



HAL
open science

Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle

Jean Lautier-Blisson

► **To cite this version:**

Jean Lautier-Blisson. Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle. Autre [cond-mat.other]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066121 . tel-01068005

HAL Id: tel-01068005

<https://theses.hal.science/tel-01068005>

Submitted on 24 Sep 2014

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.

Université Pierre et Marie Curie

Ecole doctorale : « La physique, de la particule à la matière
condensée »

*Laboratoire SYstèmes de Référence Temps-Espace
Observatoire de Paris*

Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle

Par Jean Lautier

Thèse de doctorat de Physique

Dirigée par Arnaud Landragin

Présentée et soutenue publiquement le [Date de soutenance]

Devant un jury composé de :

[Noms, Prénoms, fonctions (ex : Maître de conférences) et rôle (ex :
Rapporteur) des membres du jury]

Dédicace

Remerciements

Sommaire

Remerciements.....	4
Sommaire.....	5
1 Introduction générale.....	8
2 Contexte et objectifs du projet MiniAtom.....	11
2.1 Instrumentation pour la gravimétrie.....	11
2.1.1 Sources et environnement de mesure.....	11
2.1.2 Quelques applications de la gravimétrie	13
2.1.3 Les différents types de gravimètres	14
2.1.4 Mesure de gravité utilisant des atomes	16
2.1.5 Un domaine multi-disciplinaire.....	21
2.1.6 La gravimétrie au LNE-SYRTE.....	21
2.2 Le prototype d'accéléromètre atomique MiniAtom.....	22
2.2.1 Cahier des charges et objectifs du prototype.....	22
2.2.2 Description de la collaboration.....	23
3 Éléments théoriques pour la gravimétrie atomique et principe de la mesure de g	25
3.1 Manipulation cohérente de paquets d'onde atomique	25
3.1.1 Séparatrices et géométrie de l'interféromètre.....	25
3.1.2 Déphasage en sortie d'interféromètre	29
3.2 Principe de la mesure de g et séquence temporelle.....	30
3.2.1 Principe de la mesure	30
3.2.2 Configuration des faisceaux Raman et sens de k_{eff}	31
3.2.3 Séquence temporelle typique.....	32
3.2.4 Algorithme de mesure.....	33
3.3 Fonction de sensibilité	34
3.3.1 Domaine temporel.....	34
3.3.2 Domaine fréquentiel	35
3.3.3 Sensibilité de l'interféromètre au bruit de phase de la référence micro-onde	37
3.3.4 Sensibilité de l'interféromètre aux vibrations	37
4 Accéléromètre atomique compact	41
4.1 Interféromètre atomique à un seul faisceau laser.....	41
4.1.1 Expériences fondatrices de piégeage à un seul faisceau.....	41
4.1.2 Démonstration d'un interféromètre atomique à un seul faisceau utilisant des transitions Raman stimulées	42
4.2 La tête de senseur	45
4.2.1 Descriptif général.....	46

4.2.2	Enceinte à vide	46
4.2.3	Champs magnétiques	51
4.2.4	Collimateur et polarisation	55
4.2.5	Détection.....	60
4.3	Le système laser.....	62
4.3.1	Architecture générale du système laser.....	64
4.3.2	Référence de fréquence micro-onde compacte	71
4.3.3	Asservissement du laser unique	81
4.3.4	Système laser complet assemblé.....	83
4.4	Programme de pilotage	85
4.5	Source atomique et signaux de temps de vol.....	86
4.5.1	La source atomique.....	86
4.5.2	Détection d'atomes froids et temps de vol.....	89
4.6	Conclusion de ce chapitre	90
5	Compensation des vibrations	92
5.1	Introduction.....	92
5.2	Réjection des vibrations par post-traitement.....	94
5.2.1	Correction des vibrations par post-corrélations.....	94
5.2.2	Le nouvel accéléromètre Titan.....	97
5.3	Compensation temps réel.....	104
5.3.1	Principe de la méthode.....	104
5.3.2	Bilan sur la mesure des probabilités de transition.....	105
5.3.3	Spécifications	107
5.3.4	Dispositif expérimental.....	107
5.3.5	Résultats pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms	110
5.3.6	Passage à un temps d'interrogation $2T = 117$ ms et asservissement sur le flanc de la frange.....	114
5.3.7	Hybridation d'un accéléromètre mécanique et d'un accéléromètre atomique absolu.....	119
5.4	Vers la navigation inertielle atomique	132
5.5	Autres applications.....	134
5.6	Conclusion de ce chapitre	135
6	Conclusions et perspectives.....	136
	Bibliographie.....	138
	Publications.....	145
	Annexe A – Atome de ^{87}Rb	146
	Annexes B – Technique du vide.....	147
	Conductance d'un raccord.....	147
	Annexe C – Considérations électroniques pour le développement du module CTR	148

Annexe D – paramètres de la méthode CTR..... 151

1 Introduction générale

La mesure est un processus par lequel l'Homme se donne accès au monde qui l'entoure pour en établir et en comprendre les lois. Un article écrit par Stanley Stevens en 1946 à propos de sa théorie des échelles de mesure [1], nous permet d'avancer une définition très générale de ce concept :

« La mesure est l'attribution d'une valeur numérique à des objets, des événements, des grandeurs ou des concepts, selon des règles préalablement définies. »

Par le processus de mesure, nous nous attachons à traduire le *continu* de notre environnement en un nombre fini de grandeurs, auxquelles nous affectons des valeurs discrètes. La physique est alors la science qui, à partir d'une vision échantillonnée et déformée de la Nature permet d'en saisir et d'en comprendre la complexité.

La mesure peut être vue comme un triptyque qui met en regard : l'objet de la mesure (mesurande), l'instrument de la mesure, et l'observateur. Le physicien, qui établit le protocole de mesure utilisant l'instrument pour appréhender l'objet de son étude, devient métrologue dès lors qu'il prend toutes les précautions pour « prendre la mesure » des limites de chacun de ces trois aspects. En somme, il édicte les règles dont parlait Stevens et il cherche à attacher un degré de certitude au résultat de la mesure. Au cours de l'Histoire, le cadre métrologique dont le scientifique, le politique et le commerçant se sont dotés a beaucoup évolué, tant par les concepts développés (unités, étalons, certifications) que par les institutions fondées pour son organisation (bureau des longitudes, bureau international des poids et mesures notamment). Aujourd'hui encore, ce cadre ne cesse d'être adapté aux progrès scientifiques [2].

En effet, le rapport qu'entretient l'observateur avec la mesure (et par conséquent, avec son environnement) est intimement lié aux moyens techniques et conceptuels dont il dispose (Figure 1-1).



Figure 1-1 Illustration de l'évolution de la définition de longueur au cours des siècles. A gauche : « pierre de Salamine », étalon de longueurs universel pour la construction du Parthénon (Grèce, ~ - 440 av. J.C.). Au centre : mètre-étalon français (Paris, ~ 1796). A droite : fontaine atomique en fonctionnement au LNE-SYRTE (Paris, 1993). Depuis 1983, le mètre est défini comme la longueur parcourue dans le vide par la lumière pendant une fraction précise de seconde.

Au XXème siècle, la construction de la mécanique quantique et le développement des lasers ont permis de développer des instruments de mesure dont l'exactitude et la stabilité ont profondément changé notre manière de penser. Ils permettent notamment de comprendre finement la structure de l'atome et de l'univers. D'abord objet d'études, l'atome est désormais employé comme instrument pour sonder notre environnement extérieur, en particulier grâce à la découverte du refroidissement d'atomes par

lasers. Depuis plusieurs années, il est employé pour établir des références de fréquence [3], utilisées pour la réalisation de l'échelle de temps atomique internationale et le positionnement par satellite.

De la même manière, des instruments utilisent des atomes pour mesurer d'autres grandeurs liées à l'espace : des vitesses de rotation, des accélérations, des champs magnétiques [4]. L'interférométrie atomique est un des principes sur lequel reposent, depuis 1991, certains de ces instruments [5]. Il s'agit aujourd'hui d'un domaine mature en ce qui concerne les dispositifs de laboratoire : par le nombre d'expériences en fonctionnement dans le monde, par la diversité et le niveau de compréhension des géométries utilisées, par le niveau de performance des mesures démontrées en terme d'exactitude et de sensibilité.

En ce qui concerne la mesure de l'accélération de la pesanteur g , les capteurs atomiques sont désormais transportables ; ils rivalisent avec les technologies « classiques » en terme d'exactitude [6], les surpassant même en terme de sensibilité [7]. Ainsi, le déploiement de gravimètres atomiques mobiles dans des environnements éloignés du laboratoire à des fins scientifiques, participe à un effort de recherche global pour mieux comprendre les lois de la Nature.

Ce travail présente le développement d'un instrument de mesure exacte de l'accélération, compact et de très large bande passante. Nous nous intéressons au volet instrumental du triptyque de la mesure, car comme l'écrivait Pierre Duhem [8]:

« Avant d'appliquer un instrument à l'étude d'un phénomène, l'expérimentateur, soucieux de certitude, démonte cet instrument, en examine chaque pièce, en étudie l'agencement et le jeu, le soumet à des test variés ; il sait alors d'une manière exacte ce que valent les indications de l'instrument et de quelle précision elles sont susceptibles ; il peut en faire usage avec sécurité »

Suite à cette rapide introduction, ce compte-rendu comporte quatre chapitres, organisés de la façon suivante :

Chapitre 2. Comme le sujet de ce mémoire est le développement et l'examen d'un instrument de mesure, il nous a paru important de présenter les caractéristiques des signaux que nous souhaitons observer. Nous dresserons un rapide tableau de la gravimétrie contemporaine : en décrivant certains phénomènes géophysiques d'intérêt et leur signature dans le temps et dans l'espace ; en dressant un état des lieux des instruments utilisés pour mesurer g et ses variations, notamment par des méthodes d'interférométrie atomique. Enfin, nous présenterons les objectifs que nous fixons pour le prototype. Ce chapitre a pour but d'explicitier le cadre scientifique et technique dans lequel s'est déroulé mon travail de thèse.

Chapitre 3. Dans cette partie, nous proposons une description de la théorie et des concepts utilisés pour réaliser expérimentalement un certain type d'accéléromètre atomique utilisant des atomes froids. Nous présenterons d'abord la physique mise à l'œuvre pour manipuler les atomes à l'aide de transitions optiques, et pour extraire l'information inertielle. Nous expliciterons ensuite comment la valeur de l'accélération est obtenue. Enfin, nous décrirons le concept de fonction de sensibilité, qui rend compte de l'effet du fonctionnement de nos instruments sur le processus de mesure lui-même.

Chapitre 4. Ce chapitre présente le cœur de mon travail de thèse. Nous y présenterons la conception, la réalisation et une partie de la caractérisation du prototype d'interféromètre atomique compact, utilisé pour des mesures d'accélération. Nous aborderons les deux grands ensembles qui composent le dispositif expérimental : la tête de senseur, lieu où les atomes réalisent la mesure ; et la source laser utilisée pour la manipulation des paquets d'onde atomique. Cette partie se fermera sur la présentation des premiers signaux atomiques et sur un bilan de cette activité.

Chapitre 5. Le dernier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude et à la réjection de la principale source de bruit affectant la mesure des capteurs inertiels atomiques : les vibrations parasites. Un aspect essentiel de la mobilité des capteurs inertiels basés sur l'interférométrie atomique réside dans la compacité du dispositif de filtrage du bruit de vibration. Nous présenterons la mise en œuvre d'une nouvelle méthode de réjection des vibrations, conduisant à d'excellentes sensibilités de la mesure de l'accélération. Cette méthode nous a conduit à la démonstration d'un accéléromètre absolu de très large bande passante ($[0 ; 430 \text{ Hz}]$), dont le fonctionnement est très prometteur, notamment en navigation inertielle.

2 Contexte et objectifs du projet MiniAtom

Dans le cadre du projet MiniAtom, visant à développer les éléments d'un capteur inertielle atomique compact, mon travail de thèse a porté sur la réalisation d'un accéléromètre absolu se basant sur l'interférométrie atomique, utilisé en particulier pour mesurer l'accélération de la pesanteur g . Le cadre initial de ce travail est l'étude de la mesure du champ de pesanteur terrestre.

Dans ce chapitre introductif, nous décrivons d'abord certains aspects de la gravimétrie, puis nous présentons le cadre dans lequel nous avons développé le prototype MiniAtom et le cahier des charges préliminaire.

2.1 Instrumentation pour la gravimétrie

Nous présentons dans cette partie certains enjeux de la gravimétrie : les caractéristiques des signaux d'intérêt et de leur sources, les applications auxquelles est destinée la mesure, les principaux instruments utilisés, et une revue des expériences de mesure de g avec des interféromètres atomiques. Tout ceci contribue à établir le cadre général de cette thèse et le cahier des charges du démonstrateur MiniAtom.

2.1.1 Sources et environnement de mesure

Tout corps C de masse m situé au voisinage de la Terre est soumis dans le référentiel terrestre en rotation à deux forces :

- La force gravitationnelle $\overrightarrow{F_{E \rightarrow C}}$ due à son environnement massique E (nous utilisons une description newtonienne). Il s'agit de la résultante des forces d'attraction gravitationnelle qui existe entre C et la distribution de masse de l'environnant E . Chaque source S de masse volumique ρ et de volume V située à une distance R de C exerce sur ce corps une force de la forme:

$$\overrightarrow{F_{S \rightarrow C}} = -Gm \int_V \frac{\rho(r)dV}{r^2} \vec{u}_{S \rightarrow C} \quad (2.1)$$

où G est la constante universelle de gravitation.

- La force centrifuge $\overrightarrow{F_{rot}}$ due à la rotation de la Terre.

$$\overrightarrow{F_{rot}} = m \Omega^2 R_{CT} \cos \lambda \vec{u}_{\lambda=0} \quad (2.2)$$

où Ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre, R_{CT} la distance entre le corps C et le centre de la Terre, et λ la latitude de C .

La force résultante $\overrightarrow{F_{E \rightarrow C}} + \overrightarrow{F_{rot}}$ est proportionnelle à m et le coefficient de proportionnalité est \vec{g} , accélération de la pesanteur dont nous mesurons le module. Cette grandeur dépend de la position du corps C par rapport à son environnement E et des variations temporelles de ce dernier. La mesure de g par un gravimètre absolu renseigne donc sur la structure et la dynamique de la distribution de masse entourant l'instrument.

Les géophysiciens utilisent le *Gal* comme unité d'accélération pour exprimer les valeurs de g . Il s'agit de l'unité d'accélération issu de l'ancien système d'unité C.G.S, nommée ainsi en l'honneur de Galilée : $1 \text{ Gal} = 10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$ donc $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \approx 10^{-9} \text{ g}$.

Nous représentons sur la Figure 2-1 le degré d'influence de certaines sources de masse de l'environnement terrestre sur g (équations (2.1) et (2.2)). En d'autres termes, cette figure décrit les niveaux de sensibilités à atteindre sur la mesure de g pour observer un certain nombre d'effets de la distribution de masse entourant l'instrument.

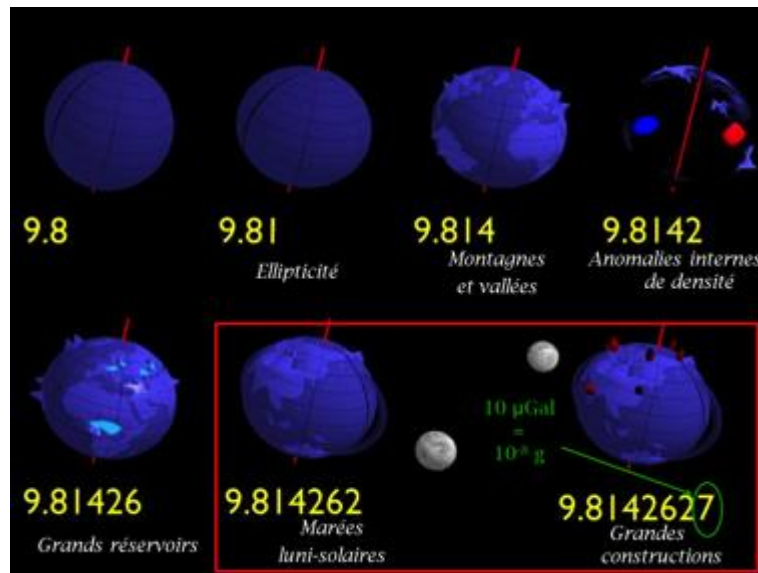


Figure 2-1 Relation entre la sensibilité de la mesure de g et les signaux sources. Nous nous intéressons plus particulièrement aux effets situés dans le carré rouge. [illustration : Olivier de Viron, IPGP].

Il existe de nombreux phénomènes géophysiques influençant g , qui se manifestent sur des échelles d'amplitude, de temps et de distance très différentes. Un même phénomène peut avoir une signature sur l'accélération de la pesanteur sur des durées et des distances caractéristiques variées (Figure 2-2).

La Figure 2-2 montre qu'il peut être très complexe de remonter aux causes des variations de l'accélération de la pesanteur à partir des seules mesures de gravimétrie. C'est ce que nous appelons la séparation des signaux. L'utilisation d'un parc d'instruments complet réalisant des mesures de g à différentes échelles et la superposition des relevés correspondants contribuent entre autre à améliorer cette séparation de signaux.

Environnement de mesure. Certaines mesures sont réalisées dans des environnements accidentés, difficiles d'accès, ou isolés. Les instruments peuvent être soumis à de grandes variations de température, à un fort taux d'humidité ou à des conditions climatiques difficiles. Ceci conditionne le choix de l'instrument (autonomie de mesure, technologie, compacité) et la résolution de la mesure obtenue (niveau de bruit, dérive de l'instrument due à l'environnement).

Correction de terrain. Dans la situation où nous cherchons à mesurer de petites variations du champ de pesanteur dues à des structures géologiques (anomalies de gravité), il est important de déterminer précisément la position de la station et d'apporter aux mesures un certain nombre de corrections. L'objectif est de tenir compte des autres facteurs extérieurs d'influence (décrits par les équations (2.1) et (2.2)). Sont apportées les corrections de marées, de latitude, d'altitude, de relief et de plateau [9].

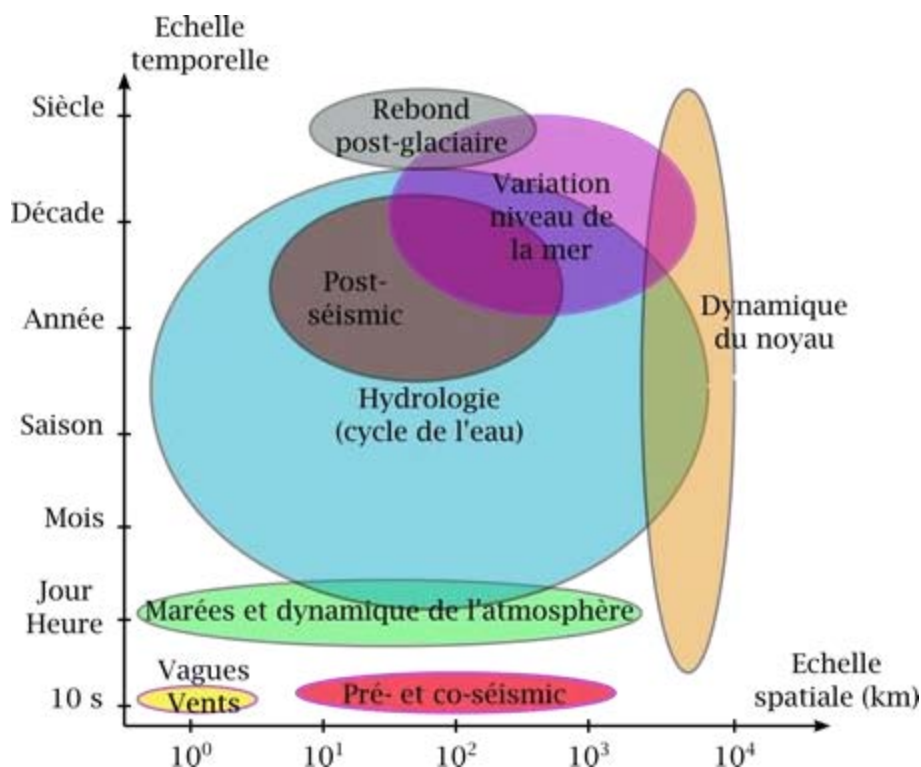


Figure 2-2 Représentation schématique de quelques signaux d'intérêt en géophysique. Nous indiquons les ordres de grandeurs des échelles de temps et de distance caractéristiques. Une même signature spatio-temporelle peut avoir plusieurs origines physiques.

Accélération parasites. Un gravimètre seul ne peut pas discerner les accélérations produites par les mouvements du sol (activité humaine, bruit de fond sismique et microséismes) ou le porteur mobile, de g et de ses variations. Les vibrations de l'environnement sont un problème central commun à tous les gravimètres, d'autant plus que la sensibilité de l'instrument est grande. Lors de mesures embarquées en bateau ou en avion le niveau de bruit d'accélération est particulièrement élevé.

2.1.2 Quelques applications de la gravimétrie

Géophysique. Un grand nombre d'applications de la mesure de g est décrit dans [10] et [11] ; nous ne citons que quelques exemples dont certains sont illustrés Figure 2-2. Les gravimètres permettent entre autre d'étudier les propriétés élastiques de la croûte terrestre (marées terrestres, rebond postglaciaire), les cycles hydrologiques, les phénomènes sismiques et vulcanologiques. Ils permettent également de repérer des anomalies de gravité conduisant à la détection de cavités sous-terraines ou à la cartographie des profils de densité des roches constituant le sous-sol, très utile pour la prospection minière et pétrolière.

La mesure de g et l'étude de ses variations sont précieuses pour affiner la détermination du géoïde et améliorer la séparation des sources en géodésie.

Navigation. La navigation inertielle permet de guider un engin en intégrant les équations du mouvement à partir des mesures d'accélération et de rotation réalisées dans son référentiel d'inertie. Les instruments de navigation eux-mêmes (par leurs biais et leurs facteurs d'échelle) introduisent des erreurs d'estimation qui se propagent rapidement et se traduisent par d'importantes erreurs de position après plusieurs heures de navigation. Les centrales inertielles nécessitent donc des recalages réguliers sur des systèmes de positionnement annexes (positionnement par satellite notamment). Ces systèmes annexes pouvant être piratés ou tout simplement non disponibles, il est bénéfique dans un certain nombre de situations de disposer de centrales inertielles très haute performance et autonomes. Les gravimètres étant avant tout des accéléromètres absolus, le développement d'instruments exacts

de grande sensibilité et de grande stabilité est donc intéressant pour la navigation inertielle. Nous reviendrons sur cet aspect au paragraphe 5.4.

En navigation sous-marine, la gravimétrie et la gradiométrie sont des techniques très intéressantes pour détecter des obstacles de manière complètement discrète (ce qui n'est pas le cas du sonar). Le suivi du signal de gravité et la détection de ses anomalies provoquées par la distribution de masse environnante permet de naviguer en tenant compte du relief sous-marin ou d'autres bâtiments.

Physique fondamentale. Il est possible d'effectuer des tests du principe d'équivalence prédit par la théorie de la relativité générale à l'aide d'accéléromètres atomiques étudiant la chute libre de deux nuages d'atomes différents [12]. Ces instruments peuvent également être utilisés pour mesurer des forces à faibles distances afin de tester une éventuelle déviation à la loi de la gravitation universelle à des échelles de l'ordre du μm [13]. Le projet MIGA (« matter-wave laser based interferometer gravitation antenna ») propose d'utiliser des accéléromètres atomiques en cavité pour la détection d'ondes gravitationnelles.

2.1.3 Les différents types de gravimètres

Le champ de pesanteur terrestre a d'abord été étudié à l'aide de pendules simples et de balances de torsion [10]. Le pendule est le plus rudimentaire des gravimètres absolus, mais il ne permet pas d'atteindre une exactitude meilleure que le mGal. Les balances de torsion ne sont exploitables que sur des terrains relativement plats du fait de leur grande sensibilité aux irrégularités de terrain. Ces instruments nécessitant de plus des durées d'observations de plusieurs heures, ils ont été remplacés au cours du XX^{ème} siècle par d'autres instruments [14].

Gravimètres absolus. Ces instruments mesurent directement l'accélération de la pesanteur g . Les gravimètres absolus utilisés actuellement suivent la trajectoire libre dans le vide d'une masse d'épreuve, qui définit alors un référentiel d'inertie. La masse peut être soit lâchée, soit catapultée (configuration « fontaine »).

- Gravimètres à coin de cube [15] (exemple : FG5X commercialisé par la société Micro-g Lacoste). Un interféromètre de Michelson dont les miroirs sont des coins de cube est utilisé pour mesurer la distance parcourue par la masse d'épreuve pendant une durée T . Un des miroirs est fixe et sert de référence. L'autre coin de cube se déplace verticalement dans le champ de pesanteur. Le comptage des franges d'interférence optique défilant du fait du mouvement libre du deuxième coin de cube donne accès à g . Depuis les années 1950, différents instituts de métrologie à travers le monde se consacrent à l'étude de la sensibilité et de l'exactitude de ces instruments et développent leurs propres prototypes de laboratoire [10].

Ces instruments ont une très bonne exactitude, au niveau de $2 \mu\text{Gal}$. En environnement très calme, ils présentent une sensibilité de l'ordre de $15 \mu\text{Gal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, et une bonne stabilité long-terme qui permet d'atteindre des résolutions sub- μGal après plusieurs heures d'intégration (données fabricant). Cependant, le temps de cycle reste élevé (plusieurs secondes, limité par le temps d'amortissement des vibrations mécaniques générées par la réception du coin de cube après chaque chute). Par ailleurs, les performances des gravimètres à coin de cube sont sujettes sur le long terme à l'usure mécanique des pièces mobiles.

Les gravimètres de type FG5 sont des instruments qui peuvent être transportés (volume d'environ $1,5 \text{ m}^3$, masse de 150 kg, consommation électrique d'environ 500 W). Le gravimètre A10, également commercialisé par Micro-g Lacoste, est une version plus légère et plus compacte de gravimètre à coin de cube destinée à une utilisation de terrain. Il présente cependant une exactitude d'environ $10 \mu\text{Gal}$ (fabricant) et une résolution de l'ordre de $3 \mu\text{Gal}$ en 30 minutes en environnement très calme [16]. Il n'existe à l'heure actuelle aucun gravimètre à coin de cube pouvant réaliser des mesures embarquées dans un avion ou un bateau, du fait du trop grand niveau de vibration.

- Gravimètres atomiques. Ces instruments sont détaillés dans le paragraphe 2.1.4.

Gravimètres relatifs. Les gravimètres relatifs mesurent les variations de g . Ce sont des gravimètres dit statiques : nous suivons la position d'équilibre d'une masse d'épreuve placée dans le champ de pesanteur local. Différentes techniques permettent de maintenir la masse d'épreuve en suspension et les variations de g sont obtenues en mesurant la force de contre-réaction nécessaire à garder la masse à sa position d'équilibre. Le facteur d'échelle de ces instruments nécessite d'être étalonné par un gravimètre absolu.

- Ressort élastique. La grandeur suivie est la position d'équilibre d'une masse suspendue à un ressort mécanique de longueur nulle ou à un ressort à quartz (exemple : CG-5 commercialisé par la société Scintrex).
- Fil de torsion (exemple : Chekan-AM développé par CSRI Elektropribor (Russie)). La grandeur suivie est l'angle entre deux fils de torsion horizontaux reliés par la masse d'épreuve.
- Lévitiation d'une sphère supra-conductrice (exemple : iGrav commercialisé par la société GWR, [17]). La grandeur suivie est le signal d'erreur de l'asservissement de la position verticale d'une sphère en matériau supra-conducteur lévitant dans un champ magnétique statique. Un cryostat est nécessaire pour atteindre une température de fonctionnement de 4 K.

Nous comparons les caractéristiques de ces instruments dans le Tableau 2-1, en fonction du degré de mobilité du dispositif.

Tableau 2-1 Caractéristiques de différents gravimètres relatifs.

Principe	Ressort mécanique de longueur nulle ou ressort en quartz	Fil de torsion en quartz et plateforme gyrostabilisée	Sphère supra-conductrice en lévitation asservie en position
Exemple	CG5 (Scintrex)	Chekan-AM (Elektropribor)	iGrav (GWR)
Fréquence de mesure	6 Hz	10 Hz	12 Hz moyenné sur 1 s; signal de sortie filtré ¹
Sensibilité ultime	< 1 μ Gal	10 μ Gal (au sol)	0,05 μ Gal
Dérive	De 100 à 1000 μ Gal par jour		< 0,5 μ Gal par mois
Volume physique	10 L	500 L	1000 L
Masse	8 kg	100 kg	40 kg
Consommation électrique	4,5 W	500 W	1,3 kW
Mobilité	Excellente	Mesures embarquées	Instrument Fixe d'intérieur
Applications	Gravimétrie de terrain		Suivi long terme des variations de g

Il existe donc une large gamme d'instruments, caractérisée par un compromis général entre performances et compacité/mobilité. Il n'existe à l'heure actuelle pas de gravimètre absolu reposant sur des technologies classiques présentant une bonne exactitude, une bonne sensibilité et une compacité réalisant des mesures embarquées.

¹ Chaque appareil présente un filtrage électronique passe-haut de fréquence de coupure environ 2 minutes.

Les gravimètres supra-conducteurs sont des instruments fixes. Les gravimètres embarqués comme le Chekan-AM sont utilisés pour réaliser des cartographies d'anomalies de gravité sur des échelles de l'ordre de 100 km. Les gravimètres transportables de type CG5 sont utilisés pour réaliser des cartographies d'anomalies de gravité sur des échelles de l'ordre de 100 m à quelques km. Cependant, le contrôle des dérives de l'instrument nécessite de réaliser des circuits bouclés, qui limitent la mobilité.

Gravimétrie spatiale. Plusieurs missions spatiales sont dédiées à l'étude du champ de pesanteur terrestre. Le principe des missions GRACE et GOCE est de mesurer la perturbation induite par le champ de pesanteur sur les trajectoires de satellites en orbite basse-altitude autour de la Terre. Ceci permet de déterminer l'évolution de g sur plusieurs années à l'échelle planétaire avec une exactitude de l'ordre du mGal et une résolution spatiale de l'ordre de 100 km. A titre d'exemple, les données collectées sont très utiles en hydrologie [18], en sismologie [19], ou pour l'étude de la dynamique du manteau terrestre [20].

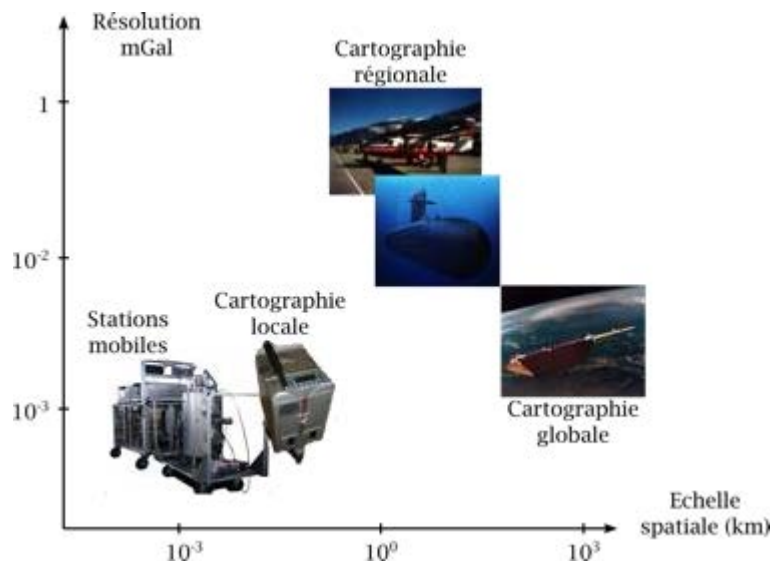


Figure 2-3 Résolution sur la mesure de g en fonction de l'échelle spatiale étudiée. Les distances caractéristiques que nous souhaitons résoudre conditionnent l'environnement de mesure et donc la sensibilité atteinte. De gauche à droite : le gravimètre absolu du LNE-SYRTE, un gravimètre relatif CG-3, des mesures embarquées, l'utilisation de satellites artificiels.

Les stations de mesure absolue au sol sont transportables et permettent d'atteindre des résolutions sub- μ Gal en plusieurs heures d'intégration. Les satellites passent rapidement au-dessus de chaque zone, et possède une vitesse de rotation finie ; ils permettent des sensibilités de quelques μ Gal, grâce à un environnement très calme et des accéléromètres de très hautes performances. Du fait de ces différentes échelles spatiales de mesure, l'enjeu est de superposer les relevés gravimétriques obtenus avec les différents instruments. Les photographies ne sont pas à l'échelle.

2.1.4 Mesure de gravité utilisant des atomes

La première observation d'un phénomène d'interférences à onde de matière dont le déphasage fait intervenir l'accélération de la pesanteur est réalisée en 1975 à l'aide d'un interféromètre à neutrons [21]. Après la première réalisation d'une mesure de g à l'aide d'un interféromètre atomique de type Mach-Zender utilisant des transitions Raman stimulées [22], plusieurs géométries et séparatrices ont été testées. Nous proposons ici un bilan des différentes mesures réalisées.

2.1.4.1 Etat des lieux des mesures de gravité avec des atomes libres

Il s'agit du mode de fonctionnement historique, mais aussi celui qui permet d'obtenir les meilleures performances. Dans ces dispositifs, les nuages d'atomes froids sont lâchés ou lancés verticalement (configuration de fontaine). Nous regroupons dans le Tableau 2-2 les projets de gravimètre à atomes libres développés dans le monde. Depuis la première démonstration d'un interféromètre atomique utilisant une géométrie de Mach-Zender et des transitions Raman stimulées en 1991 [23], cette technique est la plus utilisée à l'heure actuelle.

En parallèle des réalisations listées dans le Tableau 2-2, il existe d'autres projets de gravimètres utilisant des atomes froids libres en cours de développement dans le monde : à l'institut national de métrologie coréen (KRISS, Corée du Sud), à l'institut national de métrologie chinois (NIM), à la Nanyang Technological University (Singapour), à l'université de Birmingham. La société américaine AOSense déclare produire un gravimètre atomique de ce type, mais très peu d'informations sont disponibles à ce sujet.

Intéressons nous maintenant aux tendances qui animent les développements expérimentaux à l'heure actuelle. Afin d'améliorer la sensibilité et l'exactitude de ces instruments, plusieurs voies de développement sont étudiées.

Sensibilité. En avançant ce que nous allons décrire au chapitre 3, la sensibilité d'un interféromètre atomique de type Mach-Zender est proportionnelle au carré du temps d'interrogation des atomes. Afin d'augmenter la sensibilité des instruments, deux grandes approches visant à accroître l'aire des interféromètres sont possibles.

La première consiste à augmenter très significativement le temps d'interrogation en allongeant la trajectoire balistique des paquets d'onde². Les configurations de type fontaine permettent maintenant d'obtenir des temps d'interrogation de plusieurs centaines de ms. Deux expériences d'interféromètre dont l'enceinte à vide a une hauteur de 10 m sont actuellement en cours de développement aux Etats-Unis [28] et en Chine [29] afin d'atteindre des temps d'interaction de plusieurs secondes.

La deuxième méthode consiste à augmenter la séparation spatiale des paquets d'onde atomique entre les deux bras de l'interféromètre. Il est possible de réaliser des expériences de double-diffraction ou de soumettre les atomes à plusieurs impulsions lasers successives [30]. Il est également possible de transférer plusieurs fois aux atomes le recul dû à un photon lors d'une même impulsion (séparatrices multi-photoniques) [31]. D'autres expériences associent les deux méthodes [32]. La difficulté est de conserver une séparation cohérente et efficace des paquets d'onde et un bon contraste d'interféromètre lorsque le nombre d'impulsions appliquées augmente.

² Dans certaines expériences les interféromètres atomiques opèrent en microgravité [24], [25]. L'objectif est d'avoir accès à des temps d'interrogation longs avec des dispositifs expérimentaux de dimensions usuelles et des conditions de mesure moins perturbées pour réaliser des tests de physique fondamentale avec une très bonne sensibilité. A terme, ces dispositifs seront probablement envoyés dans l'espace [26], [27].

Tableau 2-2 Gravimètres atomiques en fonctionnement utilisant des atomes libres.

Lab.	Configuration	Sensibilité (m. s ⁻² . Hz ^{-1/2})	Stabilité long terme (m. s ⁻²)	Exact. (m. s ⁻²)	Réf.
Stanford (E.U.)	Fontaine ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 160 ms)	2×10^{-7}	1×10^{-8} à 2000 s	3×10^{-8} ³	[33], [34] (2001)
	Même expérience après améliorations (2T = 400 ms)	8×10^{-8}			[35] (2008)
LNE-SYRTE (FR)	Chute libre ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 100 ms)	$1,4 \times 10^{-7}$	7×10^{-9} à 3000 s	$4,2 \times 10^{-8}$	[36], [37] (2008)
	Chute libre ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 160 ms)	$5,7 \times 10^{-8}$	2×10^{-9} en 1000 s		[38] (2014)
LNE-SYRTE (FR)	Gravimètre à un seul faisceau ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 80 ms)	$1,7 \times 10^{-6}$	5×10^{-8} en 3000 s		[39] (2010)
Wuhan (CHA)	Mach-Zender et transitions Raman stimulées vers une fontaine de 10 m (2T = 300 ms)	2×10^{-6}	$4,5 \times 10^{-8}$ à 1888 s		[29] (2011)
	Fontaine ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 600 ms)	$4,2 \times 10^{-8}$	3×10^{-9} à 300 s		[40] (2013)
LENS (IT)	Fontaine ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées ; gravi-/gradiomètre (2T = 320 ms)	7×10^{-6}	$1,3 \times 10^{-7}$ à 5400 s		[41] (2012)
ANU (AUS)	Chute libre ; Mach-Zender et séparatrices Bragg ; Double diffraction ; (2T = 120 ms)	6×10^{-7}	$2,7 \times 10^{-8}$ à 1000 s	En cours	[42] (2013)
HU Berlin (ALL)	Fontaine ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 460 ms)	3×10^{-7}	$\sim 10^{-8}$	En cours	[43] (2013)
ONERA (FR)	Chute Libre ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 96 ms)	$4,2 \times 10^{-7}$	$1,9 \times 10^{-8}$ à 500 s	$2,5 \times 10^{-7}$	[44] (2013)
Hangzhou (CHA)	Fontaine ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 120 ms)	1×10^{-6}	$5,7 \times 10^{-8}$ à 1000s		A paraître (2014)
IQO (ALL)	Chute Libre ; Mach-Zender ; transitions Raman stimulées (2T = 120 ms) ; bi-espèce (Rb/K)	$4,2 \times 10^{-6}$	$3,9 \times 10^{-8}$ à 50000 s	$1,5 \times 10^{-7}$	(2013)
MuQuanS (FR)	Gravimètre à un seul faisceau commercial ; Mach-Zender et transitions Raman stimulées (2T = 100 ms)				(2013)

³ Le bilan d'incertitude présenté dans cette publication est incomplet. Il manque entre autre l'évaluation du biais induit par les aberrations du front d'onde.

La meilleure sensibilité à l'accélération obtenue avec des atomes ($4.2 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$) est atteinte par un interféromètre de Mach-Zender utilisant des transitions Raman stimulées simple en configuration fontaine ($2T = 600 \text{ ms}$), mettant en jeu un contrôle actif des vibrations [7].

Exactitude. Ces instruments réalisent une mesure absolue de g. Les principales sources de biais sont liées à l'expansion du nuage d'atomes froids au cours de l'interféromètre du fait de la température transverse résiduelle des atomes (influence des aberrations du front d'onde des faisceaux lasers, effet Coriolis...) [45]. L'utilisation de sources atomiques ultra-froides comme des condensats de Bose-Einstein (CBE) permet d'étudier et de limiter ces effets⁴ [47].

2.1.4.2 Etat des lieux des mesures de gravité avec des atomes confinés ou partiellement confinés

La manipulation cohérente d'atomes froids dans des réseaux optiques ou sur des puces atomiques permet de réaliser des mesures d'accélération sur des distances bien plus courtes comparé à ce qui a été présenté précédemment. Un état des lieux des performances obtenues est présenté dans le Tableau 2-3.

Tableau 2-3 Gravimètres atomiques utilisant des atomes confinés ou partiellement confinés.

Lab.	Configuration	Sensibilité ($\text{m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$)	Stabilité long terme (m.s^{-2})	Exactitude (m.s^{-2})	Réf.
Swinburne Univ. (AUS)	Puce à atomes ; séparation adiabatique de CBE	2×10^{-4}			[48] (2007)
LCF (FR)	Puce à atomes ; trampoline à atomes	1×10^{-4}		10^{-3}	[49] (2010)
LENS (IT)	Réseau modulé en amplitude ; ^{88}Sr	9×10^{-5}	$1,5 \times 10^{-6}$ à 3600 s	2×10^{-6}	[50] (2011)
	Même dispositif amélioré ; expérience de couplage spin/gravité $^{88}\text{Sr}/^{87}\text{Sr}$	$1,5 \times 10^{-6}$	5×10^{-7} à 800 s	qq 10^{-7}	(2014)
ONERA (FR)	Interféromètre de Ramsey-Bordé et oscillations de Bloch	$3,4 \times 10^{-5}$	2×10^{-6} à 300 s	$1,2 \times 10^{-6}$	[51] (2012)
LKB (FR)	Interféromètre de Ramsey-Bordé et oscillations de Bloch	$7,4 \times 10^{-6}$	$7,4 \times 10^{-8}$ à 10000 s	En cours	[52] (2013)
LNE-SYRTE (FR)	Interféromètre de Ramsey entre états de Wannier-Stark	$9,1 \times 10^{-5}$	$9,1 \times 10^{-6}$ à 100 s	En cours	[13] (2013)
		4×10^{-5}			(2014)
Thalès TRT (FR)	Puce à atomes ; séparation adiabatique de CBE				
Berkley & Honeywell Inc. (E.U.)	Interféromètre Mach-Zender avec séparatrice de Bragg et oscillations de Bloch				[53] (2014)

Les dimensions physiques des enceintes à vide de ce type d'expérience sont intrinsèquement inférieures à celles des interféromètres atomiques utilisant des atomes libres. Ceci permet d'envisager

⁴ En faisant varier la température des sources atomiques à l'entrée d'un interféromètre atomique il est possible d'étudier le rôle de la cohérence de la source sur le contraste en fonction du temps d'interrogation [46].

des dispositifs expérimentaux plus compacts. Cependant, les performances de ces dispositifs sont globalement inférieures à celles des interféromètres atomiques utilisant des atomes libres.

Puces atomiques. Plusieurs expériences de manipulations d'atomes froids permettant une mesure de g à proximité d'une puce à atomes sont étudiées dans le monde. Il est possible de maintenir un CBE en suspension contre la gravité, en lui transférant une succession d'impulsions laser (« trampoline à atomes »). La mesure de g est extraite de l'optimisation de la lévitation [54], [49]. Une autre approche consiste à séparer de manière adiabatique un CBE produit par une puce verticale en deux nuages confinés dans des potentiels magnétiques asymétriques dont la position relative dans le champ de pesanteur est modulée. Les deux nuages sont ensuite relâchés et la phase relative accumulée est lue spatialement sur l'interférogramme issu du recouvrement des deux nuages cohérents en expansion [48], [55].

Ces dispositifs expérimentaux demeurent compliqués et permettent d'obtenir des performances limitées. Un travail important de compréhension des effets systématiques reste à accomplir pour accéder à des performances satisfaisantes.

Réseaux optiques. Les expériences d'accéléromètres utilisant des atomes placés dans un réseau optique sont relativement récentes et en rapide évolution [52]. Leurs performances sont à l'heure actuelle encore inférieures à l'état de l'art mais l'étude des effets systématiques spécifiques aux réseaux optiques permettra probablement d'atteindre de bons niveaux d'exactitude. Il est à prévoir que l'augmentation de la durée d'interrogation, la diminution de la température des atomes et l'amélioration du contrôle du bruit de vibration permettra d'atteindre des sensibilités à l'accélération comparables aux interféromètres atomiques à atomes libres. Dans ces cas encore, l'utilisation d'oscillations de Bloch rend accessible de grandes séparations des paquets d'onde [56].

2.1.4.3 Bilan et caractéristique commune à toutes ces expériences

Tous les accéléromètres à atomes froids que nous avons présentés (et de manière générale tous les capteurs inertiels à atomes froids) réalisent des mesures échantillonnées : leur fonctionnement nécessite entre chaque interféromètre une durée pendant laquelle l'information d'accélération n'est pas enregistrée. Ce principe de fonctionnement conditionne profondément la mesure réalisée. Nous détaillerons cet aspect essentiel au paragraphe 3.3.

Une des voies d'amélioration consiste à minimiser cet effet en augmentant le taux de répétition afin d'obtenir une plus grande bande passante de mesure, au détriment de la sensibilité obtenue [57]. Des fréquences de répétition de mesures atteignant 300 Hz ont ainsi été démontrées. Une autre voie, plus directe, consiste à réaliser une mesure continue : plusieurs nuages d'atomes sont interrogés en même temps et partagent des impulsions lumineuses, à la manière d'un jongleur qui maintient toujours au moins une des balles en l'air. Cette technique a été appliquée à des horloges atomiques à atomes froids [58][59], et est en cours de démonstration pour des mesures inertielles sur le gyromètre à atomes froids en fonctionnement au LNE-SYRTE (publication à paraître).

En parallèle du développement d'expériences toujours plus sensibles et exactes, une tendance franche est à l'amélioration de la compacité et de la simplicité des capteurs atomiques en vue de disposer d'instruments transportables.

Dans tous les cas, l'obtention de bonnes sensibilités nécessite de très bien contrôler le bruit de vibrations. Nous aborderons ce point en détail dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

2.1.5 Un domaine multi-disciplinaire

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.1, la séparation des signaux de mesures gravimétriques pour remonter aux sources est un problème délicat. Un parc complet de gravimètres (relatifs/absolus, station fixe/instrument embarqué) permet de croiser les résultats obtenus par différentes méthodes de mesure (Figure 2-3) et de rejeter de potentiels biais instrumentaux. Nous disposons alors de relevés gravimétriques à différentes échelles temporelles et spatiales que nous cherchons à superposer.

Les relevés gravimétriques à différentes échelles sont souvent complétés par la mesure d'autres observables : études sismiques, mesures magnétiques et électriques, études géodésiques. C'est le croisement de l'ensemble de ces données qui permet la meilleure modélisation du champ de pesanteur terrestre et de ses variations temporelles (hydrologie, dynamique de l'atmosphère et des océans...).

Le modèle du champ de pesanteur est ensuite utilisé pour mieux comprendre d'autres phénomènes géophysiques, prévoir des comportements dynamiques (dynamique des océans, sismologie) ou mettre en évidence des couplages entre différents effets.

Les progrès instrumentaux améliorent la sensibilité et l'exactitude des mesures aux différentes échelles de temps et d'espace, et étendent le champ des mesures. Les nouveaux relevés fixent des contraintes expérimentales supplémentaires : nous ajustons alors les paramètres du modèle. C'est ce qui est appelé l'inversion. A l'heure actuelle, les performances des gravimètres absolus (coin de cube et gravimètres atomiques) et des gravimètres supraconducteurs sont telles, qu'il est très difficile de déterminer si la limite de la sensibilité de la mesure de g est due aux instruments ou à la précision des modèles théoriques [45].

2.1.6 La gravimétrie au LNE-SYRTE

L'activité de gravimétrie a démarré au SYRTE au début des années 2000, dans le cadre de la balance du watt du bureau national de métrologie (BNM, désormais pilotée par le laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE)) [60]. Ce type d'expérience vise à participer à une éventuelle redéfinition de l'unité de masse (le kilogramme) en fonction de constantes fondamentales de la physique et nécessite une mesure absolue de g à la localisation de la pesée avec une exactitude relative meilleure que 2×10^{-8} [61], [62]. A cette occasion un gravimètre atomique de type Mach-Zehnder en configuration chute libre a été développé [63].

L'étude détaillée des sources de bruit et des biais de ce premier gravimètre [64], a conduit à la conception d'un second dispositif expérimental sur le site de la balance du watt du LNE à Trappes, en région parisienne [65]. Le CAG (« cold atom gravimeter » en anglais) est un gravimètre atomique transportable de type Mach-Zehnder en configuration chute libre permettant des temps d'interrogation de $2T = 160$ ms. D'excellentes performances au niveau de l'état de l'art ont été démontrées (Tableau 2-2).

Malgré la complexité du dispositif expérimental, le CAG est un instrument transportable qui a participé à plusieurs comparaisons internationales [6], [37]. A ce jour, c'est d'ailleurs le seul gravimètre atomique y ayant contribué.

Afin de réaliser le transfert de g sur l'ensemble du site de la balance du watt au LNE, le laboratoire dispose d'un gravimètre relatif CG-5. Le parc d'instrument est complété par un gravimètre relatif supra-conducteur (iGrav-005) permettant d'éprouver les performances du CAG.

L'identification des aspects expérimentaux critiques d'un gravimètre atomique et des performances instrumentales nécessaires a guidé les choix technologiques conduisant à des simplifications du

dispositif expérimental et au développement d'un accéléromètre atomique compact qui fait l'objet de ce manuscrit.

2.2 Le prototype d'accéléromètre atomique MiniAtom

Nous avons vu que chaque gravimètre possède des caractéristiques de mesure (exactitude, sensibilité, dérives, mobilité de l'instrument) qui conditionne son utilisation. En proposant de développer un gravimètre compact reposant sur l'interférométrie atomique avec des atomes libres, le prototype MiniAtom vise à pouvoir réaliser:

- des mesures absolues, en changeant aisément de station
- des mesures relatives sans avoir besoin de boucler le circuit
- des mesures continues en un point données pour suivre les variations de g

2.2.1 Cahier des charges et objectifs du prototype

Le cahier des charges du prototype de gravimètre atomique transportable cherche à répondre aux enjeux et aux développements de la gravimétrie de terrain décrit au paragraphe 2.1, notamment dans l'amélioration des relevés absolus locaux et régionaux pour faire le lien entre les données satellite et les données de terrain (Figure 2-4). Il existe une forte demande concernant l'augmentation de la résolution des mesures réalisées à proximité des zones côtières (notamment pour la détermination du géoïde), en mer, et sur le plancher océanique.

Le cahier des charges s'appuie sur l'expérience accumulée en interférométrie atomique et en gravimétrie par les laboratoires LNE-SYRTE de l'Observatoire de Paris et Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

Le projet MiniAtom vise à simplifier et à fiabiliser les éléments technologiques constituant une expérience d'interférométrie atomique afin de parvenir au développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle :

- Conception et réalisation d'une source laser et d'une tête de senseur compacts
- Assemblage et caractérisations des différents éléments
- Démonstration d'un prototype en environnement de laboratoire

Le dispositif expérimental doit être transportable (un ou deux m³, pour une masse totale inférieure à 100 kg), de faible consommation électrique. Nous souhaitons atteindre sur le terrain une exactitude de quelques μGal , proche de celle des gravimètres absolus de laboratoire. La sensibilité de l'instrument doit permettre d'atteindre à chaque station une résolution de mesure de l'ordre de 1 μGal en une dizaine de minutes. A l'avenir, l'instrument développé devra pouvoir évoluer avec ces performances dans des environnements de mesure difficiles (§ 2.1.1).

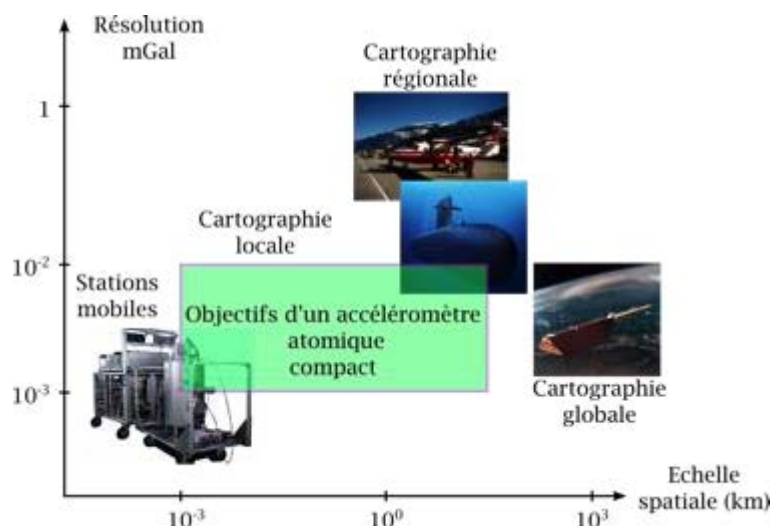


Figure 2-4 Champs d'application envisagé pour notre prototype d'accéléromètre atomique compact. L'objectif principal est de disposer d'un gravimètre absolu atomique mobile et embarquable, faisant le lien entre les mesures globales par satellites et les relevés locaux des stations absolues.

Le cahier des charges et les choix techniques établis au début du projet MiniAtom ont cependant évolué au cours de ma thèse. D'autres solutions instrumentales ont également été testées.

2.2.2 Description de la collaboration

Le projet MiniAtom est une collaboration regroupant deux laboratoires publics : le laboratoire de l'Institut d'Optique (LCF à Palaiseau d'abord, puis LP2N à Talence) et le SYRTE, avec des acteurs industriels dont la mission est de développer des « briques technologiques » conduisant à une intégration encore plus poussée de la partie optique. Nous décrivons le rôle de chaque intervenant dans le Tableau 2-4.

Tableau 2-4 Description de la collaboration du projet MiniAtom et de la répartition des missions.

Acteur	Mission/développement	Statut
Institut d'Optique	Pilote du projet Source laser	Source laser livrée
SYRTE	Tête de senseur Intégration du prototype Caractérisation de la mesure	Tête de senseur livrée Intégration faite (chapitre 4)
III-V Lab	Amplificateur à semi-conducteur à 780 nm	Conception et réalisation partiellement validées. Interface avec le diviseur en cours
Kloé	Diviseur de faisceau (principe d'interférence multimode) hybridé à l'amplificateur	Conception et réalisation validées. Interface avec l'amplificateur en cours
IXBlue	Cartes électroniques diode laser (alimentation et asservissement)	Conception et réalisation validées. Echantillons disponibles pour tests.
IXFiber	Fibres polarisantes à 780 nm	Conception et réalisation validées. Echantillons disponibles pour tests.
Thalès RT	Architecture générale du capteur	

Pour la réalisation du prototype de source laser (§ 4.3), nous avons privilégié des solutions plus directes et disponible commercialement, afin que l'avancement du projet ne dépende pas du temps de développement des composants d'optique intégrée.

3 Éléments théoriques pour la gravimétrie atomique et principe de la mesure de g

Dans ce chapitre, nous présentons les notions théoriques utiles à la compréhension du travail présenté dans la suite de ce manuscrit. Après avoir décrit la géométrie d'interféromètre utilisé, nous présentons le principe de la mesure de g , et nous détaillons la fonction de sensibilité de l'interféromètre.

Les aspects expérimentaux détaillés dans ce chapitre sont issus du développement des précédents gravimètres au LNE-SYRTE (§ 2.1.6), et que nous réutilisons dans le cadre du projet MiniAtom.

3.1 Manipulation cohérente de paquets d'onde atomique

L'interférométrie est une technique de mesure selon laquelle des trains d'ondes cohérents ayant emprunté des trajectoires différentes se recouvrent et interfèrent. La lecture du profil d'interférence donne accès au déphasage entre les paquets d'onde, reflétant la différence des phases accumulées par les porteurs le long de leur trajectoire respective. Si une grandeur physique O influence différemment la phase des paquets d'onde selon les trajectoires empruntées, la mesure du déphasage en sortie de l'interféromètre réalise une mesure de O .

L'interférométrie atomique exploite la dualité onde/corpuscule de la matière, suggérée par Louis de Broglie en 1923 et mise en évidence par Davisson et Germer en 1927. Un objet massif peut être décrit par une fonction d'onde et porte donc une phase. De la même manière qu'en optique, la diffraction d'un paquet d'onde de matière est observable. De manière plus profonde, il a été montré que les lois de l'optique peuvent être généralisées pour s'étendre à des particules de masses arbitraire (dont l'optique photonique est un cas particulier) [66].

Nous mettons à profit le refroidissement laser d'atomes neutres afin de réaliser un interféromètre à ondes de matière. L'utilisation d'un nuage d'atomes froids comme source permet d'avoir accès à des temps d'interrogation plus long, ce qui augmente la sensibilité de la mesure (la sensibilité de l'interféromètre évolue comme le carré du temps d'interrogation). Afin de mesurer des forces d'inertie, il est nécessaire que les paquets d'onde empruntent des trajectoires spatialement séparées avant d'interférer.

3.1.1 Séparatrices et géométrie de l'interféromètre

L'outil principal est la possibilité de séparer et de recombinaison les paquets d'onde en préservant la cohérence de la source. Parmi les différentes méthodes qui ont été démontrées pour des ondes de matière [5], nous choisissons d'utiliser des transitions Raman stimulées pour manipuler l'impulsion des atomes [23]. Le cadre théorique du fonctionnement d'un gravimètre atomique basé sur ce genre de séparatrice est très bien décrit dans la thèse de Patrick Cheinet [63]. Nous présentons ici le principe d'une transition Raman stimulée et son application à la manipulation cohérente de l'état d'impulsion des paquets d'onde, puis nous décrivons la structure de l'interféromètre utilisé.

3.1.1.1 Transitions Raman stimulées

Nous considérons les deux niveaux hyperfins $|f\rangle$ et $|e\rangle$ de l'atome de Rubidium 87 (Figure 3-1). Ces niveaux d'énergie sont dits métastables : ils présentent une très grande durée de vie. Nous utilisons

l'effet Raman, interaction matière/ rayonnement non-linéaire à deux photons, pour coupler ces niveaux et induire des oscillations de Rabi.

Deux modes lasers $\{\vec{k}_1, \omega_1, \vec{e}_1\}$ et $\{\vec{k}_2, \omega_2, \vec{e}_2\}$, tels que $\omega_1 - \omega_2$ soit exactement égale à la pulsation hyperfine $\omega_{\text{HF}} = \omega_e - \omega_f$, éclairent simultanément un atome d'impulsion \vec{p} préparé dans l'état $|f\rangle$. Les polarisations \vec{e}_1 et \vec{e}_2 sont orthogonales afin de satisfaire les règles de sélection des transitions atomiques et les vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont colinéaires (nous notons $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$). Lors d'une transition Raman stimulée, l'atome absorbe un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}_1$ issu du mode 1 et émet immédiatement après, de manière stimulée, un photon d'impulsion $\hbar\vec{k}_2$ vers le mode 2. Par conservation de la quantité de mouvement, l'atome acquiert une impulsion $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ à chaque transition à deux photons.

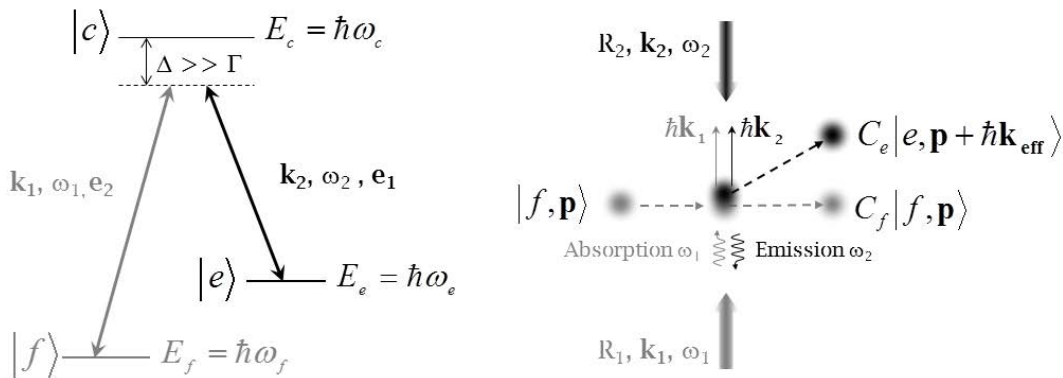


Figure 3-1 Principe des transitions Raman stimulées. A gauche : deux modes lasers couplent les deux niveaux hyperfins d'un atome de Rubidium 87 lors d'une interaction à deux photons. A droite : la transition Raman transfère une impulsion aux atomes.

Si \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ont le même sens, alors la transition est dite « co-propageante ». Nous avons alors $\hbar\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{0}$: la transition Raman ne modifie pas l'impulsion de l'atome, et nous ne pourrions pas mesurer de force d'inertie. Cette transition est équivalente à une transition micro-onde.

Si \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont de sens opposés, alors la transition est dite « contra-propageante ». Nous avons alors $\hbar\vec{k}_{\text{eff}} \cong 2\hbar\vec{k}_1$: la transition Raman transfère à l'atome deux fois le recul dû à un photon. Nous pouvons séparer spatialement les paquets d'onde pour mesurer des forces d'inertie. Dans le cas du Rubidium 87, la vitesse transférée à chaque transition vaut $v = 2v_{\text{rec}} \approx 1,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Une transition Raman stimulée contra-propageante couple donc dans notre exemple l'état $|f, \vec{p}\rangle$ à l'état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$.

3.1.1.2 Condition de résonance

Les principes de conservation de l'énergie et de l'impulsion, pour les atomes lors d'une transition Raman résonnante, donnent :

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2m} = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_e + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}})^2}{2m} \quad (3.1)$$

Nous déduisons de cette relation une condition de résonance sur les pulsations des faisceaux Raman, qui doit être vérifiée dans le référentiel des atomes :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{\text{HF}} + \frac{\hbar\vec{k}_{\text{eff}}^2}{2m} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{m} \quad (3.2)$$

Il y a donc, par rapport à une transition micro-onde, l'effet Doppler dû au mouvement de la particule et un terme de recul dû au photon optique qui interviennent.

3.1.1.3 Oscillations de Rabi et séparatrices optiques cohérentes

Oscillations de Rabi. En pratique, les pulsations des faisceaux Raman sont désaccordées dans le rouge par rapport à la résonance $|e\rangle \rightarrow |c\rangle$ ($\Delta \sim 500$ MHz). En effet, nous souhaitons minimiser la population de l'état excité $|F'\rangle$ lors de la transition Raman, qui donne lieu à un phénomène d'émission spontanée, dégradant la cohérence des paquets d'onde. Il a été montré dans ce cas que nous pouvons nous faire l'approximation d'un système à deux niveaux [67]. Une impulsion Raman place donc des atomes initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$, dans une superposition cohérente :

$$|\Psi(t)\rangle = C_f |f, \vec{p}\rangle + C_e |e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$$

Les coefficients C_k , de la forme $C_k = c_k e^{-i\omega_k t}$, sont liés entre eux par le système d'équation différentielles couplées suivant:

$$\begin{cases} \frac{dc_f}{dt} = -i \left(\delta\omega_f c_f + \frac{\Omega_{eff}^*}{2} e^{i(\delta\omega t + \varphi)} c_e \right) \\ \frac{dc_e}{dt} = -i \left(\delta\omega_e c_e + \frac{\Omega_{eff}}{2} e^{-i(\delta\omega t + \varphi)} c_f \right) \end{cases} \quad (3.3)$$

avec φ la différence de phase entre les lasers Raman, Ω_{jk} les pulsations de Rabi décrivant l'interaction d'un champ k (1 ou 2) avec une niveau d'énergie j ($|f\rangle$ ou $|e\rangle$), Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective, $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ les déplacements lumineux induits par les deux champs électriques sur les niveaux d'énergie hyperfins. Ces grandeurs sont définis comme suit:

$$\begin{cases} \Omega_{jk} = -\frac{2}{\hbar} \langle i | \vec{d} \cdot \vec{e}_k E_k^0 | j \rangle \\ \Omega_{eff} = \frac{\Omega_{f1} \Omega_{e2}^*}{2\Delta} \\ \delta\omega_f = \frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4(\Delta - \omega_{HF})} \\ \delta\omega_e = \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4(\Delta + \omega_{HF})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\Delta} \\ \delta\omega = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_1 - \omega_2)_{résonance} \end{cases}$$

Nous définissons alors le déplacement lumineux différentiel $\delta\omega_{DL1}$ ainsi que la pulsation de Rabi généralisée :

$$\begin{cases} \delta\omega_{DL1} = \delta\omega_e - \delta\omega_f \\ \Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta\omega - \delta\omega_{DL1})^2} \end{cases}$$

La résolution complète du système d'équation (3.3) donnant les évolutions temporelles des amplitudes de probabilité est menée dans [63]. Nous donnons ici l'application au cas particulier qui nous est utile. Supposons qu'à l'état initial, tous les atomes soient dans l'état fondamental ($C_f(t=0) = 1$ et $C_e(t=0) = 0$). Lorsque la condition de résonance est vérifiée et que les déplacements lumineux sont négligeables, nous obtenons :

$$\begin{cases} |C_f(t)|^2 = 1 - \left(\frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right)^2 \\ |C_e(t)|^2 = \left(\frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \right)^2 \end{cases} \quad (3.4)$$

Dans l'approximation d'un système à deux niveaux, les transitions Raman à deux photons réalisent donc des oscillations de Rabi entre les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Lorsque l'intensité des faisceaux lasers est fixée (c'est à dire $\Omega_{eff} = \text{constante}$), la durée de l'impulsion Raman contrôle la proportion d'atomes transférés d'un état à l'autre. Dans le cas d'une transition Raman contra-propageante nous obtenons en particulier :

- Si $t = \tau_{\pi/2}$, avec $\tau_{\pi/2} = \pi/(2\Omega_R)$, alors nous obtenons une superposition cohérente équiprobable. C'est ce que nous appelons une « transition Raman $\pi/2$ ». Cette configuration nous permet de réaliser l'analogie d'une lame séparatrice 50/50 en optique.
- Si $t = 2\tau_{\pi/2}$, alors nous obtenons un transfert total de population. C'est ce que nous appelons une « transition Raman π ». Cette configuration nous permet de réaliser l'analogie d'un miroir en optique.

Nous résumons graphiquement le système d'équation (3.4) sur la Figure 3-2.

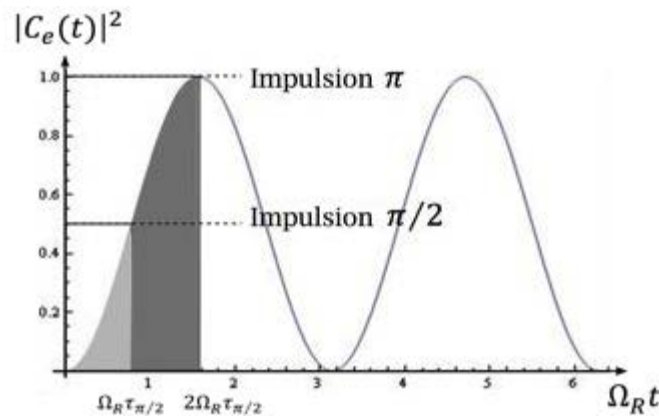


Figure 3-2 Oscillations de Rabi. Nos conditions expérimentales satisfont à l'approximation d'un système à deux niveaux. Une transition Raman induit une oscillation de Rabi entre les niveaux hyperfins des atomes. La durée de l'impulsion laser utilisée contrôle alors la proportion d'atomes excités.

L'utilisation de séparatrices à deux photons est particulièrement intéressante :

- Il existe une bijection entre le changement d'état externe (état d'impulsion) et le changement d'état interne (état d'énergie électronique) : c'est le principe d'étiquetage de l'état externe [68]. L'état externe, qui contient l'information inertielle, est alors accessible par une mesure des populations des niveaux d'énergie interne. Ceci est réalisé par une mesure de fluorescence, ce qui permet d'utiliser des processus de détection simples.
- A chaque impulsion laser, nous transférons aux atomes deux fois le recul dû à un photon, ce qui permet une séparation spatiale des paquets d'onde importante ($\sim 1,2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le Rubidium 87).

Ceci explique le fait que les transitions Raman stimulées soient largement utilisées à l'heure actuelle (§ 2.1.4). Par ailleurs, soulignons le fait que c'est le caractère *stimulées* de ces transitions à deux photons qui préservent la cohérence des paquets d'onde lors des séparatrices. En comparaison avec l'optique, le rôle de la lumière et de la matière est maintenant inversé.

3.1.1.4 Interféromètre de mach-Zehnder

Les transitions Raman stimulées sont un outil très efficace pour manipuler de manière cohérente l'état d'impulsion de paquets d'onde de matière. Ces transitions optiques permettent de réaliser les fonctions de lame séparatrice 50/50 et des miroirs. De la même manière qu'en optique, un interféromètre est la succession, dans le temps ou dans l'espace, de plusieurs fonctions de ce type. Nous travaillons avec une géométrie de type Mach-Zehnder : une première impulsion laser $\pi/2$ sépare les paquets d'onde ; après une durée T , une impulsion π les défléchit ; une dernière impulsion $\pi/2$ recombine les paquets d'onde après une seconde durée T .

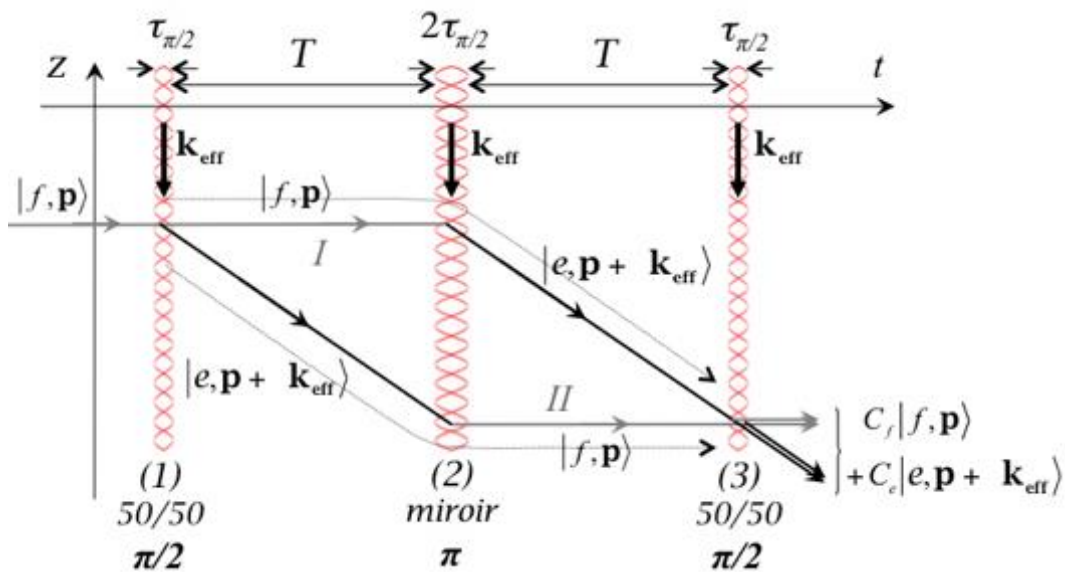


Figure 3-3 Principe d'un interféromètre atomique « $\pi/2 - \pi - \pi/2$ » (type Mach-Zehnder) utilisé pour la mesure de g . Nous le représentons dans l'espace « écartement relatif des paquets d'onde en fonction du temps de chute ». Il s'agit d'un interféromètre temporel, symétrique par rapport à l'impulsion Raman π , dont le déphasage en sortie est la différence de phase accumulée le long des chemins I et II.

Ce genre de séquence est appelée « $\pi/2 - \pi - \pi/2$ ».

3.1.2 Déphasage en sortie d'interféromètre

Dans le cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder utilisant des transitions Raman stimulées, le calcul du déphasage atomique induit par une accélération \vec{a} constante s'écrit, par le formalisme des matrices ABCD [69]:

$$\Delta\Phi = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3 + (\vec{k}_{eff} \cdot \vec{a})T^2 \quad (3.5)$$

où φ_i est la différence de phase entre les deux lasers Raman au moment de la i -ème impulsion à la position du centre de masse du paquet d'onde atomique. La différence de phase entre les deux lasers Raman est inscrite sur la fonction d'onde des atomes au moment de chaque séparatrice. Le déphasage dû à g naît du déplacement relatif des paquets d'onde en chute libre par rapport aux plans équiphasés

des lasers Raman. En effet, en reprenant les notations de la Figure 3-3, le déphasage accumulé par l'état $|f\rangle$ s'écrit :

$$\Delta\Phi = \Phi_{II} - \Phi_I = (\varphi_3 - \varphi_2) - (\varphi_2 - \varphi_1) = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3 \quad (3.6)$$

La modélisation de l'interféromètre (Figure 3-3) par le produit de matrices de transfert correspondant aux séparatrices et aux propagations libres permet de trouver l'expression des probabilités de transition en sortie de l'interféromètre [63]. En partant d'un état initial où les atomes sont dans l'état fondamental ($C_f(t=0) = 1$ et $C_e(t=0) = 0$) :

$$P = \frac{|C_e(2T + 4\tau_{\pi/2})|^2}{|C_f(2T + 4\tau_{\pi/2})|^2 + |C_e(2T + 4\tau_{\pi/2})|^2} = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Delta\Phi)) \quad (3.7)$$

Nous retrouvons l'expression du profil d'intensité en sortie d'un interféromètre optique à deux ondes. La mesure des populations des niveaux d'énergie par fluorescence permet donc de calculer la probabilité de transition et de remonter au déphasage atomique $\Delta\Phi$.

3.2 Principe de la mesure de g et séquence temporelle

Nous décrivons dans cette partie comment la valeur de g est obtenue en pratique, puis comment nous sélectionnons la configuration des faisceaux Raman. Nous présentons ensuite comment se compose une séquence temporelle typique d'une mesure d'accélération utilisant un interféromètre atomique basé sur des transitions Raman stimulées. Nous présentons enfin l'algorithme utilisé en pratique pour rejeter un certain nombre d'effets systématiques.

3.2.1 Principe de la mesure

Du fait de la pesanteur, les atomes en chute libre sont animés d'un mouvement uniformément accéléré dans le référentiel du laboratoire. Par effet Doppler, la fréquence des lasers Raman dans le référentiel des atomes dépend de la vitesse du nuage, qui croît comme « gt » au cours de l'interféromètre. Il est nécessaire d'appliquer une rampe α à la différence de fréquence des deux faisceaux pour que la condition de résonance de l'équation (3.2) soit satisfaite lors de chaque impulsion :

$$\alpha t = \omega_1(t) - \omega_2(t) = \omega_e - \omega_f + \frac{\vec{p}(t) \cdot \vec{k}_{eff}}{m} + \frac{\hbar \vec{k}_{eff}^2}{2m} \quad (3.8)$$

L'application de la rampe α à la différence de fréquence des lasers Raman pendant $2T$ ajoute au déphasage gravitationnel le terme αT^2 . Le déphasage atomique en sortie d'interféromètre s'écrit alors :

$$\Delta\Phi = (\vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} + \alpha) T^2 \quad (3.9)$$

En faisant varier α , nous balayons les franges d'interférence (équations (3.7) et (3.9)). La frange centrale, ou teinte plate, correspond à la valeur de la rampe de fréquence pour laquelle $\Delta\Phi = 0$, et est indépendante de la durée d'interrogation $2T$. Dans cette situation, la rampe de fréquence compense parfaitement l'effet Doppler :

$$(\vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} - \alpha_0) T^2 = 0 \quad (3.10)$$

En connaissant \vec{k}_{eff} et en contrôlant très finement la rampe de fréquence, c'est la détermination de α_0 qui nous donne accès à g :

$$g = \frac{\alpha_0}{k_{eff}} \quad (3.11)$$

En pratique, le balayage des franges d'interférence en faisant varier α pour différentes valeurs de temps d'interrogation $2T$ permet de trouver la frange centrale (Figure 3-4).

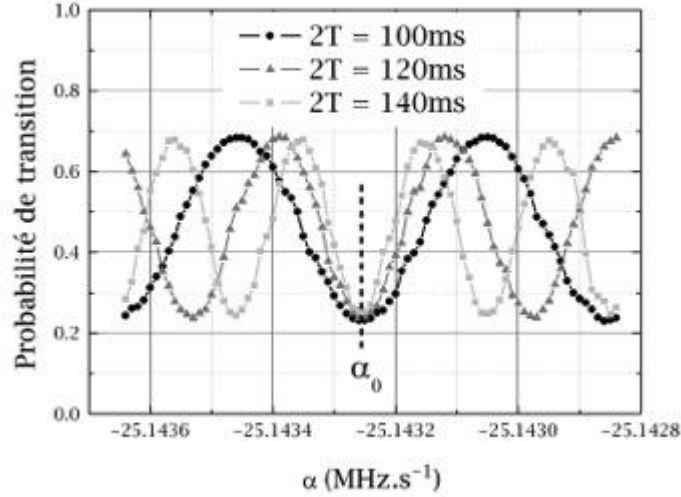


Figure 3-4 Figure d'interférence pour différentes valeurs de temps d'interrogation $2T$ (mesures extraites de [65]). La teinte plate est obtenue lorsque la rampe de fréquence α_0 compense parfaitement l'effet Doppler. Cette valeur de dépend pas du temps d'interrogation.

D'après l'équation (3.7), la sensibilité de la mesure de l'accélération dépend de la pente locale sur l'interférogramme. Elle est nulle en haut et en bas de frange. En pratique, pour atteindre la sensibilité maximale aux variations d'accélération, nous fixons α tel que $\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3 = \pm \pi/2$. Nous disons alors que l'interféromètre opère à mi-frange.

3.2.2 Configuration des faisceaux Raman et sens de \vec{k}_{eff}

Les deux faisceaux Raman sont usuellement acheminés vers les atomes avec des polarisations perpendiculaires le long du même chemin optique et rétro-réfléchis par un miroir, afin de garantir une différence de phase la plus stable possible. La disposition de deux lames quart d'onde avant l'entrée dans l'enceinte à vide et devant le miroir de rétro-réflexion permet de disposer de deux couples de faisceaux Raman de polarisation σ^+/σ^- (Figure 3-5).

Dans cette configuration, les atomes sont soumis lors de chaque impulsion laser à plusieurs couples Raman : deux transitions co-propageantes, une transition contra-propageante de vecteur d'onde effectif orienté vers le haut ($\vec{k}_{eff\uparrow}$), et une transition contra-propageante de vecteur d'onde effectif orienté vers le bas ($\vec{k}_{eff\downarrow}$). La coexistence de ces différents couplages peut entraîner une chute du contraste. De plus, la paire de faisceaux contra-propageants non résonnant provoque un déplacement des fréquences des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$, qui modifie la condition de résonance de l'équation (3.8) et introduit un biais sur la mesure de g [65]. Pour minimiser ces effets, nous attendons que les atomes aient débuté leur chute libre avant d'appliquer la première impulsion Raman : la vitesse acquise au moment de la première séparatrice $\pi/2$ permet de discriminer les différentes transitions par effet Doppler (équation (3.8)).

Choix du sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$. Le signe de la rampe α appliquée à la différence de fréquence des faisceaux Raman permet de sélectionner le sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$ (équation (3.9)). Si $\alpha > 0$, alors la condition de compensation de l'effet Doppler dû à la chute libre est respectée pour $\overrightarrow{k_{eff}} = \overrightarrow{k_{eff\uparrow}}$, et inversement si $\alpha < 0$.

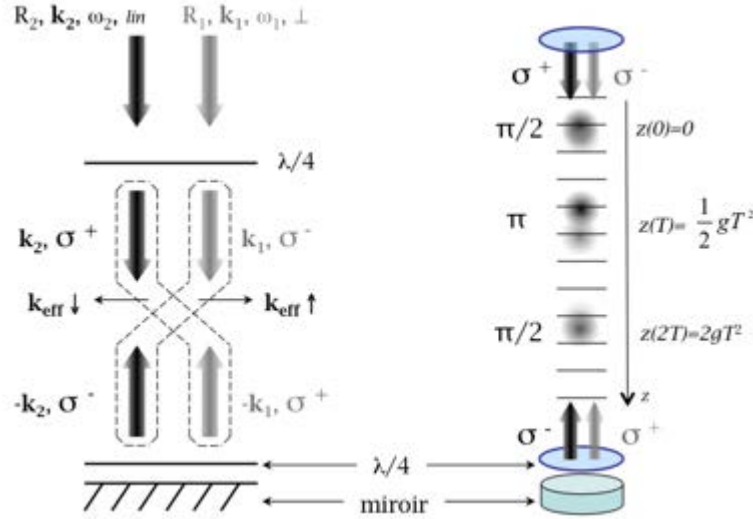


Figure 3-5 Sélection du sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$. Du fait du dispositif expérimental, les atomes peuvent subir différentes transitions Raman, co- ou contra-propageantes. Le signe de la pente de la rampe appliquée à la différence de fréquence entre les deux laser Raman permet de sélectionner le sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$.

Remarque : Lors de la mesure avec ce genre d'interféromètre, c'est la première impulsion Raman qui fixe l'origine des temps et des positions.

Tableau 3-1 Choix du sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$ par le signe de la rampe de fréquence. Le vecteur \vec{e}_z est colinéaire à \vec{g} tel que : $\vec{g} = g\vec{e}_z$.

Etat initial	Signe de α	Sens de $\overrightarrow{k_{eff}}$	Etats couplés par la première impulsion Raman
$ f, \vec{p}\rangle$	>0	\uparrow	$ f, \vec{p}\rangle \rightarrow e, \vec{p} - \hbar k_{eff} \vec{e}_z\rangle$
$ f, \vec{p}\rangle$	<0	\downarrow	$ f, \vec{p}\rangle \rightarrow e, \vec{p} + \hbar k_{eff} \vec{e}_z\rangle$
$ e, \vec{p}\rangle$	>0	\uparrow	$ e, \vec{p}\rangle \rightarrow f, \vec{p} + \hbar k_{eff} \vec{e}_z\rangle$
$ e, \vec{p}\rangle$	<0	\downarrow	$ e, \vec{p}\rangle \rightarrow f, \vec{p} - \hbar k_{eff} \vec{e}_z\rangle$

La possibilité de changer le sens du vecteur d'onde effectif est utile pour rejeter les effets systématiques affectant la mesure de g qui n'en dépendent pas (§ 0).

3.2.3 Séquence temporelle typique

Toutes les mesures d'interférométrie atomique utilisant des atomes froids sont structurées en trois grandes étapes. Nous explicitons le cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont les séparatrices sont des transitions à deux photons (Figure 3-6) :

Préparation de la source atomique. Les atomes sont piégés et refroidis par laser dans un piège magnéto-optique (PMO) selon les trois directions de l'espace. La température résiduelle des atomes atteint alors la limite de refroidissement Doppler (146 μK pour le Rubidium 87 [70]), imposée par des cycles aléatoires d'émission spontanée et d'absorption par les atomes piégés. Suit alors une phase de refroidissement sub-Doppler qui permet d'obtenir une mélasse optique dont la température résiduelle de l'ordre de quelques μK [71].

Les atomes sont préparés dans l'un des états hyperfins, mais sont répartis sur tous ses sous-niveaux Zeeman. Nous sélectionnons ceux dont le sous-niveau magnétique est nul, moins sensibles à l'effet Zeeman du premier ordre. A l'issue de cette étape, nous pouvons réaliser la sélection d'une classe de vitesse selon la direction de \vec{k}_{eff} à l'aide d'une transition Raman afin d'augmenter la cohérence de la source et d'obtenir un meilleur contraste [72].

Interféromètre. Les atomes débutent leur chute libre et nous attendons qu'ils acquièrent une vitesse suffisante pour minimiser le couplage avec les autres transitions Raman. Nous réalisons alors une séquence d'interféromètre avec la source atomique monochromatique. Dans notre cas, nous appliquons trois impulsions lasers de durée $\tau_{\pi/2} - 2\tau_{\pi/2} - \tau_{\pi/2}$, et l'intervalle de temps entre deux impulsions successives est T.

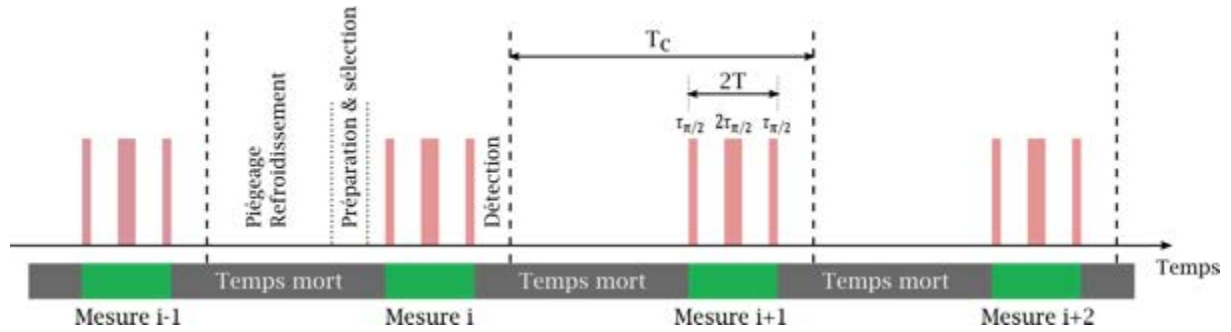


Figure 3-6 Enchaînement des mesures par un interféromètre de type Mach-Zender à atomes froids. Les impulsions laser sont représentées en rouge. La durée nécessaire à la détection et à la préparation de la source atomique suivante correspond à un temps mort pendant lequel aucune information n'est mesurée.

Détection. A la sortie de l'interféromètre, nous déterminons le déphasage entre les deux paquets d'onde, à partir d'une mesure de fluorescence (§ 3.1.2).

3.2.4 Algorithme de mesure

Il est possible de rejeter un certain nombre d'effets systématiques affectant la mesure de g en alternant différentes configurations de mesure. L'étude détaillée des biais et de cette méthode de réjection sont détaillées dans la thèse de Sébastien Merlet [65]. Les biais peuvent être classés selon deux catégories : ceux qui dépendent du sens de \vec{k}_{eff} et ceux qui n'en dépendent pas :

- Biais dépendant : Déplacement lumineux à deux photons, effet Coriolis, aberrations du front d'onde. Alors : $\Delta\Phi_{dép} = \Delta\Phi_{DL2} + \Delta\Phi_{Cor} + \Delta\Phi_{Aber}$
- Biais indépendant : déplacement lumineux à un photon, effet Zeeman, référence de fréquence. Alors : $\Delta\Phi_{indép} = \Delta\Phi_{DL1} + \Delta\Phi_{Zee} + \Delta\Phi_{RF}$

A chaque cycle d'interféromètre nous mesurons :

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} T^2 + \Delta\Phi_{dép} + \Delta\Phi_{indép}$$

En alternant les mesures de g faites avec \vec{k}_{eff} pointant vers le haut (notées $\Delta\Phi_{\uparrow}$) ou vers la bas (notées $\Delta\Phi_{\downarrow}$), et en effectuant la demi somme et la demi différence des déphasages mesurés, il est possible de séparer $\Delta\Phi_{indép}$ de $(\vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} T^2 + \Delta\Phi_{dép})$.

Le déplacement lumineux à deux photons est proportionnel à Ω_{eff} [65]. En alternant de plus des mesures de g réalisée avec une puissance des faisceaux Raman maximale (notées $\Delta\Phi_{\Omega}$) et moitié (notées $\Delta\Phi_{\Omega/2}$), il est possible de séparer $\Delta\Phi_{DL2}$ de $(\overline{k_{eff}} \cdot \vec{g} T^2 + \Delta\Phi_{Cor} + \Delta\Phi_{Aber})$.

Ainsi, avec quatre configurations de mesure ($\Delta\Phi_{\uparrow,\Omega}$, $\Delta\Phi_{\uparrow,\Omega/2}$, $\Delta\Phi_{\downarrow,\Omega}$, $\Delta\Phi_{\downarrow,\Omega/2}$), nous corrigeons g et nous pouvons étudier la majorité des effets systématiques. En pratique, l'ordre d'enchaînement des configurations n'a pas d'importance.

3.3 Fonction de sensibilité

Nous avons vu au paragraphe 3.1.2 que la sensibilité d'un interféromètre de Mach-Zehnder utilisant des séparatrices à deux photons est déterminée par la différence de phase φ entre les deux faisceaux Raman au moment où sont appliquées les séparatrices. En particulier, toute source de bruit affectant cette différence de phase pendant l'interféromètre sera retranscrite sur la mesure de g .

Dans le cadre du développement de ces horloges, un formalisme a été mis en place afin de calculer l'influence du bruit de phase de l'oscillateur local sur la mesure atomique [73],[74]. Ce travail a ensuite été appliqué aux capteurs inertiels exploitant l'interférométrie atomique [63]

3.3.1 Domaine temporel

La fonction de sensibilité est la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à une variation infinitésimale de la différence de phase des faisceaux Raman $d\varphi$. Elle caractérise quantitativement l'influence des fluctuations de phase optique $d\varphi$ en terme de fluctuations de phase atomique $d\Phi$. En notant g_s cette fonction :

$$g_s(t) = \lim_{d\varphi \rightarrow 0} \frac{d\Phi(d\varphi, t)}{d\varphi} \quad (3.12)$$

Nous proposons d'abord une approche intuitive. En dehors de l'interféromètre, les atomes n'enregistrent aucune information. Si la perturbation se produit avant la première impulsion $\pi/2$ ou après la troisième, l'interféromètre n'y est pas sensible : g_s est nulle sur ces domaines. Reprenons l'équation (3.6) page 30. Si nous appliquons un saut de phase $d\varphi$ entre la première et la deuxième impulsion Raman, seules φ_2 et φ_3 seront affectées, et dans ce cas $\Delta\Phi = -d\varphi$: g_s vaut -1 . De la même manière, si le saut de phase perturbatif est appliqué entre la deuxième et la troisième impulsion Raman, $\Delta\Phi = d\varphi$: g_s vaut $+1$.

Le calcul complet de la fonction de sensibilité est mené dans la thèse de Patrick Cheinet [63]. Pour une origine des temps prise au centre de l'interféromètre cela donne :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & \text{si } t \in [0; \tau_{\pi/2}] \\ -1 & \text{si } t \in [\tau_{\pi/2}; T + \tau_{\pi/2}] \\ -\sin(\Omega_R(T - t)) & \text{si } t \in [T + \tau_{\pi/2}; T + 2\tau_{\pi/2}] \\ 0 & \text{si } t > T + 2\tau_{\pi/2} \end{cases} \quad (3.13)$$

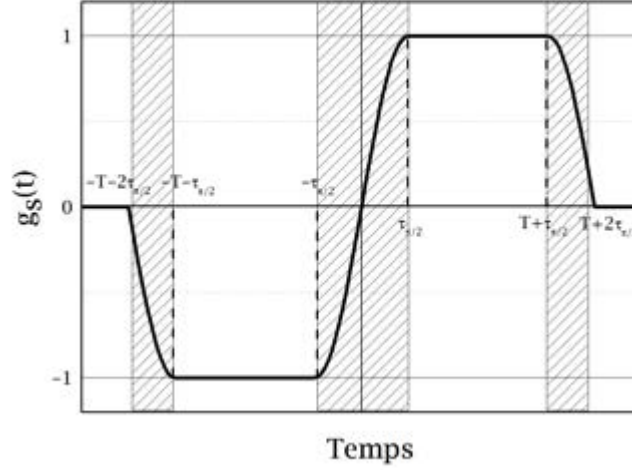


Figure 3-7 Fonction de sensibilité g_s définie par l'équation (3.13). Nous considérons sur cette figure un interféromètre de type Mach-Zehnder de durée $2T$, dont la durée d'une impulsion Raman $\tau_{\pi/2}$ est volontairement grande. Les impulsions Raman sont matérialisées par les hachures.

Cette fonction étant impaire, nous déduisons son expression pour $t < 0$ de l'équation (3.13) (Figure 3-7). Nous soulignons que la mesure expérimentale de la fonction de sensibilité réalisée sur le gyromètre atomique du LNE-SYRTE est fidèle au calcul présenté [75]. Nous sommes maintenant capables de calculer l'influence de toute perturbation de la différence de phase des lasers sur la phase atomique :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) d\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\varphi(t)}{dt} dt \quad (3.14)$$

3.3.2 Domaine fréquentiel

La structure temporelle du cycle de mesure rappelée sur la Figure 3-6 est caractérisée par trois échelles de temps : la durée $\tau_{\pi/2}$ d'une impulsion $\pi/2$, la durée d'interrogation des atomes $2T$ et la durée d'un cycle de mesure T_c . De ce fait, les composantes spectrales d'un bruit affectant la différence de phase entre les deux faisceaux Raman ne vont pas être intégrées de manière identique par les atomes lors de l'interféromètre. En d'autres termes, le processus de la mesure atomique par un interféromètre atomique de type « $\pi/2 - \pi - \pi/2$ » filtre le bruit et il existe une fonction de transfert permettant de passer du spectre du bruit à sa contribution sur la phase atomique. Nous calculons la fonction de transfert H de l'interféromètre, à partir de la fonction de sensibilité qui est sa réponse impulsionnelle, en tenant compte de la durée finie des séparatrices :

$$H(\omega) = \frac{4i\omega\Omega_R}{(\omega^2 - \Omega_R^2)} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \quad (3.15)$$

Influence des temps-morts. En particulier, le temps nécessaire à la préparation de la source atomique et à la détection est un « temps mort » pendant lequel aucune information n'est enregistrée (en gris sur la Figure 3-6). Ce fonctionnement discontinu des capteurs inertiels à atomes froids conduit à un effet de repliement de spectre du bruit qui limite intrinsèquement la sensibilité de la mesure. Ceci est l'analogie directe de l'effet Dick présent dans les horloges atomiques [73].

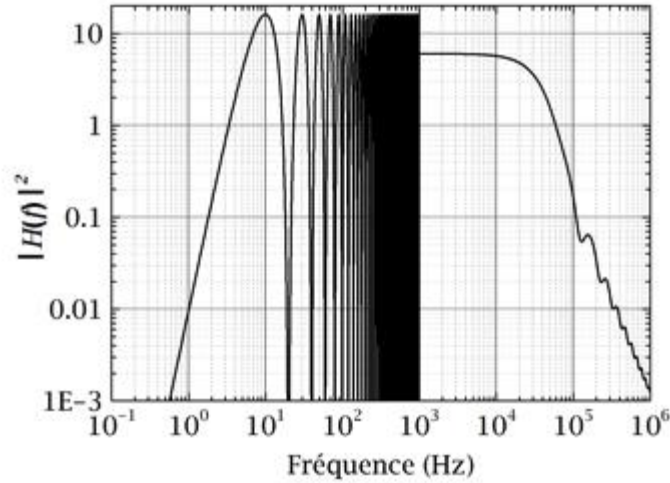


Figure 3-8 Réponse en fréquence de l'interféromètre au bruit de phase des lasers Raman (équation (3.15)). Sur cet exemple, $2T = 100$ ms, $\tau_{\pi/2} = 10$ μ s et $T_c = 500$ ms. Pour les fréquences de Fourier supérieures à 1 kHz, nous ne représentons que la valeur moyenne de H . La structure temporelle de la mesure réalise un filtrage passe-bande.

La Figure 3-8 montre que cette fonction de transfert agit comme un filtre passe-haut de fréquence de coupure $1/2T$ et de pente $1/f^2$. Elle s'annule pour les fréquences multiples de $1/(T + \tau_{\pi/2})$, ce qui traduit le bon moyennage par l'interféromètre des composantes spectrales pour lesquelles un nombre entier d'oscillations a lieu entre deux impulsions Raman. La fonction H présente une décroissance en $1/f$ pour des fréquences supérieures à $\Omega_R/2\pi$. L'interféromètre n'est pas sensible aux hautes fréquences car les impulsions Raman réalisent un filtre passe bas naturel.

Ecart-type d'Allan. Il est possible de caractériser l'influence de la perturbation sur la sensibilité de la mesure interférométrique, par l'écart-type d'Allan σ_φ des fluctuations de phase atomique qu'elle entraîne [76]. Afin que le calcul de la variance d'Allan de la réalisation de la variable aléatoire $\varphi(t)$ ait un sens, il faut supposer que les moyennes temporelles successives que nous réalisons soient équivalentes à des moyennes d'ensemble (processus stationnaire). Cela revient à supposer que les mesures réalisées sur différents temps d'intégration ne sont pas corrélées. Ceci est correct en pratique pour des temps d'intégration suffisamment longs. Il a alors été montré que pour des temps d'intégration suffisamment longs nous avons [75] :

$$\sigma_\varphi(\tau) = \sqrt{\frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_\varphi(2\pi n f_c)} \quad (3.16)$$

où S_φ est la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit considéré. La fonction H apparaît bien comme une fonction de transfert. Le processus de mesure échantillonne le bruit selon la somme des harmoniques de la fréquence de mesure $f_c = 1/T_c$.

Nous allons maintenant illustrer deux cas de figure utiles pour la suite : le cas de la sensibilité de l'interféromètre au bruit de phase présent sur le signal de référence micro-onde et le cas de la sensibilité aux accélérations parasites du miroir de rétro-réflexion.

3.3.3 Sensibilité de l'interféromètre au bruit de phase de la référence micro-onde

Le fonctionnement d'un gravimètre atomique basé sur des séparatrices optiques à deux photons nécessite un signal micro-onde de référence accordé à 6,834 GHz sur la transition hyperfine du Rubidium 87 pour fixer la différence de fréquence et de phase entre les deux lasers Raman pendant l'interféromètre. Le bruit de phase résiduel présent sur le signal micro-onde est donc directement recopié comme bruit de phase sur les lasers. La fonction de transfert correspondant à cette étude est représentée sur la Figure 3-8 et correspond à l'équation (3.15).

Un des enjeux du projet MiniAtom a été de développer une référence de fréquence compact. La mesure de la DSP de bruit de phase en sortie du synthétiseur nous renseignera donc sur la sensibilité maximale de la mesure de g que nous pouvons atteindre en utilisant ce module (Equation (3.16)).

3.3.4 Sensibilité de l'interféromètre aux vibrations

Comme nous le verrons en détail au chapitre 5, le mouvement parasite du miroir de rétro-réflexion par rapport aux atomes pendant l'interféromètre induit une contribution supplémentaire sur la phase atomique. Un déplacement instantané $d\vec{r}(t)$ du miroir par rapport aux atomes en chute libre se traduit alors par un terme de phase inscrit sur le paquet d'onde atomique qui s'exprime : $d\phi(t) = -\vec{k}_{eff} \cdot d\vec{r}(t)$.

3.3.4.1 Domaine temporel et calcul du saut de phase coup à coup

D'après l'équation (3.14) nous pouvons donc écrire :

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \vec{k}_{eff} \cdot \frac{d\vec{r}(t)}{dt} dt \quad (3.17)$$

Ceci donne en intégrant par partie :

$$\Phi = - \left[\vec{k}_{eff} \cdot \int g_s \cdot \frac{d\vec{r}(t)}{dt} \right]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int g_s \right) \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}(t) dt \quad (3.18)$$

où $\vec{a}(t)$ est l'accélération relative du miroir par rapport aux atomes. La fonction $f = \int g_s(t) dt$ est appelée réponse temporelle en accélération de l'interféromètre. La fonction f étant nulle aux bornes du premier terme de l'équation (3.18), elle dépend des paramètres de la séquence temporelle de la mesure selon :

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ \frac{1}{\Omega_R} (1 - \cos(\Omega_R t)) & \text{si } t \in [0; \tau_{\pi/2}] \\ t - \tau_{\pi/2} + \frac{1}{\Omega_R} & \text{si } t \in [\tau_{\pi/2}; \tau_{\pi/2} + T] \\ T + \frac{1}{\Omega_R} (1 - \cos(\Omega_R (t - T))) & \text{si } t \in [\tau_{\pi/2} + T; T + 2\tau_{\pi/2}] \end{cases} \quad (3.19)$$

f étant paire par rapport au centre de l'interféromètre, son expression pour $t \geq T + 2\tau_{\pi/2}$ est donnée par $f(T + 2\tau_{\pi/2} - t) = f(T + 2\tau_{\pi/2} + t)$. La fonction f étant nulle hors de l'intervalle $[0; 2T + 4\tau_{\pi/2}]$, l'équation (3.18) donne :

$$\Phi = \int_0^{2T+4\tau_{\pi/2}} f(t) \overrightarrow{k_{eff}} \cdot \overrightarrow{a}(t) dt \quad (3.20)$$

Nous utiliserons au chapitre 5 une expression approximée correspondant au cas où $\tau_{\pi/2} \ll T$. Nous présentons la représentation graphique de cette nouvelle fonction sur la Figure 3-9.

Nous constatons que l'interféromètre est sensible à l'accélération du miroir moyennée entre la première et la troisième impulsion Raman par la fonction de pondération f . Nous pouvons alors déterminer le facteur d'échelle K , qui correspond à la réponse que donneraient les atomes à une accélération constante de 1 m.s^{-2} :

$$K = |\overrightarrow{k_{eff}}| \int_0^{2T+4\tau_{\pi/2}} f(t) dt = |\overrightarrow{k_{eff}}| (T + 2\tau_{\pi/2}) \left(T + \frac{4\tau_{\pi/2}}{\pi} \right) \quad (3.21)$$

Comme en pratique $\tau_{\pi/2} \ll T$, nous obtenons $K = |\overrightarrow{k_{eff}}| T^2$. A des fins calculatoires, il est utile pour le paragraphe 5.3 de donner doré et déjà une valeur approchée de l'intégrale donnée par l'équation (3.20). En utilisant une somme de Riemann, cette quantité s'écrit :

$$\Phi = |\overrightarrow{k_{eff}}| \frac{2T}{N} \sum_{i=1}^N f_i a_i \quad (3.22)$$

où N est un entier désignant le nombre de points utilisés pour approximer l'intégrale. Ceci donne en utilisant l'équation (3.21):

$$\Phi = \frac{2K}{N} \sum_{i=1}^N f_i^{norm} a_i \quad (3.23)$$

avec les $\{f_i^{norm}\}$ composant le support triangulaire normalisé à 1 décrivant la fonction f .

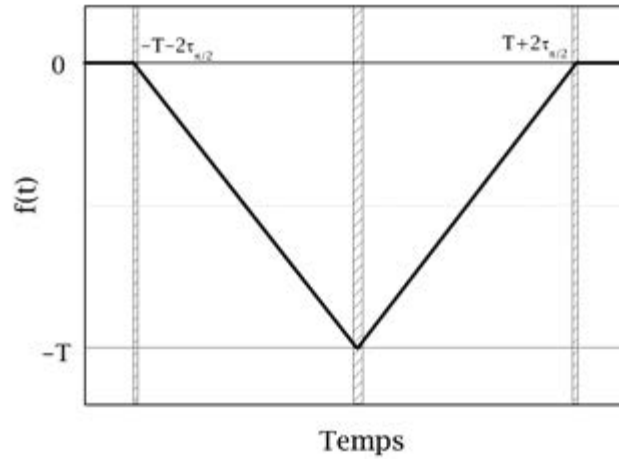


Figure 3-9 Fonction de sensibilité en accélération dans le domaine temporel. Le support triangulaire correspond à l'approximation de l'équation (3.19) dans le cas où $\tau_{\pi/2} \ll T$. C'est l'expression que nous utiliserons au chapitre 5. Les impulsions Raman sont matérialisées par des zones hachurées.

3.3.4.2 Domaine fréquentiel et sensibilité de l'interféromètre

La fonction de réponse f donne en outre accès à la réponse fréquentielle en accélération de l'interféromètre, en calculant sa transformée de Fourier H_a . Celle-ci s'exprime en fonction de la transformée de Fourier de g_s selon $H_a(\omega) = H(\omega)/\omega^2$.

Le bruit de vibration auquel nous sommes usuellement confronté est porté par des fréquences de Fourier petites devant les fréquences de Rabi typiques (de l'ordre de 10kHz). Nous pouvons alors simplifier l'expression (3.15) de la fonction de transfert H , ce qui donne :

$$|H_a(\omega)|^2 = \frac{16}{\omega^4} \left(\sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right)^4 \quad (3.24)$$

que nous représentons sur la Figure 3-10. Cette figure montre que l'interféromètre est très sensible aux accélérations dont la fréquence est inférieure à 20 Hz. Nous retrouvons l'annulation périodique de $H_a(\omega)$ pour les multiples de la fréquence $1/2T$. La sensibilité de l'interféromètre aux fréquences supérieures à 20 Hz décroît rapidement en $1/f^2$.

En mesurant la DSP de bruit d'accélération S_a du miroir, l'équation (3.24) permet alors de calculer, pour des temps d'intégration suffisamment longs, la sensibilité correspondante à ce bruit :

$$\sigma_\varphi(\tau)^2 = \frac{k_{eff}^2}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H_a(2\pi n f_c)|^2 S_a(2\pi n f_c) \quad (3.25)$$

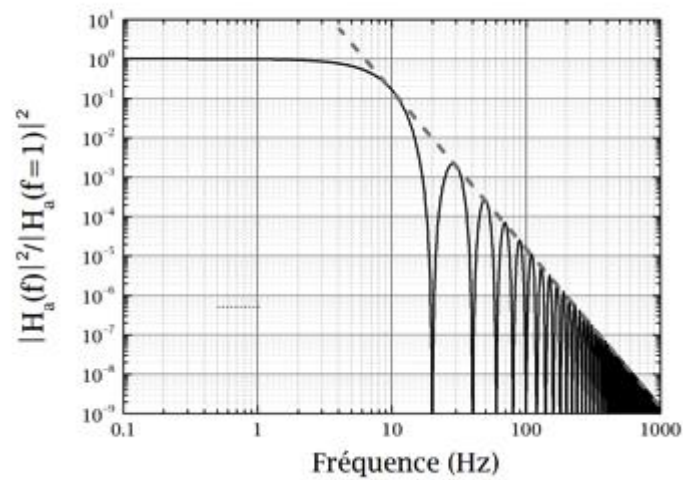


Figure 3-10 Fonction de transfert en accélération $|H_a(\omega)|^2$. Ceci correspond à un interféromètre de durée d'interrogation $2T = 100$ ms dont la durée d'une impulsion $\pi/2$ vaut $\tau_{\pi/2} = 10$ μ s. La ligne pointillée grise correspond à une décroissance en $1/f^4$.

Nous avons présenté dans ce chapitre les éléments théoriques et les concepts clés caractérisant la mesure de g par interférométrie atomique.

Dans les chapitres 2 et 3, nous avons décrit le cadre scientifique dans lequel s'insère le projet MiniAtom. En particulier, nous avons montré comment l'interférométrie atomique, en exploitant les propriétés de la mécanique quantique, permet de répondre aux besoins de la gravimétrie et de la géophysique en général.

Nous décrivons maintenant la réalisation pratique d'un prototype de gravimètre atomique compact. Nous allons présenter dans les chapitres 4 et 5 comment nos choix techniques et technologiques permettent d'adapter les particularités de l'interférométrie atomique utilisant des séparatrices optiques aux contraintes des mesures de terrain.

4 Accéléromètre atomique compact

Dans ce chapitre nous présentons le fonctionnement d'un capteur inertielle atomique compact. Il s'agit d'un gravimètre reposant sur une géométrie de type Mach-Zender $\pi/2 - \pi - \pi/2$ en configuration chute libre utilisant des atomes de Rubidium 87.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 0, la sensibilité des interféromètres atomiques reposant sur des transitions Raman stimulées à deux photons augmente rapidement avec le temps d'interrogation. Compte tenu des signaux d'intérêt (§ 2.1.1) et afin de pouvoir comparer nos performances à celles des gravimètres en fonctionnement au laboratoire, nous avons développé un interféromètre de durée maximum $2T = 100$ ms. Dans ce cas, le facteur d'échelle de l'accéléromètre (en $\text{rad} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$) vaut 40264 (Equation (3.21)) et la fréquence de cycle sera de 2 Hz.

Après avoir rappelé les principales caractéristiques de l'utilisation du réflecteur pyramidal, nous présenterons dans une première grande partie le développement de la tête de senseur. Nous décrirons ensuite dans une seconde grande partie le système laser compact développé à l'Institut d'Optique, et les modifications que nous y avons apportées. Enfin nous finirons ce chapitre par la présentation des premiers signaux atomiques observés avec le prototype.

4.1 Interféromètre atomique à un seul faisceau laser

La compacité et la simplicité du prototype de gravimètre MiniAtom repose sur la réalisation d'un interféromètre atomique avec un seul faisceau laser. Ceci est rendu possible grâce à l'utilisation d'une pyramide creuse comme miroir de rétro-réflexion. Présenté en détail dans [77], ce composant clé permet de réaliser toutes les étapes d'un interféromètre (piégeage et refroidissement des atomes, interrogation, et détection) à l'aide d'un unique faisceau laser.

Nous commençons par décrire les caractéristiques du piégeage d'atomes avec un seul faisceau laser et les différentes géométries étudiées dans le monde. Nous résumons ensuite les caractéristiques de la démonstration d'un gravimètre à un seul faisceau publié dans [39].

4.1.1 Expériences fondatrices de piégeage à un seul faisceau

La possibilité de réaliser un piège magnéto-optique (PMO) et de refroidir des atomes à l'aide d'un faisceau laser unique fut publiée pour la première fois en 1996 [78]. Depuis, différentes géométries ont été testées [79], [80], [81], [82]. En particulier, le groupe d'Edward Hinds à l'Imperial College de Londres a étudié en détail par la simulation et par l'expérience un régime de micro-PMO pyramidal [83], [84]. Nous rappelons brièvement certains résultats qui nous permettent de montrer en quoi, et sous quelles conditions, le piégeage d'atomes dans un rétro-réflecteur creux depuis une vapeur se distingue d'un schéma classique à six faisceaux laser. L'objectif n'est pas ici de présenter le détail des modèles théoriques du refroidissement laser.

Le chargement d'un nombre d'atomes N dans un PMO est régit par une équation de conservation où le taux de chargement R est en compétition avec un taux de perte $1/\tau$:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{1}{\tau}N(t) \quad (4.1)$$

Nombre final d'atomes. Nous utilisons ici le modèle d'un atome à deux niveaux où ne sont pas pris en compte le profile gaussien des lasers ni le champ magnétique [85]. Bien que très simple, ce modèle

explique bien les résultats expérimentaux obtenus [83], [85]. Dans ce cas le nombre final N_f d'atomes chargés dans le PMO est donné par approximation :

$$N_f = R\tau \cong 0,1 \frac{\pi \left(\frac{L}{2}\right)^2}{\sigma} \left(\frac{v_c}{v_{th}}\right)^4 \quad (4.2)$$

où $\pi(L/2)^2$ correspond à la section efficace de piégeage (dont le volume est supposé sphérique de rayon $L/2$), σ est la section efficace des pertes (nous ne considérons ici que les pertes dues aux collisions avec les atomes de Rubidium chauds de la vapeur résiduelle) ; v_c est la vitesse de capture et v_{th} est la vitesse des atomes la plus probable dans la distribution due à l'agitation thermique. La vitesse de capture correspond à la vitesse maximale qu'un atome traversant la zone de capture peut avoir afin d'être piégé. En d'autres termes, les atomes ayant une vitesse inférieure ou égale à v_c seront piégés ($v_{résiduelle} \leq v_{recul}$) après avoir traversé une fois le volume de piégeage. La quantité v_c est fixée par l'expérience (type d'atome, désaccord de la fréquence du laser piège, intensité). A paramètres expérimentaux constants, les dimensions de la pyramide creuse peuvent avoir pour effet de limiter le taux de capture, en limitant la distance de capture disponible. Alors que N_f varie usuellement en $L^{3.6}$ [85] il a été mis en évidence que pour une pyramide « suffisamment petite » l'évolution telle que $N_f \propto L^6$ [83]. Des résultats similaires semblent par ailleurs montrer que cette loi ne dépend pas de la géométrie du réflecteur [79]. Dans notre situation la section de notre pyramide creuse est suffisamment grande pour que celle-ci ne limite pas le piégeage : le nombre d'atomes chargés évolue en $L^{3.6}$.

Influence des parois de la pyramide. Les parois agissent comme un taux de perte et non une diminution du taux de chargement sur le nombre d'atomes N_f [84]. Elles n'ont d'influence que pour des pièges situés à quelques centaines de micromètres d'elles, ce qui ne sera a priori pas notre cas.

Par ailleurs, l'utilisation des technologies de micro-fabrication permet maintenant la réalisation de structures de type réseau plan donnant des sources d'atomes ultra-froids avec un seul faisceau laser. Dans ce cas, le taux de capture et le nombre final d'atomes ne sont plus limités par les dimensions du rétro-réflecteur. Une équipe du NIST a démontré [86] le refroidissement d'environ 5×10^5 atomes de Rubidium 87 à une température de 7,6 μ K, tandis qu'une collaboration britannique a elle démontré le refroidissement d'environ 10^8 atomes de Rubidium 87 à une température de 50 - 60 μ K [87]. Ces travaux permettent d'envisager l'intégration de plusieurs fonctions atomiques sur une même puce.

4.1.2 Démonstration d'un interféromètre atomique à un seul faisceau utilisant des transitions Raman stimulées

4.1.2.1 Le réflecteur pyramidal

Le réflecteur utilisé est une pyramide creuse entièrement réalisée en BK7 (Figure 4-1). Elle est composée de deux prismes isocèles droits et de deux coins de cube, collés sur une base parallélépipédique de 2 cm de côté. Les faces de la pyramide sont orthogonales les unes aux autres et recouvertes d'un traitement diélectrique afin que le déphasage acquis par l'onde laser lors des réflexions successives soit indépendant de la polarisation et que la réflexion soit maximale à 45°.

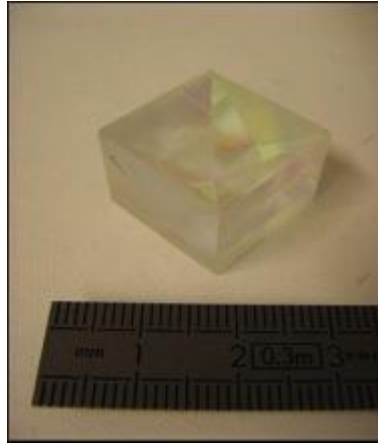


Figure 4-1 Photographie de la pyramide creuse utilisée. Constitué de cinq parties en BK7 collées les unes aux autres, l'ensemble est à section carrée de 2 cm de côté. Les faces de la pyramide sont recouvertes d'un traitement diélectrique induisant pour le faisceau laser un déphasage indépendant de la polarisation lors de chaque réflexion.

La caractérisation optique de la pyramide creuse menée dans [77] a mis en évidence une particularité à prendre en compte pour la suite. L'image de la réflexion d'une onde laser par ce réflecteur est constituée de quatre quarts identiques (Figure 4-2). Du fait du collage des sous-éléments entre eux, les arêtes donnent lieu après réflexion à des franges sombres selon les diagonales de la base carrée dans le plan transverse le long de la zone de chute des atomes. Cette perturbation induit d'importantes variations d'amplitude et potentiellement de phase sur le profil transverse gaussien du faisceau descendant. Ceci aura une influence sur les atomes lors de l'ouverture du PMO mais surtout pendant l'interféromètre. Ces effets peuvent dégrader le contraste mais aussi introduire un biais dans la mesure de g . Il est possible de limiter ces contraintes en contrôlant la position initiale du piège afin que la trajectoire des atomes ait lieu au centre d'un des quartiers. Pour cela nous ajustons la position du zéro de champ magnétique à l'aide de bobines de compensations alignées avec les axes horizontaux (§ 4.2.3).

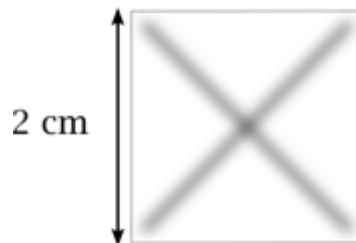


Figure 4-2 Représentation de la réflexion d'un faisceau laser sur la pyramide creuse dont les dimensions sont plus petites que le diamètre du faisceau. Les franges sombres correspondent à l'effet des arêtes.

L'utilisation d'un rétro-réflecteur permettant de réaliser un interféromètre atomique à l'aide d'un unique faisceau laser est brevetée [88] et son emploi pour des mesures d'accélération à l'aide d'un interféromètre utilisant des transitions Raman stimulées a été démontré dans [39].

4.1.2.2 Fonctionnement d'un gravimètre à un seul faisceau.

Le fonctionnement d'un tel interféromètre est représenté sur la Figure 4-3. Les principales caractéristiques de la démonstration publiée dans [39] décrites dans ce paragraphe permettent de mieux comprendre les choix technologiques du projet MiniAtom. Chaque cycle de mesure suit une séquence temporelle usuelle : les atomes sont d'abord piégés dans un PMO, puis refroidis lors d'une étape de mélasse optique. Après l'ouverture adiabatique du piège, un état quantique pur est

sélectionné. Les atomes en chute libre sont alors interrogés à l'aide de transition Raman stimulées [23]. Une mesure de fluorescence permet enfin de calculer la probabilité de transition.

La pyramide creuse permet le piégeage de 4×10^6 atomes de Rubidium 87 à partir d'une vapeur en 360 ms pour une puissance laser de 50 mW. L'étape de mélasse optique (20 ms) refroidit les atomes à une température de 2,5 μ K (mesurée par vélocimétrie Raman [72]). Une impulsion micro-onde sélectionne ensuite environ 3×10^5 atomes dans l'état $|F = 1; m_f = 0\rangle$. Il faut alors attendre environ 40 ms pour que les atomes sortent de la pyramide afin d'appliquer une séquence de type Mach-Zender $\pi/2 - \pi - \pi/2$ de durée $2T = 80$ ms dont chaque impulsion Raman $\pi/2$ dure 9 μ s. Après la recombinaison des paquets d'onde, les niveaux de population des deux états internes sont estimés par fluorescence selon un schéma de détection verticale [64]. Le temps d'un cycle de mesure est alors de 560 ms.

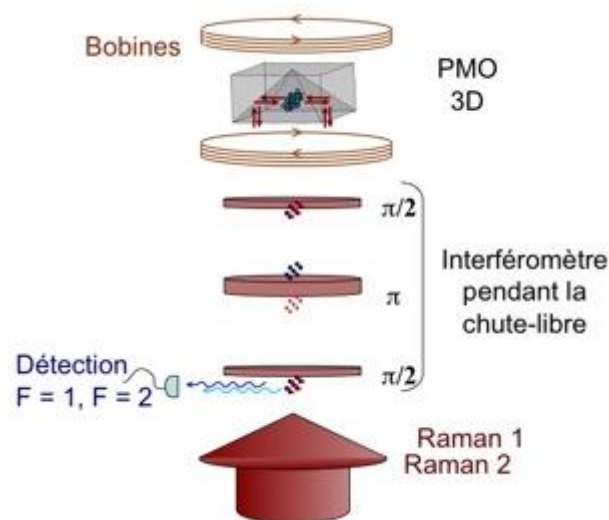


Figure 4-3 Schéma de principe du fonctionnement de l'interféromètre atomique à un seul faisceau exploitant le rétro-rélecteur pyramidal. Les réflexions successives du faisceau ascendant sur les faces de la pyramide permettent de réaliser toutes les fonctions de l'interféromètre : piégeage et refroidissement des atomes, interrogation et détection.

4.1.2.3 Performances obtenues avec le réflecteur pyramidal

L'utilisation de la pyramide creuse pour la réalisation d'un gravimètre atomique en 2009 au LNE-SYRTE a permis de démontrer une mesure de g à l'aide d'un interféromètre à un seul faisceau laser [39]. Ce travail fait état d'une sensibilité à l'accélération de $1.7 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ et d'un palier de flicker à $5,9 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ après 3000 secondes d'intégration. Une mesure pendant deux jours a permis d'enregistrer un signal de marée en bon accord avec la prédiction du modèle théorique. Le contraste était alors de 18% avec 30000 atomes pour un temps d'interrogation de $2T = 80$ ms. La tête de capteur était alors posée sur une plateforme d'isolation passive et placée dans un caisson d'isolation thermique et acoustique. Dans ces circonstances, il avait été considéré que l'influence du bruit technique pouvait être réduite à $6 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ pour des paramètres expérimentaux identiques [89]. La limite du bruit de projection quantique avait été estimée à $3 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$. Les vibrations résiduelles étaient alors responsables de la limitation de la sensibilité court-terme. Ces performances, rappelées dans le Tableau 4-1, constituent un premier objectif pour le prototype MiniAtom.

Tableau 4-1 Performances du gravimètre à un seul faisceau démontrées en 2009. La durée d'interrogation est $2T = 80$ ms et le contraste vaut 18%. Le temps de cycle est de 560 ms.

	σ_a	σ_φ
Sensibilité court-terme	$1.7 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$	60 mrad
Sensibilité long-terme	$5,9 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$	2 mrad
Bruit technique	$6 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$	21 mrad
Bruit de projection Q	$3 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$	10 mrad

Le fonctionnement d'un gravimètre à un seul faisceau laser a été démontré sur un dispositif expérimental de laboratoire. Les performances obtenues, bien qu'en deçà de ce qu'il est possible d'atteindre avec un gravimètre atomique rivalisent néanmoins avec celles des gravimètres à coin de cube compacts [90]. Nous réutilisons le réflecteur pyramidal pour développer un prototype destiné à réaliser des mesures de terrain. Les performances obtenues dans [39] et les caractérisations de [77] nous serviront de référence.

4.2 La tête de senseur

Mon travail de thèse a eu comme objectifs initiaux le développement de la tête de senseur, l'intégration du gravimètre et sa caractérisation. De nombreuses difficultés expérimentales, dont certaines sont décrites dans ce manuscrit, nous ont contraint à revoir cette ambition. L'important travail de développement mené a été l'occasion de tester différentes solutions techniques innovantes dont certaines ont été validées et répondent au cahier des charges initial. La Figure 4-4 montre notamment l'évolution de la conception de la tête de senseur entre le début du projet en avril 2010 et la réalisation finale opérationnelle en juin 2013.



Figure 4-4 Evolution de la conception de la tête de senseur du prototype MiniAtom entre le début (à gauche) et la fin de ma thèse (à droite). Les principales modifications concernent l'enceinte à vide, le système de pompage et le blindage magnétique. Une description détaillée de la version finale est donnée sur la Figure 4-9. La photographie de la tête de senseur complète est donnée sur la Figure 4-14.

Sont présentées dans cette partie la conception et la réalisation de la tête de senseur du gravimètre. L'obtention de premiers signaux atomiques est décrite à la fin du chapitre 4. Au delà de la réalisation d'un prototype de gravimètre compact, le projet MiniAtom a pour objectif de tester différentes solutions techniques innovantes conduisant à la simplification et à la réduction du volume d'une expérience d'interférométrie atomique, notamment en ce qui concerne le système à vide.

4.2.1 Descriptif général

Les dimensions de la tête de senseur sont fixées par deux grandeurs distinctes : la largeur de la pyramide creuse et la longueur de l'interféromètre.

Dimension transversale. La pyramide fait 2 cm de côté. Nous avons vu au paragraphe 4.1.1 que cette grandeur détermine le nombre d'atomes piégés, qui conditionne le rapport signal à bruit maximal de la mesure que nous pouvons espérer. Cette dimension fixe la largeur du faisceau à environ 3 cm afin d'obtenir un profil d'intensité assez uniforme sur la section de la pyramide et sur le nuage d'atomes. Ceci contraint donc la dimension de l'accès optique de l'unique faisceau laser et la dimension des optiques de collimation.

Dimension longitudinale. Cette quantité est fixée par la longueur de l'interféromètre envisagé et les dimensions du collimateur. La première impulsion $\pi/2$ est déclenchée lorsque les atomes ont quitté la pyramide, c'est à dire après environ 40 ms de chute-libre (vitesse initiale supposée nulle). A cet instant, ils ont une vitesse verticale d'environ 0,4 m.s⁻¹. Dans ces conditions, une durée d'interrogation $2T = 100$ ms requiert une distance de chute de 10 cm.

Remarque (i) : A la fin de la mélasse, la distribution en vitesse transverse typique pour des atomes de Rubidium 87 est caractérisée par une demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de $\sigma_v = 2,5 v_{\text{recoil}} = 1,5 \text{ cm.s}^{-1}$. Par conséquent, le nuage a une dimension d'environ 2 mm à la fin d'un interféromètre de durée $2T = 100$ ms.

Remarque (ii) : Les meilleures performances du CAG opérant sur le site du LNE à Trappes ont été obtenues pour un temps d'interrogation de 160 ms. Si nous voulions faire de même pour MiniAtom, cela requerrait une distance de 20 cm sous la pyramide. Le nuage aurait alors un diamètre d'environ 3 mm.

Ces longueurs conditionnent la conception de l'enceinte à vide (§ 4.2.2), du système optique de collimation (§ 4.2.4) et du blindage magnétique (§ 4.2.3) que nous présentons dans cette partie.

4.2.2 Enceinte à vide

Une première version de la tête de senseur était déjà réalisée à mon arrivée en thèse en novembre 2010 (Figure 4-5 gauche) à partir de la conception présentée sur la Figure 4-4. Un des éléments clés était une cellule en verre dans laquelle devait avoir lieu l'interféromètre (Figure 4-5 droite). Cette cellule en verre collée sur une bride en INOX amagnétique devait permettre un accès optique à l'unique faisceau laser par le bas, et une collection latérale efficace de la fluorescence sans avoir recours à un système optique. Des difficultés persistantes concernant l'étanchéité de l'interface métal/verre de cette cellule nous ont empêché d'atteindre une qualité de vide satisfaisante pour réaliser un interféromètre (pression résiduelle de l'ordre de 10^{-7} hPa au niveau de la pompe ionique). Finalement à la suite d'étuvages successifs, la cellule en verre a fini par se fendre à sa base. Nous avons donc été contraints après huit mois de travail de reprendre entièrement la conception de la tête de senseur et de fabriquer une nouvelle enceinte à vide en conservant la structure mécanique de l'ensemble.



Figure 4-5 Première version de l'enceinte à vide du prototype MiniAtom développé au LNE-SYRTE. Nous n'avons pas pu obtenir une pression inférieure à quelque 10^{-7} hPa. A gauche : Enceinte à vide au complet sur son support mécanique. La réserve de rubidium est connectée par le conduit de gauche, une pompe ionique 2l/s par celui de droite. La pyramide se trouve au centre de la partie cubique accrochée à la bride supérieure entre les deux raccords. Sous elle, se trouve la cellule en verre. A droite : photographie de la cellule en verre qui s'est finalement fendue.

Ces événements nous ont cependant permis d'identifier de nouveaux composants et de tester certaines innovations que nous présentons dans la suite.

4.2.2.1 Conception mécanique de l'enceinte

La nouvelle enceinte à vide doit pouvoir s'adapter à la conception de la tête de capteur (Figure 4-4, gauche). Nous conservons une zone de piégeage cubique et la bride supérieure sur laquelle est fixée la pyramide. Pour la zone de chute, nous nous sommes inspirés de la conception des PMO 2D développés au SYRTE. Le principal objectif est de pouvoir faire facilement varier la position verticale de la détection afin d'étudier des interféromètres de différentes longueurs. Le résultat est une enceinte monolithique en titane (qualité TA6V forgé) de moins de deux litres (Figure 4-6). Le titane a l'avantage d'être amagnétique et plus rigide que l'aluminium. Pour un métal, c'est un mauvais conducteur thermique et électrique, ce qui limitera l'apparition de courants de Foucault lors de la commutation des courants du PMO. Ce matériau a par ailleurs une excellente tenue à l'ultra-vide.

Le support de la pyramide (Figure 4-6 gauche) est un cylindre creux (hauteur 35 mm, diamètre 30 mm) en PEEK (polyéther-éthercétone). Il s'agit d'un polymère semi-cristallin compatible à l'ultra-vide. Ce matériau a la particularité de très peu se déformer pour des températures inférieures à 250°C. Cela permet de préserver l'alignement mécanique de la pyramide pendant la phase d'étuvage et pendant la phase de piégeage (§ 4.2.3). Le PEEK est de plus mauvais conducteur thermique et s'usine très bien. Les bords de la pyramide sont alignés avec les faces de la partie cubique de l'enceinte.

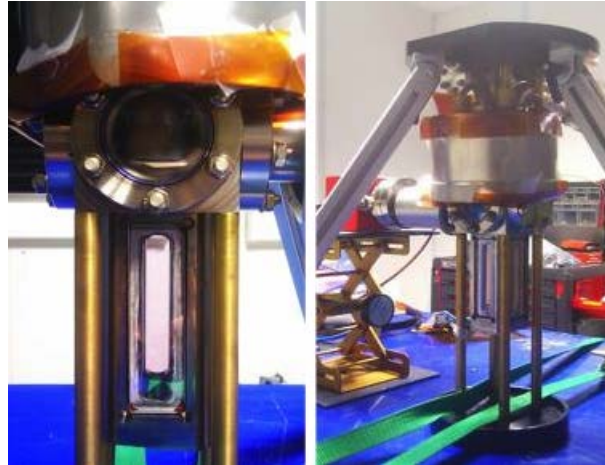


Figure 4-6 Photographies de la nouvelle enceinte en titane en cours d'assemblage. A gauche : au centre du hublot CF40 nous distinguons le support en PEEK de la pyramide et en dessous les longs hublots de détection (joints en indium). A droite : vue d'ensemble de la tête de senseur en cours de montage. Sur la gauche derrière le pieds se trouvent la pompe NEX Torr (rouge) et son raccord.

4.2.2.2 Accès optiques

Les accès de la partie supérieure cubique (hublots, bouchon, pompe et pyramide) sont réalisés suivant un standard CF40 à joints cuivre et brides en titane. Nous plaçons en vis-à-vis sur deux accès horizontaux des hublots disponibles commercialement dont le magnétisme a été mesuré comme étant inférieur à 1 mG^5 lorsque la sonde est placée à quelques mm. Ces fenêtres sont en BK7 de qualité optique $\lambda/4$, traitées antireflet à 780 nm des deux cotés et brasées sur support titane. Les accès optiques de la zone de chute (détection latérale et accès du faisceau laser unique) sont réalisés à l'aide de fenêtres en BK7 (90mm x 25mm x 5mm pour les fenêtres de détection ; $\varnothing 40 \text{ mm}$ et épaisseur 10 mm pour le hublot Raman) dont les faces sont traitées antireflet à 780nm. L'étanchéité est assurée par des joints indium pressés. Le hublot Raman est incliné de 4° par rapport à l'horizontale définie par la pyramide, afin d'éviter que les réflexions sur la fenêtre n'engendrent des interféromètres parasites.

4.2.2.3 Antenne pour la sélection micro-onde de l'état interne

L'antenne linéaire servant à la sélection de l'état interne ($|F = 1; m_f = 0\rangle$) des atomes est placée dans le blindage devant un des hublots CF40. Il faut alors prévoir un rayonnement micro-onde suffisamment puissant pour espérer un couplage efficace. Ceci a guidé la conception de notre synthétiseur micro-onde compact (§ 4.3.2).

4.2.2.4 Mise sous vide

Nous avons choisi d'essayer de fiabiliser le pressage des joints indium des hublots de détection sans utiliser de contre-bride comme cela est fait d'habitude. L'objectif est de démontrer que nous pouvons simplifier et écourter la réalisation pratique de ce genre d'enceinte à vide. L'obtention de l'étanchéité des hublots latéraux fut le point délicat.

Pour cela, nous avons réalisé une pièce cylindrique en aluminium de diamètre 12 cm s'insérant autour de l'enceinte à vide de la tête de senseur (Figure 4-7). Sur chacun des quatre hublots de détection nous plaçons une épaisse cale parallélépipédique en acier, de même section que les fenêtres. Quatre jeux de

⁵ 1 Gauss = 10^{-4} T

douze vis traversant le cylindre appuient sur les cales le long de leur périmètre. Ceci permet de presser chaque joint indium indépendamment des autres par une pression homogène. Chacun de ces sous-modules de pression est muni d'un système de chauffage du joint indium par effet Joule : un fil électrique décrit plusieurs fois la longueur des fenêtres ; en contrôlant le courant circulant dans le fil, nous maîtrisons la température de l'indium. Nous suivons l'évolution de la température à mi-hauteur d'un des hublots à l'aide d'une sonde thermo-couple.



Figure 4-7 Photographie du module de pression des joints indium et d'une des cales utilisées. Pour chaque hublot, douze vis permettent d'exercer une pression homogène sur chaque joint indium tandis que nous le chauffons de manière contrôlée. Ce module m'a permis de monter de manière reproductible les fenêtres de détection.

Une fois le module de pression installé et les vis en contact avec les cales, nous élevons la température progressivement en serrant les visses au fur et à mesure à l'aide d'une clé dynamométrique. Lorsque la température de 60 °C et le couple de serrage de 60 cN.m sont atteints, nous laissons le système ainsi pendant une nuit. Nous desserrons alors les vis avec précaution à chaud puis nous baissions très lentement la température, afin que les joints indium s'adaptent à la relaxation des contraintes mécaniques. L'étanchéité est obtenue de manière reproductible lorsque nous diminuons la température sur deux jours par palier de 1 °C.

Comme nous le présenterons au paragraphe 4.2.3.2, l'étanchéité de l'enceinte à vide reste vulnérable. Si les températures des extrémités d'un hublot sont trop différentes, le gradient de température provoque un gradient de contraintes mécaniques qui ouvrira une fuite sur le joint indium au moment de la redescente en température. Sur notre dispositif expérimental, c'est bien la redescente en température, et non la phase d'échauffement qui ouvre la fuite. En effet, si le gradient de température s'estompe trop rapidement, le joint indium n'a pas le temps d'absorber la relaxation des contraintes mécaniques s'étant établies du fait des dilatations thermiques des différents éléments.

Nous pouvons donc conclure que l'étanchéité pérenne d'un joint indium sans contre-bride est assurée par un pressage homogène à chaud des joints (rendu possible grâce au module présenté Figure 4-7), un chauffage respectant les symétries des hublots, une vitesse d'abaissement de la température modérée, la maîtrise des gradients de température sur la longueur des fenêtres.

4.2.2.5 Le système de pompage

Initialement, la qualité du vide dans l'enceinte devait être maintenue par une pompe ionique 2 l/s et deux pompes getter (2 l/s chacune) placées de part et d'autre du support de la pyramide creuse. L'activation des pompes getter nécessite le passage d'un courant de 3 à 4 A sous vide. Or les passages électriques que nous avons trouvés commercialement étaient tous magnétiques. Nous avons donc développé nous-mêmes des passages électriques amagnétiques. Deux fils de cuivre de diamètre 0,75 mm traversent un cylindre en alumine ($h = 6 \text{ mm}$; $d = 4 \text{ mm}$). L'ensemble est inséré dans un trou

ajusté, pratiqué au milieu d'une bride en titane (standard CF 40). Un chanfrein prévu sur la face extérieure de la bride permet de recevoir de la colle compatible ultra-vide (colle époxy H77) que nous faisons polymériser dans une étuve.



Figure 4-8 Photographie d'une bride CF40 portant un passage électrique amagnétique développé au LNE-SYRTE (côté vide). Au centre de la bride se trouve le passage en alumine (en blanc) à travers lequel passent les deux fils de cuivre.

En six essais, j'ai pu alterner différentes séquences de polymérisation et essayer d'autres colles. La maîtrise limitée de la température de l'étuve ne m'a pas permis d'aboutir à un processus de fabrication suffisamment reproductible. J'ai obtenu une bride aux performances satisfaisantes, permettant d'atteindre une pression résiduelle de 1×10^{-8} hPa sur l'enceinte à vide, après l'activation de la pastille getter. Cependant, l'étanchéité du passage électrique restait sensible aux contraintes mécaniques exercées sur les fils. Ainsi nous n'avons pas retenu cette solution pour la réalisation de la tête de senseur.

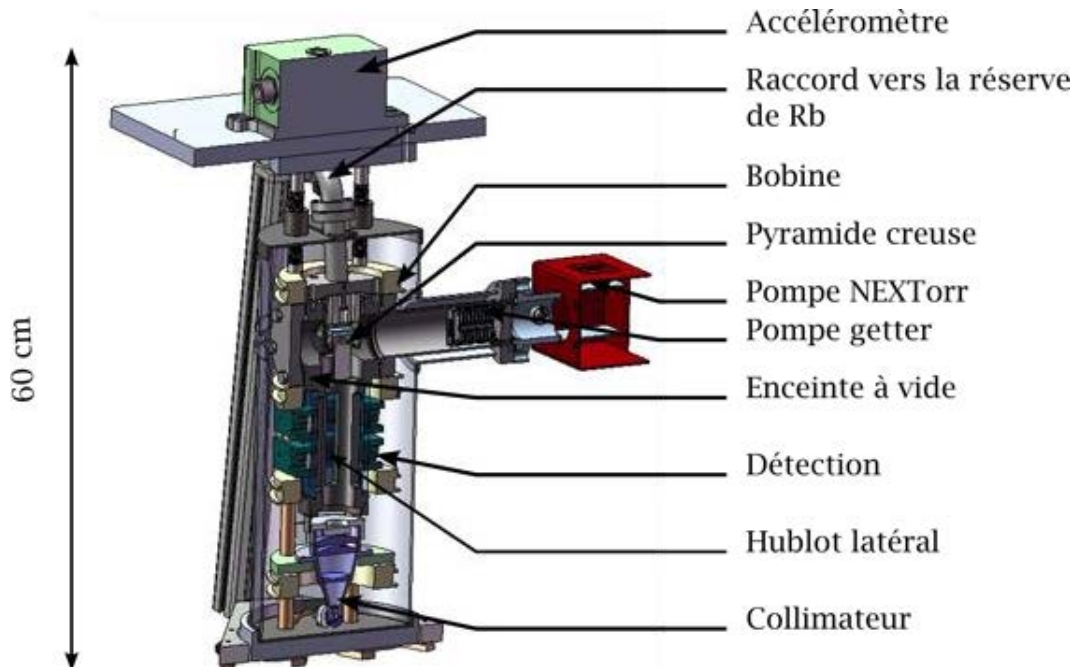


Figure 4-9 Conception de la tête de senseur complète (vue en coupe). Ne sont pas visibles : la réserve le Rubidium, l'antenne micro-onde, le système de réglage du collimateur. Chaque élément sera décrit dans la suite de ce chapitre.

Pour plus de sécurité, nous avons donc décidé de complètement changer le système de pompage en profitant de la commercialisation récente d'une pompe hybride ionique/getter compacte (NEXTorr D

100–5 de la société SAES [91], Figure 4–10). Cette pompe associe une très bonne capacité de pompage à un volume physique de 0,5 L et une masse de 2 kg (aimant compris). A titre d'exemple, la vitesse de pompage est de 100 l/s pour l'hydrogène, 140 l/s pour le dioxygène et 40 l/s pour le diazote. Ce système de pompage est donc particulièrement adapté à des enceintes à vide d'instruments mobiles.

Son adaptation sur la tête de senseur a nécessité de modifier la conception de l'enceinte à vide et du blindage magnétique. Afin de tirer pleinement profit de la capacité de pompage, nous connectons la pompe NEXTorr sur un des accès horizontaux CF40 de la partie supérieure de l'enceinte par un raccord en titane. Cette modification implique maintenant la présence d'un aimant puissant proche de la trajectoire des atomes et de faire une ouverture dans le blindage magnétique. Les équations de l'annexe B d'une part, et [92] d'autre part montrent qu'un compromis existe entre la nécessité d'éloigner la pompe de la chambre de science et la diminution de la vitesse de pompage effective. Parallèlement, il y a un compromis entre le diamètre de l'ouverture à pratiquer dans le blindage et la vitesse de pompage effective. Nous avons choisi d'utiliser un raccord de diamètre intérieur 35 mm et de longueur 113 mm. Compte-tenu de la vitesse de pompage du module NEXTorr, nous obtenons dans ces conditions une pression résiduelle dans l'enceinte de l'ordre de 1×10^{-10} hPa. L'impact de l'ouverture dans le blindage sur l'atténuation magnétique au niveau de la trajectoire des atomes est évalué au paragraphe 4.2.3.1.

Remarque (i) : Des tests réalisés par la société SAES montrent que l'activation de la pompe getter pendant la phase d'étuvage permet de :

- améliorer le niveau du vide obtenu (jusqu'à un facteur 10)
- réduire le temps d'étuvage (jusqu'à un facteur 2)

Remarque (ii) : Un graphite a été placé à l'entrée du conduit menant à la pompe ionique afin de la protéger des dépôts de rubidium.

Remarque (iii) : Sur ce genre d'instrument, les passages électriques sont très peu fréquemment utilisés, uniquement lors des activations des pompes getter. Il est possible d'activer le matériau getter sans passage électrique simplement par chauffage direct depuis l'extérieur [93]. Il s'agit d'une voie de développement intéressante en vue d'une simplification et d'une fiabilisation des enceintes à vide.

4.2.2.6 La réserve de Rubidium

Afin d'obtenir une vapeur atomique pour le chargement du PMO, la tête de senseur dispose d'une réserve de rubidium (présent naturellement selon deux isotopes : ^{85}Rb (72,2% d'abondance) et ^{87}Rb (27,8% d'abondance)) placée en dehors du blindage magnétique (Figure 4–5). Il s'agit d'une ampoule en verre contenant 2 g de rubidium solide sous gaz argon placée dans un tube en titane ajusté au diamètre de la réserve et dont la paroi a une épaisseur de l'ordre de 300 μm . Une fois l'enceinte sous vide, ce dispositif permet de libérer le rubidium en cassant l'ampoule en verre par pincement élastique du tube de titane (la pression de vapeur saturante du rubidium à 25°C vaut $3,0 \times 10^{-7}$ hPa [70]). La conductance du raccord (standard CF16) étant limitée, nous contrôlons la pression partielle de rubidium au niveau de la pyramide creuse afin d'obtenir un taux de chargement du PMO satisfaisant en chauffant la réserve. En pratique, nous ne dépassons pas 35°C.

4.2.3 Champs magnétiques

Les champs magnétiques utiles au fonctionnement de l'interféromètre atomique sont générés par quatre bobines identiques placées le long de la verticale, numérotées de 1 à 4 et équidistantes les unes des autres de 70 mm (Figure 4–10). Chaque bobine est constituée de 171 spires de fil de cuivre de section 0,53 mm pour un diamètre intérieur de 104 mm. Le support des bobines est réalisé en PEEK, comme le support du réflecteur pyramidal. Il ne donnera donc pas lieu à des courants de Foucault.

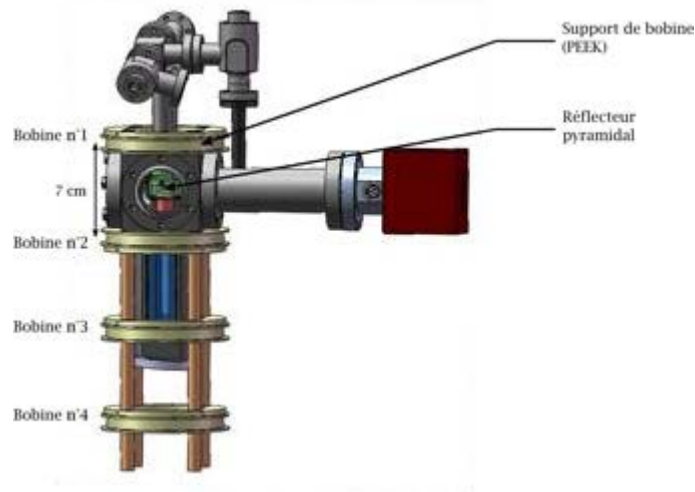


Figure 4-10 Agencement des bobines (en beige) par rapport à la pyramide (en vert). Les deux bobines du haut (bobines 1 et 2) sont utilisées en configuration anti-Helmoltz pendant la phase de piège. Les quatre bobines (1, 2, 3 et 4) sont ensuite utilisées en configuration Helmholtz pour générer le champ de biais vertical.

4.2.3.1 Blindage magnétique

Le blindage magnétique de l'enceinte à vide sert à isoler les atomes des différents champs magnétiques extérieurs (champ magnétique terrestre...) et de leur variations. Tout champ magnétique a pour effet de décaler les fréquences de résonance des atomes par effet Zeeman et tout gradient de champ magnétique crée une force qui est mesurée en même temps que g . Nous pouvons réduire cet effet en utilisant les atomes de rubidium 87 dans l'état $|F = 2 ; m_f = 0\rangle$, ils seront alors sensibles au deuxième ordre aux champs magnétiques extérieurs.

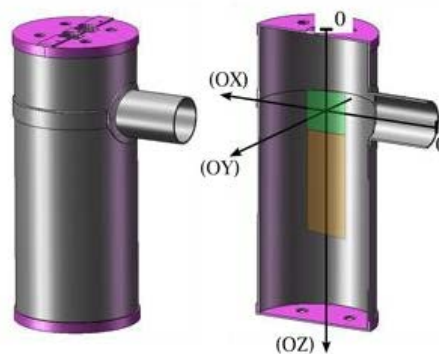


Figure 4-11 Schéma de la conception du blindage en mu-métal mono-couche de la tête de senseur. Il est composé de six parties distinctes. Le manchon creux permet l'accès de la pompe NEXTorr à l'enceinte à vide. A droite : vue en coupe sur laquelle j'indique l'orientation et l'origine des axes (OX) et (OZ) utilisés pour les mesures d'atténuation (Figure 4-12 et Figure 4-13). Nous représentons aussi la zone de piègeage (vert) et la zone d'interféromètre (orange).

Notre blindage magnétique, représenté sur les Figure 4-11 et Figure 4-14, est réalisé en mu-métal (une seule couche d'épaisseur 2 mm) et constitué de six parties. Le blindage latéral (diamètre extérieur 140 mm) est assuré par deux cylindres de hauteur 84 mm et 246 mm se joignant à hauteur de la pompe NEXTorr. Un manchon (longueur 80 mm ; diamètre 57 mm) le long du raccord de la pompe préserve l'effet de blindage dans la chambre de science malgré l'ouverture pratiquée. Un quatrième élément est

un disque placé à la base du cylindre percé de quatre trous (diamètre 12 mm) pour laisser passer les barres de soutien en laiton. Son équivalent en haut de la tête de senseur est composé de deux demi-disques. Deux ouvertures (diamètre d'environ 25 mm) le long de leur accollement laissent passer les raccords CF16 du système à vide, ainsi que les fils électrique et la fibre optique.

Atténuation (Figure 4-12). Nous estimons l'atténuation du blindage tout assemblé en mesurant le champ magnétique résiduel régnant à l'intérieur alors qu'il est plongé dans un champ magnétique statique supposé uniforme de 2 Gauss⁶. Nous présentons le cas où le champ statique est parallèle à l'axe longitudinal du blindage (OZ) et le cas où il est parallèle à l'axe du manchon de la pompe NEXTorr (OX) (Figure 4-11).

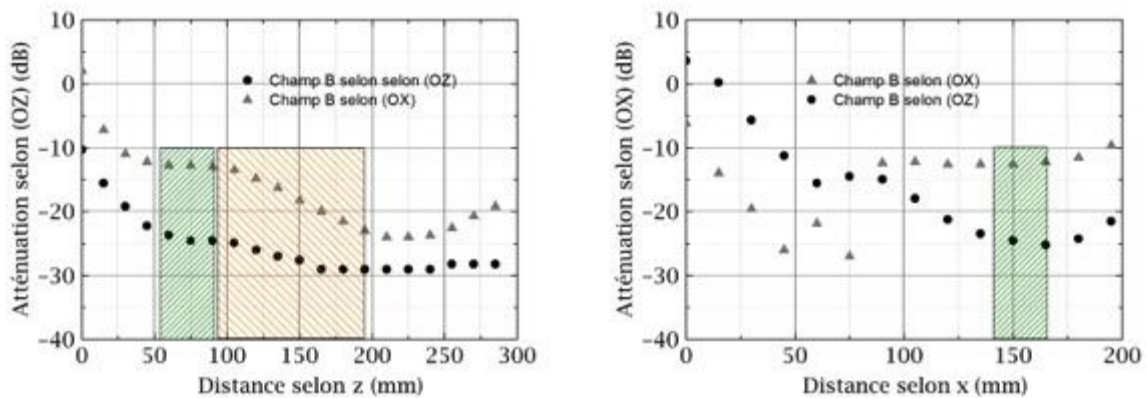


Figure 4-12 Atténuation du blindage magnétique (dB). A gauche ; nous réalisons en déplaçant la sonde le long de l'axe vertical du blindage deux mesures du champ résiduel : sa composante longitudinale pour un champ statique orienté selon l'axe (OZ) et sa composante transversale pour un champ statique orienté selon l'axe (OX). A droite ; nous réalisons deux mesures du champ résiduel le long de l'axe du manchon: sa composante longitudinale pour un champ statique orienté selon l'axe (OZ) et sa composante transversale pour un champ statique orienté selon l'axe (OX). Les rectangles verts délimitent la zone de piégeage et le rectangle orange indique la région où a lieu l'interféromètre (Figure 4-11).

Un cylindre monolithique de même dimension permettrait une atténuation d'un facteur 1000 au niveau de la trajectoire des atomes [94]. L'ouverture pratiquée pour permettre l'accès de la pompe NEXTorr et un blindage en six parties réduisent l'atténuation à environ 15 dB pour un champ parallèle au manchon (OX) et 25 dB pour un champ longitudinal (OZ) sur les régions du piège et de l'interféromètre. Par ailleurs un champ magnétique statique intense orienté selon le manchon introduit un gradient transversal le long de la trajectoire des atomes.

Influence de la pompe NEXTorr. Nous déterminons la contribution de l'aimant de la pompe ionique sur le champ magnétique régnant à l'intérieur du blindage. Pour cela nous comparons les mesures des composantes du champ magnétique présent à l'intérieur du blindage prises en déplaçant la sonde le long de l'axe longitudinal avec et sans pompe NEXTorr (Figure 4-13).

Cette figure montre qu'avec notre dispositif expérimental, l'influence de la pompe NEXTorr sur le champ magnétique régnant dans le blindage magnétique est de l'ordre de quelques mG, ce qui est satisfaisant. Le champ résiduel transversal est négligeable. Cependant il règne le long de la zone de l'interféromètre un faible gradient de champ magnétique parallèle à la trajectoire des atomes d'environ 1 mG.cm^{-1} que nous pouvons compenser en alimentant les quatre bobines servant à établir le champ

⁶ Rappel : $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$

magnétique de biais avec des courant différents. La valeur maximum du champ à 12 mG dans la zone de l'interféromètre est suffisamment faible pour notre application.

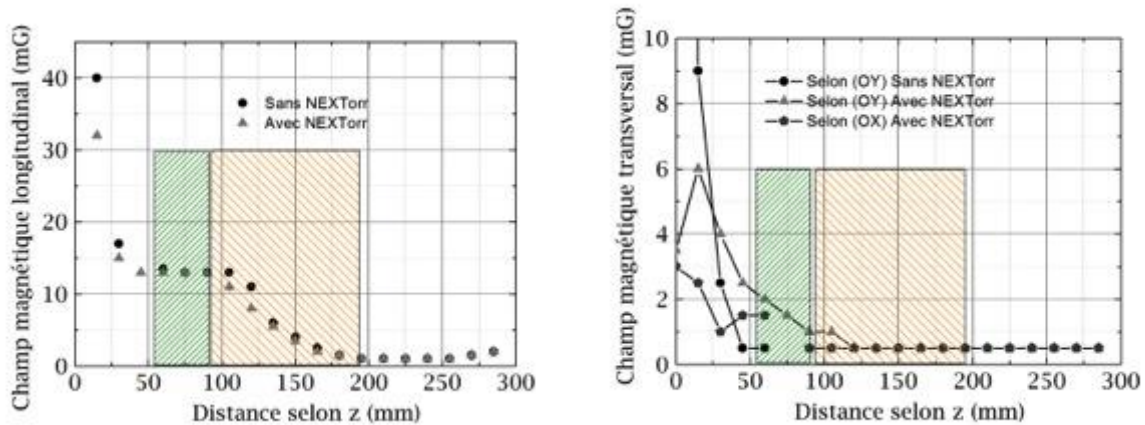


Figure 4-13 Champ magnétique créé par la pompe NEXTorr à l'intérieur du blindage (sans champ de biais extérieur). Nous déplaçons la sonde le long de l'axe longitudinal. A gauche : composante longitudinale du champ magnétique avec (triangles gris) et sans la pompe (ronds noirs). A droite : composantes transversales du champ magnétique avec et sans la pompe. Les rectangles verts délimitent la zone de piègeage et les rectangles orange indiquent la région où a lieu l'interféromètre (Figure 4-11).

4.2.3.2 Champ magnétique durant la phase de piège

Le gradient de champ magnétique nécessaire au chargement du PMO est réalisé à l'aide des bobines n°1 et n°2 (Figure 4-10). Le zéro du champ magnétique est situé géométriquement au centre de la pyramide creuse. Dans cette configuration, un courant de 2 A permet d'obtenir un gradient de champ magnétique de $11,3 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$ et la position verticale du PMO est contrôlée par l'asymétrie des courants circulant dans les deux bobines. Lors de la conception de la tête de senseur, nous avons sous-estimé l'élévation de la température de l'enceinte à vide provoquée par l'échauffement des supports de bobine par effet Joule (la température des bobines atteint $95 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un courant de 2 A). L'échauffement de la bobine n°2 a induit malgré l'utilisation du PEEK un fort gradient de température le long des hublots de détection. En arrêtant le fonctionnement de l'expérience pour la nuit, le refroidissement de l'enceinte à vide fut trop rapide et une fuite importante s'est ouverte (la pression résiduelle le lendemain matin était de l'ordre de 10^{-6} hPa). Après avoir rebouché la fuite, nous avons déterminé expérimentalement le courant maximum autorisé en contrôlant la température en haut d'un des hublots lorsque le courant dans les bobines augment. Nous trouvons un régime de fonctionnement sûr pour un courant de 1,2 A qui correspond à un gradient de $6,6 \text{ G} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Afin de contrôler la position initiale du PMO dans le plan horizontal, deux paires de bobines de compensation en configuration Helmholtz sont prévues selon les axes perpendiculaires aux faces de la pyramide. Chaque bobine est constituée de 20 spires de fil de cuivre de section 0,5 mm enroulées autour des brides CF40 de la partie cubique de l'enceinte à vide. Dans ces conditions, des courants de l'ordre de 100 mA permettent de déplacer le minimum de champ magnétique sur toute la section de la pyramide.

4.2.3.3 Champs magnétique durant la phase d'interféromètre

Nous utilisons les quatre bobines en configuration Helmholtz pour produire un champ magnétique vertical statique uniforme pour lever la dégénérescence des sous-niveaux magnétique m_f et définir

l'axe de quantification des atomes. Un courant de 4 mA permet de créer un champ statique de 100 mG le long de la trajectoire des atomes.

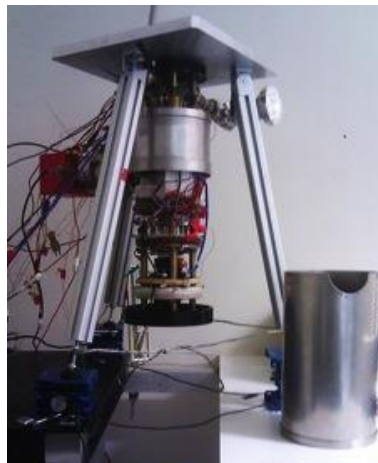


Figure 4-14 Photographie de la tête de senseur complète. La pompe NEXTorr (à gauche) permet d'atteindre un très bon niveau de vide. La partie basse du blindage est visible au premier plan.

4.2.4 Collimateur et polarisation

4.2.4.1 Conception optique

Le collimateur met en forme l'unique faisceau laser utilisé à la fois pour les phases de piégeage et de détection, mais aussi pour les impulsions Raman de l'interféromètre. Il présente une géométrie coudée (Figure 4-15). Ceci permet de suivre la puissance optique entrant dans l'enceinte à vide à l'aide d'une photodiode placée derrière le miroir à 45° mais aussi de limiter la longueur de la tête de senseur.

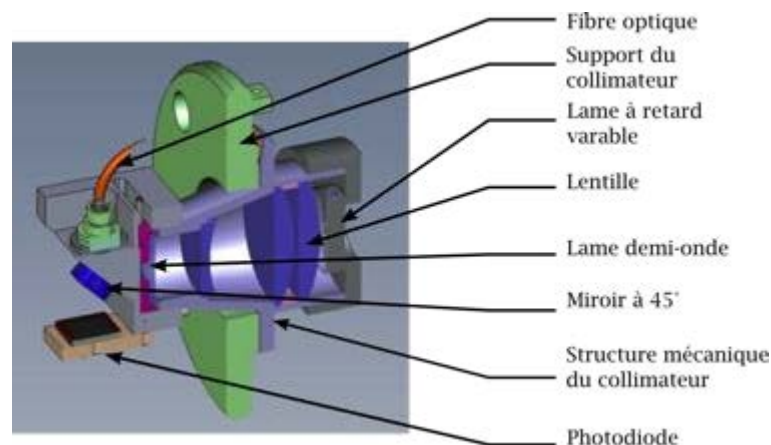


Figure 4-15 Dessin de coupe du collimateur coudé. La polarisation de la lumière sortant de la fibre est filtrée par un polariseur (film Polarcor) dont l'axe est aligné avec l'axe propre du miroir à 45°. Une lame $\lambda/2$ permet de contrôler la direction de la polarisation arrivant sur la lame à retard variable. La mise en forme du faisceau est assurée par quatre lentilles (dont seulement trois sont visibles). Une photodiode placée derrière le miroir à 45° permet de suivre la puissance optique.

La lumière est acheminée depuis le banc optique par une fibre à maintien de polarisation (FMP) clivée. Compte-tenu des dimensions de la pyramide (§ 4.1.2.1), un ensemble de quatre lentilles permet

d'obtenir un faisceau collimaté de diamètre 30 mm et de focale 200 mm (largeur à $1/e^2$ de 40 mm). Les éléments optiques sont collés sur une structure mécanique rigide anodisée (en gris clair sur la Figure 4-15). Leur position est figée et le réglage des propriétés du faisceau de sortie se fait uniquement en optimisant la position et l'orientation de l'extrémité de la FMP en entrée du collimateur.

Ce réglage s'est révélé très délicat. Le collimateur étant fixé horizontalement et aligné sur l'axe optique d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann (HASO), nous contrôlons l'extrémité de la fibre placée à l'entrée du collimateur à l'aide d'une plateforme de translation trois axes permettant également deux rotations (autour des axes horizontaux de la Figure 4-15). J'optimise ces cinq degrés de liberté en contrôlant à l'aide du HASO le rayon de courbure, l'inclinaison du faisceau sur l'axe optique, le profil d'intensité, les aberrations du front d'onde. Une fois un compromis trouvé, nous collons le support de la tête de la fibre à la structure du collimateur à l'aide d'une colle époxy à prise lente. La réticulation très lente (environ 24 heures) présente très peu de modifications de contraintes mécaniques risquant d'affecter les réglages.

Le rayon de courbure du faisceau obtenu est de 1,5 km, et le biais sur la mesure de gravité correspondant est de 1×10^{-10} g [65]. L'inclinaison du faisceau par rapport à l'axe optique est de 1,1 mrad et 0,02 mrad respectivement. L'effet systématique sur la mesure de g introduit par les aberrations de front d'onde dues à la réflexion du faisceau laser sur la pyramide creuse a été étudié dans [39]. Une dépendance en fonction de la température des atomes en sortie de mélasse de $5 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \mu\text{K}^{-1}$ a été estimée. Pour cette raison, nous n'avons pas étudié en détail les aberrations introduites par le collimateur et nous nous sommes assurés que la qualité du front d'onde était meilleure que $\lambda/10$ rms sur l'étendue de l'ouverture du HASO (diamètre 11,9 mm).



Figure 4-16 Profil d'intensité du faisceau laser à la sortie du collimateur (sans LRV) mesuré à l'analyseur de front d'onde. L'ouverture du Shack-Hartmann a un diamètre de 11,9 mm ; l'échelle est arbitraire.

4.2.4.2 Contrôle de la polarisation

Toutes les étapes d'un cycle de mesure (§ 3.2.3) sont réalisées à l'aide d'un seul laser. Nous employons une lame à retard variable (LRV) à cristaux liquides [95] pour contrôler la polarisation du faisceau en sortie du collimateur tout au long de la séquence temporelle : circulaire pendant le piège, linéaire pendant l'interféromètre et circulaire pour la détection. Les cristaux liquides forment un milieu anisotrope dont nous pouvons faire varier la biréfringence en faisant varier l'amplitude crête à crête d'un signal AC crête de fréquence 2 kHz. La variation du retard introduite par la LRV en fonction de l'amplitude appliquée est illustrée sur la Figure 4-17. Ces lames à retard variable présentent deux limitations : elles sont sensibles aux fluctuations de température (peu gênant pour nous) et elles présentent un temps de commutation de plusieurs dizaines de ms.

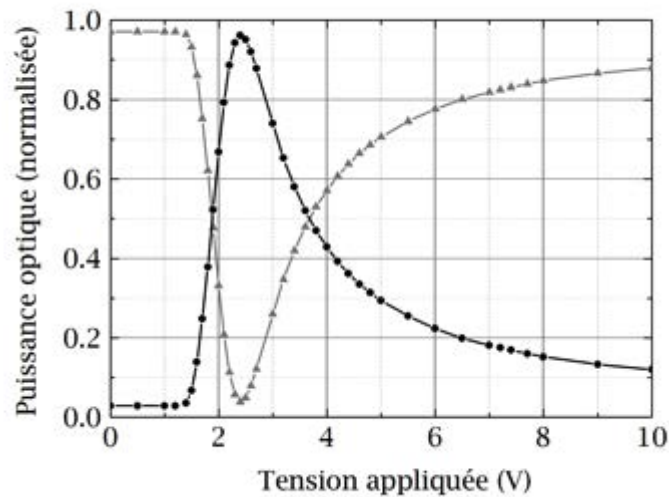


Figure 4-17 Mesure de l'évolution du retard de la LRV en fonction de l'amplitude de la modulation appliquée. La polarisation incidente est rectiligne à 45° des axes neutres de la LRV. Nous suivons le signal d'une photodiode placée derrière un cube polariseur. En gris : signal normalisé en transmission. En noir : signal normalisé en réflexion. Le retard introduit par la LRV la rend équivalente à une lame $\lambda/2$ pour $V=2,41$ V et $3\lambda/4$ pour $V=3,68$ V.

Nous tournons la LRV par rapport au collimateur de telle sorte que ses axes propres soient à 45° de la polarisation sortant de la FMP. Une lame $\lambda/2$ permet d'affiner soigneusement ce réglage. J'oriente alors le collimateur de telle sorte que la polarisation rectiligne sortant de la LRV soit alignée avec une des arêtes de la pyramide (Figure 4-18). Pour les rayons ascendant, deux réflexions successives sur des faces opposées de la pyramide sont équivalentes à une réflexion sur un ensemble {lame $\lambda/4$ + miroir plan}.

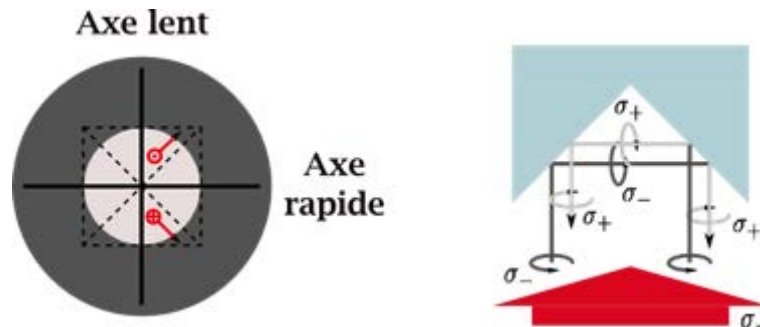


Figure 4-18 Représentation des états de polarisation par rapport à la pyramide et aux axes propres de la LRV. A gauche : (vue de dessus) Nous représentons en pointillé les arêtes et les bords de la pyramide et les traits noirs indiquent la direction des axes propres de la LRV. La polarisation rectiligne sortant de la LRV est parallèle à une arête de la pyramide ; elle donne après deux réflexions successives à l'intérieur de la pyramide une polarisation perpendiculaire. A droite : (vue en coupe) des polarisations pendant la phase piège.

Phase de piégeage. Une tension de modulation d'amplitude 3,68 V crête à crête est appliquée pour que la LRV soit équivalente à une lame $3\lambda/4$ (Figure 4-17). La polarisation en entrée de la LRV étant rectiligne à 45° des axes propres de la lame, nous obtenons les faisceaux repompneur et refroidisseur en polarisation circulaire. Il en résulte des paires de faisceaux contra-propageants en configuration $\sigma^+\sigma^-$ (Figure 4-18 droite).

Phase d'interféromètre. Lors de la phase d'interféromètre les atomes ont quitté le volume de la pyramide et ils ne sont soumis qu'aux faisceaux verticaux. Une tension de modulation d'amplitude 2,41 V crête à crête est appliquée pour que la LVR soit équivalente à une lame $\lambda/2$. Les deux faisceaux Raman contra-propageants ont alors des polarisations rectilignes perpendiculaires (Figure 4-18 gauche).

Phase de détection. Pour la phase de détection, nous souhaitons revenir en polarisation circulaire. Le changement d'état de polarisation linéaire vers circulaire lors du passage à l'étape de détection est critique. A la fin de l'interféromètre les atomes ont une vitesse d'environ 1m/s et atteignent rapidement les photodiodes de détection ce qui ne laisse que une à deux millisecondes pour commuter la polarisation. Nous avons montré que l'introduction d'un bref dépassement de l'amplitude de la modulation avant la commutation de la consigne de 2,41 V à 3,68 V permet d'atteindre une vitesse de basculement satisfaisante (Figure 4-19).

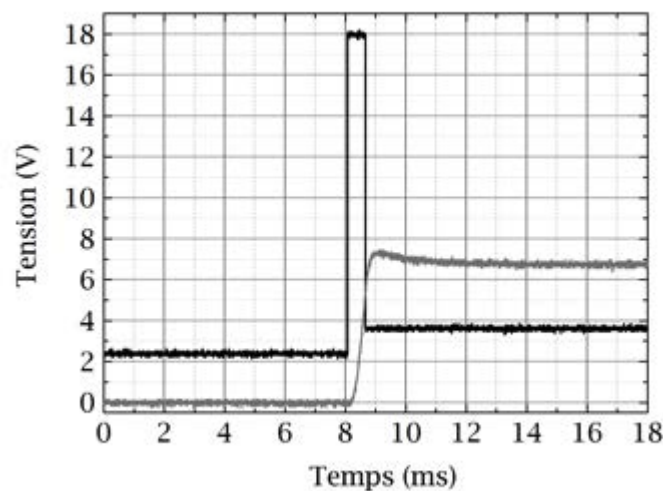


Figure 4-19 Vitesse de commutation de la LRV. En noir : amplitude crête à crête de la modulation appliquée à la LRV. En gris : signal de photodiode placée derrière un polariseur croisé. Lorsque nous souhaitons basculer rapidement d'un retard $\lambda/2$ à un retard $\lambda/4$, l'application d'un bref dépassement d'amplitude de modulation entre les deux valeurs de consignes permet d'obtenir un temps de commutation inférieur à 2 ms.

Remarque (i) : L'ouverture de la lame à retard variable (diamètre 21 mm) détermine le diamètre du faisceau arrivant sur la pyramide creuse de 2 cm de côté. Nous verrons au paragraphe 4.2.5 que nous allons réduire cette valeur pour diminuer l'influence de la lumière parasite.

Remarque (ii) : Lors de la caractérisation du faisceau laser en sortie du collimateur, nous avons mis en évidence un gradient de polarisation dans le plan transverse en bordure de champ.

Remarque (iii) : Récemment, la société IXFiber a développé de nouvelles fibres polarisantes à 780 nm. Cependant, le rayon de courbure minimal de ces fibres est encore de 5 cm à 10 cm, ce qui nous empêche de les tester sur le prototype MiniAtom au vu des dimensions du blindage magnétique (§ 4.2.3.1).

4.2.4.3 Réglages de l'alignement du collimateur

L'agencement du collimateur sous l'enceinte à vide est caractérisé par deux positions verticales. Une dite « haute » : la lame à retard variable est alors au plus près de l'enceinte à vide. Cet arrangement

permet la fermeture du blindage et le fonctionnement du gravimètre (Figure 4-21). Une autre dite « basse » : le support du collimateur est au plus bas des barres de soutien verticales.

Cette position permet le réglage de l'orientation et de l'alignement du collimateur. Il s'agit d'ajuster le centrage et la perpendicularité du faisceau par rapport à la pyramide en ajustant la réflexion du faisceau laser descendant par la pyramide sur l'ouverture circulaire de la lame à retard variable (Figure 4-20). J'ai pour cela placé un joint torique en caoutchouc de diamètre 40 mm entre le collimateur et son support (ce support est représenté en vert clair sur la Figure 4-9). Deux mâchoires parallèles en aluminium permettent de presser cet anneau de caoutchouc synthétique : chaque vis de serrage aux extrémités des mâchoires permet de modifier l'épaisseur du joint en quatre points régulièrement espacés (Figure 4-21).

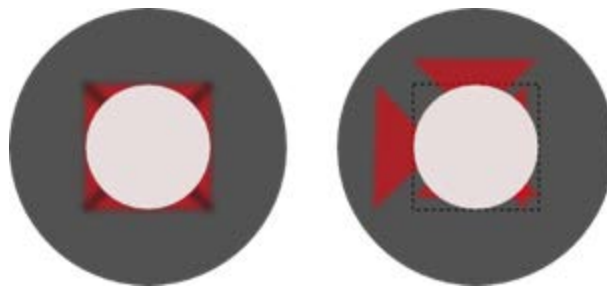


Figure 4-20 Rendu visuel de la qualité du réglage de l'orientation et de l'alignement du collimateur (vue de dessus). La zone grise représente la monture de la LRV. A gauche : cas d'un bon réglage. La réflexion du faisceau laser sur la pyramide est un carré dans lequel l'ouverture de la LRV est inscrite. Les franges sombres dues aux arêtes sont orientées selon les diagonales du carré. A droite : cas d'un mauvais réglage. La réflexion se décompose en quatre triangles lumineux désordonnés. En modifiant l'écrasement du joint de caoutchouc en quatre points à l'aide des mâchoires il est possible de ramener les quatre triangles dans le carré.

Nous avons estimé qu'avec cette méthode, nous obtenons un réglage robuste de l'orientation du collimateur à 1 mrad près.

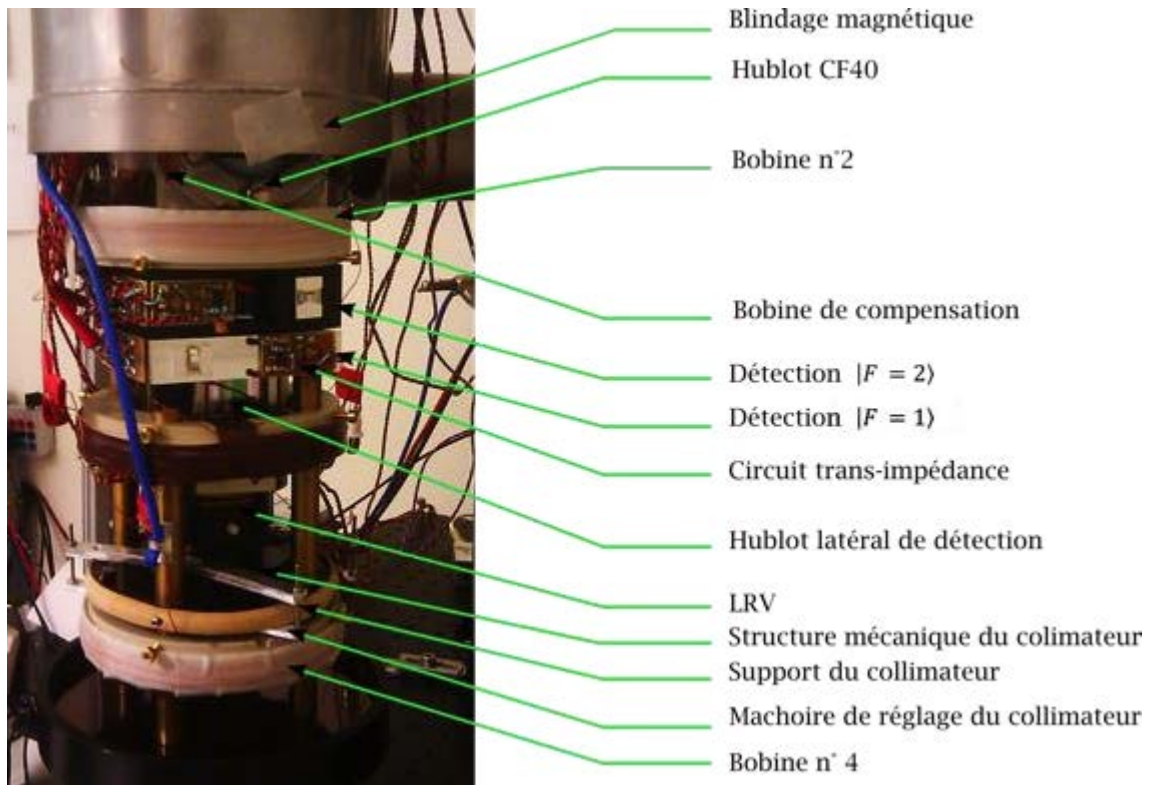


Figure 4-21 Photographie des éléments placés à l'intérieur du blindage magnétique. En dessous de la bobine n°2 sont placés les deux jeux de quatre photodiodes de détection sur lesquels sont disposés les montages trans-impédances. Sous l'enceinte à vide se trouve le colimateur (en noir) en position « haute » avec ses mâchoires en aluminium permettant de régler son orientation. Les quatre barres verticales en laiton fixées au socle permettent à tous les éléments de tenir autour et sous la zone de chute.

4.2.5 Détection

4.2.5.1 Schéma de détection

Géométrie. Nous adoptons pour la tête de senseur de MiniAtom un schéma de détection verticale [36], [64]. Deux ensembles de quatre photodiodes placées en face des hublots latéraux collectent le signal de fluorescence des atomes excités par l'unique faisceau laser (Figure 4-21). Nous utilisons des photodiodes de surface 1 cm^2 bas-bruit sans aucune optique de collection. Les deux ensembles sont placés l'un au dessus de l'autre et chacun est dédié à l'imagerie d'une population atomique avec pour chacun une collection effective d'environ 3%. Chaque photodiode est suivie d'un montage trans-impédance situé dans le blindage magnétique. La tension en sortie de chaque circuit est ensuite mise en forme analogiquement avant d'être numérisée (Figure 4-23) pour déterminer les probabilités de transition.

Séquence temporelle. Après la fermeture de l'interféromètre, une impulsion laser de fréquence proche de la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, de durée $300 \mu\text{s}$ et d'intensité environ égale à I_{sat} arrête les atomes étant dans $|F = 2\rangle$ devant le premier étage de détection (Figure 4-22). Les atomes dans $|F = 1\rangle$ continuent leur chute et lorsqu'ils atteignent le deuxième jeu de photodiodes environ 10 ms plus tard, nous déclenchons une seconde impulsion laser de durée 20 ms et d'intensité $2,5 I_{\text{sat}}$ portant deux fréquences désaccordées de $0,5 \Gamma$ dans le rouge par rapport aux résonnances $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Après une durée de 20 ms, une troisième impulsion identique à la précédente est répétée alors que les atomes sont dispersés, afin de déterminer l'intensité de fond vue par chaque photodiode et de normaliser le signal de détection.

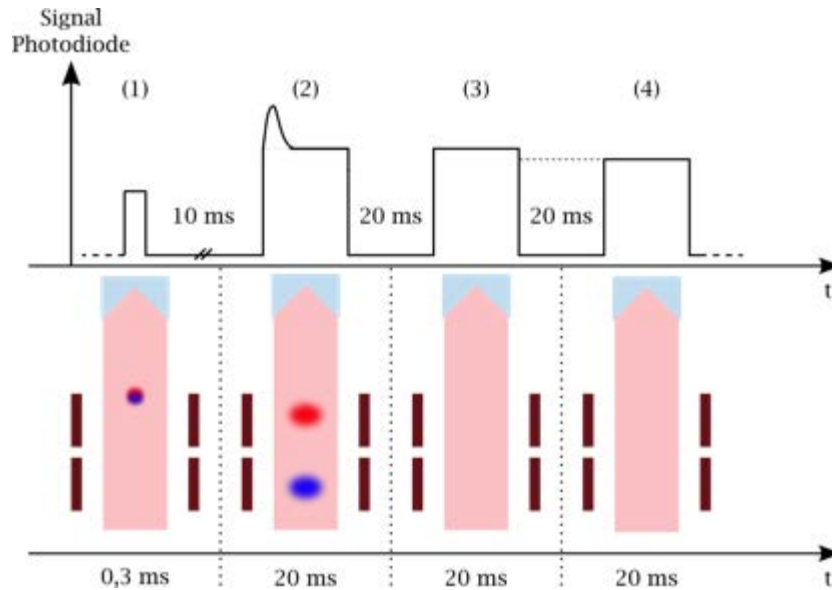


Figure 4-22 Séquence temporelle de détection. Une fois que l'interféromètre est refermé les impulsions (1) et (2) permettent de détecter les atomes se trouvant dans l'état $|F = 2\rangle$ (rouge) et les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ (bleu). Nous utilisons l'impulsion (3) pour soustraire l'intensité de fond et l'impulsion (4) pour suivre la puissance optique portée par le faisceau repompeur.

Cette contribution (3) est soustraite au signal de fluorescence (2) pour calculer l'aire sous la courbe du signal de détection donnant le nombre d'atomes dans chaque état interne. Nous en déduisons alors la probabilité de transition. Passé un nouvel intervalle de 20 ms, une quatrième impulsion (4) est produite avec les mêmes paramètres que les deux précédentes mais sans la fréquence du faisceau repompeur. Cette étape permet de vérifier la puissance optique portée par ce faisceau. Les signaux de détection seront présentés au paragraphe 4.5.2.

4.2.5.2 Gain d'amplification

Compte tenu de ce qui a été présenté au paragraphe 4.1.2.3 nous prévoyons de détecter environ 1×10^6 atomes à la sortie de l'interféromètre. Nous utilisons un gain trans-impédance de $1 \text{ M}\Omega$.

4.2.5.3 Lumière parasite

La lumière parasite est la principale limitation de notre méthode de détection et de notre géométrie. Elle a pour origine la diffusion lumineuse par les arêtes et les bords de la pyramide (dont les dimensions sont inférieures au diamètre du faisceau), la fluorescence de la vapeur résiduelle. En considérant l'intensité du faisceau de détection et le gain trans-impédance utilisés typiquement sur d'autres interféromètres atomiques, l'intensité de fond induit dans notre cas des tensions qui saturent largement les circuits trans-impédances. Pour se soustraire à cet effet, les photodiodes de détection sont reculées de 3 mm et munies de caches en carton noirs au-dessus et au-dessous d'elles. Par ailleurs nous diminuons le diamètre du faisceau à l'aide d'un iris. Nous fixons ce diamètre à 18 mm, proche de l'optimum entre le nombre d'atomes chargés dans le PMO et l'intensité lumineuse diffusée par les arêtes et les bords de la pyramide. Nous utilisons de plus pour la détection des puissances optiques de l'ordre de $2 I_{\text{sat}}$. Ceci permet de réduire les tensions de décalage à 4 V environ.

Nous mettons en forme les signaux de détection avant leur numérisation. Une tension constante est d'abord soustraite analogiquement à la tension de décalage du signal de sortie de chaque photodiode pour le ramener au voisinage de zéro. Le signal utile est ensuite amplifié (gain typique de 10) puis filtré

(filtre passe-bas du deuxième ordre de fréquence de coupure 10 kHz) avant sa numérisation par un convertisseur analogique/numérique (CAN) (Figure 4-23).

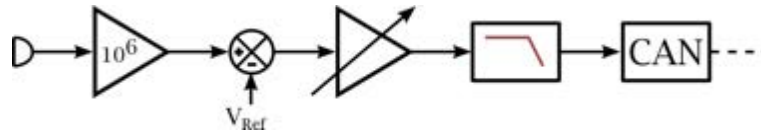


Figure 4-23 Schéma bloc du traitement analogique du signal des photodiodes de détection avant leur numérisation. La contribution de la lumière parasite à la tension de décalage du signal de détection est soustraite analogiquement. Le signal utile est alors amplifié et filtré puis numérisé.

4.2.5.4 Diaphonie et angle solide de collection

La collection du signal de fluorescence au travers des hublots latéraux se fait sans aucune optique. Une proportion de la fluorescence émise par les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est imagée sur l'étage de photodiodes inférieur dédié à la fluorescence de l'état $|F = 1\rangle$, et réciproquement. Nous estimons géométriquement la diaphonie correspondant à la conception mécanique initiale à environ 70 %. Les modifications faites pour lutter contre les effets de la lumière parasite (reculer les photodiodes par rapport aux hublots et placer des petits caches en carton noir au dessus et en dessous de chaque photodiode) permettent de réduire la diaphonie à environ 40 %, mais en contrepartie diminuent l'efficacité de collection de 3 % à 2,5 % environ. Nous séparons également les deux premières impulsions de la plus grande durée possible.

Nous avons présenté la conception et la réalisation des éléments clé composant la tête de capteur du prototype de gravimètre compact. Nous abordons maintenant le deuxième grand ensemble de l'instrument : la source laser.

4.3 Le système laser

La manipulation cohérente d'atomes de Rubidium 87 froids à l'aide de transitions Raman stimulées requiert des fréquences optiques se situant au voisinage de 780 nm (Figure 4-24). Or il a été démontré qu'il est très intéressant de mettre à profit les développements réalisés par l'industrie des télécoms optiques et le doublage de fréquence par génération de la seconde harmonique afin d'obtenir des systèmes lasers robustes et performants [96], [24]. Nous avons donc réalisé la source laser de MiniAtom avec des composants optiques travaillant à 1560 nm, certifiés selon les normes Telcordia [97], et disponibles commercialement. La plupart des composants utilisés sont de plus fibrés, ce qui permet d'obtenir une compacité et une robustesse mécanique satisfaisante.

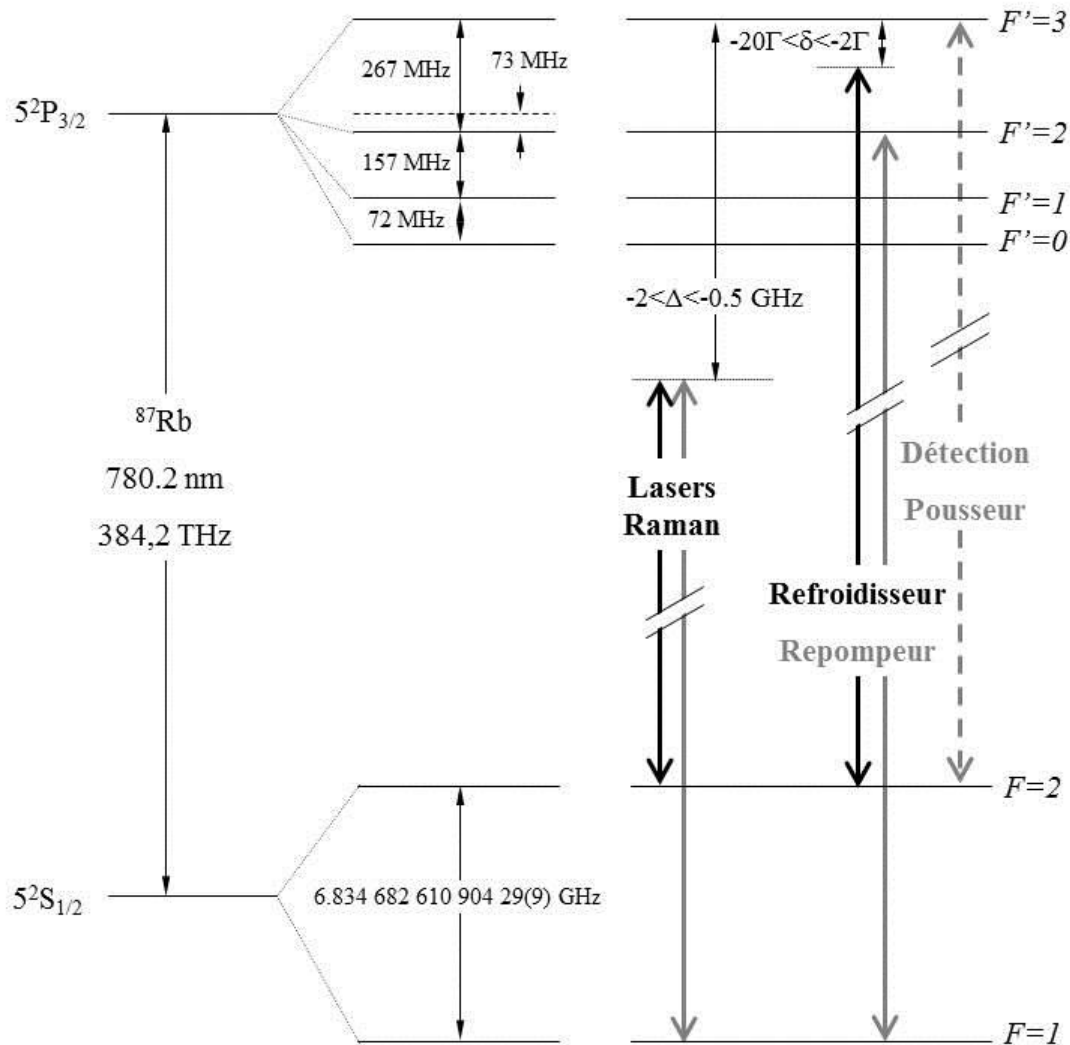


Figure 4-24 Niveaux d'énergie de la raie D2 du rubidium 87 et fréquences optiques utilisées pour la réalisation d'un interféromètre atomique à atomes froids. Les données sont issues de [70].

Les solutions développées ces dernières années par l'ONERA [98] et la collaboration ICE [99] mettent en jeu deux lasers émettant à 1560 nm dont l'un (laser esclave) est asservi en fréquence sur l'autre (laser maître) à l'aide d'un battement optique. Le faisceau issu du laser esclave est modulé en phase par un modulateur électro-optique (MEO) afin de créer une bande latérale (§ 4.3.1.1) qui sert à la fois de faisceau repompeur et de deuxième faisceau Raman ; puis le signal est amplifié. Le faisceau optique guidé sort alors en espace libre pour que les fréquences soient doublées dans un cristal non-linéaire. La lumière est enfin acheminée vers les différents coupleurs de fibres dédiées au piégeage et aux faisceaux Raman. Nous allons montrer dans ce chapitre comment il est possible de pousser un peu plus la simplification de ce type de système laser.

Nous présentons dans cette partie la conception générale de la source laser (développée à l'Institut d'Optique), ses fonctionnalités clés, et la génération des fréquences utiles. Nous décrirons ensuite en détail deux particularités de la source laser développées au cours de ma thèse : la réalisation d'une référence de fréquence micro-onde compacte, et un nouveau schéma d'asservissement du laser.

4.3.1 Architecture générale du système laser

L'architecture de la source laser, présentée sur la Figure 4-25, repose sur l'utilisation d'une unique diode laser à rétro-action répartie (DFB, pour « distributed feed-back » en anglais) dont la sortie fibrée (~ 20 mW) est divisée en deux voies :

- La première, appelée dans la suite voie d'asservissement, est utilisée pour asservir la fréquence de la source laser sur la résonance intermédiaire entre les transitions hyperfines $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 85 par une méthode de spectroscopie d'absorption saturée [100], [101].
- La seconde, appelée voie principale, permet de générer et de contrôler les fréquences optiques nécessaires à la réalisation d'un interféromètre (piégeage et refroidissement des atomes, sélection de l'état interne, interféromètre à trois impulsions et détection).

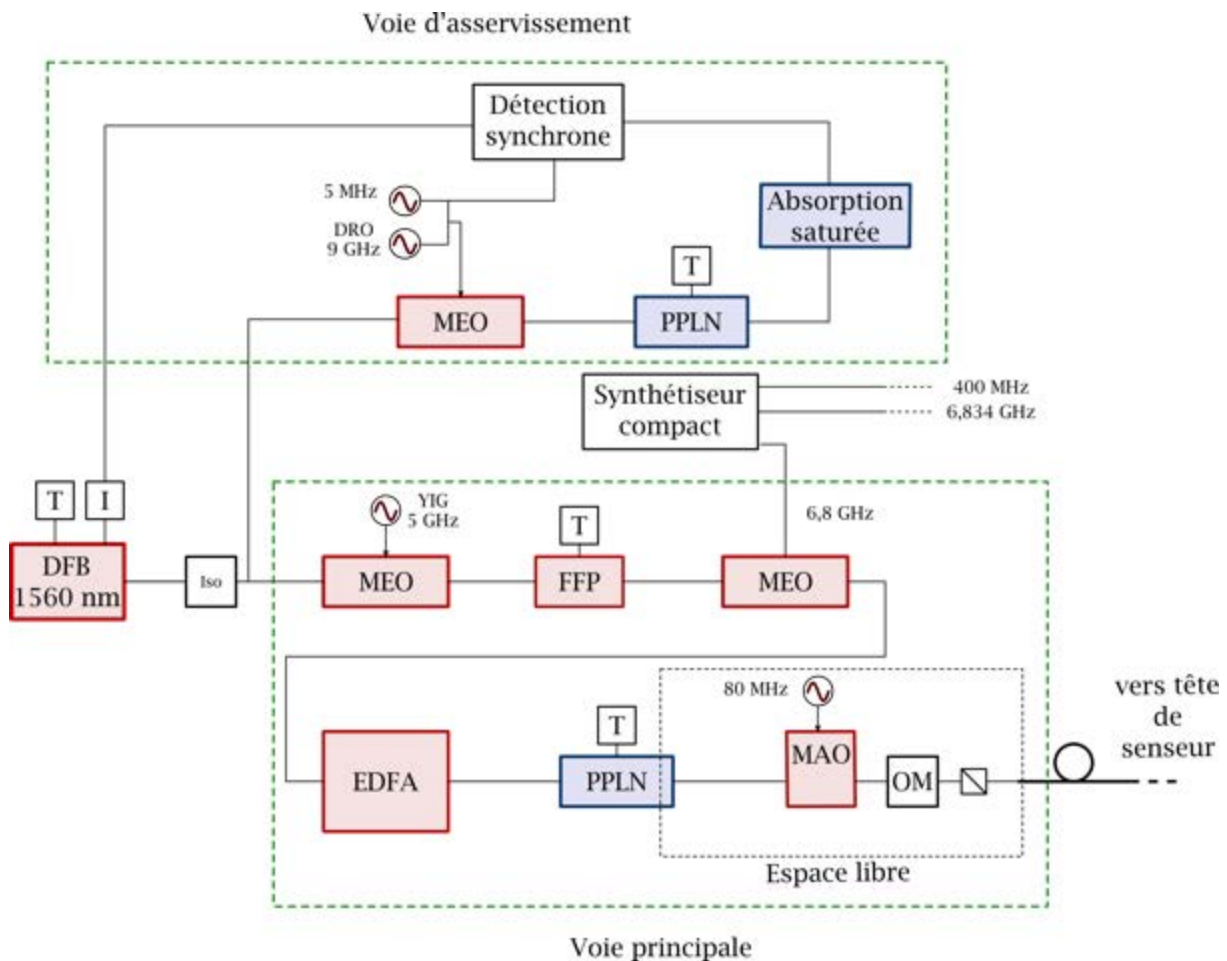


Figure 4-25 Schéma général du système laser. La source laser repose sur une unique diode laser DFB émettant à 1560 nm dont la fréquence est modulée en phase (MEO). Deux cristaux PPLN associés à une structure de guide d'onde sont utilisés pour générer les faisceaux lasers à 780 nm destinés à la manipulation d'atomes de Rubidium 87. L'obturation du faisceau unique se fait en espace libre à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO) et d'un obturateur mécanique (OM).

Pour chacune des voies, les fréquences utiles sont créées par modulation de phase, puis doublées à l'aide d'un cristal de Niobate de Lithium à orientation alternée (PPLN, pour « periodically-poled Lithium Niobate » en anglais) associé à un guide d'onde. Sur la voie principale, le signal modulé traverse un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) fibré avant d'atteindre le cristal PPLN. La sortie de l'EDFA est asservie en puissance et délivre 580 mW à 1560 nm. La sortie du cristal PPLN débouche

sur une propagation en espace-libre au cours de laquelle un obturateur mécanique (OM) et un modulateur acousto-optique (MAO) permettent de couper le faisceau. C'est lors de cette étape que la polarisation est mise en forme. La lumière est alors couplée dans une fibre monomode à maintien de polarisation (FMP).

Largeur de raie. Afin que les atomes atteignent en fin de mélasse optique une température résiduelle de quelques μK et que les transitions Raman soient efficaces il est nécessaire que la diode laser ait une largeur de raie à 780 nm inférieure ou égale à 100 kHz. Or la diode laser DFB utilisée à l'heure actuelle présente une largeur de raie voisine de 1 MHz à 1560 nm, résultant en une largeur d'au moins 2 MHz à 780 nm après doublage. Ceci constitue une limitation aux performances du prototype de gravimètre et à l'avenir, l'utilisation d'une diode laser RIO commerciale, dont la largeur de raie à 1560 nm est spécifiée à 15 kHz, permettra de résoudre ce problème.

Exactitude des fréquences. Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.2, l'exactitude de la mesure de g par l'interféromètre atomique dépend directement de l'exactitude de la fréquence des lasers. Même si l'objectif d'exactitude n'est pas très contraignant pour le prototype MiniAtom (§ 2.2.1), une stabilité relative long-terme de la mesure de g à 10^{-9} nécessite un contrôle de la fréquence des faisceaux lasers avec une résolution de 300 kHz au moins.

Originalité de l'architecture. Nous utilisons un unique laser dont la fréquence reste fixe tout au long de la séquence de mesure. Le premier MEO de la voie principale crée le faisceau refroidisseur (ou Raman 1 pour l'interféromètre) qui est filtré optiquement. Ce procédé permet d'obtenir une grande agilité de fréquence notamment pour le désaccord de fréquence de 400 MHz avant l'interféromètre. Le second MEO génère à la suite une bande latérale utilisée comme faisceau repompeur (ou Raman 2 pour l'interféromètre).

Remarque. Les systèmes lasers basés sur des technologies télécoms et un doublage de fréquence efficace se révèlent très intéressants pour obtenir des puissances supérieures à 10 W [102], [103] à 780 nm en conservant une largeur de raie satisfaisante. Ces dispositifs sont de bons candidats pour réaliser des séparatrices multi-photoniques qui permettent d'augmenter significativement la sensibilité de la mesure, sans augmenter le temps d'interaction.

4.3.1.1 Génération des fréquences utiles par modulation de phase

Afin de générer les différentes fréquences utiles, une première méthode peut consister à utiliser deux lasers indépendants dont l'un est asservi sur l'autre grâce à une boucle à verrouillage de phase [23], [104]. Une seconde méthode repose sur la génération de bandes latérales par modulation de la porteuse optique [105], [96].

Notre architecture est basée sur la modulation de phase du faisceau laser traversant un modulateur électro-optique (MEO) fibré [95]. Il s'agit d'un cristal de Niobate de Lithium (LiNbO_3) qui présente un fort coefficient électro-optique et sur lequel est inscrit une structure de guide d'onde (Figure 4-26). L'application d'un champ électrique sinusoïdal aux bornes du MEO module l'indice de réfraction du cristal et crée des bandes latérales dans le domaine optique, dont l'écart en fréquence par rapport à la porteuse est fixé par un multiple de la fréquence modulante. Par ailleurs, la phase du champ modulant détermine la différence de phase entre la porteuse et les bandes latérales.

La puissance du signal modulant détermine la puissance optique transférée dans les bandes latérales. Nous ne souhaitons conserver qu'une seule bande latérale après le premier MEO. Nous transférons donc le plus de puissance optique possible en envoyant une puissance micro-onde de 23 dBm. Pour le deuxième MEO, nous fixons la puissance micro-onde à 3 dBm pendant la phase de refroidissement, afin que la puissance optique dans le faisceau repompeur représente 4% de la puissance optique du faisceau refroidisseur. Pendant l'interféromètre, nous la fixons à 21 dBm afin que le rapport des

puissances des faisceaux Raman valent 1,8. Ceci permet de rejeter le biais dû au déplacement lumineux à un photon [36] lors de l'interféromètre.

Nous disposons donc d'une technique permettant de générer à partir d'un faisceau laser unique plusieurs raies spectrales dont nous contrôlons la fréquence, la phase et l'amplitude relatives. Cette méthode de génération des fréquences utiles est décrite en détail dans la thèse d'Olivier Carraz [106].

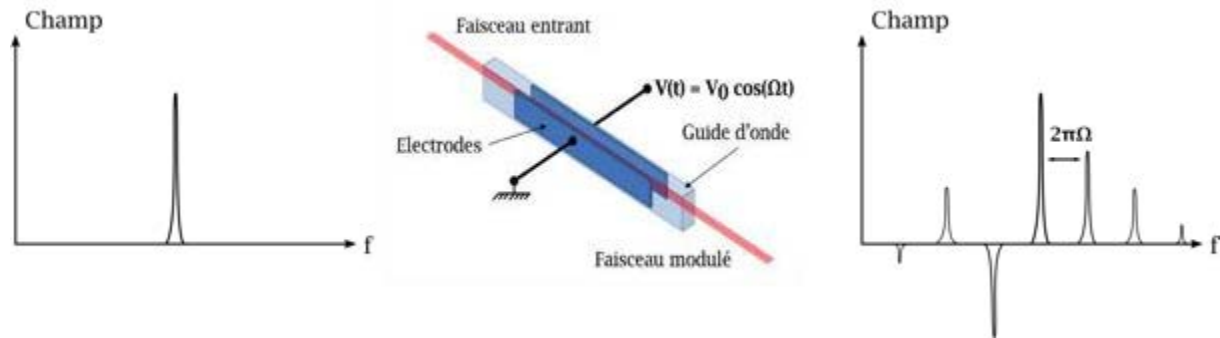


Figure 4-26 Modulation de phase par un MEO. En appliquant un champ électrique sinusoïdal aux électrodes d'un MEO, nous générons de part et d'autre de la fréquence incidente des bandes latérales dont nous contrôlons la fréquence, la phase et l'amplitude.

Nous effectuons la modulation de phase sur le laser à 1560 nm (Figure 4-25) afin de pouvoir bénéficier de composants fibrés. Il faut cependant prendre en compte l'influence de l'étape de doublage de fréquence pour bien comprendre le spectre optique obtenu à 780 nm ce qui sera décrit au paragraphe 4.3.1.4.

Remarque : la bande passante de cette technique est très grande devant celle des méthodes utilisant un battement optique et une boucle à verrouillage de phase. Elle est déterminée par le temps de propagation de l'information dans quelques mètres de câble (~1 GHz).

4.3.1.2 Filtrage optique de la porteuse

Nous utilisons deux MEO consécutifs pour générer les fréquences des faisceaux refroidisseur et repompeur (et les faisceaux Raman) à partir d'un seul laser. Chaque modulation de phase crée plusieurs bandes latérales (Figure 4-26) et à la sortie du cristal doubleur vont donc coexister plusieurs couples de fréquences séparées de 6,834 GHz pouvant conduire à des interféromètres multiples parasites entraînant un biais sur la mesure de g dont la valeur, très dépendante des paramètres expérimentaux, est l'ordre de 10 μGal [107]. C'est pourquoi nous plaçons à la sortie du premier MEO une cavité Fabry-Pérot fibrée afin de filtrer la porteuse et les bandes latérales créées lors de la génération du faisceau refroidisseur (Raman 1) par la première modulation de phase.

Entre la fin de la phase de refroidissement et le début de l'interféromètre, la fréquence de cette raie est décalée de plusieurs centaines de MHz dans le rouge. Nous éloignons ainsi la fréquence des faisceaux Raman de la résonance $|F\rangle \rightarrow |F'\rangle$ pour éviter toute perte de cohérence par émission spontanée. Il apparaît alors un compromis entre l'efficacité du filtrage de la porteuse optique (finesse du filtre Fabry-Pérot) et l'agilité du décalage de fréquence hors-résonance (intervalle spectral libre du filtre Fabry-Pérot). Nous utilisons un filtre de bande passante 5 GHz, d'intervalle spectral libre 50 GHz et de finesse 10. Le fait que la porteuse à $2\nu_{\text{laser}}$ ne soit pas parfaitement filtrée constitue une des principales limitations de notre architecture.

4.3.1.3 Doublage de fréquence

C'est une des briques technologiques clé du système laser. Une structure de guide d'onde inscrite sur un cristal PPLN fibré permet d'obtenir des rendements de conversion non-linéaire importants et de garantir une bonne tenue aux contraintes extérieures (vibrations, fluctuations de température...). L'entrée fibrée des cristaux PPLN et la structure de guide d'onde permettent de fortement confiner le mode laser qui se propage et d'obtenir ainsi un rendement de conversion non-linéaire atteignant 48 % en simple passage pour une puissance d'entrée de 580 mW. Le fort confinement du mode laser en entrée du cristal contraint la puissance optique en sortie de fibre afin de ne pas dépasser le seuil de dommage du cristal PPLN. La spécification donnée par le fabricant pour le composant de la voie principale est de 200 mW. Malgré tout, son fonctionnement est satisfaisant pour une puissance optique continue en entrée de l'ordre de 580 mW à 1560 nm [108]. Nous disposons alors d'une puissance de 280 mW à 780 nm en sortie du cristal doubleur de la voie principale. Différentes géométries de doublage et une étude détaillée du cristal PPLN en guide d'onde sont exposées dans [106].

Il n'est pas possible de fabriquer un cristal PPLN directement accordé sur la longueur d'onde souhaitée. Comme il est donc nécessaire de contrôler l'accord de phase avec une bonne résolution, le cristal PPLN et son guide d'onde sont asservis en température à l'aide d'un module Peltier intégré dont la stabilité de la régulation est spécifiée à 0,002°C ce qui est suffisant pour notre application. Nous indiquons dans le Tableau 4-2 les points de fonctionnement optimisés.

Tableau 4-2 Points de fonctionnement optimisés de la température des cristaux PPLN. Pour la voie d'asservissement, nous avons optimisé le rapport signal à bruit de la raie d'absorption $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 85. Pour la voie principale, nous avons optimisé la puissance optique portée par le faisceau refroidisseur.

	Tension (mV)	Température (°C)	Fonctionnement souhaité
Voie d'asservissement	307	54	Sommateur
Voie principale	608	37	Doubleur et sommateur

Remarque : La biréfringence des cristaux PPLN étant sensible aux fluctuations de température extérieure, l'asservissement par le module Peltier permet d'éviter les fluctuations de puissance de sortie dues à l'environnement.

Voie d'asservissement. La température du cristal doubleur est ajustée afin d'optimiser le rapport signal à bruit du signal d'absorption saturée produit par la bande latérale d'ordre -1 générée par le MEO. Nous utilisons ainsi le signal somme.

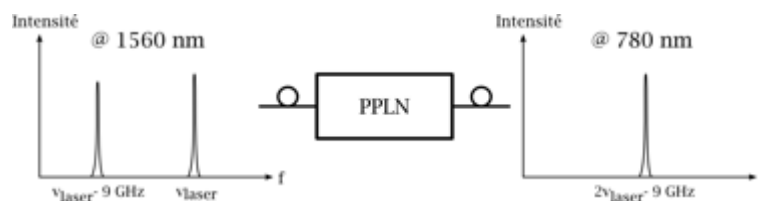


Figure 4-27 Régime de fonctionnement du cristal doubleur de la voie d'asservissement. Nous exploitons la somme des fréquences.

Voie principale. Nous souhaitons utiliser le signal somme et le signal double.

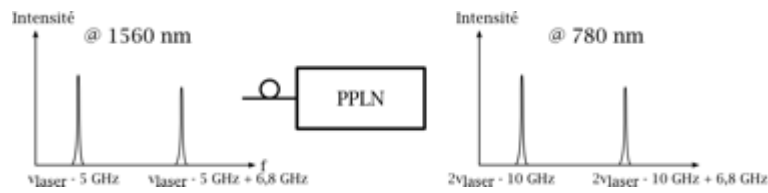


Figure 4-28 Régime de fonctionnement du cristal doubleur de la voie principale. Le cristal PPLN est utilisé en doubleur et en en sommateur de fréquence.

Nous présentons maintenant le bilan des fréquences générées par l'architecture du système laser complet (Figure 4-25).

4.3.1.4 Récapitulatif des fréquences optiques à 780 nm

Voie d'asservissement. Un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO, pour « dielectric resonator oscillator » en anglais) délivre un signal de fréquence fixe à 9,18 GHz, qui est sommé avec une signal de fréquence 5 MHz utilisé pour l'asservissement du laser (§ 4.3.3). Le signal micro-onde résultant est envoyé sur l'entrée de modulation d'un MEO. A la sortie du cristal PPLN, le faisceau a pour fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 9,18 \text{ GHz} \pm 5 \text{ MHz}$ à 780 nm. Nous ajustons alors le courant de la diode laser pour que la fréquence modulée soit voisine de la résonance intermédiaire entre les transitions hyperfines $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 85 (Figure 4-29). La fréquence de la source laser est stabilisée par une méthode d'absorption saturée. La valeur de la fréquence à 9,18 GHz n'est pas critique. Elle doit être plus grande que la largeur du spectre d'absorption du Rubidium, et suffisamment élevée pour que le filtrage de la porteuse à $2\nu_{\text{laser}}$ soit efficace (paragraphe suivant).

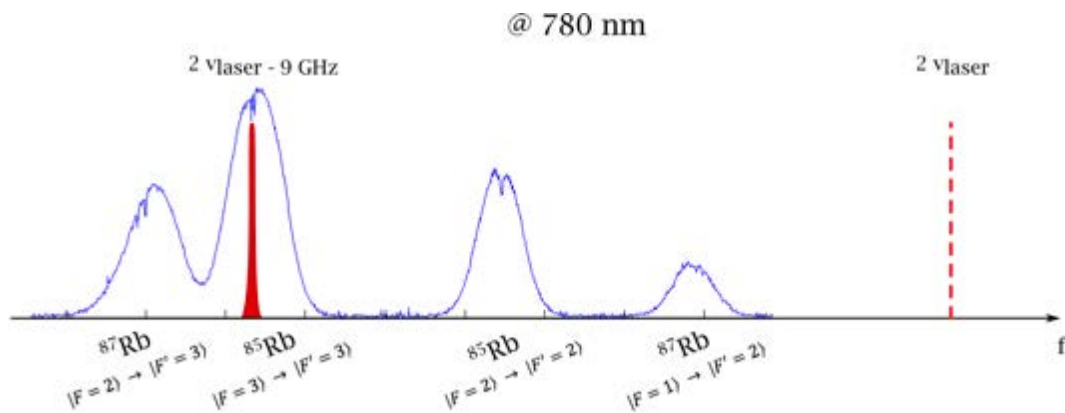


Figure 4-29 Fréquence du laser sur la voie d'asservissement à la sortie du cristal doubleur PPLN. C'est la fréquence modulée $2\nu_{\text{laser}} - 9,18 \text{ GHz}$ qui est asservie sur la résonance intermédiaire entre les transitions hyperfines $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 85 par une méthode de spectroscopie par modulation de fréquence.

Voie principale. Le spectre optique obtenu à 780 nm en sortie de l'unique fibre optique est très complexe du fait des deux modulations de phase successives, et malgré l'utilisation du filtre Fabry-Pérot. Nous décrivons dans la suite les raies désirées utiles à l'interféromètre atomique présentées Figure 4-24, et l'évolution des consignes au cours d'un cycle de mesure.

Un oscillateur de type YIG (« Yttrium iron garnet » en anglais) en régime libre produit un signal micro-onde que nous envoyons sur l'entrée de modulation du premier MEO. Sa fréquence est contrôlable en tension sur une large plage autour de 5 GHz. Après le passage du faisceau dans le cristal doubleur, la bande latérale d'ordre -1 à la fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 2 \times 5 \text{ GHz}$ proche de la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$

du Rubidium 87 (Figure 4-30) constituera le faisceau refroidisseur (ou faisceau Raman 1 pendant l'interféromètre). Un filtre Fabry-Pérot (FFP) fibré est utilisé pour supprimer à 1560 nm la porteuse optique à la fréquence ν_{laser} et les autres bandes latérales considérées comme parasites (§ 4.3.1.2). C'est cette spécificité qui nous permet d'obtenir la fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 2 \times 5 \text{ GHz}$ et non $2\nu_{\text{laser}} - 5 \text{ GHz}$ en sortie du cristal PPLN.

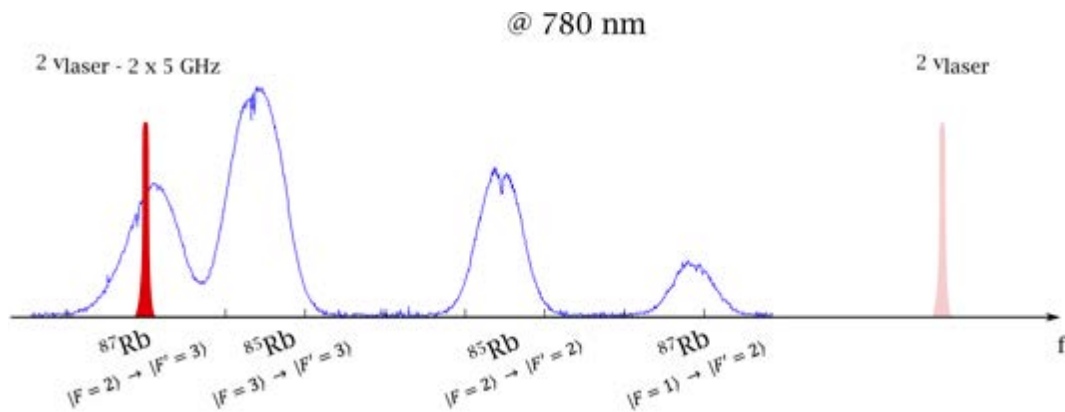


Figure 4-30 Fréquence du laser sur la voie principale après le filtre Fabry-Pérot fibré rapportée à 780 nm . La porteuse optique à $2\nu_{\text{laser}}$ est supprimée et la fréquence de la modulation du premier MEO à 1560 nm est telle que la bande latérale d'ordre -1 a sa fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 2 \times 5,16 \text{ GHz}$ au voisinage de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 87. Nous générons ainsi le faisceau refroidisseur.

A la suite du FFP, un deuxième MEO reçoit un signal micro-onde de fréquence voisine de $6,8 \text{ GHz}$ délivré par le synthétiseur compact (§ 4.3.2). La bande latérale d'ordre +1 créée par cette étape de modulation de phase constitue le faisceau repompeur généré à partir du faisceau refroidisseur (ou faisceau Raman 2 généré à partir du faisceau Raman 1 pendant l'interféromètre (Figure 4-31).

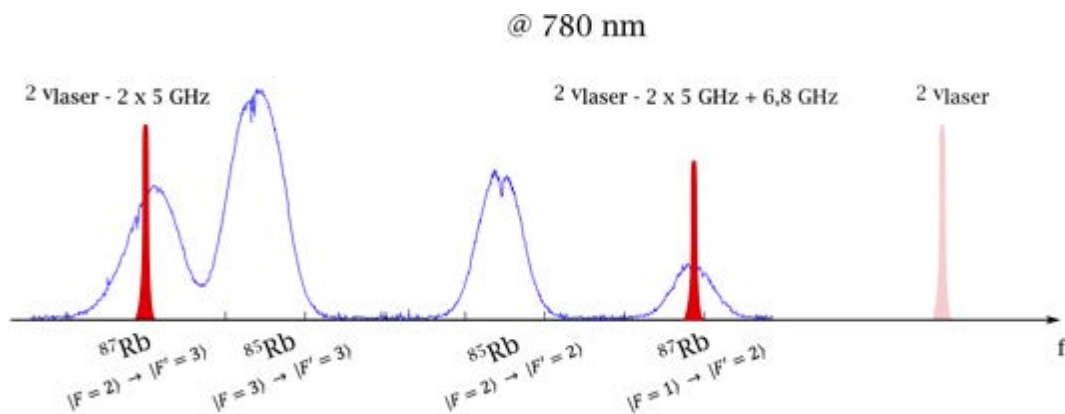


Figure 4-31 Fréquences des faisceaux lasers refroidisseur et repompeur (resp. Raman 1 et Raman 2) après le deuxième MEO et le cristal PPLN à la sortie de la fibre FMP lors de la phase de refroidissement. La fréquence du laser, qui n'apparaît plus dans le spectre du laser en sortie de fibre, reste fixe tout au long de la séquence de mesure et ne correspond à aucune résonance pour le Rubidium.

Après doublage de fréquence par le cristal PPLN, nous obtenons donc deux raies : une de fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 2 \times 5 \text{ GHz}$ (bande latérale d'ordre -1) et une deuxième de fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 2 \times 5 \text{ GHz} + 6,8 \text{ GHz}$ (bande latérale d'ordre +1). La fréquence de la diode laser reste fixe au cours d'un cycle de mesure, et ne correspond à aucune résonance atomique (Figure 4-31).

Bilan sur une séquence de mesure. Nous présentons comment les fréquences micro-ondes modulantes évoluent au cours d'une séquence d'interféromètre (Figure 4-32).

- **Piégeage** : la fréquence ν_{YIG} est fixée à 5,16 GHz de telle sorte que la fréquence du faisceau refroidisseur soit désaccordée de $2,5 \Gamma$ sur le rouge de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du Rubidium 87. La fréquence micro-onde $\nu_{\text{synthétiseur}}$ arrivant sur le deuxième MEO est fixée à 6,580 GHz afin que la fréquence du faisceau repompeur soit ajustée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (Figure 4-31).
- **Mélasse optique** : nous commandons au YIG une rampe de fréquence croissante qui augmente le désaccord de la fréquence du faisceau refroidisseur jusqu'à -15Γ . Le faisceau repompeur doit rester à résonance, c'est pourquoi nous appliquons une rampe de fréquence identique en entrée du deuxième MEO.
- **Pousseur** : après avoir sélectionné les atomes dans l'état $|F = 1; m_f = 0\rangle$ avec un impulsion micro-onde, nous appliquons une impulsion lumineuse sans le faisceau repompeur. La fréquence du faisceau refroidisseur est à la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.
- **Interféromètre** : avant la première impulsion Raman nous réalisons un saut de tension sur la consigne du YIG correspondant à un saut de -800 MHz sur la fréquence du faisceau refroidisseur par rapport à la résonance $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. La différence de fréquence entre les faisceaux Raman 1 et Raman 2 est quant à elle fixée par le synthétiseur compact à 6,834 GHz. Afin de compenser l'effet Doppler dû à la chute libre des atomes (§ 0) nous appliquons une rampe de $12,5 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{-1}$ sur $\nu_{\text{Synthétiseur}}$ pour obtenir une rampe de fréquence de pente d'environ $25 \text{ MHz} \cdot \text{s}^{-1}$ sur la fréquence du faisceau Raman 1.
- **Détection** : afin de mesurer les populations des niveaux d'énergie, nous ramenons les la fréquence du YIG à 5,16 GHz et la fréquence du signal de sortie du synthétiseur compact à 6,58 GHz (faisceau refroidisseur et repompeur à résonance).

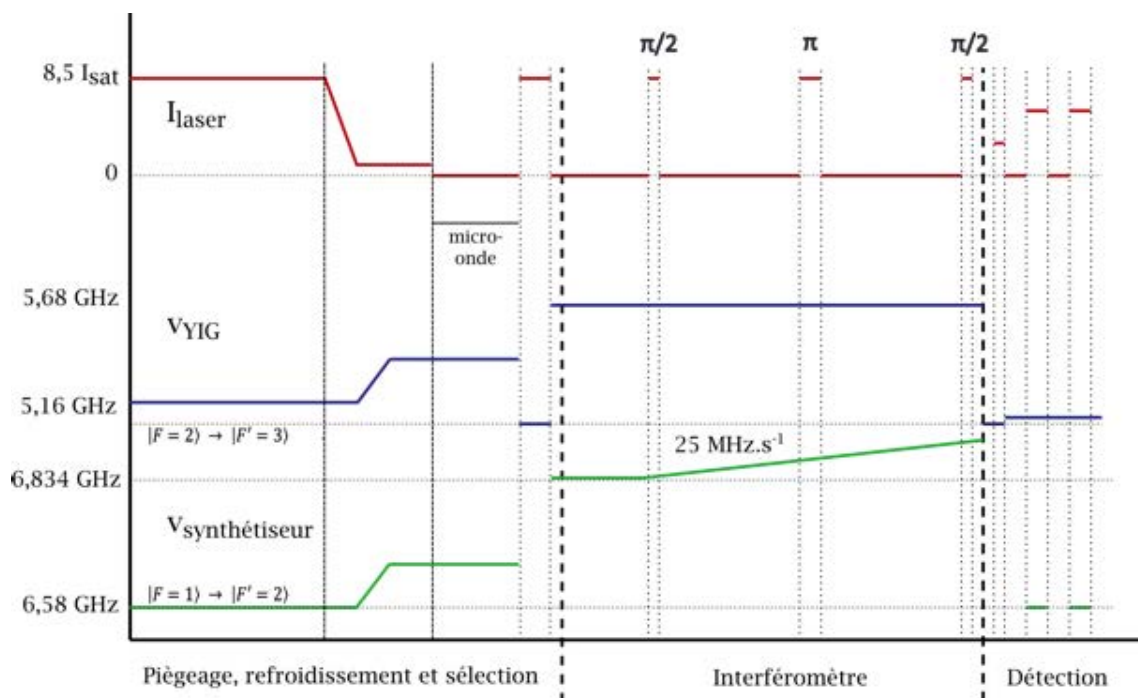


Figure 4-32 Evolution de l'intensité laser en sortie de la fibre optique et des fréquences micro-ondes envoyées sur les MEO de la voie principale au cours d'une séquence de mesure.

Nous avons décrit jusqu'à présent le spectre optique que nous voulions obtenir en sortie de fibre optique. En réalité, la double modulation de phase rend la situation très complexe.

4.3.1.5 Obturation du faisceau Raman en espace libre

Les capteurs inertiels reposant sur l'interférométrie atomique nécessitent de parfaitement couper les faisceaux Raman entre les trois impulsions laser pour ne pas provoquer d'émission spontanée qui dégraderait la cohérence des paquets d'onde et pour ne pas introduire un biais dû au déplacement lumineux sur la mesure. Usuellement, la coupure des faisceaux Raman se fait à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO) pour l'obturation rapide (de l'ordre de quelques dizaines de ns, limitée par la vitesse de propagation du son dans le cristal) et d'un obturateur mécanique, plus lent (temps de régime transitoire de l'ordre de 100 μ s environ), mais assurant une isolation supérieure à 100 dB (Figure 4-33).

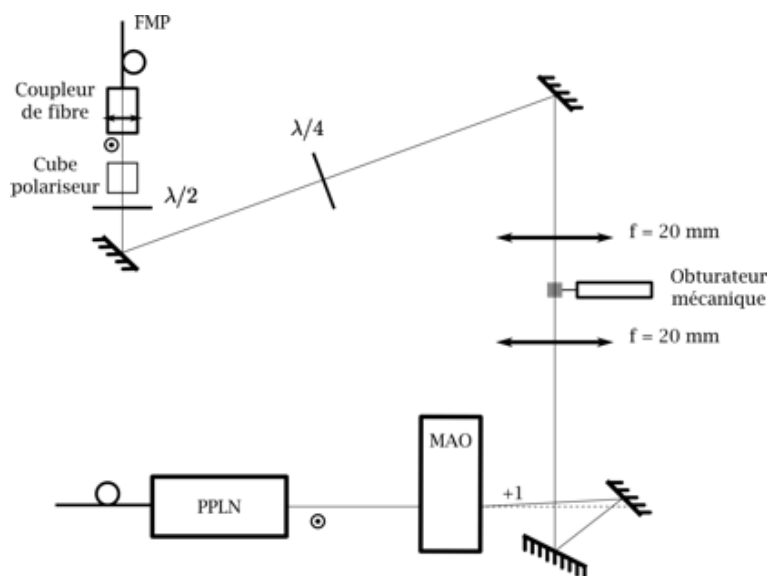


Figure 4-33 Schéma de la propagation en espace libre avant le couplage dans la fibre à maintien de polarisation. La fonction d'obturation du faisceau pendant l'interféromètre est réalisée par un MAO et un obturateur mécanique. La polarisation, rectiligne verticale est filtrée avant de rentrer sur l'axe rapide de la fibre panda.

A l'heure actuelle, les MAO fibrés opérant à 780 nm présentent d'importantes pertes de puissance optique (environ 3 dB), ne réalisent pas une extinction suffisante et ne conservent pas suffisamment le taux de polarisation de la lumière incidente. Pour ces raisons nous avons donc choisi de réaliser la fonction d'obturation en espace libre. C'est une des fonctions du système laser qu'il reste à développer en vue d'une intégration plus poussée.

Polarisation. La polarisation sortant du cristal PPLN est rectiligne verticale, mais les réflexions successives sur les miroirs la rendent légèrement elliptique. Par conséquent nous la filtrons par un cube polariseur tournant afin de coupler uniquement la direction de la polarisation sur l'axe rapide de la fibre à maintien de polarisation.

4.3.2 Référence de fréquence micro-onde compacte

Dans le cadre du projet MiniAtom, nous avons développé une chaîne de synthèse micro-onde compacte, destinée au fonctionnement d'un interféromètre atomique transportable basé sur des transitions Raman stimulées. Notre synthétiseur présente deux voies :

- La première (voie Raman) délivre un signal micro-onde de fréquence accordable autour de 6,7 GHz qui est envoyé sur l'entrée de modulation du deuxième MEO afin de générer par modulation de phase le faisceau repompeur (resp. le faisceau Raman 2).
- La seconde (voie de sélection) fournit un signal de fréquence fixe 6,834 GHz utilisé pour la sélection de l'état interne des atomes.

Une attention particulière a été portée à la compacité et à la simplicité du dispositif tout en conservant des performances permettant d'atteindre des sensibilités à l'accélération au niveau de l'état de l'art [36], [40]. La description et l'évaluation des performances de notre chaîne de synthèse compacte sont données de manière détaillée dans l'article suivant, accepté pour publication dans la revue *Review of Scientific Instrument* (en anglais).

A compact micro-wave synthesizer for transportable cold-atom interferometers

J. Lautier, M. Lours, and A. Landragin^{1, a)}

LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

We present the realization of a compact micro-wave frequency reference to be used in an atom interferometer based on stimulated Raman transitions and applied to transportable inertial sensing. Our set-up is intended to address the hyperfine transitions of ^{87}Rb at 6.8 GHz. This prototype is evaluated both in the time and the frequency domain by comparison with state-of-the-art frequency references developed at LNE-SYRTE. It features in free-running mode a residual phase noise level measured to be on the order of $-65 \text{ dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ at 10-Hz offset frequency and a white phase noise level for frequencies above 10 kHz on the order of $-120 \text{ dBrad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. The phase noise contribution of our synthesizer output signal to the sensitivity of the interferometer is evaluated for diverse values of cycling time, interrogation time and Raman pulse duration. To our knowledge this device would not have limited the sensitivity of any reported cold atom inertial measurements based on stimulated Raman transitions. The drastic improvement in terms of size, simplicity and power consumption paves the way towards field and on-board operations.

PACS numbers: Valid PACS appear here

Keywords: Suggested keywords

I. INTRODUCTION

Over the past two decades atom interferometry has kept supporting new concepts and experimental set-ups to perform high precision measurements¹. In particular light pulse atom interferometry using stimulated Raman transitions has been turned into a very powerful tool for both fundamental and applied science especially to measure inertial forces such as the acceleration of the Earth gravity². Since the first realization of such inertial sensors³ their accuracy and their stability have been continuously better understood and improved^{4,5}. Instruments of this kind now directly compete with “classical” devices⁶. According to their principle of operation the sensitivity and the accuracy of the measurement rely on the control of the absolute frequencies and phases of the Raman lasers. Indeed, it has been shown⁷ that the atomic phase difference at the output of the interferometer only depends on the optical phase difference between the two Raman lasers at the position of the center of mass of the matter-wave packets at the time of the light pulses. In particular the sensitivity of the measurement relies on the performance of the microwave reference signal used to control the difference of phase between the Raman laser.

As such experiments have been translated into operating instruments their field deployment for scientific studies becomes more than relevant⁸. For example accelerometers relying on atom interferometry have already demonstrated to be transportable⁹ and robust enough for airborne operation¹⁰. However some utilizations for fundamental science¹¹ or more applied studies¹² would require

a higher level of integration. Progress has been conducted to simplify the sensor head¹³ and the laser system¹⁴ but has still to be made for the micro-wave reference unit. Indeed, before this work, it was directly adapted from the developments carried out for micro-wave clocks¹⁵. The modules used for atom interferometers are bulky and feature a high power consumption. They thus remain one of the last barriers to full mobility.

Our synthesizer results from a trade-off between mobility and high measurement sensitivity taking into account the specific frequency response of atom interferometers¹⁶ and their main limitation due to ground vibrations¹⁷. Requirements on the residual phase noise and the frequency stability have been derived in the case of a 100-ms interrogation time Mach-Zender-like $\pi/2 - \pi - \pi/2$ interferometer as a guideline for the system specifications.

The paper is organized as follows: first we describe the main characteristics of our method and the system architecture we implemented. We then evaluate the performances of our set-up compared to the frequency standards operating at LNE-SYRTE in order to validate our design. We finally assess what sensitivity to acceleration an atomic interferometer can achieve using our synthesizer and compare this to the state-of-the-art.

II. DESIGN AND INTEGRATION

A. Requirements for the operation of a Raman transition based atom interferometer

Atom interferometers relying on stimulated Raman transitions employ a micro-wave signal to set the frequency difference between the two laser lines around the hyperfine transition frequency of the atoms. In order to simplify some more the design we apply a method pre-

^{a)}Electronic mail: arnaud.landragin@obspm.fr

viously demonstrated in one of our gravimeters⁴ which consists in using the same micro-wave reference signal during the cooling and the detection stages (between the cooling and the repumping beams) and during the interferometer (between the two Raman modes). In practice this can be achieved by two different methods: either with an opto-electronic phase-locked loop in the micro-wave domain^{3,18} or with side-band generation using light modulation^{19,20}. In both cases the micro-wave reference sets the phase difference between the two Raman lasers which is crucial for the interferometer. Our device is intended to feed an electro-optic modulator (EOM) to create a pair of laser frequencies (carrier + sideband) that will in particular drive the stimulated Raman transitions used to manipulate the atomic wave-packets. In this case the micro-wave signal needs to feature a significant frequency agility: between the cooling stage and the interrogation stage, the frequency has to be change from 6.567 GHz to 6.834 GHz. Besides the amount of micro-wave power sent to the EOM controls the amount of optical power transferred to the sideband. The proper operation of our interferometer actually requires a maximum power level on the order of 25 dBm²¹ at the output of our device. Finally, most of atom interferometers use a micro-wave signal to select the internal quantum state of the atoms. In our case a square micro-wave pulse of typically 5 ms at a fixed frequency of 6.834 GHz is used to select the ⁸⁷Rb atoms in the state $|F = 2; m_f = 0\rangle$. As a result our synthesizer features two channels. One used to perform the atomic selection will be denoted as “selection channel” in the following. A second controlling both the frequency and the phase between the two laser lines will be denoted as “Raman channel”.

B. System architecture

All the selected components are based on mature and commercially available technologies so to benefit from compactedness, lower power consumption and reduced maintenance. These parameters have been confronted to the performances demanded by sensitivities of atomic measurements of acceleration close to the state-of-the-art. Both the Raman and the selection channels are created from a single source as shown on Fig. 1. Our device relies on a first custom-designed radio-frequency (RF) stage²². This subsystem is thermo-regulated and includes a 10-MHz oven controlled crystal oscillator (OCXO) reference on which is internally phase-locked a 100-MHz voltage controlled crystal oscillator (VCXO) via a 30-Hz bandwidth loop. Even if our device is intended to be used in free-running mode, this first stage can be phase-locked to a 10-MHz external reference when available. This capability is used for the characterization of the phase noise level of each channel. The first module presents two outputs. One delivers a sinusoidal signal featuring +7 dBm at 400 MHz (internally multiplied) which is devoted to the synchronization of other devices. A

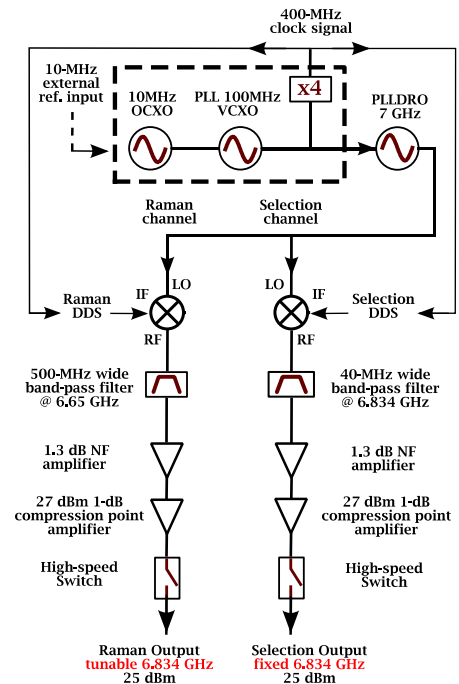


FIG. 1. Schematic of our synthesizer. Two channels are derived from a single 7 GHz PLLDRO phase locked on a 100 MHz reference. The outputs supply 25 dBm for a fixed 6.834 GHz signal and for a tunable micro-wave signal to drive Raman transitions

second output provides a sinusoidal signal featuring +10 dBm at 100 MHz. The latter feeds a phase-locked loop dielectric resonant oscillator (PLLDRO) at a fixed frequency of 7 GHz recently commercially available²³. This component replaces the usual multiplication stage using non-linear transmission lines or step recovery diodes²⁴. The two output signals are generated in a similar way from the same DRO output signal by using double balance mixers and direct digital synthesis (DDS)²⁵ devices. The DRO output signal drives the LO port of the mixers and the DDS apparatus signal their IF port. Each DDS synthesizer is clocked by the 400-MHz output signal of the radio-frequency stage and enables to control the amplitude, the frequency and the phase of output signals. After the mixers each channel is bandpass filtered to suppress the carrier and the spurious harmonics produced by the mixing process. The selection channel frequency being fixed, we use a 40-MHz bandpass filter centered on 6.834 GHz and specified to reject 60 dB at 7.0 GHz. For a significant agility is required on the Raman channel we use a 500-MHz bandpass filter centered on 6.65 GHz and specified to attenuate 50 dB at 7.0 GHz. The amplification on each of the two channels is performed using a low-noise amplifier (25 dB gain, 12 dBm, 1 dB com-

pression point, 1.3 dB noise figure) followed by a high power amplifier (24 dB gain, 27.5 dBm, 1 dB compression point). Finally two high-speed TTL-driven switches (100-ns switching speed, 70-dB attenuation by absorption) are used to control the two outputs of our device independently.

The complete micro-wave synthesizer described above fits in a two-liter physics package and features a power consumption of about 30 W. The power consumption of the 10-MHz - 100-MHz - 7GHz ensemble is 7.5 W.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Spurious harmonics

With atom interferometers of our kind micro-wave spurious harmonics create optical spurious sidebands. As these are not resonant with the atoms, this only leads to a decrease in the optical power. We have characterized at the output of the Raman channel the spurious harmonics generated by the mixing process after their propagation through the filter and the amplification stages. We found the maximum ratio between carrier and spurious harmonics power levels for a Raman DDS output signal power level of -6 dBm, the power carried by the wave at the LO port being 6.5 dBm. In this case we report in Tab. I on the corresponding spurious at the output of the Raman channel for a frequency of the DDS unit set at 166 MHz. Tab. I shows that less than 1 part out of 10000 of the micro-wave power is lost which is negligible. Furthermore we characterized the isolation between the Raman and the selection channels: the power level of the crosstalk harmonics remains below -70 dBm which is enough for our application.

TABLE I. Spurious harmonics observed at the output of the Raman channel for a radio-frequency signal of 166 MHz and -6 dBm feeding the IF port of the mixer. In this case the side-band of interest at 6.834 GHz carries a power of 24.5 dBm.

Harmonics	-4	-3	-2	-1	0	+1
Frequency (GHz)	6.336	6.502	6.668	6.834	7.0	7.166
Power ratio (dBc)	<-100	-43	-41	0	-49	-51

B. Accuracy and long-term drifts

The accuracy of the measurement performed by atom interferometers based on stimulated Raman transitions directly depends on the accuracy of the frequency of the micro-wave signal used as a reference⁴. As an example atomic gravimeters are demanding with this respect and require a relative uncertainty of the frequency of the micro-wave reference signal of 10^{-9} at least. We first

evaluated the accuracy of the 100-MHz output signal frequency of the free-running RF stage of our set-up. Then we estimated the frequency stability of the output signal of the PLLDRO locked on this free-running oscillator. We mix the signals of interest to the output signal of an auxiliary synthesizer locked on a frequency reference driven by a hydrogen maser and linked to a primary frequency standard running at the LNE-SYRTE laboratory. The relative frequency offset of the output frequency of our free-running synthesizer is on the order of 2.5×10^{-10} . We study its stability by monitoring the beatnote frequency at 7 GHz. We test the warm-up of our device in an environment at room temperature. A duration of 30 min (resp. one hour and a half) is needed to reduce the relative frequency offset of the output below 1×10^{-9} (resp. 2.5×10^{-10}) compared to its final value. In addition the relative stability of the 100-MHz output signal frequency of the AR-electronics quartz due to temperature has been measured by the manufacturer to be below 1×10^{-9} over the range [0 , 50 °C]. This allows for a use of our device over almost all this range.

C. Residual phase noise of the output signals

We measure the phase noise power spectral density (PSD) of the signal at the output of the Raman channel of our micro-wave reference to assess what would be the sensitivity of our atomic measurement. We thus compare at 6.8 GHz the Raman channel output signal of our fully integrated set-up to a second micro-wave synthesizer used as a reference which has been measured to be better²⁶. For this measurement our system is phase-locked on this reference. The two signals are fed in quadrature into a phase detector and the noise of the resulting voltage is measured by a FFT. The corresponding PSD is shown in black on Fig. 2. The grey (resp. light grey) curve represents the PSD of the residual phase noise of the PLLDRO measured at 7 GHz (resp. of the quartz measured at 100 MHz and transposed at 6.8 GHz). For these two measurements we compared two identical devices both phase locked on a common reference signal following the method described above. It shows that for Fourier frequencies below 400 Hz the contribution of the quartz oscillator to the total residual phase noise dominates whereas above this value the phase noise performance of our synthesizer is limited by the contribution of the PLLDRO. On the black curve the increase in the phase noise level for Fourier frequencies above 30 kHz is imputed to the device that we used as a reference and the bump observed for frequencies between 1 kHz and 10 kHz is attributed to the Raman DDS unit. Aside from this it is worth pointing that the bandwidth of the servo loop of the PLLDRO on the primary stage features no noticeable signature on this curve. The bump around 30 Hz is ascribed to the bandwidth of the phase-lock loop of the 100-MHz VCXO on the 10-MHz OCXO of the radio-frequency stage. The shape of the black curve below 6

Hz is due to the bandwidth of the phase-lock loop of our primary quartz on the reference. A specific study of the phase noise PSD for Fourier frequencies below 10 Hz has been carried out by mixing the 100-MHz output signal of our system with the 100-MHz output signal of the previous reference. In this case the reference synthesizer is phase-locked on our apparatus via a 0.05 Hz bandwidth loop. The residual phase noise transposed at 6.8 GHz is displayed on Fig. 2 by the dotted straight lines. Below 2 Hz the slope of the spectrum is determined to be -2.7.

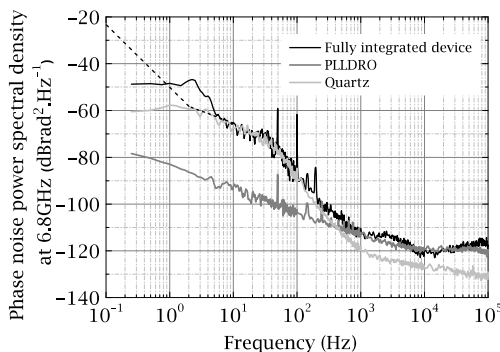


FIG. 2. Power spectral density of the residual phase noise of the Raman channel output signal at 6.8 GHz (in black), of the quartz oscillator (in light grey) measured at 100 MHz and transposed at 6.8 GHz, and of the PLLDRO (in grey). Below 2 Hz the dotted line represents the measured behaviour of the free-running quartz reference transposed at 6.8 GHz.

D. Calculated impact on the sensitivity of the atomic measurement

The sensitivity of an atomic interferometer to different sources of noise can be characterized by the Allan variance²⁷ of the interferometric phase fluctuations. For long enough averaging time it has been shown¹⁶ that this Allan variance is given by:

$$\sigma_\phi^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_\phi(2\pi n f_c) \quad (1)$$

where τ is the averaging time, H is the sensitivity function of the interferometer¹⁶ (represented in Fig. 3), $f_c = \frac{1}{T_c}$ the cycling frequency and S_ϕ is the PSD of the phase difference between the two Raman lasers. Eq. 1 shows that the PSD of the residual phase noise of our micro-wave signal S_ϕ and the sensitivity function of the atomic interferometer enable to calculate the contribution of our set-up to the sensitivity of the atomic measurement of acceleration. The shape of the sensitivity

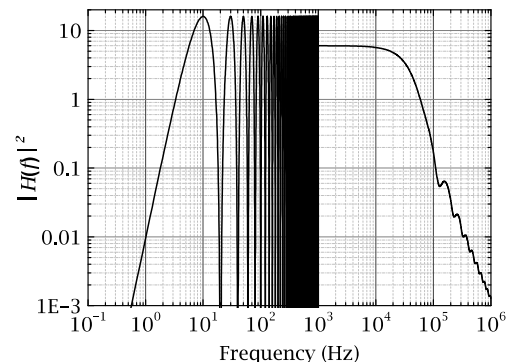


FIG. 3. Sensitivity function to Raman laser phase noise for an atomic accelerometer based on a $\pi/2 - \pi - \pi/2$ sequence and for $\pi/2$ pulse duration $\tau_R = 10 \mu\text{s}$, interrogation time $2T = 100 \text{ ms}$. Below 1 kHz it shows an oscillation with period of $T+2\tau_R$. For Fourier frequencies above 1 kHz only the mean value is represented

function displayed on Fig. 3 is determined by the time-domain structure of a measurement cycle¹⁶. It features three main time scales: the $\pi/2$ Raman pulse duration τ_R , the interrogation time $2T$ and the cycling time of the measurement T_c . The finite length of the Raman light pulses acts as a natural first order low-pass filter whose cut-off frequency is $1/(2\tau_R)$. In contrast with atomic clocks the three-pulse interrogation sequence performs a high-pass filter whose cut-off frequency is $1/(2T)$ which drives the sensitivity to residual phase noise down to zero as the frequency decreases. Furthermore the operation of atomic inertial sensors is characterized by dead-times between two consecutive interferometric measurements needed to prepare the atomic source at the input of the interferometer and to read-out its output. This pulsed mode of operation induces an aliasing effect that ultimately limits the sensitivity of our instruments due to the noise sampled at the multiple harmonics of the cycling frequency (Eq. 1). This is the direct analog of the Dick effect encountered by atomic clocks²⁸.

The contribution of the atomic phase fluctuations to acceleration sensitivity is given by⁴:

$$\sigma_a(\tau) = \frac{\sigma_\phi(\tau)}{k_{\text{eff}} T^2} = \frac{1}{k_{\text{eff}} T^2 \sqrt{\tau}} \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_\phi(2\pi n f_c)} \quad (2)$$

where k_{eff} is the effective wave-vector. This shows that in the case where the sensitivity to acceleration is limited by the residual phase noise of our synthesizer it should behave as $1/\sqrt{\tau}$ for long enough integration time. We extrapolate from this behaviour a short-term atomic phase

stability per shot $\sigma_\phi(1/T_c)$.

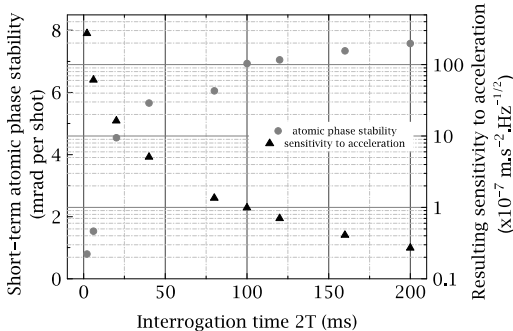


FIG. 4. Evolution of the corresponding short-term sensitivity with the total interrogation time $2T$. We express it in phase fluctuation per shot and in acceleration sensitivity for a cycling time kept constant at 333 ms.

In the following we report on the calculation of the impact of our compact synthesizer on the short-term performance of the interferometer for a wide range of values of τ_R , $2T$ and T_c . Fig. 4 shows the results of the calculations of Eq. 2 for increasing interrogation time keeping the cycling time constant at 333 ms and τ_R equal to 10 μs . The short term stability increases rapidly until $2T$ reaches 40 ms but then does not extend too much for longer interferometer remaining below 8 mrad per shot even at 200 ms total interrogation time. In the mean time the sensitivity to acceleration increases quadratically⁴. This stays true as long as the slope of the PSD of the residual phase noise of our set-up remains greater than -4 for Fourier frequencies below 10 Hz. In particular we evaluate a resulting atomic phase stability at one shot of 7 mrad for typical interferometer parameters ($\tau_R = 10 \mu\text{s}$, $2T = 100 \text{ ms}$ and $T_c = 333 \text{ ms}$). This is equivalent to having a signal to noise ratio of 142. In this case we calculated that our device would allow for a sensitivity of the measurement at the $10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ level which is on the order of the best sensitivities reported in the laboratory with such experimental parameters²⁶. The variation of τ_R between 1 μs and 1 ms while $2T$ and T_c are kept constant does not significantly change the result. This means that the contribution of the residual phase noise of our synthesizer carried by Fourier frequencies above 1 kHz (chiefly due to the PLLDRO) is negligible. The study of the impact of the output signal phase noise of the PLLDRO gives a short term stability of 0.7 mrad per shot corresponding to a sensitivity to acceleration of $1 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (for $\tau_R = 10 \mu\text{s}$, $2T = 100 \text{ ms}$ and $T_c = 333 \text{ ms}$). This implies that this key component is not limiting inertial measurements relying on atom interferometry on the short term for any temporal parameters. In addition it should be noted that the greatest spectral

contribution of the PSD to residual atomic phase fluctuations is carried by Fourier frequencies in the range of 1 Hz to 30 Hz. In our case the 10-MHz OCXO quartz is the limiting element in this area. As a result the influence of our frequency reference on the sensitivity of the interferometric measurement can be further decreased by the use of a better quartz oscillator.

The total interrogation time significantly varies regarding the application an atomic interferometer is intended for. However the practical operation of such sensors is characterized by unavoidable dead-times between to consecutive measurements. Another way of presenting our results is thus to show the effect of the residual phase noise featured by our microwave reference signal on the sensitivity to acceleration for diverse values of $2T$ while keeping the dead-time equal to 250 ms (Tab. II).

TABLE II. Corresponding short-term contribution to atomic phase fluctuations that our micro-wave reference signal would induce for various regimes of interferometer keeping a dead time constant at 250 ms

T_c (ms)	$2T$ (ms)	σ_ϕ (mrad/shot)	σ_a ($10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)
256	6	1.6	54
300	50	6.3	3.4
350	100	7.0	1.00
570	320	8.6	0.2
850	600	11.1	0.07
1250	1000	15.1	0.04

We show that even if our apparatus was designed for a 100-ms interferometer duration, it will not degrade the inertial measurement sensitivity for longer interferometers. In particular the highest sensitivity to acceleration at the level of $4.2 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ has been reported in Ref⁵. Using their experimental parameters ($\tau_R = 14 \mu\text{s}$, $2T = 600 \text{ ms}$ and $T_c = 1 \text{ s}$) we calculate that our synthesizer would allow to reach a sensitivity to acceleration as low as $0.8 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

IV. CONCLUSION

We have demonstrated the realization of a two-litre compact 30-W power consumption micro-wave frequency reference to support the field operation of atom interferometers based on stimulated Raman transitions. This device benefits from the use of an integrated commercial PLLDRO and could see its power consumption further decreased to 20 W if removing the high-power amplifiers required by our specific experimental set-up.

Designed for atom gravimeters of 100-ms long interrogation time, our micro-wave synthesizer has been assessed to allow for sensitivity to acceleration at the level of $10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ which is on the order of the best laboratory-recorded performances. Furthermore we have calculated that its residual phase noise level would even enable to reach sensitivities to acceleration at the level

of the state-of-the-art for longer interrogation time⁵. This work opens interesting capabilities for the transfer of light pulse atom interferometry towards field and on-board operation for mobile gravimetry surveys or inertial navigation.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Franck Pereira Dos Santos for very useful discussions, Laurent Volodimer and José Pinto for the supply of the DDS device and Peter Rosenbusch for careful reading of the manuscript. We also would like to thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF), the Agence Nationale pour la Recherche (ANR contract ANR - 09 - BLAN - 0026 - 01) in the frame of the MiniAtom collaboration for funding this work. J.L. would like to thank UPMC and the program "Science and Management" for supporting his work.

- ¹P.R. Berman (eds), *Atom Interferometry*, Academic press, Boston, MA (1997)
- ²A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, *Nature*, **400**, 849-852 (1999).
- ³M. Kasevich, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- ⁴A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, *New Journal of Physics* **13**, 065025 (2011).
- ⁵Z.K Hu, B.L. Sun, X.C. Duan, M.K. Zhou, L.L. Chen, S. Zhan, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
- ⁶S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, L. Timmen and O. Gitlein, *Metrologia* **47**, L9-L11 (2010).
- ⁷Ch. Antoine and Ch. J. Bordé, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S199S207 (2003).
- ⁸B. Barrett, *et al.*, arXiv:1311.7033 (2013)
- ⁹Z. Jiang, *et al.*, *Metrologia* **49** 666684 (2012).

- ¹⁰R. Geiger, V. Ménotet, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidet, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nature Communication* **2**, 474 (2011).
- ¹¹C. Schubert *et al.*, arXiv:1312.5963 (2013)
- ¹²H. F. Rice, V. Benischek, *Proc. IEEE Pos., Loc. and Nav. Sympos.* (2008)
- ¹³Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, *Applied Physics Letters* **96**, 134101 (2010).
- ¹⁴G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, O. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Eur. Phys. J. D* **53**, 35335 (2009).
- ¹⁵F. Ramirez-Martinez, M. Lours, P. Rosenbusch, F. Reinhard and J. Reichel, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57**, 88 (2009).
- ¹⁶P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, A. Landragin, *IEEE Trans. on Instrum. Meas.* **57**, 1141 (2008).
- ¹⁷S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Landragin et F. Pereira Dos Santos, P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87-94 (2009).
- ¹⁸G. Santarelli, A. Clairon, S.N. Lea, G.M. Tino, *Opt. Comm.* **104**, no. 4-6, pp. 339-344, 1994
- ¹⁹P. Bouyer, T. L. Gustavson, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, *Opt. Lett.* **18**, 21, 1994
- ²⁰F. Lienhart, S. Boussem, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, A. Bresson, *Appl. Phys. B*, **89**, 177180 (2007)
- ²¹<http://www.photline.com/product/view/49/>
- ²²<http://www.ar-e.com/index.php>
- ²³<http://nexyn.com/Catalog/NexynCatalog0606.pdf>
- ²⁴D. Chambon, M. Lours, F. Chapelet, S. Bize, M.E.Tobar, A. Clairon, G. Santarelli, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **54**, 4 (2007)
- ²⁵Selection DDS is AD9959 and Raman DDS is AD9852. The latter is used in sweep mode and is overlocked. Gravity measurements require 48-bit resolution and phase continuity for the frequency chirp that compensates for the Doppler shift⁴.
- ²⁶J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, *Appl. Phys. B*, **92**, 133144 (2008)
- ²⁷D.W. Allan, *Proc. of the IEEE*, **54**, 2 (1966)
- ²⁸G. J. Dick, *Proc. Nineteenth Annual Precise Time and Time Interval Applications Planning Meet.*, 1987, pp 133-147

4.3.2.1 Compléments à la publication

En complément de la publication présentée au dessus, nous présentons des caractéristiques importantes en vu du développement d'un instrument transportable.

Compacité. Nous présentons la réalisation pratique de notre synthétiseur compact sur la Figure 4-34. La particularité de ce montage est d'avoir disposé les étages de filtrage et d'amplification des deux voies sur les panneaux latéraux du boîtier. Ceux-ci ont été spécialement modifiés pour faire office de dissipateur thermique. Les interrupteurs sont situés sur le panneau du bas. Ainsi, tout le volume du râtelier est utilisé.

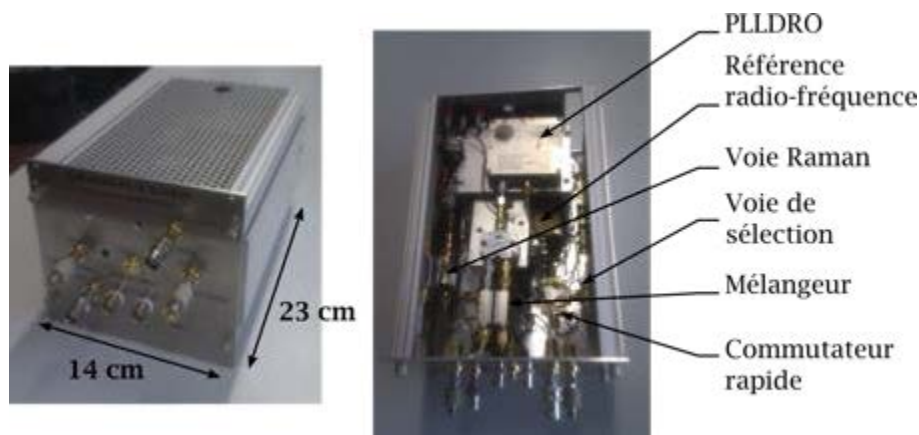


Figure 4-34 Photographie du synthétiseur micro-onde compact développé dans le cadre du projet MiniAtom. Les appellations sont celles utilisées dans l'article ci-dessus. Ce module fournit deux sorties micro-ondes : la voie Raman délivre un signal de fréquence agile autour de 6,7 GHz ; la voie de sélection délivre un rayonnement fixe à 6,834 GHz. Les deux sorties délivrent une puissance de 25 dBm. Afin d'augmenter la compacité, les composants de chaque voie (Raman et sélection) sont portés par les façades latérales verticales du module.

Stabilité de fréquence et régime transitoire. Ce paragraphe complète la partie « III. B. Accuracy and long-term drifts » de la publication, qui décrit notamment le protocole de mesure utilisé. Nous avons étudié deux caractéristiques importantes concernant la stabilité de fréquence (Figure 4-35 et Figure 4-36) :

- La durée nécessaire pour que la fréquence micro-onde du signal de sortie de la voie Raman atteigne une stabilité relative de 1×10^{-9} par rapport à sa fréquence finale (régime transitoire). A partir de cette durée, la référence de fréquence micro-onde peut être utilisée pour une mesure de g avec une exactitude de l'ordre du μGal .
- En régime permanent, la stabilité du signal de sortie de la voie Raman dans un environnement non régulé en température.

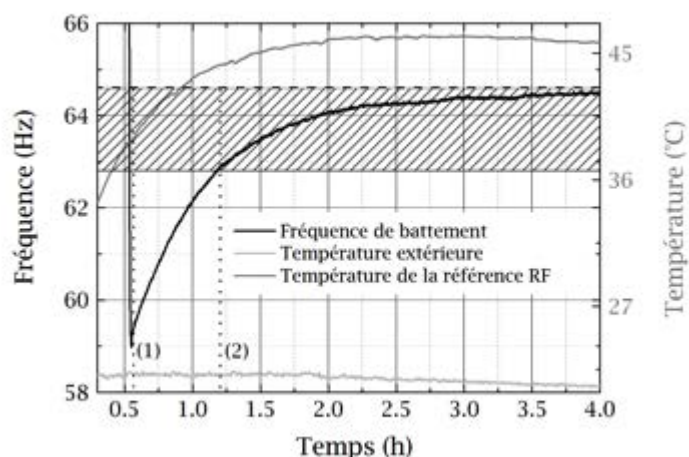


Figure 4-35 Stabilité de fréquence du signal de sortie micro-onde de la voie Raman en fonction de la température. L'instant $t=0$ correspond au moment où nous branchons la source. La ligne pointillée (1) (resp. (2)) indique l'instant auquel la fréquence Raman est à 8×10^{-10} de la fréquence finale (resp. $2,5 \times 10^{-10}$). La zone hachurée représente l'intervalle de stabilité relative de $2,5 \times 10^{-10}$. Le boîtier est placé dans un environnement non régulé.

Nous constatons ainsi qu'en un peu plus de 30 minutes, la stabilité de fréquence de la référence micro-onde est satisfaisante en vue de réaliser des mesures de gravimétrie absolue. Le régime transitoire est principalement dû au temps nécessaire pour que la température du quartz de référence atteigne l'équilibre thermique (environ 45 °C dans une pièce à 23°C). Un ajustement de la courbe noire (Figure 4-35) par une fonction exponentielle décroissante donne :

$$v(t) = A e^{-t/\tau_0} + y_0$$

avec $A = -13,85$ Hz, $\tau_0 = 0,56$ h, $y_0 = 64,45$ Hz et un $R^2 = 0,9993$. La constante de temps est bien d'environ une heure.

A partir des données enregistrées entre $t = 3$ heures et $t = 4$ heures (Figure 4-35), nous estimons une valeur numérique de la dépendance de la fréquence de sortie à la température du boîtier de la référence RF. Un ajustement linéaire de ces données conduit à un coefficient de $0,24$ Hz. (°C)⁻¹. Une stabilité long-terme relative de la mesure de g à un niveau 1×10^{-9} requiert une stabilité de la fréquence du signal de sortie micro-onde de la voie Raman de 7 Hz. En tenant compte du coefficient thermique déterminé plus haut, nous concluons que nous pouvons utiliser notre synthétiseur sans régulation sur une plage de 30 °C, ce qui est satisfaisant compte-tenu des objectifs du prototype.

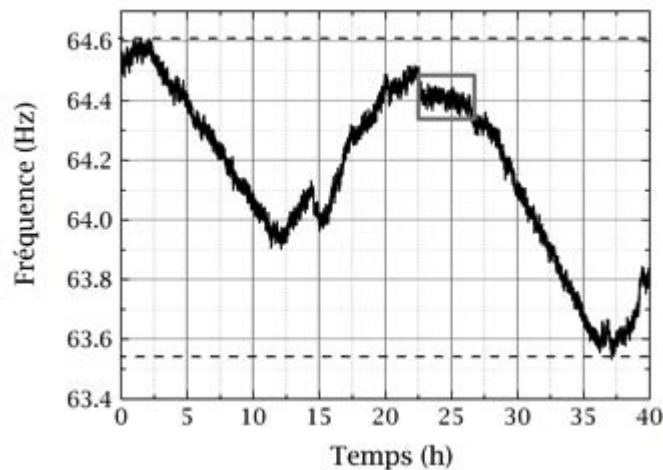


Figure 4-36 Stabilité long-terme de la fréquence du signal de sortie de la voie Raman. Les lignes pointillées indiquent un intervalle de stabilité relative de $1,5 \times 10^{-10}$ sur 40 heures dans un environnement non régulé.

A titre d'exemple, dans le cas d'un environnement plus stable en température, nous estimons que la stabilité de la fréquence du signal de sortie de la voie Raman peut être de 2×10^{-11} sur 3 heures (carré gris Figure 4-36).

Nous avons réalisé une référence de fréquence micro-onde compacte (volume d'environ 2 L), présentant une consommation électrique de 30 W. Ce système est particulièrement adapté aux expériences d'interférométrie atomique transportable, basées sur des transitions stimulées à deux photons. L'étude du bruit de phase résiduel présent sur le signal de sortie de la voie Raman indique que notre synthétiseur permet d'atteindre une sensibilité à g de l'ordre de $1 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour un interféromètre de durée $2T = 100 \text{ ms}$. Nous avons de plus mis en évidence qu'il peut également être utilisé avec des interféromètres de plus longue durée d'interrogation pour atteindre des sensibilités au niveau de l'état de l'art.

Remarque 1 : en vue d'un déploiement du prototype dans un véhicule, il sera important de caractériser la sensibilité du signal de sortie de notre synthétiseur compact aux vibrations.

Remarque 2 : à partir de la sortie 400 MHz, nous construisons par division deux sorties délivrant des signaux à 10 MHz et 20 MHz. La sortie à 20 MHz sert d'horloge de base au programme de pilotage de l'expérience. La sortie à 10 MHz permet de mesurer la fréquence de l'oscillateur RF du synthétiseur compact afin d'évaluer l'exactitude de la mesure.

4.3.3 Asservissement du laser unique

Une partie du signal de sortie de la diode DFB est prélevée pour asservir la fréquence de la source laser (Figure 4-25) à l'aide d'une technique de spectroscopie par modulation de fréquence [109], [101]. Le signal issu du DRO à la fréquence 9,18 GHz est amplifié ($P = 24 \text{ dBm}$). Il est ensuite combiné au signal de sortie amplifié et filtré d'un oscillateur délivrant un signal de fréquence 5 MHz ($P = 19 \text{ dBm}$) (Figure 4-37). Le signal somme est envoyé sur l'entrée de modulation du MEO de la voie d'asservissement. Autour de la bande latérale d'ordre -1 créée par la modulation de phase à la fréquence $2\nu_{\text{laser}} - 9,18 \text{ GHz}$ se trouvent deux autres bandes latérales situées à $\pm 5 \text{ MHz}$ de cette porteuse.

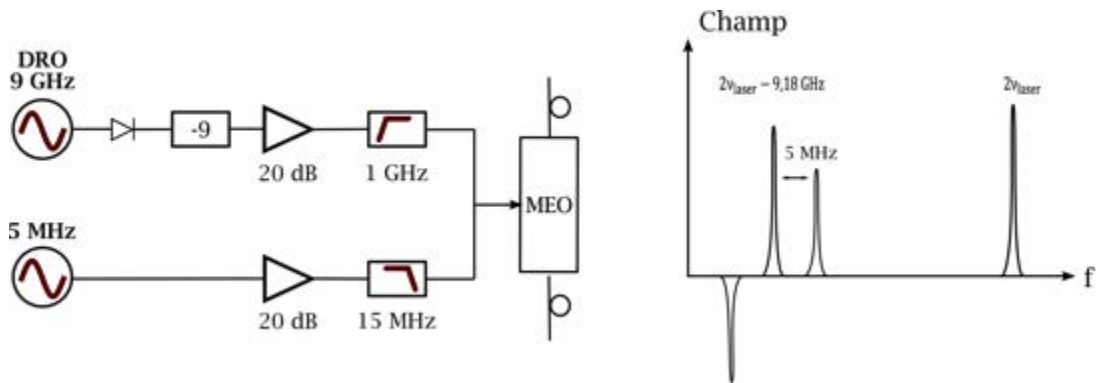


Figure 4-37 Génération de la bande latérale modulée à 5 MHz utilisée pour l'asservissement en fréquence du laser unique. Grâce à cette configuration, la fréquence de la diode laser reste fixe. L'asservissement est représenté sur la figure suivante.

Nous utilisons ce faisceau pour réaliser une spectroscopie d'absorption saturée dans une cellule de vapeur de Rubidium ($L = 3$ cm, non chauffée). Une photodiode rapide détecte l'absorption modulée à 5 MHz (Figure 4-38). La réponse de la photodiode est alors démodulée à l'aide de l'oscillateur précédent pour construire un signal d'erreur. Ce signal est ensuite amplifié, intégré et ajouté au courant de la diode laser.

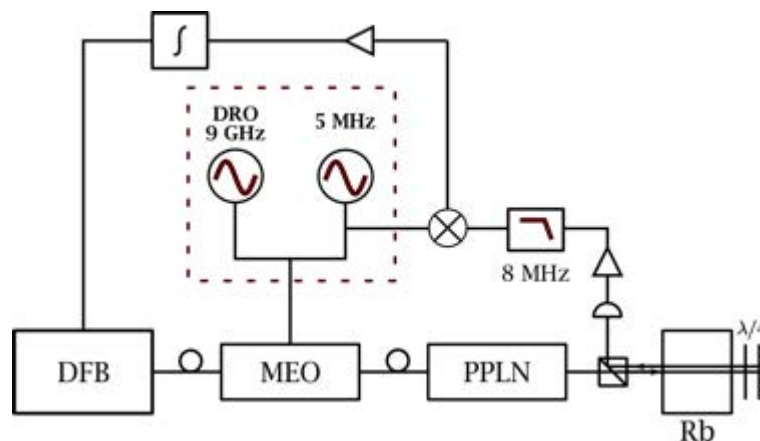


Figure 4-38 Schéma de principe de l'asservissement de notre laser unique. Nous utilisons une méthode spectroscopie par modulation de fréquence sur un signal d'absorption saturée. La partie du dispositif située dans le cadre pointillé est détaillée sur la Figure 4-37.

On représente le spectre de bruit de fréquence mesurée sur une sortie isolée du signal d'erreur au FFT, lorsque la boucle d'asservissement est ouverte et fermée (Figure 4-39). L'utilisation d'un seul MEO pour décaler la fréquence optique et réaliser la modulation de la détection synchrone est une architecture originale. Ceci permet de n'utiliser qu'un seul laser, dont la fréquence reste fixe tout au long de la séquence de mesure.

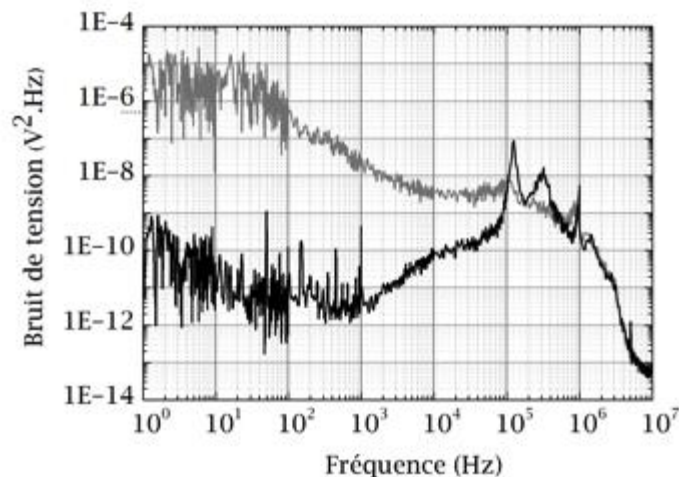


Figure 4-39 Bruit de tension sur le signal d'erreur de l'asservissement représentant le bruit de fréquence du laser lorsque la boucle d'asservissement est ouverte (courbe grise) et fermée (courbe noire).

La bande-passante de la boucle d'asservissement est très légèrement supérieure à 100 kHz, limitée par la carte électronique d'alimentation en courant de la diode laser. Cependant cette caractéristique peut être aisément dépassée en envoyant le signal d'erreur directement sur la pte de modulation rapide de la diode laser.

4.3.4 Système laser complet assemblé

4.3.4.1 Description des différents modules

Le système laser complet comporte au total cinq étages (Figure 4-48) dont les quatre premiers sont inclus dans un râtelier 19 pouces 12 U. Nous y trouvons, de bas en haut :

- les alimentations électriques : à partir d'une seule prise secteur est fabriqué l'ensemble des tensions utiles au fonctionnement de l'interféromètre atomique (+ 5V, +/-6V, +/-12V, +/-15V, +/-24V).
- l'électronique de contrôle (oscillateur YIG et son alimentation, asservissement de courant (Figure 4-38) et de température et alimentation de la diode laser, électronique de contrôle du filtre FP fibré, électronique de contrôle du commutateur mécanique).
- l'optique dite « basse puissance » fibré à 1560 nm (diode laser, voie d'asservissement, voie principale jusqu'au deuxième MEO) (Figure 4-40).
- l'optique dite « haute puissance » (EDFA, cristal PPLN et propagation espace libre, Figure 4-33). Une seule fibre à maintien de polarisation conduit le faisceau laser unique bi-fréquence jusqu'à la tête de senseur.
- l'électronique supplémentaire: chaîne de synthèse micro-onde compacte (Figure 4-34), synthèse des signaux RF de synchronisation 10 MHz et 20 MHz (§ 4.3.2), alimentation de courant des bobines de champ de biais (§ 4.2.3.3), alimentation de la LRV (§ 4.2.4.2).

L'ensemble pèse environ 80 kg et la consommation électrique est estimée à 200 W. Le système laser délivre à la sortie d'une fibre à maintien de polarisation un signal bi-fréquence à 780 nm en polarisation rectiligne présentant une puissance de 200 mW continu.

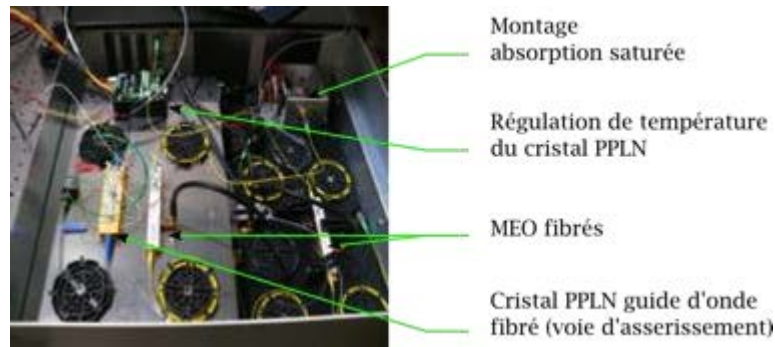


Figure 4-40 Photographie de l'étage d'optique basse puissance fibré à 1560 nm. Il contient la voie d'asservissement ainsi que les MEO et le filtre FP fibré de la voie principale. La diode laser se trouve sous la plaque de métal située sur la gauche.

4.3.4.2 Stabilité de puissance et de polarisation

Nous présentons dans ce paragraphe la caractérisation optique de la source laser (Figure 4-41). Nous avons estimé la stabilité de polarisation et la stabilité de puissance du faisceau en sortie de la fibre, principalement influencées par les fluctuations de la température extérieure. Nous comparons ces résultats avec les caractéristiques présentées par les autres interféromètres du laboratoire, pour lesquels la sensibilité de la mesure atomique est éprouvée.

Polarisation. Nous étudions le taux de polarisation à l'entrée et à la sortie de la fibre. La polarisation est linéaire, et réglée à 45° d'un cube polariseur. Nous suivons les fluctuations de l'intensité portée par les états de polarisation horizontale et verticale, normalisés par la puissance totale. La température enregistrée est la température de la pièce.

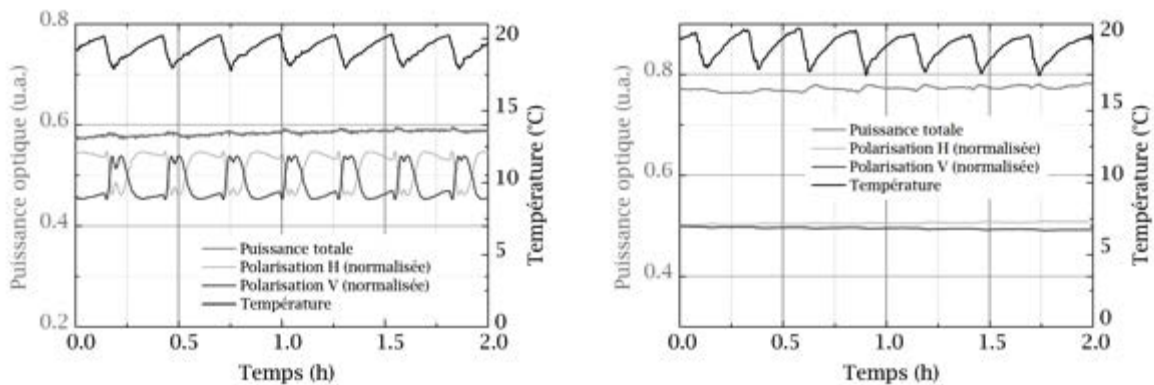


Figure 4-41 Stabilité de polarisation et de puissance en fonction de la température extérieure. A gauche : en sortie de la fibre optique à maintien de polarisation. A droite : en entrée de la fibre. Les signaux de polarisation sont des valeurs relatives, exprimées en pourcentage. La puissance totale est une valeur absolue, en unité arbitraire.

La comparaison des deux graphiques indique que le taux de polarisation des lasers se dégrade lors du trajet dans la fibre qui achemine la lumière vers la tête de senseur. Les oscillations présentes sur la figure de gauche correspondent à l'influence de la température extérieure, qui fait tourner la phase relative des deux états de polarisation. Malgré tout, les fluctuations de 9 % à 45° en sortie de fibre correspondent à un taux de polarisation du faisceau laser l'ordre de 0,2 %. Par rapport aux autres expériences de capteurs inertiels atomiques, ceci est suffisant.

Puissance. Nous avons étudié la stabilité de la puissance optique à 780 nm, en plusieurs endroits de la source laser : à la sortie du cristal doubleur, avant l'entrée dans la fibre, et à la sortie de la fibre. Dans tous les cas nous observons une modulation du signal, du fait des variations de température extérieure.

Tableau 4-3 Stabilité de puissance optique mesurée en divers points de la source laser.

	Sortie du cristal PPLN	Entrée de la fibre	Sortie de la fibre
$\sigma_{P_{opt}}$	0,4 %	0,6 %	0,9 %

Cette stabilité de puissance est très satisfaisante. Il faudra néanmoins effectuer ces tests sur une plus grande plage de variation de température, afin de déterminer les performances atteintes pour de futures mesures en extérieur.

4.4 Programme de pilotage

Nous résumons dans ce paragraphe les principales caractéristiques du contrôle de l'expérience. Nous utilisons un module de contrôle National Instrument DAQ USB 6259 pour générer les signaux de commande (analogiques et TTL) et acquérir les tensions utiles (Tableau 4-4). Pour cela nous avons développé un programme de commande sous LabView dont nous ne donnons ici que les grandes lignes.

- La numérisation d'un signal d'horloge analogique de fréquence 10 MHz, dérivé de la sortie à 400 MHz de l'oscillateur RF du synthétiseur compact (§ 4.3.2), permet de construire l'horloge principale du programme à la fréquence 5 MHz. Ce signal cadence la génération des commandes analogiques (4 voies) et numériques (9 voies TTL), ainsi que l'acquisition des signaux analogiques avec une résolution de 2 μ s.
- La mémoire tampon de chaque sortie (analogique et numérique) est remplie d'un tableau de points (résolution 2 μ s) décrivant l'état de la commande correspondante pour toute la séquence de mesure ($T_c = 500$ ms). Chaque cycle est divisé en 20 étapes décrivant la séquence de l'interféromètre (chargement du PMO, mélasse optique...) pour lesquelles l'utilisateur fixe la durée, la durée du transitoire, l'état ou la valeur de la commande.
- L'acquisition des tensions des photodiodes (11 voies) à la cadence de 30 kHz est synchronisée dure 500 ms.

Signaux utiles. Nous suivons à chaque cycle de mesure le signal délivré par plusieurs photodiodes correspondant aux signaux utiles listés dans le Tableau 4-4.

Tableau 4-4 Signaux utiles suivis au cours de chaque cycle de mesure.

Grandeur physique	Signal correspondant
Absorption saturée	Photodiode rapide (§ 4.3.3)
Signal d'erreur de l'asservissement du laser	Tension prélevée près la démodulation
Puissance optique en espace libre	Photodiode située derrière un miroir après le MAO (Figure 4-15)
Puissance optique en sortie de la FMP	Photodiode du collimateur coudé (Figure 4-33)
Chargement du PMO	Photodiode de piège se trouvant en bas d'un des hublots latéraux (Figure 4-42)
Fluorescence des atomes dans l'état $ F = 2\rangle$	Jeu de 4 photodiodes supérieur (Figure 4-21)
Fluorescence des atomes dans l'état $ F = 1\rangle$	Jeu de 4 photodiodes inférieur

Le contrôle de la séquence de mesure du prototype nous a permis d'observer les premiers signaux atomiques décrits dans le paragraphe suivant.

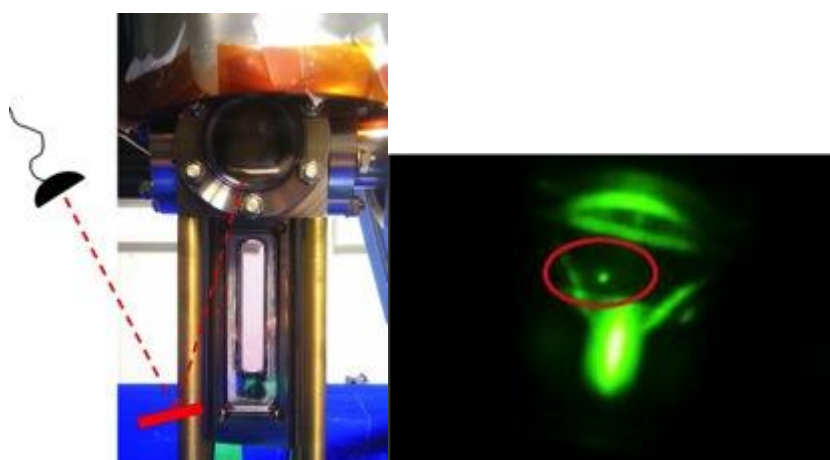


Figure 4-42 Imagerie directe du PMO. A gauche : angle de vue de l'image prise à l'aide d'un viseur infrarouge et d'un appareil photo. A droite : photographie du PMO après 4 secondes de chargement. La forme de triangle entourant le PMO est due à la diffusion de la lumière par deux arêtes consécutives et un bord de la pyramide. La tache très lumineuse au centre est une réflexion parasite sur l'enceinte en titane.

4.5 Source atomique et signaux de temps de vol

4.5.1 La source atomique

Le piège magnéto-optique (PMO). Nous chargeons un PMO à partir d'une vapeur de Rubidium dont la pression partielle est fixée par la température de la réserve (§ 4.2.2.6). Le faisceau unique est diaphragmé et a pour diamètre 18 mm, afin de limiter l'effet de la lumière parasite (§ 4.2.5.3). La configuration de la polarisation est $\sigma^+\sigma^-$ et dans ce cas, l'intensité de saturation pour la transition cyclante $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ du Rubidium 87 vaut $I_{\text{sat}} = 1,67 \text{ mW.cm}^{-2}$ [70]. L'intensité au centre du faisceau est à son maximum et vaut $I = 8,5 I_{\text{sat}}$. Compte tenu de la géométrie de la tête de senseur, nous chargeons notre PMO avec un gradient de champ magnétique fixé à $6,5 \text{ G.cm}^{-1}$ (§ 4.2.3.2). Le désaccord de la fréquence du faisceau refroidisseur par rapport à la résonance est fixée à $-2,5 \Gamma$ ($\Gamma = 6,06 \text{ MHz}$ pour le Rubidium).

Nous estimons le nombre d'atomes piégés N_{at} en mesurant la fluorescence émise par le PMO et collectée par la photodiode de piège (Tableau 4-4). Le nombre de photons n_{ph} émis par atome et par seconde est donné par ([70], avec le calcul explicité dans l'annexe B de [110]):

$$n_{ph} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4(\delta\nu/\Gamma)^2} \quad (4.3)$$

où $s = I/I_{sat}$. La variation de tension ΔV aux bornes du circuit transimpédance (gain R) de la photodiode est donc de :

$$\Delta V = R \cdot \eta \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot h\nu \cdot N_{at} \cdot n_{ph} \quad (4.4)$$

avec η le rendement quantique de la photodiode, $d\Omega$ l'angle solide de collection et $h\nu$ l'énergie d'un photon émis. Le chargement du PMO dans la pyramide creuse est illustré Figure 4-42, avec l'angle de vue selon lequel la photodiode de piège collecte la fluorescence. L'estimation géométrique de l'angle solide de collection donne $d\Omega = 0,006$ sr et dans notre dispositif expérimental $R = 1$ M Ω , $\eta = 0,55$. Dans ces conditions, nous estimons un chargement de 4×10^7 atomes en 4 secondes ce qui donne environ 5×10^6 atomes en 350 ms, d'après la courbe de la Figure 4-43.

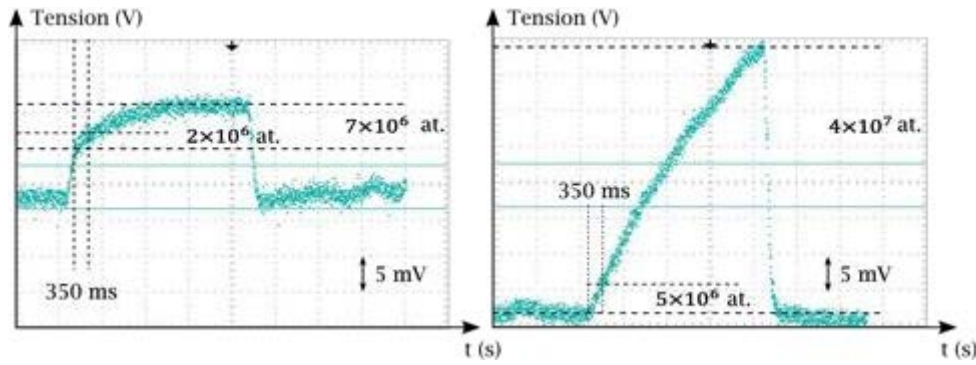


Figure 4-43 Chargement du PMO suivi par la photodiode de piège pour deux valeurs différentes de gradient de champ magnétique. A gauche : $\nabla B = 6$ G.cm⁻¹ ; environ 2×10^6 atomes sont chargés en 360 ms. A droite : $\nabla B = 12$ G.cm⁻¹ ; environ 5×10^6 atomes sont chargés en 360 ms. Le blindage magnétique est ouvert. Un gradient deux fois plus faible diminue d'un facteur 2,5 le nombre d'atomes chargés en 350 ms.

Le nombre d'atomes chargés en 4 secondes pour un gradient de 12 G.cm⁻¹ n'est pas très élevé, surtout en comparaison de ce qui a été obtenu dans [39]. En suivant le chargement du PMO pendant plus longtemps, nous avons pu déterminer que le taux de chargement est d'environ 6 secondes. Ceci semble indiquer que la pression partielle de Rubidium présente dans l'enceinte est encore faible, et que le chargement du piège n'est pas optimum. La pression de Rubidium pourrait être augmentée en chauffant davantage la réserve. Nous observons cependant que malgré un gradient de champ de 6 G.cm⁻¹, le nombre d'atomes chargés en 350 ms n'est que deux fois inférieur au cas optimal. Nous présentons sur la Figure 4-44 le nombre d'atomes chargés dans le piège en 4 s en fonction du gradient de champ magnétique appliqué.

Remarque : Il existe un compromis entre l'augmentation de la pression partielle de Rubidium pour obtenir un taux de chargement du piège élevé, et l'augmentation de l'effet systématique sur la mesure de g dû à l'indice optique de la vapeur, qui modifie la valeur du vecteur d'onde effectif. Par ailleurs, l'augmentation de la pression de Rubidium peut entraîner la diminution du contraste de l'interféromètre, du fait des collisions avec les atomes chauds de la vapeur.

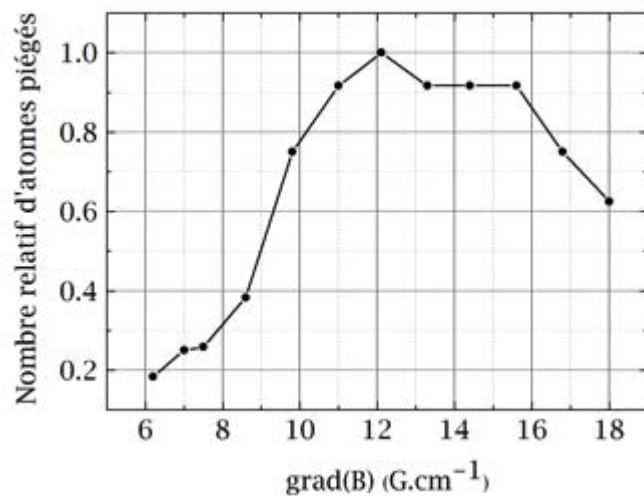


Figure 4-44 Evolution relative du nombre d'atomes chargés en 4 s dans le PMO en fonction du gradient de champ magnétique appliqué. Nous ne pouvons pas opérer à l'optimum de 12 G.cm^{-1} (§ 4.2.3.2) mais nous utilisons un gradient de 6 G.cm^{-1} correspondant à un courant de $1,2 \text{ A}$ dans les bobines.

Nous retrouvons sur la Figure 4-44 l'évolution observée dans le cas d'un piège en vapeur classique [85].

Mélasse optique. A la fin de l'étape de chargement du PMO, nous effectuons une phase de mélasse optique afin de réaliser un refroidissement sub-Doppler selon la séquence décrite sur la Figure 4-45.

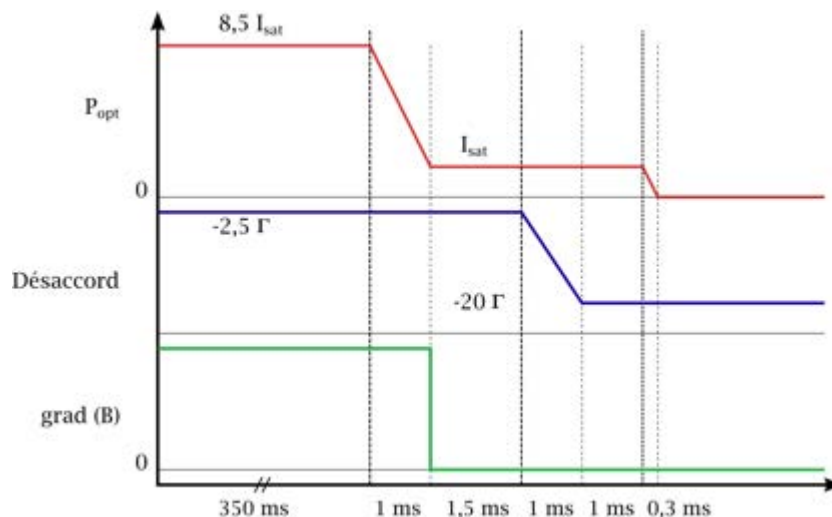


Figure 4-45 Chronogramme d'une séquence de mélasse optique. En haut (en rouge) : évolution de l'intensité lumineuse totale au centre du faisceau. Au milieu (en bleu) : évolution du désaccord du faisceau refroidisseur par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. En bas (en vert) : évolution du gradient de champ magnétique.

Nous avons fait varier les durées des différentes étapes, ainsi que les valeurs de désaccord et d'intensité en suivant l'allure des signaux de fluorescence et le rapport signal à bruit de la détection, après une durée de temps de vol de 15 ms (Figure 4-46). La séquence décrite dans la figure ci-dessous est un exemple.

4.5.2 Détection d'atomes froids et temps de vol

Après avoir obtenu le piégeage d'atomes dans la pyramide creuse, nous avons cherché à caractériser le nuage d'atomes froids après l'étape de mélasse décrite précédemment, et à optimiser la séquence de détection (§ 4.2.5.1). Le signal des photodiodes étant très bruité, les signaux de temps de vol. La Figure 4-46 présente des signaux de temps de vol (moyennés sur 40 acquisitions) après l'optimisation du rapport signal à bruit du signal de détection.

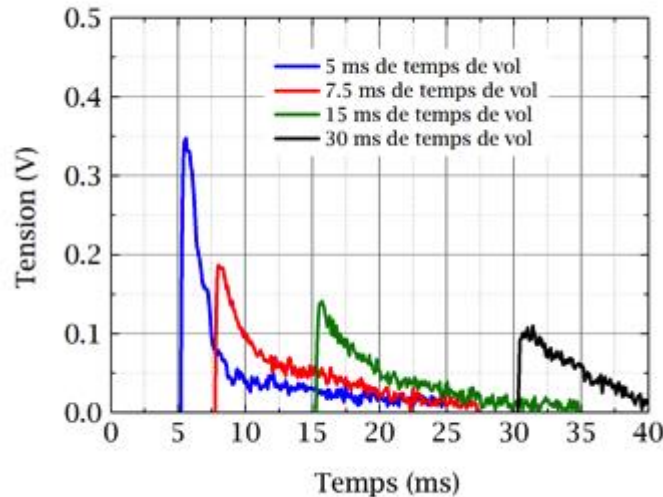


Figure 4-46 Signal de fluorescence des atomes dans $|F = 2\rangle$ pour plusieurs durées de temps de vol. L'origine des temps est prise à l'ouverture adiabatique du piège après une étape de mélasse optique. Il n'y a pas de sélection de l'état interne. Chaque courbe est issue du moyennage de 40 acquisitions.

En reprenant ce que nous avons présenté au paragraphe 4.2.5.1, nous avons fait varier l'instant auquel arrive l'impulsion (2) ; il n'y a pas d'impulsion (1) préalable et la contribution de l'intensité de fond est soustraite (§ 4.2.5). Les deux modules de détection sont placés en butée haute, afin de suivre un interféromètre de durée $2T = 10$ ms. Les atomes atteignent les photodiodes après un temps de chute de 60 ms. Du fait des caractéristiques de notre système de détection et de notre enceinte à vide, nous pouvons détecter des atomes froids alors qu'ils sont encore dans le volume de la pyramide creuse. Le suivi du signal de fluorescence en fonction de l'instant de détection (et donc du temps de chute libre des atomes) est ce que nous appelons *temps de vol*.

Il n'y a pas de moyen simple d'estimer la position verticale du PMO, déterminant la durée que les atomes mettent pour quitter la pyramide creuse. L'origine des temps est prise arbitrairement à la fin de l'ouverture adiabatique du piège. La Figure 4-46 montre que la largeur du signal de fluorescence, liée à la température des atomes, augmente rapidement. Nous attribuons ce comportement à la température trop élevée des atomes.

N'ayant pas encore de transitions Raman à notre disposition, il est difficile d'évaluer la température des atomes à la fin de la mélasse optique [72]. La méthode de « relâche-recapture » [71] ne nous a pas permis de la déterminer.

Explications des températures élevées. Plusieurs facteurs pourraient expliquer la température trop élevée des atomes à la fin de la mélasse optique :

- alignement et centrage du faisceau unique par rapport à la pyramide pouvant déséquilibrer les forces de pression de radiation
- inhomogénéité de champ magnétique au niveau du piège
- largeur de raie du laser

Nous représentons sur la Figure 4-47 l'évolution des aires moyennées du signal de fluorescence capté par les deux jeux de photodiodes en fonction de la durée de chute libre des atomes froids après l'ouverture du piège.

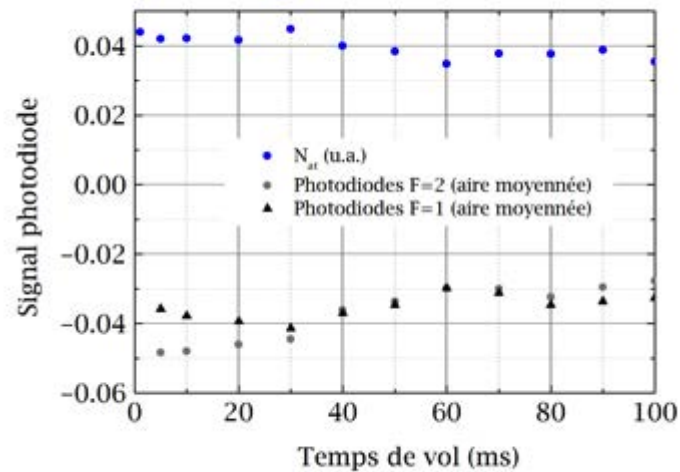


Figure 4-47 Evolution des aires moyennées des signaux de fluorescence des photodiodes dédiées aux niveaux $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$, en fonction de la durée du temps de vol. En bleu : nombre d'atomes chargés dans le PMO (u.a.). Chaque point représente la moyenne de 40 acquisitions. Les signaux de fluorescence donnés par les deux jeux de photodiodes sont égaux pour un temps de vol de 60 ms, ce qui correspond à peu près à l'écartement entre la position du piège et le centre du module de détection.

Nous constatons sur cette figure que les deux jeux de photodiodes peuvent discriminer des contributions de fluorescence différentes. Par ailleurs, les aires moyennées sont égales pour un temps de chute libre de 60 ms, conformément à ce qui est attendu.

Ces derniers résultats, obtenus à la fin de ma thèse, sont préliminaires. Une optimisation de la mélasse optique sera nécessaire pour bien caractériser la détection, optimiser la sélection de l'état interne et mettre en place les transitions Raman.

4.6 Conclusion de ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit la conception et la réalisation du prototype de gravimètre atomique compact MiniAtom (Figure 4-48). Nous y avons présenté les innovations techniques et technologiques qui permettent de réduire la complexité et les dimensions physiques de l'instrument, tant pour le système laser que pour la tête de senseur. Ce projet fut un cadre propice pour explorer d'autres voies de simplification pour ces dispositifs expérimentaux.

L'assemblage des différents sous-systèmes m'a permis d'observer les premiers signaux atomiques de temps de vol. Alors que l'obtention d'atomes suffisamment froids et la mise en place d'un interféromètre allaient prendre encore quelques semaines, un autre aspect important du projet, que nous menions en parallèle, arriva à maturité. Une partie importante de mon travail de thèse a consisté

à développer une nouvelle méthode de réjection du bruit de vibration pour un gravimètre atomique. Cette partie étant novatrice et très prometteuse, nous avons décidé de lui consacrer nos efforts de développement. Nous décrivons le fruit de ce travail dans le chapitre suivant.



Figure 4-48 Photographie du prototype de gravimètre compacte MiniAtom. Au second plan en haut : la tête de capteur et son blindage magnétique. L'utilisation de la pyramide creuse permet de réaliser un interféromètre atomique avec un unique faisceau laser. Au premier plan : la source laser. L'utilisation de composants Télécom fibrés permet d'améliorer la robustesse et la compacité du banc laser. Le branchement d'une seule prise sur le secteur permet le fonctionnement du prototype d'interféromètre atomique.

5 Compensation des vibrations

Le travail présenté dans ce chapitre a été pensé pour une utilisation sur le prototype d'accéléromètre atomique compact MiniAtom. Celui-ci n'étant pas encore opérationnel, les expériences ont été menées sur un autre gravimètre atomique en fonctionnement au LNE-SYRTE. Le dispositif expérimental est une version modifiée de [63].

5.1 Introduction

Comme nous l'avons présenté au chapitre 2, le projet MiniAtom vise à développer des briques technologiques permettant d'exploiter les très grandes performances de mesure des interféromètres atomiques en dehors du laboratoire. Or le bruit de vibration présent dans l'environnement extérieur est souvent la source de bruit dominante pour les capteurs inertiels à onde de matière [64]. Il est donc essentiel de pouvoir repousser cette limite à la sensibilité de la mesure sans remettre en question la mobilité du dispositif expérimental décrit au chapitre 4.

Après avoir présenté les enjeux du problème posé par les vibrations du sol, nous décrivons les méthodes utilisées jusqu'à présent pour s'en affranchir et discutons des principales limitations. Dans une deuxième section, nous démontrons la réalisation d'une méthode innovante, la compensation temps-réel des vibrations, dont nous évaluons l'efficacité. Enfin, nous montrons l'intérêt de ce nouvel outil pour des applications de nos instruments à la navigation inertielle notamment.

Pour un interféromètre atomique utilisant la géométrie de type Mach-Zender, le déphasage à la sortie s'écrit :

$$\Delta\Phi = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3 = -(\overrightarrow{k_{eff}} \cdot \overrightarrow{a})T^2 \quad (5.1)$$

où φ_i est la phase relative entre les deux faisceaux Raman à la position du centre de masse du paquet d'onde atomique à l'instant de l'impulsion Raman i [111], $\overrightarrow{k_{eff}}$ est le vecteur d'onde effectif, \overrightarrow{a} l'accélération à laquelle est soumise les atomes et T la durée entre deux impulsions Raman successives. Lors de chacune de ces impulsions, la phase optique est « inscrite » sur la fonction d'onde des atomes. Un gravimètre atomique est donc sensible au déplacement relatif des plans équiphases des lasers Raman par rapport au nuage d'atomes en chute libre. La position des équiphases étant liées à la position du miroir de rétro-réflexion, tout mouvement vertical du miroir pendant l'interféromètre est enregistré comme du signal et perturbe la mesure de l'accélération utile, dans notre cas l'accélération de la pesanteur. Comme le miroir est fixé de manière rigide à l'enceinte à vide, et donc à la structure de la tête de capteur, toute vibration se propageant dans le sol et toute vibration acoustique introduit du bruit sur la mesure.

5.1.1.1 Position du problème

Nous avons vu au paragraphe 3.3.4 que le formalisme de la fonction de sensibilité permet d'exprimer mathématiquement le bruit de vibration comme un déphasage sur la phase de l'interféromètre ϕ_{vib} . En utilisant les notations du paragraphe 0, nous mesurons donc en sortie d'interféromètre :

$$P_i = A - B \cos(\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3 + \phi_{vib}) \quad (5.2)$$

Du fait de la très grande sensibilité des capteurs inertiels atomiques, les vibrations du sol affectant le miroir de rétro-réflexion pendant l'interféromètre induisent des fluctuations sur la phase des atomes pouvant être supérieures à 2π comme nous le verrons expérimentalement au paragraphe 5.2.2. Ainsi lorsque le gravimètre opère au sol sans plateforme d'isolation mécanique (configuration dite

« strapdown », les points de mesure se retrouvent dispersés de part et d'autre de la frange centrale et ce sur plusieurs franges. Cela conduit à une indétermination de la phase atomique qui empêche toute mesure de g . De surcroît la présence de temps-morts entre deux mesures successives (§ 0) conduit à un repliement du spectre de vibration. Ceci impose une limite au moyennage statistique du bruit de vibration et constitue un plancher ultime pour la sensibilité de notre mesure. C'est l'analogie directe de l'effet Dick bien connu pour les horloges atomiques [73]. L'enjeu est donc de pouvoir séparer le signal d'accélération utile du signal parasite : c'est ce que nous appelons réjection des vibrations.

Remarque : Ces effets ne sont pas spécifiques aux gravimètres atomiques et affectent également les gravimètres à coin de cube [15].

Critères d'évaluation. Nous évaluons la qualité de la réjection des vibrations à l'aune de deux indicateurs. Le premier est le facteur de réjection défini par :

$$R = \frac{\sigma_{vib}}{\sigma_{res}} \quad (5.3)$$

où σ_{vib} est l'écart-type de la distribution des déphasages induits par les vibrations (en radian), et σ_{res} l'écart-type des fluctuations résiduelles de la phase atomique (en radian).

Le second indicateur est la sensibilité court-terme de la mesure inertielle que nous exprimons alternativement en $m.s^{-2}$ à 1 seconde ou à l'aide de l'écart-type d'Allan des fluctuations résiduelles de la phase atomique.

5.1.1.2 Réjection des vibrations par isolation

La première approche consiste à isoler le miroir de rétro-réflexion des vibrations du sol grâce à l'utilisation d'une plateforme d'isolation. L'isolation peut-être soit passive [36], soit active [34], [40]. Ces techniques diminuent grandement le bruit de vibration dans la bande [1 Hz ; 100 Hz] et permettent d'atteindre des réjection de l'ordre de $R=60$ dans le cas d'une plateforme passive. Cependant leur utilisation présente un certain nombre d'inconvénients pour une utilisation de terrain. Les dispositifs passifs, reposant sur l'utilisation de ressorts, sont lourds et volumineux (30 kg pour $50 \times 50 \times 20 \text{ cm}^3$ typiquement). Les dispositifs actifs sont pour leur part complexes et ne sont efficaces qu'en régime de faibles vibrations. Par ailleurs, le filtrage mécanique repose sur des dispositifs basés sur des ressorts présentant une fréquence propre de résonance située en basse fréquence (dans la gamme de 0,1 Hz typiquement), ce qui déforme le signal d'accélération mesuré. Nous perdons ainsi de l'information pouvant être utile en géophysique, pour l'étude de l'activité sismique notamment [112] (§ 2.1.1).

Pour toutes ces raisons, ces solutions ne sont pas retenues dans le cadre du projet MiniAtom pour lequel nous souhaitons utiliser le gravimètre atomique sans aucun dispositif d'isolation mécanique des vibrations du sol (configuration dite « strap-down »).

Remarque : Il est à noter que l'association d'une plateforme d'isolation passive avec l'utilisation d'un système actif d'isolation en laboratoire permet d'atteindre des sensibilités records au niveau de $4.2 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$, lorsque l'environnement est très calme [40]. Les plateformes d'isolation passives permettent d'atteindre des sensibilités de $1,4 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ [36].

5.2 Réjection des vibrations par post-traitement

Nous décrivons d'abord le principe de la méthode de post-correction, ses principales caractéristiques et ses limitations. Dans un deuxième temps, nous présentons l'application de cette technique à l'aide d'un nouveau capteur. La réjection des vibrations par post-traitement a été largement détaillée dans la thèse de Julien LeGouët [64] et sera illustrée expérimentalement dans la section 5.2.2.

5.2.1 Correction des vibrations par post-corrélations

Cette technique, proposée [113] et démontrée [36] au SYRTE, propose de corriger numériquement la phase atomique mesurée en sortie de l'interféromètre de la contribution due aux vibrations parasites (Figure 5-1). Ceci est rendu possible en enregistrant de manière synchrone avec l'interféromètre les vibrations que subit le miroir de rétro-réflexion au cours de l'interrogation des atomes à l'aide d'un capteur auxiliaire se basant sur une technologie « classique ». Le saut sur la phase atomique ϕ_{vib} induit par les vibrations est calculé à l'aide de l'équation (3.20) une fois l'interféromètre refermé. Nous pouvons alors corriger a posteriori la valeur de la phase du paquet d'onde de cette contribution. En traçant coup à coup la probabilité de transition mesurée à la sortie de l'interféromètre en fonction du déphasage atomique dû aux vibrations calculé, nous retrouvons une figure d'interférogramme (Figure 5-2).

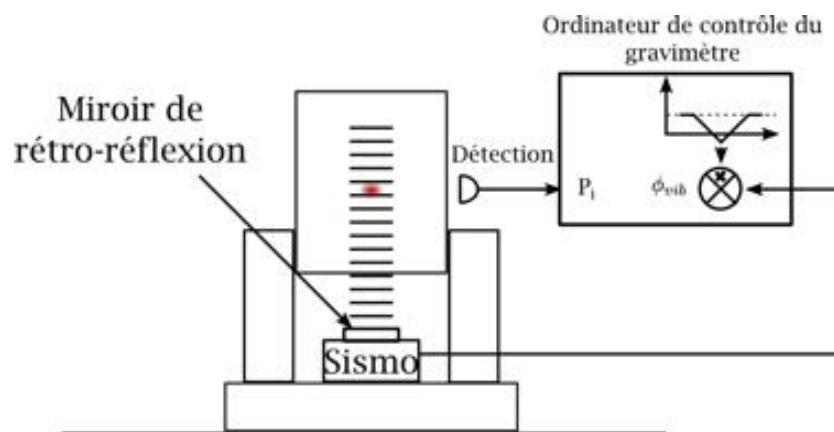


Figure 5-1 Schéma de principe de la réjection des vibrations par la méthode de post-corrélation adaptée à la géométrie de la tête de senseur du gravimètre avec lequel nous avons travaillé. Le miroir de rétro-réflexion est collé à l'aplomb du capteur auxiliaire, le tout reposant sur la plateforme d'isolation des vibrations qui peut être en position « flottante » ou basse, cette dernière correspondant à la configuration dans laquelle le gravimètre est posé au sol.

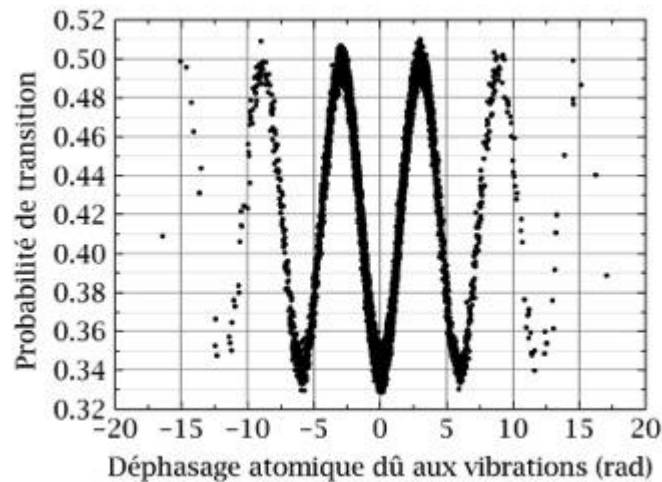


Figure 5-2 Corrélations entre la mesure de la probabilité de transition et le calcul du déphasage atomique induit par les vibrations à partir du signal du capteur « classique » (7500 points de mesure). Ceci est obtenu pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms pour un temps de cycle de 500 ms alors que le gravimètre opère au sol.

La Figure 5-2 montre que les vibrations du sol dans un environnement urbain induisent des déphasages supérieurs à 2π alors que le gravimètre opère dans une pièce calme le soir. La qualité des corrélations se traduit graphiquement par l'accord avec la représentation graphique d'un cosinus (équation (5.2)). Plusieurs méthodes sont alors possibles pour extraire le signal d'accélération [34], [114].

5.2.1.1 Optimisation des corrélations

L'étude détaillée des corrélations au cours des années passées au LNE-SYRTE en utilisant un sismomètre bas-bruit Güralp [115] a permis d'identifier plusieurs paramètres particulièrement importants pour l'optimisation des corrélations.

Décalage. L'introduction d'un délai entre le début de la première impulsion $\pi/2$ et le début de la pondération de l'accélération du miroir par le support de la fonction de sensibilité permet de compenser partiellement le filtrage du signal par le capteur auxiliaire, lié à sa fonction de transfert (qui réalise un filtre passe-bas à haute fréquence), et d'améliorer la performance de la mesure (Figure 5-7). C'est le paramètre le plus important à prendre en compte. En effet, nous pouvons montrer que c'est la fonction de transfert en phase du capteur auxiliaire qui limite le plus les corrélations. La valeur de ce délai dépend du capteur utilisé (par l'intermédiaire de sa fonction de transfert) et de l'environnement vibratoire (caractérisé par la densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de vibration) [114].

Alignements et sensibilité transverse. La corrélation est optimale si l'axe de mesure du capteur est centré orthogonalement par rapport au miroir de réflexion et aligné avec la trajectoire du nuage atomique. Cette situation n'est jamais parfaitement réalisée en pratique. La projection de l'accélération verticale sur les axes horizontaux du sismomètre donne lieu à des corrélations supplémentaires entre les fluctuations de phase résiduelles en sortie d'interféromètre et l'accélération mesurée sur ces axes. De plus, tout accéléromètre trois-axes présente une sensibilité transverse: même si l'alignement est parfait, le signal correspondant à l'axe vertical présente également une contribution correspondant aux accélérations horizontales. Ces effets peuvent entraîner des corrélations avec les axes horizontaux jusqu'à plusieurs pourcents, donnant lieu à une amélioration de 10 à 15% de la sensibilité du

gravimètre lorsque nous tenons compte des signaux horizontaux dans le calcul du déphasage induit par les vibrations.

Proximité du capteur par rapport au miroir de rétro-réflexion. Les vibrations enregistrées à la localisation même du capteur auxiliaire ne sont pas exactement identiques à celles affectant le miroir. Dans notre géométrie, le miroir de rétro-réflexion est fixé de manière rigide au plus près du capteur auxiliaire (Figure 5-3) : nous allons considérer que la fonction de transfert permettant de passer de la mesure à la réponse des atomes est tout de même égale à un.

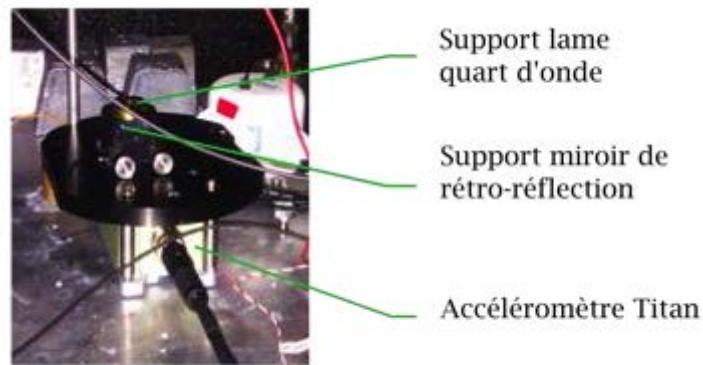


Figure 5-3 Photographie du miroir de rétro-réflexion (galette dorée) placé sur l'accéléromètre Titan (en vert clair). L'ensemble est posé avec la tête de senseur du gravimètre sur une plateforme d'isolation passive. Nous avons centré et aligné le miroir au plus près de l'accéléromètre vertical.

Il a alors été démontré qu'en utilisant la méthode de post-corrélation optimisée avec un sismomètre, il est possible d'atteindre une sensibilité de $5.5 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ la nuit dans un environnement urbain sans plateforme d'isolation (avec $2T = 100 \text{ ms}$ et $f_c = 3.8 \text{ Hz}$) [114]. Ceci correspond à un facteur de réjection de l'ordre de $R = 60$.

Remarque 1 : seules des conditions de mesures particulièrement calmes en environnement souterrain permettent à des gravimètres posés au sol d'atteindre des sensibilités au niveau de l'état de l'art, sans plateforme d'isolation et sans traitement du signal [38].

Remarque 2 : au laboratoire les meilleures performances sont atteintes en plaçant la tête de senseur et la plateforme d'isolation dans un caisson d'isolation acoustique et thermique [64]. Il n'est pas prévu d'utiliser cela pour MiniAtom.

5.2.1.2 Principales limitations et applications de l'accéléromètre atomique

Concernant la méthode. Nous discutons ici de l'intérêt et de l'utilisation de la méthode de post-corrélation pour deux applications des accéléromètres atomiques : la géophysique et la navigation inertielle. L'interférogramme présenté sur la Figure 5-2 montre qu'un certain nombre de points de mesure se retrouvent dispersés en sommet ou en bas de frange. Ces points ne participent pas ou très peu à la sensibilité de la mesure car celle-ci dépend de la pente locale. Pour la géophysique, en l'absence d'autres sources de bruit, ceci nous empêche d'atteindre la sensibilité maximale envisageable, même dans le cas où les corrélations sont parfaites. Pour cette application, nous souhaiterions pouvoir exploiter la sensibilité maximale de l'instrument quelque soit l'environnement vibratoire et sans plateforme d'isolation. En pratique il y a d'autres sources de bruits

La navigation inertielle est encore plus exigeante. Les mesures pour lesquelles les points se trouvent en haut et en bas de frange présentent une sensibilité très réduite à l'accélération. Ceci a pour effet d'augmenter la propagation de l'erreur en position lors de la navigation à l'estime. De plus la mise en œuvre pratique de la méthode de post-corrélation pour s'affranchir des vibrations et avoir accès à l'accélération utile est un *post-traitement*. Le résultat n'est donc disponible qu'une fois les mesures réalisées. Nous reviendrons en détail sur ces points au paragraphe 5.4.

Concernant la technologie. Le sismomètre utilisé jusqu'à présent [115] présente un certain nombre de limitations malgré son facteur d'échelle important ($400 \text{ V} \cdot (\text{m/s}^{-1})^{-1}$) et son faible niveau de bruit propre (Tableau 5-1). Il est couplé AC (Fréquence de coupure à 0,01 Hz) et sa bande passante ne s'étend que jusqu'à 50 Hz. Sa fonction de transfert n'est donc pas linéaire dans la gamme de fréquence où l'interféromètre atomique est le plus sensible. Il présente de plus des croisements d'axe non négligeables de quelques pourcents. Par ailleurs, il s'agit d'un instrument lourd (5 kg) et fragile qui, s'il était utilisé sur l'expérience MiniAtom, remettrait en cause la mobilité du prototype.

Au regard des applications que nous envisageons pour le prototype et des limitations, tant intrinsèques que technologiques, nous avons modifié notre instrumentation et la méthode de réjection des vibrations.

5.2.2 Le nouvel accéléromètre Titan

Echantillonnage du bruit de vibration par l'interféromètre atomique. Du fait de la structure temporelle de la séquence de mesure, les vibrations du sol affectant le miroir de rétro-réflexion sont échantillonnées et filtrées par l'interféromètre atomique (§ 3.3). Nous décrivons cet effet en représentant sur la Figure 5-4 la DSP de la contribution des vibrations au bruit de phase de l'interféromètre atomique (équation (3.25) pour $\tau = 1 \text{ s}$).

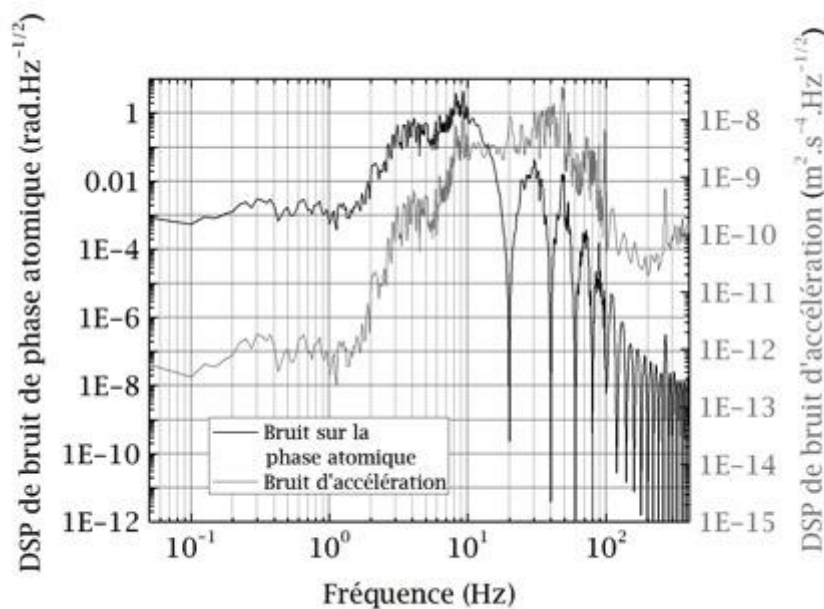


Figure 5-4 DSP de la contribution des vibrations du sol sur le bruit de phase atomique (en noir). Le bruit de vibration (en gris) est échantillonné par la fonction de sensibilité de l'interféromètre atomique (pour une durée d'interrogation $2T = 100 \text{ ms}$ et un temps de cycle de 500 ms).

Le premier zéro de la fonction de sensibilité intervient à la fréquence $1/T$. L'interféromètre atomique est donc pleinement sensible aux vibrations dont les fréquences sont inférieures à 10 Hz. Au-dessus de cette valeur, le filtrage du bruit par la séquence de mesure implique que la sensibilité aux vibrations diminue rapidement avec la fréquence (filtre passe-bas).

Au vu de la Figure 5-4, il est important pour le prototype de gravimètre MiniAtom de pouvoir réaliser de bonnes corrélations dans la bande [DC ; 80 Hz] en conservant l'aspect transportable de la tête de senseur. La bonne compréhension des corrélations réalisées jusqu'à ce travail avec le sismomètre de type Güralp et présentées au paragraphe précédent nous a permis d'identifier un nouvel accéléromètre attractif. Lors de mon travail de doctorat, nous avons donc travaillé avec l'accéléromètre Titan fabriqué par la société Nanometrics [116].

5.2.2.1 Spécifications et intérêts

Sont résumées dans le Tableau 5-1 les caractéristiques qui rendent le Titan particulièrement attractif. Il est composé de trois accéléromètres uniaxes distincts orthogonaux les uns aux autres dont l'alignement relatif est de l'ordre de 1 mrad. L'accélération locale est déterminée en mesurant les variations de position par rapport à l'équilibre d'une masse au bout d'un ressort par effet capacitif. Le capteur vertical est réglé pour compenser la gravité. La sensibilité du capteur est réglable entre $0,51 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$ et $8,16 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$. Nous utilisons la plus petite plage de fonctionnement correspondant à la gamme $\pm 0,25 \text{ g}$, pour laquelle le facteur d'échelle vaut $8,16 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$. Nous verrons dans la suite que l'utilisation d'un amplificateur bas-bruit à la sortie du Titan permet d'augmenter ce facteur d'échelle.

Tableau 5-1 Caractéristiques physiques et spécifications de deux capteurs auxiliaires utilisés : le sismomètre bas-bruit Güralp et l'accéléromètre Titan.

Paramètres	Sismomètre Güralp	Accéléromètre Titan
Dimensions	(cylindre) d=170 mm ; h=240 mm	(parallélépipède) 60x85x140 mm ³
Masse	5 kg	0,96 kg
Consommation électrique	0,6 W	1,1 W
Sensibilité	$800 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})^{-1}$	$8,16 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$
Dynamique	> 145 dB	> 150 dB
Bande passante	0,01 Hz - 50 Hz	DC - 430 Hz

5.2.2.2 Fonction de transfert, rejection limite et bruit propre

A partir de la fonction de transfert du Titan mesurée par le fabricant et de la fonction de sensibilité de l'interféromètre dans le domaine fréquentiel décrite au paragraphe 3.3.4 nous déterminons la réjection limite des vibrations attendue en utilisant les corrélations entre la mesure avec le capteur auxiliaire et la mesure atomique [64], le délai optimum à appliquer (§ 5.2.1) et la contribution du bruit-propre du capteur auxiliaire sur le bruit de phase atomique.

Réjection limite. Nous déduisons de la fonction de transfert du capteur auxiliaire Titan H , représentée sur la Figure 5-5, l'efficacité de la réjection du bruit de vibrations en utilisant ce capteur auxiliaire:

$$R_{théo}(f) = |1 - H(f)|^2 \quad (5.4)$$

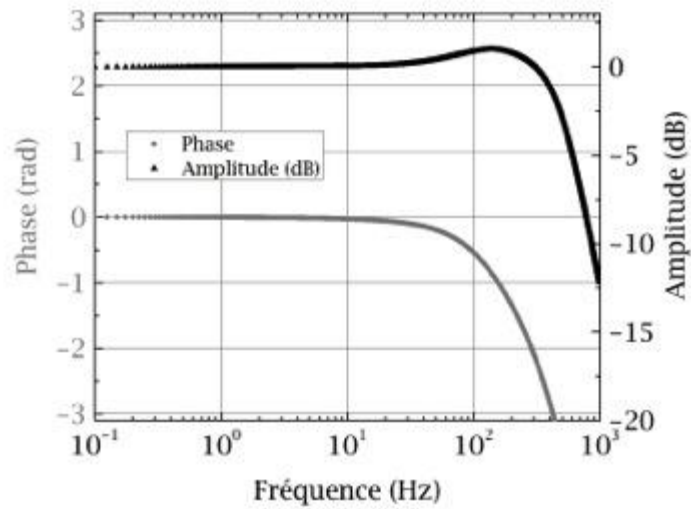


Figure 5-5 Fonction de transfert H de l'accéléromètre Titan en amplitude et en phase (mesuré par le fabricant). Le capteur auxiliaire a une réponse linéaire pour la gamme [DC - 10 Hz], ce qui donne lieu à de bonnes corrélations avec la mesure atomique des vibrations. Le déphasage par le capteur auxiliaire est le principal effet limitant des corrélations.

Décalage optimum. Le retard de phase introduit par le Titan varie presque linéairement avec la fréquence dans la gamme [1 ; 80 Hz] (Figure 5-5). Un déphasage pur correspond à un délai dt dans le domaine temporel. Le retard de phase introduit par le Titan peut donc être compensé en introduisant un délai au moment de l'acquisition du signal d'accélération [114]. Sa fonction de transfert optimisée H^{opt} s'écrit alors :

$$H^{opt}(f) = e^{j 2\pi f dt} \cdot H(f) \quad (5.5)$$

En utilisant cette fonction de transfert optimisée nous étudions l'évolution de $R_{théo}$ en fonction du délai dt appliqué (Figure 5-6).

Une variation de quelque 100 μ s du délai temporel change significativement l'efficacité de la réjection des vibrations exploitant les corrélations entre la mesure du Titan et la mesure des atomes. Il existe un optimum clair pour $dt = 500 \mu$ s. Nous calculons à l'aide de l'équation (3.25), en fonction du délai introduit, la contribution du résidu de vibration non-corrigé (en noir sur la Figure 5-8) sur la sensibilité de la mesure de l'accélération par l'interféromètre atomique (Figure 5-7).

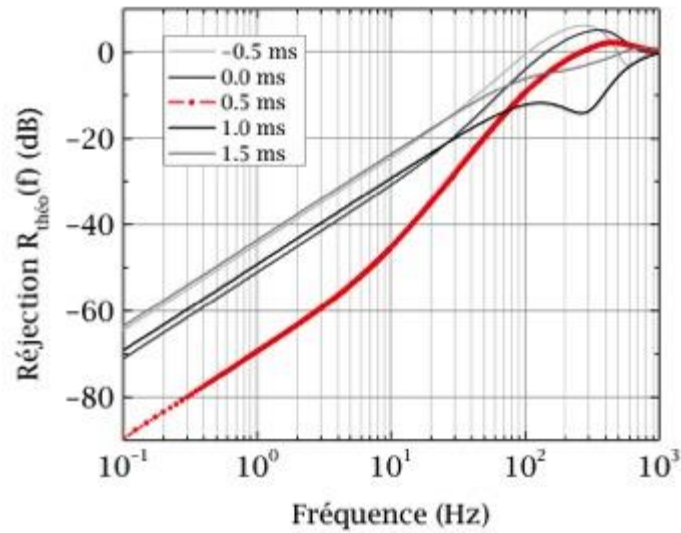


Figure 5-6 Evolution de la réjection limite des vibrations utilisant une méthode de corrélation en fonction du délai temporel appliqué. Nous faisons varier le délai dt entre $-0,5$ ms et $+1,5$ ms. La réjection est maximum pour $dt = 500 \mu\text{s}$.

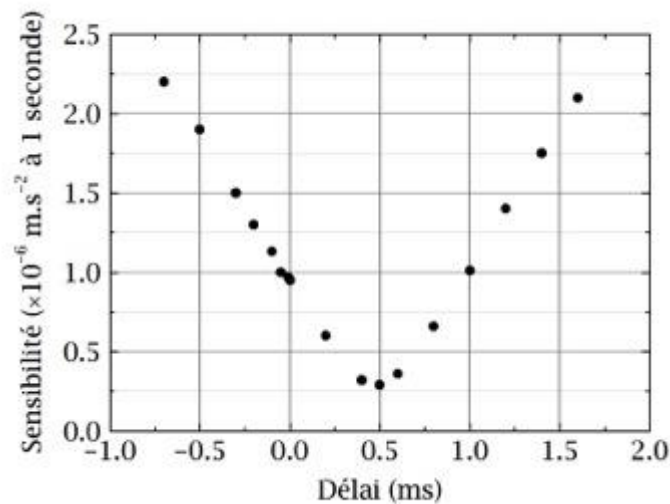


Figure 5-7 Calcul du délai optimum à appliquer pour obtenir la meilleure sensibilité à l'accélération. Cette valeur dépend du type de capteur auxiliaire (par l'intermédiaire de sa fonction de transfert) et de l'environnement vibratoire (caractérisé par la DSP de bruit de vibration). Si le délai est trop important, une partie de l'information est perdue, ce qui dégrade la sensibilité.

Dans le cas du Titan, nous déterminons que le délai optimal à appliquer est de $500 \mu\text{s}$, ce que nous avons pu vérifier expérimentalement sur le site du gravimètre. La Figure 5-8 montre la DSP du résidu de vibration non-rejetée pour un délai de $500 \mu\text{s}$. Nous déterminons graphiquement une réjection limite théorique de l'ordre de $R_{théo} = 40$ dB à 10 Hz. Nous estimons que le résidu non-corrigé pour un

bruit de vibration typique limiterait la sensibilité de notre instrument à un niveau de l'ordre de $3 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

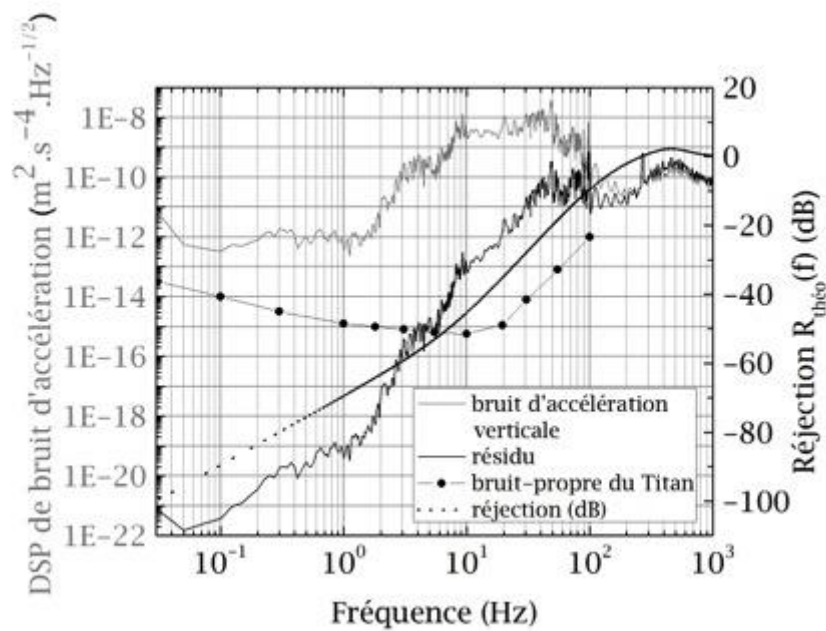


Figure 5-8 DSP du bruit de vibration typique sur le site du gravimètre (ligne continue grise); fonction de réjection du bruit de vibration $R_{\text{théo}}$ par la méthode de corrélation utilisant l'accéléromètre Titan (pointillés noirs) pour un délai de $500 \mu\text{s}$; DSP du bruit de vibration résiduel non corrigé (ligne continue noire); DSP du bruit propre du Titan mesurée par le fabricant (points noirs). Nous constatons que c'est le bruit propre du capteur qui limitera la réjection à basse-fréquence. Le résidu de bruit de vibration limite la sensibilité de la mesure au niveau de $3 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ tandis que le Titan contribue à hauteur de $4 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

Sensibilité transverse. Pour étudier les niveaux de sensibilité transverse du Titan, deux accéléromètres identiques sont solidarisés selon plusieurs configurations (Figure 5-9) et soumis aux mêmes accélérations du sol.

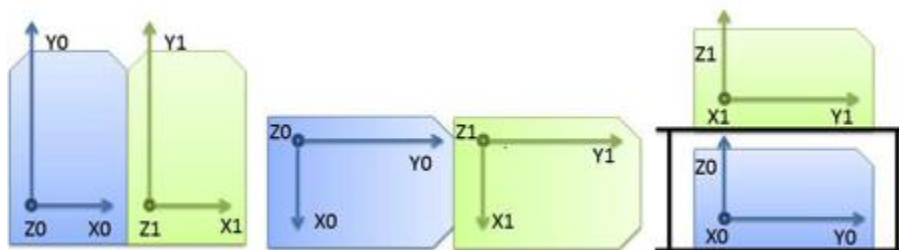


Figure 5-9 Exemples de configurations selon lesquelles nous comparons les signaux de sortie de deux accéléromètres Titan soumis aux mêmes régimes de vibrations. Les courbes présentées Figure 5-10 correspondent à l'agencement du troisième cas (à droite; l'axe vertical est l'axe Z).

Nous réalisons l'acquisition analogique/numérique simultanée des signaux de sortie des deux accéléromètres par paires (Z_0/Z_1 , X_0/X_1 ...) en contrôlant la durée d'acquisition et le temps mort entre deux acquisitions. Nous calculons coup à coup les DSP de bruit d'accélération de chaque voie et les DSP des demi-somme et demi-différence pour chaque paire de signaux. Cette étude a été réalisée à l'aide

d'un système d'acquisition développé spécifiquement dont le fonctionnement est décrit succinctement en annexe.

L'étude des axes horizontaux n'est pas critique pour le prototype de gravimètre, mais est en revanche essentiel pour les expériences de gyromètres ou d'accéléromètres horizontaux à atomes froids [89], [117]. Seuls les résultats concernant l'axe vertical sont présentés sur la Figure 5-10.

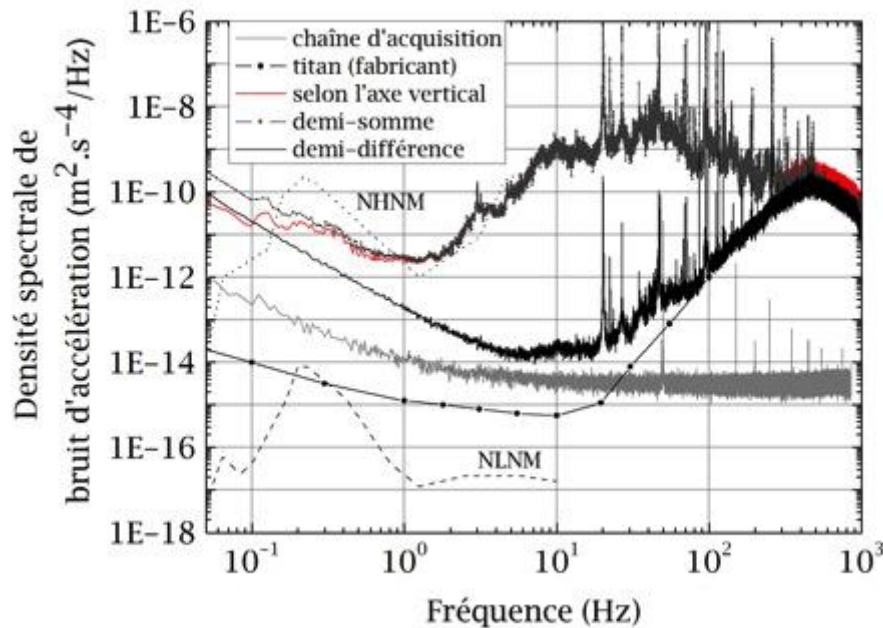


Figure 5-10 Comparaison de différents niveaux de bruit de vibration. Trait continu rouge : DSP de l'axe vertical sur le site du gravimètre ; trait continu gris (resp. trait continu noir) DSP de la demi-somme (resp. demi-différence) des signaux verticaux délivrés par les deux Titan en mode commun ; trait continu gris clair : DSP du bruit propre du système d'acquisition ; points noirs reliés : DSP du bruit propre du Titan. L'écart de la DSP de la demi-différence par rapport à la DSP du bruit propre du Titan renseigne sur la qualité de l'alignement de l'accéléromètre par rapport à la structure extérieure.

Le bruit propre du système d'acquisition ne nous permettra pas d'observer le niveau de bruit propre du Titan pour des fréquences inférieures à 20 Hz. Par ailleurs, la DSP de la demi-différence est supérieure au bruit propre du Titan pour des fréquences inférieures à 80 Hz. Ceci tient compte de plusieurs contributions : alignement mécanique des Titans, différence entre leurs facteurs d'échelle, différence entre leurs fonctions de transfert. Nous pouvons penser que les axes verticaux des deux Titan, malgré nos soins, n'enregistrent pas exactement la même accélération. Cette étude donne une idée de la qualité de l'alignement mécanique du capteur vertical par rapport au châssis du Titan. La contribution de la courbe noire (Figure 5-10) à la sensibilité de la mesure interférométrique de l'accélération est de l'ordre de $7 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ ce qui est très inférieur au résidu non corrigé par les corrélations ($3 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$, pour un interféromètre de durée $2T = 100 \text{ ms}$). L'alignement de l'accéléromètre capacitif par rapport à la structure mécanique du Titan est satisfaisant : nous le considérerons comme parfait dans la suite.

Bruit propre. Le bruit propre du Titan est équivalent à un bruit d'accélération dont la DSP correspondant à la gamme $\pm 0.25 \text{ g}$ (mesurée par le fabricant [116]) est représentée sur la Figure 5-10 au regard des niveaux NHLM (« New Low Noise Model ») et NHMM (« New High Noise Model »). Ces niveaux sont utilisés par les géophysiciens pour comparer les spectres de bruit de vibration [118]. À l'aide de la fonction de sensibilité en accélération de l'interféromètre, nous calculons pour des

paramètres typiques ($T_c = 500$ ms ; $2T = 100$ ms) que le bruit propre du Titan limitera la sensibilité à la mesure de g à un niveau de $4 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

La courbe noire de la Figure 5-10 présente en basse fréquence un comportement en $1/f^2$, différent de celui du bruit propre du système d'acquisition. Ceci peut être attribué au fait que les deux accéléromètres ne présentent pas la même dérive.

5.2.2.3 Validation par les corrélations

Afin de valider les performances du Titan, nous testons la réjection des vibrations par la méthode de post-corrélation décrite au paragraphe 5.2. Le résultat après optimisations des différents paramètres est représenté graphiquement sur la Figure 5-2. L'optimisation du facteur d'échelle, du délai et des corrélations avec les axes horizontaux permet d'obtenir une sensibilité de $1,0 \times 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour des mesures réalisées en soirée, avec un interféromètre de durée $2T = 100$ ms ayant un temps de cycle de 500 ms. Cette valeur est de l'ordre de ce qui avait été obtenu avec le Güralp (Tableau 5-2).

5.2.2.4 Conclusion partielle

L'accéléromètre Titan est compact et léger. Sa bande passante DC - 430 Hz promet une réponse davantage linéaire au signal d'accélération classique dans la gamme où le gravimètre atomique est le plus sensible [1 Hz ; 60 Hz]. Sa fonction de transfert annonce une réjection théorique supérieure à 40 dB à 10 Hz et son bruit propre permettrait d'atteindre une sensibilité à l'accélération de $4 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms. L'alignement mécanique du capteur vertical interne par rapport au châssis du Titan est satisfaisant. Nous récapitulons les valeurs de sensibilité et certaines contributions à ces valeurs dans le Tableau 5-2.

Tableau 5-2 Récapitulatif des différentes sensibilités et de certaines contributions pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms. Le gravimètre est situé au centre de Paris et posé au sol.

Contributions	Sensibilité ($\text{m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$)
Limite de sensibilité à l'accélération du fait des vibrations sur le site de nos expériences lorsque le gravimètre est posé au sol (journée)	3×10^{-5}
Meilleure sensibilité avec la méthode de post-corrélation (sismomètre Güralp) le jour lorsque le gravimètre est posé au sol [114]	2×10^{-6}
Meilleure sensibilité avec la méthode de post-corrélation (sismomètre Güralp) la nuit lorsque le gravimètre est posé au sol [114]	$5,5 \times 10^{-7}$
Meilleure sensibilité avec la méthode de post-corrélation (accéléromètre Titan) lorsque le gravimètre est posé au sol	$1,0 \times 10^{-6}$
Sensibilité typique avec une plateforme d'isolation passive (Titan)	7×10^{-7}
Démonstration du gravimètre à un seul faisceau sur plateforme [39] (post-corrélation avec le sismomètre Güralp)	$1,7 \times 10^{-6}$
Réjection limite théorique en post-corrélation (Titan)	3×10^{-7}
Bruit propre de l'accéléromètre Titan	4×10^{-8}
Bruit de détection sur le gravimètre lors des expériences	6×10^{-7}

Le niveau de bruit propre de l'accéléromètre Titan est suffisamment bas pour ne pas limiter la sensibilité à l'accélération obtenue avec une plateforme d'isolation passive. La mise en œuvre de la méthode de post-corrélation a permis d'atteindre un niveau de réjection des vibrations comparable à la performance démontrée avec le sismomètre Güralp. Nous imputons la limitation de notre réjection à la qualité des corrélations entre la mesure du capteur auxiliaire et la mesure atomique. Nous compléterons ce bilan au paragraphe 5.3.6.3.

Remarque : D'autres caractérisations réalisées hors du cadre de cette thèse ont montré que l'accéléromètre Titan est magnétique. Ceci empêche de le placer à l'intérieur du blindage magnétique au plus près du miroir de rétro-réflexion.

Nous avons présenté les caractéristiques de la réjection des vibrations par la méthode de post-corréction. Cette technique permet d'obtenir des performances très satisfaisantes pour la géophysique au sol, mais est limitée pour d'autres champs d'application, comme la gravimétrie mobile ou la navigation inertielle. Nous décrivons dans la prochaine partie une autre manière de traiter les corrélations pour rejeter le bruit de vibration.

5.3 Compensation temps réel

Nous commençons par présenter le principe de la méthode de compensation temps réel des vibrations et esquissons le cahier des charges du module à développer. Puis nous décrivons le dispositif expérimental choisi et discutons ensuite des sensibilités court-terme obtenues. Enfin, nous démontrons qu'en utilisant ce nouvel outil de réjection des vibrations nous sommes en mesure d'hybrider complètement l'accéléromètre atomique absolu avec l'accéléromètre auxiliaire « classique ». Le module de compensation temps-réel (CTR) des vibrations décrit dans la suite a été développé pour traiter le signal d'accélération verticale délivré par l'accéléromètre Titan (§ 5.2.2).

5.3.1 Principe de la méthode

Nous proposons ici une méthode reposant elle aussi sur les corrélations entre la mesure atomique et la mesure classique de l'accélération mais traitant l'information avant la fermeture de l'interféromètre, ce que nous appelons « temps réel ». Ce concept a été démontré dans la thèse de Julien Le Gouët [64] sous le nom de « feed-forward ».

Dans ce cas, le saut de phase dû aux vibrations était déterminé par un calcul similaire à celui de la méthode de post-corrélation. Un circuit intégrateur analogique était alors utilisé pour ajouter la correction de phase correspondante au signal d'erreur de la boucle à verrouillage de phase des lasers Raman. Cela a permis d'atteindre une sensibilité de $2,5 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$ sur quelques minutes d'intégration (pour $2T = 120 \text{ ms}$ et une fréquence de cycle $f_c = 3.8 \text{ Hz}$). Ceci correspond à des fluctuations de phase résiduelles à un coup d'écart type $\sigma = 29 \text{ mrad}$. Mais la stabilité se dégradait à l'échelle de quelques minutes du fait de la linéarité du dispositif de rétro-action et des fluctuations lentes du signal du sismomètre.

Objectifs de la méthode. Nous présentons ici une approche similaire mais reposant sur l'utilisation de l'électronique numérique. L'objectif principal est de ramener chaque point de mesure à mi-frange même lorsque le gravimètre est posé directement sur le sol (configuration dite « strap-down »). L'objectif est d'exploiter la sensibilité maximale de l'interféromètre atomique même en présence de bruit de vibration important. Tous les points de mesure participant désormais à la sensibilité, nous comptons obtenir une meilleure sensibilité court-terme par rapport à la méthode de post-corrélation classique. Le deuxième objectif est de conserver l'information sur la correction qui a été faite, ce que nous permet l'utilisation de technologies d'électronique numérique. Le principe de fonctionnement est décrit sur la Figure 5-11.

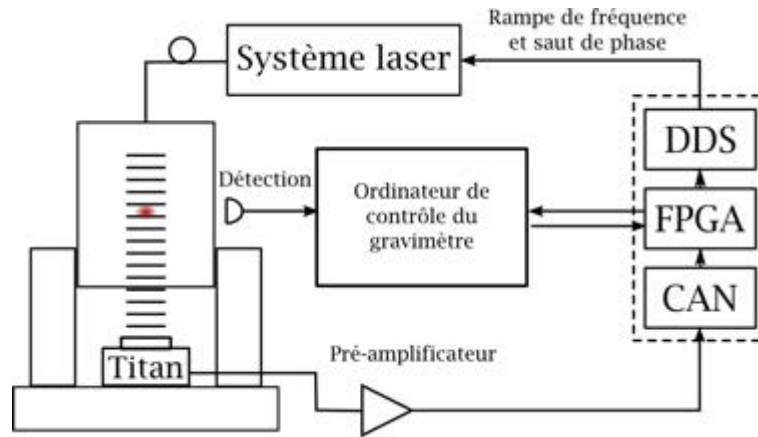


Figure 5-11 Schéma de principe de la compensation temps-réel des vibrations. L'accéléromètre « classique » Titan est positionné au plus près du miroir de rétro-réflexion. Un CAN numérise de manière synchrone avec l'interféromètre le signal issu du Titan. Un module FPGA utilise la fonction de sensibilité de l'interféromètre pour calculer le déphasage induit par les vibrations. Peu avant la troisième impulsion Raman, une correction correspondant à l'estimation de ce saut de phase est envoyée par la DDS sur la phase laser afin de pré-compenser l'influence des vibrations.

Le principe d'extraction de l'information est le même que pour la méthode de post-correction. Le signal temporel délivré par l'accéléromètre auxiliaire est acquis de manière synchrone avec le premier pulse de l'interféromètre en introduisant un délai. Au cours du temps d'interrogation, la tension ainsi numérisée est pondérée par le support triangulaire de la fonction de sensibilité en accélération dans le domaine temporel (§ 3.3.4). Chaque nouvelle conversion analogique/numérique incrémente le calcul de l'estimation du déphasage atomique.

Cependant, la méthode de compensation temps-réel des vibrations diffère de la post-corrélation « classique » dans la manière d'appliquer la correction. Dans le cas présent, la valeur estimée du déphasage atomique dû aux vibrations est imprimée de manière contrôlée directement sur la phase des lasers avant la recombinaison des paquets d'onde atomiques. Un saut de phase connu est donc volontairement introduit dans le calcul de la différence de marche de l'interféromètre afin de pré-compenser la contribution des vibrations.

5.3.2 Bilan sur la mesure des probabilités de transition

Plaçons-nous dans la situation où les lasers Raman ne présentent pas de bruit de phase et l'interféromètre opère sur le flanc de la frange centrale (c'est à dire $(\overrightarrow{k_{eff}} \cdot \overrightarrow{g} - \alpha)T^2 = -\pi/2$). Le gravimètre étant posé au sol, les vibrations du sol induisent une contribution ϕ_{vib} sur la phase atomique. Nous mesurons en sortie d'interféromètre:

$$P_i = A - B \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \varphi_{DDS1} - 2\varphi_{DDS2} + \varphi_{DDS3} + \phi_{vib}\right) \quad (5.6)$$

La rampe de fréquence de la DDS est continue en phase et dans notre cas, cette phase est fixée à zéro avant le début de l'interféromètre. Par conséquent $\varphi_{DDS1} = \varphi_{DDS2} = \varphi_{DDS3} = 0$. Avant la troisième impulsion Raman nous écrivons sur le registre de la DDS la correction de phase correspondant au calcul partiel estimant la contribution des vibrations du sol au déphasage atomique. Les lasers Raman subissent alors un saut de phase et à la sortie de l'interféromètre nous obtenons:

$$P_i = A - B \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \varphi_{DDS3} + \phi_{vib}\right) \quad (5.7)$$

avec en pratique, $\varphi_{DDS3} = \varphi_{supp} - \phi_{vib}'$, où ϕ_{vib}' représente l'estimation partielle que nous avons du déphasage atomique dû aux vibrations et φ_{supp} est un déphasage supplémentaire constant que l'utilisateur contrôle dont l'utilité sera décrite dans les sections suivantes. Nous avons alors :

$$P_i = A - B \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \varphi_{supp} + \Delta\phi_{vib}\right) \quad (5.8)$$

Le résidu $\Delta\phi_{vib} = \phi_{vib} - \phi_{vib}'$ est différent de zéro pour deux raisons. Tout d'abord la réjection des vibrations est finie (principalement dû à la fonction de transfert de l'accéléromètre classique et à une corrélation imparfaite).

Par ailleurs, cette méthode ne prend en compte qu'une sous-estimation de la contribution des vibrations au déphasage atomique: l'application du saut de phase avant la troisième impulsion Raman nécessite de disposer du résultat du calcul «une certaine durée» avant la fermeture de l'interféromètre. Ceci revient à ne considérer qu'un triangle tronqué au lieu d'un triangle complet pour le support de la fonction de sensibilité de l'interféromètre. En ce qui concerne le module CTR, la durée minimum est fixée par le temps matériel nécessaire pour finir le calcul du déphasage, écrire la valeur sur le registre de phase de la DDS et appliquer le saut de phase sur la rampe de fréquence. En pratique elle est de l'ordre de 300 μ s.

Remarque 1 : l'instant de correction dépend a priori également du temps nécessaire pour que la correction temps-réel soit imprimée sur la phase optique des lasers au niveau des atomes à mieux que le milliradian. Pour le gravimètre atomique que nous utilisons, la bande-passante de la boucle à verrouillage de phase des lasers Raman est de l'ordre de 3 MHz, ce qui ne sera donc pas limitant. Pour le prototype MiniAtom, la génération de fréquence par modulation de phase dans un MEO repousse encore plus cette contribution puisque le saut de phase est alors effectif quasiment instantanément du fait de la très grande bande passante du système (§ 4.3.1.1).

Remarque 2 : l'utilisation d'un accéléromètre comme capteur auxiliaire pour la compensation temps réel des vibrations est plus adaptée que celle d'un sismomètre. A durée de correction constante, l'erreur correspondant à la troncature de la fonction de sensibilité sur la phase est plus faible dans le cas d'un support de fonction de transfert triangulaire (cas d'un accéléromètre) que dans le cas d'un support carré (pour un sismomètre).

Nous résumons dans le Tableau 5-3 certaines valeurs caractéristiques décrivant la sensibilité du gravimètre atomique. Ceci nous permet d'établir des spécifications pour le développement du module CTR. Ces valeurs donnent une idée des performances que nous visons avec cette nouvelle méthode pour un gravimètre compacte et mobile.

Tableau 5-3 Résumé des performances et de certaines contributions à la sensibilité pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms opérant à une fréquence de 2 Hz dans un environnement urbain.

Contributions	σ_a ($m \cdot s^{-2} \cdot Hz^{-1/2}$)	σ_φ (rad/mesure)
Limite de sensibilité du fait des vibrations du sol sur le site de nos expériences	5×10^{-5}	3
Meilleure sensibilité en configuration « strapdown » avec la méthode de post-corrélation (avec le Titan)	$1,0 \times 10^{-6}$	0,055
Meilleure sensibilité pour ce gravimètre sur la plateforme d'isolation passive [64] (taux de répétition de 4Hz)	$1,4 \times 10^{-7}$	0,008
Bruit de détection actuel typique	6×10^{-7}	0,034
Réjection limite théorique calculée (corrélations avec l'accéléromètre Titan)	3×10^{-7}	0,023

5.3.3 Spécifications

L'objectif d'efficacité de la réjection du bruit de vibration par la méthode de compensation temps-réel est indiqué dans le Tableau 5-3. Nous projetons d'obtenir une sensibilité court-terme à l'accélération de l'ordre de quelque $10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ lorsque le gravimètre opère au sol dans un environnement urbain avec un temps d'interrogation de $2T = 100 \text{ ms}$.

Cela signifie que l'ensemble {Titan + module CTR} doit pouvoir traiter fidèlement des accélérations de l'ordre de quelque 10^{-7} m.s^{-2} afin de ne pas limiter la réjection des vibrations. Nous présentons en annexe C l'étude d'un certain nombre de paramètres électroniques clés du module CTR. Cette analyse nous a servi à fixer les spécifications du dispositif expérimental décrit dans le paragraphe suivant.

5.3.4 Dispositif expérimental

Nous avons développé un module de compensation temps-réel complètement autonome contrôlé par un nombre réduit de paramètres. Il peut-être utilisé avec n'importe quel ordinateur et les échanges de données se font par port série.

5.3.4.1 Architecture générale

L'architecture générale du module de compensation temps-réel est composée de trois blocs principaux (Figure 5-12) :

- Une carte d'évaluation utilisant un convertisseur analogique-numérique (CAN) delta-sigma 24 bits (TI ADS1271) deux voies permet d'acquérir la tension différentielle délivrée par l'accéléromètre Titan à une fréquence d'échantillonnage de 52,6 kHz.
- Une carte d'évaluation et de développement Xilinx (ZedBoard) permet d'exploiter un calculateur FPGA (Field-Programmable Gate Array ; Zynq 7000) exploitant un double cœur ARM cortex A9.
Cette solution présente l'intérêt de disposer d'un processeur implanté « en dur » dédié au programme CTR (langage C), permettant l'exécution rapide de calculs en nombres flottants double-précision et gérant les flux de données par contrôleurs de bus SPI (Serial Peripheral Interface).
La carte d'évaluation dispose d'une mémoire embarquée sur laquelle sont enregistrés les paramètres de contrôle et le programme permettant de réaliser la méthode CTR. Ce module fournit également l'horloge du CAN de telle sorte que tous les éléments du module CTR soient synchrones. Une interface standardisée FMC (référence Vita 57) découple les interfaces entrées/sorties du FPGA.
- Une carte d'évaluation exploitant une DDS monovoie 48 bits CMOS 300 MSPS (AD9852). Cette DDS pilote la rampe de fréquence continue en phase appliquée aux lasers Raman lors de l'interféromètre. Une fois le calcul du saut de phase effectué, le résultat est alors écrit sur le registre de phase de la DDS (codé sur 14 bits).

En amont du module CTR nous utilisons un amplificateur bas-bruit commercial (Stanford RS modèle SRS560) qui dispose d'un gain variable, d'un filtre passe-bas (utilisé comme filtre anti-repliement de spectre) et d'un filtre passe-haut (utilisé pour supprimer la composante DC du signal délivré par le Titan) dont les fréquences de coupure sont ajustables.

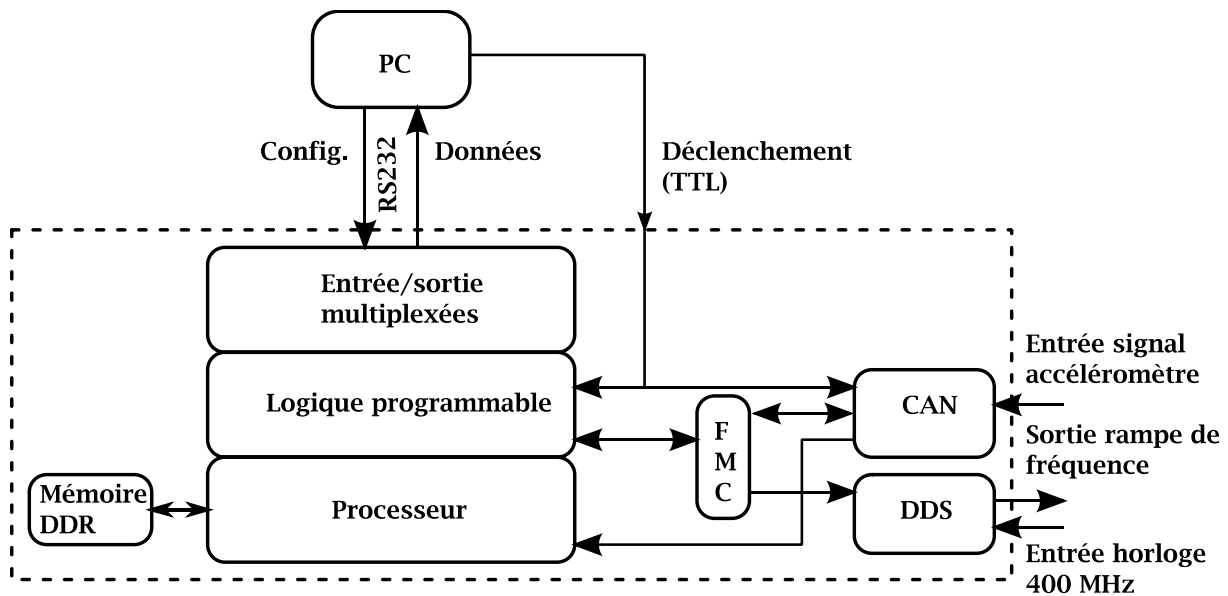


Figure 5-12 Schéma bloc simplifié du module CTR. Il repose sur trois blocs principaux : un CAN numérise la tension différentielle délivrée par le Titan ; un calculateur reposant sur la technologie FPGA joue le rôle d'ordinateur de bord ; une DDS délivre la rampe de fréquence nécessaire à la mesure de g . Le saut de phase de correction des vibrations est programmé sur le registre de phase de la DDS.

Remarque : il est intéressant de noter que l'utilisation du standard FMC dans les systèmes embarqués est actuellement en train de se généraliser.

5.3.4.2 Paramètres de contrôle

Le Tableau 6-2 en annexe D décrit les paramètres dont l'utilisateur dispose pour piloter le module CTR. Les principales variables sont également reportées sur le chronogramme présenté Figure 5-13. Le paramètre NBS (nombre), appelé facteur de sur-échantillonnage, permet de regrouper les valeurs acquises à une cadence de $f_{ech} = 52,6$ kHz par paquets de NBS points et de les moyennner avant la pondération par la fonction de sensibilité. Il en résulte alors une fréquence d'échantillonnage effective plus faible et ajustable donnée par f_{ech}/NBS . Par conséquent, les paramètres de durée sont des multiples de NBS .

5.3.4.3 Fonctionnement général, synchronisations et timings

Le CAN opère à une fréquence d'échantillonnage f_{ech} fixe de 52,6 kHz. Ceci détermine la plus petite durée $\delta t = 1/f_{ech} = 19 \mu s$ que le module CTR peut traiter. La flèche du temps est décrite par l'incrément de cette durée. Chaque instant du processus de compensation temps-réel est daté par un indice entier correspondant au nombre d'incrément ayant eu lieu par rapport à la première valeur numérisée. Dans ce travail les durées sont donc paramétrées par des nombres entiers (annexe D).

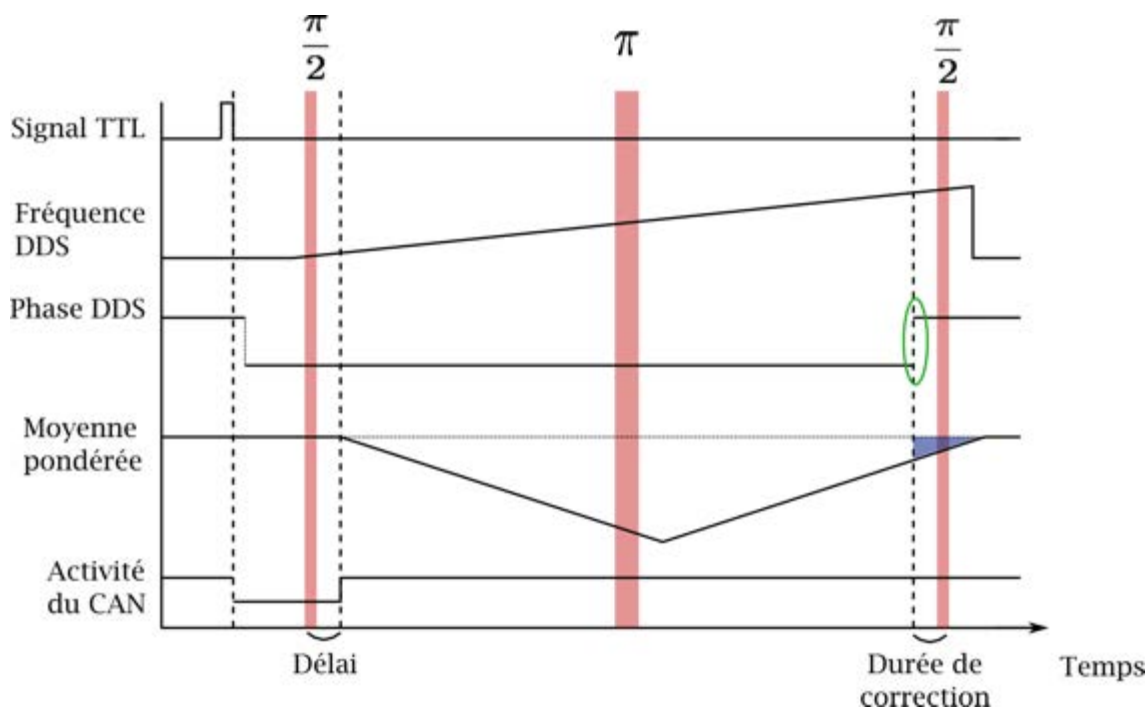


Figure 5-13 Chronogramme décrivant l'évolution des principales grandeurs impliquées par la méthode CTR au cours d'un interféromètre. Les impulsions Raman sont représentées en rouge. Le module CTR se synchronise sur le front descendant d'un signal de déclenchement TTL délivré par le système de contrôle du gravimètre atomique. Le saut de phase est entouré en vert. L'aire bleue à la fin de la moyenne pondérée correspond à l'information non prise en compte.

Le chronogramme du fonctionnement de la méthode CTR est présenté sur la Figure 5-13. Le module de compensation temps-réel est autonome mais doit fonctionner de manière synchrone avec le cycle de mesure du gravimètre atomique.

Par défaut, le CAN (cadencé par la carte d'évaluation du FPGA) acquiert en continu le signal d'accélération verticale délivré par le Titan.

Une impulsion TTL délivrée par le programme de contrôle de l'interféromètre atomique interrompt le fonctionnement du convertisseur et déclenche le processus de calcul du saut de phase. La durée séparant l'instant auquel est reçu l'impulsion TTL et l'instant auquel est disponible la première valeur numérisée à prendre en considération est connue. Elle est déterminée par le temps dont le CAN a besoin pour se re-synchroniser suite à son interruption (2430 μ s) et par un déphasage global introduit par le CAN lui-même (740 μ s). Cette durée a été mesurée conforme aux spécifications. Nous lui ajoutons la valeur du délai optimum de 500 μ s (§ 0) afin d'optimiser la qualité des corrélations (§ 5.2). Ceci détermine dans la séquence de mesure du gravimètre l'instant auquel le signal de déclenchement doit être généré. La stabilité de l'instant auquel la première valeur d'accélération numérisée est disponible a été mesurée à 76 μ s.

Après s'être re-synchronisé suite à la réception du signal TTL, le convertisseur recommence son acquisition et la DDS déclenche la rampe de fréquence. Chaque valeur nouvellement numérisée est stockée dans la mémoire tampon du convertisseur et celui-ci avertit le FPGA qu'une nouvelle donnée est disponible. Celui-ci la récupère et la prend en compte dans le calcul du déphasage atomique dû aux vibrations.

Après un nombre d'itérations, correspondant à la somme du délai temporel et de la durée de l'interféromètre à laquelle nous retranchons la durée nécessaire à la correction temps-réel, le FPGA achève le calcul de la correction de phase. Le saut de phase est effectif sur la rampe de fréquence quelques centaines de microsecondes avant la troisième impulsion Raman (Figure 5-13).

5.3.4.4 Programme du calcul de la correction de phase et informations retournées par le module CTR

Programme de calcul. Nous présentons succinctement les étapes du calcul réalisé par le FPGA.

- (1) Nouvelle valeur numérisée disponible.
- (2) Incrémentation des calculs. Calcul (a) : pondération des valeurs numérisées par la fonction de sensibilité de l'interféromètre atomique (support triangulaire). Calcul (b) : Moyenne simple des valeurs numérisées.
- (3) Le résultat partiel du calcul (a) est converti en radian 400 μ s avant la troisième impulsion Raman. Ceci constitue une sous-estimation du déphasage atomique dû aux vibrations. Pendant ce temps, les calculs (a) et (b) continuent.
- (4) La sous-estimation du déphasage atomique dû aux vibrations est ramenée dans $[0 ; 2\pi]$, codé sur 14 bits et programmé sur le registre de phase de la DDS. La correction de phase est alors envoyée sur les lasers Raman.
- (5) A la fin de l'interféromètre, la moyenne pondérée (calcul (a)) est achevée.
- (6) Le calcul (b) est achevé. Les résultats sont présentés sur le port série du module CTR.

Informations retournées. A chaque cycle de mesure, le FPGA renvoie sur le port série du module CTR cinq grandeurs, décrites dans le Tableau 5-4.

Tableau 5-4 Informations retournées par le module CTR à chaque cycle de mesure. L'utilisation de l'électronique numérique permet de conserver la valeur numérique de la correction de phase qui a été appliquée, de calculer le déphasage atomique induit par les vibrations ressenties par le miroir et d'estimer l'erreur introduite par la troncature du support triangulaire de la fonction de sensibilité.

Grandeur physique	Dimension
Correction de phase envoyée sur les lasers Raman. Résultat du calcul partiel du déphasage dû aux vibrations (fonction de sensibilité tronquée), ramené dans $[0 ; 2\pi]$.	radian
Résultat du calcul complet du déphasage atomique dû aux vibrations (fonction de sensibilité complète) (calcul (a))	radian
Erreur due à la troncature de la fonction de sensibilité	radian
Nombre de franges d'interférence qui auraient été parcourues du fait du des vibrations	Nombre entier relatif
Tension moyenne délivrée par le Titan (calcul (b))	volt

Ainsi nous avons accès à chaque cycle au déphasage atomique dû aux vibrations ayant affecté le miroir de rétro-réflexion pendant l'interféromètre, et à la correction de phase qui a été imprimée sur les faisceaux lasers.

5.3.5 Résultats pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms

Nous présentons ici les résultats obtenus en utilisant le module de compensation temps-réel. Nous les comparons aux performances rappelées dans les Tableau 5-2 et Tableau 5-3 et nous discutons des limitations actuelles et à venir.

Dans cette section, le caisson d'isolation thermique et acoustique est fermé et sauf mention contraire le gravimètre est posé au sol. La pente de la rampe de fréquence est ajustée pour que l'interféromètre atomique opère à flanc de frange. L'interféromètre a une durée de $2T = 100$ ms, avec un temps de cycle de 500 ms. La durée d'une impulsion $\pi/2$ est de 4 μ s, pour un contraste de 13 %. Le signal de sortie du Titan est pré-amplifié avant la numérisation et sa tension de décalage est supprimée à l'aide

d'un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure f_{cph} est variable. Nous utilisons de plus un filtre anti-repliement de spectre de fréquence de coupure f_{cpb} ajustable.

5.3.5.1 Réjection en configuration « strap-down »

La première partie de l'étude a consisté à faire varier les différents paramètres expérimentaux afin de trouver le meilleur facteur réjection des vibrations R . Le tableau ci-dessous présente les paramètres expérimentaux permettant d'obtenir une réjection de $R = 58$.

Tableau 5-5 Paramètres expérimentaux de la méthode CTR permettant d'atteindre un facteur de réjection de $R=58$ lorsque le gravimètre opère à mi-frange, posé au sol. L'interféromètre est de durée $2T = 100$ ms et son contraste est de 13 %.

Paramètres	Valeur
Gain du pré-amplificateur bas bruit	50
Fréquences de coupure des filtres	$f_{cph} = 0,1$ Hz ; $f_{cpb} = 30$ kHz
Facteur de sur-échantillonnage	3
Nombre de points composant le triangle	1756
Délai	1,25 ms
Instant de correction	120 μ s

La valeur du délai mentionné ci-dessus comprend le délai permettant de maximiser les corrélations (500 μ s), et la contribution supplémentaire pour tenir compte du déphasage introduit par le CAN (spécifié à 750 μ s). Elle dépend également de l'instant auquel le signal TTL de déclenchement est émis par rapport à la première impulsion Raman.

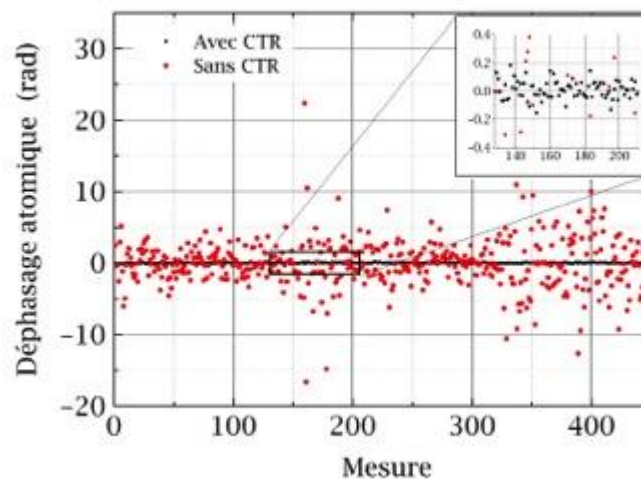


Figure 5-14 Illustration de la réjection du bruit de vibration par la méthode CTR. Le gravimètre est posé au sol et opère à flanc de frange. L'interféromètre a une durée de $2T = 100$ ms et son contraste est de 13 %. Les points noirs représentent les fluctuations résiduelles $\Delta\phi_{vib}$ de la phase atomique lorsque la méthode CTR est en fonctionnement. Chaque point rouge représente le déphasage atomique calculé dû aux vibrations du sol.

Remarque: Les gains du pré-amplificateur supérieurs à 50 ne permettent pas de gagner significativement lorsque le gravimètre est posé au sol. Dans ces conditions, l'amplitude du signal à numériser correspondant à un bruit de vibration typique est voisine de la gamme d'entrée du CAN.

Avec ces paramètres expérimentaux, nous obtenons la réjection présentée sur la Figure 5-14 pour des mesures réalisées en fin de journée. Les fluctuations de phase résiduelles ont un écart-type de 57 mrad. Ceci correspond à une sensibilité court-terme à l'accélération de $1,0 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ à 1 seconde (pour laquelle les corrélations avec les axes horizontaux n'ont pas été soustraites). Le bruit de détection limitait alors la sensibilité de la mesure à $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à 1 seconde.

En reprenant le Tableau 5-2, nous constatons que la méthode CTR permet d'atteindre une sensibilité à l'accélération aussi bonne que la méthode de post-correction utilisant le Titan, et meilleure que la sensibilité court-terme démontrée avec le gravimètre à un seul faisceau utilisant une plateforme anti-vibrations [39]. Nous démontrons ainsi que cette technique permet à un gravimètre atomique transportable d'atteindre sans plateforme d'isolation des sensibilités court-terme permettant de suivre les signaux géophysiques d'intérêt (§ 2.1.1).

Malgré l'optimisation du délai, du facteur d'échelle et de l'instant de correction, la sensibilité court-terme du gravimètre est limitée par un plancher de bruit correspondant à des fluctuations de phase résiduelles dont l'écart-type est de 55 mrad à un coup, supérieur au bruit de détection (correspondant lui typiquement à un écart-type de l'ordre de 40 mrad à un coup). Nous étudions maintenant l'impact du bruit propre de notre chaîne d'acquisition.

5.3.5.2 Efficacité de réjection en régime de faible vibration et bruit propre

Régime de faibles vibrations. Afin de déterminer si notre chaîne d'acquisition (Figure 5-15) et de traitement du signal limite la réjection des vibrations, nous réalisons la même étude que dans le paragraphe précédent avec la plateforme d'isolation passive des vibrations en position « flottante ». Le miroir de rétro-réflexion est maintenant soumis à un régime de bruit de vibration beaucoup plus faible. Les fluctuations sur la phase atomique ont un écart-type de l'ordre de 80 mrad. Pour un interféromètre dont les caractéristiques sont les mêmes qu'au paragraphe précédent, la méthode CTR permet dans cette situation d'améliorer la sensibilité typique d'environ 20 % à un niveau de $8 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

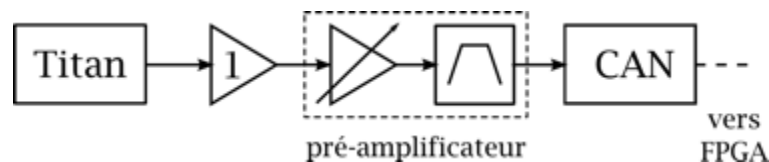


Figure 5-15 Schéma bloc de la chaîne d'acquisition du signal d'accélération verticale délivré par le Titan lors de la mise en œuvre de la méthode CTR. Ces étapes permettent de mettre en forme le signal avant sa numérisation par le CAN du module CTR.

Bruit propre du module CTR. Afin d'estimer le bruit propre du module CTR, nous déterminons l'écart-type des déphasages calculés dû aux vibrations lorsqu'une résistance de $R=50 \Omega$ est placée en entrée du CAN. La résistance R présente à ses bornes un bruit blanc de tension (bruit de Johnson) caractérisé par $\sigma_V = \sqrt{4k_bTR\Delta f} \approx 2 \times 10^{-7} \text{ V}$, où k_b est la constante de Boltzmann, T la température ambiante et Δf la bande passante de l'acquisition par le CAN. La distribution des déphasages calculés pour cette tension présente un écart-type de 3 mrad (pour un gain de pré-amplification pris égal à 1).

Ces deux résultats démontrent ainsi qu'à l'heure actuelle ce n'est pas le bruit propre du module CTR qui limite la réjection des vibrations lorsque le gravimètre est posé au sol.

5.3.5.3 Contrôle exact de la phase de l'interféromètre

Afin d'illustrer le contrôle que nous avons sur la phase moyenne de l'interféromètre atomique, nous ajoutons à chaque mesure i un incrément de phase β à la correction envoyée sur les lasers Raman pendant que la méthode CTR est en fonctionnement. En reprenant les notations du paragraphe 5.3.1, cela revient à modifier la phase moyenne de l'interféromètre atomique selon une suite arithmétique $\varphi_{supp}(i) = \varphi_{supp}(i - 1) + \beta$. Il en résulte un balayage contrôlé de la figure d'interférence, dont la période dépend de β (Figure 5-16).

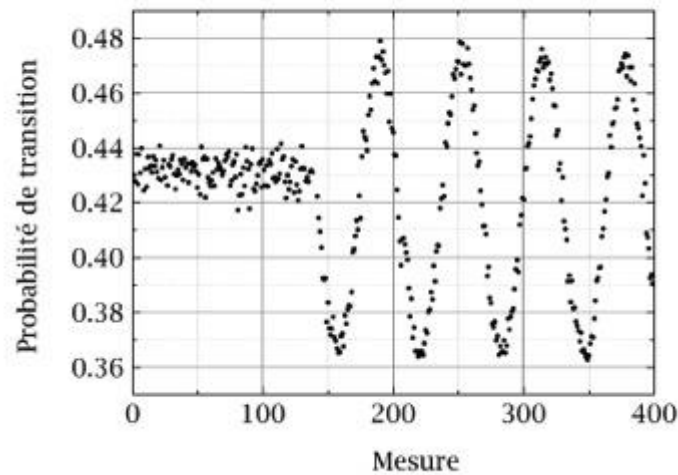


Figure 5-16 Balayage contrôlé de la figure d'interférence alors que le gravimètre est posé au sol et opère à flanc de frange. La méthode de CTR permet de ramener tous les points de mesure à mi-frange (partie gauche de la courbe). L'ajout contrôlé supplémentaire d'un incrément de phase $\beta = 100$ mrad à chaque cycle de mesure permet de parcourir les franges d'interférence (partie droite de la courbe).

La Figure 5-16 montre que pour un gravimètre atomique posé au sol opérant à flanc de frange, la méthode CTR permet de ramener tous les points de mesure à mi-frange, même en présence de bruit de vibration important dû à un environnement urbain comme le centre de Paris. Elle illustre également le fait que nous contrôlons de manière exacte la phase moyenne de l'interféromètre. En outre, l'utilisation de l'électronique numérique permet de conserver l'information sur la correction de phase qui a été appliquée.

5.3.5.4 Sensibilité court-terme

Nous avons dans un premier temps optimisé la réjection des vibrations en maximisant le facteur R . La sensibilité court-terme obtenue par la méthode CTR a été caractérisée par l'écart-type simple des fluctuations résiduelles de la phase atomique sur des temps d'intégration de quelques minutes. Cependant, l'outil le plus adapté pour mieux comprendre la limite de la sensibilité à l'accélération et son comportement long-terme est l'écart-type d'Allan [76].

Après une première série de mesure pour un interféromètre de durée $2T = 100$ ms, nous allongeons ce temps d'interrogation afin d'atteindre de meilleures sensibilités à l'accélération. La durée maximale qui nous est accessible est $2T = 117$ ms, limitée par les dimensions physiques de l'enceinte à vide du gravimètre utilisé et les caractéristiques de la séquence de mesure. Nous bénéficions dans la suite d'un important travail d'optimisation du nombre d'atomes utiles, du contraste et du bruit de détection.

5.3.6 Passage à un temps d'interrogation $2T = 117$ ms et asservissement sur le flanc de la frange

Dans cette partie, le caisson d'isolation acoustique et thermique est fermé et sauf mention contraire le gravimètre est posé au sol. L'interféromètre a une durée de $2T = 117$ ms, avec une fréquence de cycle de 2 Hz. La durée d'une impulsion Raman $\pi/2$ est $6 \mu\text{s}$ (contraste de 17 %).

Pour atteindre un temps d'interrogation de 117 ms, nous avons retardé la séquence de détection et diminué la durée de l'impulsion micro-onde servant à sélectionner les atomes dans l'état interne $|F = 2; m_f = 0\rangle$ à 3 ms. Une bonne efficacité de sélection avec cette nouvelle durée nécessite une puissance micro-onde supérieure à ce que peut délivrer la chaîne de synthèse du gravimètre actuel. Pour palier à cela, nous utilisons la « voie de sélection » de la référence de fréquence compacte développée pour le prototype MiniAtom (§ 4.3.2).

5.3.6.1 Record de sensibilité

On montre qu'avec cette configuration d'interféromètre, la méthode CTR permet d'atteindre une sensibilité record de $5,1 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde en environnement urbain en fin de journée (Figure 5-17). Ceci est au niveau de la sensibilité de $5,5 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde précédemment rapportée [114] et obtenue sur le même site en pleine nuit à l'aide d'un interféromètre de durée $2T = 100$ ms, et une fréquence de cycle de 3,8 Hz. Pour notre mesure, le bruit de détection limitait la sensibilité de l'interféromètre à un niveau de $2,5 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde (ceci correspond à des fluctuations résiduelles de la phase atomique d'écart-type 20 mrad).

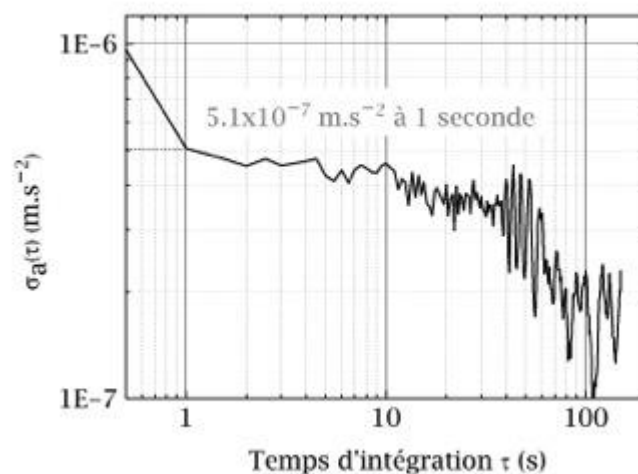


Figure 5-17 Ecart-type d'Allan du signal d'accélération mesuré par le gravimètre à flanc de frange. Il s'agit du record de sensibilité à l'accélération à une seconde pour un gravimètre posé au sol en environnement urbain grâce à la réjection du bruit de vibration par la méthode CTR. L'interféromètre est de durée $2T = 117$ ms avec un contraste de 17 %. Les corrélations résiduelles avec les axes horizontaux ont été soustraites. Nous démontrons ainsi que la méthode CTR permet d'atteindre une sensibilité à l'accélération de $5,1 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

Ces performances ont été obtenues pour des valeurs des paramètres expérimentaux de la méthode CTR résumées dans le Tableau 5-6.

Tableau 5-6 Paramètres expérimentaux de la méthode CTR permettant au gravimètre posé au sol d'atteindre la sensibilité à l'accélération record de 51 μGal à une seconde. L'interféromètre a une durée de $2T = 117 \text{ ms}$, pour un contraste de 17 %, avec un taux de répétition de la mesure de 2 Hz.

Paramètres	Valeur
Gain du pré-amplificateur bas bruit	50
Fréquences de coupure des filtres	$f_{\text{cph}} = 0,03 \text{ Hz}$; $f_{\text{cpb}} = 10 \text{ kHz}$
Facteur de sur-échantillonnage	4
Nombre de points composant le triangle	1540
Délai (« Offset »)	1,2 ms
Instant de correction	230 μs

La Figure 5-17 montre qu'au delà de quelques secondes d'intégration, la sensibilité de la mesure n'est pas limitée par du bruit blanc (pour lequel l'écart-type d'Allan devrait décroître en $1/\sqrt{\tau}$, où τ est le temps d'intégration) comme c'est le cas en présence bruits non corrélés [75]. Ceci limite la sensibilité de la mesure sur les temps longs. Après avoir supprimé des boucles de masse dans le montage expérimental, nous obtenons une sensibilité à l'accélération typique de l'ordre de $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde en journée avec la méthode CTR (Figure 5-18). L'évolution de la sensibilité en fonction du temps d'intégration se rapproche désormais beaucoup plus d'une décroissance en $\tau^{-1/2}$. Pour ces mesures, le bruit de détection limitait la sensibilité à un niveau de $4 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde (ceci correspondant à des fluctuations de la phase atomique d'écart-type 30 mrad).

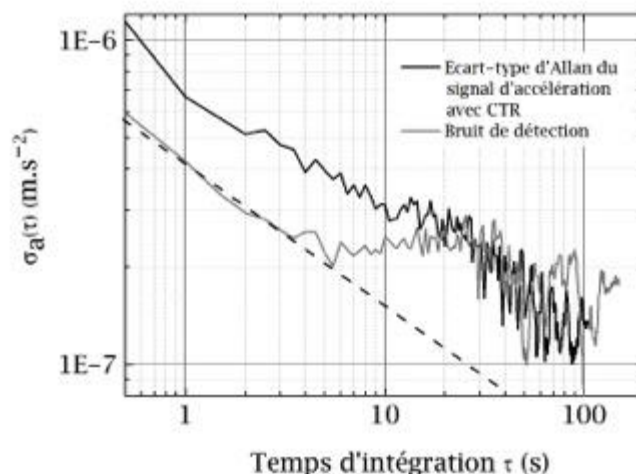


Figure 5-18 Ecart-type d'Allan du signal d'accélération typique mesuré par le gravimètre posé au sol opérant à flanc de frange (en noir) et écart-type d'Allan du bruit de détection ramené en accélération (en gris clair). La courbe noire est représentative du niveau de sensibilité à l'accélération atteint pendant la journée à Paris avec la méthode CTR pour un interféromètre de durée $2T = 117 \text{ ms}$, de contraste 17 %. Le bruit de détection de l'interféromètre limite rapidement la sensibilité à l'accélération. La courbe pointillée représente une décroissance en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration.

Au bout de dix secondes d'intégration une légère rupture de pente apparaît sur l'écart-type d'Allan du signal d'accélération (Figure 5-18). La sensibilité de la mesure devient alors limitée par les fluctuations de contraste et de valeur moyenne de l'interférogramme. Afin de rejeter cet effet nous allons asservir le point de fonctionnement du gravimètre à mi-frange.

5.3.6.2 Asservissement à flanc de frange

Pour réaliser cet asservissement, la pente de la rampe de fréquence est ajustée pour que l'interféromètre atomique opère en bas de la frange centrale. Nous modulons, grâce au paramètre φ_{supp} de l'équation (5.8), la valeur moyenne de la phase de correction temps-réel des vibrations de plus ou moins $\pi/2$ d'un coup à l'autre, de telle sorte que la mesure soit toujours réalisée à mi-frange, alternativement à gauche et à droite du bas de la frange centrale. Nous détectons alors une dérive de la phase moyenne de l'interféromètre à partir des mesures successives de la probabilité de transition P_i et P_{i+1} .

En pratique, nous construisons une correction $G(P_{i+1} - P_i)$ qui est ajoutée à chaque cycle à la valeur moyenne de la phase de correction temps-réel. La méthode CTR, ramenant chaque point de mesure à mi-frange, même en présence de bruit de vibration important, permet de réaliser un intégrateur qui asservit le point de fonctionnement de l'interféromètre sur la zone de sensibilité maximale.

La constante de temps de cette boucle d'asservissement est déterminée par G . Même si l'observable reste toujours la probabilité de transition, l'information sur la sensibilité à l'accélération est maintenant contenue dans l'incrément de correction $G(P_{i+1} - P_i)$. Nous représentons sur la Figure 5-19 l'écart-type d'Allan du signal de correction de l'asservissement pour observer son effet sur la sensibilité de la mesure.

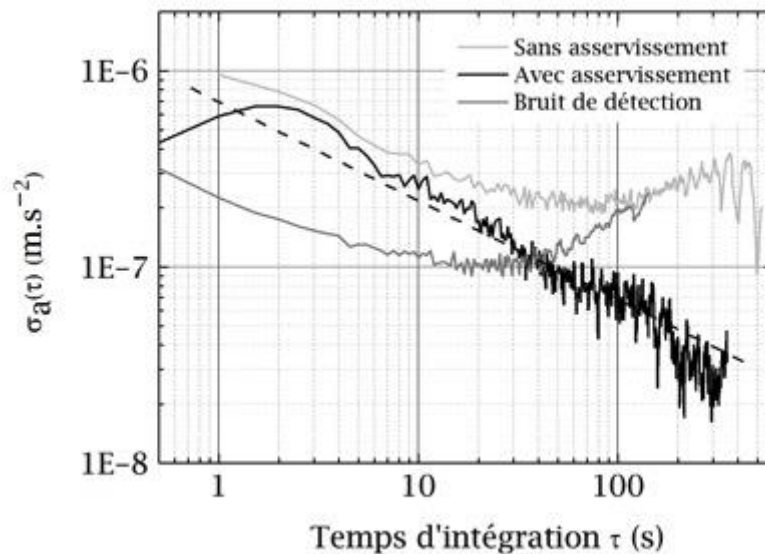


Figure 5-19 Courbe noire (resp. courbe gris clair) : Ecart-type d'Allan du signal d'accélération délivré par le gravimètre atomique utilisant la méthode CTR avec l'asservissement de son point de fonctionnement à mi-frange (resp. sans asservissement du point de fonctionnement). Courbe gris foncé : écart-type d'Allan de l'influence du bruit de détection, rapporté en accélération. L'asservissement sur le flanc de la frange permet d'atteindre une sensibilité de $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ après 300 secondes d'intégration. Les corrélations résiduelles avec les axes horizontaux ont été soustraites. La courbe pointillée représente une décroissance en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration. Nous extrapolons une sensibilité court-terme équivalente à une seconde de $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

La Figure 5-19 montre que, lorsque la boucle d'asservissement est ouverte, l'écart-type d'Allan du signal d'accélération (correspondant aux points de mesure pris sur la gauche de la frange centrale) remonte au bout de quelques dizaines de secondes d'intégration (courbe gris clair). Ceci est dû aux fluctuations de contraste et de valeur moyenne de l'interféromètre. En revanche en boucle fermée

(courbe noire), l'écart-type d'Allan du signal d'accélération n'est plus sujet à ces dérives expérimentales.

L'asservissement dégrade la sensibilité court-terme de la mesure, et introduit une bosse caractéristique pour $\tau = 2$ s dont l'allure dépend de la valeur de G. Dans cette situation, la sensibilité à l'accélération est donnée, pour des temps suffisamment longs, par la pente de la courbe noire épousant une asymptote de décroissance en $1/\sqrt{\tau}$. Nous associons à ce comportement une sensibilité court-terme, correspondant à la valeur de cette asymptote pour $\tau = 1$ s. Dans le cas présent, la méthode CTR associée à l'asservissement du point de fonctionnement du gravimètre à mi-frange permet d'atteindre une sensibilité à l'accélération d'environ $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}\text{Hz}^{-1/2}$ lorsque l'instrument est posé au sol. Nous atteignons une sensibilité moyen-terme de $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ ($3 \mu\text{Gal}$) après 300 secondes d'intégration.

Remarque 1 : Nous bénéficions pour ces mesures d'un bruit de détection particulièrement bien optimisé, puis qu'il ne limite la sensibilité à l'accélération qu'à un niveau de $2 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde.

Remarque 2 : La mesure en boucle d'asservissement fermée, présentée Figure 5-19, a été réalisée en journée. Des mesures réalisées la nuit lorsque le bruit de vibration est moins important [64], ne montrent pas d'amélioration significative de la sensibilité du gravimètre utilisant la méthode CTR.

5.3.6.3 Bilan des contributions et limitations actuelles

Maintenant que nous sommes en mesure de rejeter certaines dérives de l'interféromètre atomique, nous cherchons à comprendre la limite à la sensibilité court-terme. Nous nous intéressons aux fluctuations de phase résiduelles pour déterminer les facteurs limitant présents et à venir. Le Tableau 5-7 liste les contributions connues quantifiées.

Tableau 5-7 Différentes contributions aux fluctuations court-terme de phase résiduelles et impact sur la sensibilité court-terme pour la méthode CTR. Cas d'un interféromètre de durée $2T = 117$ ms et de temps de cycle 500 ms.

Contributions	σ_ϕ (mrad/mesure)	σ_a ($\text{m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$)
Fluctuations de phase plancher (gravimètre posé au sol et opérant à flanc de frange) avec la méthode CTR	50	$6,5 \times 10^{-7}$
Bruit de détection typique	30	4×10^{-7}
Bruit propre du Titan	2,5	3×10^{-8}
Réjection limite des vibrations par corrélation	21	$2,7 \times 10^{-7}$
Bruit propre chaîne d'acquisition	3	4×10^{-8}
Erreur de troncature	2	$2,5 \times 10^{-8}$
Gigue temporelle du délai	7,5	1×10^{-7}
Total	37	$4,9 \times 10^{-7}$

Erreur de troncature. Le module CTR renvoie à chaque cycle de mesure l'erreur commise lors de la troncature de la fonction de sensibilité (Tableau 5-4). Pour un instant de correction de 400 μs , la distribution de ces valeurs présente un écart-type d'environ 2 mrad.

Gigue temporelle. Nous avons mesuré à l'oscilloscope numérique que l'instant auquel les données numérisées sont disponibles était stable à 76 μs près. En reprenant les résultats du paragraphe 5.3.3, cela signifie que cette gigue peut limiter la sensibilité à un niveau de $1 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$. Il s'agit d'une sur-estimation.

⁷ Rappel : $1 \text{ Gal} = 10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$; $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \approx 10^{-9} \text{ g}$

Référence de tension. Nous avons montré que les fluctuations de température à l'intérieur du module CTR pouvaient induire des fluctuations de la phase atomique moyenne de l'ordre de 15 mrad sur des échelles de temps de l'ordre de la demi heure (§ 5.3.3).

Erreur de facteur d'échelle. Nous corrigeons ce type d'erreur en ajustant l'interférogramme enregistré par une méthode de post-corrélation classique (Figure 5-2) par une fonction sinusoïdale. En revanche, la non-linéarité du facteur d'échelle en fréquence est plus difficile à caractériser.

Bruit de numérisation. L'estimation est faite dans l'annexe D pour un gain de pré-amplification de 20.

Position de l'accéléromètre par rapport au miroir de rétro-réflexion. Malgré nos précautions, le Titan n'enregistre pas exactement les vibrations subies par le miroir. Ceci impose donc une limite à la qualité des corrélations entre la mesure de l'accélération par le capteur auxiliaire et la mesure de l'accélération par l'interféromètre atomique. Il sera nécessaire de prendre en compte cette fonction de transfert supplémentaire.

Bruits électroniques et boucles de masse résiduels. Le signal de sortie du Titan est acheminé au pré-amplificateur par de longs câbles coaxiaux. Un montage à amplificateur opérationnel l'isole de la chaîne d'acquisition. Cette partie du dispositif est susceptible de capter du bruit électronique qui est pris en compte dans le calcul de la correction temps-réel alors qu'il ne correspond pas à du bruit de vibration, conduisant à une sur-corrrection.

Nous constatons que la contribution la plus importante est la qualité des corrélations. En effet, nous avons utilisé un accéléromètre commercial, non optimisé. Le développement d'un capteur auxiliaire spécifique pour permettre d'obtenir des sensibilités encore meilleures.

5.3.6.4 Suggestion de limitation et perspectives d'amélioration

Qualité des corrélations en hautes fréquences. La période propre des oscillations de la plateforme anti-vibration en mode « flottant » est d'environ 0,5 Hz. Si nous excitons ce mode propre alors que le gravimètre opère à mi-frange avec la méthode CTR, nous obtenons des facteurs de réjection des vibrations de l'ordre de $R = 75$. Ceci est supérieur aux taux de réjection obtenus lorsque le gravimètre est posé au sol. A l'heure actuelle, nous expliquons le plancher de réjection lorsque l'interféromètre atomique est posé au sol par la qualité limitée des corrélations pour des fréquences supérieures à 50 Hz. Dans ce cas, l'efficacité de la méthode CTR serait encore améliorée en utilisant des systèmes d'amortissement passifs simples (pieds de la tête de capteur montés sur des cales en mousse ou en caoutchouc).

Mesure de la fonction de transfert. Il pourrait être intéressant de mesurer directement la fonction de transfert reliant le signal du Titan au déphasage atomique mesuré en sortie d'interféromètre en excitant le miroir de rétro-réflexion à différentes fréquences dans la bande [1 Hz ; 400 Hz]. Nous aurons ainsi accès à la fonction de transfert liant le miroir de rétro-réflexion à l'accéléromètre Titan. Ceci permettra également d'estimer la non-linéarité du facteur d'échelle pour les fréquences voisines de 100 Hz (Figure 5-5) ou d'éventuelles résonances mécaniques au niveau de la liaison miroir/accéléromètre.

Régulation en température de l'électronique de la méthode CTR. Pour atteindre à terme les meilleures sensibilités à l'accélération d'un gravimètre atomique [40], il sera nécessaire d'asservir la température interne du module CTR.

Le Tableau 5-7 montre qu'une ou plusieurs sources de bruit ou d'imperfections limitent la qualité des corrélations et notre capacité de réjection des vibrations par la méthode CTR. L'étude de ces effets sera nécessaire afin d'atteindre les sensibilités proche de l'état de l'art, notamment en vue d'utiliser notre méthode sur des dispositifs expérimentaux de laboratoire.

Les synthétiseurs DDS sont un outil de choix pour contrôler précisément l'amplitude, la fréquence et la phase d'une onde laser pour des expériences de physique atomique [119]. Nous avons montré que le développement de la méthode CTR s'appuyant sur ce type de synthétiseurs permet de rejeter le bruit de vibration affectant un gravimètre opérant au sol sans plateforme d'isolation en ramenant chaque point de mesure à mi-frange (Figure 5–14). Cet outil nous permet de contrôler la phase moyenne de l'interféromètre de manière agile même en présence de bruit de vibration important (Figure 5–16) et d'atteindre de bonnes sensibilités à l'accélération (Figure 5–19).

Nous démontrons un système de filtrage des vibrations dont le volume physique est celui d'un boîtier électronique d'environ 3 litres pour une masse de moins de 2 kg. En rejetant efficacement le bruit de vibration, la méthode CTR permet d'atteindre plus rapidement les niveaux de sensibilité intéressants de l'instrument.

5.3.7 Hybridation d'un accéléromètre mécanique et d'un accéléromètre atomique absolu

L'intérêt d'utiliser un capteur auxiliaire couplé DC est d'obtenir, du fait de la linéarité de sa fonction de transfert, de bonnes corrélations à basses et très basses fréquences. La tension de décalage du signal de sortie de l'accéléromètre Titan varie fortement avec la température, ce qui provoque d'importantes dérives de la phase atomique moyenne. Jusqu'à présent, la tension de décalage était supprimée à l'aide d'un filtre passe-haut analogique de fréquence de coupure typique de 0,03 Hz. Nous proposons dans cette partie une nouvelle approche permettant de supprimer ces dérives sans déformer le signal de sortie du Titan et en conservant toute la bande-passante du capteur auxiliaire.

Nous montrons alors que nous obtenons un accéléromètre hybride exact de très grande bande-passante [DC - 430 Hz]. Nous discutons alors du concept et de plusieurs applications potentielles.

5.3.7.1 Position du problème

L'accéléromètre Titan est couplé DC donc, en l'absence de filtre passe-haut, le signal utilisé pour la réjection des vibrations s'écrit $V_{\text{Titan}}(t) = V_{\text{utile}}(t) + V_{\text{OS}}$ où V_{OS} est la tension de décalage du capteur, dénuée de sens physique et sujette à de fortes dérives. Lors du calcul du saut de phase par la méthode CTR, cette tension est « vue » comme un terme constant d'accélération. Le déphasage atomique calculé dû aux vibrations s'écrit, $\phi_{\text{Titan}} = \phi_{\text{vib}} + \phi_{\text{OS}}$. Comme nous l'avons présenté au paragraphe 5.3.4.4, ϕ_{Titan} est ramené dans $[0 ; 2\pi]$ puis programmé sur le registre de phase de la DDS. Nous mesurons alors en sortie de l'interféromètre (à partir de l'équation (5.7)):

$$P_i = A - B \cos((\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - \alpha)T^2 + \varphi_{\text{supp}} - \phi'_{\text{vib}} - \phi'_{\text{OS}} + \phi_{\text{vib}}) \quad (5.9)$$

où ϕ'_{OS} est ce qu'il reste de ϕ_{OS} après avoir ramené ϕ_{Titan} dans $[0 ; 2\pi]$. Ce qui donne en notant $e = (\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - \alpha)T^2$:

$$P_i = A - B \cos(e - \phi'_{\text{OS}} + \varphi_{\text{supp}} + \Delta\phi_{\text{vib}}) \quad (5.10)$$

En utilisant un capteur auxiliaire classique couplé DC, nous introduisons dans le calcul du déphasage atomique dû aux vibrations utilisé par la méthode CTR une contribution ϕ_{OS} . Ceci ajoute à la phase moyenne de l'interféromètre atomique un terme de phase supplémentaire ϕ'_{OS} . Dans la mesure où la tension de décalage du signal de sortie du Titan varie dans le temps (notamment du fait de la température extérieure) l'enjeu est alors de pouvoir discriminer l'effet d'une variation lente de la tension de décalage du capteur auxiliaire (donc de ϕ'_{OS}), d'une variation lente de l'accélération utile sans perte d'information ni déformation du signal (§ 2.1.1).

A titre d'exemple nous représentons sur la Figure 5-20 les variations de g enregistrées les 10 et 11 avril 2014 par le gravimètre relatif supraconducteur iGrav-005 en fonctionnement sur le site du LNE à Trappes (§ 2.1.6). Outre la variation temporelle de g due aux marées, nous observons la signature de deux séismes survenus dans la nuit du 10 au 11 avril. L'étude des phénomènes pré et post-sismiques nécessite de pouvoir suivre l'accélération sur des échelles de temps allant de la dizaine de seconde à plusieurs minutes.

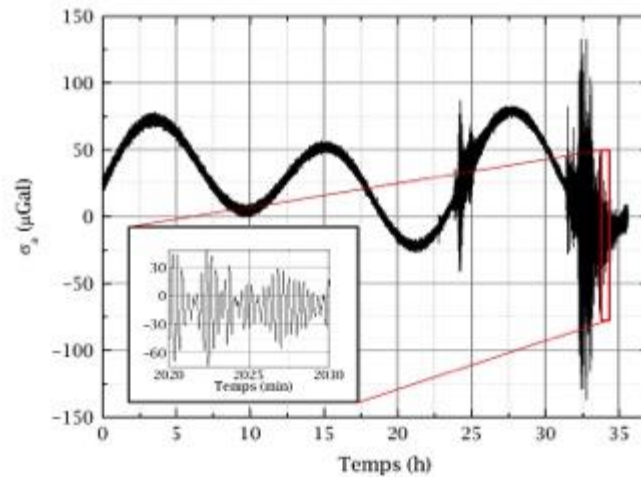


Figure 5-20 Signal d'accélération (en μGal) délivré par le gravimètre relatif supraconducteur iGrav-005 en fonctionnement sur le site du LNE à Trappes à partir du 10 avril 2014 à minuit (UTC). Nous observons la signature de deux séismes ayant eu lieu dans la nuit du 10 au 11 avril.

Tableau 5-8 Niveaux d'intérêt (amplitude et temps caractéristique) en géophysique et en navigation dans la gamme des basses voire très basses fréquences. Les amplitudes sont exprimées en variation d'accélération, et en variation de phase atomique et de tension de décalage équivalentes. Nous considérons un interféromètre de durée $2T = 117 \text{ ms}$ opérant à 2 Hz.

Origine physique/Applications	Temps caractéristique	Δa (10^{-8} m.s^{-2})	$\Delta\Phi_{atom.}$ (mrad)	ΔV (μV)
Activité post- et pré-sismique	10 secondes 1 minute	20	11	30
Surcharge océanique	Quelques heures	5	3	8
Marées	6 heures	100	55	160
Evolution des masses dans l'atmosphère	quelques heures/jours	10	5	16
Cartographie anomalies de gravité	Quelques heures	10	5	16
Gravimétrie embarquée (Ex. : sous-marin) pour détection d'anomalies de gravité	Quelques heures	100	55	1660
Gravimétrie spatiale	1 an	10	5	16
Navigation commerciale (cas d'un trajet transatlantique en avion)	10 heures	1000	550	1660

Les variations d'accélération présentées sur la Figure 5-20 constitue un exemple qui permettent de fixer des contraintes sur la stabilité long-terme de la phase moyenne de l'interféromètre que nous traduisons en une stabilité long-terme de la tension de décalage de l'accéléromètre auxiliaire utilisé

pour la méthode CTR. Nous regroupons dans le Tableau 5-8 des ordres de grandeurs de variations d'accélération d'intérêt (en basse et très basse fréquence).

Nous illustrons maintenant le comportement de la tension de décalage du signal de sortie de l'accéléromètre auxiliaire dans diverses conditions. Sur la Figure 5-21, la tête de capteur du gravimètre est placée dans un boîtier d'isolation thermique. Nous enregistrons au cours d'une nuit les variations de température du Titan à l'aide d'une thermistance, pendant que le module CTR calcule le déphasage atomique dû aux vibrations (à 2 Hz, fréquence de cycle du gravimètre).

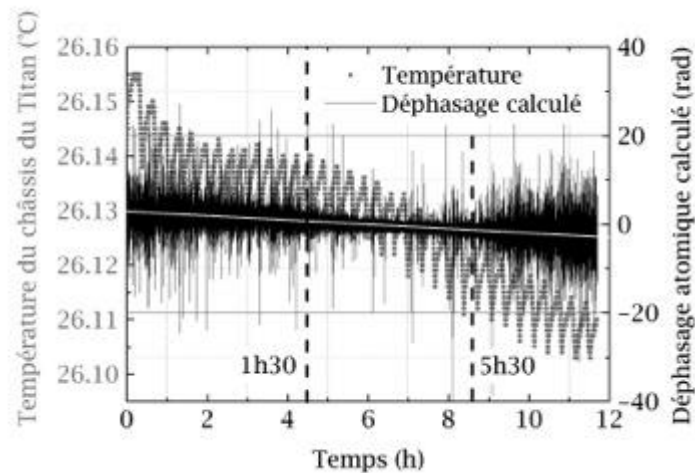


Figure 5-21 Variations du déphasage calculé dû aux vibrations pour $2T = 100$ ms (en noir) et de la température extérieure du Titan (points gris) au cours d'une nuit. La tête de capteur du gravimètre et l'accéléromètre Titan sont placés dans un caisson d'isolation thermique. Le trait plein blanc représente un ajustement linéaire de la courbe noire. Les lignes pointillées verticales marquent la fin de service (resp. le début) du RER aux alentours de 1h30 (resp. 5h30) du matin.

Même dans les conditions favorables d'utilisation d'un boîtier d'isolation à l'équilibre thermique (variation de la température de $0,04$ °C à l'intérieur), il existe une dérive du déphasage calculé dû aux vibrations qui ferait varier la phase moyenne de l'interféromètre de plusieurs radians. Ceci est bien supérieur aux signaux d'intérêt présentés dans le Tableau 5-8.

La décroissance globale de la température de $0,04$ °C entraîne une dérive générale de la phase moyenne calculée de $5,6$ rad. Nous n'observons sur le déphasage calculé aucune modulation attribuée aux cycles de la climatisation, comme nous pourrions nous y attendre. Il est probable que la température interne de l'accéléromètre varie moins que ce que nous mesurons, du fait de l'inertie thermique du système. Nous en déduisons que la composante continue du signal de sortie du Titan présente une dépendance en température de $3,0 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, conforme à ce que spécifie le fabricant.

Stabiliser cette dérive à un niveau nécessaire pour l'observation des marées (considérons un niveau de $1 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$) requerrait un contrôle de la température du capteur avec une résolution de $4 \times 10^{-4} \text{ K}$ sur plusieurs heures. C'est un problème délicat même pour un environnement de laboratoire. Pour des accéléromètres se basant sur des technologies classiques, une faible dépendance en température est caractérisée par des valeurs de l'ordre de $1 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Même dans ce cas, il est difficilement envisageable de réguler leur température au niveau de performance voulu pour une utilisation de terrain.

Remarque 1 : nous observons sur la courbe noire de la Figure 5-21 une nette diminution du bruit de vibration du sol entre 1h30 et 5h30 du matin. Ceci correspond en effet à une plage horaire pendant laquelle le RER, circulant tout proche du laboratoire, n'est pas en service.

Remarque 2 : En complément, la Figure 5-22 présente l'évolution libre du déphasage calculé dû aux vibrations pendant 35 heures lorsque le boîtier d'isolation thermique de la tête de senseur est ouvert. En plus de la modulation par les cycles de climatisation (temps caractéristique de 30 minutes), il existe une modulation due à l'alternance jour/nuit empêchant tout suivi long-terme de g .

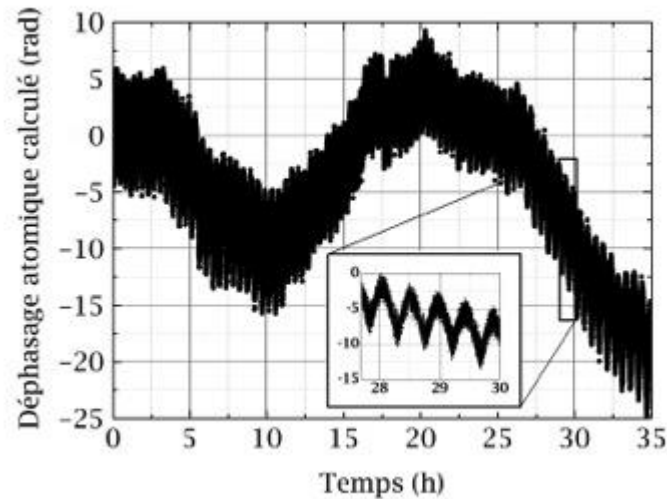


Figure 5-22 Evolution libre du déphasage calculé dû aux vibrations lorsque la porte du boîtier d'isolation thermique de la tête de senseur du gravimètre est ouverte. La valeur nulle à $t=0$ est arbitraire.

Méthode envisagée. En utilisant les outils développés au paragraphe 5.3.6.2, nous allons asservir $e - \phi'_{OS}$ autour d'une valeur nominale fixée préalablement. L'équation (5.10) indique que la rampe de fréquence α et la tension de décalage du signal de sortie du Titan, bien que de natures différentes, ont des effets indiscernables sur la phase atomique. Nous fixons la rampe de fréquence et allons agir sur ϕ'_{OS} . Ainsi au lieu de filtrer la tension de décalage du Titan comme nous l'avons fait jusqu'à présent, nous allons utiliser la mesure fournie par l'interféromètre atomique pour l'étalonner.

Nous décrivons dans la suite la mise en place de cette méthode. Sauf mention contraire, le gravimètre est posé au sol. L'interféromètre, de durée $2T = 117$ ms, a des caractéristiques de mesure identiques à celles présentées au paragraphe 5.3.6. La rampe de fréquence α est fixée de telle sorte que le gravimètre opère en bas de frange. Le point de fonctionnement de l'interféromètre est toujours modulé de $\pm \pi/2$.

5.3.7.2 Asservissement numérique

Afin de valider le concept, nous réalisons d'abord l'asservissement numériquement. La méthode CTR ramène tous les points de mesure à mi-frange et renvoie à chaque cycle de mesure la valeur du déphasage calculé dû aux vibrations (§ 5.3.4.4), ce qui nous permet de suivre les variations temporelles de la tension de décalage du signal de sortie du Titan $V_{OS}(t)$. En d'autres termes, le déphasage calculé dû aux vibrations est le signal de sortie du Titan échantillonné à la fréquence de cycle du gravimètre (2 Hz) et filtré par la fonction de sensibilité de l'interféromètre. Nous utilisons le même algorithme que pour l'asservissement du point de fonctionnement de l'interféromètre atomique à mi-frange (§ 5.3.6.2). Le principe de la boucle d'asservissement numérique est représenté sur la figure suivante :

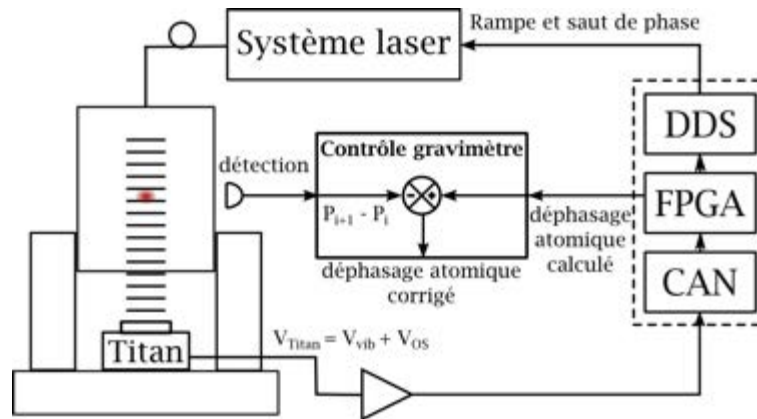


Figure 5-23 Réalisation numérique du principe de correction de la tension de décalage du signal de sortie du Titan par la réponse du gravimètre atomique. Nous démontrons le concept en corrigeant numériquement le déphasage calculé dû aux vibrations des variations de V_{OS} à l'aide de la mesure des probabilités de transitions successives ($P_{i+1} - P_i$).

A chaque cycle, la mesure des probabilités de transition successives nous donne accès à l'effet de la dérive de V_{OS} par l'intermédiaire de ($P_{i+1} - P_i$). Nous construisons à partir de ces différences un signal de correction de la phase atomique $G'(P_{i+1} - P_i)$. Nous calculons alors numériquement la valeur du déphasage calculé dû aux vibrations corrigée de la dérive de la tension de décalage du Titan. Pour déterminer l'effet de cette boucle d'asservissement numérique, nous calculons l'écart-type d'Allan du déphasage calculé dû aux vibrations corrigé et non corrigé (Figure 5-24).

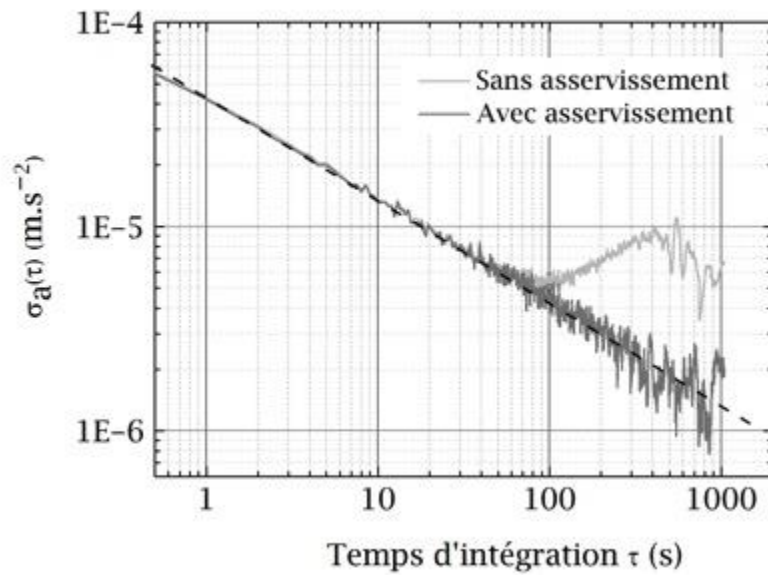


Figure 5-24 Ecart-type d'Allan du déphasage calculé dû aux vibrations (rapporté en accélération) corrigé (resp. non corrigé) représenté en gris (resp. gris clair). Le boîtier d'isolation thermique de la tête de senseur est ouvert et le gravimètre est posé au sol. Alors que le signal de l'accéléromètre Titan présente une modulation de période environ égale à 1200 s (cycle de climatisation), le signal corrigé n'est pas affecté par cette perturbation.

La Figure 5-24 montre que notre concept est validé. La méthode CTR permet de rejeter le bruit de vibration du sol et de mesurer alternativement à droite et à gauche du bas de la frange centrale afin de suivre la dérive de la tension de décalage du signal de sortie du Titan. Nous allons maintenant réaliser l'asservissement à l'aide d'une boucle analogique.

5.3.7.3 Asservissement analogique

A partir de la mesure des probabilités de transition successives et du calcul de $(P_{i+1} - P_i)$, nous construisons à chaque cycle un signal de correction en tension de la forme $G''(P_{i+1} - P_i)$. Nous utilisons pour cela le même facteur d'échelle que lors de l'estimation du déphasage calculé dû aux vibrations à partir du signal de sortie du Titan. Un signal analogique continu recopiant cette correction est généré à l'aide d'une des sorties analogiques du boîtier de contrôle du gravimètre, et est ensuite soustraite au signal de sortie du Titan avant la numérisation par le CAN du module CTR. Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 5-25.

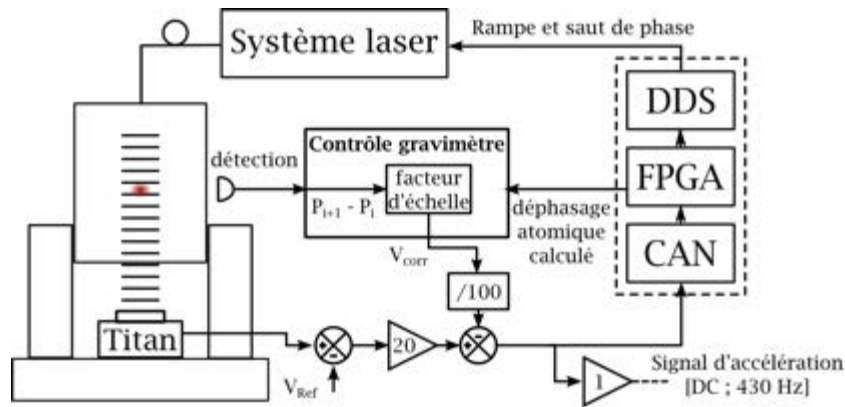


Figure 5-25 Schéma de principe de l'asservissement analogique de la tension de décalage du signal de sortie du Titan sur la réponse du gravimètre atomique. La mesure des $(P_{i+1} - P_i)$ permet de construire un signal analogique de correction V_{corr} que nous soustrayons à V_{OS} avant la numérisation par le CAN du module CTR. La tension V_{ref} ramène au préalable V_{OS} au voisinage de zéro. Une deuxième sortie isolée permet à l'utilisateur de disposer d'un signal continu d'accélération, dont la valeur DC est étalonnée par la référence de phase de l'interféromètre atomique.

Le convertisseur numérique/analogique (CNA) du boîtier de contrôle du gravimètre a une résolution de 16 bits et sa gamme de sortie en tension est de ± 10 V. En reprenant ce que nous avons présenté dans l'annexe D, nous pouvons espérer au mieux une résolution de 300 μ V. Ceci correspond dans le cas de l'accéléromètre Titan, dont le signal de sortie est amplifié par un gain de 20, à une résolution de la correction sur la phase de l'interféromètre de 100 mrad. C'est pourquoi nous disposons un étage de division par 100 bas-bruit (muni d'un filtre passe bas de fréquence de coupure à 2 Hz) avant l'étape de soustraction. Nous ramenons ainsi le bruit de quantification du signal de correction analogique à un niveau inférieur à la contribution du bruit de détection du gravimètre.

Pour la démonstration, nous laissons le boîtier d'isolation thermique ouvert (l'effet des variations de température sur la phase moyenne de l'interféromètre est ainsi plus important, Figure 5-22). Le bénéfice de la boucle d'asservissement analogique de la tension de décalage par la mesure absolue de g est donné sur la Figure 5-26. Sur une durée de six heures, le signal de sortie du Titan posé au sol ne dérive plus (courbe noire). La courbe grise représente le signal de correction (après division par 100) construit à partir des mesures de probabilité de transitions successives et soustrait au signal de sortie du Titan. Nous retrouvons sur la correction des oscillations attribuées aux cycles de la climatisation.

La Figure 5-27 présente l'écart type d'Allan du déphasage calculé dû aux vibrations rapporté en accélération, dans la situation où la boucle d'asservissement analogique est fermée.

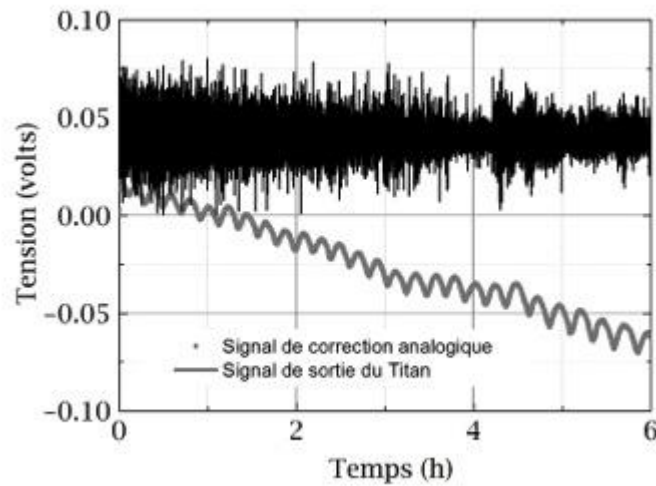


Figure 5-26 Effet de la boucle d'asservissement analogique sur le signal de sortie du Titan. Le gravimètre est posé au sol et le boîtier d'isolation thermique est ouvert. Nous démontrons que pendant 6 heures, la tension de décalage du Titan (courbe noire) ne présente plus de fluctuations. La courbe en gris représente le signal de correction en tension construit à partir de mesure des $(P_{i+1} - P_i)$ et généré par le boîtier de contrôle du gravimètre. Les fluctuations présentes sur le signal d'erreur sont attribuées aux variations de température extérieure (cycles de climatisation).

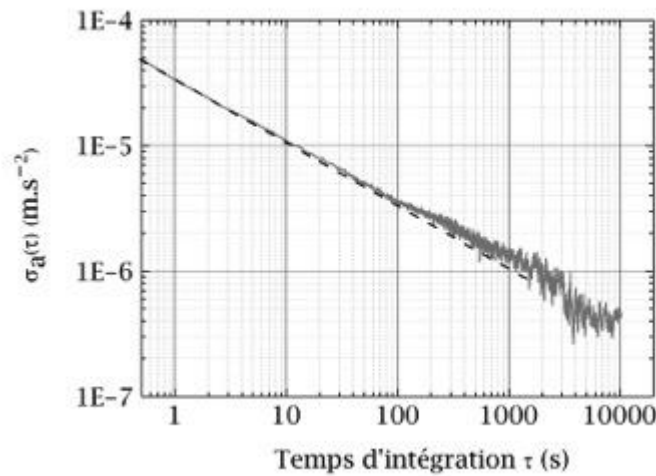


Figure 5-27 Ecart-type d'Allan du déphasage atomique calculé dû aux vibrations rapporté en accélération. La boucle d'asservissement analogique de la tension de décalage du signal de sortie du Titan sur la référence atomique est fermée. Le gravimètre est posé au sol et le boîtier d'isolation thermique est ouvert. Par rapport au signal brut (présenté Figure 5-24), notre boucle d'asservissement rejette efficacement toute fluctuation de V_{OS} . La courbe pointillée représente une décroissance en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration.

En reprenant l'équation (5.10), la boucle analogique permet d'asservir la quantité $e - \phi'_{OS}$ autour d'une valeur nominale déterminée par $V_{OS}(t = 0)$, supprimant ainsi toute fluctuation de V_{OS} due aux grandeurs d'influence extérieures (Figure 5-26 et Figure 5-27). Rappelons que $e = (\overline{k_{eff}} \cdot \overline{g} - \alpha)T^2$ et que la rampe de fréquence α est fixée pour que le gravimètre opère au bas de la frange centrale. Par conséquent, l'asservissement corrige la tension de décalage du signal de sortie du Titan de telle sorte que celle-ci

suive les variations de g ($\overline{k_{\text{eff}}}$ étant constant). En d'autres termes, les variations de l'accélération de la pesanteur sont désormais retranscrites sur V_{OS} . Nous démontrons cela sur la figure suivante dans le cas où le gravimètre opère au sol alors que le boîtier d'isolation thermique est ouvert.

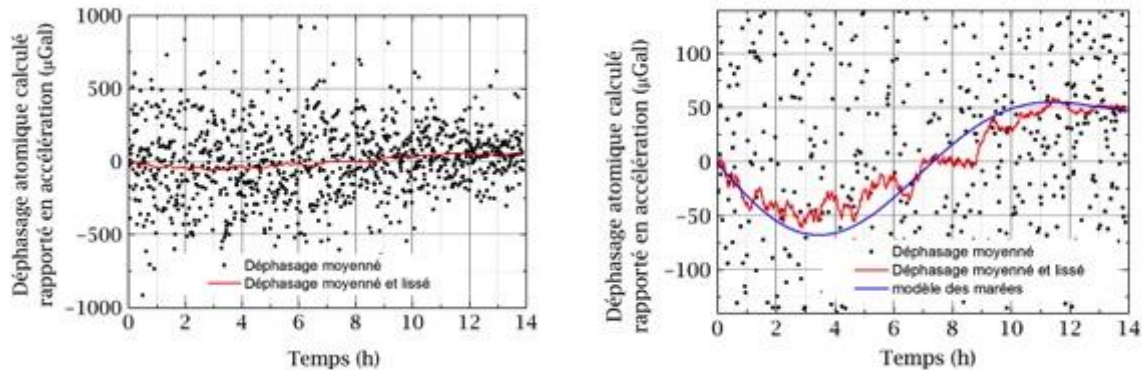


Figure 5-28 Evolution du déphasage calculé dû aux vibrations (rapporté en accélération) au cours du temps tandis que la tension de décalage du signal de sortie du Titan est asservie analogiquement sur la réponse du gravimètre atomique. Chaque point noir est une moyenne de 100 valeurs consécutives du déphasage calculé. Le graphique de droite est un agrandissement du graphique de gauche et les courbes sont arbitrairement centrées sur zéro. La courbe continue rouge représente le lissage des données par moyennage adjacent⁸. La courbe bleue représente le calcul de la variation de g prévue par le modèle des marées⁹ à Paris. Le gravimètre est posé au sol et le boîtier d'isolation thermique est ouvert.

La Figure 5–28 montre que non seulement nous avons supprimé les fluctuations de la tension de décalage du signal de sortie du Titan, mais nous lui avons donné un sens physique puisqu'elle retranscrit désormais les variations temporelles de g .

5.3.7.4 Hybridation totale de deux accéléromètres

La voie vers l'hybridation d'accéléromètres atomique et « classique » a été ouverte dans le cadre de la collaboration ICE ([120],[117]). L'asservissement analogique de V_{OS} sur la réponse de l'interféromètre atomique réalise une hybridation complète. Nous associons l'exactitude et la stabilité long-terme du gravimètre atomique fonctionnant à un taux de répétition de 2 Hz, aux performances de l'accéléromètre mécanique Titan (grande bande-passante, faible niveau de bruit et compacité). Nous tirons profit des avantages de chacun des deux capteurs pour dépasser leurs limitations respectives et démontrons ainsi le fonctionnement d'un accéléromètre hybride exact très large bande [DC ; 430 Hz].

Le dispositif expérimental (Figure 5–25) donne désormais accès à un signal continu d'accélération périodiquement comparé à une référence absolue. Ceci est l'analogie direct du principe de fonctionnement d'une horloge atomique. Le schéma de notre concept est donné sur la Figure 5–29.

⁸ Avec cette méthode, chaque point n_0 du signal est remplacé par la moyenne calculé sur N points adjacents à n_0 . Dans notre cas, $N = 200$.

⁹ Le modèle des marées a été calculé à l'aide du logiciel PETGTAB, version 3.01, développé par G. Wenzel, de l'Université de Hanovre en Allemagne.

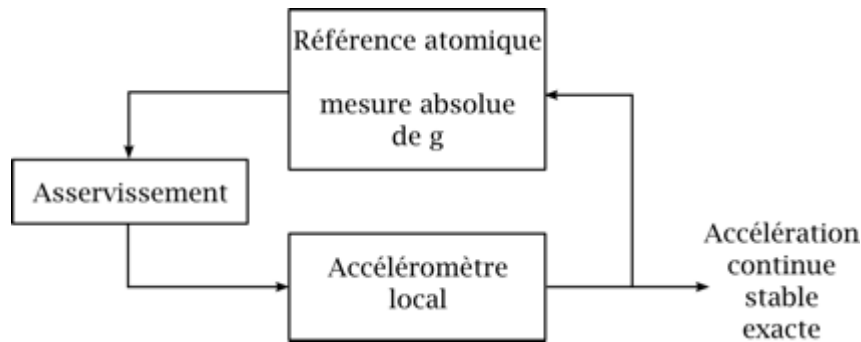


Figure 5-29 Principe de l'accéléromètre hybride. L'accéléromètre auxiliaire (local) permet de réaliser la méthode CTR pour rejeter le bruit de vibration et donc augmenter la dynamique du gravimètre atomique. La mesure absolue fournie par ce dernier permet d'étalonner la tension de décalage du signal de sortie du capteur local. Nous mettons en évidence l'analogie qui existe avec le fonctionnement des horloges atomiques.

La stabilité et l'exactitude du signal continu délivré par l'accéléromètre hybride dépendent donc maintenant directement de la qualité de la référence absolue constituée par l'interféromètre atomique. Toute fluctuation d'effets systématiques (inclinaisons, déplacements lumineux...) sera en effet inscrite sur le signal de sortie continu de l'accéléromètre hybride. En particulier, la stabilité long-terme de l'accéléromètre hybride est déterminée par la stabilité long-terme de l'interféromètre atomique (Figure 5-30 droite). Le bruit propre du capteur auxiliaire Titan (Figure 5-10), la qualité des corrélations (§ 5.2.1), et le bruit de détection de l'interféromètre atomique déterminent la sensibilité court-terme de l'accéléromètre hybride.

Ce concept est transposable aux accélérations selon les axes horizontaux [121]. Concernant les vitesses de rotation, il n'existe à l'heure actuelle aucun gyromètre reposant sur une technologie classique suffisamment compact et sensible sur le court-terme pour jouer le rôle du capteur auxiliaire afin de l'hybrider avec un gyromètre à atomes froids.

Remarque : la réalisation de notre capteur hybride (Figure 5-29) ne nécessite pas forcément un interféromètre atomique, mais en réalité uniquement un accéléromètre absolu. Si conceptuellement un gravimètre à coin de cube pourrait être utilisé, les vibrations induites par la chute et la remontée du coin de cube et le faible temps de cycle de ces instruments rendrait difficile la réalisation expérimentale [15], [122].

5.3.7.5 Réjection du déplacement lumineux à un photon

Le résidu correspondant à la Figure 5-28, constitué du signal des déphasages calculés dus aux vibrations auquel nous avons soustrait le modèle des marées, présente un écart-type de 15 μGal . Or les fluctuations de déplacement lumineux à un photon sont un des effets prédominants pour les fluctuations de la phase atomique moyenne. Ceci provoque des variations de biais de la mesure de g pouvant atteindre plusieurs dizaines de μGal . Elles sont provoquées par des variations du rapport de puissance optique des faisceaux Raman. Pour rejeter les fluctuations de cet effet systématique, nous mettons en place une méthode qui consiste à alterner le sens du vecteur d'onde effectif \vec{k}_{eff} d'une mesure à l'autre [45]. En effet, le déplacement lumineux est un effet systématique qui ne dépend pas du sens de \vec{k}_{eff} . Donc en prenant la demi-différence des déphasages atomiques mesurés avec \vec{k}_\uparrow (\vec{k}_{eff} dirigé vers le haut) et \vec{k}_\downarrow (\vec{k}_{eff} dirigé vers le bas), les fluctuations de déplacement lumineux à un photon sont rejetées.

Nous étudions maintenant les variations du signal de sortie de l'accéléromètre hybride dans le cas où la plateforme d'isolation passive est « flottante » et où le boîtier d'isolation thermique est fermé. L'environnement vibratoire étant plus calme, nous atteignons plus rapidement des sensibilités permettant de suivre les variations de g dues aux marées. Nous suivons toujours le déphasage calculé

dû aux vibrations, la tension de décalage du signal de sortie du Titan étant asservie analogiquement sur la réponse de l'interféromètre atomique. A cette occasion, nous mettons en place l'algorithme permettant de rejeter le déplacement lumineux à un photon.

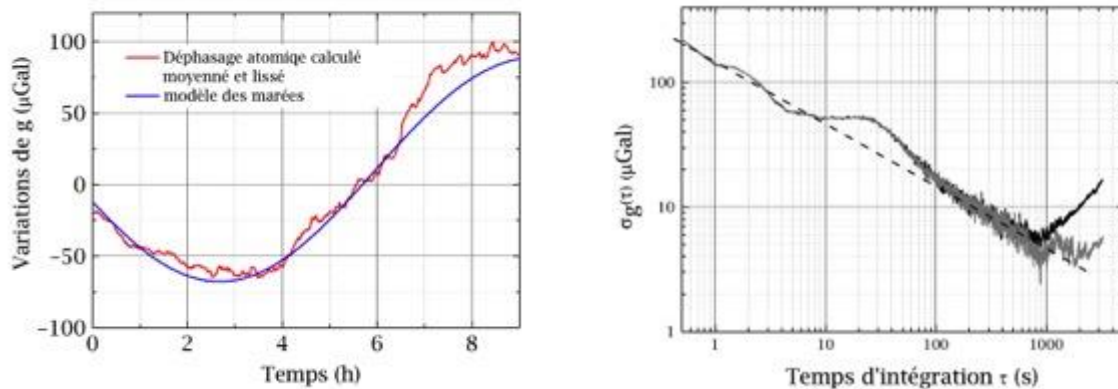


Figure 5-30 A gauche : Evolution du déphasage calculé dû aux vibrations moyenné et lissé (en rouge) ; variations de g données par le modèle des marées (en bleu). Le lissage utilisé est identique à celui de la Figure 5-28. A droite : illustration à l'aide d'un autre jeu de données de la sensibilité du signal hybride aux marées. En noir (resp. en gris), écart-type d'Allan du déphasage calculé dû aux vibrations rapporté en accélération avec (resp. sans) la contribution des marées. La courbe pointillée représente une décroissance en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration. Le gravimètre opère sur la plateforme d'isolation mécanique "flottante" et le boîtier d'isolation est fermé.

Sur la Figure 5-30 (gauche), la courbe du déphasage atomique calculé dû aux vibrations (en rouge) est moyennée de la même manière que sur la Figure 5-28. En revanche, le lissage est réalisé sur des paquets de points deux fois moins longs (100 contre 200 précédemment). L'utilisation de la plateforme anti-vibration et de l'algorithme de réjection du déplacement lumineux à un photon résulte en une meilleure stabilité du signal rouge.

Sur la Figure 5-30 (droite) nous mettons en évidence la sensibilité de l'accéléromètre hybride aux marées lorsque nous soustrayons le résultat du modèle des marées au déphasage calculé dû aux vibrations. La courbe grise (résidu) présente un plancher à environ $4 \mu\text{Gal}$ au delà de 1000 secondes d'intégration qui correspond à la stabilité long-terme du gravimètre dans sa configuration actuelle (et non optimale). Nous démontrons ainsi que la sensibilité de notre accéléromètre hybride est déterminée sur le long-terme par la stabilité de l'interféromètre atomique.

5.3.7.6 Signal hybride d'accélération

Nous avons démontré le fonctionnement d'un accéléromètre hybride. Nous réalisons l'acquisition du signal d'accélération hybride continu à la cadence de 1 kHz sur une durée de quatre heures et demie. La Figure 5-31 présente l'écart type d'Allan du signal d'accélération hybride continu, dans la situation où la boucle d'asservissement analogique est ouverte et dans le cas où elle est fermée. La tête de capteur et l'accéléromètre Titan sont placés sur la plateforme anti-vibration « flottante », alors que le caisson d'isolation est fermé.

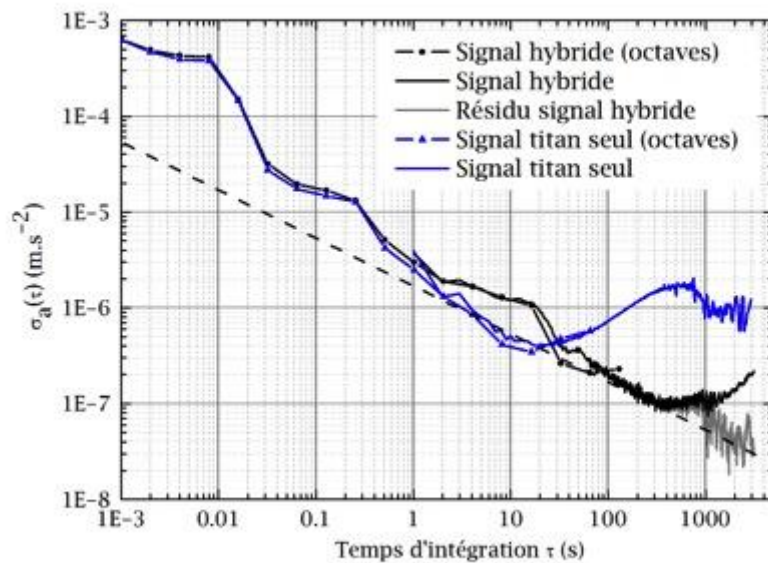


Figure 5-31 Ecart-type d'Allan du signal d'accélération hybride. En bleu : signal d'accélération lorsque la boucle d'asservissement est ouverte. En noir : signal d'accélération hybride (la boucle d'asservissement analogique est fermée). Les écart-types d'Allan sont tracés en deux fois : le signal acquis à 1 kHz brut entre 1 ms et 100 s (ronds et triangles reliés) ; le signal acquis moyenné par paquet de 1000 points à partir de 1 s (trait plein). La courbe en gris représente l'écart type d'Allan du signal hybride corrigé des marées. La courbe pointillée représente une décroissance en $1/\sqrt{\tau}$ où τ est le temps d'intégration.

La courbe bleue de la Figure 5-31 représente le signal de sortie de l'accéléromètre Titan non corrigé par l'interféromètre atomique : la boucle d'asservissement analogique est ouverte. Elle décroît en $1/\tau$ jusqu'à 10 s. A cette valeur, l'écart-type d'Allan du signal du Titan libre atteint un plancher à $3,5 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ correspondant au bruit propre de l'accéléromètre auxiliaire. La bosse présentée par l'écart-type d'Allan à $\tau = 600 \text{ s}$ est attribuée à la modulation résiduelle du signal de sortie du Titan par la climatisation malgré le caisson d'isolation. Le signal hybride n'est pas sujet à cette perturbation (courbe noire) et retranscrit les variations de g sur le long-terme (courbe grise).

La bosse sur la courbe noire pour $\tau = 15 \text{ s}$ est attribuée à la bande passante de l'asservissement de la tension de décalage du signal de sortie du Titan sur la réponse de l'interféromètre atomique.

Nous comparons sur les Figure 5-32 et Figure 5-33 l'évolution sur plusieurs jours du signal d'accélération continu hybride par rapport aux calculs du modèle de marées.

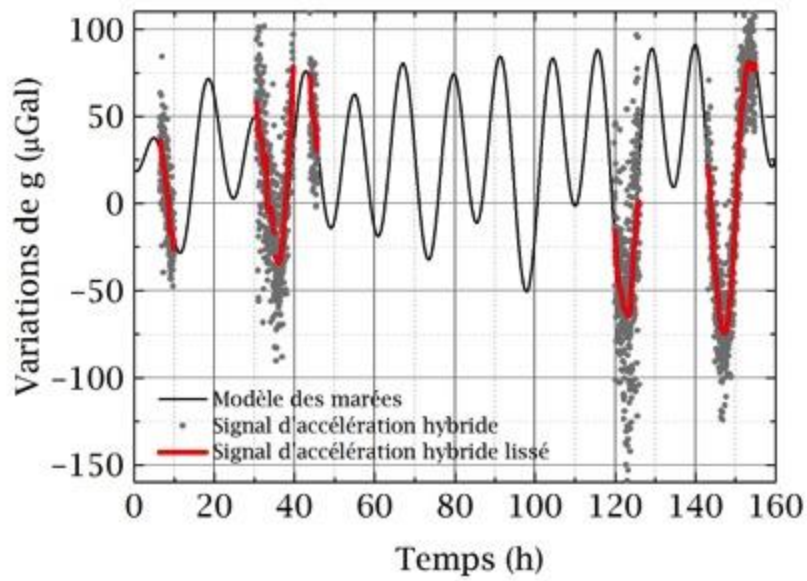


Figure 5-32 Suivi long terme du signal continu d'accélération hybride sur le site du LNE-SYRTE à Paris. Chaque point gris représente la moyenne du signal hybride sur une minute. La courbe rouge représente un lissage des points gris (méthode de moyennage adjacent sur 40 points). La ligne continue noire représente le résultat du modèle des marées.

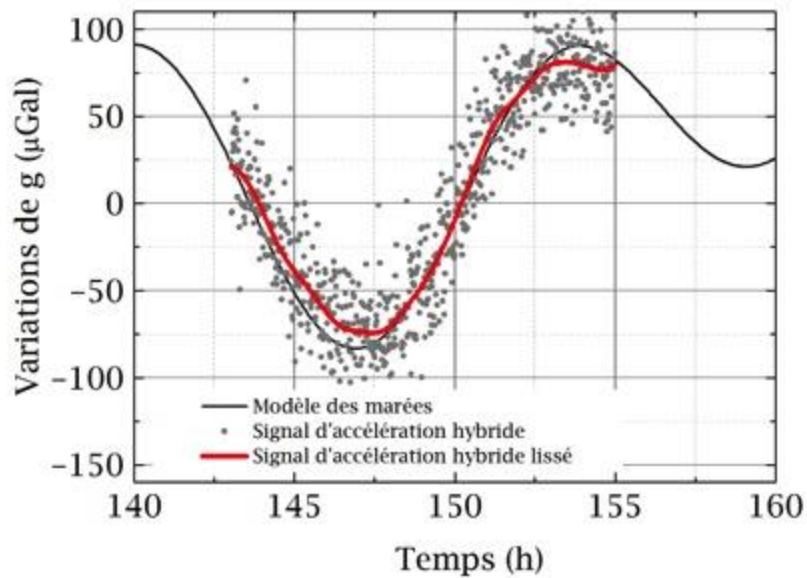


Figure 5-33 Suivi du signal continu d'accélération hybride sur la période [140 h ; 160 h]. La courbe rouge représente un lissage des points gris (méthode de moyennage adjacent sur 40 points). La ligne continue noire représente le résultat du modèle des marées.

Le signal temporel continu de l'accéléromètre hybride suit les variations locales de g mesurées par l'interféromètre atomiques. La dispersion du signal d'accélération hybride (points gris) est du signal : c'est l'accélération due aux vibrations résiduelles non filtrées par la plateforme.

5.3.7.7 Pour aller plus loin

Nous avons obtenu l'ensemble de ces résultats à la toute fin de ma thèse. Nous donnons ici quelques idées pouvant permettre d'améliorer les performances de l'accéléromètre hybride et d'obtenir davantage d'informations utiles.

Asservissement du facteur d'échelle des corrélations. L'objectif est d'exploiter la modulation du point de fonctionnement du gravimètre alternativement à droite et à gauche du bas de frange pour asservir le facteur d'échelle des corrélations. L'idée est pour cela de réutiliser l'algorithme qui a été développé dans [114]. En plus de l'asservissement de la tension de décalage du signal de sortie du Titan, nous réaliserions ainsi un asservissement de son facteur d'échelle, ce qui est important pour la navigation inertielle.

Prise en compte en temps-réel de la mesure de l'accélération sur les axes transverses. La contribution des axes transverses (§ 5.2.1.1) est à l'heure actuelle prise en compte en post-traitement. Il serait bénéfique de l'intégrer au traitement temps réel.

Modes propres de la structure de soutien du miroir. Il serait intéressant d'étudier les résonances mécaniques du support du miroir pour déterminer si elles sont à l'origine de la limitation de la réjection des vibrations par la méthode CTR.

Remarque : Comme nous disposons d'une sortie analogique donnant accès au signal continu du Titan corrigé par la réponse du gravimètre (Figure 5-25), nous avons pu remarqué que malgré le caisson d'isolation, ce signal était très sensible aux vibrations acoustiques. Il serait donc intéressant d'étudier l'influence de la sensibilité de la méthode CTR aux vibrations acoustiques (notamment l'influence des ventilateurs de l'ordinateur de contrôle du gravimètre et la climatisation).

5.4 Vers la navigation inertielle atomique

On se place dans un contexte de navigation, pour lequel le guidage d'un engin repose sur l'intégration des équations du mouvement à partir des mesures réalisées par une station inertielle (trois accéléromètres et trois gyromètres). Les mesures d'accélération sont réalisées selon le repère du véhicule et une centrale d'attitude (constituée des gyromètres) permet de suivre le mouvement dans le repère géographique local. Ce système permet une navigation autonome sans utilisation du guidage par satellite.

Nous nous intéressons au cas de l'accéléromètre mesurant l'accélération verticale. Le signal délivré est une tension qui s'écrit sous la forme générale suivante :

$$V(t) = K(t) \cdot \overrightarrow{a_{vraie}} \cdot \vec{e}_z + B(t) + b \quad (5.11)$$

où K est le facteur d'échelle du capteur, B son biais et b son bruit propre. L'erreur d'attitude (erreur sur l'orientation du repère du véhicule par rapport au repère géographique) conduit à une mauvaise projection des accélérations mesurées et constitue la principale limitation de la navigation inertielle. Cet effet sort du cadre de notre étude et nous considérerons que l'attitude est parfaitement connue, c'est à dire $\overrightarrow{a_{vraie}} \cdot \vec{e}_z = a_{vraie}$. Nous considérons dans ce qui suit le cas d'un signal de la forme:

$$V(t) = K(t) \cdot a_{vraie} + B(t) + b \quad (5.12)$$

Les grandeurs K et B nécessitent d'être étalonnées et sont a priori sujettes à des fluctuations dans le temps. Le niveau de bruit b dépend du bruit propre du capteur, mais aussi du niveau de bruit de vibration introduit par le porteur. Les erreurs et les fluctuations de ces grandeurs se traduisent par une erreur sur la position calculée de l'engin. Cette erreur de position se propage rapidement dans le calcul de la position.

Nous avons décrit dans ce chapitre qu'il est possible d'hybrider un accéléromètre « classique » avec un accéléromètre atomique et d'utiliser la réponse du gravimètre absolu afin d'étalonner K et B . Nous évaluons l'apport de la stabilité du biais de l'accéléromètre hybride pour la navigation, en calculant l'erreur en position après une certaine durée de navigation alors que notre dispositif est immobile.

Nous commençons par évaluer l'erreur en position qu'introduisent un biais B constant et une dérive linéaire de biais de l'accéléromètre ainsi qu'un bruit blanc d'accélération (Figure 5-34). En navigation, les paramètres des accéléromètres ayant a dimension d'une accélération sont exprimés en mg ou μg ($1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \approx 10^{-9} \text{ g} = 0,001 \mu\text{g}$).

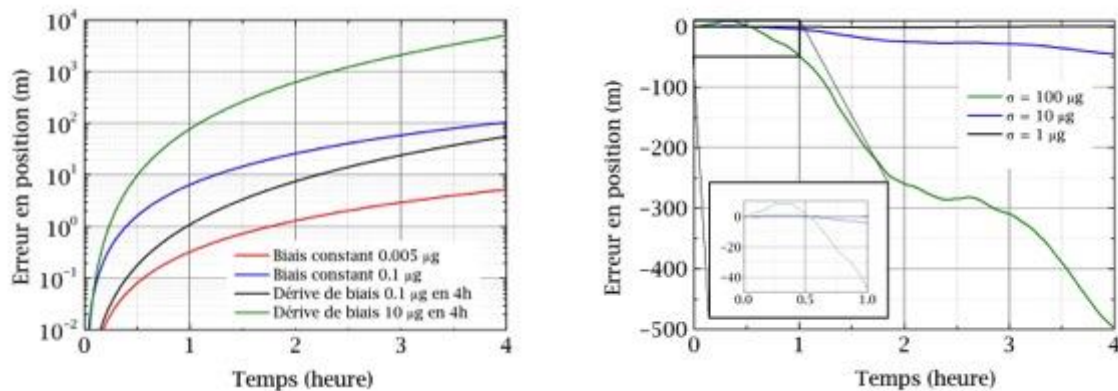


Figure 5-34 Influence de $B(t)$ et de b sur l'erreur en position calculée par un algorithme de navigation inertielle. Les valeurs sont exprimées en μg , convention adoptée en navigation inertielle.

Biais. La stabilité du biais des accéléromètres utilisés en navigation inertielle est essentielle. De bons accéléromètres commerciaux présentent un biais de $10 \mu\text{g}$, ce qui entraîne des erreurs de position de près de 100 m après une heure de navigation. C'est pour cette raison que les stations inertielles nécessitent d'être recalées par des systèmes de positionnement annexes. De plus, le biais des accéléromètres utilisés dérive dans le temps, notamment du fait des conditions extérieures. La Figure 5-34 montre qu'une faible dérive de $10 \mu\text{g}$ en 4h de navigation entraîne une erreur de position de plusieurs kilomètres.

L'hybridation d'un accéléromètre atomique avec un accéléromètre classique se révèle donc très bénéfique : la sensibilité court-terme et la grande bande passante du capteur auxiliaire évite d'avoir des temps morts ; l'exactitude et la stabilité long terme de l'interféromètre atomique assure un biais faible (de l'ordre de quelques μGal , ce qui correspond à quelque $0,001 \mu\text{g}$), et stable (modulation résiduelle du signal d'accélération due aux marées). Un biais de $5 \mu\text{Gal}$ est responsable d'une erreur en position de 5 m en 4h de navigation, tandis qu'une fluctuation due aux marées (environ $100 \mu\text{Gal}$ en quelques heures) introduit une erreur de 100 m sur la même période.

Nous représentons sur la Figure 5-35 l'incertitude sur la position due à l'accéléromètre Titan (resp. à l'accéléromètre hybride). Pour ce calcul, nous avons intégré deux fois l'écart-type d'Allan du signal d'accélération. Le dispositif est placé sur la plateforme anti-vibration flottante, dans le caisson d'isolation thermique. L'hybridation entraîne une erreur en position bien plus faible que le Titan libre,

même comparé à un cas où l'accéléromètre est peu soumis aux fluctuations extérieures. L'utilisation d'un accéléromètre hybride laisse envisager une erreur en position de quelques mètres en une heure, ce qui est bien plus faible que les meilleurs accéléromètres actuels. Mais surtout, l'hybridation donne accès à un signal continu d'accélération, contrairement à la mesure discontinue d'un interféromètre atomique seul/

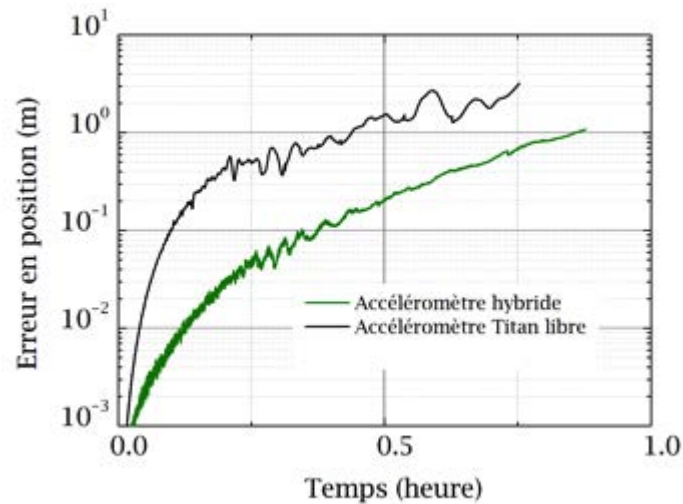


Figure 5-35 En noir (resp. en vert) : erreur en position calculée à partir de l'écart-type d'Allan du signal d'accélération délivré par l'accéléromètre Titan libre (resp. accéléromètre hybride) (issu de la Figure 5-31).

Bruit. La Figure 5-34 indique qu'il faut que l'accéléromètre soit soumis à un bruit de vibration d'écart type inférieur à $10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ pour que l'erreur en position induite soit négligeable. En fonction de l'engin guidé, il faudra assurer une bonne isolation mécanique de l'accéléromètre et un taux d'échantillonnage du signal d'accélération élevé.

Critère de qualité. Il est nécessaire que la dérive des propriétés du capteur soit négligeable pendant le temps de cycle de l'accéléromètre atomique. C'est ce qui est observé sur la Figure 5-31 (courbe bleue).

Les résultats de l'hybridation ayant été obtenus à la toute fin de ma thèse, nous ne faisons que poser les bases de l'évaluation d'un tel dispositif pour la navigation inertielle. Malgré tout, du fait de la maîtrise de biais de l'accéléromètre et d'une mesure sans temps morts, ces expériences laissent entrevoir une diminution très significative de l'erreur en position par rapport à ce que permettent les stations inertielles actuelles.

5.5 Autres applications

Dans cette courte section, nous décrivons quelques cas pour lesquels le travail présenté dans ce chapitre pourrait être bénéfique.

Sismologie. Notre accéléromètre exact très large bande pourrait se révéler précieux dans l'étude du bruit sismique sur des échelles de temps longues.

Cavités ultra-stables. Une méthode analogue à la CTR a déjà été utilisée pour rejeter l'influence des vibrations sur le bruit de phase présent sur le signal de cavités lasers [123], [124]. Cette équipe du NIST a comparé la phase d'un laser stabilisé sur une première cavité soumise aux vibrations du sol à la

phase d'un laser référencé sur une seconde cavité ultra-stable isolée mécaniquement des vibrations. Ils ont mesuré de manière synchrone le battement résultant avec les accélérations selon les trois directions de l'espace et les rotations subies par la première cavité. Ils ont alors déterminé expérimentalement la fonction de sensibilité aux vibrations et aux rotations de la première cavité.

Connaissant la fonction de sensibilité de la première cavité, ils peuvent désormais rejeter en temps réel l'influence des accélérations et des rotations sur le bruit de phase du laser stabilisé sur cette cavité, en utilisant également un calculateur basé sur un FPGA.

Oscillateurs à quartz embarqués. Le fort niveau de vibrations présent dans les avions et les hélicoptères est une limite importante aux performances des oscillateurs à quartz embarqués utilisés pour les communications et le guidage. La mesure de la fonction de sensibilité de ces oscillateurs décrite au paragraphe précédent, couplée à la méthode CTR permettrait de se rapprocher de leurs performances nominales en environnement embarqué.

5.6 Conclusion de ce chapitre

Nous utilisons dans nos expériences d'interférométrie atomique des synthétiseurs numériques DDS pour contrôler l'amplitude, la fréquence et la phase des lasers Raman [125]. En particulier dans le cas d'un gravimètre atomique reposant sur des transitions stimulées à deux photons, c'est une DDS qui génère la rampe de fréquence continue en phase permettant la mesure de g (§ 0).

Dans un premier temps, nous avons démontré qu'en exploitant les briques technologiques constituées par la DDS et l'électronique numérique (FPGA), nous avons pu développer la méthode de compensation temps réel des vibrations (§ 5.3.4) menant à des sensibilités de l'ordre de 60 μGal à une seconde et 3 μGal après 300 secondes d'intégration pour un gravimètre atomique directement posé au sol (correspondant à des facteurs de réjection de l'ordre de $R = 60$) (§ 5.3.6). La méthode CTR, par le contrôle exact que nous avons de la phase de l'interféromètre, est un outil de choix pour le filtrage du bruit de vibration.

Ensuite, nous avons pu exploiter l'exactitude et la stabilité de la mesure fournie par l'interféromètre atomique, stabilisé par la méthode CTR, pour asservir la tension de décalage du signal de sortie du capteur auxiliaire sur la mesure absolue de g (§ 5.3.7.3). Il en résulte alors un accéléromètre hybride (Figure 5-29) très large bande (DC ; 430 Hz), Figure 5-31), dont le fonctionnement pourrait se révéler précieux notamment pour des applications de navigation inertielle (§ 5.4).

Nous avons montré que nous sommes capable d'exploiter les corrélations existant entre la mesure de l'accélération par le capteur « classique » et la mesure par l'interféromètre atomique afin d'exploiter les avantages de chacun des accéléromètres pour outrepasser leurs limitations respectives.

6 Conclusions et perspectives

Ce manuscrit a présenté les efforts de recherche et de développement accomplis au cours de ma thèse en vue de réaliser la démonstration d'un capteur inertiel compact reposant sur l'interféromètre atomique. Nous avons abordé les différents aspects concernant tous les sous-ensembles de l'expérience. La principale simplification concernant la tête de senseur découle de la possibilité de réaliser un interféromètre atomique à un seul faisceau laser (au lieu de 6 sur les expériences usuelles), dont le principe fut démontré en 2010 [39], et que nous avons mis en pratique afin de concevoir une version de volume $0,1 \text{ m}^3$. La seconde simplification porte sur la source laser, basée sur l'utilisation d'un laser télécommunication dont la fréquence est doublée. Enfin, nous avons mis en place un système de filtrage temps réel des vibrations, qui a débouché sur l'hybridation avec un capteur classique. Nous avons validé séparément le fonctionnement des sous-ensembles clés du prototype, en vue d'obtenir un instrument mobile pour réaliser des mesures de terrain.

Les dimensions de la tête de senseur sont fixées par le rétro-réflexeur pyramidal utilisé (2 cm), et par la durée de l'interféromètre ($2T = 100 \text{ ms}$). Nous avons réalisé de manière compacte et simple la chambre d'expérience, avec l'ensemble des moyens nécessaires à la manipulation et la détection des atomes : des accès optiques variés, le contrôle des champs magnétiques, la mise en forme du faisceau laser et le contrôle de la polarisation. Son intégration résulte en une tête de senseur très compacte, rendant notre instrument transportable.

Dans le cadre du projet MiniAtom, une nouvelle architecture de source laser a été développée à l'Institut d'Optique. L'emploi de composants télécoms fibrés et l'utilisation de bandes latérales générées par modulation de phase conduit à la réalisation d'une source compacte, faisant intervenir une unique diode laser. L'évaluation que nous avons faite de la source a démontré des stabilités de puissance ($\sigma_{P_{opt}} \sim 1 \%$), et de polarisation (taux de polarisation de l'ordre de 0,2 %) très satisfaisantes. L'utilisation de cristaux PPLN en guide d'onde permet d'obtenir un rendement de conversion non-linéaire de l'ordre de 50 %, conduisant à une puissance optique en sortie de fibre de 200 mW. Ce travail de thèse a été l'occasion de développer une référence de fréquence micro-onde très compacte. La simplicité de l'architecture, ainsi que le niveau de bruit de phase et la stabilité de fréquence du signal de sortie, laissent envisager plus largement son utilisation à d'autres expériences d'interférométrie atomique utilisant des transitions à deux photons.

L'assemblage des sous-systèmes du prototype a permis de valider les fonctions élémentaires de l'instrument. Nous avons obtenu le chargement reproductible d'un PMO ; la détection permet de suivre la trajectoire des atomes froids. Cependant, la température des atomes à la fin de la mélasse reste à optimiser. Une fois une température de quelques μK obtenue, il sera possible de mettre en place la sélection micro-onde de l'état interne, et les transitions Raman pour aboutir à un interféromètre.

L'effort important de compacité devrait pouvoir progresser de façon importante au niveau de la source laser. Nos partenaires industriels ont développé des composants optoélectroniques dédiés, afin de pousser davantage l'intégration de la source laser : carte électronique unique réalisant toutes les fonctions de pilotage de la diode laser ; fibre polarisante ; composants optiques hybrides à 780 nm. Le développement de la fonction interrupteur en optique fibrée et de modules d'alimentation très bas bruit et compacts, rendront le compromis compacité/performances encore plus favorable.

L'utilisation en dehors du laboratoire de capteurs inertiels reposant sur l'interférométrie atomique nécessite de filtrer le bruit de vibration de l'environnement. En exploitant les corrélations qui existent entre la mesure atomique et la mesure par un accéléromètre « classique » des vibrations, nous avons mis en place une méthode de compensation temps-réel du bruit d'accélération. Ceci conduit à une réjection efficace, sans augmentation notable du volume de l'instrument. Nous avons pu démontrer une sensibilité à l'accélération à un niveau de $6 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$, atteignant $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ après 300 s d'intégration, pour un gravimètre posé au sol et opérant dans un environnement urbain.

L'efficacité de réjection est actuellement limitée par la qualité des corrélations. Il est à noter que cette démonstration est une étape importante en vue de mesures embarquées. Ce principe pourra être étendu à l'avenir à d'autres types d'interféromètres atomiques, comme les gyromètres. Enfin, nous avons utilisé un accéléromètre commercial qui n'a pas été optimisé ; le développement d'un capteur et d'un montage mécanique d'hybridation spécifique devrait permettre d'améliorer encore la corrélation, et par conséquent la sensibilité et la gamme d'application de ce type de capteur.

Par ailleurs, en utilisant la réponse du gravimètre atomique pour asservir les propriétés du capteur auxiliaire, nous avons démontré l'hybridation complète d'un interféromètre atomique avec un accéléromètre « classique ». Nous obtenons alors un accéléromètre exact très large bande [DC ; 430 Hz]. En suivant le signal d'accélération hybride, nous avons enregistré des signaux de marées luni-solaires, démonstration que la stabilité du biais de notre senseur est déterminée par la stabilité long-terme de l'interféromètre atomique. Le signal continu de l'accéléromètre hybride garanti qu'il n'y a plus de temps morts dans la mesure. Ce résultat est très prometteur pour la navigation inertielle, dont les performances reposent notamment sur la stabilité des accéléromètres employés.

A l'heure actuelle, se dessinent pour l'interférométrie atomique deux grandes tendances qui guident le démarrage de nouvelles expériences de recherche. Il y a d'une part de grands projets, ayant pour but d'éprouver les principes et les prédictions de la théorie de la relativité générale : tester le principe d'équivalence (projets spatiaux comme STE-QUEST, et projets sol comme les interféromètres de 10 mètres de haut) ; détecter des ondes gravitationnelles (projet MIGA). Dans cette voie, les niveaux de sensibilités recherchés sont extrêmes, ce qui laisse peu de place à des instruments comme MiniAtom. En revanche, dans la voie de MiniAtom, plusieurs projets de recherches sont engagés pour aboutir à des dispositifs d'interféromètres atomiques transportables (capteurs inertiels ou références de fréquence). L'objectif est à terme de compléter les parcs d'instruments reposant sur des techniques classiques et de pouvoir faire fonctionner les senseurs atomiques dans des régimes de mesure très différents (campagnes en avion ou en sous-marins). Un des objectifs à plus long terme sera de disposer de stations compactes, permettant de réaliser successivement au même endroit des mesures d'accélération, de vitesse de rotation, de fréquence, et de champ magnétique. Il est d'ailleurs probable que les enjeux stratégiques de la navigation inertielle et de l'exploitation du sous-sol seront moteurs pour pousser cette voie de développement.

Pour conclure, l'ensemble de l'effort de compacité, la méthode de compensation temps-réel du bruit de vibration et l'hybridation complète de capteurs atomiques et classiques seront un outil puissant pour améliorer la sensibilité des futurs instruments.

Bibliographie

- [1] S. S. Stevens, « On the Theory of Scales of Measurement », *Science*, vol. 103, n° 2684, p. 677 680, juin 1946.
- [2] C. J. Bordé, « La réforme du système d'unités », *La lettre de l'académie des sciences n°20*, 2007.
- [3] L. Essen et J. V. L. Parry, « An Atomic Standard of Frequency and Time Interval: A Cæsium Resonator », *Nature*, vol. 176, n° 4476, p. 280 282, août 1955.
- [4] J. Kitching, S. Knappe, et E. A. Donley, « Atomic Sensors: A Review », *IEEE Sens. J.*, vol. 11, n° 9, p. 1749–1758, sept. 2011.
- [5] P. R. Berman, *Atom Interferometry*. Academic Press, 1997.
- [6] Z. Jiang, et Al., « The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters 2009: the first Key Comparison (CCM.G–K1) in the field of absolute gravimetry », *Metrologia*, vol. 49, n° 6, p. 666, déc. 2012.
- [7] Z.–K. Hu, B.–L. Sun, X.–C. Duan, M.–K. Zhou, L.–L. Chen, S. Zhan, Q.–Z. Zhang, et J. Luo, « Demonstration of an ultrahigh–sensitivity atom–interferometry absolute gravimeter », *Phys. Rev. A*, vol. 88, n° 4, oct. 2013.
- [8] P. Duhem, *La théorie physique: son objet et sa structure*. Chevalier et Rivière (Paris), 1906.
- [9] M. Chouteau et É. polytechnique (Montréal Québec), *Géophysique appliquée I: gravimétrie*. École polytechnique de Montréal, 2000.
- [10] W. Torge, *Gravimetry*. De Gruyter, 1989.
- [11] L. Huet, « Gravimétrie atomique sur puce et applications embarquées », Université Paris–Est, 2013.
- [12] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, et P. Bouyer, « How to estimate the differential acceleration in a two–species atom interferometer to test the equivalence principle », *New J. Phys.*, vol. 11, n° 11, p. 113010, nov. 2009.
- [13] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, et F. Pereira dos Santos, « State–labeling Wannier–Stark atomic interferometers », *Phys. Rev. A*, vol. 87, n° 2, févr. 2013.
- [14] I. Marson et J. E. Faller, « g–the acceleration of gravity: its measurement and its importance », *J. Phys. [E]*, vol. 19, n° 1, p. 22, janv. 1986.
- [15] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, et F. Klopping, « A new generation of absolute gravimeters », *Metrologia*, vol. 32, n° 3, p. 159, janv. 1995.
- [16] D. Schmerge et O. Francis, « Set standard deviation, repeatability and offset of absolute gravimeter A10–008 », *Metrologia*, vol. 43, n° 5, p. 414, oct. 2006.
- [17] « Gravimètre supra–conducteur iGrav, GWR Instruments, Inc. » [En ligne]. Disponible sur: <http://catalog.gwrinstruments.com/item/gravity–meters/–superconducting–gravimeter–for–portable–operation/item–1001>.
- [18] B. D. Tapley, S. Bettadpur, J. C. Ries, P. F. Thompson, et M. M. Watkins, « GRACE Measurements of Mass Variability in the Earth System », *Science*, vol. 305, n° 5683, p. 503 505, juill. 2004.
- [19] I. Panet, V. Mikhailov, M. Diament, F. Pollitz, G. King, O. De Viron, M. Holschneider, R. Biancale, et J.–M. Lemoine, « Coseismic and post–seismic signatures of the Sumatra 2004 December and 2005 March earthquakes in GRACE satellite gravity », *Geophys. J. Int.*, vol. 171, n° 1, p. 177 190, oct. 2007.
- [20] I. Panet, G. Pajot–Métivier, M. Greff–Lefftz, L. Métivier, M. Diament, et M. Manda, « Mapping the mass distribution of Earth/'s mantle using satellite–derived gravity gradients », *Nat. Geosci.*, vol. 7, n° 2, p. 131 135, févr. 2014.

- [21] R. Colella, A. W. Overhauser, et S. A. Werner, « Observation of Gravitationally Induced Quantum Interference », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 34, n° 23, p. 1472-1474, juin 1975.
- [22] M. Kasevich et S. Chu, « Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer », *Appl. Phys. B*, vol. 54, n° 5, p. 321-332, 1992.
- [23] M. Kasevich et S. Chu, « Atomic interferometry using stimulated Raman transitions », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, n° 2, p. 181-184, juill. 1991.
- [24] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. P. D. Santos, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer, « Light-pulse atom interferometry in microgravity », *Eur. Phys. J. D*, vol. 53, n° 3, p. 353-357, juin 2009.
- [25] H. Müntinga, et Al., « Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, n° 9, p. 093602, févr. 2013.
- [26] N. Yu, J. M. Kohel, J. R. Kellogg, et L. Maleki, « Development of an atom-interferometer gravity gradiometer for gravity measurement from space », *Appl. Phys. B*, vol. 84, n° 4, p. 647-652, sept. 2006.
- [27] C. Schubert, J. Hartwig, H. Ahlers, K. Posso-Trujillo, N. Gaaloul, U. Velte, A. Landragin, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, F. Sorrentino, G. M. Tino, M. Krutzik, A. Peters, S. Herrmann, C. Lämmerzahl, L. Cacciapouti, E. Rocco, K. Bongs, W. Ertmer, et E. M. Rasel, « Differential atom interferometry with 87Rb and 85Rb for testing the UFF in STE-QUEST », *ArXiv13125963 Phys. Physicsquant-Ph*, déc. 2013.
- [28] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, et M. A. Kasevich, « Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, n° 8, p. 083001, août 2013.
- [29] L. Zhou, Z. Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. C. Peng, K. Hao, R. B. Li, M. Liu, J. Wang, et M. S. Zhan, « Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement », *Gen. Relativ. Gravit.*, vol. 43, n° 7, p. 1931-1942, juill. 2011.
- [30] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, et A. Landragin, « Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, n° 8, août 2009.
- [31] H. Müller, S. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, et S. Chu, « Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, n° 18, p. 180405, mai 2008.
- [32] S. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien, et M. A. Kasevich, « $102\hbar k$ Large Area Atom Interferometers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, n° 13, p. 130403, sept. 2011.
- [33] A. Peters, K. Y. Chung, et S. Chu, « Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms », *Nature*, vol. 400, n° 6747, p. 849-852, août 1999.
- [34] A. Peters, K. Y. Chung, et S. Chu, « High-precision gravity measurements using atom interferometry », *Metrologia*, vol. 38, n° 1, p. 25, 2001.
- [35] H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann, S. Chu, et K.-Y. Chung, « Atom-Interferometry Tests of the Isotropy of Post-Newtonian Gravity », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, n° 3, janv. 2008.
- [36] J. L. Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, et F. P. D. Santos, « Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter », *Appl. Phys. B*, vol. 92, n° 2, p. 133-144, juin 2008.
- [37] O. Francis, et Al., « The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg: results and recommendations », *Metrologia*, vol. 50, n° 3, p. 257, juin 2013.
- [38] T. Farah, C. Guerlin, A. Landragin, P. Bouyer, S. Gaffet, F. P. D. Santos, et S. Merlet, « Underground operation at best sensitivity of the mobile LNE-SYRTE Cold Atom Gravimeter », *ArXiv14046722 Phys.*, avr. 2014.
- [39] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. P. D. Santos, P. Bouyer, et A. Landragin, « A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, n° 13, p. 134101, mars 2010.

- [40] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, et J. Luo, « Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter », *Phys. Rev. A*, vol. 88, n° 4, p. 043610, oct. 2013.
- [41] F. Sorrentino, A. Bertoldi, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, et G. M. Tino, « Simultaneous measurement of gravity acceleration and gravity gradient with an atom interferometer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, n° 11, p. 114106, 2012.
- [42] P. A. Altin, M. T. Johnsson, V. Negnevitsky, G. R. Dennis, R. P. Anderson, J. E. Debs, S. S. Szigeti, K. S. Hardman, S. Bennetts, G. D. McDonald, L. D. Turner, J. D. Close, et N. P. Robins, « Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction », *New J. Phys.*, vol. 15, n° 2, p. 023009, févr. 2013.
- [43] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, et A. Peters, « First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN », *Appl. Phys. B*, vol. 113, n° 1, p. 49 55, oct. 2013.
- [44] Y. Bidel, O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, et A. Bresson, « Compact cold atom gravimeter for field applications », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, n° 14, p. 144107, avr. 2013.
- [45] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, et F. P. D. Santos, « The influence of transverse motion within an atomic gravimeter », *New J. Phys.*, vol. 13, n° 6, p. 065025, juin 2011.
- [46] K. S. Hardman, C. C. Kuhn, G. D. McDonald, J. E. Debs, S. Bennetts, J. D. Close, et N. P. Robins, « The Role of Source Coherence in Atom Interferometry », *ArXiv Prepr. ArXiv13120675*, 2013.
- [47] J. E. Debs, P. A. Altin, T. H. Barter, D. Döring, G. R. Dennis, G. McDonald, R. P. Anderson, J. D. Close, et N. P. Robins, « Cold-atom gravimetry with a Bose-Einstein condensate », *Phys. Rev. A*, vol. 84, n° 3, p. 033610, sept. 2011.
- [48] B. V. Hall, S. Whitlock, R. Anderson, P. Hannaford, et A. I. Sidorov, « Condensate Splitting in an Asymmetric Double Well for Atom Chip Based Sensors », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, n° 3, p. 030402, janv. 2007.
- [49] M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, C. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel, et P. Bouyer, « A quantum trampoline for ultra-cold atoms », *EPL Europhys. Lett.*, vol. 89, n° 1, p. 10002, janv. 2010.
- [50] N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, A. Alberti, M. Prevedelli, et G. M. Tino, « Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, n° 3, p. 038501, janv. 2011.
- [51] R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, et A. Bresson, « Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations », *Phys. Rev. A*, vol. 85, n° 1, p. 013639, janv. 2012.
- [52] M. Andia, R. Jannin, F. Nez, F. Biraben, S. Guellati-Khélifa, et P. Cladé, « Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice », *Phys. Rev. A*, vol. 88, n° 3, p. 031605, sept. 2013.
- [53] P. Hamilton, M. Jaffe, J. M. Brown, B. Estey, H. Muller, R. Compton, et K. Nelson, « Concept of a miniature atomic sensor », in *2014 International Symposium on Inertial Sensors and Systems (ISISS)*, 2014, p. 1 4.
- [54] K. J. Hughes, J. H. T. Burke, et C. A. Sackett, « Suspension of Atoms Using Optical Pulses, and Application to Gravimetry », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, n° 15, p. 150403, avr. 2009.
- [55] F. Baumgärtner, R. J. Sewell, S. Eriksson, I. Llorente-García, J. Dingjan, J. P. Cotter, et E. A. Hinds, « Measuring Energy Differences by BEC Interferometry on a Chip », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, n° 24, p. 243003, déc. 2010.
- [56] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, S. Bennetts, J. E. Debs, K. S. Hardman, M. Johnsson, J. D. Close, et N. P. Robins, « $80\hbar k$ momentum separation with Bloch oscillations in an optically guided atom interferometer », *Phys. Rev. A*, vol. 88, n° 5, p. 053620, nov. 2013.

- [57] H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, et G. W. Biedermann, « High data-rate atom interferometer for measuring acceleration », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 1, p. 011106, janv. 2012.
- [58] G. Dudie, A. Joyet, E. Fretel, P. Berthoud, et P. Thomann, « An alternative cold cesium frequency standard: the continuous fountain », in *Frequency and Time Forum, 1999 and the IEEE International Frequency Control Symposium, 1999., Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European*, 1999, vol. 1, p. 77 80 vol.1.
- [59] G. W. Biedermann, K. Takase, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, et M. A. Kasevich, « Zero-Dead-Time Operation of Interleaved Atomic Clocks », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, n° 17, oct. 2013.
- [60] G. Geneves, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. P. Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, et S. Topcu, « The BNM Watt balance project », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, n° 2, p. 850 853, avr. 2005.
- [61] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Geneves, A. Landragin, et F. P. D. Santos, « Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project », *Metrologia*, vol. 45, n° 3, p. 265, juin 2008.
- [62] Z. Jiang, V. Pálinkáš, O. Francis, H. Baumann, J. Mäkinen, L. Vitushkin, S. Merlet, L. Tisserand, P. Jousset, C. Rothleitner, M. Becker, L. Robertsson, et E. F. Arias, « On the gravimetric contribution to watt balance experiments », *Metrologia*, vol. 50, n° 5, p. 452, oct. 2013.
- [63] P. Cheinet, « Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids », Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, 2006.
- [64] J. L. Gouët, « Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire », Université Paris Sud – Paris XI, 2008.
- [65] S. Merlet, « Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt », Observatoire de Paris, 2010.
- [66] C. J. Bordé, « 5D optics for atomic clocks and gravito-inertial sensors », *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 163, n° 1, p. 315 332, oct. 2008.
- [67] C. Cohen-Tanonoudji, *Interférométrie atomique, cours du Collège de France*. 1992.
- [68] C. J. Bordé, « Atomic interferometry with internal state labelling », *Phys. Lett. A*, vol. 140, n° 1 2, p. 10 12, sept. 1989.
- [69] C. J. Bordé, « Theoretical tools for atom optics and interferometry », *C R Acad Sci Paris*, vol. t. 2, n° Série IV, p. 509 530, 2001.
- [70] D. Steck, « Rubidium 87 D Line Data ». 2008.
- [71] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, et H. J. Metcalf, « Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, n° 2, p. 169 172, juill. 1988.
- [72] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, et S. Chu, « Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, n° 18, p. 2297 2300, mai 1991.
- [73] G. J. Dick, « Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards », DTIC Document, 1987.
- [74] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick, et C. Clairon, « Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 45, n° 4, p. 887 894, juill. 1998.
- [75] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc, et A. Landragin, « Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, n° 6, p. 1141- 1148, juin 2008.
- [76] D. W. Allan, « Statistics of atomic frequency standards », *Proc. IEEE*, vol. 54, n° 2, p. 221 230, févr. 1966.
- [77] Q. Bodart, « Gravimétrie atomique, amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries », Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, 2010.

- [78] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, et W. Jhe, « Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 15, p. 1177-1179, 1996.
- [79] M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, et A. S. Arnold, « Single-laser, one beam, tetrahedral magneto-optical trap », *Opt. Express*, vol. 17, n° 16, p. 13601-13608, 2009.
- [80] M. Trupke, F. Ramirez-Martinez, E. A. Curtis, J. P. Ashmore, S. Eriksson, E. A. Hinds, Z. Moktadir, C. Gollasch, M. Kraft, G. Vijaya Prakash, et J. J. Baumberg, « Pyramidal micromirrors for microsystems and atom chips », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, n° 7, p. 071116, 2006.
- [81] J. A. Kim, K. I. Lee, H. R. Noh, W. Jhe, et M. Ohtsu, « Atom trap in an axicon mirror », *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 2, p. 117-119, 1997.
- [82] R. Williamson, P. Voytas, R. Newell, et T. Walker, « A magneto-optical trap loaded from a pyramidal funnel », *Opt. Express*, vol. 3, n° 3, p. 111-117, 1998.
- [83] S. Pollock, J. P. Cotter, A. Laliotis, F. Ramirez-Martinez, et E. A. Hinds, « Characteristics of integrated magneto-optical traps for atom chips », *New J. Phys.*, vol. 13, n° 4, p. 043029, avr. 2011.
- [84] S. Pollock, « Integration of Magneto Optical Traps in Atom Chips », Imperial College, London, 2010.
- [85] K. Lindquist, M. Stephens, et C. Wieman, « Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap », *Phys. Rev. A*, vol. 46, n° 7, p. 4082- 4090, oct. 1992.
- [86] J. Lee, J. A. Grover, L. A. Orozco, et S. L. Rolston, « Sub-Doppler cooling of neutral atoms in a grating magneto-optical trap », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, n° 11, p. 2869, oct. 2013.
- [87] C. C. Nshii, M. Vangeleyn, J. P. Cotter, P. F. Griffin, E. A. Hinds, C. N. Ironside, P. See, A. G. Sinclair, E. Riis, et A. S. Arnold, « A surface-patterned chip as a strong source of ultracold atoms for quantum technologies », *Nat. Nanotechnol.*, vol. 8, n° 5, p. 321-324, 2013.
- [88] P. Bouyer et A. Landragin, « Capteur interférométrique à atomes froids », WO 2009/118488 A2, 01-oct-2009.
- [89] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaïbi, et A. Landragin, « Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer », *Phys. Rev. A*, vol. 80, n° 6, déc. 2009.
- [90] J. M. Brown, T. M. Niebauer, B. Richter, F. J. Klopping, J. G. Valentine, et W. K. Buxton, « A new miniaturized absolute gravimeter developed for dynamic applications », *Eos Trans. Am. Geophys. Union*, vol. 80, n° 32, p. 355 355, août 1999.
- [91] P. Manini, A. Conte, L. Viale, A. Bonucci, F. Siviero, L. Caruso, et S. G. SpA, « A novel approach in UHV pumping of accelerators: the NEXTorr® pump », in *Proceedings of IPAC*, 2011.
- [92] B. Demoulin et P. Degauque, « Blindages électromagnétiques ». *Techniques de l'ingénieur*, 2000.
- [93] G. Firpo et A. Pozzo, « New getter pump for ultrahigh vacuum systems and transportable enclosure », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, n° 11, p. 4828, 2004.
- [94] T. J. Sumner, J. M. Pendlebury, et K. Smith, « Convectional magnetic shielding », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 20, n° 9, p. 1095, 1987.
- [95] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. Wiley, 2007.
- [96] F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, et A. Bresson, « Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm », *Appl. Phys. B*, vol. 89, n° 2 3, p. 177 180, nov. 2007.
- [97] « Telcordia Technologies », *Wikipedia, the free encyclopedia*. 17-mars-2014.
- [98] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidet, et A. Bresson, « Compact and robust laser system for onboard atom interferometry », *Appl. Phys. B*, vol. 97, n° 2, p. 405 411, oct. 2009.
- [99] V. Ménoret, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer, « Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 21, p. 4128

4130, nov. 2011.

[100] C. J. Bordé, « Spectroscopie d'absorption saturée de diverses molécules au moyen des lasers à gaz carbonique et à protoxyde d'azote », *CR Acad Sc Paris*, vol. 271 B, p. 371 374, 1970.

[101] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, et H. G. Robinson, « Optical heterodyne saturation spectroscopy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, n° 9, p. 680 682, nov. 1981.

[102] S. S. Sané, S. Bennetts, J. E. Debs, C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, P. A. Altin, J. D. Close, et N. P. Robins, « 11 W narrow linewidth laser source at 780nm for laser cooling and manipulation of Rubidium », *Opt. Express*, vol. 20, n° 8, p. 8915 8919, avr. 2012.

[103] S. Chiow, T. Kovachy, J. M. Hogan, et M. A. Kasevich, « Generation of 43 W of quasi-continuous 780 nm laser light via high-efficiency, single-pass frequency doubling in periodically poled lithium niobate crystals », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 18, p. 3861 3863, sept. 2012.

[104] G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea, et G. M. Tino, « Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz », *Opt. Commun.*, vol. 104, n° 4 6, p. 339 344, janv. 1994.

[105] P. Bouyer, T. L. Gustavson, K. G. Haritos, et M. A. Kasevich, « Microwave signal generation with optical injection locking », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 18, p. 1502 1504, sept. 1996.

[106] O. Carraz, « Gravimètre atomique embarquable: Etude théorique et expérimentale de l'instrument », Observatoire de Paris, 2009.

[107] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, et A. Bresson, « Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation », *Phys. Rev. A*, vol. 86, n° 3, p. 033605, sept. 2012.

[108] T. Lévêque, L. Antoni-Micollier, B. Faure, et J. Berthon, « A laser setup for rubidium cooling dedicated to space applications », *ArXiv Prepr. ArXiv13092075*, 2013.

[109] G. C. Bjorklund, « Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions », *Opt. Lett.*, vol. 5, n° 1, p. 15 17, janv. 1980.

[110] V. Ménoret, « Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du Principe d'Equivalence », Université Paris Sud-Paris XI, 2012.

[111] C. Antoine et C. J. Bordé, « Exact phase shifts for atom interferometry », *Phys. Lett. A*, vol. 306, n° 5 6, p. 277 284, janv. 2003.

[112] A. Obermann, T. Planès, E. Larose, et M. Campillo, « Imaging preeruptive and coeruptive structural and mechanical changes of a volcano with ambient seismic noise: imaging preeruptive and coeruptive changes », *J. Geophys. Res. Solid Earth*, vol. 118, n° 12, p. 6285 6294, déc. 2013.

[113] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, et A. Landragin, « Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor », *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.*, vol. 5, n° 2, p. S136, avr. 2003.

[114] S. Merlet, J. L. Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. P. D. Santos, et P. Rouchon, « Operating an atom interferometer beyond its linear range », *Metrologia*, vol. 46, n° 1, p. 87 94, févr. 2009.

[115] « Güralp Systems Ltd CMG-40 Seismometers ».

[116] « Titan Strong Motion Accelerometer », *Nanometrics*. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.nanometrics.ca/products/titan>.

[117] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer, « Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry », *Nat. Commun.*, vol. 2, p. 474, sept. 2011.

[118] J. Peterson, « Observations and modeling of seismic background noise », *USGS Open File Rept*, vol. 322, 1993.

- [119] J. Thom, G. Wilpers, E. Riis, et A. G. Sinclair, « Accurate and agile digital control of optical phase, amplitude and frequency for coherent atomic manipulation of atomic systems », *Opt. Express*, vol. 21, n° 16, p. 18712–18723, août 2013.
- [120] R. Geiger, « Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté », Université Paris Sud–Paris XI, 2011.
- [121] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. Bordé, A. Landragin, et P. Bouyer, « Six–Axis Inertial Sensor Using Cold–Atom Interferometry », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, n° 1, juill. 2006.
- [122] T. M. Niebauer, R. Billson, B. Ellis, B. Mason, D. van Westrum, et F. Klopping, « Simultaneous gravity and gradient measurements from a recoil–compensated absolute gravimeter », *Metrologia*, vol. 48, n° 3, p. 154–163, juin 2011.
- [123] M. J. Thorpe, D. R. Leibrandt, T. M. Fortier, et T. Rosenband, « Measurement and real–time cancellation of vibration–induced phase noise in a cavity–stabilized laser », *Opt. Express*, vol. 18, n° 18, p. 18744–18751, 2010.
- [124] D. Leibrandt, J. Bergquist, et T. Rosenband, « Cavity–stabilized laser with acceleration sensitivity below 10^{-12} g^{-1} », *Phys. Rev. A*, vol. 87, n° 2, févr. 2013.
- [125] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussem, J.–F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. P. D. Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer, « I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity », *Appl. Phys. B*, vol. 84, n° 4, p. 673–681, sept. 2006.
- [126] R. Sleeman, « Three–Channel Correlation Analysis: A New Technique to Measure Instrumental Noise of Digitizers and Seismic Sensors », *Bull. Seismol. Soc. Am.*, vol. 96, n° 1, p. 258–271, févr. 2006.

Publications

- Mobile and remote inertial sensing with atom interferometer
B. Barrett, P.A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, J. Lautier, A. Landragin, proceedings de l'école de physique internationale « Enrico Fermi », 2013
- A compact micro-wave synthesizer for transportable cold-atom interferometer
J. Lautier, M. Lours, A. Landragin ; accepté pour publication dans la revue « Review of scientific instruments », 2014
- Hybridizing atomic and classical accelerometers,
J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, A. Landragin ; en préparation
- Original single-diode laser source for cold atom interferometry
B. Battelier, J. Lautier, A. Landragin, P. Bouyer ; en préparation

Annexe A – Atome de ^{87}Rb

Tableau 6-1 Grandeurs physiques relatives à l'atome de Rubidium 87. Données extraites de

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique		37	
Masse atomique	M	$1,44316060(11) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde (raie D2)	λ	780,241209686(13)	nm
Fréquence (raie D2)		384,2304844685(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ	6,065(9)	MHz
Ecart hyperfin $ 5 S_{1/2}\rangle$	$\omega_{HF}/2\pi$	6,83468261090429(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	mm. s $^{-1}$
Intensité de saturation	I_{sat}	1,67	mW. cm $^{-2}$
Moment dipolaire électrique ($j = 1/2 \vec{D} \cdot \vec{E} j' = 3/2$)	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	C. m

Annexes B – Technique du vide

Conductance d'un raccord

Par analogie avec la loi d'Ohm, la différence de pression aux extrémités de la canalisation ΔP est donnée par le produit de l'inductance du conduit Z par le débit massique déplacé Q .

$$\Delta P = Q \cdot Z \quad (6.1)$$

la vitesse de pompage de la pompe étant définie par :

$$S = \frac{Q}{P_p} \quad (6.2)$$

où P_p est la pression d'aspiration qui caractérise le type de pompe utilisée. Nous obtenons donc pour la pression dans l'enceinte :

$$P_{enceinte} = P_p + \frac{S \cdot P_p}{L} \quad (6.3)$$

en notant $L = \frac{1}{Z}$ la conductance du raccord et en approximant la pression à la sortie de la pompe à P_p (de l'ordre de 10^{-11} hPa). Pour un tube de longueur l à section circulaire de diamètre D la conductance pour un flux en régime moléculaire est donné par :

$$L = 10 \frac{D^3}{l} \quad (6.4)$$

Application numérique. $l = 110$ mm, $D = 35$ mm donnent une conductance de 4 l/s. En prenant l'exemple de la pompe NEXTorr ($P_p = 10^{-11}$ hPa, $S = 100$ l/s), nous obtenons $P_{enceinte} \cong 2,5 \times 10^{-10}$ hPa.

Annexe C – Considérations électroniques pour le développement du module CTR

Nous décrivons dans cette annexe un certain nombre de propriétés des composants électroniques constituant le module CTR et ayant une influence sur la qualité des corrélations entre la mesure des vibrations par l'accéléromètre Titan et la mesure des vibrations par les atomes. En particulier, nous examinons les caractéristiques du CAN (en nous basant sur les spécifications données par le constructeur) afin que le module CTR ne dégrade par les corrélations.

Bruit de quantification et résolution

L'accéléromètre Titan présente un facteur d'échelle de $K = 8.16 \text{ V} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$. Le pas de quantification δV d'un convertisseur analogique/numérique (CAN), correspondant au plus petit écart de tension qu'il peut résoudre, est donné par :

$$\delta V = \frac{V_{ref}}{2^{N_{bits}}} \quad (6.5)$$

où V_{ref} est la tension de référence utilisée par le CAN et N_{bits} le nombre de bits sur lequel est codée la tension numérisée. Nous associons au processus de numérisation un bruit de quantification supposé blanc dont la contribution RMS (en volts) est donnée par [126] :

$$\sigma_{num} = \frac{V_{ref}}{2^{N_{bits}}\sqrt{12}} \quad (6.6)$$

En prenant une dynamique de conversion de $\pm 0.5 \text{ V}$, une résolution du convertisseur de 20 bits permet de réduire le bruit de quantification à un niveau de $3 \times 10^{-7} \text{ V}$ à chaque numérisation. En injectant cette valeur dans l'équation (3.22), nous estimons que pour un interféromètre de durée $2T = 100 \text{ ms}$ et un CAN cadencé à 1 kHz , chaque numérisation introduit un bruit de $1,5 \text{ mrad}$. Ainsi, ce bruit de quantification contribue sur la phase de l'interféromètre à un niveau de 15 mrad par coup. Ceci correspond à une sensibilité à l'accélération de $2,5 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

Dans les spécifications données par les constructeurs, la résolution en bits des convertisseurs est donnée pour des fréquences d'échantillonnages basses (typiquement 1 Hz). Pour notre cadence d'utilisation (environ 1 kHz), il est usuel de perdre deux ou trois bits de résolution. C'est pourquoi nous choisissons d'utiliser un CAN 24 bits ; nous utiliserons de plus avant la numérisation un amplificateur bas-bruit à gain variable pour afin d'augmenter le rapport signal à bruit (5.3.4).

Application numérique. Nous nous plaçons dans les conditions d'utilisation du module CTR du paragraphe 5.3.6. Nous considérons une résolution effective de 20 bits, un facteur de sur-échantillonnage $NBS = 4$, une fréquence d'échantillonnage $f = 52,6 \text{ kHz}$ et un gain de pré-amplification $G = 20$. La gamme d'entrée du CAN est $\pm 2,2 \text{ V}$.

Alors, $\sigma_{num} = 1,2 \times 10^{-6} \text{ V}$. A chaque cycle de mesure, nous réalisons 6160 numérisations, regroupées par paquets de 4. Le bruit de quantification étant supposé blanc, nous obtenons à chaque cycle de mesure :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{num} \frac{\sqrt{6160}}{\sqrt{4}} \frac{1}{GK} = 2,9 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

Exactitude et stabilité du CAN

La Figure 6-1 représente la fonction de transfert idéale d'un CAN et un exemple de fonction de transfert réelle. Nous soulignons l'importance de deux paramètres: le gain et la tension de décalage, qui dépendent directement de la tension de référence V_{ref} utilisée.

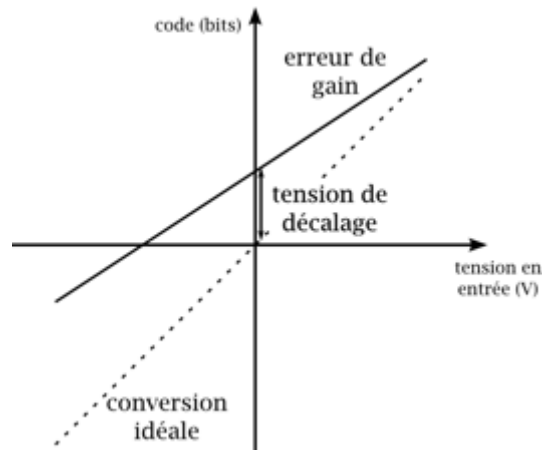


Figure 6-1 Schéma simplifié de la fonction de transfert d'un CAN. Nous représentons deux grandeurs importantes pour la qualité de la correction temps réel des vibrations : l'erreur de gain et l'erreur due à la tension de décalage du CAN. Ce sont leurs fluctuations qui sont susceptibles de dégrader la qualité de la réjection.

On distingue les erreurs sur ces paramètres et leurs fluctuations. Une erreur de tension de décalage (spécifiée de l'ordre de $7 \mu\text{V}$) conduit à un biais d'accélération correspondant à un décalage de la phase atomique moyenne de l'ordre de 30 mrad . Ceci est faible (surtout par rapport à l'effet de la tension de décalage de l'accéléromètre Titan) et facilement corrigé. L'erreur de gain, de l'ordre de $0,1 \%$, correspond à une erreur de facteur d'échelle, ce que nous pouvons a priori corriger (§ 5.3.6.4). Les fluctuations de ces grandeurs peuvent en revanche être plus problématiques.

Fluctuations des paramètres. Ceci est directement lié à la stabilité de la référence de tension utilisée. La température extérieure est la principale grandeur d'influence. A l'intérieur du boîtier fermé (situé avec l'expérience dans une pièce régulée en température), nous enregistrons des variations de température de $1 \text{ }^\circ\text{C}$ sur plusieurs heures (principalement dues aux cycles de climatisation). Or la tension de décalage de la fonction de transfert du CAN fluctue de $2 \mu\text{V.K}^{-1}$. Cette variation correspond à une stabilité de la correction de la phase atomique d'environ 15 mrad (équation (3.22)). L'erreur de gain fluctue d'environ 2×10^{-6} en relatif. Au vu de la sensibilité à l'accélération que nous atteignons à l'heure actuelle avec la méthode CTR, cet effet ne contribue pas significativement.

En reprenant l'application numérique précédente, nous souhaiterions garantir une stabilité de V_{ref} à mieux que $1 \mu\text{V}$ près, ce qui est difficilement accessible sans contrôle actif de la température (V_{ref} dérive typiquement de plusieurs $\mu\text{V.K}^{-1}$). L'utilisation d'un préamplificateur bas-bruit permet également de réduire la poids de cette contribution.

Bruit propre du CAN. Il affecte directement la qualité de la méthode CTR. Spécifié à $6,5 \mu\text{V RMS}$, nous montrons expérimentalement qu'il n'est pas limitant à l'heure actuelle (§ 0).

Remarque : Après avoir isolé le boîtier CTR des fluctuations de la température extérieure (dues à la climatisation), une régulation en température du boîtier améliorerait la stabilité long-terme de la méthode CTR.

Fréquence d'échantillonnage

Au regard de la fonction de sensibilité en accélération dans le domaine fréquentiel (Figure 5-4), les fréquences de Fourier contribuant le plus au déphasage atomique se situent dans la gamme allant de la composante continue à 100 Hz environ. Afin de respecter le critère de Nyquist et de disposer d'une marge de sécurité, nous travaillons avec des fréquences d'échantillonnage supérieures ou égales à 1 kHz.

De manière générale, il existe un compromis du fait de l'électronique utilisée : plus la cadence d'échantillonnage est élevée, plus le bruit propre de la chaîne d'acquisition est élevé. Mais plus la cadence est faible, plus l'erreur d'approximation de l'intégrale par une somme de Riemann est importante (§ 3.3.4).

Synchronisation

L'étude détaillée de la méthode de post-correction indique qu'il est critique de pouvoir introduire un délai temporel entre le début de la première impulsion Raman et le début de la pondération par le support triangulaire de la fonction de sensibilité avec une résolution de 100 μs .

Influence de la gigue dans l'application du délai. Un ajustement de la partie linéaire de la courbe présenté sur la Figure 5-7 (pour des délais inférieurs à 500 μs) par une fonction affine donne une pente de $-1,83 \times 10^{-6} \text{ (m.s}^{-2}\text{).ms}^{-1}$. Ainsi, si le délai n'est pas bien adapté, toute gigue supérieure à 50 μs dans l'application du support de la fonction de sensibilité limitera la sensibilité de la mesure à un niveau de $1 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$.

Autres paramètres

Le bruit lié aux erreurs d'approximation effectuées par le calculateur lors des opérations sur des valeurs finies est examiné. Dans l'hypothèse très défavorable où l'erreur (non déterministe) accumulée croît linéairement avec le nombre d'opérations, seul le codage des valeurs sur des flottants double-précision préserve la résolution nécessaire. C'est cette méthode qui a été retenue.

Annexe D – Paramètres de la méthode CTR

Nous décrivons ici les paramètres et les grandeurs physiques mis en jeu par la méthode CTR.

Variables et paramètres

Tableau 6-2 Liste des paramètres du module de compensation temps-réel et des grandeurs qu'ils contrôlent.

Grandeur physique	Dénomination dans le code	Commentaires
Durée entre l'instant de correction et le début de la troisième impulsion Raman	DeltaCorr	(entier) dépend de la fréquence d'échantillonnage effective
Déphasage supplémentaire contrôlé par l'utilisateur (φ_{supp})	dephsupp	(en radian, codé sur 14 bits) permet d'ajouter un déphasage arbitraire
Délai temporel	Offset	(entier) dépend de SNbS
Facteur d'échelle de l'interféromètre	gain	(flottant ; en $\text{rad} \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-2})^{-1}$)
1/(gain du pré-amplificateur)	CORRECTION	(flottant) Compense l'amplification précédent la numérisation
Facteur de sur-échantillonnage (NBS)	SNbS	(entier) facteur de sur-échantillonnage Détermine la fréquence d'échantillonnage effective ($f_{ech\ eff} = f_{ech} / \text{SNbS}$)
Nombre de points composant le support triangulaire de la fonction de sensibilité (NBT)	SNbT	(entier) Détermine la durée du triangle ; dépend de SNbS
Nombre de point composant la moyenne arithmétique du signal du Titan (NBM)	SNbM	(entier) Détermine la durée sur laquelle nous déterminons la valeur DC du Titan ; dépend de SNbS ; $\text{SNbM} > \text{SNbT}$
Fréquence de départ de la rampe de la DDS	OCTS	(sur 6 octets)
Fréquence d'arrivée de la rampe	OCTP	(sur 6 octets) pas utile en pratique
Incrément de fréquence de la rampe	OCTD	(sur 6 octets) détermine la pente de la rampe
Incrément temporel associé à OCTD	OCTT	(sur 3 octets) détermine la pente de la rampe ; fixé à 10 μs en pratique
Passage de la DDS du mode rampe au mode single-tone	RAZ	(nombre) de l'ordre de 5 ms en pratique
Remise à zéro de l'indice de la mesure	MESRST	Instruction
Incrément de phase pour scan contrôlé	MesCoef	(en rad) à chaque cycle i la quantité $i \cdot \text{MesCoef}$ est ajoutée à dephsupp
Activation du lock sur la frange centrale	Mifrange	(flottant) à chaque cycle i la quantité $(-1)^i \cdot \text{Mifrange}$ est ajoutée à dephsupp

Résumé :

Nous présentons le développement d'un prototype de gravimètre atomique compact reposant sur l'interférométrie atomique avec des transitions Raman stimulées. Nous démontrons une amélioration importante de la compacité et de la simplicité de chaque élément du dispositif expérimental (tête de capteur, source laser, référence de fréquence micro-onde, système de filtrage des vibrations). Ce travail s'appuie sur l'utilisation d'une pyramide creuse comme miroir de rétro-réflexion, ce qui permet de réaliser toutes les fonctions d'un interféromètre atomique (piégeage et refroidissement des atomes, interféromètre, détection) avec un unique faisceau laser. Nous avons donc développé une tête de capteur très compacte, dont les fonctions clés ont toutes été simplifiées. La source laser met en jeu un unique laser émettant à 1560 nm pour interroger des atomes de Rubidium 87. Elle bénéficie de l'utilisation de composants optiques télécoms fibrés, qui ont déjà démontré leur performance et leur robustesse aux conditions environnementales. Tous les éléments du prototype sont assemblés pour permettre la mise en place de l'interféromètre. Ce type de gravimètre compact est très intéressant pour la gravimétrie de terrain. En parallèle, nous avons développé un système de réjection du bruit de vibration, basé sur l'électronique numérique. La contribution des vibrations sur la phase atomique est pré-compensée avant la fermeture de l'interféromètre, directement sur la phase optique des lasers. Ceci garantit que chaque point de mesure a une sensibilité maximum, malgré un bruit de d'accélération important. Ainsi, pour un gravimètre posé au sol en environnement urbain, nous avons démontré une sensibilité à l'accélération de l'ordre de $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ à 1 seconde, qui atteint $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ après 300 secondes d'intégration. Notre dispositif nous a finalement conduit à l'hybridation complète du gravimètre atomique avec un accéléromètre classique, conduisant à un accéléromètre exact très large bande [DC ; 430 Hz]. Ce résultat est très prometteur, notamment pour la navigation inertielle.

Mots clés : [Interférométrie atomique, capteur inertielle, atomes froids, gravimétrie, navigation inertielle, transitions Raman stimulées]

Development of a compact atomic accelerometer for on-field gravimetry and inertial navigation

Abstract :

We present the development of a compact atomic gravimeter, relying on atom interferometry using stimulated Raman transitions. We demonstrate a significant improvement in terms of compactness and simplicity for each element of the device (sensor head, laser source, micro-wave frequency reference, vibration rejection system). This work relies on the use of a hollow-pyramid in place of the usual retro-reflecting mirror. This component allows realizing each step of measurement (trapping and cooling of the atoms, interferometer, detection) with a single laser beam. We developed a very compact sensor head, for which we have simplified every key element. The laser source features only one single laser diode, emitting at 1560 nm to interrogate Rubidium 87 atoms. It benefits from the use of fibered optical telecom components, which have already demonstrated to be performing and robust to environmental conditions. All the elements of the accelerometer prototype are now gathered to allow for the operation of the interferometer. On-field gravimetry will greatly benefit from such compact absolute gravimeter. In parallel, we have developed a novel vibration rejection method, based on digital electronics. The atomic phase shift induced by vibrations is pre-compensated before the recombination of the wave-packets, directly on the optical phase on the Raman lasers. This ensures that each measurement point stays at maximum sensitivity, even in the presence of great acceleration noise. As a result, for a gravimeter operating directly on the ground in an urban environment, we have reached sensitivity to acceleration at a level of $7 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ at 1 s, which improves down to $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ after 300 s. Finally, our method lead us to fully hybridize the atom gravimeter with a classical accelerometer, which results in an accurate very large-band accelerometer [DC ; 430 Hz]. This demonstration is very promising for applications in inertial navigation.

Keywords : [Atom interferometry, inertial sensor, cold atoms, gravimetry, inertial navigation, stimulated Raman transition]