad.s $^{-1}$) pour un interféromètre à 4 impulsions de temps d'interrogation $2T = 800$ ms.

Effet	Autres paramètres	Paramètre à minimiser
Perte de contraste par désalignement des miroirs		$\delta\theta < 9 \mu\text{rad}$
Couplage $\theta / \delta v_\theta$	1 μrad d'écart angulaire l'alignement des miroirs de rétro réflexion Raman	$\delta v_\theta < 0,8 \text{ mm.s}^{-1}$
LS2 causé par une imperfection de trajectoire		fluctuation de vitesse $< 2 \text{ mm.s}^{-1}$
LS2 causé par une fluctuation de puissance Raman		fluctuation de puissance Raman $< 2\%$

Chapitre 5

Mesures sans temps morts

5.1	Temps morts dans les capteurs à atomes froids	101
5.2	Élimination du repliement de spectre par des mesures sans temps mort dans le cas d'un gyromètre jointif à 3 impulsions	103
5.3	Réalisation de mesures jointives	105
5.4	Une extension des mesures jointives : les mesures entrelacées	107
5.5	Limitations dues aux mesures jointives et entrelacées . . .	113
5.6	Résultats pour la stabilité du gyromètre	115
5.7	Effets systématiques liés à l'interrogation jointive	119
5.8	Conclusion	123

Dans ce chapitre, je présente l'intérêt des mesures sans temps morts, puis j'expose les différentes réalisations de telles mesures effectuées pendant ma thèse : les mesures jointives et les mesures jointives triplement entrelacées. Je discuterai ensuite la possibilité de généraliser ces techniques, en particulier sur le gyromètre. Enfin je présenterai les performances obtenues et une étude des effets systématiques liés au fonctionnement sans temps morts notamment ceux dus à la lumière diffusée des atomes dans le piège.

5.1 Temps morts dans les capteurs à atomes froids

Les capteurs à atomes froids fonctionnent généralement séquentiellement : les atomes sont d'abord refroidis, puis interrogés et enfin détectés, avant que le cycle suivant ne commence avec de nouveaux atomes. Il y a donc des temps morts lors de la préparation et la détection des atomes, pendant lesquels le capteur ne mesure rien. Ceci est illustré sur le gyromètre en figure 5.1.

5.2 Élimination du repliement de spectre par des mesures sans temps mort dans le cas d'un gyromètre jointif à 3 impulsions

Un des intérêts des mesures sans temps mort est d'éviter les dégradations de performances par repliement de spectre. Nous étudions ici les gains de performance grâce aux mesures jointives.

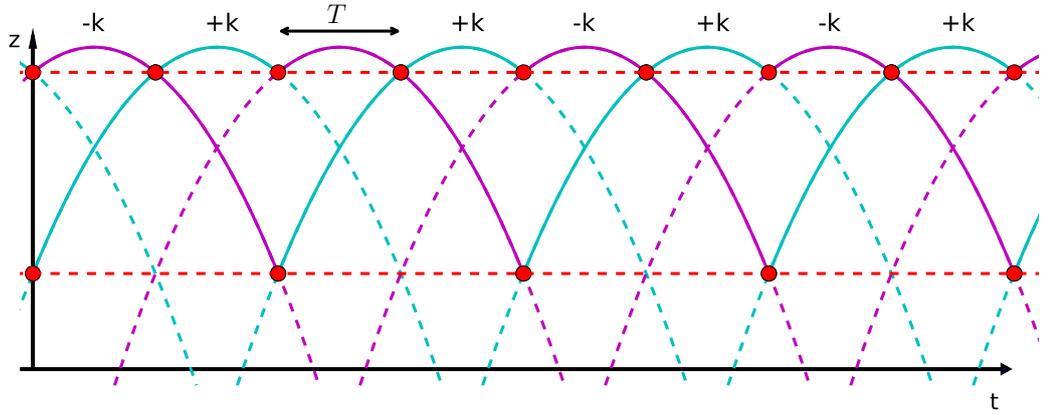


FIGURE 5.2: Séquence d'interféromètres jointifs à 3 impulsions. Les impulsions Raman sont indiquées par des points rouge. Les couleurs des paraboloides correspondent au sens de \vec{k}_{eff} . Les traits pleins correspondent au temps d'interrogation. Un nuage d'atome est lancé tous les T , et l'interrogation de deux interféromètres commence simultanément tous les $2T$. La durée d'interrogation totale est ici aussi $2T$.

Interféromètre à 3 impulsions totalement jointif La séquence d'interrogation jointive d'interféromètres à 3 impulsions est présentée sur la figure 5.2. L'interféromètre à 3 impulsions est lui décrit sur la figure 4.6 et plus en détail dans [Meunier13]. Dans cette configuration, toutes les impulsions Raman sont partagées entre deux nuages. Nous pouvons noter sans perte de généralité $+k_{\text{eff}}$ le vecteur d'onde des interféromètres dont la première impulsion est sur le faisceau du bas, et $-k_{\text{eff}}$ celui de ceux dont la première impulsion est sur le faisceau du haut. La phase s'écrit donc :

$$\Phi_{2n} = k_{\text{eff}}[x_B(2nT) - 2x_T((2n+1)T) + x_T(2(n+1)T)] \quad (5.1)$$

$$\Phi_{2n+1} = -k_{\text{eff}}[x_T(2nT) - 2x_T((2n+1)T) + x_B(2(n+1)T)] \quad (5.2)$$

où x_B est la position du miroir du bas et x_H la position du miroir du haut. Comme les interféromètres qui ont une impulsion en commun ont un signe opposé de $\pm k_{\text{eff}}$, la moyenne de la phase inertielle sur $2N$ interféromètres est :

$$\overline{\Delta\Phi}_{\text{rotation}} = \frac{1}{2N} \sum_{k=0}^{2N-1} \Phi_k \quad (5.3)$$

$$= \frac{1}{2N} k_{\text{eff}} [x_B(0) - x_T(0) + x_T(2(N+1)T) - x_B(2(N+1)T)] \quad (5.4)$$

Le bruit de vibration est éliminé pour toutes les impulsions Raman de la mesure à l'exception de la première et de la dernière. L'écart type à $2N$ interféromètres s'écrit :

$$\sigma_{\overline{\Delta\Phi}_{\text{rotation},2N}} = \frac{k_{\text{eff}}}{\sqrt{2N}} \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_B^2} \quad (5.5)$$

Le bruit de vibration se moyenne donc ici en $1/N$ au lieu de $1/\sqrt{N}$ pour un bruit blanc non corrélé. Un résultat expérimental similaire pour une configuration horloge est montré dans [Meunier14]. Ainsi, cela permet d'atteindre le bruit technique ou le bruit quantique si le bruit de vibration est dominant à court terme. Une simulation de la stabilité de l'interféromètre est donné en figure 5.3 avec des paramètres réalistes. Pour cette simulation, nous séparons le bruit subit par chaque interféromètre en plusieurs parties : un bruit inertiel résiduel partagé entre les nuages qui partagent des impulsions, un bruit de phase non corrélé pour chaque interféromètre et un bruit de détection.

Pour effectuer la simulation, nous prenons en compte 3 types de bruits :

- un bruit de vibration résiduel (i.e. non compensé) entièrement corrélé entre les nuages qui partagent une impulsion. Il y a donc une valeur de phase inertielle résiduelle pour chaque impulsion Raman.
- un bruit non corrélé pour chaque interféromètre.
- un bruit d'amplitude pour chaque interféromètre qui correspond au bruit de détection.

De plus nous simulons une séquence où la phase est verrouillée à mi-frange. La proba-

bilité de transition est obtenue ainsi :

$$\Phi_{2n} = \phi_{2n}^{\text{vib}} + \phi_{2n}^{\text{uncor}} + \phi_{2n}^{\text{MFL}} \quad (5.6)$$

$$\Phi_{2n+1} = -\phi_{2n+1}^{\text{vib}} + \phi_{2n+1}^{\text{uncor}} + \phi_{2n+1}^{\text{MFL}} \quad (5.7)$$

$$\phi_{2n}^{\text{vib}} = \phi_n^B - 2\phi_{2n+1}^H + \phi_{2(n+1)}^H \quad (5.8)$$

$$\phi_{2n+1}^{\text{vib}} = \phi_{2n}^H - 2\phi_{2n+1}^H + \phi_{n+1}^B \quad (5.9)$$

$$P_{2n} = \frac{1}{2} (1 + A \cos(\Phi_{2n})) + \delta P_{2n}^{\text{det}} \quad (5.10)$$

$$P_{2n+1} = \frac{1}{2} (1 + A \cos(\Phi_{2n+1})) + \delta P_{2n+1}^{\text{det}} \quad (5.11)$$

où Φ_k est la phase de l'interféromètre k , ϕ_k^B la phase de vibration pour la k -ième impulsion du faisceau du bas, ϕ_k^H la phase de vibration pour la k -ième impulsion du faisceau du haut, notons le décalage dans les indices du fait qu'il y a deux fois plus d'impulsions Raman en haut qu'en bas, δP_k^{det} le bruit de détection pour l'interféromètre k , ϕ_k^{uncor} le bruit de phase non corrélé de l'interféromètre k , ϕ_k^{MFL} la phase de l'asservissement à mi-frange de l'interféromètre k ($\pm\pi/2$ inclus) et A est l'amplitude des interféromètres. À partir des probabilités de transition et des phases d'asservissement à flanc de frange, nous pouvons calculer un écart-type d'Allan de la même manière qu'avec des données expérimentales. Tous les bruits considérés sont gaussiens et indépendants.

Sur la figure 5.3, nous voyons que l'écart type d'Allan de la mesure de rotation part à un coup du bruit de vibration puis descend en $1/\tau$ jusqu'au bruit technique et descend avec le bruit technique en $1/\sqrt{\tau}$. Cela signifie que l'on élimine les bruits de vibrations partagés entre plusieurs nuages. Avec les paramètres utilisés, le gain entre des mesures non corrélées et les mesures jointives est de 5,6, avec un niveau de bruit de vibrations résiduelles de $50 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ et un bruit technique à $9 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Cette stabilité à court terme est plus que 3 fois supérieure à ce que l'on obtient en jointif triplement entrelacé à 4 impulsions comme nous le verrons dans la suite du chapitre pour un temps de cycle similaire.

5.3 Réalisation de mesures jointives

Pour la réalisation la plus simple de mesures sans temps morts, il y a toujours exactement un nuage qui est interrogé à tout instant. Dans ce mode de mesure, chaque nuage d'atomes interrogés partage sa première impulsion Raman avec le nuage précédent, et sa dernière avec le nuage suivant (figure 5.4) et $T_c = 2T$. Nous dénommons « jointif » ce type d'interrogation. Elles ont été démontrées pour la première fois pour

des capteurs inertiels à atomes froids lors de la deuxième année de ma thèse et ont été publiées dans [Dutta16].

Séquence En raison des décalages Doppler opposés pour les atomes qui montent et qui descendent, le sens de \vec{k}_{eff} est opposé pour deux interféromètres qui partagent une

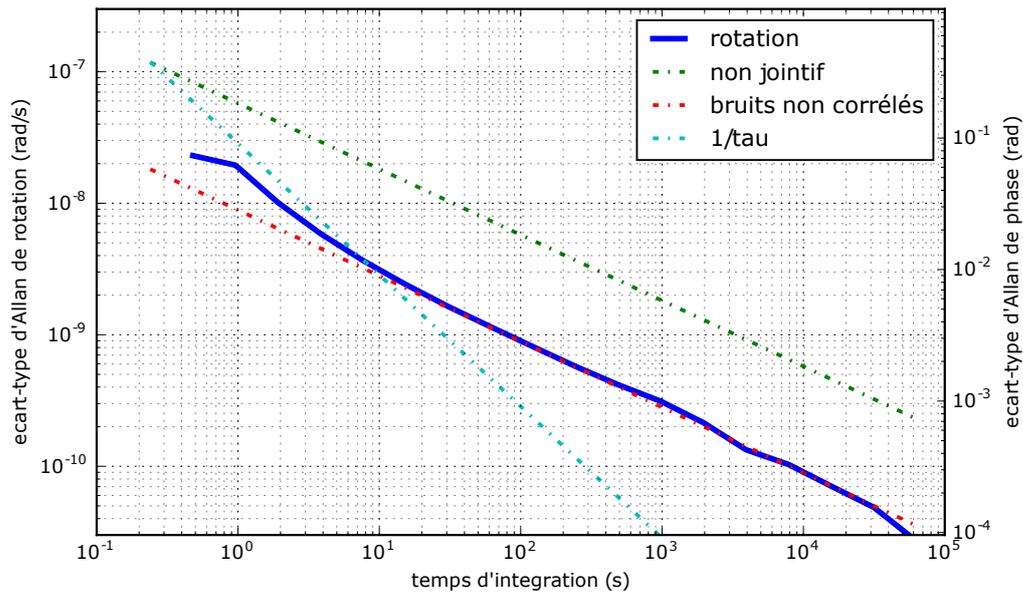


FIGURE 5.3: Écart-type d'Allan pour une simulation d'interféromètre à 3 impulsions jointif de temps d'interrogation $2T = 490$ ms et de contraste $C = 20\%$. Les niveaux de bruit appliqué sont : 150 mrad par impulsion Raman de bruit corrélé, un bruit de détection de $2 \cdot 10^{-3}$ et 50 mrad par interféromètre de bruits non corrélés autres (ce qui peut par exemple correspondre au bruit des lasers). Le stabilité à court terme de la rotation est de $9 \text{ nrad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, ce qui correspond à la limite des bruits non corrélés.

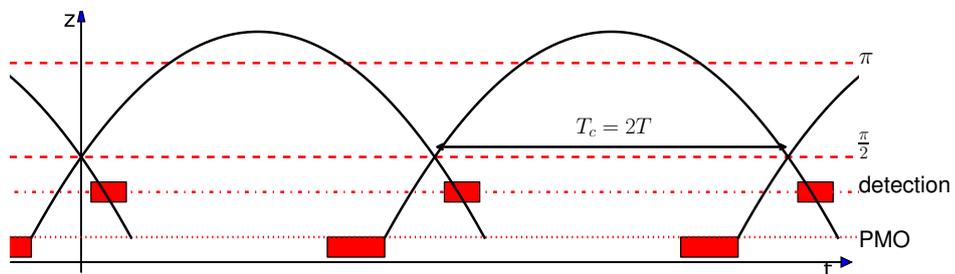


FIGURE 5.4: Séquence continue à 4 impulsions.

impulsion. La demi différence de $+\vec{k}_{\text{eff}}$ et $-\vec{k}_{\text{eff}}$ contient la phase inertielle ainsi que toutes les phases qui dépendent du signe de \vec{k}_{eff} , comme le déplacement lumineux à deux photons (voir section 4.4.2), et élimine les termes qui n'en dépendent pas, comme le déplacement lumineux à 1 photon et le déplacement lumineux dû à la préparation et à la détection des atomes.

Sélection du sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ pour les mesures sans temps morts

Nous sélectionnons les atomes dans l'état $m_F = 0$ qui est moins sensible au champs magnétique. En interrogation avec temps morts, cela peut être fait par une impulsion micro-onde π qui transfère les atomes de l'état $|F = 4, m_F = 0\rangle$ à l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Les atomes qui ne sont pas transférés sont ensuite poussés par les faisceaux de sonde de la détection. Cependant, la fréquence de la transition utilisée ne dépend pas du champs magnétique, et est donc résonante dans toute la fontaine, ce qui entraîne des transitions parasites sur les atomes dans l'interféromètre. Pour cette raison, nous avons mis en place une sélection Stern-Gerlach des atomes. Pour cela, nous appliquons un gradient de champ magnétique suffisant pour que les atomes dans des états $m_F \neq 0$ n'arrivent pas jusqu'à la détection à la descente. Le gradient de champ magnétique est appliqué grâce à une bobine située entre le PMO 3D et la détection, constituée de 70 spires de diamètre intérieur 25 mm. Cette bobine se situe dans le blindage du piège. Un courant de 17 A est appliqué lors du passage des atomes.

5.4 Une extension des mesures jointives : les mesures entrelacées

Pour augmenter la fréquence d'échantillonnage et donc moyenner plus rapidement les bruits de vibration et être capable d'échantillonner des signaux inertiels à plus haute fréquence, nous avons entrelacé plusieurs interféromètres. La séquence expérimentale est alors constituée de plusieurs séquences jointives entrelacées. En pratique, nous avons mis en place des séquences triplement jointives, dont le schéma est présenté sur la figure 5.5 : un nuage entre dans l'interféromètre tout les $2T/3$, et ainsi, il y a toujours exactement 3 nuages dans l'interféromètre.

5.4.1 Fréquences des lasers Raman

Nous avons pu mettre en place une séquence de fréquences qui permet d'être à résonance à chaque impulsion et de compenser la phase due à la projection de \vec{g} (figure

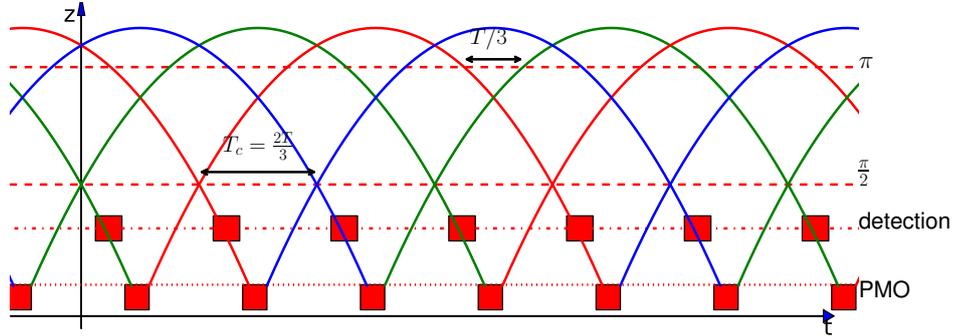


FIGURE 5.5: Séquence jointive à 4 impulsions triplement entrelacées. Chaque couleur (rouge, vert, bleu) représente une sous-séquence jointive.

5.6). Nous avons mis en place cette séquence grâce à une DDS contrôlée par un FPGA dont l'horloge est en phase avec celle de la DDS. Cela permet d'appliquer une séquence avec toujours le même nombre de cycles d'horloge à chaque étape, et donc la phase accumulée à chaque étape est toujours la même. Il n'y a donc pas de déphasage dû à une mauvaise synchronisation entre la commande de saut de phase et l'horloge de la DDS. Sur la figure 5.6, nous voyons que les plus grands sauts de fréquence effectués sont des sauts de $3/2f_D$ où $f_D = 622$ kHz est le décalage Doppler au niveau du faisceau Raman du bas. Le déphasage maximal entraîné par un décalage du saut de phase d'un cycle d'horloge de mise à jour est donc :

$$\delta\phi = 2\pi \times \frac{3}{2}f_D \frac{1}{f_{\text{UpdClk}}} = 3\pi \frac{f_D}{f_{\text{UpdClk}}} = 59 \text{ mrad} \quad (5.12)$$

où $f_{\text{UpdClk}} = 100$ MHz est la fréquence de l'horloge de mise à jour de la DDS (fréquence à laquelle les entrées de la DDS sont prises en compte), ce qui justifie les efforts de synchronisation.

Sur la figure 5.7, nous faisons correspondre la fréquence Raman avec la trajectoire de chaque interféromètre et sur la figure 5.8, nous résumons un cycle expérimental.

5.4.2 Limitations sur le nombre d'interféromètres entrelacés

Comme les nuages se croisent dans l'enceinte à vide, que les faisceaux Raman et les nappes de détection ont une taille non nulle et que les transitions Raman ont des conditions de résonance qui dépendent du sens de \vec{k}_{eff} , des restrictions sur le nombre

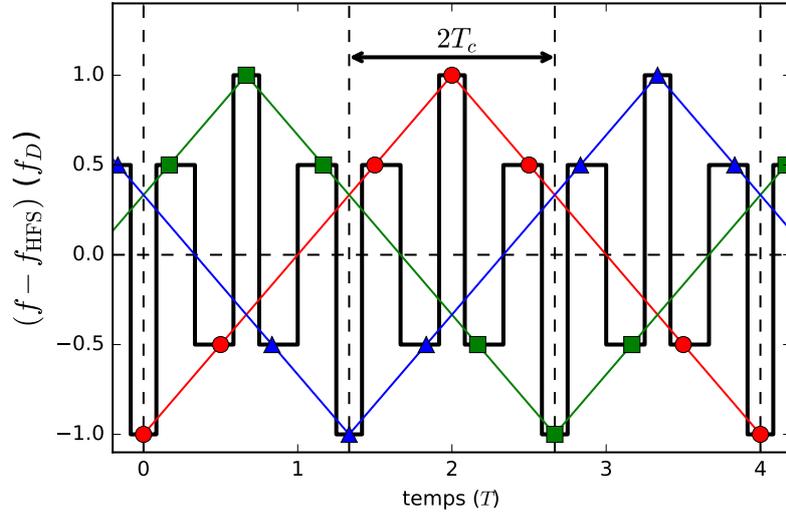


FIGURE 5.6: En noir : fréquences appliquées aux lasers Raman pour l'interrogation triplement entrelacée (en unité de f_D). f_{HFS} est la fréquence d'horloge du césium. Le motif se répète tous les deux cycles. Lignes en couleur : rampes qui seraient appliquées en fonctionnement non jointif ou jointif simple. $|f_D|$ est le décalage Doppler pour la première et dernière impulsion. Pour $2T = 800$ ms et une inclinaison de $3,8^\circ$ des faisceaux Raman, $f_D = 622$ kHz.

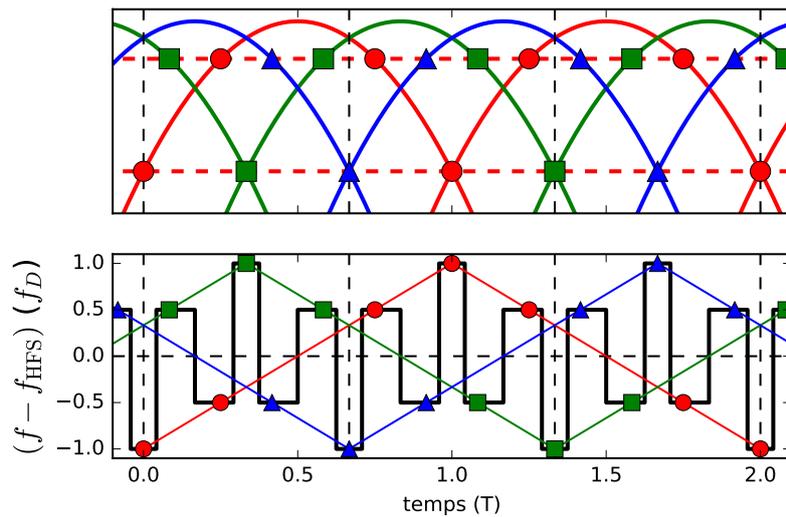


FIGURE 5.7: En haut : trajectoire des atomes dans une séquence triplement jointive. En bas : fréquence du laser Raman.

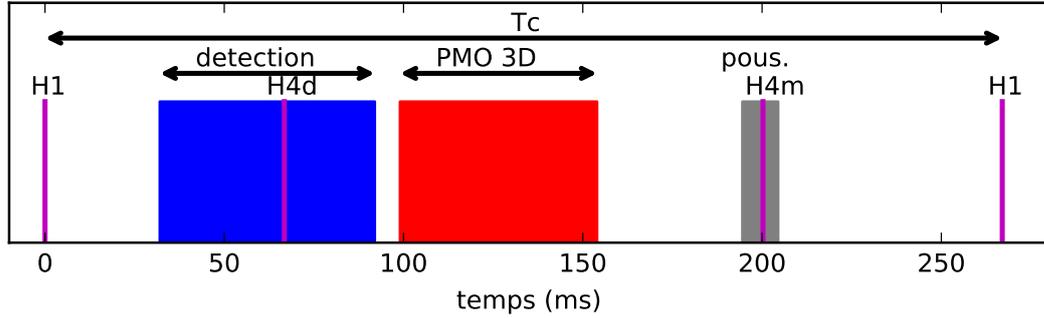


FIGURE 5.8: Séquence pour un cycle de mesure jointive triplement entrelacé. H1 : impulsions Raman au niveau du faisceau du bas, H4d : impulsion Raman du Raman du haut au sur un nuage qui descend, H4m : impulsion Raman du faisceau du haut sur un nuage qui monte, pous. (en gris) : passage d'un nuage qui monte dans la détection.

d'interféromètres entrelacés apparaissent.

Cas de l'interféromètre doublement entrelacé Un schéma de la séquence doublement entrelacé est donné en figure 5.9, où nous voyons que des interféromètres avec un même \vec{k}_{eff} partagent une impulsion Raman ce qui n'est pas possible avec des séparatrices Raman à 2 photons. Comme les séquences $2n$ fois entrelacées sont des séquences doublement entrelacées n fois entrelacées, cette impossibilité se généralise aux séquences entrelacées un nombre pair de fois. Toutefois, cette limite existe à cause du décalage Doppler, et il serait par exemple possible d'appliquer ce type de séquence en double diffraction.

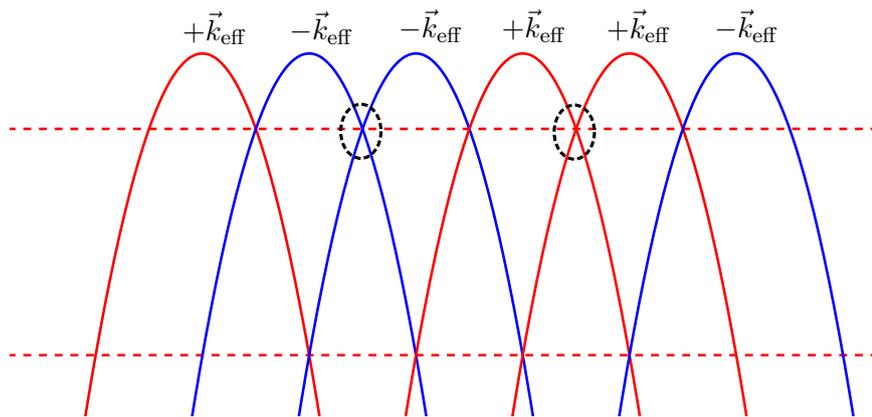


FIGURE 5.9: Géométrie pour un interféromètre doublement entrelacé. Nous voyons que cette configuration ne peut pas fonctionner avec des séparatrices Raman en simple diffraction car des nuages qui ont le même sens de \vec{k}_{eff} partagent des impulsions.

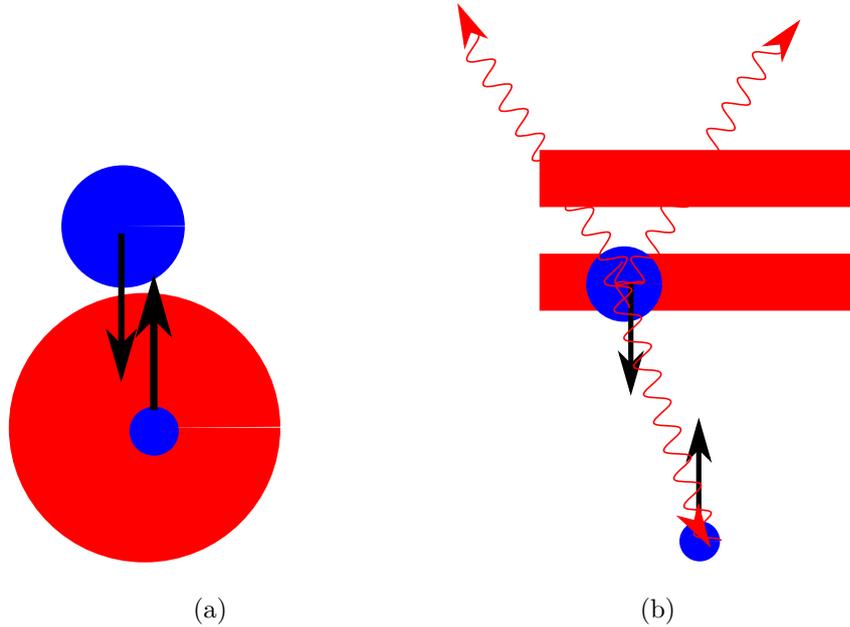


FIGURE 5.10: 5.10a : nuage d'atomes qui descend vers le faisceau Raman (grand disque bleu) et nuage montant (petit disque bleu) interrogé dans par le faisceau Raman. 5.10b : lumière émise spontanément d'un nuage d'atome dans les nappes de détection (représentées en rouge) qui arrivent sur un nuage d'atomes juste après la sélection.

Limitations dues aux impulsions Raman Il faut aussi qu'un nuage d'atomes ne soit pas dans un faisceau Raman lorsqu'il ne doit pas être interrogé, comme illustré par la figure 5.10a, ce qui impose une autre contrainte sur la séparation temporelle entre les interféromètres. Dans le cas d'un nombre n impair d'interféromètres entrelacés, les impulsions Raman π sont séparées temporellement de T/n . De plus, la vitesse des atomes au niveau du faisceau du bas est de $\frac{1}{2}gT$, nous trouvons donc que la distance entre un nuage d'atomes lorsqu'il interagit avec le faisceau Raman du haut et le nuage le plus proche est :

$$h = \frac{1}{2}gT\frac{T}{n} - \frac{1}{2}g\left(\frac{T}{n}\right)^2 \quad (5.13)$$

$$= \frac{gT^2}{2n}\left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (5.14)$$

Nous avons tracé h en fonction de n pour $T = 400$ ms en figure 5.11.

En raison du diamètre total du faisceau Raman de 40 mm et l'extension du nuage, la plus grande valeur utilisable est $n = 17$. En effet le nuage le plus proche est alors à 43 mm du centre du faisceau et chaque impulsion π est séparée de 24 ms.

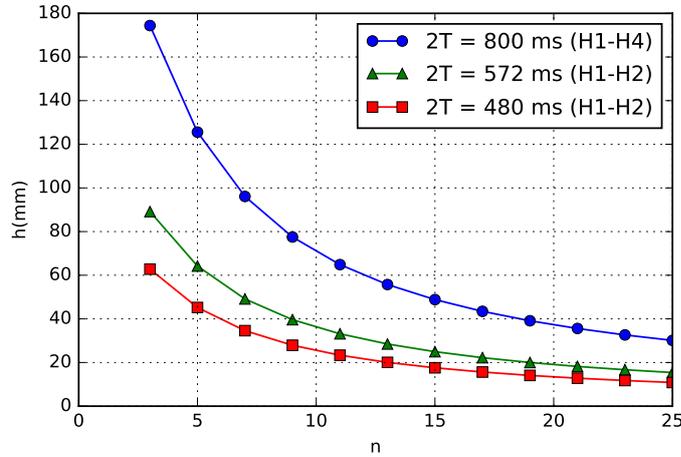


FIGURE 5.11: Écart du nuage le plus proche du faisceau Raman du haut qui n'interagit pas avec le faisceau Raman du haut pour différentes valeurs de T et pour n interféromètres entrelacés, n impair.

Limitations dues à la détection Un nuage préparé ne doit pas traverser la zone de détection trop proche d'un nuage à détecter en raison de la lumière diffusée de la détection qui entraîne de l'émission spontanée si celui-ci est dans l'état $F = 4$, ce qui est le cas avec la sélection Stern-Gerlach utilisée (figure 5.10b). Sur la figure 5.12 est tracé la distance entre un nuage détecté et le nuage qui monte le plus proche ainsi que le délai minimal calculé entre le passage de deux nuages d'atome qui passe par le milieu en sens opposé. Nous voyons qu'avec 1 ou 3 interféromètres entrelacés, les atomes sont à plus de 0,5 m de la détection, ce qui limite les problèmes d'émission spontanée. Avec 5 ou 7 interféromètres entrelacés, il n'y a qu'environ 20 ms, soit 100 mm, entre un nuage lancé et un nuage détecté ce qui pose des problèmes d'émission spontanée. Entre 11 et 19 interféromètres, l'écart temporel est inférieur ou égal à 20 ms. Nous avons tenté de mettre en place une séquence jointive cinq fois entrelacée avec une sélection Stern-Gerlach, et nous avons constaté que des sous-états Zeeman $m_F \neq 0$ apparaissent.

De plus, le laser de détection est aussi le laser refroidisseur maître. Pendant la phase de mélasse, ce laser doit être fortement désaccordé, et ne peut donc pas être utilisé pour la détection. Sur la figure 5.12, nous voyons qu'avec 9 interféromètres entrelacés, les atomes détectés passent au milieu de la détection 3 ms après le début de la phase de lancement, la détection n'est donc pas possible. Ce problème pourrait toutefois être éliminé en utilisant un laser dédié à la détection.

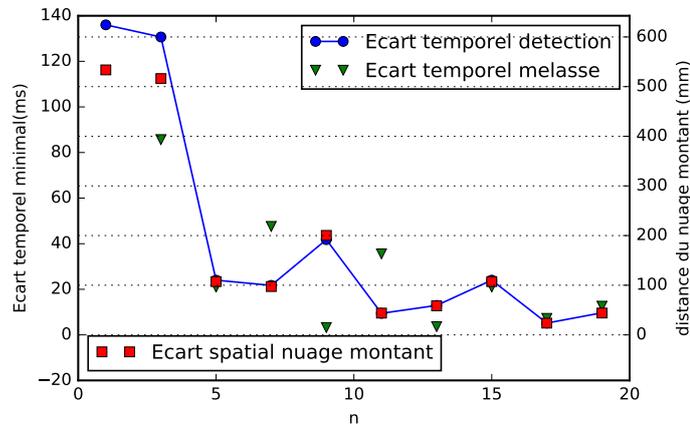


FIGURE 5.12: cercles et ligne bleus : écart temporel minimal de passage par le centre des nappes de détection entre un nuage d’atomes détecté et un nuage d’atomes lancé. Triangles verts : écart temporel entre le début de la mélasse et le passage d’un nuage d’atomes au milieu de la détection. Carrés rouges : distance minimale entre un nuage lancé et un nuage détecté.

5.5 Limitations dues aux mesures jointives et entrelacées

5.5.1 Nombre d’atomes

En raison du temps limité disponible pour charger le piège magnéto-optique pour les mesures entrelacées, le nombre d’atomes est généralement plus faible que lors des séquences non jointives ou simplement jointives. En effet, en mode triplement entrelacé, les atomes sont chargés en 55 ms, alors que le piège est chargé en 125 ms en mode non jointif ou simple jointif. Le nombre d’atomes lancé est donc deux fois moins grand en interrogation triplement entrelacée (figure 5.13).

5.5.2 Perte de contraste

La lumière diffusée du piège magnéto-optique entraîne aussi une perte de cohérence par émission spontanée et donc une perte de contraste comme nous le voyons sur la figure 5.14. Nous devons donc trouver un compromis sur la durée de chargement, entre le nombre d’atomes préparés et le contraste. Généralement, nous chargeons les atomes pendant 55 ms, ce qui permet d’obtenir environ la moitié du nombre maximal d’atomes lancés et un contraste de 12% dans des conditions optimales.

Évaluons maintenant le taux d’émission spontanée causé par la lumière diffusée du piège et de la détection. Pour simplifier les calculs, nous fixons la distance entre les

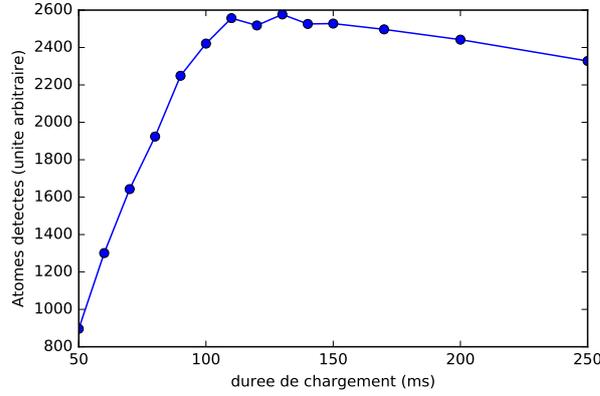


FIGURE 5.13: Nombre d'atomes détectés en fonction du temps de chargement du PMO 3D, pour des atomes préparés dans l'état $F = 4$ lancés à 5 m.s^{-1} . Le temps de chargement optimal est entre 100 ms et 150 ms.

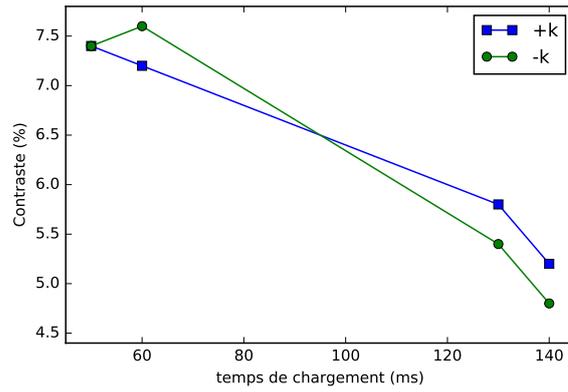


FIGURE 5.14: Contraste en fonction du temps de chargement pour une séquence jointive triplement entrelacée.

atomes et la détection à 50 cm, la distance entre les atomes et le PMO 3D à 1 m, la puissance totale émise par le PMO 3D lors du chargement à $250 \mu\text{W}$ durant 55 ms, et la puissance émise par la détection $0,1 \mu\text{W}$ pendant 10 ms. Les taux d'émission $R_{\text{sc}}^{\text{dét}}$ dus à la détection et le taux d'émission $R_{\text{sc}}^{\text{PMO}}$ donc :

$$R_{\text{sc}}^{\text{dét}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}} = 0,02 \text{ s}^{-1} \quad (5.15)$$

$$R_{\text{sc}}^{\text{PMO}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2 + I/I_{\text{sat}}} = 1,1 \text{ s}^{-1} \quad (5.16)$$

La perte de contraste est donc principalement due à la lumière du piège. Comme le chargement dure 55 ms et qu'il a lieu trois fois durant l'interrogation d'un nuage, le

taux d'atomes dans l'état $F = 4$ perdus est de 0,18 par chargement. Cette valeur est plus faible que ce nous observons en pratique, une explication possible est que la lumière du piège se réfléchit sur les parois de l'enceinte à vide et que l'intensité de lumière du piège est plus élevée que ce que nous avons estimé.

5.6 Résultats pour la stabilité du gyromètre

Je vais maintenant présenter les niveaux de stabilité obtenus en appliquant ces techniques.

5.6.1 Mesures avec temps morts

Je présente ici des résultats obtenus avec un temps de cycle de 1,6 s en figure 5.15. Ces mesures ont été prises quelques jours avant ceux en mesures jointives, donc dans des conditions similaires. La stabilité à court terme est de $70 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ et à long terme de $0,6 \text{ nrad.s}^{-1}$ à $1,4.10^4 \text{ s}$. Ces résultats sont meilleurs que ceux publiés en mesures jointives dans [Dutta16], ce que l'on peut attribuer à plusieurs améliorations : la compensation en temps réel avec asservissement à mi-frange, la modification de la détection et le contraste plus élevé.

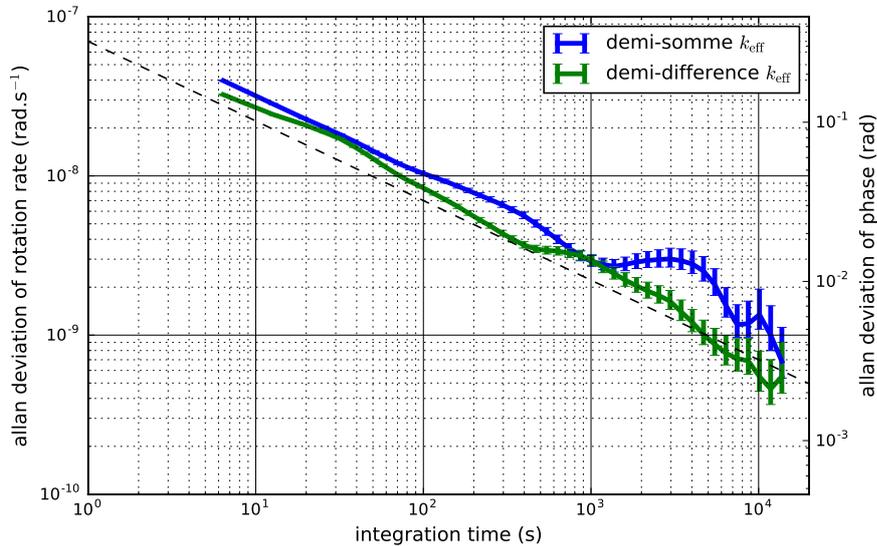


FIGURE 5.15: Ecart-types d'Allan pour des mesures avec temps morts et un temps de cycle de 1,6 s. En bleu : demi-somme des \vec{k}_{eff} : contient le déplacement lumineux à 1 photon. En vert : demi-différence des \vec{k}_{eff} : contient le signal de rotation. Pointillés noirs : courbe en $\tau^{-1/2}$ passant par 70 nrad.s^{-1} à 1 s.

5.6.2 Mesures jointives

Les premiers résultats publiés en mesures jointives dans [Dutta16] ont une stabilité à long terme de 1 nrad.s^{-1} à $10\,000 \text{ s}$ et une stabilité à court terme de $100 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Ces mesures ont été effectuées en mesurant la phase par ajustement des franges avec la phase de vibration mesurée et sans compensation en temps réel des vibrations.

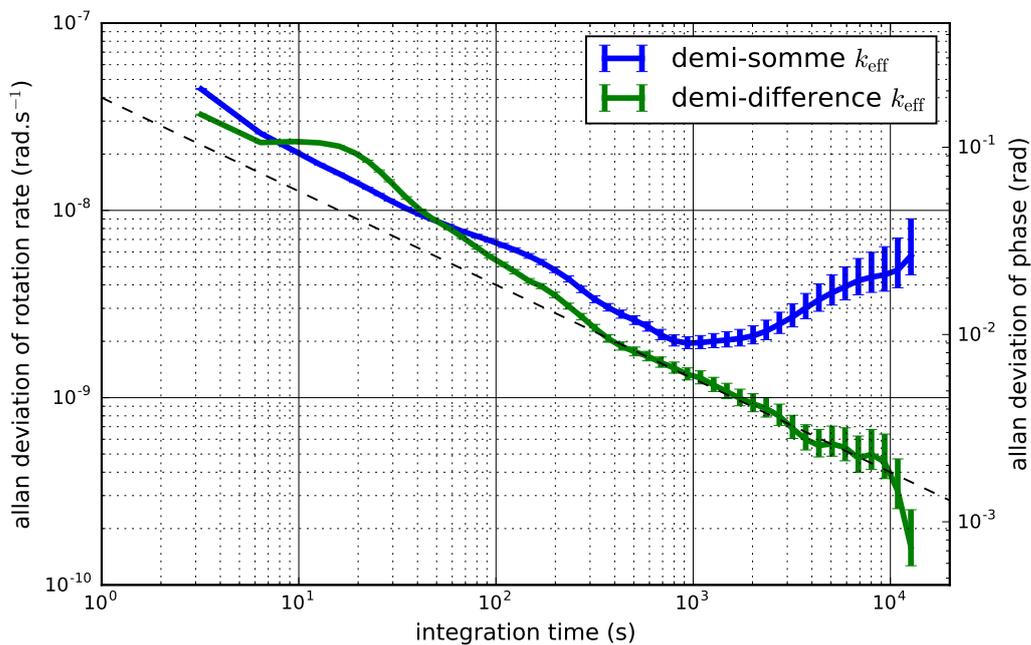


FIGURE 5.16: Ecarts-types d’Allan pour des mesures jointives. En bleu : demi-somme des \vec{k}_{eff} : contient le déplacement lumineux à 1 photon. En vert : demi-différence des \vec{k}_{eff} : contient le signal de rotation. Pointillés noirs : courbe en $\tau^{-1/2}$ passant par 40 nrad.s^{-1} à 1 s . Sur la courbe de la demi-somme, nous voyons une bosse entre 10 s et 30 s , elle est due à la rétroaction de l’asservissement de l’inclinaison qui introduit des rotations parasites.

Pour les résultats plus récents avec ce type de séquence, nous avons mis en place la compensation en temps réel et nous avons amélioré le système de détection ainsi que le contraste de l’interféromètre. De cette manière, nous avons obtenu une stabilité à court terme de $40 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ et une stabilité à long terme de $0,4 \text{ nrad.s}^{-1}$ (figure 5.16), ce qui est un gain d’un facteur 2,5 par rapport aux résultats précédemment publiés et une amélioration de l’état de l’art pour les gyromètres atomiques.

5.6.3 Mesures triplement entrelacées

Dans ce type de séquences, nous avons amélioré la sensibilité à court terme à $32 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ (figure 5.17), ce qui signifie que nous atteignons une stabilité de 1 nrad.s^{-1} à 1000 s. Cela représente un gain de 1,4 par rapport à une séquence simplement jointive, ce qui est à comparer à $\sqrt{3} = 1,7$ qui est le gain attendu avec la même stabilité pour chaque mesure lorsque le bruit subit par l'interféromètre est blanc. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que le nombre d'atomes détectés est deux fois plus faible lors des mesures triplement entrelacées et que le contraste est aussi plus faible. Sur l'écart-type d'Allan, nous voyons que jusqu'à environ 10 s, le bruit s'intègre plus rapidement que $1/\sqrt{\tau}$. Cela est peut-être dû à un bruit à basse fréquence que nous réussissons à moyennner en mode triplement jointif, par exemple lié à la fréquence de résonance de la plateforme d'isolation à 0,5 Hz. Nous n'avons pas eu le temps d'en faire une étude quantitative pour le moment.

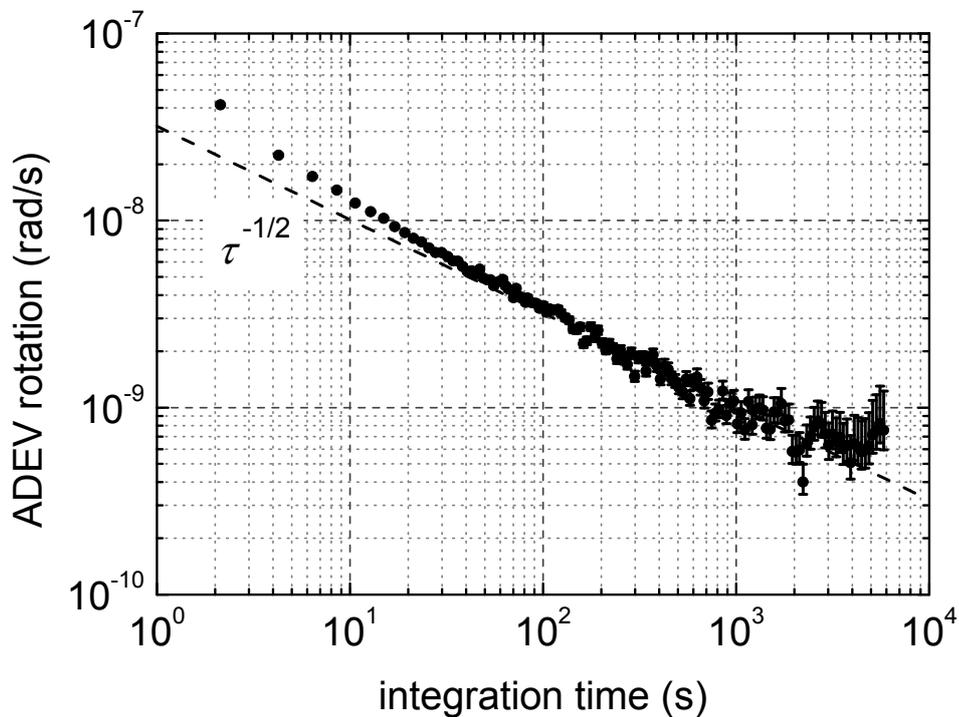


FIGURE 5.17: Écart-type d'Allan pour des mesures triplement jointives. La ligne en pointillés correspond à $32 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$

Les résultats précédents ont été obtenus avant l'ajustement de la trajectoire des atomes décrit au chapitre 4. De nouvelles mesures jointives triplement entrelacées ont été effectuées après ces réglages. Celles-ci permettent d'atteindre une stabilité de $2,3 \cdot 10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}$ à 30 000 s comme nous le voyons sur la figure 5.18. Nous voyons également que la stabilité à court terme est moins bonne que celle de la figure 5.17. Il faut noter que les conditions lors de la réalisation des deux mesures sont différentes. La première a été effectuée en mai 2017 et l'expérience était optimisée pour les performances à court terme. Les deuxièmes ont été effectuées en septembre 2017 et la vitesse de lancement des atomes a été optimisée pour minimiser les effets systématiques. Les principales différences entre ces deux mesures sont la vitesse de lancement des atomes, et l'inclinaison de la fontaine, la différence d'inclinaison étant d'environ 2 mrad, ce qui a peut-être des conséquences sur la réponse de la plateforme d'isolation et pourrait contribuer à la dégradation de la stabilité à court terme.

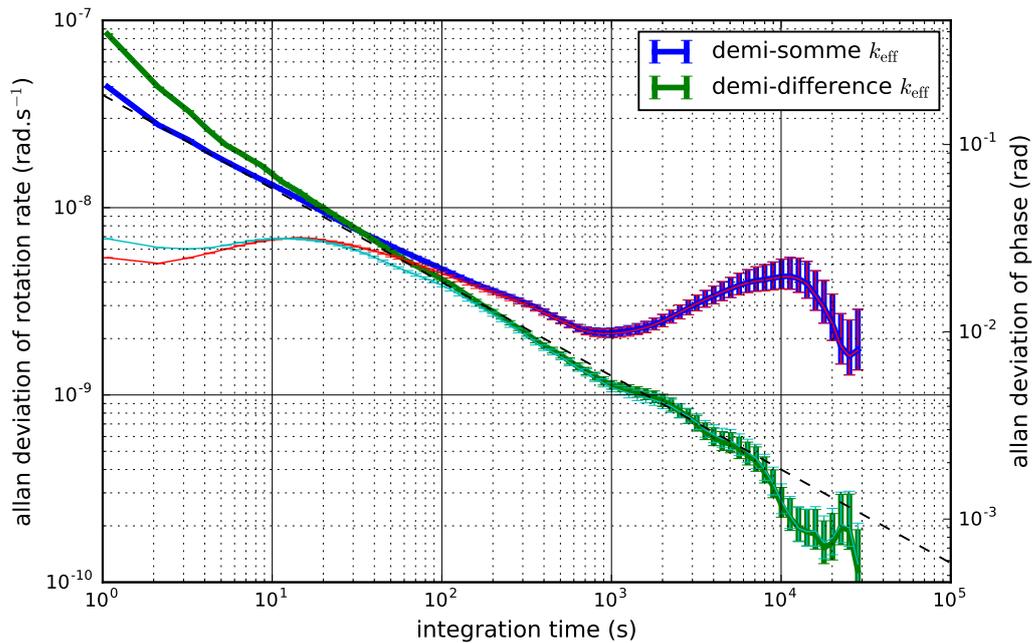


FIGURE 5.18: Écart-type d'Allan pour des mesures triplement jointives après ajustement de la trajectoire des atomes. La phase inertielle est contenue dans la demi-différence. Les lignes rouges et cyan correspondent à la phase d'asservissement à mi-frange pour la demi-somme et la demi-différence respectivement. La ligne noire en pointillés correspond à $40 \text{ nrad.s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

5.7 Effets systématiques liés à l'interrogation jointive

Les mesures jointives et entrelacées créent des sources spécifiques d'effets systématiques qui sont liés à la préparation et à la détection des atomes pendant que d'autres atomes sont dans l'interféromètre, ce qui est illustré en figure 5.19. Nous avons évalué l'influence de la lumière du piège et de la détection sur la phase de l'interféromètre.

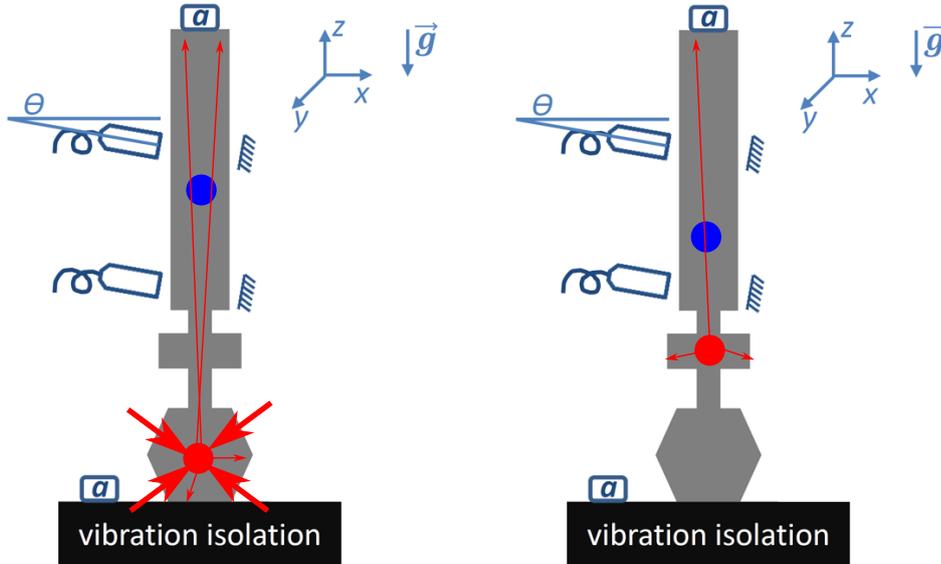


FIGURE 5.19: A gauche : les atomes piégés dans le PMO 3D (cercle rouge) émettent spontanément de la lumière dans toutes les directions, y compris vers les atomes dans l'interféromètre (cercle bleu). A droite : les atomes détectés (cercle rouge) émettent aussi de la lumière spontanément vers les atomes dans l'interféromètre (cercle bleu).

5.7.1 Déplacement lumineux dû au piège

Les atomes dans le piège magnéto-optique émettent de la lumière dans les autres parties de l'enceinte à vide, et donc dans la zone interférométrique, ce qui entraîne un déplacement lumineux. Ce déplacement lumineux est normalement rejeté en mesurant les demi-différences $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$. Pour évaluer l'influence de la lumière du piège, nous avons varié la lumière diffusée par le piège en variant le temps de chargement du PMO 3D.

Évaluation du déplacement lumineux dû au piège magnéto-optique La lumière diffusée du PMO 3D est principalement désaccordée de $\Delta_{\text{PMO}} = 1,5\Gamma$ dans le rouge de la transition $|6^2S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 5\rangle$, soit directement par la diffusion des faisceaux du piège soit par émission spontanée des atomes piégés. Le

déplacement lumineux différentiel est donné par :

$$\delta_{\text{MOT}} = \sum_{j=3}^5 \frac{|\Omega_{4,j}^{\text{MOT,sc}}|^2}{4\Delta_{4,j}^{\text{MOT}}} - \frac{|\Omega_{3,j}^{\text{MOT,sc}}|^2}{4(\Delta_{3,j}^{\text{MOT}} + \omega_e - \omega_f)} \quad (5.17)$$

où $\Omega_{i,j}^{\text{MOT,sc}}$ est la pulsation de Rabi pour la transition $F = i \leftrightarrow F' = j$ et $\Delta_{i,j}^{\text{MOT}}$ le désaccord correspondant comme rappelé en figure 5.21.

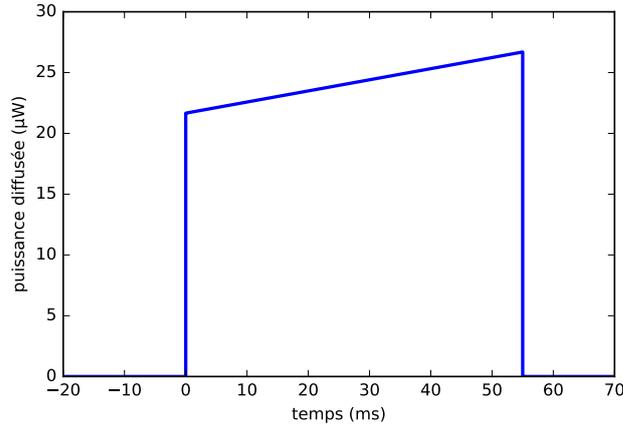


FIGURE 5.20: Profil simplifié de la puissance diffusée par le piège lors du chargement des atomes.

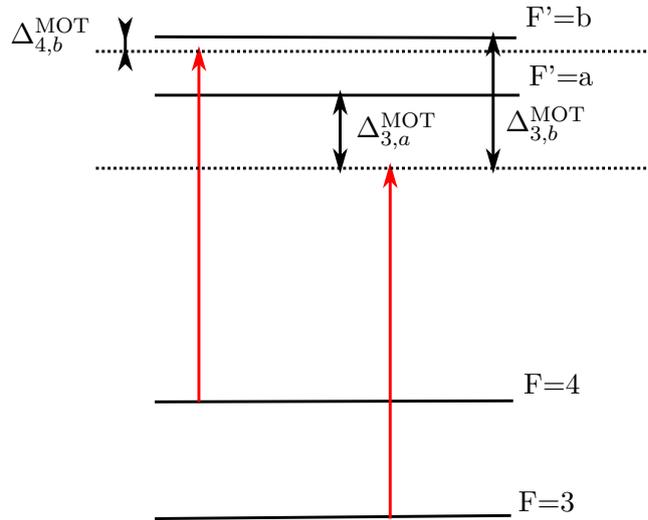


FIGURE 5.21: Rappel des notations pour les désaccords.

Pour évaluer la valeur de $|\Omega_{\text{MOT,sc}}|^2$, nous évaluons l'éclairement dû à la lumière

diffusée du PMO 3D au niveau des atomes. Pour cela, nous évaluons d'abord la puissance totale diffusée en utilisant le moniteur du PMO 3D. Un profil typique simplifié est donné en figure 5.20. A partir de ce profil, nous en déduisons l'éclairement à une distance z du piège :

$$I_{\text{MOT, sc}}(z) = \frac{P}{4\pi z^2} \quad (5.18)$$

Nous notons :

$$J_{ij} = \langle J = 1/2, F = i | er | J' = 3/2, F' = j \rangle \quad (5.19)$$

Nous avons :

$$|\Omega_{i,j}^{\text{MOT,sc}}(z)|^2 = \frac{4|J_{ij}|^2}{\hbar^2} \frac{2I_{\text{MOT, sc}}(z)}{c\epsilon_0} \quad (5.20)$$

$$= \frac{2|J_{ij}|^2 P}{\hbar^2 \pi z^2 c\epsilon_0} \quad (5.21)$$

De plus, nous savons que :

$$z(t) = h_{H1} + gTt - \frac{1}{2}gt^2 \quad (5.22)$$

Le terme dominant de δ_{MOT} est $\frac{|\Omega_{4,5}^{\text{MOT,sc}}|^2}{4\Delta_{4,5}^{\text{MOT}}}$, nous négligerons les autres termes par la suite et nous notons D l'élément de matrice $\langle J = 1/2, F = 4 | er | J' = 3/2, F' = 5 \rangle$. Le déphasage dû à la lumière diffusée du piège s'écrit alors :

$$\Delta\Phi_{\text{MOT,sc}} = \int_0^{T/2} \delta_{\text{MOT}}(t)dt - \int_{T/2}^{3T/2} \delta_{\text{MOT}}(t)dt + \int_{3T/2}^{2T} \delta_{\text{MOT}}(t)dt \quad (5.23)$$

$$= \frac{|D|^2}{2\Delta_{4,5}^{\text{MOT}} \hbar^2 \pi c\epsilon_0} \left(\int_0^{T/2} \frac{P(t)dt}{(h_{H1} + gTt - \frac{1}{2}gt^2)^2} - \int_{T/2}^{3T/2} \frac{P(t)dt}{(h_{H1} + gTt - \frac{1}{2}gt^2)^2} + \int_{3T/2}^{2T} \frac{P(t)dt}{(h_{H1} + gTt - \frac{1}{2}gt^2)^2} \right) \quad (5.24)$$

En pratique, $\Delta_{4,5}^{\text{MOT}} = 1,5\Gamma$, et pour une interrogation jointive triplement entrelacée, P prend des valeurs non nulles lors du chargement du PMO3D, représentées par les aires grisées en figure 5.22. Le profil de P est celui de 5.20. Pour un chargement de 55 ms, nous calculons $\Delta\Phi_{\text{MOT,sc}} = 59$ mrad.

L'effet de la lumière du piège est visible dans la demi-somme de k_{eff} et est de plusieurs dizaines de mrad. Cet effet devrait donc être éliminé dans la demi-différence, mais un effet résiduel peut subsister en cas d'inhomogénéités de la lumière diffusée vue par les atomes en raison des trajectoires différentes des atomes selon le sens de \vec{k}_{eff} .

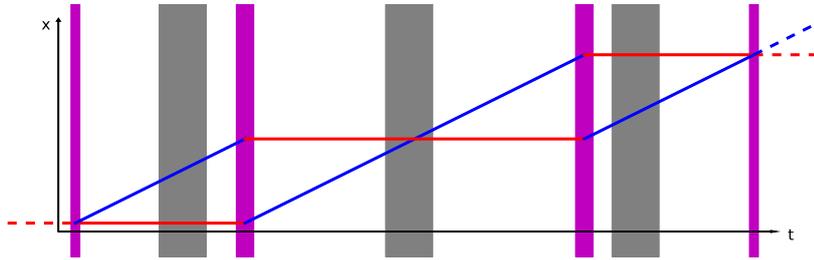


FIGURE 5.22: Diagramme temps-espace d'un interféromètre à 4 impulsion. Gris : périodes de chargement du PMO 3D lors d'une séquence jointive triplement entrelacée.

Pour évaluer cet effet, ou au moins en donner une borne supérieure, nous devons donc autant que possible isoler la contribution de la lumière parasite sur la demi-différence des autres effets systématiques qui font fluctuer la phase de l'interféromètre. Pour cela, nous alternons entre deux durées de chargement avec une période suffisamment courte pour qu'il n'y ait pas de dérive due aux autres effets systématiques. Le résultat est donné en figure 5.23 et dans le tableau 5.1.

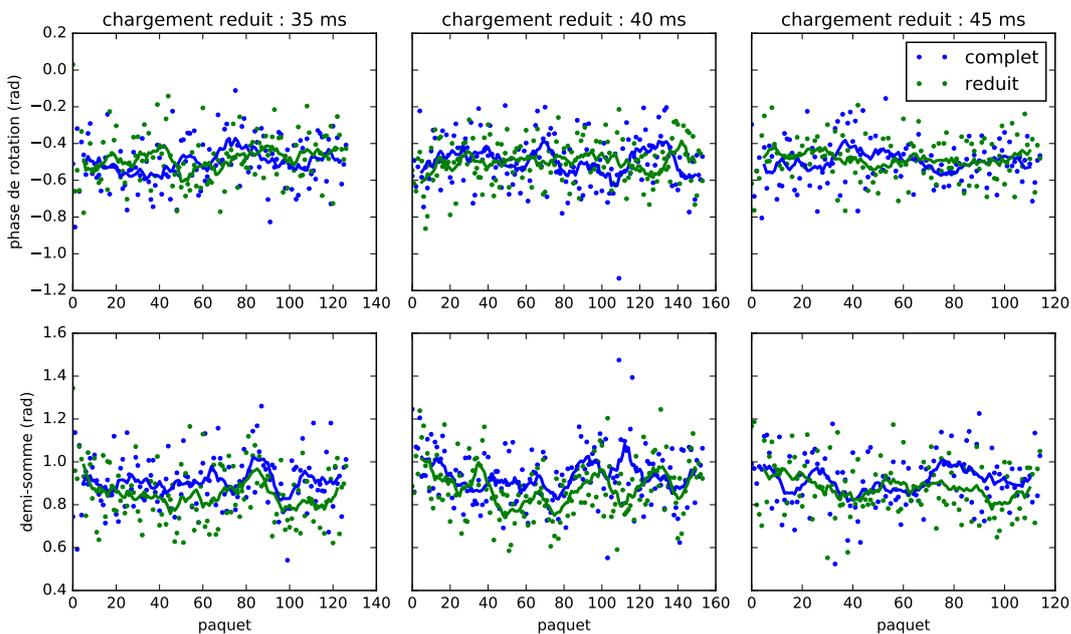


FIGURE 5.23: Phases de demi-somme (en bas) et de demi-différence (signal inertiel, en haut) mesurée en alternant deux temps de chargement du PMO 3D en mode triplement entrelacé. Le temps de chargement est changé toutes les 25 mesures, et les phases sont obtenues par ajustement de franges par paquet. Les lignes sont les moyennes glissantes sur 10 paquets.

TABLE 5.1: Influence du temps de chargement du PMO 3D sur la phase de rotation.

temps de chargement	phase de rotation	demi-somme
35 ms - 55 ms	-20 ± 17 mrad	55 ± 16 mrad
40 ms - 55 ms	5 ± 16 mrad	52 ± 14 mrad
45 ms - 55 ms	-15 ± 17 mrad	29 ± 16 mrad

Nous voyons que l'influence du déplacement lumineux dû à la lumière diffusée du piège est compatible avec 0. En prenant une valeur pessimiste de 20 mrad pour 40% de fluctuation, pour une fluctuation de 1% de la puissance diffusée du PMO 3D, la contribution sur la phase de rotation est inférieure à 0,5 mrad ce qui correspond à $1,1 \cdot 10^{-10}$ rad.s⁻¹ et n'est pas limitant pour le moment.

5.7.2 Déplacement lumineux dû à la détection

De manière similaire à ce que nous avons fait pour la lumière diffusée du piège, nous pouvons évaluer l'influence du déplacement lumineux dû à la détection. Cette mesure n'a pas encore été effectuée. La fréquence de la lumière de détection est centrée à résonance de la transition $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. Comme $\Omega_{4,5} \ll \Gamma$, le déplacement lumineux pour un désaccord δ est donné par :

$$\delta_{\text{dét}}^{\text{AC}} = \Omega_{4,5}^2 \frac{\delta}{4\delta^2 + \Gamma^2} \quad (5.25)$$

Le déplacement lumineux dû à la lumière de détection pour cette transition est donc nul. La puissance maximale émise par la détection est de l'ordre de 10^{-7} W et les nuages d'atomes traversent deux fois chacune des deux nappes de détection avec une largeur à mi-hauteur d'environ 5 ms. Nous attendons donc un déplacement lumineux moins important que pour le piège qui émet plus de $2 \cdot 10^{-5}$ W durant 55 ms.

5.8 Conclusion

Avec le gyromètre, nous avons démontré un fonctionnement sans temps morts d'un capteur inertielle à atomes froids. De plus, nous avons montré que cela peut être fait en améliorant la sensibilité, grâce à la plus grande fréquence d'échantillonnage et à l'échantillonnage de bruits à des fréquences proches du temps de cycle offert par les mesures entrelacées.

Les principales limitations liées au fonctionnement sans temps morts ou entrelacé sont liés à des problèmes principalement techniques que nous sommes en mesure d'iden-

tifier : le déplacement lumineux et l'émission spontanée dus à la lumière du piège et de la détection pourraient être supprimés avec une géométrie où les atomes préparés et détectés ne sont pas directement en vue des atomes interrogés, ou avec un obturateur mécanique sous vide. De plus, nous avons démontré que les effets systématiques sur la phase spécifiques à l'interrogation jointive ne sont pas limitant au niveau de stabilité actuel, à 2.10^{-10} rad.s⁻¹. La fréquence d'interrogation est aussi principalement limitée par la géométrie de l'instrument. Ainsi, il est possible de généraliser les interrogations entrelacées avec encore plus d'interféromètres dans un instrument dont la conception prend en compte ces considérations.

Enfin, nous avons démontré des niveaux de stabilité qui améliorent l'état de l'art des gyromètres atomiques, qui atteint l'état de l'art des gyromètres utilisés en navigation inertielle, et les modes jointifs et entrelacés ont chacun permis d'améliorer ces performances : en interrogation jointive, la stabilité à court terme est de 40 nrad.s⁻¹.Hz^{-1/2} et en mesures triplement entrelacées, elle est de 30 nrad.s⁻¹.Hz^{-1/2}. La stabilité à long terme est à l'état de l'art pour l'interrogation jointive triplement entrelacée : 2.10^{-10} rad.s⁻¹.

Chapitre 6

Conclusion

6.1 Principaux résultats

6.1.1 Fonctionnement d'un interféromètre de grande aire

Au cours de ma thèse, nous avons démontré le fonctionnement d'un gyromètre atomique avec une aire Sagnac de 11 cm^2 , ce qui correspond à une aire 30 fois plus grande que démontrée précédemment pour ce type d'instrument. L'utilisation d'un tel interféromètre requiert des mesures auxiliaires pour éliminer les bruits dus aux vibrations, ce qui est décrit dans [Dutta15]. Pour profiter au mieux du potentiel de cet instrument, j'ai mis en place une compensation en temps réel des vibrations et un asservissement à mi-frange. De cette manière, l'interféromètre fonctionne là où sa sensibilité est optimale. Pour atteindre l'aire de 11 cm^2 , nous utilisons deux miroirs de rétro réflexion séparés spatialement. Cela nécessite un alignement très précis, de l'ordre de $10 \text{ } \mu\text{rad}$ dans toutes les directions, pour que le paquet d'onde se recombine. De plus les désalignements entre les deux miroirs de rétro réflexion Raman combinés aux imperfections de la trajectoire des atomes sont à l'origine d'effets systématiques. J'ai décrit une méthode pour minimiser ces désalignements dont la mise en œuvre en fin thèse a permis d'améliorer à nouveau la stabilité à long terme d'un facteur 2.

6.1.2 Mesures sans temps morts

Les premières mesures inertielles sans temps morts effectuées avec un capteur inertiel à atomes froids ont été démontrées sur le gyromètre durant ma thèse ([Dutta15, Dutta16]). J'ai également étendu ces mesures sans temps morts en effectuant des mesures jointives triplement entrelacées. Celles-ci permettent d'échantillonner le bruit

trois fois plus rapidement, ce qui répond partiellement au problème de repliement de spectre et permet à la fois de bénéficier de la grande sensibilité d'un interféromètre avec un long temps d'interrogation et d'un échantillonnage relativement rapide. Nous avons de plus démontré que les effets systématiques liés à ce type d'interrogation, dus à la lumière diffusée de la détection et du piège magnéto optique, ont une contribution négligeable sur la mesure inertielle au niveau de stabilité actuel.

6.1.3 Amélioration de l'état de l'art des gyromètres atomiques

La mise en œuvre de mesures sans temps mort de l'interféromètre de grande aire, de la compensation en temps réel des vibrations, ainsi que l'amélioration du système de détection a permis d'améliorer l'état de l'art des gyromètres à atomes froids. À court terme, nous avons obtenu une stabilité de $30 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ avec une interrogation triplement jointive, ce qui est un gain d'un facteur 10 par rapport aux résultats de début de thèse [Barrett14]. La mise en œuvre des mesures triplement jointives a également permis de caractériser des effets systématiques grâce au temps de cycle court et de prendre les dispositions pour les minimiser, ce qui nous a permis d'atteindre une stabilité à long terme de $2,3.10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}$ en 30 000 s, ce qui est un gain d'un facteur 4 par rapport aux résultats précédents. Comparé aux résultats obtenus avec le précédent gyromètre du SYRTE ([Gauguet09]), c'est une amélioration d'un facteur 10 à court terme et d'un facteur 50 à long terme.

6.2 Perspectives

6.2.1 Améliorations de la stabilité du gyromètre

La stabilité à court terme du gyromètre est toujours limitée par le bruit de vibrations. Deux approches peuvent être utilisées pour les diminuer : améliorer l'estimation de la phase de vibration et mettre en place des mesures jointives qui rejettent totalement ces déphasages parasites.

Pour l'instant nous corrélons le signal atomique avec l'estimation de phase issue de mesures sur un axe horizontal. Or, pour bénéficier d'un effet Doppler suffisant, les faisceaux Raman sont légèrement inclinés (de $3,8^\circ$). La prise en compte des termes de projection des accélérations verticales sur les Raman devrait permettre d'améliorer encore la qualité des corrélations. Deuxièmement, les capteurs utilisés étant fortement magnétiques, nous les avons disposés en dehors des blindages magnétiques, assez loin des miroirs. Des accéléromètres accrochés aux miroirs, par exemple de petits accélé-

romètres optiques ([Collette15]), permettraient d'avoir une meilleure estimation des mouvements des miroirs.

Pour moyenner plus efficacement le bruit de vibration, nous pourrions mettre en œuvre les mesures jointives à 3 impulsions telles que décrites dans cette thèse. Cependant, en simple diffraction, le déplacement lumineux à un photon et le déplacement lumineux de lumière diffusée du piège ne seraient pas éliminés, ce qui limiterait fortement la stabilité à long terme. À la place nous pourrions utiliser des séparatrices en double diffraction ([Lévêque09]), ce qui impliquerait de changer de méthode de rétroaction en compensation en temps réel, par exemple en changeant le module de \vec{k}_{eff} ou en translatant le miroir de rétro réflexion pour la dernière impulsion. La possibilité d'utiliser des séparatrices composites ([McGuirk00, Berg15]), qui permettraient d'appliquer un saut de phase grâce à la phase des lasers Raman et qui laisseraient tous les atomes dans le même état interne doit encore être étudiée.

Par la suite, le bruit de détection, un facteur 3 plus faible que le bruit de vibration, devra également être réduit afin d'obtenir les performances optimales. En effet le système de détection est perfectible, par exemple les faisceaux sondes ne sont pas saturés. Le nombre d'atomes lancés n'est pas non plus optimal et le chargement des atomes à partir du PMO 2D a été significativement plus rapide par le passé. De même des améliorations pourraient être envisagées pour le contraste par des méthodes de façonnage des impulsions Raman et de sélection en vitesse des atomes. Avec toutes ces améliorations, nous pourrions envisager un gain d'un ordre de grandeur sur le bruit de détection.

En n'étant plus limité par le bruit de vibration, il serait envisageable d'augmenter l'aire de l'interféromètre avec des séparatrices multiphotoniques. Cela multiplie la sensibilité de l'instrument et le bruit de vibration par un même facteur. Si le rejet des vibrations est obtenu grâce à des mesures jointives, il faut toutefois qu'il reste possible de faire fonctionner l'interféromètre en régime linéaire pour pouvoir moyenner efficacement les vibrations (supl. mat. de [Dutta16]).

La stabilité à long terme dépend de différents effets systématiques dont l'étude détaillée n'a commencé que dans ma dernière année de thèse. Ceux-ci dépendent pour la plupart de paramètres qui ne sont pas encore asservis, comme par exemple la puissance des faisceaux Raman dont dépendent les déplacements lumineux. De plus les interrogations entrelacées nous permettent d'envisager d'utiliser des interféromètres pour évaluer certains de ces paramètres, comme l'inclinaison des miroirs que nous pourrions mesurer en variant la vitesse de lancement, sans perdre la continuité de

la mesure de rotation. L'étude des effets systématiques nécessaire à l'amélioration de la stabilité à long terme pourrait aussi déboucher sur une étude de l'exactitude de l'instrument : en effet, le facteur d'échelle dépend de paramètres que nous pouvons contrôler ou connaître très précisément : \vec{g} (à une part sur 10^9), la fréquence des lasers Raman (une part sur 10^9) et les durées entre les impulsions (mieux qu'une part sur 10^9), ce qui n'est généralement pas le cas pour les autres technologies existantes.

6.2.2 Applications

Les mesures jointives entrelacées peuvent être appliquées dans des instruments tels que des détecteurs d'ondes gravitationnelles atomiques tels que MIGA qui nécessitent à la fois un grand temps d'interrogation, et une fréquence d'échantillonnage d'environ 10 Hz ([Geiger15]).

De la même façon, les différentes techniques que nous avons mis en place constituent une avancée importante en vue des applications à la navigation inertielle. En effet, d'une part l'utilisation de la compensation en temps réel et du fonctionnement jointif permet d'atteindre les performances intrinsèques du capteur. D'autre part, le fonctionnement entrelacé permet une fréquence d'échantillonnage élevée tout en gardant un temps de mesure long donc une grande sensibilité.

Enfin la perspective d'atteindre la gamme les 10^{-11} rad.s⁻¹ dans les prochaines années permettrait aussi l'utilisation de tels instruments en sismologie rotationnelle, voire en géosciences en mesurant des fluctuations d'axe de rotation de la Terre si des stabilités encore plus élevées étaient atteintes ([Schreiber14]).

Annexe A

L'atome de césium

Propriétés physiques

Propriété	Paramètre	Valeur	Unité
Numéro atomique	Z	55	
Nombre de nucléons	A	133	
Spin nucléaire	I	7/2	
Masse atomique	m	$2.21 \cdot 10^{-25}$	kg

Propriétés de la transition $D_2 : 6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$

Propriété	Paramètre	Valeur	Unité
Longueur d'onde (vide)	λ	852.347	nm
Longueur d'onde (air)	λ_{air}	852.121	nm
Largeur de raie	Γ	$2\pi \cdot 5.222$	MHz
Vitesse de recul	v_{rec}	3.52	mm/s
Décalage Doppler ($v_{atome} = v_{rec}$)	$\Delta\omega_D$	$2\pi \cdot 4.133$	kHz
Intensité de saturation (lumière σ_{\pm})	I_{sat}	1.1023	mW/cm ²

Référence : [Steck98]

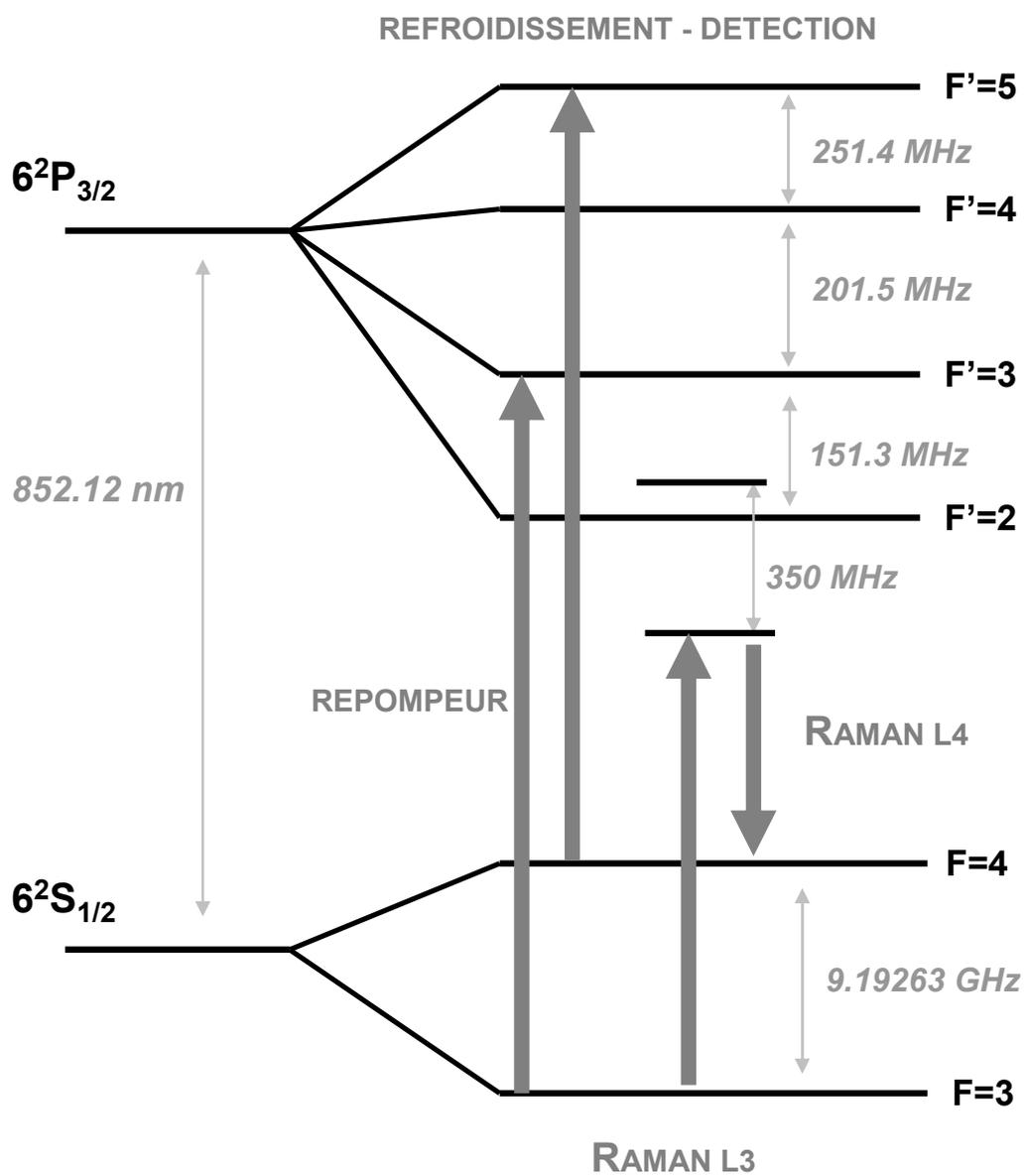


Diagramme des transitions optiques de la raie D_2 du césium.

Annexe B

Publications

- I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C.L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin. *Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad.s⁻¹ stability*, *Phys. Rev. Lett.*, 116(18), may 2016. URL : <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.116.183003>.
- R. Geiger, L. Amand, A. Bertoldi, B. Canuel, W. Chaibi, C. Danquigny, I. Dutta, B. Fang, S. Gaffet, J. Gillot, D. Holleville, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, D. Savoie, and P. Bouyer. *Matter-wave laser interferometric gravitation antenna (miga) : New perspectives for fundamental physics and geosciences*, 2015. URL : <https://arxiv.org/pdf/1505.07137>.
- B. Fang, I. Dutta, P. Gillot, D. Savoie, J. Lautier, B. Cheng, C. L Garrido Alzar, R. Geiger, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, A. Landragin. *Metrology with Atom Interferometry : Inertial Sensors from Laboratory to Field Applications* , Proceedings of the 7th Symposium on Frequency Standards and Metrology, Postdam (Germany), 12-16 Oct. 2015. URL : <http://doi.org/10.1088/1742-6596/723/1/012049>
- Bess Fang, Nicolas Mielec, Denis Savoie, Matteo Altorio, Arnaud Landragin, and Remi Geiger, *Improving the phase response of an atom interferometer by means of temporal pulse shaping*, accepté à *New Journal of Physics* (Décembre 2017).
- Remi GEIGER, Indranil DUTTA, Denis SAVOIE, Bess FANG, Carlos L. GARRIDO ALZAR, Christine GUERLIN, Matthieu MEUNIER, Thomas LEVEQUE, Bertrand VENON, Michel LOURS et Arnaud LANDRAGIN, *Gyromètre à atomes froids de grande sensibilité - High sensitivity cold atom gyroscope*, *Revue Française de Métrologie* n 41, Vol. 2016-1, 21-27, URL : <http://doi.org/10>.

1051/rfm/2016003

- Bess Fang, Indranil Dutta, Denis Savoie, Bertrand Venon, Carlos L. Garrido Alzar, Remi Geiger, Arnaud Landragin, *Cold-atom Inertial Sensor without Dead-time*, Proceeding of EFTF 2016, URL : <https://arxiv.org/abs/1605.03869>

Bibliographie

- [Barrett14] Brynle Barrett, Rémy Geiger, Indranil Dutta, Matthieu Meunier, Benjamin Canuel, Alexandre Gauguier, Philippe Bouyer, and Arnaud Landragin. The sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry. *Comptes Rendus Physique*, 15(10) :875–883, dec 2014. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2014.10.009>.
- [Barrett16] Brynle Barrett, Laura Antoni-Micollier, Laure Chichet, Baptiste Battelier, Thomas Lévèque, Arnaud Landragin, and Philippe Bouyer. Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nature Communications*, 7 :13786, dec 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms13786>.
- [Berg15] P. Berg, S. Abend, G. Tackmann, C. Schubert, E. Giese, W.P. Schleich, F. A. Narducci, W. Ertmer, and E.M. Rasel. Composite-light-pulse technique for high-precision atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 114(6), feb 2015. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.114.063002>.
- [Biedermann13] G. W. Biedermann, K. Takase, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, and M. A. Kasevich. Zero-dead-time operation of interleaved atomic clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 111 :170802, Oct 2013. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.170802>.
- [Bordé02] Ch J Bordé. Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia*, 39(5) :435–463, oct 2002. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/39/5/5>.
- [Bordé89] Ch.J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A*, 140(1-2) :10–12, sep 1989. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(89\)90537-9](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(89)90537-9).

- [Bouchendira11] Rym Bouchendira, Pierre Cladé, Saïda Guellati-Khélifa, François Nez, and François Biraben. New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :080801, Feb 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.080801>.
- [Canuel06] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :010402, Jul 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.010402>.
- [Canuel07] Benjamin Canuel. *Study of a cold atom rate-gyroscope*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, March 2007. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00193288>.
- [Chaibi16] W. Chaibi, R. Geiger, B. Canuel, A. Bertoldi, A. Landragin, and P. Bouyer. Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays. *Phys. Rev. D*, 93 :021101, Jan 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.93.021101>.
- [Cheinet06a] P. Cheinet. *Conception and realisation of a cold atom gravimeter*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, March 2006. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00070861>.
- [Cheinet06b] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K.T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin. Compact laser system for atom interferometry. *Applied Physics B*, 84(4) :643–646, may 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2266-2>.
- [Cladé] P. Cladé. Pydaqmx : a python interface to the national instruments daqmx driver. URL <http://pythonhosted.org/PyDAQmx/>.
- [Clairon91] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips. Ramsey resonance in a zacharias fountain. *EPL (Europhysics Letters)*, 16(2) :165, 1991. URL <http://stacks.iop.org/0295-5075/16/i=2/a=008>.
- [Collette15] C. Collette, F. Nassif, J. Amar, C. Depouhon, and S.-P. Gorza. Prototype of interferometric absolute motion sensor. *Sensors and Actuators A : Physical*, 224(Supplement C) :72 – 77, 2015. ISSN 0924-4247. URL <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.sna.2015.01.019>.

- [Dieckmann98] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58(5) :3891–3895, nov 1998. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.58.3891>.
- [Dubetsky06] B. Dubetsky and M. A. Kasevich. Atom interferometer as a selective sensor of rotation or gravity. *Phys. Rev. A*, 74 :023615, Aug 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.74.023615>.
- [Durfee06] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich. Long-term stability of an area-reversible atom-interferometer sagnac gyroscope. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :240801, Dec 2006. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.240801>.
- [Dutta15] Indranil Dutta. *Stability improvement of a sagnac cold atom interferometer : towards continuous operation*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, November 2015. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01332562>.
- [Dutta16] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C.L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin. Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/sec Rotation stability. *Phys. Rev. Lett.*, 116(18), may 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.116.183003>.
- [FOG] ixblue ultimate-performance fiber-optic gyroscope (fog). <http://web.ixblue.com/cn/aw6ym/fiberoptic-gyroscope>.
- [Freier16] C Freier, M Hauth, V Schkolnik, B Leykauf, M Schilling, H Wziontek, H-G Scherneck, J Müller, and A Peters. Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability. *Journal of Physics : Conference Series*, 723(1) :012050, 2016. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/723/i=1/a=012050>.
- [Gauguet09] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi, and A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer. *Physical Review A*, 80(6), dec 2009. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.80.063604>.
- [Geiger11] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Detecting inertial effects with airborne matter-wave

- interferometry. *Nature Communications*, 2 :474, sep 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1479>.
- [Geiger15] R. Geiger, L. Amand, A. Bertoldi, B. Canuel, W. Chaibi, C. Danquigny, I. Dutta, B. Fang, S. Gaffet, J. Gillot, D. Holleville, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, D. Savoie, and P. Bouyer. Matter-wave laser interferometric gravitation antenna (miga) : New perspectives for fundamental physics and geosciences. 2015. URL <https://arxiv.org/pdf/1505.07137>.
- [Gillot14] P Gillot, O Francis, A Landragin, F Pereira Dos Santos, and S Merlet. Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 51(5) :L15, 2014. URL <http://stacks.iop.org/0026-1394/51/i=5/a=L15>.
- [Graham16] Peter W. Graham, Jason M. Hogan, Mark A. Kasevich, and Surjeet Rajendran. Resonant mode for gravitational wave detectors based on atom interferometry. *Phys. Rev. D*, 94 :104022, Nov 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.104022>.
- [Gustavson00] T L Gustavson, A Landragin, and M A Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, 17(12) :2385, 2000. URL <http://stacks.iop.org/0264-9381/17/i=12/a=311>.
- [Hall81] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, and H. G. Robinson. Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 39(9) :680–682, nov 1981. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.92867>.
- [Hall89] J. L. Hall, M. Zhu, and P. Buch. Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2194, nov 1989. URL <http://dx.doi.org/10.1364/josab.6.002194>.
- [Jekeli05] Christopher Jekeli. Navigation error analysis of atom interferometer inertial sensor. *Navigation*, 52(1), 2005. URL <http://dx.doi.org/10.1002/j.2161-4296.2005.tb01726.x>.
- [Lautier14] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Hybridizing matter-wave and classical accelerometers. *Applied Physics Letters*, 105(14) :144102, oct 2014. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4897358>.

- [Lefèvre14] Hervé C. Lefèvre. The fiber-optic gyroscope, a century after sagnac's experiment : The ultimate rotation-sensing technology? *Comptes Rendus Physique*, 15(10) :851 – 858, 2014. ISSN 1631-0705. URL <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.crhy.2014.10.007>. The Sagnac effect : 100 years later / L'effet Sagnac : 100 ans après.
- [Lévègue09] T. Lévègue, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :080405, Aug 2009. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.080405>.
- [Lévègue10] Thomas Lévègue. *Development of a high sensitivity cold atom gyroscope based on a folded geometry*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, September 2010. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00532789>.
- [McGuirk00] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich. Large area light-pulse atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :4498–4501, Nov 2000. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.4498>.
- [Merlet09] S Merlet, J Le Gouët, Q Bodart, A Clairon, A Landragin, F Pereira Dos Santos, and P Rouchon. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46(1) :87–94, jan 2009. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/46/1/011>.
- [Meunier13] Matthieu Meunier. *Study of a large area matter wave gyroscope*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, December 2013. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01053196>.
- [Meunier14] M. Meunier, I. Dutta, R. Geiger, C. Guerlin, C. L. Garrido Alzar, and A. Landragin. Stability enhancement by joint phase measurements in a single cold atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 90(6), dec 2014. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.90.063633>.
- [Moler92] Kathryn Moler, David S. Weiss, Mark Kasevich, and Steven Chu. Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions. *Phys. Rev. A*, 45 :342–348, Jan 1992. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.45.342>.

- [Raab87] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631–2634, dec 1987. URL <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.59.2631>.
- [Riehle91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :177–180, Jul 1991. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.177>.
- [Sagnac14] G. Sagnac. Effet tourbillonnaire optique. La circulation de l'éther lumineux dans un interférographe tournant. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 4(1) :177–195, 1914. ISSN 0368-3893. URL <http://dx.doi.org/10.1051/jphystap:019140040017700>.
- [Schoser02] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66 :023410, Aug 2002. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.66.023410>.
- [Schreiber11] K. U. Schreiber, T. Klügel, J.-P. R. Wells, R. B. Hurst, and A. Gebauer. How to detect the Chandler and the annual wobble of the earth with a large ring laser gyroscope. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :173904, Oct 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.173904>.
- [Schreiber14] Karl Ulrich Schreiber, André Gebauer, Heiner Igel, Joachim Wassermann, Robert B. Hurst, and Jon-Paul R. Wells. The centennial of the Sagnac experiment in the optical regime : From a tabletop experiment to the variation of the earth's rotation. *Comptes Rendus Physique*, 15(10) :859 – 865, 2014. ISSN 1631-0705. URL <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.crhy.2014.10.003>. The Sagnac effect : 100 years later / L'effet Sagnac : 100 ans après.
- [Steck98] Danel A. Steck. Cesium d line data. 1998. URL <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf>.
- [Stockton11] J. K. Stockton, K. Takase, and M. A. Kasevich. Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :133001, Sep 2011. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.133001>.

- [Tackmann12] G Tackmann, P Berg, C Schubert, S Abend, M Gilowski, W Ertmer, and E M Rasel. Self-alignment of a compact large-area atomic sagnac interferometer. *New Journal of Physics*, 14(1) :015002, jan 2012. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/14/1/015002>.
- [Weiss94] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu. Precision measurement of $h\bar{c}$ based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. *Applied Physics B*, 59(3) :217–256, Sep 1994. ISSN 1432-0649. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01081393>.

Sujet : Fonctionnements continu et entrelacé d'un gyromètre à atomes froids et amélioration de sa stabilité

Résumé : Les gyromètres Sagnac atomiques ont un grand potentiel en raison de leur sensibilité élevée à la rotation. Le gyromètre atomique du SYRTE utilise des atomes de césium refroidis par lasers. À l'aide de transitions Raman stimulées, nous formons un interféromètre de type Mach-Zehnder replié. L'instrument permet d'atteindre un temps d'interrogation maximal de 800 ms, ce qui correspond à une aire Sagnac de 11 cm^2 , la plus grande démontrée pour un interféromètre atomique. Les objectifs de ma thèse sont de tirer au mieux parti du potentiel de l'instrument, et d'étudier des modes d'interrogations jointif et jointif entrelacé. C'est une étape importante pour l'application de tels instruments entre autres en navigation inertielle. Je décris les méthodes mises en place pour pousser la sensibilité court terme et j'ai mené une première étude détaillée des effets systématiques, tels que ceux liés à la lumière diffusée par la détection et la préparation des atomes et ceux liés aux désalignements du parallélisme miroirs et des trajectoires des atomes. J'ai démontré une stabilité à court terme de $30 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ en interrogation jointive triplement entrelacée, ce qui est une amélioration d'un facteur 3 de l'état de l'art pour les gyromètres à atomes froids. L'état de l'art a également été amélioré d'un facteur 5 à long terme avec une stabilité de $0,2 \text{ nrad.s}^{-1}$ en 30 000 s.

Mots clés : Interférométrie atomique, atomes froids, gyromètre, effet Sagnac, transitions Raman stimulées, capteur inertielle.

Subject : Continuous and interleaved operation of a cold atom gyroscope and improvement of its stability

Abstract: Sagnac atomic gyroscopes have great potential due to their high sensitivity to rotation. The SYRTE atomic gyroscope uses laser cooled cesium atoms. Thank to stimulated Raman transitions, we form a folded Mach-Zehnder type interferometer. The instrument allows interrogation times up to 800 ms, which corresponds to a 11 cm^2 Sagnac area, the largest demonstrated for atom interferometers. This is a major step toward the use of such instruments in inertial navigation. I describe the methods implemented to push the short-term sensitivity and performed the first detailed study of systematics, such as those linked to light-shifts due to the preparation and the detection of the atoms and those linked to misalignment of parallelism of the mirrors and of the trajectories of the atoms. I demonstrated a short-term stability of $30 \text{ nrad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ in triple interleaved joint interrogation which improves the state of the art by a factor 3. The state of the art has also been improved by a factor 5 in long-term with a $0,2 \text{ nrad.s}^{-1}$ stability in 30 000 s.

Keywords : Atom interferometry, cold atoms, gyroscope, Sagnac effect, stimulated Raman transitions, inertial sensor.