



HAL
open science

Interférométrie atomique embarquée double espèce, 87Rb et 39K, appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle

Laure Chichet

► **To cite this version:**

Laure Chichet. Interférométrie atomique embarquée double espèce, 87Rb et 39K, appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle. Autre. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0865 . tel-01717235

HAL Id: tel-01717235

<https://theses.hal.science/tel-01717235>

Submitted on 26 Feb 2018

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

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

UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur
Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Lasers, matière et nanosciences

présentée par
Laure CHICHET

Interféromètre atomique embarqué double espèce,
 ^{87}Rb et ^{39}K , appliqué au test du principe
d'équivalence faible et à la navigation inertielle

Soutenue le 15 décembre 2017

Composition du jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Thomas BOURDEL	LCF - Palaiseau
	Carlos GARRIDO ALZAR	SYRTE - Paris
<i>Président du jury :</i>	Arnaud LANDRAGIN	SYRTE - Paris
<i>Examineurs :</i>	Lionel CANIONI	Université de Bordeaux - Talence
	Fabien NAPOLITANO	IXBLUE - Saint-Germain-en-Laye
<i>Directeur de thèse :</i>	Philippe BOUYER	LP2N - Talence
<i>Invités :</i>	Baptiste BATTELIER	LP2N - Talence
	Thomas LEVEQUE	CNES - Toulouse



Interféromètre atomique embarqué double espèce, ^{87}Rb et ^{39}K , appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle

Ces travaux de thèse s'inscrivent à la frontière entre l'utilisation de l'interférométrie atomique pour tester un principe fondamental de physique, le principe d'équivalence faible, et le transfert des technologies développées dans ce but vers des applications industrielles, en particulier la navigation inertielle, à travers une collaboration avec l'entreprise iXBlue au sein d'un laboratoire commun (iXAtom) où nous avons travaillé à l'hybridation d'une centrale inertielle avec un accéléromètre atomique afin de corriger la dérive temporelle de la centrale.

Afin de tester le principe d'équivalence faible, nous utilisons un interféromètre atomique double espèce (^{87}Rb et ^{39}K). Cette expérience est réalisée en laboratoire mais également en micropesanteur à bord de l'avion ZERO-G de Novespace. Cette particularité pose des contraintes sur les choix technologiques puisque le montage doit être robuste, compact et transportable. Notre système laser en est un bon exemple puisqu'il est basé sur des technologies télécom (1560 et 1534 nm) doublées en fréquence. Nous avons réalisé le premier test du principe d'équivalence en micropesanteur avec des atomes froids en 2015, ce qui représente une étape majeure vers la réalisation d'un instrument embarquable à bord d'un satellite.

Le ^{39}K est une espèce difficile à refroidir et à manipuler à cause de sa structure hyperfine étroite. Nous avons mis en place un refroidissement par mélasse grise pour cette espèce en ajoutant un laser résonnant avec la transition D1 du potassium. Nous avons également mis en place une préparation des atomes dans l'état non magnétique $m_F = 0$ efficace à 95%. Ces techniques ont amélioré le contraste de nos franges d'interférences d'un facteur 4 et nous a permis d'obtenir une sensibilité sur le paramètre d'Eötvös en laboratoire de 5.2×10^{-8} après 11500 s d'intégration.

Onboard dual-species atom interferometer, ^{87}Rb et ^{39}K , applied to the test of the weak equivalence principle and to inertial navigation

This thesis is at the boundary of the fundamental physics with the test of the weak equivalence principle (WEP) and the transfer of the technologies developed to industrial applications such inertial navigation. We began a collaboration in a joint laboratory (iXAtom) with the iXBlue company where we worked on the hybridization of an inertial unit with a cold atom accelerometer.

In order to test the WEP, we use a dual-species atom interferometer (^{87}Rb et ^{39}K). This experiment works in the laboratory but it is designed to perform onboard the Novespace ZERO-G plane. This specificity puts constraints on the design of the setup because it needs to be robust, compact and transportable. Our laser system is a good example because it is based on Telecom technologies (1560 and 1534 nm) frequency doubled. We realized the first test of the weak equivalence principle on microgravity with cold atoms in 2015, which is a major step toward a future spatial mission.

The ^{39}K is an atomic species hard to cool and manipulate because of its narrow hyperfine structure. We implemented an other cooling method, the gray molasses, by using a laser resonant to the potassium D1 transition. We built a new sequence to prepare the atoms in the $m_F = 0$ state. This sequence is effective at 95%. These techniques improved the contrast of our interference fringes by a factor 4 which led to the obtention of a sensitivity on the Eötvös parameter in the laboratory of 5.2×10^{-8} after 11500 s of integration.



Remerciements

Ces travaux de thèse ont été réalisés au Laboratoire Numérique et Nanosciences au sein du groupe Atomes froids. Je remercie donc Philippe Bouyer, directeur du laboratoire, de m'avoir accueillie en stage puis en thèse dans de si bonnes conditions. Je remercie également l'institut d'Optique Graduate School pour son soutien financier.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse, Thomas Bourdel, Carlos Garrido Alzar, Arnaud Landragin, Fabien Napolitano et Lionel Canioni pour leur participation à ma soutenance ainsi que pour l'intérêt porté à mes travaux de thèse. Je voudrais plus particulièrement remercier les rapporteurs, Thomas Bourdel et Carlos Garrido Alzar, pour leurs remarques constructives à propos du manuscrit mais également pour les discussions intéressantes que nous avons pu avoir.

Ensuite, cette thèse est le fruit d'un travail collaboratif au sein de l'équipe ICE. Je voudrais donc remercier une nouvelle fois mon directeur de thèse, Philippe Bouyer, pour avoir su encadrer l'évolution de l'expérience grâce à ses idées ambitieuses et son optimisme constant. Je voudrais également remercier mon encadrant, Baptiste Battelier qui a toujours été disponible et à l'écoute. De plus, il a toujours su gérer les moments de stress au sein de l'équipe, notamment à l'approche des campagnes de vol. Je voudrais également le remercier pour les corrections approfondies qu'il a apportées au manuscrit. Je voudrais aussi les remercier tous les deux pour la belle opportunité de stage et de thèse qu'ils m'ont offerte à l'issue de mon stage de M1.

Je remercie aussi Arnaud Landragin. Lors de ses passages au laboratoire, nous avons pu avoir des discussions intéressantes avec lui et bénéficier de son expérience ainsi que de ses précieux conseils, notamment en ce qui concerne l'étude des effets systématiques

Enfin, je remercie également Thomas Lévêque, responsable de l'expérience au CNES et qui suit son évolution de près. Je le remercie aussi pour l'aide qu'il nous apporte lors des campagnes de vol.

A mon arrivée en thèse sur l'expérience, trois personnes de plus étaient sur le projet : un post-doctorant, Brynle Barrett et deux doctorants, Pierre-Alain Gominet et Laura Antonimicollier. Pierre-Alain était en rédaction de thèse à mon arrivée. Même si nous nous sommes peu croisés, j'ai beaucoup apprécié son sens de l'humour ainsi que sa bonne humeur, même pendant cette période particulière qu'est la rédaction d'une thèse. Ensuite Laura et Bryn m'ont permis de m'intégrer rapidement dans l'équipe et m'ont beaucoup appris sur la manip, sans eux, ça n'aurait pas été la même histoire ! Bryn m'a beaucoup appris sur le plan scientifique et il a été une vraie force sur l'expérience. Je le remercie pour cela mais aussi pour sa grande disponibilité et sa gentillesse. J'ai partagé mes deux premières années de thèse avec Laura. Même si la manip nous en a fait voir de toutes les couleurs, elle est toujours restée de bonne humeur et a maintenu une ambiance de travail très agréable, même à l'approche des campagnes

de vol où le stress monte. Je la remercie entre pour cela et ses petites chansons me manqueront. J'ai adoré travaillé avec eux et je leur souhaite le meilleur pour la suite.

Vers le milieu de ma thèse, Gabriel Condon, un nouveau post-doc nous a rejoint. Ce fan de bonbon est arrivé plein d'idées nouvelles pour l'expérience. Je le remercie pour sa motivation et sa jovialité et pour avoir su me booster lors de mes baisses de régime pendant la rédaction. Durant ma dernière année, nous avons été rejoints par un autre doctorant, Martin Rabault qui s'est rapidement intégré à l'équipe. Même si nous avons peu travaillé ensemble j'en garde un excellent souvenir. Je leur souhaite à tous les deux beaucoup de réussite sur le projet ainsi que de beaux résultats sur le simulateur.

Au cours de ma thèse, nous avons commencé une collaboration avec IXBlue au sein d'un laboratoire commun, IXAtom. J'ai continué à travailler avec Bryn sur ce projet et Lauriane Fouché est venue compléter l'équipe. Très impliquée dans la vie du laboratoire, elle n'a pas été avare de conseils qui ont souvent apporté un regard extérieur aux problèmes rencontrés et je l'en remercie. Je la remercie également pour les cours de couture ! Je lui souhaite plein de réussite au CEA.

Juste avant que je n'entame la rédaction de ce manuscrit, Pierrick Cheiney est arrivé sur le projet et il partage son temps entre le laboratoire commun et le site d'IXBlue à Saint-Germain-en-Laye. Lui aussi apporte plein d'idées nouvelles, notamment au niveau de l'analyse des données. Je le remercie pour cette brève collaboration et aussi d'avoir partagé mon bureau et de m'avoir supporté pendant la rédaction.

Je tiens ensuite à remercier les gens de chez IXblue que j'ai pu croiser lors de mes visites. Je voudrais plus particulièrement remercier Fabien Napolitano et Henri Porte. Les échanges que nous avons pu avoir ont été très formateurs pour moi, même si nous avons mis un certain temps à parler le même langage. J'ai énormément appris grâce à eux et le point de vue d'un industriel, très différent de celui d'un laboratoire de recherche, a été très intéressant.

Enfin, Je voudrais souhaiter la bienvenue à Simon Templier qui rejoint le projet IXAtom en thèse après avoir effectué un stage au laboratoire et lui souhaiter bonne chance pour les trois années qui s'annoncent.

Je voudrais ensuite remercier l'ensemble du groupe Atomes froids pour leur accueil chaleureux ainsi que pour l'ambiance de travail très agréable dans laquelle j'ai pu évoluer. Je voudrais également les remercier pour les à cotés (pauses café, sorties...). Je remercie donc Margaux, Isabelle, Grégoire, Sophie, Jonathan, Etienne, Grigor, Walid, Deepak, Devang, Hodei, Hugo, Caroline, Maxime, Adèle, Romain, Jin-Yi, Chen-Hao Andrea, Simon et Benjamin. J'espère que je n'ai oublié personne !

Je voudrais ensuite remercier Marco Prevedelli qui est resté quelques temps parmi nous au laboratoire. Je voudrais le remercier particulièrement pour l'aide précieuse qu'il nous a apporté lors de la réparation de notre DDS potassium.

Je voudrais également remercier les personnes travaillant dans les autres groupes du laboratoire que j'ai pu croiser au cours de ces trois années.

Ensuite, pour qu'un laboratoire fonctionne, des équipes de recherche ne suffisent pas. Les services techniques (atelier d'électronique et atelier de mécanique) ainsi que les services administratifs contribuent grandement au bon déroulement de la vie au laboratoire comme au bon déroulement d'une thèse. Je tiens donc à remercier Giorgio Santarelli, Jean-Hugues Codarbox, Jérémie Leonardon, Arnaud Tizon, Philippe Teulat, Romain Bourda, Jacky Robin, Ludovic

Vinsonnaud, Fabien Lehoux, Stéphanie Schultze et Laurent Porcel. Ils ont toujours été très disponibles et d'une grande aide.

J'aimerais ensuite remercier toute l'équipe de Novespace pour leur accueil toujours agréable. Je voudrais en particulier remercier Patrice Rosier et Frédéric Gai qui ont successivement été nos référents chez Novespace.

Sur un plan plus personnel, je voudrais remercier mon amie depuis de nombreuses années, Alexandra, qui a toujours été présente dans les bons comme les mauvais moments. Son amitié a été pour moi un rocher auquel me raccrocher dans les moments de doute. Je voudrais également remercier mes amis du lycée, Fifty, Alicya et Laurie ainsi que ceux de la fac, Elen, Jonathan, Julien, Armand et les autres qui ont partagé des galères de thésard similaires aux miennes.

Pour finir, je voudrais remercier ma famille pour leur amour et leur soutien. Je voudrais surtout remercier du fond du cœur mes parents et mes grands parents pour m'avoir toujours soutenue dans mes choix sans jamais me pousser. Je voudrais aussi les remercier d'être venus à ma soutenance et pour l'organisation du pot qui était juste génial.



Table des matières

Introduction	4
1 Outils théoriques pour l'interférométrie atomique double espèce en micro-gravité	10
1.1 Interférométrie par transition Raman stimulée	10
1.1.1 Principe des transitions Raman à deux photons	10
1.1.2 Construction d'un interféromètre atomique	14
1.2 Interféromètre soumis à une accélération	17
1.2.1 Interféromètre soumis à une accélération constante	17
1.2.2 Cas particulier du gravimètre atomique	18
1.2.3 Interféromètre dans le régime de faible vitesse et de faible accélération	19
1.3 Réponse de l'interféromètre aux vibrations dans le cadre du test du principe d'équivalence	21
1.3.1 Effet des vibrations sur l'interféromètre	21
1.3.2 Méthodes de réjection des vibrations adaptées à un interféromètre simple espèce	25
1.3.3 Cas particulier d'un interféromètre double espèce	28
1.4 Conclusion	33
2 Dispositif expérimental	34
2.1 Contexte des campagnes de vol	34
2.1.1 Campagne de vol dans l'avion A310 ZERO-G	34
2.1.2 Contraintes liées aux vols paraboliques	35
2.2 Système laser	36
2.2.1 Architecture basse puissance et asservissements en fréquence	37
2.2.2 Amplification et architecture en espace libre	39
2.2.3 Laser tout fibré pour la transition D1 du potassium	40
2.2.4 Description de la chaîne de fréquence	41
2.3 Chambre de science	42
2.3.1 Description de l'enceinte à vide	42
2.3.2 Contrôle des champs magnétiques	45
2.3.3 Détection	49
2.4 Conclusion	51
3 Source atomique de ^{39}K pour la métrologie	54
3.1 Refroidissement du potassium	54
3.1.1 Refroidissement avec une mélasse rouge	54
3.1.2 Refroidissement avec une mélasse grise	57
3.2 Préparation des atomes dans un état non magnétique	63
3.2.1 Séquence de transfert	64
3.2.2 Purification des atomes et optimisation de la préparation d'état	65
3.3 Des expériences de précision avec le ^{39}K	67

3.3.1	Interféromètre de potassium type Mach-Zehnder	67
3.3.2	Interféromètre de Ramsey	69
3.4	Conclusion	72
4	Interféromètre de ^{87}Rb et mise en place d'un piège dipolaire	74
4.1	Interféromètre de ^{87}Rb	74
4.1.1	Refroidissement et préparation d'états	74
4.1.2	Franges d'interférence	76
4.2	Vers une source de rubidium ultra-froide	77
4.2.1	Le refroidissement évaporatif	77
4.2.2	Nécessité d'une configuration adaptée à l'expérience ICE	79
4.2.3	Généralités sur les pièges dipolaires	81
4.2.4	Le potentiel moyenné (TAP)	82
4.2.5	Mise en place du piège dipolaire sur l'expérience ICE	85
4.3	Conclusion	87
5	Utilisation de l'interférométrie atomique pour tester le principe d'équivalence faible	88
5.1	Le principe d'équivalence faible	88
5.1.1	Le principe d'équivalence	88
5.1.2	Différents tests du principe d'équivalence faible	89
5.2	Test du principe d'équivalence faible au laboratoire	92
5.2.1	Performances du gravimètre double espèces	92
5.2.2	Étude des effets systématiques	95
5.2.3	Étude de l'exactitude des valeurs de g et η	105
5.2.4	Étude de la sensibilité de η	106
5.3	Test du principe d'équivalence faible lors de vols paraboliques	106
5.3.1	Résultats obtenus lors de vols paraboliques	107
5.3.2	Évaluation des effets systématiques et estimation de η en micropesanteur	110
5.4	Conclusion	113
6	Vers l'utilisation des atomes froids dans les centrales inertielles	116
6.1	Introduction à la navigation inertielle	117
6.1.1	Présentation de la navigation inertielle	117
6.1.2	Algorithmes calculant la trajectoire	118
6.1.3	Limites des centrales inertielles	120
6.1.4	Le laboratoire iXAtom	123
6.2	Intérêt des atomes froids pour la navigation inertielle	125
6.2.1	Caractéristiques des capteurs inertiels classiques	126
6.2.2	Le potentiel des atomes froids	131
6.2.3	Cahier des charges de l'accéléromètre atomique	133
6.3	Hybridation de l'expérience ICE avec une centrale inertielle	135
6.3.1	Dispositif expérimental	135
6.3.2	Résultats préliminaires	137
6.3.3	Étude préliminaire du biais de l'accéléromètre atomique	140
6.4	Conclusion	140
	Conclusion	142
	Publications	146

Introduction

À l'aube du XXe siècle, la communauté scientifique était confrontée à l'incompréhension de deux phénomènes physiques : le rayonnement du corps noir et l'effet photoélectrique. En 1900, Max Planck parvint à expliquer la "catastrophe ultra-violette" en postulant que l'énergie ne puisse être émise ou absorbée par un corps que par paquets d'énergie E tels que $E = h\nu$, avec h la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement électromagnétique [1]. Cette idée nouvelle de quantification des échanges d'énergie est poursuivie par Albert Einstein. En 1905, ce dernier propose une explication de l'effet photoélectrique en reprenant l'idée de quantification de l'énergie et en développant le concept de "particule de lumière", ultérieurement nommée photon [2]. L'explication de ce phénomène, qui a valu à Einstein le prix Nobel de physique en 1921, pose le concept de dualité onde corpuscule puisque la lumière était alors uniquement considérée comme une onde électromagnétique. Ce concept est étendu à la matière en général par Louis de Broglie en 1924 [3]. Il associe une longueur d'onde, longueur d'onde de de Broglie λ_D , à une particule de masse m et de vitesse v , soit, $\lambda_D = h/(mv)$. Cette propriété de la matière a été mise en évidence pour la première fois en 1927 par l'expérience de Clinton Joseph Davisson et Lester Halbert Germer où ils ont bombardé un réseau cristallin de nickel avec un faisceau d'électrons.

Les deux concepts que nous venons d'évoquer sont à la base de la mécanique quantique. La théorie fut ensuite formalisée par Erwin Schrödinger, aboutissant à l'équation qui porte aujourd'hui son nom :

$$\frac{\vec{P}^2}{2m}|\psi(t)\rangle + V(\vec{r}, t)|\psi(t)\rangle = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle. \quad (1)$$

Cette équation fondatrice de la mécanique quantique illustre bien la propriété ondulatoire de la matière à travers l'utilisation d'une fonction d'onde pour décrire son comportement. Elle met également en avant le caractère probabiliste de la mécanique quantique.

Enfin, le développement de la mécanique quantique a posé les bases de la physique moderne en proposant de nouveaux modèles théoriques. Ces progrès ont ouvert de nouveaux domaines de recherche comme la physique atomique, la physique nucléaire ou encore la physique des particules. De plus, la physique quantique est à l'origine de nombreuses inventions qui ont révolutionné notre quotidien. Par exemple, le développement des semi-conducteurs a révolutionné l'électronique notamment grâce au transistor ou encore, le phénomène de résonance magnétique nucléaire a permis l'invention d'un nouvel appareil d'imagerie médicale. Enfin Theodore Maiman mit au point le premier laser en 1960 [4]. Ce nouvel outil trouva de très nombreuses applications dans l'industrie, les télécommunications, la métrologie ou la santé par exemple.

Dans les années 70, le développement de lasers accordables en fréquences ont permis la manipulation des atomes en utilisant la lumière [5]. Ainsi, les premières expériences consistant à pousser des atomes [6, 7] ont été suivies dans les années 80 par la réalisation de la première mélasse optique puis, sur proposition de Jean Dalibard, du premier piège magnéto-optique

[8].

Le développement de ces techniques, permettant de créer des échantillons d'atomes froids, s'est avéré un outil puissant permettant de tester et de simuler des phénomènes physiques. Ainsi, dans les années 90, l'essor de nouvelles techniques de refroidissement permet l'observation d'un nouvel état de la matière : le condensat de Bose-Einstein [9, 10]. La manipulation précise d'atomes dans des puits de lumière rend possible la simulation quantique de réseaux cristallins [11]. Plus récemment, des simulations de phénomènes astrophysiques ont été réalisées en laboratoire et ont permis de simuler le comportement d'un trou noir à partir d'un condensat de Bose-Einstein afin d'observer le rayonnement de Hawking [12].

Les technologies atomiques présentent également un fort potentiel en terme de sensibilité et de stabilité. L'exemple le plus frappant reste certainement celui des horloges atomiques, dérivant de 1 seconde sur 30 millions d'années, qui ont abouti à une nouvelle définition de la seconde [13]. Dans le même état d'esprit, les interféromètres atomiques ont vu le jour dans les années 90 [14, 15]. Ce nouveau type d'instrument permet de tirer profit de la sensibilité des atomes aux effets inertiels. Ils ont ainsi servi à la réalisation de mesures précises en gravimétrie [16, 17], en gradiométrie [18] ou encore, en gyrométrie [19]. La sensibilité des atomes aux effets inertiels peut trouver des applications comme en géophysique ou en navigation inertielle.

Finalement, 100 ans après le développement de la mécanique quantique, on observe aujourd'hui un engouement certain pour les technologies et les senseurs quantiques. Par exemple le consortium Quanterra vise à soutenir le montage de projets de recherche à l'échelle européenne sur les technologies quantiques [20]. Ce consortium, réunissant 26 pays, financera la recherche et le développement dans divers domaines de technologies quantiques tels que les communications, la simulation, l'informatique ou encore la métrologie. Dans le même état d'esprit, le Royaume-Uni possède son propre consortium, le "quantum hub technology" [21].

Les atomes froids s'inscrivent très bien dans le développement des technologies quantiques. En effet, plus de 30 ans après l'obtention des premiers atomes froids, les procédés mis au point présentent un certain degré de maturité et l'on peut aujourd'hui clairement parler de technologie atomes froids. De plus, nous pouvons également observer un transfert de technologie vers l'industrie. En France, la start up Muquans commercialise des gravimètres ainsi que des horloges à atomes froids [22]. Le groupe Thalès, leader français dans les domaines de l'aéronautique et du spatial, développe son propre projet d'interférométrie atomique sur puce, dans l'objectif de l'appliquer à la navigation inertielle [23]. A l'échelle internationale, AOSense travaille en étroite collaboration avec l'armée américaine au développement de senseurs atomiques (type gravimètres, accéléromètres et gyroscope) [24]. En Angleterre, Teledyne e2v, s'intéresse aux gravimètres à atomes froids ainsi qu'aux horloges [25].

C'est dans ce contexte, à la frontière entre la recherche fondamentale et le développement industriel, que s'inscrivent ces travaux de thèse. En effet, il reste des progrès à effectuer concernant l'embarquabilité des expériences d'atomes froids et l'expérience ICE (Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace), qui a pour objectif premier le test d'un postulat de la relativité générale, le principe d'équivalence faible en micropesanteur, se trouve être une expérience embarquable. Le principe d'équivalence faible, ou WEP (Weak Equivalence Principle), pose que l'accélération des corps dans un champ gravitationnel est indépendante de leurs masses ou de leurs compositions. La technologie atomes froids s'améliore et ces derniers deviennent des candidats crédibles pour les applications spatiales. Le projet ICE, ainsi que le projet allemand QUANTUS (QUANTen gase Unter Schwerelosigkeit), servent de banc d'essai au projet de mission spatiale STE-QUEST (Space-Time Explorer and Quantum Equivalence

principe Space Test) qui a pour but de tester le principe d'équivalence faible à bord d'un satellite [26]. Dans ces trois expériences, les corps utilisés pour vérifier le WEP sont des atomes et leur accélération est mesurée avec un interféromètre atomique.

De part sa vocation à fonctionner en micropesanteur, l'expérience ICE présente la particularité d'être conçue pour être embarquée à bord de l'airbus A310 ZERO-G de Novespace, effectuant des vols paraboliques. Ce moyen d'accès à la micropesanteur n'est pas sans conséquences sur les choix techniques effectués depuis le début du projet puisqu'il s'agit d'un environnement bruyant, impliquant l'utilisation d'un dispositif expérimental robuste. Une bonne illustration des choix techniques effectués concerne la sélection des espèces atomiques utilisées : le ^{87}Rb et le ^{39}K . Les longueurs d'ondes de transitions de ces deux espèces sont proches : 780.2 nm pour le rubidium et 766.7 nm pour le potassium. De plus, il est tout à fait possible de générer ces longueurs d'onde à partir des technologies Télécom autour de 1560 et 1534 nm. Les systèmes lasers utilisés sont alors fibrés, robustes et adaptables aux projets spatiaux. Il suffit ensuite de réaliser un doublage de fréquence pour obtenir une lumière résonante avec la fréquence de transition des atomes. De plus, l'utilisation de ces longueurs d'ondes implique des facteurs d'échelles proches qui peuvent être égalisés en jouant sur des temps d'interrogations si nécessaire (réjection des vibrations). Un autre avantage de ce duo d'espèces atomiques, contrairement aux expériences utilisant deux isotopes du rubidium, concerne leur grande différence de masse qui les rend potentiellement plus sensible à une violation du principe d'équivalence faible. De plus, la différence de longueur d'onde entre les deux espèces permet d'interroger les atomes indépendamment.

Il est important de souligner que les développements technologiques réalisés dans le cadre de l'expérience ICE peuvent également être utilisés pour des applications de terrain tels que la gravimétrie ou encore la navigation inertielle. Le principe de base de la navigation inertielle consiste à mesurer les accélérations et les rotations dans les trois directions de l'espace puis à intégrer ces mesures pour remonter à la position d'un appareil. Ainsi, l'entreprise iXBlue, dont le savoir-faire principal concerne les gyromètres à fibre optique (FOG pour Fibered-optical gyroscope) et les centrales inertielles, s'est avérée très intéressée par la technologie des atomes froids. Cet intérêt s'est concrétisé par la création d'un laboratoire commun, iXAtom, avec le LP2N (Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences). À terme, cette collaboration vise la réalisation d'un prototype de centrale inertielle quantique, combinant 3 gyromètres et 3 accéléromètres à atomes froids. Nous avons commencé le projet en nous concentrant sur les accéléromètres, issus du savoir-faire de l'équipe ICE.

J'ai rejoint pour la première fois l'équipe ICE au printemps 2013 pour un stage où j'ai eu l'occasion de réaliser un système laser pour refroidir et manipuler le ^{87}Rb . À cette époque, un interféromètre de ^{87}Rb avait été réalisé en micropesanteur mais les résultats sur le potassium se limitaient à un piège magnéto-optique. Lorsque je suis revenue un peu plus d'un an plus tard, d'énormes changements avaient eut lieu : l'enceinte à vide avait été changée ainsi que le système laser du potassium. Ces changements avaient abouti à l'obtention des premières franges d'interférences avec le ^{39}K . Lors de ma première année de thèse, nous avons travaillé à l'optimisation de l'interféromètre double espèce. Nos efforts se sont concrétisés par la réalisation du premier interféromètre atomique double espèce en micropesanteur en mai 2015. Nous nous sommes ensuite concentrés sur l'amélioration de l'interféromètre de potassium en implémentant un refroidissement par mélasse grise. Nous avons également amélioré la préparation d'état concernant cette espèce. Durant ma dernière année de thèse, nous avons étudié les différents effets systématiques de l'expérience et préparé la mise en place d'un piège dipolaire. De plus, les échanges avec iXBlue se sont intensifiés et nous avons fait une première tentative

d'hybridation de l'expérience ICE avec l'une de leurs centrales inertielles.

Plan du mémoire

Ce manuscrit est décomposé en six chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les briques théoriques nécessaire à la compréhension du fonctionnement d'un interféromètre atomique réalisé avec des transitions Raman à deux photons. Nous détaillerons le fonctionnement d'un interféromètre atomique en configuration Mach-Zehnder dans le cas d'une accélération constante, comme cela est le cas pour un gravimètre. Nous verrons ensuite le fonctionnement particulier de l'interféromètre lorsqu'il est dans un régime de faibles accélérations et de faibles vitesses comme lorsque l'expérience est réalisée en microgravité ou bien si l'axe de mesure est horizontal. Enfin, nous étudierons l'effet des vibrations de l'environnement sur l'interféromètre. Nous verrons alors les différentes méthodes dont nous pouvons nous servir pour s'affranchir de la dégradation de l'interféromètre engendrée par les vibrations. Nous distinguerons alors le cas d'un interféromètre simple espèce de celui d'un interféromètre double espèce.

Le dispositif expérimental sera introduit dans le second chapitre. Nous discuterons du contexte particulier des campagnes de vol ainsi que des contraintes techniques que cela implique. Nous détaillerons ensuite l'architecture du système laser de chaque espèce atomique, décomposé en une partie fibrée et une partie espace libre. Nous décrirons ensuite la chambre de science. Nous nous attarderons sur l'enceinte à vide et la mise en place d'un contrôle du champ magnétique de biais. Nous finirons ce chapitre en discutant du système de détection.

Nous verrons au chapitre 3 la préparation de la source de potassium utilisée pour le test du principe d'équivalence. Le potassium est une espèce difficile à refroidir et à manipuler avec des techniques classiques du fait de sa structure hyperfine particulièrement étroite. Nous verrons que la mise en place d'un refroidissement réalisé avec une mélasse grise nous a permis de créer des échantillons dont la température est de l'ordre de $5 \mu\text{K}$. Nous détaillerons ensuite la mise en place d'une méthode optique de préparation d'état efficace dans l'état Zeeman non magnétique $m_F = 0$. Nous illustrerons l'efficacité de ces méthodes en réalisant des franges d'interférence en configuration gravimètre. Nous illustrerons le potentiel des atomes de ^{39}K pour réaliser des expériences de métrologie en réalisant des franges de Ramsey.

Le quatrième chapitre sera dédié au rubidium. Nous y présenterons l'interféromètre de ^{87}Rb que nous utilisons dans le cadre du test du WEP. Nous poursuivrons en décrivant une évolution récente de l'expérience : la mise en place d'un piège dipolaire en vue d'obtenir un échantillon d'atomes ultra-froids. Nous verrons pourquoi nous nous sommes dirigés vers l'installation d'un processus optique ainsi que la méthode utilisée pour évaporer les atomes.

Le cinquième chapitre sera consacré au test du principe d'équivalence faible. Nous commencerons par présenter le principe d'équivalence ainsi que l'état de l'art des différents tests réalisés jusqu'alors. Nous discuterons ensuite des résultats obtenus en laboratoire et des différents effets systématiques qui s'appliquent sur notre interféromètre. Nous finirons ce chapitre en présentant les résultats obtenus lors du test du principe d'équivalence en micropesanteur.

Le dernier chapitre abordera plus en détail une application industrielle de l'interférométrie atomique : la navigation inertielle. Nous commencerons par en expliquer les grands principes. Nous discuterons ensuite des limites des centrales inertielles et nous présenterons le laboratoire commun partagé avec l'entreprise iXBlue. Nous passerons ensuite en revue les capteurs utilisés et nous discuterons de l'intérêt de les remplacer par des technologies basées sur les atomes froids. Nous terminerons ce chapitre en présentant l'hybridation de l'expérience ICE avec une centrale inertielle.

Chapitre 1

Outils théoriques pour l'interférométrie atomique double espèce en micro-gravité

L'expérience ICE est une expérience d'interférométrie mettant en jeu deux espèces atomiques différentes, le ^{87}Rb et le ^{39}K , dont le but est de comparer leurs accélérations respectives pour tester le principe d'équivalence faible. Cette expérience double espèce présente d'autres particularités. En effet, il s'agit d'une expérience embarquable qui a été conçue pour fonctionner en micropesanteur. Elle doit donc être opérationnelle dans un environnement particulièrement bruyant, l'airbus A310 ZERO-G de Novespace, qui n'est pas sans conséquences sur notre interféromètre.

Une analogie peut être faite entre un interféromètre atomique et un interféromètre optique. En effet, le principe est identique puisqu'il s'agit de séparer une onde incidente en plusieurs ondes, de les laisser évoluer sur des chemins différents puis de les recombinaison de façon à observer des franges d'interférence. Dans une expérience d'interférométrie atomique, les rôles de la lumière et de la matière sont inversés puisque nous utilisons des lasers pour générer nos séparatrices et nos miroirs.

Il existe plusieurs méthodes pour créer un interféromètre atomique, nous utilisons sur ICE le principe des transitions Raman stimulées qui sera décrit dans une première partie. Nous verrons ensuite comment nous pouvons extraire une valeur d'accélération à partir du déphasage des franges en sortie de l'interféromètre. Pour finir, nous verrons l'effet des vibrations de l'environnement sur l'interféromètre atomique ainsi que différentes méthodes nous permettant de nous en affranchir. Nous verrons également que dans de telles conditions, utiliser un interféromètre double espèce peut permettre de s'affranchir du bruit de l'environnement. Au chapitre 5, nous détaillerons une des applications possibles de l'interférométrie atomique qui est d'utiliser les atomes pour faire de la navigation inertielle. Nous verrons alors que les outils théoriques décrits dans le cadre du test du principe d'équivalence faible s'appliquent de manière légèrement différente dans cet autre cas.

1.1 Interférométrie par transition Raman stimulée

1.1.1 Principe des transitions Raman à deux photons

L'interféromètre atomique que nous réalisons est un interféromètre de type Mach-Zehnder comme celui réalisé à Stanford dans l'expérience de Kasevich et Chu [14] dans les années 90.

C'est un interféromètre basé sur le couplage entre un champ électromagnétique, comme celui d'un laser, et des atomes. L'interaction entre le nuage atomique et le champ électrique est utilisé pour créer l'équivalent de séparatrices et de miroirs. Le système atomique est considéré comme un atome à trois niveaux : un niveau fondamental $|f\rangle$, un niveau excité $|e\rangle$ et un niveau intermédiaire $|i\rangle$. Le champ électromagnétique mis en jeu est composé de deux ondes lasers L_1 et L_2 :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\epsilon}_1 E_1^0 e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)} + \frac{1}{2} \hat{\epsilon}_2 E_2^0 e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)} + \text{c.c.} \quad (1.1)$$

où $\hat{\epsilon}_i$ est la polarisation, ω_i la pulsation, \vec{k}_i le vecteur d'onde et φ_i la phase de l'onde i ($i = 1, 2$) à la position \vec{r} et à l'instant t .

Les niveaux atomiques $|f\rangle$ et $|e\rangle$ d'énergies respectives $\hbar\omega_f^0$ et $\hbar\omega_e^0$ sont bien définis. Ils sont couplés l'un à l'autre par le niveau $|i\rangle$ d'énergie $\hbar\omega_i^0$ et de largeur naturelle Γ . L'Hamiltonien du système atomique est composé d'un Hamiltonien décrivant l'état externe des atomes, \hat{H}_{ex} , et d'un Hamiltonien décrivant l'état interne des atomes, \hat{H}_{in} .

$$\hat{H}_{\text{ex}} = \frac{\hat{P}^2}{2m} \quad (1.2a)$$

$$\hat{H}_{\text{in}} = \hbar\omega_f^0 |f\rangle\langle f| + \hbar\omega_e^0 |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i^0 |i\rangle\langle i| \quad (1.2b)$$

L'Hamiltonien d'interaction entre l'atome et la lumière est décrit dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique par :

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hat{D} \cdot \vec{E}(\hat{R}, t) \quad (1.3)$$

Avec \hat{D} l'opérateur de moment dipolaire atomique et \hat{R} l'opérateur position de l'atome. Le système est décrit dans le cadre de l'approximation semi-classique. C'est à dire, seuls les états internes de l'atome sont quantifiés. Le mouvement de l'atome est traité de manière classique. L'approximation semi-classique reste valable tant que la longueur de cohérence des atomes est très inférieure à la longueur d'onde des lasers. Cette condition n'est plus vérifiée à partir du moment où l'on travaille avec des atomes ultra-froids.

Une transition Raman stimulée repose sur le couplage de deux états stables. Ce couplage s'effectue par une transition à deux photons via un troisième état. Le principe est représenté figure 1.1. Un atome initialement dans l'état $|f\rangle$ absorbe un photon ω_1 du laser L_1 puis émet un photon ω_2 dans le mode du laser L_2 par émission stimulée. Les transitions Raman stimulées affectent également l'état externe de l'atome puisque ce cycle s'accompagne d'un transfert de quantité de mouvement. L'état externe de l'atome passe de $|\vec{p}\rangle$ à $|\vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle$. On peut alors définir $\vec{k}_{ef} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ comme le vecteur d'onde effectif associé à la transition à 2 photons. Ce transfert d'impulsion est maximal quand les lasers L_1 et L_2 sont contra-propageant. Le changement d'état externe du système s'accompagne d'un changement d'état interne puisque l'atome passe de l'état $|f\rangle$ à l'état $|e\rangle$.

La transition à 2 photons s'effectue par l'intermédiaire d'un état $|i\rangle$ de durée de vie $1/\Gamma$. Ceci rend la probabilité de désexcitation par émission spontanée non négligeable et entraîne des pertes de cohérence entre les deux niveaux couplés ($|f\rangle$ et $|e\rangle$). Il est toutefois possible de

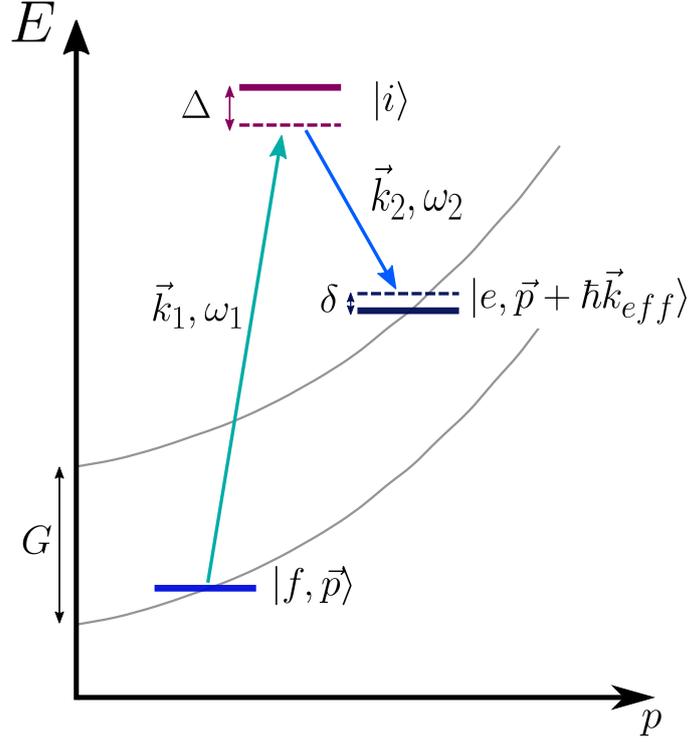


FIGURE 1.1 – Schéma d'une transition Raman, dans laquelle un atome est transféré de l'état fondamental $|f, p\rangle$ à l'état excité $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$.

limiter le phénomène en jouant sur le désaccord Δ par rapport à la résonance avec le niveau $|i\rangle$ de façon à ce que l'on ait $\Delta \gg \Gamma$.

Il est possible de transférer l'atome de l'état $|f, \vec{p}\rangle$ vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ avec une probabilité de 100% quand la condition de résonance est respectée, c'est à dire, quand la différence de fréquence des deux lasers correspond à la différence de fréquence des deux niveaux couplés. Les lois de conservations nous permettent de trouver la condition de résonance. La conservation de la quantité de mouvement nous permet d'écrire :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_f + \delta^{AC} \quad (1.4)$$

où ω_e et ω_f sont les fréquences associées à l'énergie totale de l'atome ($\hbar\omega_e$ et $\hbar\omega_f$) dans les états $|f, \vec{p}\rangle \rightarrow |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. $\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_f^{AC}$ désigne la différence de déplacement lumineux des deux niveaux associé à la présence du laser. De plus, l'énergie associée aux niveaux $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ est telle que :

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_f^0 + \frac{p^2}{2m}, \quad \hbar\omega_e = \hbar\omega_e^0 + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff})^2}{2m} \quad (1.5)$$

En absence de déplacement lumineux, la condition de résonance s'écrit alors :

$$\omega_e - \omega_f = G + \omega_D + \omega_R \quad (1.6)$$

Avec $G = \omega_e^0 - \omega_f^0$ lié à la fréquence d'horloge de la transition ($\frac{G}{2\pi}$), $\omega_R = \frac{\hbar k_{eff}^2}{2m}$ correspond à la pulsation de recul et $\omega_D = \frac{\vec{p}\vec{k}_{eff}}{m}$ est le désaccord Doppler associé à la transition. Pour la

suite, nous définissons δ comme l'écart à la résonance :

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f) \quad (1.7)$$

En posant $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$, l'écart à la résonance devient alors :

$$\delta = \omega_{\text{eff}} - G - \omega_D - \omega_R \quad (1.8)$$

La condition de résonance s'écrit alors $\delta = \delta^{\text{AC}}$ si l'on prend en compte le déplacement lumineux introduit par le laser. Nous le négligerons dans la suite de ce chapitre.

Les Hamiltoniens décrits précédemment (équation 1.2 et 1.3) permettent de trouver l'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique $|\Psi(t)\rangle$ en résolvant l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = (H_A + H_{\text{int}}) |\Psi(t)\rangle \quad (1.9)$$

Avec $H_A = H_{\text{in}} + H_{\text{ex}}$. Nous définissons les pulsations de Rabi entre les niveaux $|f, \vec{p}\rangle \rightarrow$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ et le niveau intermédiaire $|i\rangle$ via les lasers L_1 et L_2 :

$$\Omega_{f,1} = -\frac{E_1^0}{\hbar} \langle f | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon}_1 | i \rangle, \quad \Omega_{e,2} = -\frac{E_2^0}{\hbar} \langle e | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon}_2 | i \rangle \quad (1.10)$$

Pour un désaccord tel que $\Delta \gg \Omega_{j,1,2}$, il est possible d'éliminer adiabatiquement l'état intermédiaire pour se ramener à l'étude d'un système atomique à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ couplés par la transition Raman [27]. On introduit la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} telle que :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}}{\Delta} \quad (1.11)$$

Nous appliquons la fonction d'onde atomique s'exprimant $|\Psi(t)\rangle = C_f |f, \vec{p}\rangle + C_e |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ à l'équation de Schrödinger. La résolution de ce système, détaillée dans [27], nous permet de décrire l'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique du temps t_0 au temps $t_0 + \tau$ sous la forme :

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi) |\psi(t_0)\rangle \quad (1.12)$$

Où S est la matrice d'évolution du système telle que

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} (\cos(\frac{\Omega_R \tau}{2}) - i \cos \theta \sin(\frac{\Omega_R \tau}{2})) e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} & -i \sin(\theta) \sin(\frac{\Omega_R \tau}{2}) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} \\ -i \sin(\theta) \sin(\frac{\Omega_R \tau}{2}) e^{i(\delta t_0 + \phi)} e^{i\frac{\delta \tau}{2}} & (\cos(\frac{\Omega_R \tau}{2}) + i \cos \theta \sin(\frac{\Omega_R \tau}{2})) e^{i\frac{\delta \tau}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

La matrice d'évolution du système fait intervenir la pulsation de Rabi généralisée Ω_R ainsi que les termes $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$ définis par :

$$\Omega_R = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + \delta^2}, \quad \cos(\theta) = -\frac{\delta}{\Omega_R} \quad \text{et} \quad \sin(\theta) = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R} \quad (1.14)$$

De plus, si l'on considère que la population est initialement préparée dans l'état $|f\rangle$, nous pouvons utiliser les conditions initiales du système $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$ pour écrire la probabilité de transition vers l'état $|e\rangle$:

$$p_e(\tau) = |C_e|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_R \tau}{2} \right) \quad (1.15)$$

La probabilité pour un atome initialement dans l'état $|f\rangle$ de se retrouver dans l'état $|e\rangle$ dépend du désaccord à résonance δ et de la durée τ durant laquelle les atomes sont en interaction avec le laser. Dans la suite du manuscrit, nous qualifierons les impulsions d'une durée τ d'impulsions Raman.

Impulsions Raman sur une distribution thermique d'atomes

Nous avons vu précédemment, équation 1.7, que δ dépendait du désaccord Doppler et donc par extension de la vitesse des atomes puisque $\omega_D = \vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}/m$. De plus, nous avons jusqu'à présent considéré que les ondes de matière pouvaient être approximées par des ondes planes. Cette approximation, utile pour simplifier le calcul, n'est plus valable dans un cas pratique. En effet, le nuage atomique a une température finie et il est composé d'atomes ayant des vitesses différentes. Nous pouvons exprimer la distribution de vitesse des atomes par une gaussienne :

$$f_V(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma_v^2}} \quad (1.16)$$

Où $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ correspond à la dispersion en vitesse des atomes et v_0 est leur vitesse moyenne. Nous considérons que les atomes sont exposés aux lasers pendant une impulsion Raman τ dont la largeur fréquentielle vaut $1/\tau$. Ainsi, seuls les atomes ayant une vitesse telle que $\omega_D < \frac{1}{\tau}$ sont adressés par la transition. La sélectivité en vitesse de la transition Raman est à prendre en compte dans le calcul de la probabilité de transfert des atomes dans l'état excité. On a alors $P_e(\tau)$, la probabilité de transfert pondérée des différentes vitesses atomiques telles que :

$$P_e(\tau, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_V(v) p_e(\tau, v) dv \quad (1.17)$$

Soit

$$P_e(\tau) = \left(\frac{\tau \Omega_{\text{eff}}}{2} \right)^2 \int f_V(v) \text{sinc}^2 \left(\frac{\tau \Omega_{\text{eff}}}{2} \sqrt{1 + \frac{(\omega_{\text{eff}} - G - \omega_R - \omega_D)^2}{\Omega_{\text{eff}}^2}} \right) dv \quad (1.18)$$

ou encore

$$P_e(\tau) = \left(\frac{\tau \Omega_{\text{eff}}}{2} \right)^2 \int f_V(v) \text{sinc}^2 \left(\frac{\tau \Omega_{\text{eff}}}{2} \sqrt{1 + \frac{(\omega_{\text{eff}} - G - \omega_R - \frac{\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}}{2})^2}{\Omega_{\text{eff}}^2}} \right) dv \quad (1.19)$$

La classe de vitesse sélectionnée est centrée autour de la vitesse moyenne v_0 . Elle possède une largeur proportionnelle à $1/\tau$ donc plus l'impulsion Raman sera longue plus elle sera sélective en vitesse. Optimiser notre interféromètre revient à trouver un compromis entre la sélection en vitesse de la transition Raman et le rapport signal à bruit de notre interféromètre qui est dépendant du nombre d'atomes participant à l'interféromètre. La pulsation de Rabi correspondant au maximum de l'efficacité de la transition Raman doit être telle que $\tau \Omega_{\text{eff}} = \pi$. Nous cherchons alors à maximiser le nombre d'atomes dans l'interféromètre en privilégiant des impulsions Raman courtes qui sont un compromis entre la puissance laser disponible et le désaccord Raman Δ utilisé.

1.1.2 Construction d'un interféromètre atomique

L'interféromètre de type Mach-Zehnder se compose de 3 impulsions Raman séparées d'un temps d'interrogation T . Nous considérons que le système a été initialement préparé dans

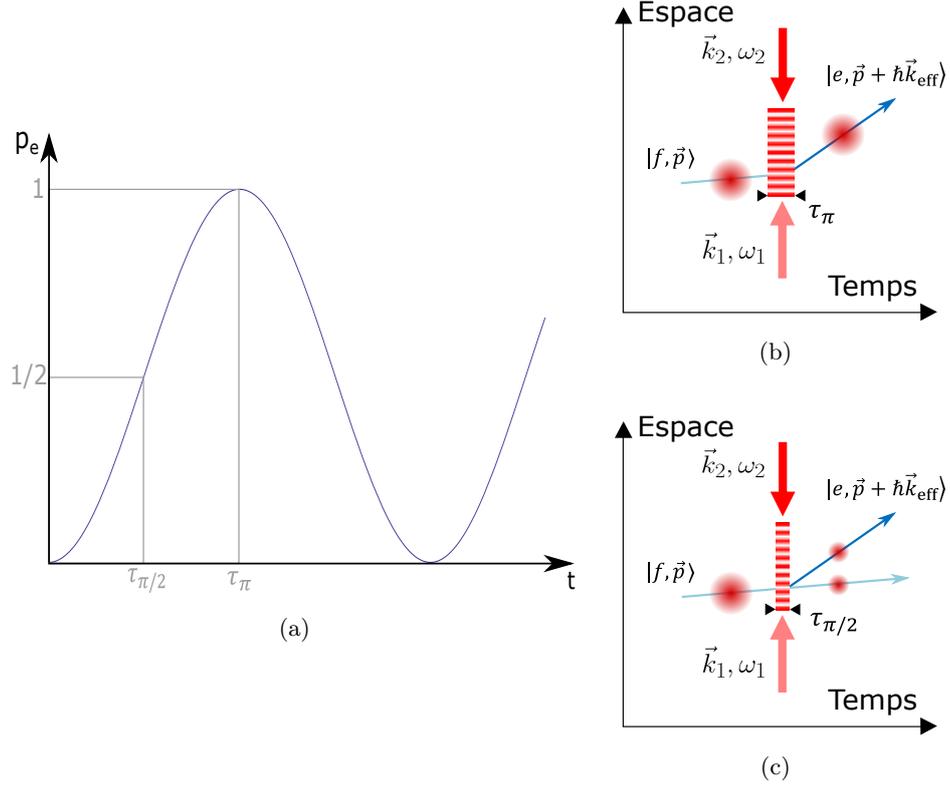


FIGURE 1.2 – figure (a) : schéma d’une oscillation de Rabi. Les figures (b) et (c) représentent l’interaction entre l’atome et les faisceaux lasers L_1 et L_2 dans le cas d’une impulsion π et d’une impulsion $\pi/2$ respectivement.

l’état $|f, \vec{p}\rangle$ à l’instant t_0 . La probabilité pour les atomes de transiter vers l’état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ s’exprime par une oscillation de Rabi à la pulsation Ω_R décrite par l’équation 1.15.

Si l’on suppose que la condition de résonance est vérifiée, et que la pulsation de Rabi est telle que $\tau_\pi \Omega_{eff} = \pi$, il est possible de diffracter les atomes avec une probabilité de 100% vers l’état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. De la même manière, il est possible de créer une superposition cohérente équiprobable des états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ en ajustant la durée de l’impulsion Raman de manière à vérifier $\Omega_{eff}\tau = \frac{\pi}{2}$. Ceci est l’équivalent d’une séparatrice. Dans la suite nous parlerons d’impulsion π (respectivement $\frac{\pi}{2}$) pour le miroir à atomes (respectivement séparatrice). Nous noterons également la durée de ces impulsion τ_π et $\tau_{\pi/2}$. Ces deux mécanismes sont représentés dans la figure 1.2.

Les matrices d’évolution associées aux impulsions π et $\pi/2$ s’écrivent :

$$S_\pi(\varphi_{eff}) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\varphi_{eff}} \\ -ie^{i\varphi_{eff}} & 0 \end{pmatrix} \text{ et } S_{\pi/2}(\varphi_{eff}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{-i\varphi_{eff}} \\ -ie^{i\varphi_{eff}} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Où φ_{eff} est la différence de phase associée aux lasers lors de chaque impulsion.

Nous avons maintenant toutes les cartes en main pour la construction d’un interféromètre atomique. Nous nous plaçons pour le moment dans le cas où les atomes ne subissent aucune accélération. Un schéma de l’interféromètre atomique est représenté figure 1.3. Un atome initialement dans l’état $|f, \vec{p}\rangle$ est placé dans une superposition cohérente d’état grâce à l’application d’une première impulsion $\pi/2$. Après une durée T , appelée temps d’interrogation, une impulsion π est ensuite appliquée sur les atomes. Cette seconde impulsion permet de

diffracter l'état $|f, \vec{p}\rangle$ vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ et inversement. Nous pouvons ainsi refermer l'interféromètre après une durée T en appliquant une dernière impulsion $\pi/2$. Nous introduisons alors la matrice d'évolution libre entre deux impulsions :

$$S_{libre}(T) = \begin{pmatrix} e^{-iE_f T} & 0 \\ 0 & e^{-iE_e T} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Où $E_f = \frac{p^2}{2m}$ et $E_e = \frac{p^2}{2m} + \hbar G$. Nous pouvons ainsi exprimer l'évolution du système lors de l'interféromètre en prenant en compte les matrices associées aux impulsions Raman (équation 1.20). La matrice d'évolution du système s'écrit alors :

$$S_{transfert}(\varphi_{eff}) = S_{\pi/2}(\varphi_{eff,3}) \times S_{libre}(T) \times S_{\pi}(\varphi_{eff,2}) \times S_{libre}(T) \times S_{\pi/2}(\varphi_{eff,1}) \quad (1.22)$$

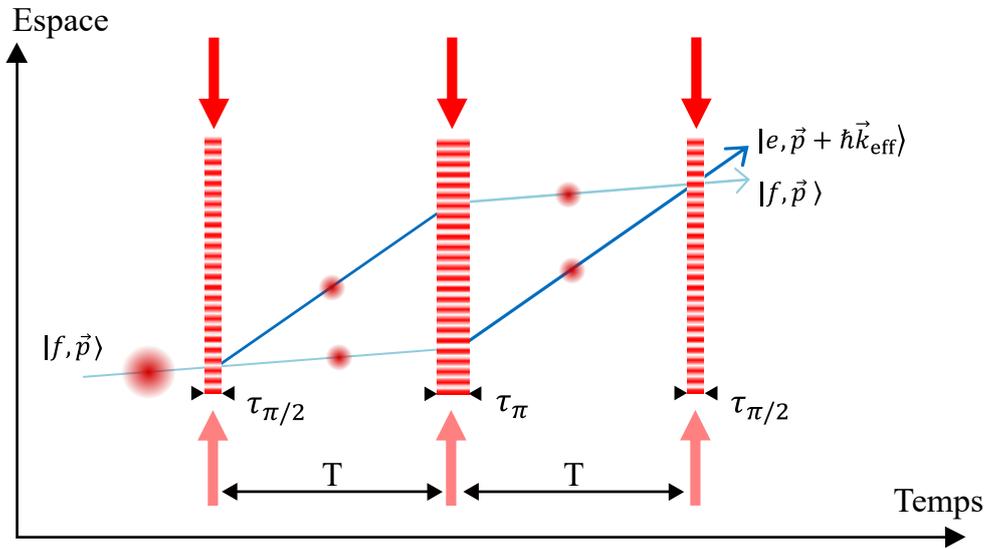


FIGURE 1.3 – Schéma d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder dans le cas où les atomes n'ont pas d'accélération.

Les matrices de transfert des impulsions Raman montrent que à chaque impulsion, la phase des lasers est inscrite sur l'onde atomique. De la même manière que pour un interféromètre optique, on peut considérer que l'interféromètre est composé de deux chemins différents : le chemin du haut et celui du bas. Nous regroupons tableau 1.1 la quantité de mouvement et la phase imprimée sur l'onde atomique pour chaque impulsion. Nous considérons la sortie $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ de l'interféromètre.

	Chemin du haut		Chemin du bas	
	quantité de mouvement	phase	quantité de mouvement	phase
impulsion 1	$p \rightarrow p + \hbar k_{eff}$	$k_{eff} r(t_0) - \varphi_{eff,1} = \Phi_1$	$p \rightarrow p$	0
impulsion 2	$p + \hbar k_{eff} \rightarrow p$	$-k_{eff} r(t_0 + T) + \varphi_{eff,2} = -\Phi_2$	$p \rightarrow p + \hbar k_{eff}$	Φ_2
impulsion 3	$p \rightarrow p + \hbar k_{eff}$	$k_{eff} r(t_0 + 2T) - \varphi_{eff,3} = \Phi_3$	$p + \hbar k_{eff} \rightarrow p + \hbar k_{eff}$	0

TABLE 1.1 – Quantité de mouvement et phase acquises par les paquets d'ondes atomiques lors des impulsions Raman. On définit $\varphi_{eff,i}$ comme la différence de phase entre les lasers L_1 et L_2 durant l'impulsion i . $r(t)$ est considéré au centre de masse du système.

Nous utilisons le tableau 1.1 ainsi que la matrice de transfert de l'interféromètre 1.22 pour calculer la probabilité de transition d'un atome initialement dans l'état $|f\rangle$ vers l'état $|e\rangle$. On obtient alors :

$$P = |\langle e | S_{transfert} | f \rangle|^2 = \frac{1 - \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)}{2} \quad (1.23)$$

L'interféromètre est donc sensible à la différence de phase des lasers Raman. Dans la suite, on appellera $\phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ le déphasage en sortie de l'interféromètre lié aux impulsions Raman.

1.2 Interféromètre soumis à une accélération

1.2.1 Interféromètre soumis à une accélération constante

Nous allons maintenant nous intéresser au déphasage de l'interféromètre atomique qui correspond à la probabilité d'observer un atome dans un état donné. L'utilisation des transitions Raman à deux photons n'est pas un choix innocent. En effet, contrairement aux transitions de Bragg, les transitions Raman modifient l'état interne des atomes. Nous pouvons donc accéder à cette probabilité en mesurant l'état interne des atomes comme nous le verrons au chapitre 2 lors de la description du système de détection. Nous notons N_e et N_f le nombre d'atomes présents dans les états $|e\rangle$ et $|f\rangle$ respectivement. Nous notons également $N_{\text{total}} = N_f + N_e$ le nombre total d'atomes présents. La probabilité de présence des atomes dans l'état $|e\rangle$ s'écrit alors :

$$P_e = \frac{N_e}{N_{\text{tot}}} = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\Phi) \quad (1.24)$$

Où P_0 est l'offset et C le contraste des franges d'interférence. Nous introduisons Φ comme le déphasage total de l'interféromètre. Le modèle des matrices utilisé précédemment est un modèle simplifié où l'on considère l'interféromètre atomique comme parfait. Ce modèle ne tient compte que du déphasage créé par les lasers, or d'autres déphasages sont à considérer.

Nous pouvons faire une analogie avec l'optique pour déterminer le déphasage en sortie de l'interféromètre. En optique, la phase totale en sortie de l'interféromètre est la somme de la phase associée à la propagation de l'onde dans l'interféromètre ainsi que de la phase acquise par la lumière lorsqu'elle traverse des milieux optiques. Φ peut alors s'exprimer comme :

$$\Phi = \phi_{\text{laser}} + \phi_{\text{propagation}} + \phi_{\text{séparation}} \quad (1.25)$$

Où $\phi_{\text{propagation}}$ correspond au déphasage dû à la propagation de l'onde atomique dans l'interféromètre et $\phi_{\text{séparation}}$ est lié à un décalage éventuel entre les paquets d'ondes en entrée ou en sortie de l'interféromètre (par exemple, dans le cas où l'interféromètre se referme mal). Nous avons également ϕ_{laser} qui correspond au déphasage associé à l'interaction avec les lasers.

Le déphasage associé au terme de propagation peut en pratique être calculé en utilisant l'interprétation de Feynman de la mécanique quantique en terme d'intégrale de chemin [28]. Dans la référence [29], P.Storey et C. Cohen-Tannoudji calculent ce déphasage. Ils montrent que dans la limite où l'action S_Γ calculée le long du chemin Γ est telle que $S_\Gamma \gg \hbar$, alors seuls les chemins voisins du chemin maximisant l'action sont pris en compte.

Ils se placent également dans le cas où le Lagrangien du système $\mathcal{L}(\vec{r}, \dot{\vec{r}})$ est au plus quadratique en position et en impulsion et montrent que l'action à prendre en compte se réduit à l'action classique S_{cl} évaluée le long du chemin reliant deux points. L'interféromètre

que nous considérons est constitué de deux chemins et le terme de propagation s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{propagation}} &= S_{\text{cl}}(\text{chemin du haut}) - S_{\text{cl}}(\text{chemin du bas}) \\ &= \int_{\text{haut}} \mathcal{L}(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) - \int_{\text{bas}} \mathcal{L}(\vec{r}, \dot{\vec{r}})\end{aligned}\quad (1.26)$$

De plus, nous nous plaçons dans le cas où l'interféromètre est fermé ce qui entraîne que $\phi_{\text{séparation}}$ est nul. Le déphasage associé à la propagation se réduit alors à $G(T - T')$ [30], avec G la pulsation associée à la fréquence d'horloge. Or, nous considérons le cas d'un interféromètre symétrique où $T = T'$, nous avons donc $\phi_{\text{propagation}} = 0$.

Il nous reste donc à calculer le déphasage associé au laser. Ce déphasage peut être retrouvé en utilisant l'équation 1.22 ou en considérant la phase accumulée sur chacun des chemins. Nous utilisons pour cela le tableau 1.1. On a alors :

$$\begin{aligned}\Phi &= \phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 \\ &= \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(0) - 2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(T) + \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(2T) + \varphi_{\text{laser}}\end{aligned}\quad (1.27)$$

Avec $\varphi_{\text{laser}} = \varphi_{\text{eff},1} - 2\varphi_{\text{eff},2} + \varphi_{\text{eff},3}$ et $r(t)$ considéré au centre de masse du système. Nous nous plaçons dans le cas où les atomes subissent une accélération constante par rapport au référentiel de l'expérience comme illustré dans la figure 1.4. Dans notre cas, cette accélération notée \vec{g} est l'accélération de pesanteur. Le déphasage interférométrique se réduit alors à

$$\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \cdot T^2 + \varphi_{\text{laser}}\quad (1.28)$$

Cette équation reste une approximation puisque nous avons négligé la durée des impulsions Raman. Nous pouvons définir le facteur d'échelle de l'interféromètre atomique qui ne dépend que du temps d'interrogation et du vecteur d'onde effectif associé à la transition :

$$S = k_{\text{eff}} \cdot T^2\quad (1.29)$$

1.2.2 Cas particulier du gravimètre atomique

Une autre manière de voir l'interféromètre atomique est une analogie avec le fonctionnement d'un gravimètre absolu basé sur un interféromètre optique comme celui décrit dans [31]. Il s'agit d'un interféromètre optique (type Michelson) dans lequel un des bras de l'interféromètre est composé d'un miroir à coin de cube en chute libre. Lorsque ce dernier est lâché, l'analyse du défilement des franges permet de remonter à l'accélération subie par le coin de cube. De façon similaire, un accéléromètre atomique peut être vu comme la mesure de l'accélération du nuage atomique dans le référentiel du laser défini par un miroir de référence. En effet, le laser Raman est aligné suivant l'axe z et il est rétro-réfléchi par un miroir de référence. Le laser est alors considéré comme une règle de phase de pas $\frac{2\pi}{k_{\text{eff}}}$.

Cette configuration de gravimètre est celle utilisée pour tester le principe d'équivalence faible. Les deux faisceaux laser L_1 et L_2 sont rétro-réfléchis par un miroir de référence. Cette configuration contra-propageante rend les atomes sensibles aux effets inertiels. Les atomes d'une classe de vitesse \vec{p}/m peuvent interagir avec les deux lasers via le vecteur d'onde effectif \vec{k}_{eff} . Cependant, il est également possible pour les atomes d'interagir avec $-\vec{k}_{\text{eff}}$. Des transition co-propageantes $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ sont également possibles mais nous pouvons les limiter par le réglage de la polarisation du faisceau Raman (lin \perp lin).

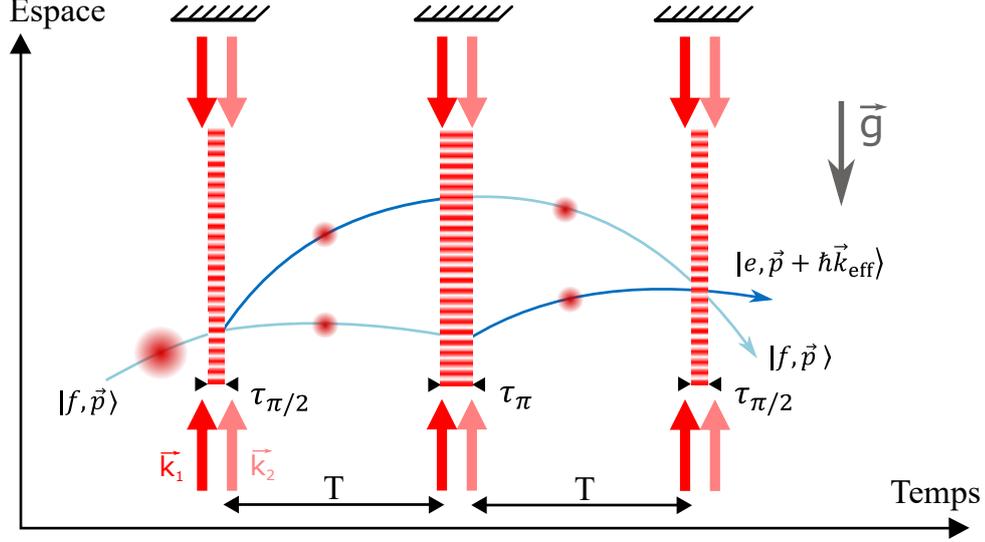


FIGURE 1.4 – Schéma d'un interféromètre atomique dans le cas où les atomes subissent une accélération constante égale à g .

Lors de la chute des atomes, le désaccord Doppler ω_D varie selon t tel que $\omega_D = \pm \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}t$ selon le vecteur d'onde effectif choisi $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$. Nous devons alors compenser l'effet Doppler subi par les atomes pour rester à résonance. Nous pouvons ainsi différencier les deux résonances. Nous appliquons donc une rampe de fréquence $+\alpha$ (respectivement $-\alpha$) si $\omega_D > 0$ (respectivement $\omega_D < 0$). Cette particularité liée aux gravimètres nous permet de sélectionner le signe du vecteur d'onde effectif avec lequel on travaille.

Cette rampe de fréquence s'inscrit bien sûr dans le déphasage en sortie de l'interféromètre. L'équation 1.24 devient alors :

$$P_e = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\Phi_{\pm}) \text{ avec } \Phi_{\pm} = \pm(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha)T^2 \quad (1.30)$$

Il existe une valeur α_0 pour laquelle Φ_{\pm} est nul quelque soit le temps d'interrogation. On parle alors de frange centrale. Il est alors trivial de déterminer la valeur de g puisque $g = \frac{2\pi\alpha_0}{k_{\text{eff}}}$. Pour déterminer la valeur de cette rampe, nous pouvons balayer les franges en jouant sur sa valeur pour différents temps d'interrogation. La frange commune à chaque temps d'interrogation correspond à la frange centrale et à la valeur de α_0 .

1.2.3 Interféromètre dans le régime de faible vitesse et de faible accélération

Lorsque l'expérience est en micropesanteur, les atomes sont en régime de faibles vitesses et de faibles accélérations. Ceci est également le cas si l'on considère un axe Raman horizontal comme dans [32, 33, 34]. Dans ce régime, le désaccord Doppler est très faible devant la pulsation de Rabi, $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} \cdot t \ll \Omega_{\text{eff}}$, par conséquent, la résonance n'est pas (ou peu) modifiée au cours de l'interféromètre. Or, nous avons vu précédemment que l'effet Doppler que subissaient les atomes nous aidait à ne sélectionner qu'une seule des deux classes de vitesses symétriques que nous pouvions adresser avec notre système laser via les transitions $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$. Dans ce nouveau régime, les transitions $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$ sont dégénérées.

Dans ce régime, Il est possible de réaliser deux géométries différentes d'interféromètres. La première est un interféromètre en double diffraction [35]. Cette géométrie d'interféromètre

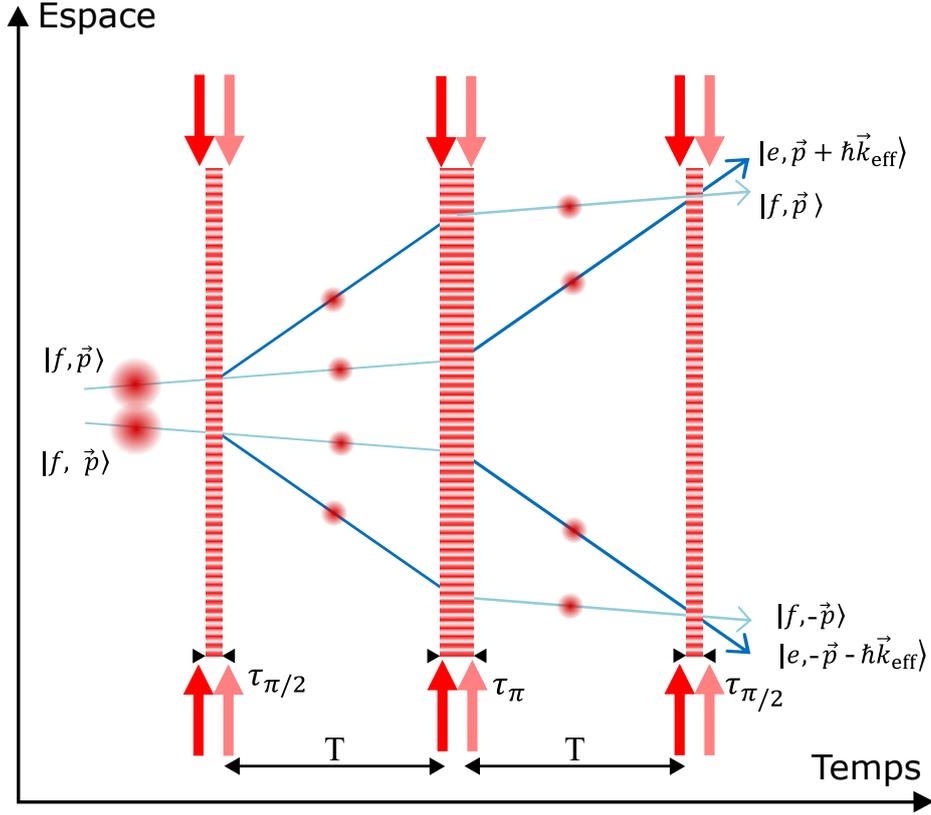


FIGURE 1.5 – Schéma d'un interféromètre atomique en double simple diffraction.

utilise des impulsions Raman longues qui permettent de doubler la sensibilité de l'interféromètre. Cette méthode est très sélective en vitesse. La seconde géométrie possible, un double interféromètre en simple diffraction (DSD pour Double Single Diffraction), est celle utilisée sur ICE.

Dans le régime de l'interféromètre DSD, nous sélectionnons simultanément deux classes de vitesses symétriques centrées autour d'une vitesse nulle. Nous réalisons alors deux interféromètres atomiques symétriques illustrés figure 1.5. En sortie de l'interféromètre, la probabilité de présence des atomes dans l'état $|e\rangle$ devient la somme des probabilités de chaque interféromètre :

$$\begin{aligned} P_e &= 2P_0 - \frac{C}{2}(\cos(\Phi_+) + \cos(\Phi_-)) \\ &= 2P_0 - C \cos\left(\frac{1}{2}(\Phi_+ + \Phi_-)\right) \cos\left(\frac{1}{2}(\Phi_+ - \Phi_-)\right) \end{aligned} \quad (1.31)$$

où Φ_+ et Φ_- sont les déphasages accumulés sur chacun des deux interféromètres. Nous pouvons écrire ces déphasages en utilisant l'équation 1.28. On note \vec{a} l'accélération. On obtient alors :

$$\Phi_{\pm} = \pm \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} \cdot T^2 + \varphi_{\text{laser}}. \quad (1.32)$$

En posant $\phi_a = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} \cdot T^2$, l'équation 1.31 se réduit à :

$$P_e = 2P_0 - C \cos(\phi_a) \cos(\varphi_{\text{laser}}) \quad (1.33)$$

Cette équation montre qu'il existe des cas où le contraste de l'interféromètre s'annule. En effet, si l'accélération résiduelle induit sur les franges un déphasage tel que $\phi_a = n\pi/2$ où n

est un entier impair, alors, il sera impossible de visualiser les franges. De la même manière, la valeur de φ_{laser} a une influence sur le contraste et peut nous empêcher de visualiser les franges. Nous choisissons alors une valeur de φ_{laser} maximisant le contraste. De plus, il n'est pas possible dans ce cas de scanner la phase des laser pour observer les franges d'interférence, et, nous utilisons les vibrations de l'environnement pour scanner les franges d'interférence.

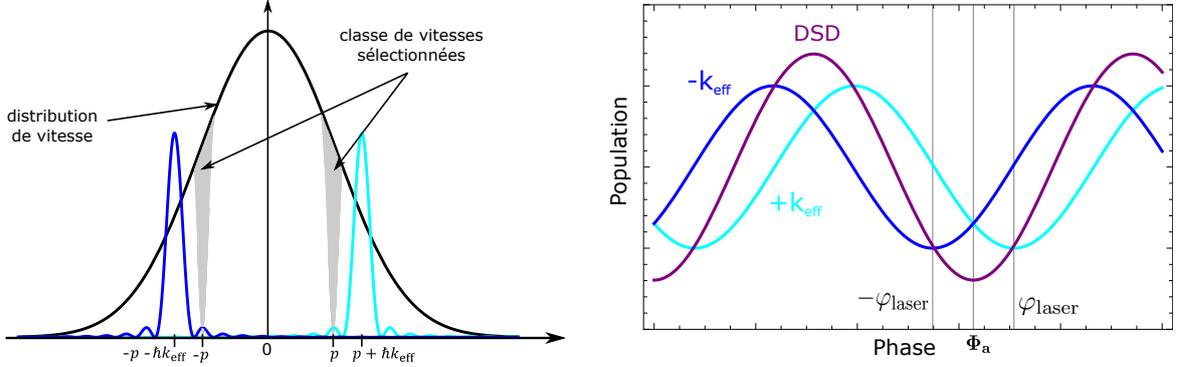


FIGURE 1.6 – À gauche : distribution en vitesse des atomes dans le régime des faibles vitesses et faibles accélérations. Notre faisceau Raman sélectionne simultanément deux classes de vitesses symétriques. À droite : franges d'interférence en sortie de l'interféromètre pour chaque interféromètre créé ($\pm k_{\text{eff}}$) ainsi que la somme des deux (DSD).

1.3 Réponse de l'interféromètre aux vibrations dans le cadre du test du principe d'équivalence

1.3.1 Effet des vibrations sur l'interféromètre

L'utilisation de transitions Raman contra-propageantes rend l'accéléromètre particulièrement sensible aux vibrations de son environnement. En effet, un miroir est utilisé comme référence pour la mesure accélérométrique. Or, les vibrations de l'environnement (laboratoire ou avion) sont transmises à ce miroir. De plus, nous réalisons une mesure relative de l'accélération des atomes par rapport à celle du miroir, nous ne pouvons donc pas distinguer leurs mouvements respectifs. Il est alors important de connaître l'effet des vibrations du miroir sur l'interféromètre pour pouvoir remonter à l'accélération subie par les atomes. Nous aurons besoin pour cela de définir la réponse temporelle et fréquentielle de l'accéléromètre atomique en utilisant la fonction de sensibilité de l'interféromètre. La fonction de sensibilité a d'abord été utilisée pour décrire les horloges atomiques. Elle permet de décrire l'influence de possibles différences de phases au niveau des lasers Raman sur le déphasage en sortie de l'interféromètre.

Définition des fonctions de réponses et de transfert de l'interféromètre atomique

La fonction de sensibilité de $g_s(t)$ est définie par l'équation 1.34. C'est la réponse de l'interféromètre à un saut de phase infinitésimal $\delta\phi$ appliqué à un instant t . Le calcul complet de la fonction de sensibilité est effectué dans [36].

$$g_s(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi(t))}{\delta\phi} \quad (1.34)$$

Lorsque le saut de phase $\delta\phi$ survient entre deux impulsions Raman, nous utilisons l'équation 1.27 pour calculer $\delta\Phi$. Par exemple, si le déphasage a lieu entre les deux premières impulsions de l'interféromètre, on trouve que

$$\delta\Phi = \phi(0) - 2(\phi(0) + \delta\phi) + \phi(0) + \delta\phi = -\delta\phi. \quad (1.35)$$

De la même manière, si l'impulsion survient entre les deux dernières impulsions de l'interféromètre, on trouve que $\delta\Phi = \delta\phi$.

Enfin, si le saut de phase a lieu lors d'une impulsion Raman, la fonction de sensibilité se calcule en utilisant la matrice d'évolution associée à l'impulsion i mise en jeu, $S(T_i + \tau_i, T_i)$, que l'on sépare en un produit de deux matrices, $S(T_i + \tau_i, T_i + t) \times S(T_i + t, T_i)$, où t est l'instant où est appliqué le saut de phase. La méthode est détaillée dans [37, 38]. La fonction de sensibilité s'écrit finalement :

$$g_s(t) = \begin{cases} -\sin(\Omega_{\text{eff}}t) & \text{si } 0 < t \leq \tau \\ -1 & \text{si } \tau < t \leq T + \tau \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - T)) & \text{si } T + \tau < t \leq T + 3\tau \\ +1 & \text{si } T + 3\tau < t \leq 2T + 3\tau \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - 2T)) & \text{si } 2T + 3\tau < t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.36)$$

Où τ est la durée d'une impulsion $\pi/2$. Dans le cas de l'expérience ICE, la différence de phase des lasers Raman est définie par la fréquence des lasers ainsi que par la position des atomes par rapport au miroir de référence. Or, les vibrations infligées au miroir induisent un déphasage $\phi(t) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$, où $\vec{r}(t)$ correspond au déplacement du miroir. La variation du déphasage en sortie de l'interféromètre est alors :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt \quad (1.37)$$

L'intégration par partie de l'équation précédente nous permet de faire apparaître le fonction de réponse de l'interféromètre à l'accélération $f(t)$ ainsi que l'accélération du miroir $\vec{a}_m(t) = \frac{d^2\vec{r}(t)}{dt^2}$ dans le référentiel des atomes :

$$\Phi = -\vec{k}_{\text{eff}} \left[f(t) \frac{d\vec{r}(t)}{dt} \right]_{-\infty}^{+\infty} + \vec{k}_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \vec{a}_m(t) dt \quad (1.38)$$

La fonction de transfert est alors :

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}t)) & \text{si } 0 < t \leq \tau \\ t - \tau + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} & \text{si } \tau < t \leq T + \tau \\ T + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}(t - T))) & \text{si } T + \tau < t \leq T + 3\tau \\ 2T - t + 3\tau + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} & \text{si } T + 3\tau < t \leq 2T + 3\tau \\ \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} (1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}(t - 2T))) & \text{si } 2T + 3\tau < t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.39)$$

La fonction de sensibilité et la fonction de transfert sont représentées figure 1.7.

De plus, la fonction de réponse de l'interféromètre étant nulle en dehors de l'intervalle $[0, 2T + 4\tau]$. La variation de phase en sortie de l'interféromètre en fonction des fluctuations

du miroir se réduit donc à

$$\Phi = \int_0^{2T+4\tau} f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_m dt \quad (1.40)$$

Cette équation permet également de calculer le facteur d'échelle S de l'interféromètre que nous avons introduit précédemment (équation 1.29) :

$$S = |\vec{k}_{\text{eff}}| \int_0^{2T+4\tau} f(t) dt = |\vec{k}_{\text{eff}}| (T + 2\tau) \left(T + \frac{4\tau}{\pi}\right) \quad (1.41)$$

Qui se réduit à l'équation 1.29 quand $\tau \ll T$.

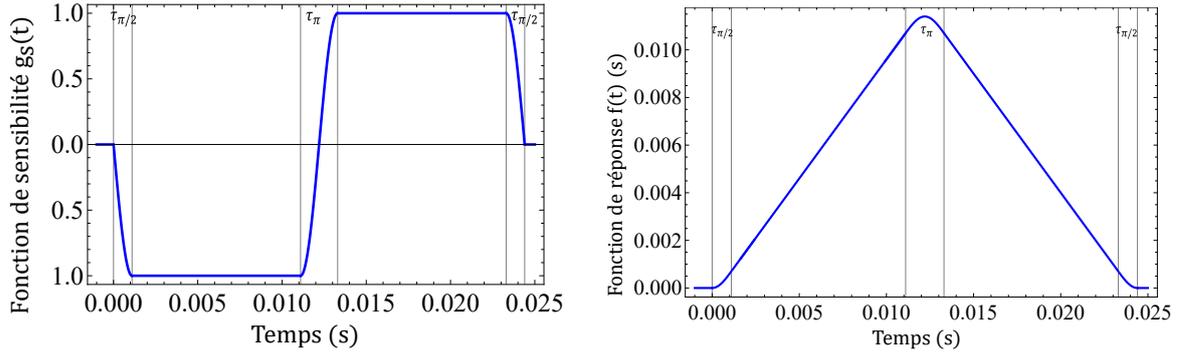


FIGURE 1.7 – Courbe de gauche : Fonction de sensibilité pour un interféromètre avec trois impulsions Raman. Courbe de droite : Fonction de réponse pour un interféromètre avec trois impulsions Raman.

La fonction de réponse de l'interféromètre permet également de caractériser la réponse fréquentielle de l'accéléromètre atomique grâce à la transformée de Fourier de $f(t)$, $H_a(\omega)$. Nous introduisons la densité spectrale des vibrations $S_a(\omega)$ qui nous permet d'exprimer la variance des fluctuations de phase interférométrique :

$$\sigma_\Phi^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega) d\omega \quad (1.42)$$

Lorsque la durée de l'impulsion Raman est négligeable devant le temps d'interrogation ($\tau \ll T$) et que la pulsation reste petite devant la pulsation de Rabi effective ($\omega \ll \Omega_{\text{eff}}$), on peut écrire :

$$H_a(\omega) = -ie^{-i\omega(T+2\tau)} k_{\text{eff}} T^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\omega T}{2} \right) \quad (1.43)$$

La fonction de transfert, représentée figure 1.8 pour un temps d'interrogation de $T = 1$ s et $\tau = 10 \mu\text{s}$. La fonction de transfert de l'interféromètre atomique est donc un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure à -3 dB est d'environ $1/2T$.

Effet des vibrations sur l'interféromètre atomique

Comme nous l'avons dit précédemment, nous utilisons un miroir pour avoir des faisceaux Raman contra-propageants. Grâce à ce miroir, la différence de phase des lasers L_1 et L_2 est uniquement définie par la fréquence des deux lasers et la position des atomes par rapport au miroir. Or, ce dernier subit les vibrations liées à son environnement. Nous avons vu dans la sous-section 1.2.1, équation 1.28, que le déphasage en sortie de l'interféromètre dépendait de l'accélération des atomes en chute libre. Nous allons maintenant tenir compte des accéléra-

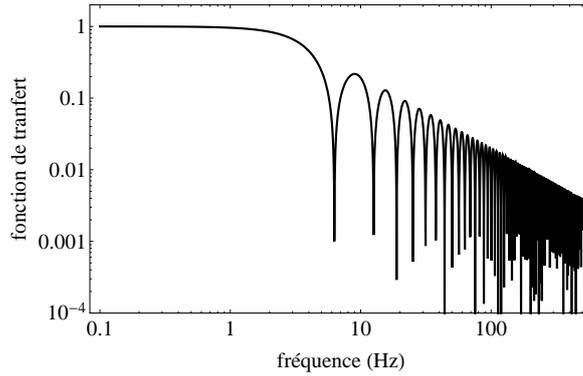


FIGURE 1.8 – Fonction de transfert de l'interféromètre atomique en terme de bruit de vibrations, normalisée pour un temps d'interrogation $T = 1$ s et $\tau = 10 \mu\text{s}$

tions relatives du miroir de référence par rapport aux atomes dans le calcul du déphasage interférométrique.

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit la réponse de l'interféromètre si le miroir de référence subissait des vibrations, or, nous devons tenir compte de l'accélération générale a_j telle que

$$a_j(t) = g_j - a_m(t) \quad (1.44)$$

Où g_j est l'accélération du nuage atomique (lié à la pesanteur dans le cas d'un gravimètre) et $a_m(t)$ l'accélération du miroir de référence dont nous avons parlé précédemment. L'accélération du miroir de référence est composée de l'accélération de pesanteur subie par le miroir (g_m) ainsi que les fluctuations d'accélérations à l'environnement ($a_{\text{vib}}(t)$).

$$a_m(t) = g_m - a_{\text{vib}}(t) \quad (1.45)$$

Nous calculons alors le déphasage en sortie de l'interféromètre en utilisant l'équation 1.40. Nous comprenons donc qu'il est important de distinguer le signal intrinsèque à l'accélération des atomes de celui des vibrations du miroir. Ces dernières étant variables, elles peuvent complètement brouiller les franges d'interférence. Nous allons détailler dans la section suivante diverses méthodes permettant de connaître ou de rejeter ces vibrations afin d'extraire le signal qui nous intéresse dans le cadre du test du principe d'équivalence. Nous verrons au chapitre 5, que dans le cas de la navigation inertielle, les vibrations font partie du signal et l'on ne souhaite pas les rejeter.

Si l'on est dans le cas d'un interféromètre DSD, l'équation 1.32 devient :

$$\begin{cases} \Phi_+ = k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 + \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}} \\ \Phi_- = -k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 - \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}}, \end{cases} \quad (1.46)$$

Avec Φ_{vib} le déphasage induit par les vibrations du miroir de référence. Ceci nous permet d'écrire l'équation 1.31 sous la forme

$$P = 2P_0 + C \cos(\varphi_{\text{laser}}) \cos(\Phi_a + \Phi_{\text{vib}}) \quad (1.47)$$

Où $\Phi_a = k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2$. Lorsque l'interféromètre fonctionne dans cette configuration, nous fixons φ_{laser} de façon à maximiser le contraste et nous laissons les vibrations scanner aléatoi-

rement les franges.

1.3.2 Méthodes de réjection des vibrations adaptées à un interféromètre simple espèce

Pour une expérience de gravimétrie atomique traditionnelle, des systèmes d'isolations actifs et passifs tels que des plates-formes anti-vibrations sont utilisés pour limiter les effets des vibrations sur l'interféromètre atomiques [39, 17]. L'expérience ICE devant fonctionner dans un avion, nous ne souhaitons pas utiliser de telles techniques pour se rapprocher des conditions d'expérience en vol. Nous utilisons alors d'autres techniques nous permettant de travailler dans des environnements bruités.

Méthode de reconstruction des franges par corrélation avec un accéléromètre mécanique (FRAC)

La méthode la plus utilisée sur l'expérience pour reconstruire les franges d'interférence malgré les vibrations de l'environnement est une méthode hybride qui repose sur l'enregistrement des accélérations $\vec{a}_{AM}(t)$ du miroir avec accéléromètre mécanique (AM) [40, 41]. Cette méthode, appelée méthode FRAC (Fringe Reconstruction by Accelerometer Correlation), permet de reconstruire les franges d'interférence en corrélant la probabilité mesurée en sortie de l'interféromètre avec les variations d'accélération du miroir de référence. En effet, nous pouvons utiliser l'équation 1.40 pour estimer le déphasage Φ_E^i causé par les vibrations du miroir pour chaque séquence interférométrique i :

$$\Phi_E^i = \int_0^{2T+4\tau} f(t - t_i) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_{AM} dt \quad (1.48)$$

Nous enregistrons aussi la probabilité de présence des atomes dans l'état excité $P(i)$ en sortie de chaque séquence interférométrique i . Ceci nous permet de reconstruire les franges $P(\Phi) = P_0 - A \cos(\Phi)$. Le principe de cette méthode est schématisé figure 1.9.

Cette méthode peut être mise en œuvre au laboratoire comme lors des vols paraboliques. En fonction de l'environnement dans lequel nous nous trouvons et du temps d'interrogation que nous choisissons, nous sommes amenés à utiliser la méthode FRAC de deux manières différentes.

Au laboratoire, pour de faibles valeurs du temps d'interrogation, les franges d'interférence sont obtenues par balayage de la phase des lasers ($T < 1$ ms) ou par balayage de la rampe α ($T > 1$ ms). Tant que les vibrations n'engendrent pas un bruit de phase suffisant pour complètement brouiller le signal en sortie de l'interféromètre (bruit de phase inférieur à une demie frange), nous appliquons la correction sur les données en post-traitement comme schématisé sur la figure 1.9. Nous pouvons qualifier cette méthode de FRAC corrective. Les accélérations engendrées par les vibrations sont enregistrées par l'AM puis nous les pondérons par la fonction de réponse de l'interféromètre atomique. Ensuite, nous intégrons la fonction obtenue (équation 1.48) de façon à estimer le déphasage engendré par les vibrations. Pour finir, une corrélation avec le signal issu de la détection nous permet de reconstruire les franges d'interférence.

En revanche, lorsque nous sommes dans l'avion où le niveau de vibration est plus élevé qu'en laboratoire ou bien quand nous utilisons de grands temps d'interrogation au laboratoire, le bruit de phase généré par l'environnement peut être supérieur à une demie frange. Dans ce

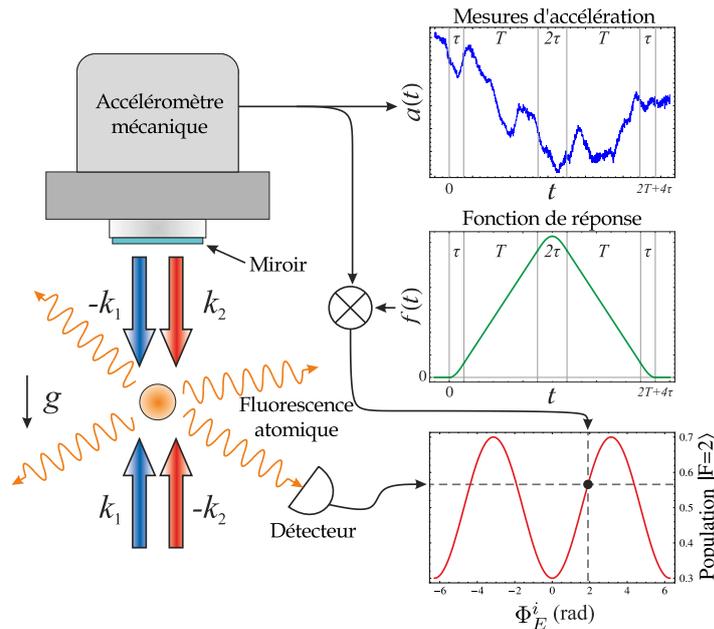


FIGURE 1.9 – Principe de la méthode FRAC. Un accéléromètre mécanique est fixé à l'arrière du miroir de référence. Il est utilisé pour mesurer les vibrations ressenties par ce dernier. Ces accélérations liées aux vibrations sont ensuite pondérées avec la fonction de réponse de l'interféromètre atomique puis intégrées pour évaluer le déphasage lié aux vibrations. Enfin, en corrélant cette phase avec le signal issu de la détection, nous pouvons reconstruire les franges d'interférence

cas, la phase (ou la rampe de fréquence) de l'interféromètre est fixée à une valeur correspondant à une demie frange (maximum de sensibilité de l'interféromètre). Les vibrations sont alors utilisées pour scanner les franges d'interférence et le signal issu de l'accéléromètre mécanique nous permet de les reconstruire.

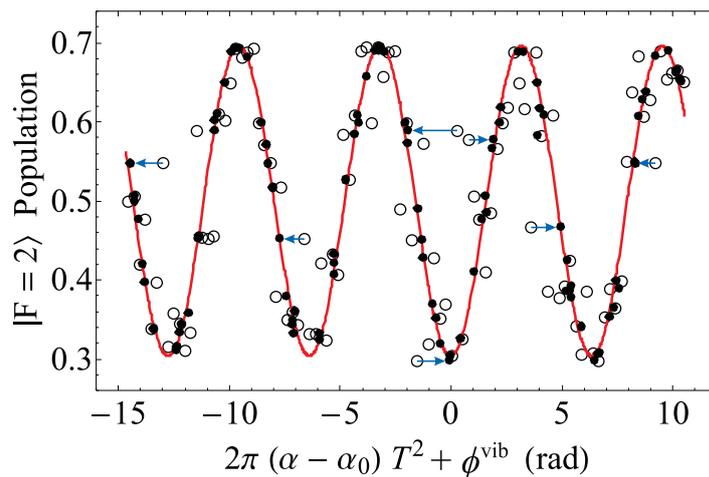


FIGURE 1.10 – Image issue de la référence [42]. Ce sont des franges en sortie d'un interféromètre de ^{87}Rb pour lesquelles $T = 25$ ms. Les points blancs correspondent au signal non corrigé obtenu en balayant la rampe de fréquence. Les points noirs correspondent au même signal que les points blancs mais sont corrigés avec la méthode FRAC corrective. La courbe rouge est un ajustement sinusoïdal des données corrigées

Nous pouvons voir sur la figure 1.10 l'influence de la méthode FRAC corrective sur des franges d'interférence. Sur cette figure, chaque point correspond à un interféromètre atomique.

Le graphe est obtenu en balayant la rampe de fréquence α centrée en $\alpha_0 = 25.1355$ MHz.

Un des inconvénients de la méthode FRAC est liée à l'AM que nous utilisons. En effet, cette méthode est loin d'être parfaite puisque les accéléromètres classiques ont un niveau de bruit propre qui limite la sensibilité de l'interféromètre et la qualité de reconstruction des franges. De plus, les AM ont un biais qui dérive au cours du temps et se retrouve inscrit sur les franges d'interférence. Nous pouvons quantifier la qualité des corrélations en introduisant le Facteur de Qualité de Corrélations (FQC) :

$$\text{FQC} = \frac{C_{\text{fit}}}{\sigma_{\text{fit}}} \quad (1.49)$$

Où C_{fit} et σ_{fit} sont le contraste et l'écart-type des franges reconstruites par rapport à l'ajustement. Le FQC ne permet pas de distinguer la contribution des atomes de celle de l'AM.

Méthode basée sur la densité de probabilité des données (BAT)

La méthode BAT décrite dans [32, 33] permet de se débarrasser de la contribution de l'AM qui peut être une limitation de la méthode FRAC. Cette méthode consiste à calculer la densité de probabilité des données $P(i)$. Le résultat est ensuite ajusté par la densité de probabilité du cosinus de la variable aléatoire Φ convoluée par une gaussienne d'écart-type σ_p . σ_p est l'écart-type du bruit de probabilité de transition de l'interféromètre.

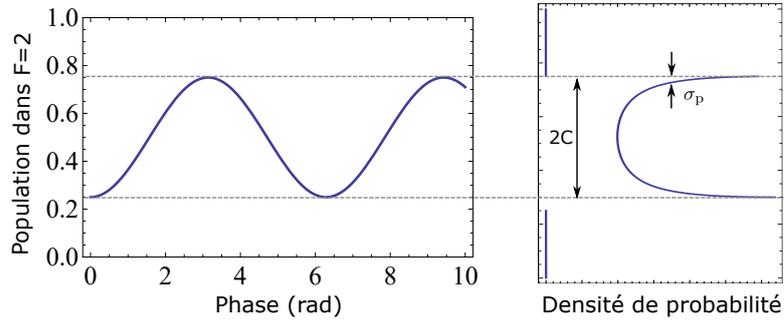


FIGURE 1.11 – Fonction représentant la densité de probabilité de présence d'une variable sinusoïdale. C est le contraste de l'interféromètre et σ_p est l'écart-type du bruit de probabilité de transition de l'interféromètre.

La méthode BAT nous permet d'estimer la sensibilité de l'interféromètre pour une mesure (sensibilité "one-shot"), donnée par l'équation :

$$\sigma_{1A} = \frac{1}{SNR} \frac{1}{k_{\text{eff}} T^2} \quad (1.50)$$

Le rapport signal à bruit (SNR) de l'interféromètre non reconstruit avec la méthode FRAC est donné par $SNR = C/\sigma_p$.

Une des limites de cette méthode est qu'elle a besoin d'un nombre important de points pour donner un résultat correct. Elle fonctionne toutefois très bien dans un environnement bruité. Les deux méthodes que nous venons de décrire sont bien entendu applicable à un interféromètre double espèce.

1.3.3 Cas particulier d'un interféromètre double espèce

Nous nous plaçons ici dans le cas particulier du test du principe d'équivalence faible. Nous utilisons deux espèces atomiques, le ^{87}Rb et le ^{39}K , nous réalisons alors deux interféromètres atomiques simultanés dans le but de comparer l'accélération relative des deux espèces.

Réaliser un interféromètre atomique double espèce simultané comme illustré figure 1.12 peut se révéler être un avantage. L'accélération du miroir liée aux vibrations est du bruit commun aux deux interféromètres. Nous détectons la sortie de chaque interféromètre avec les probabilités suivantes :

$$\begin{cases} P_{e,\text{Rb}} = P_{0,\text{Rb}} - \frac{C_{\text{Rb}}}{2} \cos(\Phi_{\text{Rb}}) \\ P_{e,\text{K}} = P_{0,\text{K}} - \frac{C_{\text{K}}}{2} \cos(\Phi_{\text{K}}). \end{cases} \quad (1.51)$$

Où $P_{0,j}$, C_j , Φ_j sont l'offset, le contraste et le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre pour chaque espèce atomique j . Le déphasage tient compte des vibrations du miroir. Nous supposons pour l'explication de la méthode qu'il n'y a pas de déphasage supplémentaire liés aux effets systématiques que nous étudierons au chapitre 5.

Nous pouvons réécrire le système d'équations précédent en introduisant κ , le rapport des facteurs d'échelle des interféromètres tel que $\kappa = \frac{S_{\text{K}}}{S_{\text{Rb}}}$. Nous introduisons également la phase commune $\Phi_c = S_{\text{Rb}} \times a_{\text{Rb}}$, la phase différentielle $\Phi_d = \Phi_{\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{Rb}}$ ainsi que le déphasage différentiel résultant des vibrations du miroir. On obtient alors :

$$\begin{cases} P_{e,\text{Rb}} = P_{0,\text{Rb}} - \frac{C_{\text{Rb}}}{2} \cos(\Phi_c) \\ P_{e,\text{K}} = P_{0,\text{K}} - \frac{C_{\text{K}}}{2} \cos(\kappa\Phi_c + \Phi_d + \delta\Phi_d), \end{cases} \quad (1.52)$$

Si l'on veut avoir un accès direct à la lecture de la phase différentielle, sa définition nous montre qu'il est alors souhaitable d'égaliser les facteurs d'échelle des deux interféromètres :

$$S_{\text{Rb}} = S_{\text{K}} \Rightarrow k_{\text{eff,Rb}} T_{\text{Rb}}^2 = k_{\text{eff,K}} T_{\text{K}}^2 \Rightarrow \frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{Rb}}} = \sqrt{\frac{k_{\text{eff,Rb}}}{k_{\text{eff,K}}}} = 1 - \epsilon, \quad (1.53)$$

Ceci impose alors une relation entre les temps d'interrogations de chaque interféromètre, comme illustré figure 1.12.

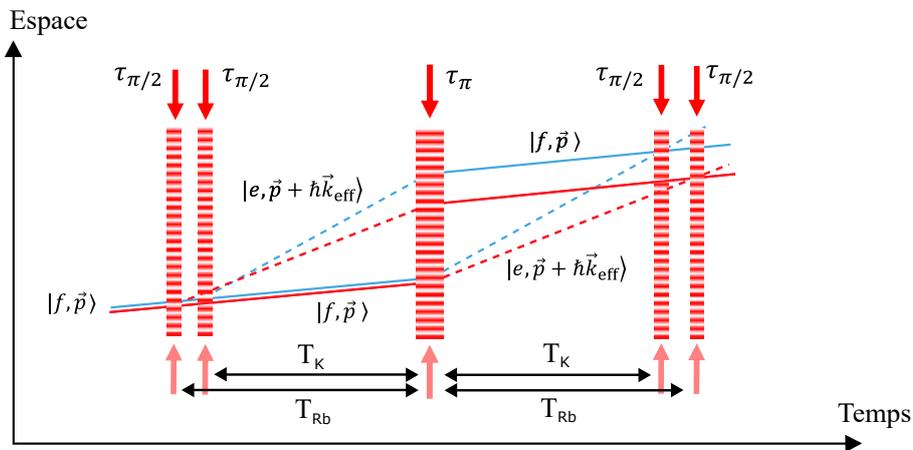


FIGURE 1.12 – Interféromètre double espèce où les temps d'interrogations sont ajustés pour que les deux interféromètres aient le même facteur d'échelle

Nous nous intéressons maintenant au déphasage différentiel induit pas les vibrations du miroir de référence. Nous utilisons pour cela l'équation 1.40 :

$$\delta\Phi_d = \delta\Phi_{\text{Rb}} - \delta\Phi_{\text{K}} = \int_{-\infty}^{+\infty} w_d(t)a_{\text{vib}}(t)dt \quad (1.54)$$

où $w_d(t) = w_{\text{Rb}}(t) - w_{\text{K}}(t)$ est la fonction poids différentielle illustrée figure 1.13, dans laquelle $w_j(t) = k_{\text{eff},j}f_j(t)$ est la fonction poids définie pour l'interféromètre associé à l'espèce j avec $f(t)$ la fonction de réponse de l'interféromètre. Nous pouvons déduire de l'équation précédente l'impact des vibrations du miroir de référence sur le déphasage différentiel. Ce dernier dépend des espèces atomiques utilisées. Plus la fonction poids différentielle est faible, plus le déphasage différentiel induit par les vibrations du miroir sera faible. L'amélioration de la réponse de l'interféromètre double espèce comparée au simple espèce peut également être illustrée dans le domaine fréquentiel. En effet, la fonction de transfert différentielle associée à un interféromètre double espèce est la différence des fonctions de transfert correspondant à chaque espèce, $H_d(\omega) = H_{\text{Rb}}(\omega) - H_{\text{K}}(\omega)$. Elle est également illustrée figure 1.13. Nous constatons alors que la sensibilité aux vibrations basses fréquences est atténuée pour un interféromètre double espèce si l'on égalise les facteurs d'échelles. En revanche, une égalisation du temps d'interrogation entrainera une meilleure atténuation des hautes fréquences.

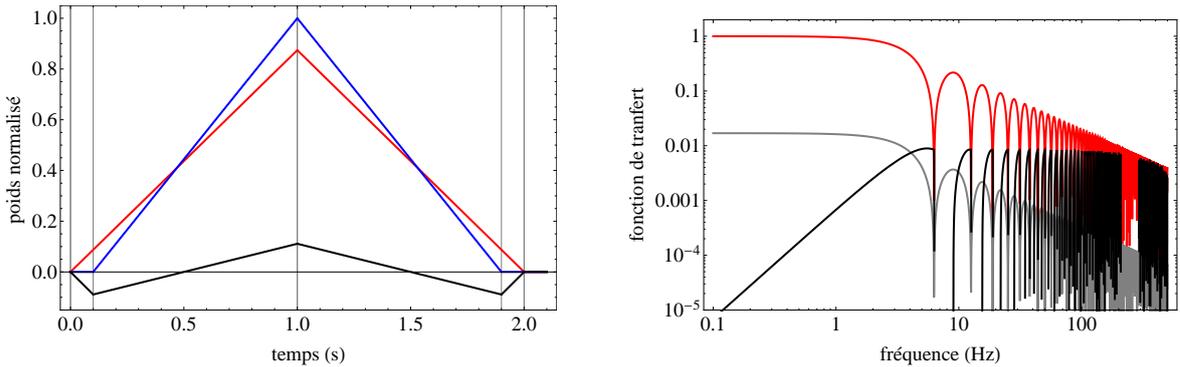


FIGURE 1.13 – À gauche : Fonction de réponse pondérée par k_{eff} pour l'interféromètre du potassium (bleu) et du rubidium (rouge). La courbe noire représente la différence entre les courbes rouge et bleue. T est le temps d'interrogation et δT le délai par rapport à $t = 0$ entre l'interféromètre rubidium et potassium. On a exagéré la valeur de ϵ en prenant $\epsilon \sim 0.1$. À droite : Fonction de transfert normalisée pour l'interféromètre simple espèce rubidium (rouge), pour l'interféromètre double espèce avec une valeur de ϵ correspondant à celle utilisée pour l'expérience $\epsilon \sim 0.0087$ (noir) et pour l'interféromètre double espèce lorsque les temps d'interrogation sont égaux. Les paramètres utilisés sont $T_{\text{Rb}} = 1$ s et $\tau_{\text{Rb}} = \tau_{\text{K}} = 10 \mu\text{s}$.

Dans le cas d'un interféromètre double espèce l'extraction de la phase différentielle est primordiale, en particulier lorsque l'on cherche à mesurer une différence d'accélération comme cela est le cas sur l'expérience ICE. Plusieurs méthodes sont à notre disposition.

Nous pouvons bien sur appliquer la méthode FRAC décrite précédemment sur chacun des interféromètres et ajuster les franges obtenues par une sinusoïde pour remonter à la phase différentielle. C'est ce que nous faisons le plus souvent au laboratoire. Cette méthode présente l'avantage de donner une estimation immédiate du contraste, du rapport signal à bruit et de la phase des franges reconstruites.

La méthode des ellipses

Une autre façon d'estimer la phase différentielle de l'interféromètre atomique est d'utiliser la méthode des ellipses [43, 42]. Cette méthode, simple à utiliser, consiste à tracer paramétriquement les probabilités de transition ($N_{2,j}/N_{\text{tot},j}$) de chaque espèce atomique j comme montré figure 1.14. Lorsque le déphasage différentiel tend vers 0, l'ellipse tend vers une droite. En revanche, lorsque le déphasage différentiel tend vers $\pi/2$, l'ellipse tend à former un cercle. Les données sont ensuite ajustées par une ellipse d'équation

$$Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey + F = 0 \quad (1.55)$$

Les paramètres de cet ajustement permettent de définir les amplitudes et les offsets liés à la probabilité de chaque espèce et le déphasage différentiel est donné par

$$\delta\phi = \cos^{-1} \left(\frac{-B}{2\sqrt{AC}} \right) \quad (1.56)$$

La méthode des ellipses est plutôt simple à mettre en place, toutefois, elle possède plusieurs inconvénients. Pour commencer, la présence d'un bruit de phase non corrélé sur les interféromètres aura tendance à élargir l'ellipse et à augmenter l'erreur de mesure du déphasage différentiel. Ensuite, cette méthode fonctionne mal si les deux interféromètres sont en phase. Dans ce cas, l'ellipse tend vers une droite et la sensibilité vers 0 ce qui augmente l'erreur de la mesure. De plus, même dans le cas où l'ellipse tend vers un cercle, il peut être difficile de faire un lissage des données précis ce qui engendre un biais sur l'estimation de la phase différentielle. Plusieurs méthodes d'ajustement des données peuvent être utilisées.

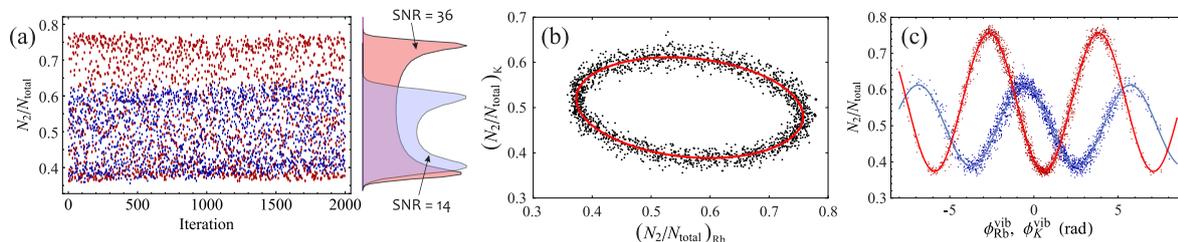


FIGURE 1.14 – (a) Probabilités de transitions brutes pour un interféromètre double espèce simultané pour un temps d'interrogation $T = 20$ ms. Les points rouges correspondent au ^{87}Rb et ceux en bleu au ^{39}K . La densité de probabilité de présence obtenue en appliquant la méthode BAT est représentée sur la droite. (b) Les données brutes sont analysées avec la méthode des ellipses. (c) Elles sont également analysées en employant la méthode FRAC décrite précédemment. Image issue de [44].

La méthode Bayésienne

Une autre méthode permet d'accéder à la phase différentielle sans l'aide d'un accéléromètre mécanique. La méthode Bayésienne a été étudiée dans le cas d'un interféromètre double espèce dans les références [45, 42]. Il s'agit d'une méthode itérative basée sur les probabilités conditionnelles et sur le théorème de Bayes qui relie un événement A et un événement B pour peu que l'on connaisse la probabilité $P(B|A)$. Ce théorème permet alors de déterminer $P(A|B)$:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)} \quad (1.57)$$

$P(B)$ est alors utilisé comme facteur de normalisation représentant la probabilité d'obtenir la mesure B en considérant la somme des variables A :

$$P(A) = \sum_B P(A, B) = \sum_B P(A|B)P(B) \quad (1.58)$$

Dans notre cas, les variables aléatoires A et B à considérer sont $P(\phi_d)$, la probabilité *a priori*, c'est à dire avant la mesure et $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$, la probabilité d'obtenir la mesure $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$. La mesure issue de notre expérience est modélisée par le couple $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$ issu de la normalisation du système d'équation 1.52, soit :

$$\begin{cases} n_{\text{Rb}} = (1 + \delta A_{\text{Rb}}) \cos(\Phi_c) + \delta B_{\text{Rb}} \\ n_{\text{K}} = (1 + \delta A_{\text{K}}) \cos(\kappa \Phi_c + \Phi_d + \delta \Phi_d) + \delta B_{\text{K}}, \end{cases} \quad (1.59)$$

Avec, δA_j le bruit d'amplitude, δB_j le bruit d'offset, $\delta \phi_d$ le bruit de la phase différentielle ϕ_d . ϕ_d est la variable que nous souhaitons estimer. L'équation 1.57 s'écrit alors :

$$P(\Phi_d|\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}) = \frac{P(\Phi_d)P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}|\Phi_d)}{P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})}, \quad (1.60)$$

$P(\Phi_d|\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$ représente notre état de connaissance *a posteriori*, c'est à dire après la mesure, et $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}|\Phi_d)$ est la probabilité d'obtenir une certaine mesure sachant ϕ_d .

L'application de cette méthode repose sur un algorithme itératif dont nous avons besoin de définir le point de départ en calculant $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}|\Phi_d)$. Nous devons pour cela établir les conditions initiales de la distribution $P(\phi_d)$, définir un modèle de bruit (δA_j , δB_j et $\delta \phi_d$). Nous pouvons ensuite utiliser le théorème de Bayes pour trouver une première valeur de $P(\Phi_d|\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$. Ensuite, à chaque itération i , nous évaluons $P(\phi_d)$ à partir du résultat précédent soit $P(\phi_d)_i = P(\Phi_d|\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})_{i-1}$. Nous prenons ensuite en compte les données $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}_i$ et calculons $P(\Phi_d)P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}|\Phi_d)_i$ avant d'appliquer le théorème de Bayes pour obtenir une nouvelle valeur de $P(\Phi_d|\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})_i$.

Il faut cependant être prudent lorsque l'on utilise cet algorithme. La représentation paramétrique de $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$ forme une courbe de Lissajous. Lorsque le rapport des facteurs d'échelle des deux interféromètres κ est égal à 1, il n'existe que 2 valeurs de n_{K} pour chaque valeur de n_{Rb} et la courbe de Lissajous peut être simplifiée par une ellipse. En revanche, lorsque $\kappa \neq 1$ il existe 0, 1 ou 2 valeurs de n_{K} pour chaque n_{Rb} dans un intervalle de 2π et ce nombre de solutions augmente en multiple q de 2π correspondant à la gamme complète des phases. Il est alors important de connaître la gamme des phases des données à analyser pour pouvoir définir des intervalles où les solutions sont connues.

La méthode Bayésienne converge rapidement et permet de réduire l'erreur statistique en $1/\sqrt{N}$. Cependant, cette méthode nécessite une information *a priori* du système considéré comme les niveaux de bruits et le contraste des interféromètres. De plus, cette méthode nécessite une certaine puissance de calcul. Enfin, comme pour la méthode des ellipses, elle ne peut être appliquée qu'à des interféromètres double-espèce.

Discussion sur les différentes méthodes d'extraction de la phase

Chaque méthode décrite précédemment possède ses avantages et ses inconvénients. La méthode FRAC est une méthode rapide qu'il est possible d'utiliser en temps réel. Elle implique toutefois l'utilisation d'un accéléromètre mécanique pour reconstruire les franges. Ce dernier peut rajouter du bruit sur la mesure. De plus, le biais d'un accéléromètre mécanique n'est

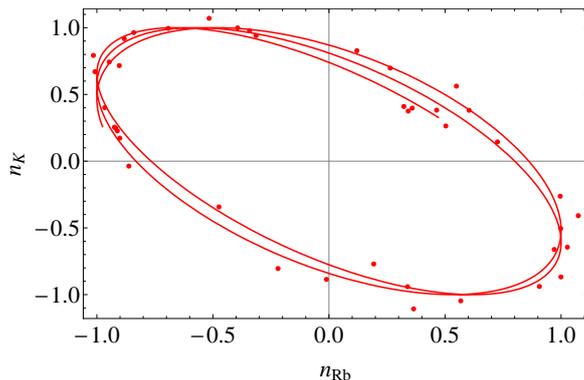


FIGURE 1.15 – Représentation paramétrique des données normalisées de l'interféromètre double espèce pour $T = 18$ ms. Les données sont ajustées par une courbe de Lissajous provenant de leur analyse par la méthode Bayésienne.

pas stable dans le temps et cette dérive peut être observée sur l'évolution de l'estimation de la phase de chaque interféromètre. Il s'agit cependant d'un bruit commun aux deux interféromètres si ils sont réalisés de manière simultanée. Nous pouvons alors en grande partie le rejeter.

La méthode des ellipses est simple à réaliser et ne fait pas intervenir de senseur externe. Un des problèmes majeurs de cette méthode vient de l'augmentation de l'erreur dans l'estimation de la phase différentielle quand la valeur de cette dernière s'éloigne de $\pi/2$ et donc que l'ellipse tend à former une droite. Ce problème peut être résolu en appliquant un déphasage contrôlé en sortie de l'un des deux interféromètres. Enfin, l'erreur dans l'estimation de la phase différentielle augmentera si des bruits de phase non corrélés sont appliqués aux interféromètres.

La méthode Bayésienne est également limitée par les bruits de phases non corrélés puisque ces derniers peuvent empêcher la méthode de converger ou, au contraire, la faire converger vers plusieurs valeurs possibles. Elle est également couteuse en ressource informatique et non adaptée pour faire du temps réel. De plus, elle nécessite une connaissance précise du bruit de l'expérience. Un avantage de cette méthode est que peu de données sont nécessaires pour que la méthode converge. En outre, elle n'ajoute pas de biais supplémentaire lors de son application.

Les trois méthodes donnent des résultats équivalents si Φ_d n'est pas proche de 0 comme résumé dans le tableau 1.2. En revanche, lorsque Φ_d tend vers 0 nous observons que les différentes méthodes ne donnent pas les mêmes valeurs. A l'heure actuelle, la méthode FRAC est celle qui est la plus utilisée sur l'expérience ICE. En effet, contrairement à l'analyse Bayésienne, la méthode FRAC n'a pas besoin d'information *a priori* sur le système. D'autre part, l'estimation de la phase différentielle avec cette méthode fonctionne quelque soit sa valeur et cette méthode fonctionne également sur un interféromètre simple espèce.

	FRAC	Bayésienne	Ellipse	FRAC	Bayésienne	Ellipse
Φ_d (rad)	2.21	2.23	2.17	0.02	0.09	0.10
δ_{Φ_d} (rad)	0.04	0.02	0.05	0.02	0.03	0.02

TABLE 1.2 – Comparaison des différentes méthodes d'extraction de la phase différentielle dans le cas où les deux interféromètres ne sont pas en phase (Φ_d différente de 0) et dans le cas où la phase différentielle Φ_d tend vers 0.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu comment mettre en place un interféromètre atomique en utilisant des transitions Raman stimulées à deux photons. Nous avons également vu comment extraire l'information de l'accélération subie par les atomes à partir du déphasage des franges d'interférence. Nous avons alors distingué deux cas : celui où les atomes étaient soumis à une accélération constante comme pour un gravimètre et pour lequel nous réalisons un interféromètre en simple diffraction et celui où les atomes étaient dans un régime de faibles accélérations et de faibles vitesses comme cela peut être le cas lorsque l'expérience est en micropesanteur ou, au sol, lorsque les faisceaux Raman utilisés sont horizontaux et pour lequel nous réalisons un double interféromètre en simple diffraction. Dans cette configuration, les transitions Raman sont dégénérées et nous créons simultanément deux interféromètres symétriques. Ceci présente l'avantage de pouvoir séparer les contributions inertielles et non-inertielles au déphasage. Ceci sera particulièrement utile lors de l'estimation des effets systématiques comme nous le verrons au chapitre 5.

Nous avons également étudié la réponse de l'interféromètre aux vibrations de son environnement. Nous avons également décrit plusieurs méthodes d'analyses nous permettant d'extraire des informations de nos données malgré le bruit de notre environnement dans le cas d'un interféromètre double espèce. Parmi toutes ces méthodes, la plus utilisée sur l'expérience reste la méthode FRAC. En effet, même si elle rajoute un biais à nos mesures à cause de l'accéléromètre mécanique nécessaire à sa mise en place, elle fonctionne quelque soit la valeur de la phase différentielle entre les deux interféromètres. En outre, contrairement à la méthode Bayésienne, aucune information sur le bruit de l'expérience n'est nécessaire.

Nous verrons au chapitre 5 qu'une des applications possibles de l'interférométrie atomique est d'utiliser les atomes pour faire de la navigation inertielle. Dans ce cas, l'analyse des données interférométriques sera différente puisque les vibrations font partie intégrante du signal.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'expérience ICE a été pensée dans le but de tester le principe d'équivalence faible à un niveau de précision de 10^{-10} . Cela correspond à un temps d'interrogation de l'ordre de la seconde si l'on considère un rapport signal à bruit de 1000. Atteindre de longs temps d'interrogations sur Terre implique la construction de gros appareils comme la fontaine de Stanford [46]. Un autre choix pour augmenter le temps d'interrogation reste de s'affranchir de la chute des atomes. L'expérience a donc été conçue pour fonctionner en micropesanteur à bord de l'avion ZERO-G qui réalise des vols paraboliques. Cet environnement particulier a des conséquences directes sur le dispositif expérimental qui seront détaillées dans une première partie. Nous verrons ensuite l'architecture du système laser et les choix technologiques qui ont abouti à une source stable et compacte. Nous verrons enfin les éléments composant la chambre de science.

2.1 Contexte des campagnes de vol

2.1.1 Campagne de vol dans l'avion A310 ZERO-G

Plusieurs fois par an, la société Novespace réalise des campagnes de vol scientifiques à bord d'un airbus A310 ZERO-G. Ainsi, plus d'une dizaine d'expériences allant de la physique fondamentale, à la biologie en passant par des études de physiologie ou la préparation d'astronautes ont accès à un environnement de micropesanteur. Suivant les campagnes, ces expériences sont sélectionnées par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) ou le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES).

L'expérience ICE effectue entre une et deux campagnes de vol par an. Une campagne se déroule sur deux semaines. La première est utilisée pour installer, préparer et mettre aux normes de sécurité les expériences à bord. Les vols se déroulent durant la seconde semaine. Il s'agit avant tout d'un laboratoire volant où l'on peut agir physiquement sur l'expérience. A l'heure actuelle, ICE en est à sa douzième campagne de vol, elle possède donc 6 heures de microgravité à son actif.

Lors d'un vol, l'avion réalise trente et une paraboles réparties par groupe de cinq, espacées de cinq minutes. Les paraboles sont séparées d'environ une minute. Entre chaque groupe de paraboles, l'avion vole de façon stabilisée à 6 km d'altitude. Trois pilotes sont nécessaires à la réalisation d'une parabole, chacun contrôlant un paramètre différent de l'avion. Au début de la parabole, l'avion est cabré pendant 20 s afin d'atteindre une assiette de 45° . Les expériences sont alors en phase d'hypergravité puisque l'on ressent à bord une accélération de 1.8 g (figure 2.1). L'avion entre ensuite dans une phase d'injection, durant laquelle les pilotes annulent la

portance et réduisent la poussée des moteurs, pour compenser la traînée. L'appareil, qui ne subit plus que la force de gravité, décrit une parabole de 20 s durant lesquelles les personnes ainsi que les expériences dans l'avion sont en micropesanteur. A la fin de cette phase, les pilotes redressent l'avion jusqu'à retrouver le vol stabilisé, ce qui engendre de nouveau une phase d'hypergravité pendant 20 s.

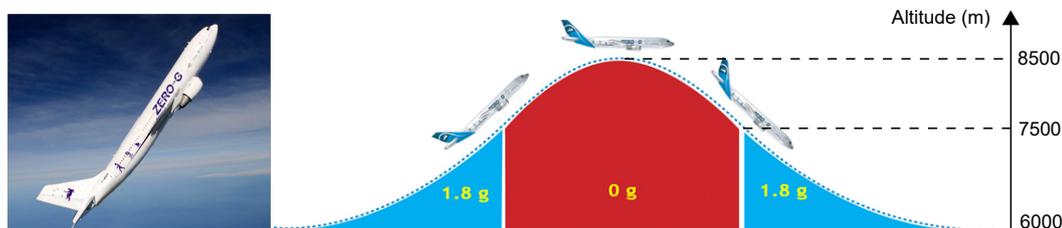


FIGURE 2.1 – Avion A300 ZERO-G de Novespace (gauche) et schéma de la parabole qu'il effectue (droite) [47].

Les vols paraboliques ne sont pas le seul moyen d'avoir accès à la micropesanteur. Sur Terre, la tour de chute libre du ZARM [48] permet 9 secondes de chute libre si l'expérience est catapultée. Travailler sur ce genre d'expérience implique de gros efforts d'ingénierie afin d'adapter une expérience complexe à une capsule prédéfinie. Il y a aussi des expériences conçues pour fonctionner sur des fusées-sondes[49] qui offrent plusieurs minutes de micropesanteur. Et, bien entendu, la station spatiale internationale [50] et les satellites [51] offrent des temps de micropesanteur bien plus longs mais sont nettement moins accessibles et impliquent une autonomie complète de l'expérience.

Les vols paraboliques restent donc un bon compromis entre le temps de micropesanteur de trente minutes par campagne et la répétition des campagnes dans une année. De plus, même si l'expérience doit être compacte, elle reste facilement accessible et des modifications sont toujours possibles. Enfin, la possibilité pour les expérimentateurs d'agir sur les expériences en cas de problème n'est pas négligeable.

2.1.2 Contraintes liées aux vols paraboliques

Les vols paraboliques sont un bon moyen d'accéder à un environnement de micropesanteur, toutefois, faire fonctionner une expérience d'interférométrie atomique à bord d'un avion reste un vrai défi. Cet environnement particulier a des conséquences directes sur la façon de concevoir l'expérience puisque elle doit être mobile, résistante aux vibrations et aux rotations ainsi qu'aux variations de température.

Tout d'abord, l'expérience doit être transportable pour effectuer les trajets entre le laboratoire et l'avion. Pour cela, elle est répartie sur différents racks compatibles avec les règles de sécurité de l'avion (figure 2.2). Chaque rack ne peut pas dépasser 200 kg et doit avoir un centre de gravité le plus bas possible.

Ensuite, le laboratoire volant qu'est l'A-300 ZERO-G permet aux expérimentateurs de pouvoir modifier les paramètres de leurs expériences à bord. Toutefois, il n'est pas aisé de contrôler ses mouvements lors d'une phase de 0g, par conséquent, il est compliqué de changer les paramètres de l'expérience pendant une parabole. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'interféromètre atomique ne fonctionne pas de la même manière en 1g (interféromètre simple diffraction) et en 0g (interféromètre DSD). Pour pouvoir prendre des données dans les deux cas, une certaine automatisation de l'expérience est nécessaire. Nous nous servons pour cela de l'accéléromètre mécanique (Colibrys) fixé au dos du miroir de référence. Cet AM

détecte les changements de gravité et un logiciel Labview adapte en conséquence les différents paramètres. Nous pouvons ainsi changer des paramètres (comme le temps d'interrogation) entre deux paraboles et accumuler des données en 1g et en 0g.

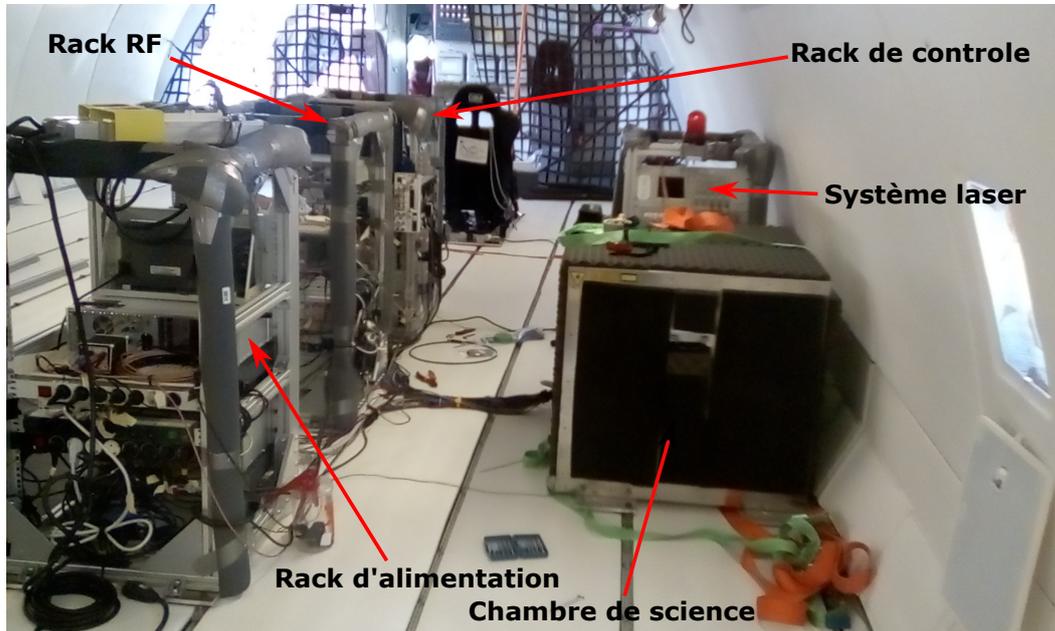


FIGURE 2.2 – Expérience ICE à bord de l'A310 ZERO G lors de la campagne de vol d'avril 2017. Cette campagne était dédiée au rubidium, avec un nouveau système laser comme nous le verrons au dernier chapitre.

Enfin, lorsque l'expérience est installée à bord, elle doit être éteinte si aucun expérimentateur n'est présent. Nous devons, par exemple éteindre complètement l'expérience en partant le soir. Il est donc important que l'expérience n'ait pas un temps de chauffe trop important. Par exemple, l'expérience doit pouvoir être allumée et fonctionnelle en environ un quart d'heure. De plus, les températures à bord peuvent varier de plus de 20 ° au cours de la journée. Cela n'est pas sans conséquences sur la conception de l'expérience et les choix technologiques qui ont été faits, comme nous le verrons dans le sous-chapitre 2.2.

Travailler dans un avion n'a pas uniquement des conséquences techniques. En effet, un avion est un environnement bruité dans lequel le niveau de vibration est élevé. De plus, du fait de sa trajectoire, les rotations de l'avion sont très importantes lors des phases de micropesanteur. Les vibrations et les rotations ont des conséquences directes sur la façon dont fonctionne l'interféromètre atomique embarqué comme nous le verrons en détail au chapitre 5.

2.2 Système laser

Le système laser est une des parties les plus critiques d'une expérience d'atomes froids. La source laser doit être stable en puissance et en fréquence mais doit également être agile puisque plusieurs fréquences sont nécessaires à la réalisation d'un interféromètre atomique comme montré sur la figure 2.3. Dans le cas de l'expérience ICE, le système laser doit pouvoir fonctionner dans un environnement non contrôlé, très différent de celui d'un laboratoire. Il doit être résistant aux vibrations et aux variations de température. Pour cette raison, nous avons fait le choix d'utiliser au maximum les technologies Télécom. Les composants Télécom

présentent l'avantage d'être fibrés et peu sensibles aux variations de températures ou aux vibrations [52] comme peuvent l'être les diodes à cavité étendue macroscopiques ou les bancs optiques sensibles aux désalignements et aux injections de fibres.

2.2.1 Architecture basse puissance et asservissements en fréquence

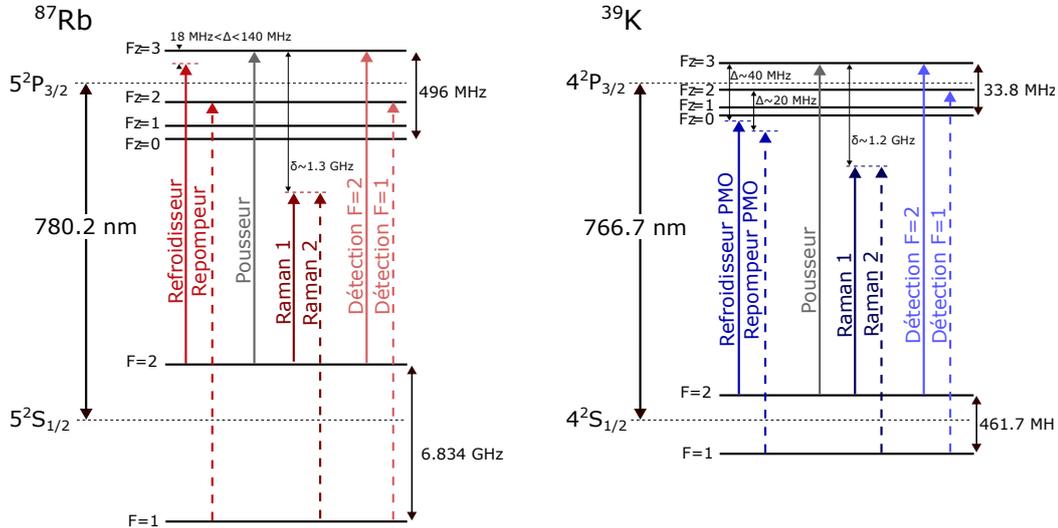


FIGURE 2.3 – Structure hyperfine des transitions D2 du ^{87}Rb [53] et du ^{39}K [54] et désaccords correspondants à chaque étape de notre séquence expérimentale.

Notre architecture laser repose sur la technologie Télécom fibrée et le doublage de fréquence [55, 56]. Il s'agit d'une architecture maître-esclave où le laser maître est asservi sur une transition atomique et où l'esclave est asservi par battement sur le maître. Nous pouvons séparer notre système laser en une partie basse puissance, fibrée, et une partie haute puissance en espace libre (figure 2.4). La partie haute puissance de notre architecture sera détaillée dans le sous chapitre 2.2.2.

Nos sources laser sont des diodes à cavités étendues monolithiques (diodes RIO) qui émettent dans la bande C du domaine Télécom à 1560 nm pour le ^{87}Rb et à 1534 nm pour le ^{39}K . Ces diodes ont une faible largeur de raie (~ 10 kHz), un faible bruit de phase et une faible sensibilité aux vibrations. Ce sont des diodes peu accordables en fréquence (0.2 nm soit 25 GHz). La fréquence de ces diodes peut être ajustée grâce au courant et à la température. Elles restent toutefois sensibles à la température de leur environnement. Pour éviter de devoir compenser de grandes dérives avec l'asservissement en fréquence, ces diodes ont été installées dans des boîtiers assurant une température stable autour d'elles comme décrit dans [57].

Nos systèmes lasers doivent être stables et agiles en fréquence. Pour cela, nous réalisons un asservissement en fréquence basé sur une architecture maître-esclave représentée figure 2.4. Chaque diode maître est doublée en fréquence avec un PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) fibré (Wavelength Conversion Module, NTT Electronics) en guide d'onde puis est asservie via un montage de spectroscopie d'absorption saturée. Une photodiode nous permet de récupérer le signal de spectroscopie. Nous utilisons ensuite un montage de détection synchrone pour générer un signal d'erreur que nous utilisons pour asservir la fréquence laser avec un régulateur PI (Proportionnel, Intégrateur).

Les montages d'absorption saturée de chaque espèce atomique sont assez similaires. Une des rares différences vient de la difficulté d'observer des raies d'absorption saturée dans une cellule de potassium à température ambiante. Afin de pallier ce problème, la cellule a été placée dans un four permettant de la chauffer à environ soixante degrés [57] alors que celle du rubidium n'est chauffée qu'à 42 degrés.

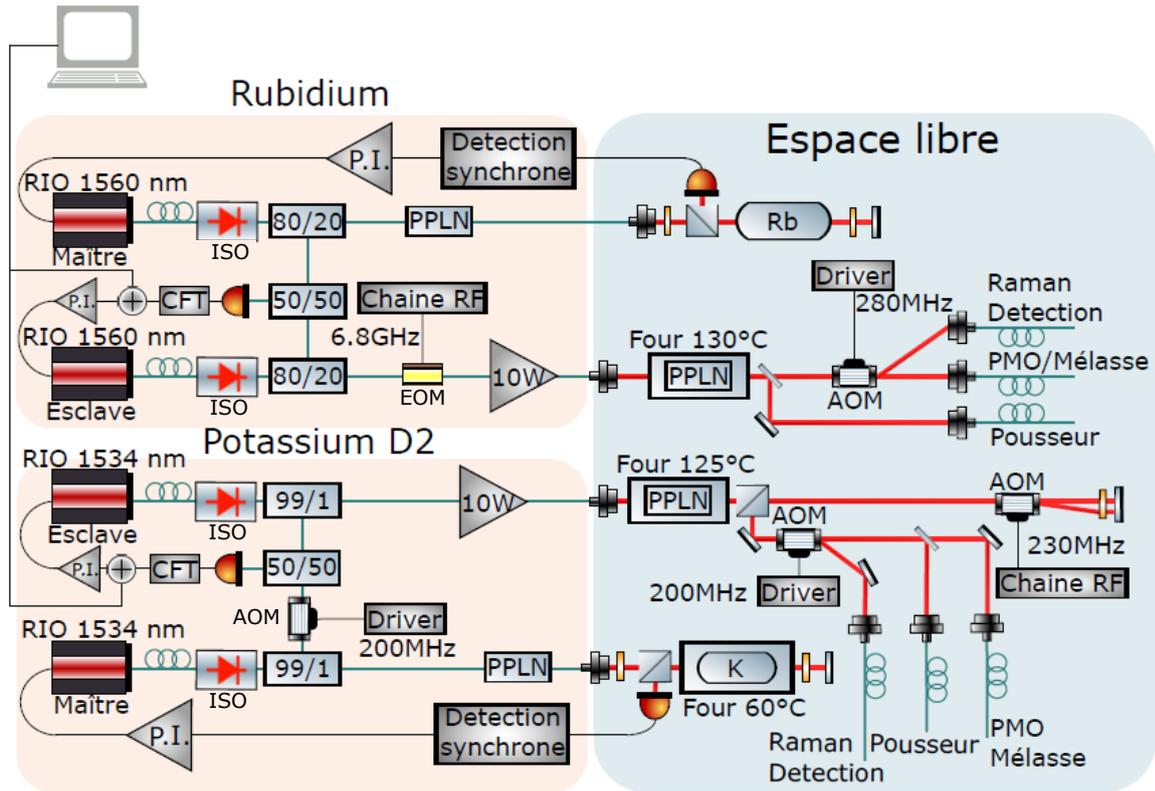


FIGURE 2.4 – Architecture des lasers accordés sur la transition D2 du ^{87}Rb et ^{39}K . RIO : Diode laser RIO. ISO : Isolateur optique. EOM : Modulateur de Phase. AOM : Modulateur Acousto-Optique. PPLN : cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné. CFT : Convertisseur Fréquence Tension

Le laser maître du rubidium est asservi sur le crossover entre les transitions $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ du ^{85}Rb puisque c'est la transition la plus forte. Pour le potassium, le problème est plus complexe à cause de sa structure hyperfine étroite (les niveaux hyperfins du fondamental sont uniquement séparés de 461.7 MHz). Le laser maître est asservi sur le crossover entre la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ et la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$. Si l'on considère l'esclave à résonance entre les niveaux $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, la fréquence de battement entre le maître et l'esclave est seulement de 115 MHz. Pour augmenter cette valeur et être sûr de ne jamais avoir de battement nul, nous avons placé un AOM de 200 MHz, fibré, à 1534 nm sur le chemin du maître.

Les lasers esclaves sont asservis par battement. Pour cela, une infime partie de la puissance des deux diodes est prélevée dans le domaine Télécom puis, elles sont combinées grâce à un coupleur fibré. La différence de fréquence des deux lasers est notre fréquence de battement. Une photodiode nous permet de récupérer ce signal qui est ensuite converti en tension via un CFT (convertisseur fréquence tension). Pour créer le signal d'erreur, nous ôtons cette tension à une tension de référence, V_{ref} , qui correspond à la fréquence de battement désirée. Ce signal

d'erreur est utilisé pour rétroagir sur le courant de la diode esclave en utilisant un PI. Une des limitations de cette méthode vient du convertisseur fréquence tension où il nous faut faire un compromis entre les sauts de fréquence que nous souhaitons réaliser et la plage de fréquences accessibles au convertisseur. Dans notre cas, la plage de fonctionnement est comprise entre 1 et 10V, avec $1V \simeq 100$ MHz et nous souhaitons pouvoir réaliser des sauts de fréquence de 1.2 GHz à 780 nm. Ceci nous impose une fréquence de battement minimale.

Pour finir, une différence majeure entre les architectures des lasers rubidium et potassium est la manière dont est générée la deuxième fréquence laser nécessaire à notre séquence (celle du repompeur ou la deuxième fréquence Raman). Dans le cas du rubidium, nous utilisons un modulateur de phase electro-optique (EOM) fibré à 1560 nm, générant une bande latérale à 6.8 GHz pour créer cette fréquence. Cela peut être source de problèmes, comme nous le verrons en détail au chapitre 4, puisque cela crée également d'autres harmoniques qui peuvent générer des interféromètres parasites. Pour le potassium en revanche, cette deuxième fréquence est créée en utilisant un AOM double passage en espace libre comme nous allons le voir dans la section 2.2.2, pour éviter les raies parasites, au détriment d'une perte de puissance.

2.2.2 Amplification et architecture en espace libre

La partie haute puissance de notre système laser peut être séparée en une partie fibrée, qui correspond à l'amplification des lasers esclaves à 1560 et 1534 nm, et une partie espace libre qui comprend le doublage de fréquence et la création des différents faisceaux (figure 2.5).

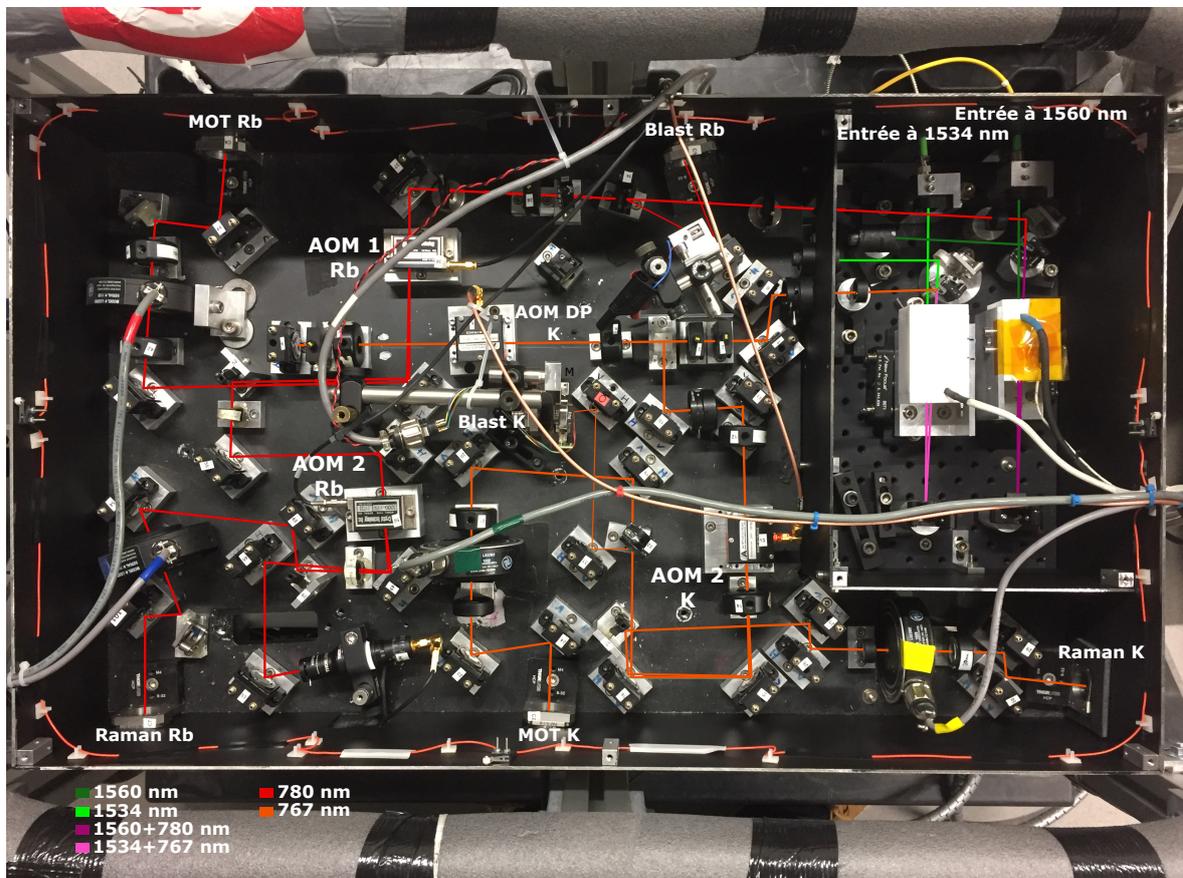


FIGURE 2.5 – Banc espace libre comprenant le doublage de fréquence en double passage (haut droite) et la création des divers chemins optiques. Un obturateur mécanique est présent avant chaque couplage dans une fibre, permettant une extinction complète des faisceaux.

L'amplification est réalisée grâce à des amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium (EDFA) de 10W (Kéopsys). Les faisceaux sont ensuite collimatés puis doublés en fréquence avec des cristaux PPLN en espace libre en double passage. Ceci permet de trouver un compromis entre la compacité du système et l'efficacité de la génération de seconde harmonique. En sortie de cette étape de doublage, nous avons environ 2 W de lumière à 780 nm pour le rubidium et 1.6 W à 767 nm pour le potassium. La partie non convertie de la lumière infrarouge est bloquée.

Les faisceaux à 780 et 767 nm traversent ensuite diverses optiques et modulateurs acousto-optiques. Le faisceau à 767 nm utilisé pour le ^{39}K traverse un premier AOM à 230 MHz en double passage afin de générer la seconde fréquence utilisée pour le repompeur ou le faisceau Raman[34]. Cette méthode présente l'avantage de ne pas générer d'harmoniques supplémentaires contrairement à l'utilisation d'un EOM. Les faisceaux sont ensuite séparés comme représenté sur la figure 2.5. Des obturateurs mécaniques étaient présents sur les chemins des faisceaux MOT et Raman. Nous en avons également ajouté sur les chemins des faisceaux pousseurs (blast), toujours pour limiter la lumière parasite sur les atomes.

Le banc optique en espace libre doit pouvoir résister aux conditions de l'avion. En effet, les vibrations et les fluctuations de température peuvent engendrer d'importants désalignements. Il a donc été spécialement conçu au laboratoire et est décrit dans la référence [33]. Pour les mêmes raisons, les montures des miroirs viennent de chez New focus et sont réputées pour leur stabilité mécanique (New Focus 9810-5-K).

2.2.3 Laser tout fibré pour la transition D1 du potassium

Du fait de sa structure hyperfine, le potassium est une espèce atomique particulièrement difficile à refroidir et à manipuler. Avec le système laser décrit précédemment, nous étions en mesure de piéger les atomes dans un piège magnéto-optique (MOT) et de les refroidir avec une mélasse optique jusqu'à 20 μK . Pour améliorer le refroidissement du ^{39}K , nous avons choisi de réaliser une mélasse grise décrite en détail dans le chapitre 3. Nous avons donc dû rajouter un troisième système laser, résonnant avec la transition D1 du potassium à 770.1 nm.

Cette architecture essentiellement fibrée est décrite dans [57]. Elle est basée sur la même architecture maître esclave que les lasers décrits précédemment. Nos diodes sources sont encore une fois des diodes ECDL monolithique butterfly mais à 1540 nm doublées en fréquence. Cette architecture est représentée figure 2.6.

Le maître est asservi en fréquence sur un montage d'absorption saturée. Comme pour le montage précédent, la cellule de potassium est chauffée dans un four. Nous utilisons la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pour asservir le laser maître. Ensuite, nous réalisons un battement entre deux diodes à 1540 nm pour asservir l'esclave sur le maître. De la même manière que décrit dans la section précédente, nous utilisons un CFT et une tension de référence pour générer un signal d'erreur. Enfin, un PID utilisant ce signal permet de rétroagir sur le courant de la diode esclave.

Afin de réaliser une mélasse grise, nous devons générer une deuxième fréquence à 461 MHz. Puisque nous avons fait le choix d'une architecture fibrée et compacte, nous procédons de la même manière que pour le rubidium et nous utilisons un EOM fibré à 1540 nm, créant une bande latérale à 460 MHz. Le laser est ensuite amplifié grâce à un amplificateur fibré de 1W (3SP group) puis traverse un AOM fibré à 80 MHz qui permet d'éteindre le faisceau et d'en contrôler la puissance. Le laser est finalement doublé en fréquence avec un PPLN en guide

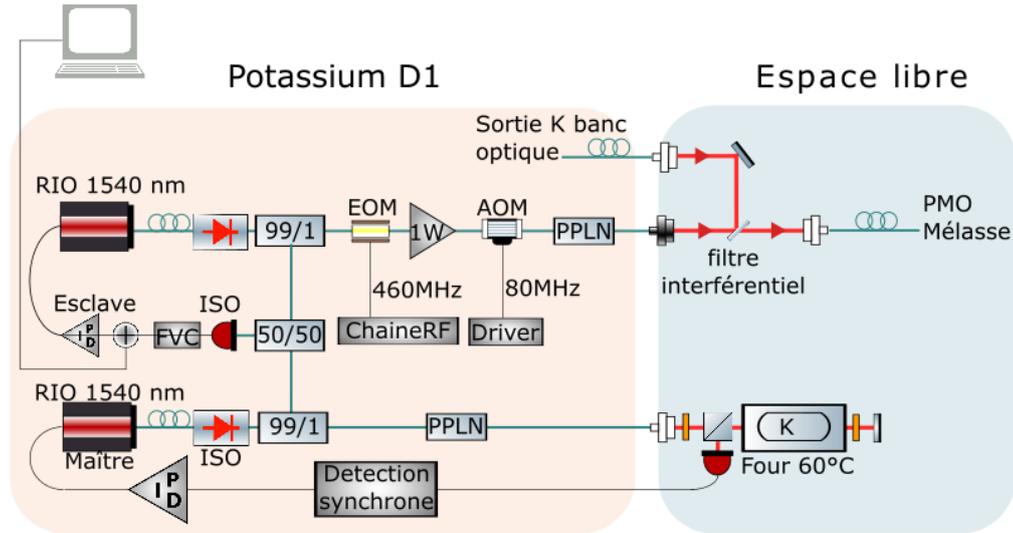


FIGURE 2.6 – Schéma de l'architecture des lasers accordés sur la transition D1 du ^{39}K . RIO : Diode laser RIO. ISO : Isolateur optique. EOM : Modulateur de Phase. AOM : Modulateur Acousto-Optique. PPLN : cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné. CFT : Convertisseur Fréquence Tension.

d'onde fibré. Les faisceaux D1 et D2 sont ensuite recombinaés en espace libre avec un filtre interférentiel [57, 58].

Un des avantages de cette architecture est lié à l'AOM situé avant le doublage de fréquence puisque cela nous permet de nous passer d'obturateur mécanique pour parfaitement couper la lumière. Lorsque l'AOM ne diffracte pas la lumière et que l'EDFA est à pleine puissance (1W), on ne mesure que 100 nW de lumière à 1540 nm. Cette lumière traverse ensuite le PPLN fibré puis le banc espace libre et le filtre interférentiel avant d'être couplée à une fibre. Ces différentes étapes induisent des pertes de puissance qui impliquent très peu de lumière parasite sur les atomes (moins de 40 nW à 770 nm, soit environ 4 photons par atome et par seconde).

2.2.4 Description de la chaîne de fréquence

Un autre point sensible d'une expérience d'interférométrie atomique est la génération des fréquences RF et hyperfréquences. Notre chaîne de fréquence a initialement été conçue au Laboratoire National de métrologie et d'Essais- Système de Référence Temps-Espace (LNE-Syrte) et est décrite en détails dans [33]. Elle est entièrement basée sur la multiplication de fréquences à partir d'un quartz 10 MHz initialement conçu pour le projet d'horloge atomique spatiale PHARAO [59]. Ce cristal présente l'avantage d'être très stable (1.8×10^{-13} à 1 s) et résistant aux vibrations et aux variations de température [60]. A la base de notre chaîne schématisée figure 2.7, il nous permet de générer des fréquences à 6.8 et 6.6 GHz pour le rubidium et des fréquences à 230 et 460 MHz pour le potassium.

La fréquence d'horloge du ^{87}Rb est de 6.834 GHz, la chaîne de fréquence du rubidium doit donc générer des fréquences de l'ordre de 6.8 GHz. Dans un premier temps, la sortie du quartz est multipliée par 10. Une partie de ce signal est multipliée par 2 pour générer du 200 MHz qui est ensuite envoyé dans un NTL (NonLinear Transmission Line), composant non linéaire, qui crée des harmoniques jusqu'à 7 GHz. Cette sortie est ensuite filtrée pour ne conserver que la raie à 6.8 GHz. L'autre partie du signal à 100 MHz est ensuite multipliée par 3 et est

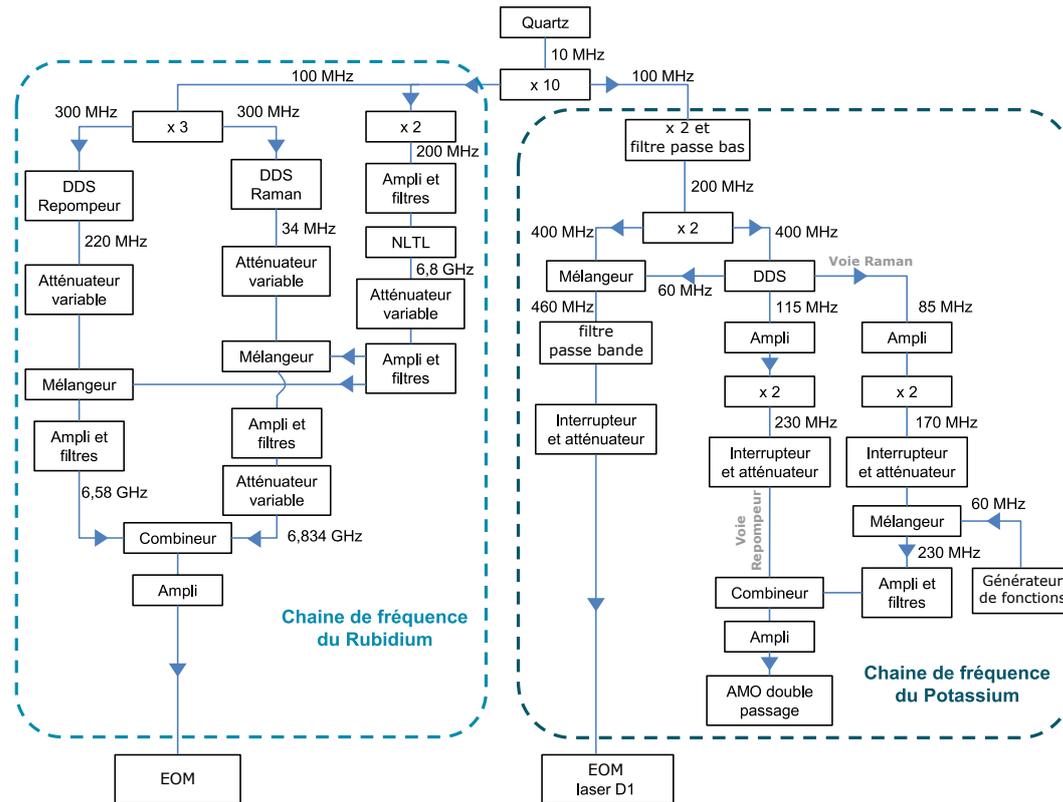


FIGURE 2.7 – Architecture de la chaîne de fréquence de l'expérience ICE.

utilisée comme fréquence de référence pour deux DDS (Direct Digital Synthesizer). Ces DDS nous autorisent une grande agilité en fréquence et également la possibilité de faire des sauts de phase et de fréquence tout en assurant la continuité de la phase. La première sert à générer la fréquence du repompeur et la seconde, celle de la deuxième fréquence Raman. Elles sont ensuite mixées avec le signal à 6.8 GHz, puis, elles sont recombinaées, filtrées, amplifiées et envoyées vers l'EOM. La stabilité de cette chaîne de fréquence a été étudiée dans la référence [32].

La chaîne de fréquence du potassium est également basée sur la multiplication de fréquences. Nous pouvons toutefois la décomposer en deux parties. En effet, une première partie sert à générer les 460 MHz nécessaires au fonctionnement de l'EOM du laser D1 : du 400 MHz est créé à partir du quartz puis est mixé avec une sortie à 60 MHz d'une DDS.

Deux autres fréquences sont générées par cette DDS. Une première fréquence à 115 MHz est doublée (voie repompeur). La seconde, à 85 MHz (voie Raman), est doublée puis mixée avec une fréquence à 60 MHz issue d'un générateur de fonctions (Agilent 33250A) permettant de réaliser des rampes de fréquences. Les deux fréquences à 230 MHz sont enfin combinées, amplifiées et utilisées pour contrôler l'AOM double passage permettant de générer la seconde fréquence optique.

2.3 Chambre de science

2.3.1 Description de l'enceinte à vide

Notre enceinte à vide, détaillée dans [34], est un petit rhombicuboctaèdre, c'est à dire un solide de 26 faces. Dix-neuf de ces faces ont des accès optiques. Six de ces faces sont réservées

aux faisceaux du MOT, 4 sont prévues pour le piège dipolaire, 2 pour le faisceau Raman vertical, 4 autres pour des faisceaux Raman horizontaux en prévision d'un accéléromètre atomique multi-axes, un hublot est réservé à un faisceau pousseur et deux hublots sont réservés à la détection. Parmi les faces non pourvues de hublots, 2 sont réservées au vide (une pompe ionique et une vanne), 2 sont réservées aux passages électriques (alimentation des dispensers), 2 sont prévues pour le passage d'une micro-onde et la dernière sert à soutenir la structure.

L'enceinte a été réalisée en titane. C'est un matériau, compatible avec l'ultra-vide, qui a l'avantage d'être amagnétique. De plus, il est très résistant aux vibrations et aux contraintes thermiques, ce qui est compatible avec les contraintes liées aux campagnes de vol. Les hublots sont en borosilicates (BK7) traités antireflets entre 1530 et 1570 nm pour les hublots réservés au piège dipolaire. Les autres sont traités antireflets entre 725 et 825 nm.

Le vide est maintenu avec une pompe NEX Torr (SAESGetter). Elle est composée d'une pompe getter et d'une pompe ionique. Les vapeurs atomiques à partir desquelles nous chargeons notre MOT sont produites à partir de dispensers traversés par des courants. Lorsque ces derniers sont allumés, le vide est de l'ordre de 10^{-9} mbar. A l'heure actuelle, des courants de fuite dans notre pompe ionique nous empêchent d'évaluer correctement le vide au sein de l'enceinte. Toutefois, le temps de chargement du MOT (3s) et la qualité de nos interféromètres nous indiquent un vide d'une qualité suffisante.

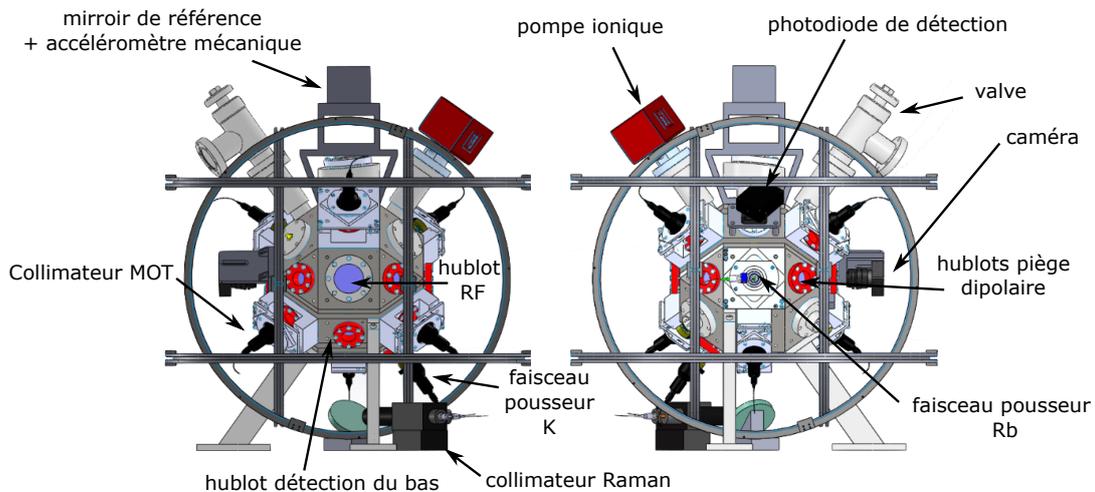


FIGURE 2.8 – Schéma de l'enceinte à vide.

La disposition autour de l'enceinte à vide est illustrée figure 2.8. Les ports SMA prévus pour le passage des micro-ondes à 6.8 GHz et 460 MHz directement dans l'enceinte ne sont pas efficaces. Une antenne externe est donc utilisée pour le rubidium pour faire passer la micro-onde à travers un hublot de 2 pouces de diamètre. Nous détaillerons la solution trouvée pour le potassium au chapitre 3. Nous pouvons noter que cette antenne ne fonctionne pas sur les hublots plus petits (hublots de 1 pouce). En ce qui concerne le potassium, la longueur d'onde correspondant à la fréquence d'horloge est d'environ 65 cm. Le diamètre de notre enceinte à vide (25 cm) rend difficile la mise en place d'une solution similaire. Nous avons mis en place une solution optique dont nous reparlerons dans le chapitre 3. Le second hublot de l'axe Y est utilisé pour le faisceau pousseur du rubidium. Les hublots de l'axe X sont quant à eux occupés par des caméras nous servant à imager notre MOT mais aussi à faire des mesures de

température par la méthode temps de vol. La présence de hublots sur deux axes verticaux laisse la possibilité de faire évoluer l'expérience vers un accéléromètre atomique multi-axes pour travailler au développement de la navigation inertielle avec des atomes froids. Nous reviendrons sur cet aspect au chapitre 6.

Un combineur-séparateur deux par six de chez Schäfter Kirchhoff nous permet de combiner sur la même polarisation la lumière à 780 nm ainsi que celles à 767 et 770 nm issues de la même fibre. Il nous permet également de séparer cette combinaison de faisceaux en six faisceaux fibrés. Des cubes et lames polarisantes nous permettent d'équilibrer la puissance optique des 6 faisceaux du MOT. Toutefois, les longueurs d'onde associées au ^{87}Rb et au ^{39}K sont suffisamment différentes pour nous obliger à faire un compromis entre l'équilibre des puissances à chaque longueur d'onde.

L'équilibre entre les faisceaux D1 et D2 du potassium est bon mais celui avec le faisceau à 780 nm n'est pas optimisé. Le potassium étant une espèce plus compliquée à refroidir que le rubidium, nous avons choisi de favoriser l'équilibre des faisceaux pour cette espèce atomique. Finalement, en sortie des fibres, la puissance optique est de 11 mW par faisceau pour la D1 du potassium et de 18.5 mW pour la D2. En revanche, en ce qui concerne le rubidium, les six faisceaux sont clairement déséquilibrés. En effet, les puissances optiques sont comprises entre 30 et 50 mW, avec parfois un écart de 10 mW sur une paire de faisceaux contra-propageants. Ce déséquilibre rend le refroidissement des atomes moins efficace et limite la température des atomes de ^{87}Rb à 5 μK .

Ces faisceaux sont ensuite collimatés et la polarisation est choisie de manière à être circulaire. Les collimateurs ont été réalisés au LNE-Syrte et offrent un faisceau de 23 mm de diamètre. Ils sont décrits dans [34].

Les faisceaux Raman issus du banc espace libre sont combinés dans un collimateur de chez Schäfter Kirchhoff pour ne former qu'un seul faisceau de 19.7 mm de diamètre. A l'entrée du collimateur, nous avons 315 mW de puissance optique pour le potassium et 560 mW pour le rubidium. Comme nous voulons que nos atomes aient la même oscillation de Rabi, nous devons diminuer la puissance du rubidium en changeant la commande du second AOM du banc espace libre.

Ce collimateur nous permet de choisir la polarisation du faisceau. Le faisceau est envoyé sur l'axe Z via un miroir à 45°. Le faisceau traverse donc l'enceinte à vide, puis une lame $\lambda/4$ avant d'être rétro-réfléchi par le miroir de référence. Ceci nous permet d'avoir une polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$ si la polarisation en sortie du collimateur est linéaire. De plus, en bloquant la réflexion au niveau du miroir de référence et en choisissant une polarisation circulaire au niveau du collimateur, nous pouvons également mettre notre faisceau Raman dans une configuration co-propageante, et ainsi réaliser des mesures non sensibles aux effets inertiels des atomes.

L'expérience ICE étant par essence une expérience transportable fonctionnant dans un environnement bruité, nous ne souhaitons pas la faire fonctionner dans un environnement bas-bruit comme par exemple sur une plate forme anti-vibrations. Toutefois, si rien n'est fait, les vibrations du miroir de référence liées aux vibrations du milieu extérieur (laboratoire ou avion) brouillent les franges d'interférences. Un accéléromètre mécanique (AM) est donc fixé au dos du miroir de référence. Nous pouvons alors enregistrer les vibrations du miroir et, connaissant la fonction de réponse de l'interféromètre, nous pouvons reconstruire les franges d'interférence en utilisant la méthode FRAC décrite en détail au chapitre 5.

Le choix d'un accéléromètre mécanique pour reconstruire les franges est primordial. Plusieurs paramètres sont à considérer pour ce choix. Tout d'abord, le bruit de l'AM doit être bas. En effet, lors de la reconstruction des franges avec la méthode FRAC, ce bruit entraîne une incertitude sur la phase de l'interféromètre. Ensuite, la réponse fréquentielle du senseur est importante. Il est important qu'elle ne varie pas, au moins sur la bande passante de l'accéléromètre atomique (voir chapitre 1), puisque des résonances ou des non linéarités dans la réponse fréquentielle du capteur entraîneraient une estimation de la phase biaisée, dégradant la qualité de la reconstruction des franges. Nous souhaitons également un AM avec un biais faible puisqu'une mauvaise connaissance du biais implique une mauvaise estimation de la frange centrale. De plus, ce biais dérive en fonction du temps, ce qui se ressent lors de la reconstruction des franges. Nous prévoyons de filtrer le biais (partie DC) de nos accéléromètres. Enfin, nous avons besoin d'une bonne connaissance du facteur d'échelle du capteur. Si nous appliquons la méthode FRAC avec un facteur d'échelle incorrect, les franges obtenues n'ont pas une période de 2π .

Nous utilisons deux accéléromètres différents, un Colibrys SF1500 et un Nanometrics Titan dont nous comparons les caractéristiques dans le tableau 2.1. Au vu de leurs caractéristiques, il est clair que le Titan ne peut pas être utilisé à bord de l'avion : sa dynamique n'est pas assez élevée, tout comme sa bande-passante. Il est toutefois plus sensible que le Colibrys et est également moins bruité. Nous utilisons donc le Titan au laboratoire et le Colibrys en campagne de vol.

Caractéristiques	Colibrys SF1500	Titan	Unités
Dynamique	± 3	± 0.5	g
Facteur d'échelle	1.2 ± 0.1	~ 40	V/g
Bande passante	DC à 1500	DC à 430	Hz
Bruit	< 500	10	ng/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Biais	± 0.17	± 0.005	g

TABLE 2.1 – Caractéristiques de nos accéléromètres mécaniques.

2.3.2 Contrôle des champs magnétiques

Les atomes ne sont pas uniquement sensibles à l'accélération. Ils sont, entre autres, sensibles aux lasers utilisés pour les manipuler ainsi qu'aux champs magnétiques. Ces effets systématiques décalent la frange centrale de notre interféromètre et seront étudiés en détail au chapitre 5. Nous nous intéressons ici aux champs magnétiques. Cela constitue un de nos effets systématiques majeurs, surtout pour le potassium, puisque ce dernier est 16 fois plus sensible que le rubidium à l'effet Zeeman quadratique (voir chapitre 1). Nous devons donc avoir un bon contrôle de ce dernier.

Le premier champ magnétique que nous appliquons est le champ magnétique nécessaire au chargement du MOT. Pour générer une force de rappel importante au niveau des atomes, une paire de bobines anti-Helmoltz de 22 cm de diamètre est traversée par un courant de 5 A. Ceci crée un gradient de 11.5 G/cm.

Ensuite, afin d'avoir une mélasse optique efficace, nous avons besoin d'un champ magnétique nul au niveau du nuage atomique. Nous devons notamment protéger les atomes du champ magnétique terrestre. Le rack contenant l'enceinte à vide est donc placé dans un blindage en mu-métal qui atténue de 25 dB le champ magnétique terrestre. Toutefois, cela n'est pas suffisant puisque des éléments magnétiques, tels que la pompe ionique ou encore l'accélé-

romètre Titan, sont placés à proximité de l'enceinte et donc des atomes. Nous utilisons donc des bobines de compensation (en configuration Helmholtz), une pour chaque axe, ainsi qu'une paire de bobines anti-Helmholtz supplémentaire selon l'axe z servant à compenser un éventuel gradient magnétique. Les caractéristiques des bobines sont répertoriées dans le tableau 2.2.

	Rayon/ Séparation (cm)	Tours	Configuration	Axe	Résistance (Ω)	Conversion
MOT	11	~ 250	Anti-Helmholtz	y+z	4	~ 230 (G/m)/A
Compensation x	21	13	Helmholtz	x	1	0.56 G/A
Compensation y	25	13	Helmholtz	y	1.5	0.47 G/A
Compensation z	29	13	Helmholtz	z	2	0.39 G/A
Gradient	30	72	Anti-Helmholtz	z	60	8.8 (G/m)/A

TABLE 2.2 – Caractéristiques des bobines du MOT et des bobines de compensation.

Nous avons ensuite besoin d'un champ magnétique (biais) selon l'axe Z afin de créer un axe de quantification mais aussi de séparer les sous niveaux Zeeman (niveaux m_F). Nous utilisons pour cela la bobine de compensation selon l'axe Z et changeons sa valeur en contrôlant le courant délivré par l'alimentation de la bobine. Il est cependant important de noter que l'allumage et l'extinction rapide de forts champs magnétiques peut induire des courants de Foucault. Ceci est notre cas puisqu'une partie des supports autour de l'enceinte sont en aluminium et surtout que l'enceinte à vide est fixée à un breadboard en aluminium également. Nous sommes donc sensible à la présence de ces courants. Cela implique un biais différent au moment de chaque impulsion de l'interféromètre. Ceci entraîne de gros effets systématiques et il était important de régler ce problème.

Nous avons choisi d'asservir le champ magnétique de biais. Ceci permet d'avoir un champ magnétique reproductible en compensant les variations temporelles.

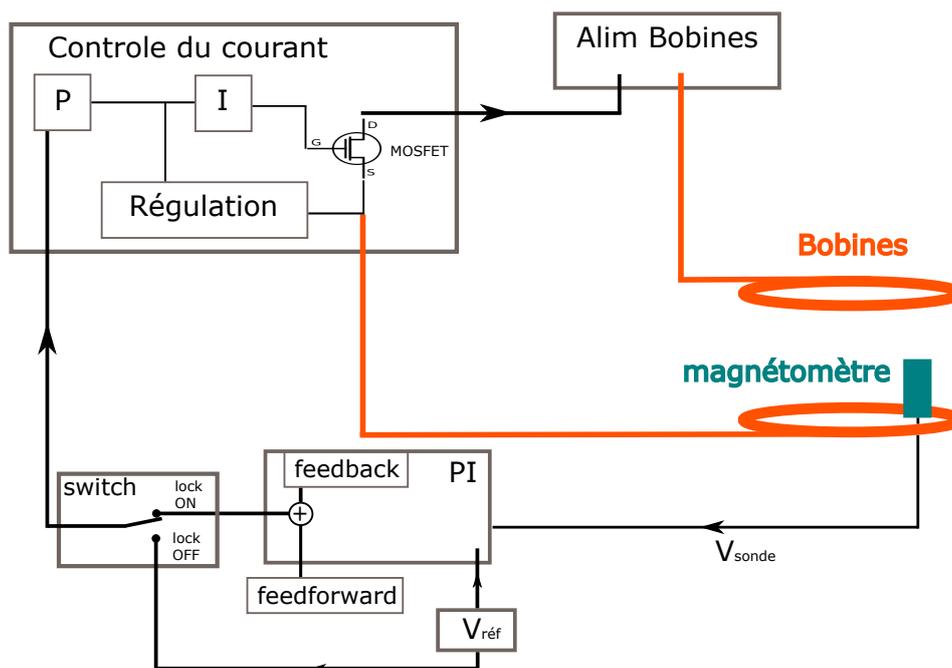


FIGURE 2.9 – Schéma du montage d'asservissement du champ magnétique.

Nous avons mis en place un système pour contrôler le champ magnétique. Le montage est schématisé figure 2.9. Nous avons commencé par installer un magnétomètre “MAG-03MCTPB500 3-axis flux gate sensor” de chez Bartington Instruments dont la bande passante va du continu jusqu’à 3 kHz. La sensibilité de la sonde est de 2 V/G et sa dynamique de 5 G. Elle a été placée au plus près de l’enceinte à vide et donc des atomes.

Le courant traversant les bobines vient d’une alimentation de chez Delta Electronic. Pour contrôler le champ magnétique nous contrôlons le courant délivré par cette source. Nous avons dans ce but réalisé un circuit électronique basé sur un MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor) permettant de maîtriser le courant délivré aux bobines avec une tension issue de notre séquenceur (pilotage de l’expérience). Ceci nous permet, en fonction de la commande, d’entrer une valeur pour le zéro de champ (pendant les étapes de MOT et de mélasse) et une valeur plus élevée pour le biais.

Pour asservir le champ sur la sonde afin de ne plus être sensibles à de possibles fluctuations du champ, nous créons un signal d’erreur en sommant la tension issue de la sonde avec une tension de référence négative. Nous utilisons ensuite un PI et envoyons la tension de rétroaction en entrée du contrôleur de courant.

Il faut cependant prendre en compte la dynamique du capteur puisque ce dernier sature lorsque les bobines du MOT sont allumées, il est donc impossible d’asservir le champ pendant cette étape. Nous ajoutons alors au circuit un interrupteur analogique qui nous permet d’enclencher l’asservissement, mais nous donne également la possibilité d’envoyer directement la tension de référence au boîtier de contrôle du courant. Nous pouvons ainsi asservir le champ juste après la mélasse optique. Enfin, le temps caractéristique du circuit étant élevé (15 ms), nous installons une tension de feedforward que nous sommions à la tension de rétroaction. Le temps caractéristique est alors de l’ordre de 5 ms. La figure 2.10 compare les profils du champ magnétique vus par la sonde sans et avec l’asservissement ainsi que le signal d’erreur.

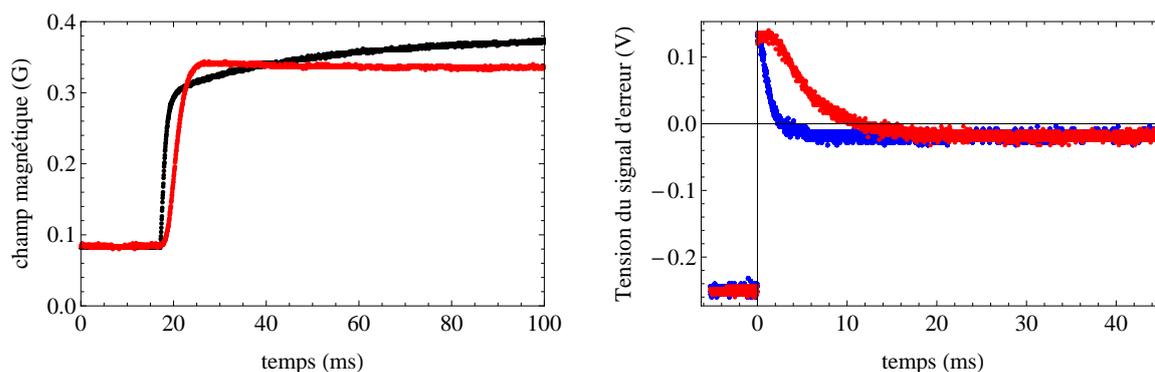


FIGURE 2.10 – Figure de gauche : Biais vu par la sonde Bartington. La courbe noire est le profil du champ magnétique vu par la sonde sans asservissement. La courbe rouge est le profil du champ magnétique asservi. Figure de droite : Evolution du signal d’erreur de l’asservissement avec le feedforward (courbe bleue) et sans le feedforward (courbe rouge).

Cette méthode présente cependant un inconvénient majeur : le champ est asservi à un endroit différent de celui où sont situés les atomes. En effet, rien n’indique que le champ magnétique au niveau de la sonde soit le même que celui au niveau des atomes. Pour vérifier cela, Nous pouvons évaluer le profil du champ magnétique avec les atomes en faisant de la spectroscopie Raman co-propageante. Nous choisissons bien entendu une impulsion π longue

(plusieurs dizaines de ms) pour ne pas être limités par sa transformée de Fourier. Dans ce cas, les atomes ne sont pas préparés dans un état non magnétique de manière à avoir des atomes distribués dans les trois m_F . L'effet Zeeman linéaire peut s'exprimer ainsi

$$\Delta\nu = \frac{\mu_B B (g_{J'} m_{J'} - g_J m_J)}{h} \quad (2.1)$$

Où g_J est le facteur de Landé. Dans notre cas, on considère la transition entre le niveau $m_F = 0$ et les niveaux $m_F = \pm 1$. Ainsi, le décalage en fréquence des sous niveaux Zeeman est linéaire avec le champ magnétique. En faisant varier le temps de vol entre la fin de la mélasse et l'impulsion Raman, nous pouvons imager le profil du champ magnétique à l'intérieur de l'enceinte.

Pour ces données le champ magnétique a été asservi à 100 mG et nous utilisons des atomes de potassium. La figure 2.11 montre le biais au niveau des atomes quand le champ est asservi (rouge) et quand il ne l'est pas (noir). Le premier point de cette courbe est pris directement après l'étape de préparation des atomes de potassium, soit 5 ms après l'enclenchement de l'asservissement. Il est clair que cet asservissement a un effet au niveau du champ vu par les atomes. Cependant, comme l'on s'y attendait, cela n'est pas parfait. On voit bien que le champ vu par les atomes ne se stabilise pas contrairement à celui vu par la sonde. De plus, il est difficile de savoir si le profil de champ observé correspond à une variation temporelle ou à une variation spatiale du champ. En effet, lorsque le TOF augmente, les atomes tombent et voient une portion différente du champ magnétique. Afin de distinguer ces deux types de variations, nous avons cherché à compenser le gradient spatial en appliquant un gradient de signe opposé. Nous pouvons alors, avec le champ asservi, compenser la partie de la courbe comprise entre 30 et 45 ms. Nous pouvons alors en conclure que la première partie de la courbe (0-30 ms) correspond à des variations temporelles alors que la seconde partie de la courbe (30-45 ms) correspond à des variations spatiales.

Cet asservissement rend le champ magnétique reproductible et stable. Nous pouvons alors estimer l'erreur induite sur la phase de l'interféromètre comme nous le verrons au chapitre 5. De plus, comme le champ est connu, même si il y a toujours des variations temporelles, en microgravité nous pouvons attendre que ce dernier se stabilise avant de démarrer l'interféromètre.

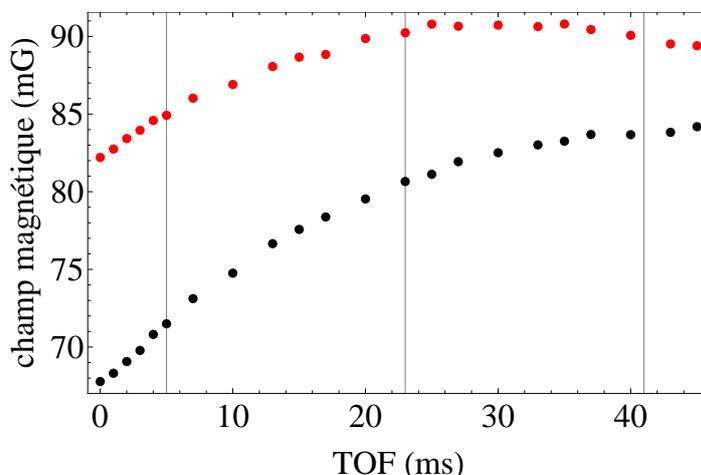


FIGURE 2.11 – Biais vu par les atomes. La courbe noire est le profil du champ magnétique vu par les atomes sans asservissement. La courbe rouge est le profil du champ magnétique asservi. Les lignes verticales correspondent aux impulsions Raman d'un interféromètre typique de $T = 18$ ms.

Nous prévoyons de résoudre le problème des courants de Foucault à la source en remplaçant le breadboard en aluminium par un breadboard en acier inoxydable amagnétique. L'installation de cette plaque a été reportée en raison de sa masse, deux fois plus élevée que celle de la plaque en aluminium, qui aurait rendu le rack trop lourd et non compatible avec les règles de sécurité à bord de l'avion.

2.3.3 Détection

Les atomes sont détectés de manière séquentielle par fluorescence. Cette méthode de détection ne nécessite aucune séparation spatiale des atomes comme dans [61] et peut être appliquée au sol comme en micropesanteur.

Nous créons nos impulsions de détection avec le faisceau Raman. La première impulsion sert à détecter les atomes dans le niveau $|F = 2\rangle$ en accordant la fréquence du laser sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Une partie des atomes est pompée au cours du processus dans le niveau $|F = 1\rangle$. La seconde impulsion de détection nous permet de mesurer le nombre total d'atomes en allumant deux fréquences optiques, résonnantes avec les transitions $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

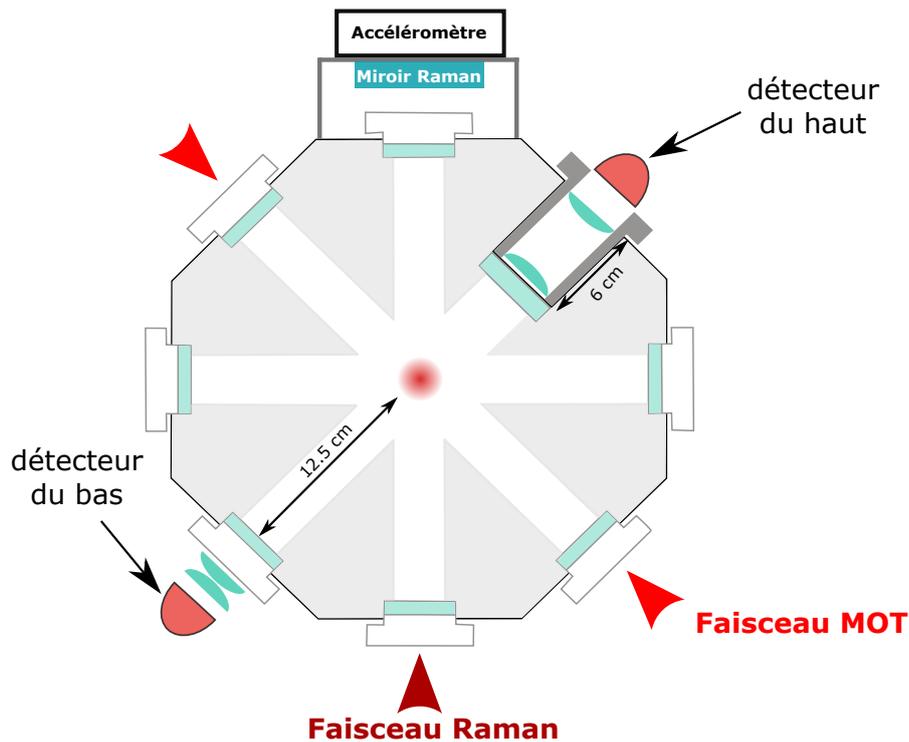


FIGURE 2.12 – Vue en coupe de l'enceinte à vide.

L'expérience étant conçue pour fonctionner en micropesanteur, l'emplacement de la photodiode a été prévu au plus près des atomes piégés comme illustré dans la figure 2.12 (détecteur du haut). La position avancée du détecteur par rapport aux autres hublots de l'enceinte nous permet d'augmenter l'angle solide de détection afin de collecter plus de photons. Il s'agit d'une photodiode à avalanche de chez Thorlabs (APD110A) dont la surface de détection mesure 1 mm de diamètre et dont la bande-passante est de 50 MHz. Nous devons utiliser une photodiode à avalanche en raison de la difficulté de détecter le potassium comme nous le verrons par la suite. Les photodiodes à avalanche ont une grande bande passante mais une petite taille

de détecteur. Nous utilisons donc une lentille tube afin de bien collecter la lumière émise par les atomes et de la focaliser sur le détecteur.

Toutefois, au sol, les atomes tombent. Plus on augmente le temps d'interrogation, moins le détecteur du haut est capable de collecter la fluorescence émise par les atomes. Au laboratoire, nous utilisons donc un second détecteur (détecteur du bas) placé au niveau du hublot faisant face au premier détecteur. Il s'agit d'une photodiode à avalanche C12703 de chez Hamamatsu de 1.5 mm de diamètre et dont la bande passante est de 10 MHz. Elle possède un fort gain (100) et nous permet de détecter des faibles niveaux de lumière. Une lentille tube permet également d'optimiser la collecte de la fluorescence.

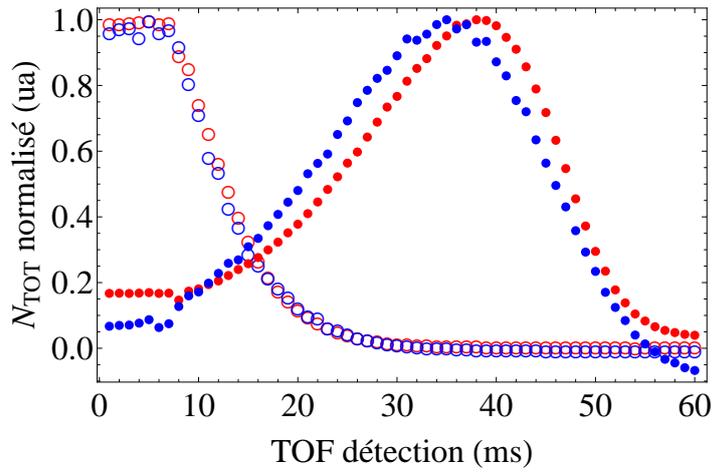


FIGURE 2.13 – Scan du nombre d'atomes détectés en fonction du temps de vol de détection pour chacun des détecteurs. Les points rouges (respectivement bleus) correspondent au nombre total d'atomes détectés pour le rubidium (respectivement potassium). Les cercles correspondent au détecteur du haut et les points au détecteur du bas. Le temps de vol de détection est compté après l'impulsion Raman soit 7 ms après la mélasse optique.

La figure 2.13 illustre la limitation que nous impose aujourd'hui notre système de détection. Le détecteur du haut n'est pas adapté aux longs temps d'interrogation et le maximum de détection de celui du bas est situé autour de 45 ms après la mélasse (compromis entre le maximum de détection du rubidium et celui du potassium). Ainsi, si l'on considère un temps de préparation de 7 ms avant la première impulsion Raman, cela limite le temps d'interrogation à $T = 18.5$ ms pour une détection optimale. Nous pouvons, bien sûr, augmenter ce temps de vol et sacrifier le rapport signal à bruit de la détection pour augmenter T . Nous sommes ainsi parvenus à obtenir des franges d'interférences jusqu'à $T = 22$ ms.

Le signal de détection de la population dans $|F = 2\rangle$, représenté figure 2.14, présente une décroissance exponentielle. En effet, lorsque les atomes sont illuminés par le faisceau de détection à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, ils peuvent être dépompés dans le niveau $|F = 1\rangle$. Ceci est particulièrement visible sur le signal de détection du potassium à cause de sa structure atomique. Le temps caractéristique de décroissance est fonction du désaccord à la résonance et de la puissance optique dans le faisceau de détection [33]. Une simulation du profil du temps caractéristique en fonction de l'intensité a été réalisée dans [57]. Nous devons faire attention à bien adapter le temps d'échantillonnage ($0.5 \mu\text{s}$ dans notre cas) du signal de détection afin de ne pas couper de l'information sur le nombre d'atomes.

Afin d'extraire au mieux l'information du signal de détection, nous sélectionnons une partie du signal (figure 2.14) que nous intégrons. Le signal de détection était auparavant obtenu en intégrant par une fonction rectangulaire la partie sélectionnée. Pour obtenir un meilleur rapport signal à bruit, nous ajustons maintenant le signal de détection de $|F = 2\rangle$ avec une fonction exponentielle décroissante $Ae^{-\gamma t} + B$ que nous intégrons par la suite.

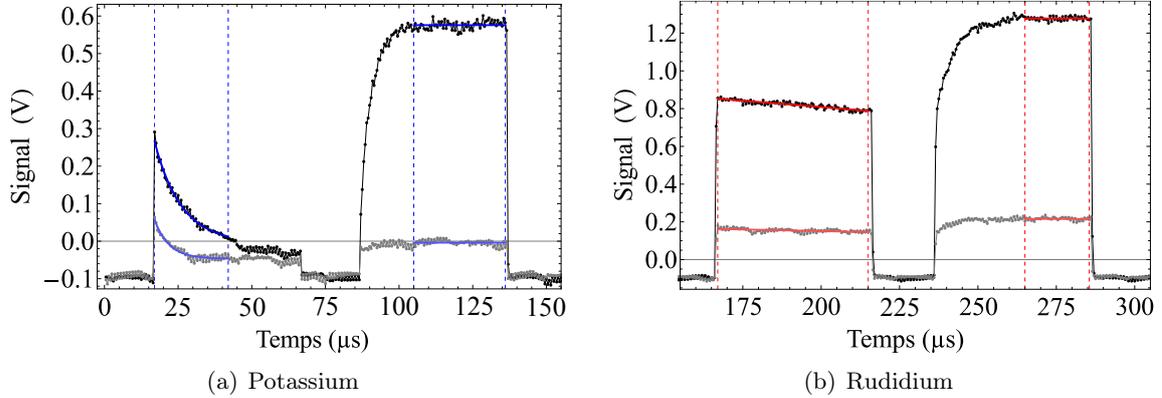


FIGURE 2.14 – Signal de détection enregistré par le détecteur du bas après une séquence interférométrique avec les bobines du MOT alimentées (courbes noires) et coupées (courbes grises). Sur chaque graphique, le premier signal représente le nombre d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ et le deuxième représente le nombre d'atomes total.

Le signal de détection par fluorescence nous permet également d'estimer le nombre d'atomes participant à l'interféromètre. Nous utilisons pour cela l'équation ci-dessous, dont le calcul est détaillé dans [62, 33].

$$N_{\text{atomes}} = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{E_\gamma \gamma_{\text{diff}} G_t R} S_{\text{total}}(V) \quad (2.2)$$

Où S_{total} est le signal issu du photodétecteur, Ω est l'angle solide de détection, G_t le gain transimpédance du circuit de détection, R la réponse du détecteur, $E_\gamma = \hbar\omega$ l'énergie d'un photon émis, avec ω la pulsation associée à la transition D2, et γ_{diff} correspond au taux de diffusion des photons. Le taux de diffusion de photons est donné par la relation

$$\gamma_{\text{diff}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \quad (2.3)$$

Où Γ est le taux d'émission spontanée et s est le paramètre de saturation tel que $s = \frac{I/I_{\text{SAT}}}{1+(2\Delta/\Gamma)^2}$ où I_{SAT} est l'intensité de saturation.

Si l'on considère le détecteur du haut, l'angle solide de détection est de $\Omega=0.098$ rad. Nous avons également $G_t = 10^5$ V/A et $R = 26.5$ A/W. Nous prenons également en compte les paramètres du faisceau de détection en considérant que la projection de l'aire du nuage sur le détecteur après les étapes de refroidissement est deux fois plus large que l'aire de la photodiode. On trouve finalement que $N_{\text{atomes}}^{87\text{Rb}} \sim (4.5 \pm 1.0) \cdot 10^7 S_{\text{total}}^{87\text{Rb}}$ et $N_{\text{atomes}}^{39\text{K}} \sim (4.5 \pm 1.0) \cdot 10^7 S_{\text{total}}^{39\text{K}}$.

2.4 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre l'importance des contraintes liées aux campagnes de vol. L'environnement particulier de l'avion nécessite l'utilisation de technologies adaptées.

Ceci est particulièrement vrai au sujet de la source laser pour laquelle nous avons choisi d'utiliser des composants fibrés issus des technologies Telecom en raison de leur fiabilité et de leur compacité. Le banc espace libre utilisé pour créer les différents chemins optiques résiste aux vibrations ressenties dans l'avion, toutefois, il reste sensible aux fluctuations thermiques et aux désalignements ce qui entraîne des pertes de puissance optique au cours d'un vol. Nous nous dirigeons donc vers des solutions fibrées au maximum, où l'optique en espace libre est réduite au strict minimum et est réalisée en micro-optique. Cette nouvelle génération de systèmes laser a pu être testée pour le rubidium lors de la campagne de vol d'avril 2017.

Le choix de la microgravité influence le design de l'expérience puisqu'en micropesanteur les atomes restent au centre de l'enceinte. Notre enceinte à vide possède donc un grand nombre d'accès optiques ce qui a un impact indirect sur le champ magnétique vu par les atomes. En effet, à cause de la quantité de hublots, un blindage autour de l'enceinte, excluant entre autre la pompe ionique, serait peu efficace. Nous enfermons alors l'ensemble du rack dans un blindage et devons faire face à des courants de Foucault. Il est prévu de remplacer le breadboard en aluminium sur lequel est fixé l'expérience, en grande partie à l'origine des courants de Foucault, par une plaque en acier amagnétique.

Nous avons également vu au cours de ce chapitre qu'une expérience double espèce telle que l'expérience ICE reposait souvent sur un compromis entre les deux espèces atomiques mises en jeu, du ^{87}Rb et du ^{39}K dans notre cas. En effet, nous avons dû trouver un compromis dans l'équilibre des faisceaux du MOT. Ceci nous a conduit à une température de $5\ \mu\text{K}$ pour chaque espèce atomique alors que des faisceaux de MOT équilibrés pour le ^{87}Rb ont précédemment donné des nuages à $3\ \mu\text{K}$ sur l'expérience [34]. De la même manière, nous avons trouvé un compromis entre les deux espèces à propos du temps de vol de détection.



FIGURE 2.15 – Simulateur de microgravité

Pour le futur de l'expérience, un piège dipolaire a été installé sur l'expérience. Travailler avec des atomes plus froids, voire ultra-froids, permettra d'augmenter le temps d'interrogation mais aussi de réduire la perte de contraste liée aux rotations dans l'avion (chapitre 4). De plus, l'arrivée récente au laboratoire d'un simulateur de microgravité (figure 2.15) nous donnera un accès permanent à la micropesanteur. Ce simulateur pouvant créer jusqu'à 500 ms de microgravité toutes les 12 secondes vient en complément des campagnes de vol qui offrent un long

temps de microgravité. Les campagnes de vol restent toutefois d'actualité. En effet, il est important que l'ensemble du dispositif soit testé en micropesanteur pour être validé pour de futures missions spatiales comme par exemple STE-QUEST [51]. De plus, l'expérience est compatible avec le simulateur sur lequel nous ne mettrons que le rack de l'enceinte à vide. Seul le câblage diffère de celui dans l'avion et est un des points sensibles à l'utilisation du simulateur : il faut veiller à ce qu'ils soient assez long pour ne pas être arrachés lors de la manœuvre. L'accès permanent à la micropesanteur nous permettra également d'intégrer nos données sur du plus long terme pour évaluer la stabilité de l'expérience mais aussi gagner en précision. Enfin, le simulateur sera un bon outil pour préparer les campagnes de vol.

Chapitre 3

Source atomique de ^{39}K pour la métrologie

Lorsque l'on réalise un interféromètre, la cohérence de la source utilisée est primordiale. Dans le cas d'un interféromètre atomique, avoir une température basse et des atomes dans le même état sont les clés d'un interféromètre efficace.

Le potassium, de par sa structure hyperfine compacte, est une espèce atomique compliquée à refroidir en utilisant des méthodes de refroidissement classique, type mélasse rouge, comme nous le verrons dans une première partie. Nous verrons également comment la mise en place d'une technique de refroidissement plus efficace, la mélasse grise, nous a permis d'atteindre une température de $5 \mu\text{K}$. Dans une seconde partie, nous verrons comment la mise en place de la mélasse grise nous a permis de développer une séquence de préparation d'états efficace, transférant 95 % des atomes dans l'état non magnétique $m_F = 0$ puisque, il n'est pas possible d'effectuer des transitions micro-ondes sur le ^{39}K du fait de la configuration de l'expérience. Pour finir, nous illustrerons l'effet d'un refroidissement et d'une préparation d'état efficace en réalisant des franges d'interférences dans l'objectif de réaliser un gravimètre ainsi que des franges de Ramsey, d'ordinaire utilisées pour mesurer la fréquence d'horloge des atomes.

3.1 Refroidissement du potassium

Le refroidissement d'un nuage atomique constitue généralement la première étape vers un interféromètre atomique. Le refroidissement se décompose en deux étapes : l'utilisation d'un piège magnéto-optique (MOT) puis d'une mélasse optique.

3.1.1 Refroidissement avec une mélasse rouge

Le fonctionnement du piège magnéto-optique repose sur le refroidissement Doppler et le confinement du nuage atomique via un gradient magnétique qui crée une dépendance spatiale de la force de pression de radiation [8]. Le faisceau laser que nous appliquons sur les atomes, qualifié de "Refroidisseur", est accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Il existe toutefois une probabilité non nulle que des atomes peuplent le niveau $|F' = 2\rangle$ puis se désexcitent vers le niveau $|F = 1\rangle$, c'est pourquoi, nous utilisons une seconde fréquence laser, appelée "Repompeur", accordée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pour ré-injecter les atomes dans la transition cyclante. Le MOT ne refroidit pas suffisamment les atomes et sert essentiellement à en capturer le plus possibles.

Cette étape est suivie d'une mélasse optique, basée sur un effet Sisyphes, permettant d'atteindre des températures sub-Doppler. En générale, elle est réalisée en coupant le courant des

bobines de MOT, en diminuant l'intensité des lasers et, en augmentant le désaccord de ces derniers vers le rouge de la transition [63, 64].

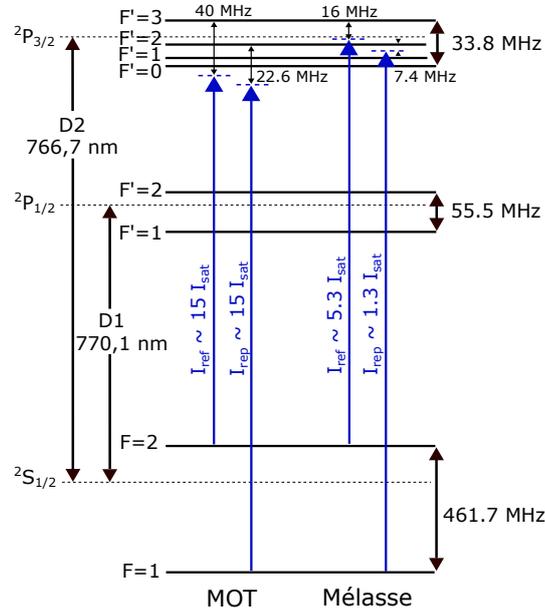


FIGURE 3.1 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{39}K avec les fréquences lasers utilisées pendant le piège magnéto-optique (MOT) et la mélasse rouge sur ICE. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux.

Les étapes de MOT et de mélasse que nous venons de décrire fonctionnent bien si la structure hyperfine de l'état excité est suffisamment large, comme cela est le cas pour le rubidium (voir chapitre 4). En revanche, pour le potassium, il est difficile de mettre ces techniques en place de manière efficace à cause de la structure hyperfine de l'état excité particulièrement compacte (voir figure 3.1). En effet, seulement 33.8 MHz séparent les niveaux $|F' = 0\rangle$ et $|F' = 3\rangle$. Il est alors difficile de définir une transition cyclante et de bien refroidir les atomes. De plus, les niveaux sont tellement proches les uns des autres qu'il n'est pas possible d'augmenter le désaccord vers le rouge sans passer par les autres niveaux.

La séquence expérimentale utilisée pour refroidir les atomes de potassium est représentée sur la figure 3.2. Les désaccords ont été choisis d'après les profils de force de refroidissement calculés dans [65] et vérifiés expérimentalement. Les différents paramètres (intensité laser, désaccord, durée de la mélasse) ont ensuite été ajustés expérimentalement pour optimiser le nombre d'atomes et la température du nuage.

Pendant le chargement du MOT, qui dure 500 ms, les valeurs des paramètres sont gardées constantes. Le Refroidisseur est désaccordé de 40 MHz par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, et le Repompeur de 22.6 MHz par rapport à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. L'intensité par faisceau est de $5 I_{\text{sat}}$, d'où $I_{\text{tot}} = 30 I_{\text{sat}}$, avec I_{tot} l'intensité totale au niveau des atomes et $I_{\text{sat}} = 1.75 \text{ mW/cm}^2$ l'intensité de saturation [54]. On observe sur le schéma 3.1 que la contribution du Refroidisseur et du Repompeur à cette valeur est similaire.

Ensuite, durant la mélasse, la fréquence du Refroidisseur est fixée à un désaccord de 16 MHz avec une intensité sur les atomes de $5.3 I_{\text{sat}}$ tandis que la fréquence du Repompeur est désaccordée de 7.4 MHz pour une intensité sur les atomes de $1.3 I_{\text{sat}}$.

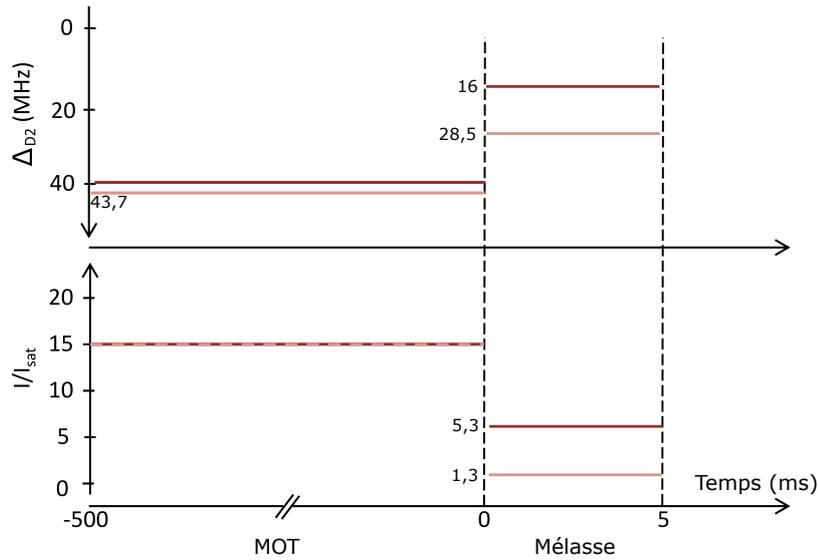


FIGURE 3.2 – Séquence de refroidissement du potassium avec une mélasse rouge. Rouge clair : fréquence du repompeur, rouge foncé, : fréquence du refroidisseur.

Il est possible de mesurer la température des atomes de plusieurs façon. Nous pouvons mesurer l'expansion du nuage en chute libre au cours du temps (nous nommerons cette méthode "méthode du temps de vol" dans la suite du manuscrit) ou nous pouvons déduire la température des atomes à partir d'un spectre de Ramsey réalisé avec des faisceaux contra-propageants [34].

La méthode du temps de vol consiste à prendre des images du nuage par fluorescence pour différents temps de vol. Nous utilisons pour cela une caméra CCD. Cette méthode nous donne accès à l'extension spatiale du nuage qui est liée à la distribution de vitesse au sein de ce dernier et par extension à la température T_{at} comme indiqué dans l'équation 3.1. Nous ajustons l'extension spatiale du nuage par une gaussienne d'écart-type $\sigma_x(t)$.

$$\sigma_v^2 = \frac{k_B T_{\text{at}}}{m_{\text{at}}} \Rightarrow \sigma_x^2(t) = \sigma_x^2(0) + \frac{k_B T_{\text{at}} \times t^2}{m_{\text{at}}} \quad (3.1)$$

L'équation 3.1 permet d'exprimer la température en fonction de temps de vol. σ_v est l'écart-type de la gaussienne ajustée à la distribution en vitesse, k_B la constante de Boltzmann, T_{at} la température, m_{at} la masse de l'atome. Avec cette méthode, nous mesurons une température de $12(2) \mu\text{K}$.

Une seconde méthode de mesure de température consiste à utiliser un spectre Raman contra-propageant. En effet, la probabilité de transition imagée avec ce spectre, correspond au produit de convolution entre la distribution en vitesse du nuage et la transformée de Fourier de l'impulsion Raman d'une durée τ_π . Nous réalisons un ajustement gaussien du spectre obtenu. On définit l'écart-type de cet ajustement à la distribution en fréquence, représenté figure 3.3, $\sigma_\delta^2 = (k_{\text{eff}}\sigma_v)^2 + \sigma_{co}^2$, où k_{eff} est le vecteur d'onde effectif de la transition, σ_v est l'écart-type de la distribution en vitesse et σ_{co} est l'écart-type de l'ajustement gaussien à la transformée de Fourier de l'impulsion Raman τ_π . On obtient donc l'équation 3.2 :

$$\sigma_\delta^2 = \left(k_{\text{eff}} \times \sqrt{\frac{k_B T_{\text{at}}}{M}} \right)^2 + \sigma_{co}^2 \quad (3.2)$$

Ceci nous permet par conséquent d'estimer la température des atomes. Pour donner des

résultats corrects, cette méthode implique l'utilisation de longues impulsions Raman pour ne pas être limités par sa transformée de Fourier.

En appliquant cette méthode et en utilisant des impulsions Raman de $30 \mu\text{s}$, nous mesurons une température de $16(1)\mu\text{K}$.

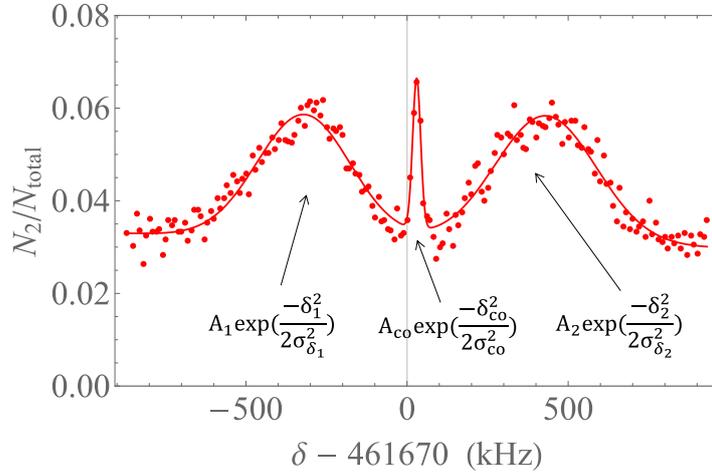


FIGURE 3.3 – Spectre réalisé avec une impulsion Raman $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$ contra-propagante pour un état Zeeman atomique $m_F = 0$. Les atomes de ^{39}K sont capturés et refroidis sur la transition D2 avec un MOT de 500 ms et une mélasse de 5 ms.

Les deux techniques décrites ci-dessus ont chacune leurs avantages et leurs inconvénients. La méthode de mesure de température par temps de vol est réalisée juste après la mélasse et ne prend donc pas en compte l'effet d'une préparation d'état sur la température des atomes. La méthode utilisant les transitions Raman est, quant à elle, réalisée après la préparation d'état. Cette méthode peut être plus précise à condition que le signal atomique ne soit pas bruité comme cela est le cas sur la figure 3.3.

3.1.2 Refroidissement avec une mélasse grise

La méthode de la mélasse grise remonte aux années 90. Elle était alors utilisée sur des atomes de rubidium ou de césium [66]. Toutefois, la méthode classique de la mélasse rouge dont nous avons parlé section 3.1.1 reste très efficace sur ce type d'atomes et la mélasse grise fut mise de côté. En 2012, cette méthode a été étendue à des atomes ayant une structure hyperfine compacte, pour laquelle une mélasse rouge est moins efficace. Cette technique a alors été appliquée aux atomes de lithium (^6Li [67, 68] et ^7Li [69]) et de potassium (^{40}K [70, 67] et ^{39}K [71, 58]). La température du potassium étant un facteur limitant pour notre expérience, cette technique constitue une évolution majeure de l'expérience ICE.

Nous venons de voir que sur l'expérience ICE, qu'avec la méthode de la mélasse rouge, nous obtenions une température de l'ordre de $15\mu\text{K}$. Cette température, relativement basse, n'est pourtant pas suffisante pour avoir un bon rapport signal à bruit sur notre interféromètre.

Cadre théorique simplifié

Le principe de base de la mélasse grise repose sur un effet Sisyphé ainsi que sur la présence d'un état non couplé (état noir), permettant un piégeage cohérent de population sélectif en vitesse. Des études théoriques du fonctionnement de la mélasse grise peuvent être trouvées

dans les références [72] et [57]. Nous utiliserons ici un modèle simplifié, basé sur les raisonnements développés dans [73, 74]. Nous nous plaçons alors dans le cas d'un problème à une dimension, composé d'un atome à trois niveaux en configuration Λ (voir figure 3.4) dont les deux niveaux fondamentaux ont une durée de vie infinie alors que le niveau excité possède une durée de vie finie Γ^{-1} . Le système est également composé de lasers (un Repompeur et un Refroidisseur) dont les fréquences sont ω_1 et ω_2 . On note Δ_{ref} et Δ_{rep} les désaccords de ces lasers par rapport à l'état excité. Nous introduisons également le désaccord Raman δ tel que $\delta = \Delta_{\text{rep}} - \Delta_{\text{ref}}$.

Il est important de souligner que dans le modèle utilisé, la polarisation des lasers est censée être lin//lin. Or, expérimentalement parlant, nous utilisons les faisceaux du MOT qui ont une polarisation σ^+/σ^- . L'utilisation d'une polarisation lin//lin permet de créer une modulation spatiale de l'intensité vue par les atomes. Cette modulation spatiale existe également avec la polarisation des faisceaux que nous utilisons.

Dans la suite du chapitre, on note V_{AL} le terme de couplage entre l'atome et le champ laser. Nous changeons de référentiel pour se placer dans le référentiel tournant en utilisant la transformation unitaire $T(t) = e^{-i\omega_1 t}|f_1\rangle\langle f_1| - i\omega_2 t|f_2\rangle\langle f_2|$. Nous nous plaçons ensuite à la condition de résonance Raman, soit $\delta = 0$. On note $\Delta = \Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}}$ le désaccord par rapport à l'état excité. Sous cette condition, il existe une combinaison linéaire des états fondamentaux ($|f_1\rangle$ et $|f_2\rangle$) qui n'est pas couplée aux lasers. Cette combinaison d'état, notée $|NC\rangle$, s'écrit :

$$|NC\rangle = \frac{1}{\Omega(z)} (\Omega_2(z)|f_1\rangle - \Omega_1(z)|f_2\rangle) \quad (3.3)$$

Avec $\Omega^2(z) = \Omega_1^2(z) + \Omega_2^2(z)$. De même, l'état couplé au champ laser, $|C\rangle$, s'écrit :

$$|C\rangle = \frac{1}{\Omega(z)} (\Omega_1(z)|f_1\rangle + \Omega_2(z)|f_2\rangle) \quad (3.4)$$

Les états $|NC\rangle$, $|C\rangle$ et $|e\rangle$ sont utilisés comme base. Dans cette nouvelle base, les éléments diagonaux de l'Hamiltonien du système sont donnés par :

$$\begin{cases} \hbar\delta_{\text{NC}} = \hbar\Delta_{\text{rep}} \left(\frac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\Delta_{\text{ref}} \left(\frac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)}\right)^2 \\ \hbar\delta_{\text{C}} = \hbar\Delta_{\text{rep}} \left(\frac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)}\right)^2 + \hbar\Delta_{\text{ref}} \left(\frac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)}\right)^2 \end{cases} \quad (3.5)$$

Dans notre cas précis, ces deux termes sont égaux puisque nous sommes tels que $\Delta_{\text{rep}} = \Delta_{\text{ref}}$.

Différents couplages sont à prendre en compte afin de comprendre le principe de fonctionnement d'une mélasse grise. Dans un premier temps, nous considérons le couplage entre l'état fondamental $|C\rangle$ et l'état excité de l'atome. Ce couplage est traité de façon perturbative [74]. L'effet du laser sur l'état excité sera négligé puisque cet état est peu affecté par la présence du laser, contrairement à l'état fondamental $|C\rangle$. En effet, la modulation spatiale de l'intensité laser entraîne un déplacement lumineux ΔE de l'état couplé, lui même modulé spatialement :

$$\Delta E = \hbar\delta_C \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3.6)$$

L'énergie de l'état $|C\rangle$ est donc modulée spatialement (figure 3.5).

Le déplacement lumineux s'accompagne d'un processus de pompage optique également modulé spatialement. Ceci à pour conséquence de rendre le temps de vie de l'atome dans le

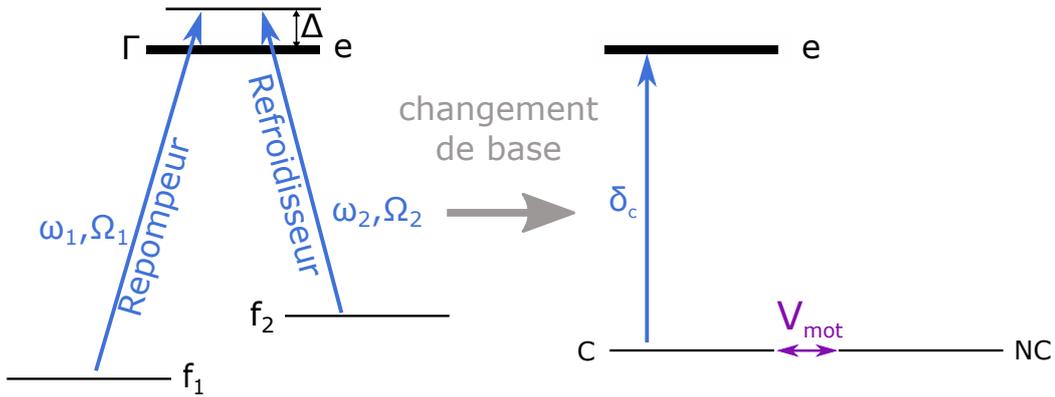


FIGURE 3.4 – Schéma de l'atome à trois niveaux en configuration Λ ainsi que la simplification effectuée dans la nouvelle base d'états obtenue en changeant de référentiel dans le cas où l'on est à la condition de résonance Raman.

niveau $|C\rangle$ dépendant de sa position. Le taux de transfert par pompage optique est tel que :

$$\gamma = \Gamma \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3.7)$$

Ceci est représenté sur la figure 3.5 par l'épaisseur de la sinusoïde représentant la modulation du niveau $|C\rangle$. Plus le trait est épais, plus la durée de vie de l'atome dans le niveau est faible. Enfin, le laser ne fait pas que modifier l'état couplé. Il induit également un couplage entre l'état $|C\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$ par pompage optique. Les atomes, en se désexcitant ont alors tendance à s'accumuler dans l'état noir.

Nous devons ensuite tenir compte du couplage motionnel, V_{MOT} , entre les états couplés et non couplés. En effet, si l'on se place à la résonance Raman et que l'on considère un atome de vitesse nulle alors, l'état fondamental non couplé $|NC\rangle$ est un état piège :

$$\begin{cases} \langle V_{\text{AL}} | NC \rangle = 0 \\ \langle C | H | NC \rangle = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Avec H l'Hamiltonien du système.

Par contre, si l'on se place dans un cas plus réaliste, où les atomes sont en mouvement et ont une vitesse \vec{v} , alors, l'état $|NC\rangle$ ne peut plus être considéré comme un état piège. En effet, il existe un couplage motionnel, V_{MOT} entre les états $|C\rangle$ et $|NC\rangle$ [75]. Il existe alors une probabilité non nulle pour un atome dans l'état $|NC\rangle$ d'être transféré dans l'état couplé. Le couplage motionnel est maximum lorsque la différence d'énergie entre les deux états est minimale. Ce couplage est également dépendant de la vitesse \vec{v} des atomes. Plus l'atome dans l'état $|NC\rangle$ est lent, moins il sera couplé.

Nous pouvons maintenant décrire le cycle réalisé par un atome refroidi par une mélasse grise, représenté figure 3.5. Si l'on considère un atome de vitesse \vec{v} , initialement dans l'état noir. Il est possible pour cet atome d'être couplé à l'état $|C\rangle$. Comme le couplage motionnel est maximal quand la différence d'énergie des deux niveaux est minimale, alors, il est plus probable en bas des collines de potentiel de l'état couplé. Il se trouve qu'à cette position, le taux de transfert par pompage optique est faible. Alors, un atome initialement dans l'état noir peut être transféré dans l'état $|C\rangle$ par couplage motionnel, gravir la colline de potentiel, perdant

ainsi de l'énergie. En gravissant la colline, il est de plus en plus susceptible d'être renvoyé dans l'état non couplé par pompage optique. On est bien en présence d'un effet Sisyphe, dans lequel les atomes perdent de l'énergie. Le nuage est donc refroidi. La particularité de cette méthode vient de l'accumulation des atomes dans un état faiblement couplé. Ceci permet d'avoir un taux de diffusion plus faible que dans le cas d'une mélasse rouge.

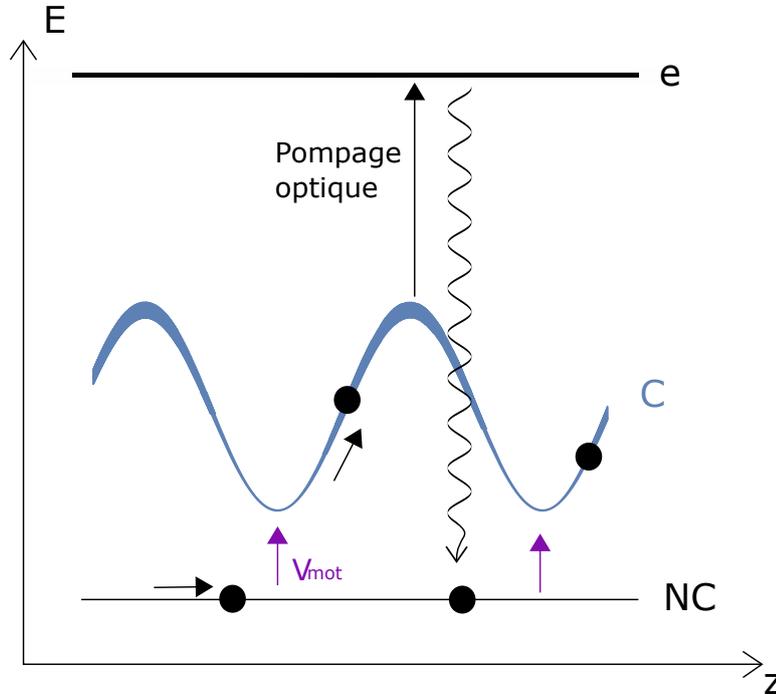


FIGURE 3.5 – Schéma de principe du mécanisme de la mélasse grise

Pour que ce processus soit efficace, il est impératif que les faisceaux lasers utilisés soient désaccordés vers le bleu. Si tel est le cas, alors, le décalage en énergie ΔE et le taux de transfert par pompage optique ont les mêmes variations en fonction de la position des atomes. En revanche, si les lasers sont désaccordés vers le rouge ($\Delta < 0$), alors le temps de vie de l'atome dans l'état $|C\rangle$ minimum quand ΔE est maximum. Il s'en suit un chauffage des atomes et non un refroidissement [74].

Mise en place du refroidissement par mélasse grise

Nous nous sommes inspirés des travaux réalisés dans [58] pour réaliser notre mélasse grise. La mise en place du refroidissement des atomes de ^{39}K par une mélasse grise commence par l'ajout d'un nouveau système laser. En effet, la mélasse grise n'est efficace que sur des transitions $|F\rangle \rightarrow |F' = F\rangle$ ou bien $|F\rangle \rightarrow |F' = F - 1\rangle$, or, la structure hyperfine du niveau $^2\text{P}_{3/2}$ du potassium (D2) est tellement compacte qu'il n'est pas possible de ne pas interagir avec les autres transitions. C'est pour cette raison que la mélasse grise, pour le potassium, est effectuée avec la transition D1 (voir figure 3.6). Le système laser que nous avons mis en place a été abordé dans le chapitre 2 et est décrit en détail dans [57]. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2, nous utilisons un filtre interférentiel pour combiner la lumière issue du laser D2 permettant de réaliser notre piège magnéto-optique avec la lumière issue du laser D1. La lumière est ensuite distribuée dans les six faisceaux du MOT.

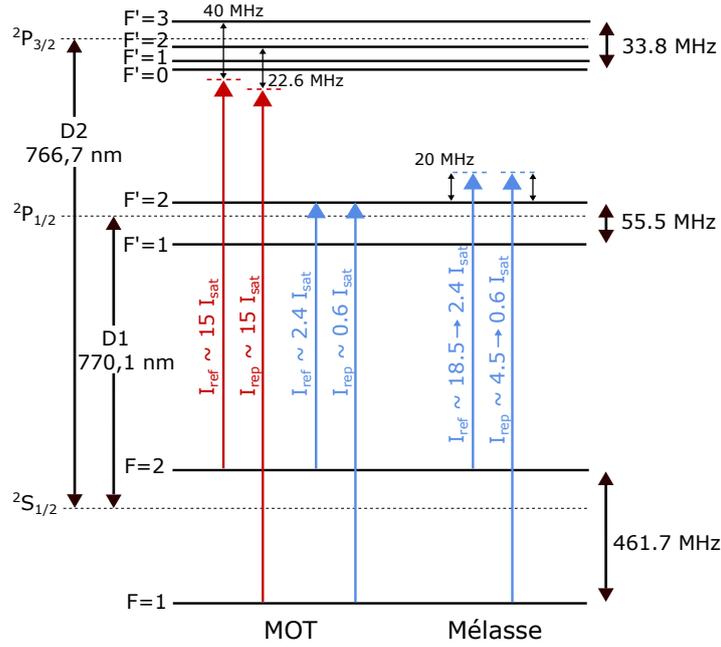


FIGURE 3.6 – Structure hyperfine des transitions D1 et D2 du ^{39}K avec les transitions utilisées pendant le MOT et la mélasse grise. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux.

On représente figure 3.6 les différentes transitions (D2 en rouge et D1 en bleu) mises en jeu lors de notre nouvelle séquence de refroidissement. De plus, nous représentons sur la figure 3.8 la séquence optimisée. Une étude détaillée des différents paramètres peut être trouvée dans [57].

Nous nous contenterons ici d'aborder l'effet des désaccords des faisceaux Repompeur et Refroidisseur sur la mélasse grise. Le ratio d'intensité entre les deux est gardé constant, tel que $I_{\text{rep}}/I_{\text{Ref}} = 0.2$. On représente, figure 3.7, l'évolution de la température et du nombre d'atomes en fonction du désaccord par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (figure a) ainsi que l'évolution de la température et du nombre d'atomes en fonction de la différence de fréquence entre le Refroidisseur (Δ_{ref}) et le Repompeur (Δ_{rep}) (figure b). Dans cette étude, la température est évaluée avec la méthode des transitions Raman décrite section 3.1.1.

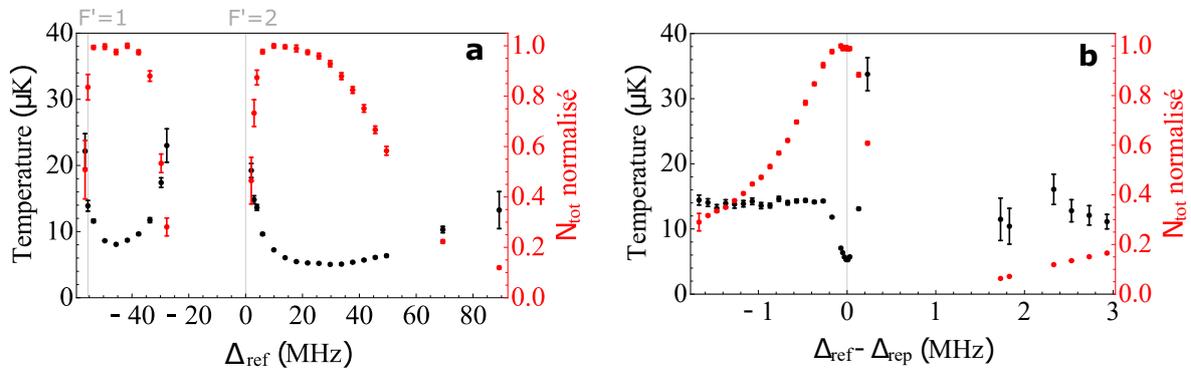


FIGURE 3.7 – a : Évolution de la température et du nombre d'atome normalisé en fonction du désaccord $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}}$ par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. b : Évolution de la température et du nombre d'atomes normalisés en fonction de la différence de fréquence entre le Refroidisseur, fixée à 20 MHz, et le Repompeur.

Pour étudier l'effet du désaccord par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, nous nous plaçons à la condition Raman, c'est à dire, dans le cas où $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}}$. Nous observons bien, avec un désaccord vers le bleu ($\Delta_{\text{ref}} > 0$), une plage de fréquence comprise entre +15 et +40 MHz où la température est minimale. De plus, nous souhaitons conserver le plus d'atomes possible, donc, ceci nous permet de fixer le désaccord autour de +20 MHz. Ensuite, nous observons un second minimum de température alors que nous sommes désaccordés vers le rouge. Ce minimum correspond à un mécanisme de refroidissement effectué dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. Nous choisissons de rester sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ puisque la plage de fréquences où le refroidissement est efficace est plus élevée et, elle nous permet d'atteindre des températures plus basses.

Ensuite, nous nous intéressons à la différence de fréquence entre le Refroidisseur (Δ_{ref}) et le Repompeur (Δ_{rep}) (figure 3.7 b). Nous brisons alors la condition Raman et nous fixons le désaccord du Refroidisseur à +20 MHz. Nous pouvons constater que la température minimale et le nombre d'atomes correspondent bien à la condition où $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}}$.

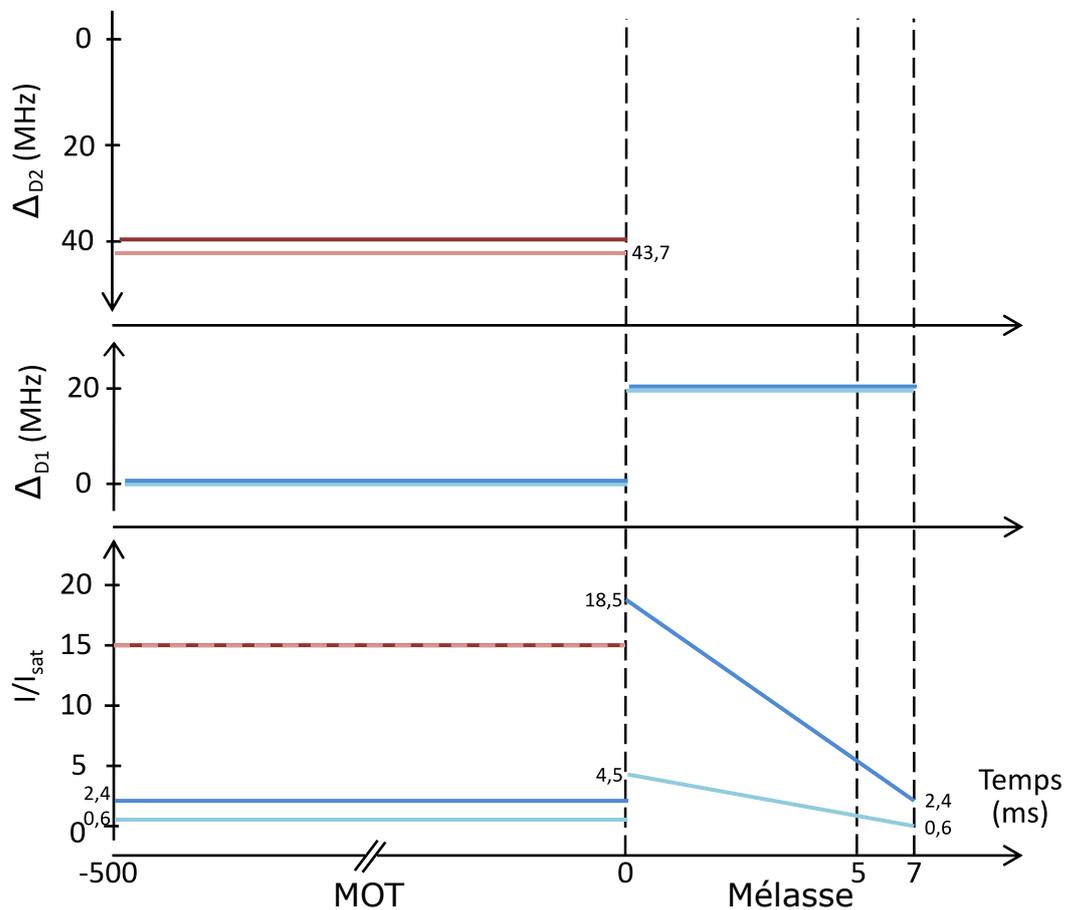


FIGURE 3.8 – Séquence de refroidissement mise en place pour réaliser une mélasse grise. Les traits rouges représentent le laser D2 et les traits bleus le laser D1. Les couleurs foncées sont associées au Refroidisseur et les couleurs claires au Repompeur.

L'optimisation des paramètres du MOT et de la mélasse grise aboutissent à la séquence expérimentale schématisée figure 3.8. Nous chargeons le MOT pendant 500 ms, puis les bobines de piégeage sont coupées et la mélasse grise dure 7 ms. Durant tout le processus de mélasse, nous gardons les désaccords tels que $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}} = 20$ MHz. L'optimisation des intensités des faisceaux nous conduit à conserver le plus de puissance possible en début de mélasse pour

capturer un grand nombre d'atomes soit $23I_{\text{sat}}$. La puissance est ensuite diminuée pendant la durée de la mélasse. Le Refroidisseur (respectivement le Repompeur) est diminué grâce une rampe en intensité de $18.5I_{\text{sat}}$ à $2.4I_{\text{sat}}$ (respectivement $4.5I_{\text{sat}}$ à $0.6I_{\text{sat}}$).

	Mélasse Rouge	Mélasse Grise
Nombre d'atomes	$(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^7$	$(6.0 \pm 1.4) \cdot 10^7$
Température	$16 \pm 1.0 \mu\text{K}$	$5.7 \pm 0.1 \mu\text{K}$

TABLE 3.1 – Efficacité de capture et de refroidissement des séquences “Mélasse Rouge” et “Mélasse Grise”.

Pour finir, nous mesurons la température des atomes en utilisant la méthode des transitions Raman décrite au début du chapitre. Nous comparons, tableau 3.1, la température et le nombre d'atomes que nous obtenons avec une mélasse grise et avec une mélasse rouge. Nous représentons également, figure 3.9, les spectres Raman correspondants à chaque cas. Nous ne pouvons alors que constater que, l'utilisation d'une mélasse grise pour refroidir les atomes permet un refroidissement du nuage bien plus efficace qu'avec une mélasse rouge. Nous verrons section 3.3.1 l'effet que cela a eut sur les franges d'interférence.

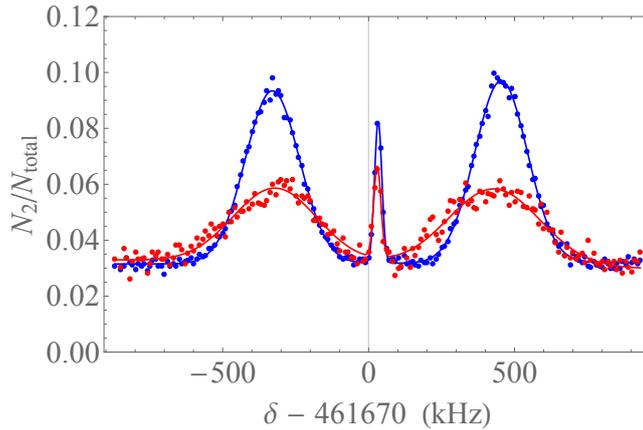


FIGURE 3.9 – Spectre du faisceau Raman potassium en configuration contra-propageante pour un nuage d'atomes refroidi avec la mélasse rouge (rouge) et avec la mélasse grise (bleu). Durée de l'impulsion Raman appliquée : $\tau_{\pi} = 30 \mu\text{s}$.

3.2 Préparation des atomes dans un état non magnétique

Dans l'objectif d'optimiser la pureté d'états, et par extension le contraste des franges d'interférence, une préparation des atomes est nécessaire. Ils sont généralement préparés dans un seul état Zeeman. Afin de limiter l'effet du champ magnétique pendant l'interféromètre, nous choisissons de préparer les atomes dans l'état Zeeman non magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Une façon simple de réaliser cette préparation est d'utiliser une source micro-ondes de fréquence correspondant à la séparation hyperfine entre les niveaux fondamentaux, puis, de se débarrasser des atomes dans le mauvais état avec un faisceau pousseur. Cette solution est difficile à mettre en place pour le ^{39}K puisque la fréquence d'horloge de cet atome est de 461.67 MHz. Ceci correspond à une demi-longueur d'onde de $\lambda_K/2 \approx 32 \text{ cm}$ alors que le diamètre de l'enceinte à vide d'environ 25 cm. Nous verrons cette méthode avec le rubidium dans le chapitre suivant.

Avant la mise en place du laser D1, nous adaptions la fréquence du faisceau pousseur pour dépomper les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ à la fin de la mélasse rouge. Nous utilisons ensuite le faisceau pousseur pour nous débarrasser des atomes n'ayant pas été transférés [34]. Cette méthode est loin d'être idéale puisque, en plus de chauffer les atomes, elle les répartit équitablement entre les différents niveaux Zeeman $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$. Nous devons alors appliquer un fort champ magnétique (voir chapitre 5) pour séparer ces états et pouvoir travailler avec l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

L'ajout du laser D1 sur l'expérience nous a permis de mettre en place une préparation d'état bien plus efficace que celle-ci.

3.2.1 Séquence de transfert

Le laser D1 nous permet de dépomper et repomper les atomes sans les chauffer. De plus, nous pouvons utiliser le faisceau pousseur pour transférer les atomes présents dans les états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ et inversement. En effet, en appliquant un champ magnétique pour lever la dégénérescence des états, puis en utilisant un faisceau co-propageant de polarisation circulaire nous pouvons sélectionner un état Zeeman. Dans ce cas, le faisceau pousseur est qualifié de faisceau de sélection. Une étude détaillée de l'effet de l'orientation du faisceau de sélection a été réalisée dans la thèse de Laura Antoni-Micollier [57].

La conclusion de l'étude de l'orientation du faisceau de sélection permet de définir la position du faisceau de sélection en tenant compte des différents accès optiques disponibles. Dans notre cas, la meilleure solution consiste à orienter le faisceau pousseur de 45° par rapport au champ magnétique (orienté selon l'axe z) comme illustré figure 3.10. On y représente également le spectre Raman obtenu avec le faisceau de sélection dans cette configuration. Ce spectre nous permet de définir la fréquence adaptée au transfert des atomes dans $m_F = 0$, qui vaut $461695.5(0.4)$ kHz sur la figure 3.10.

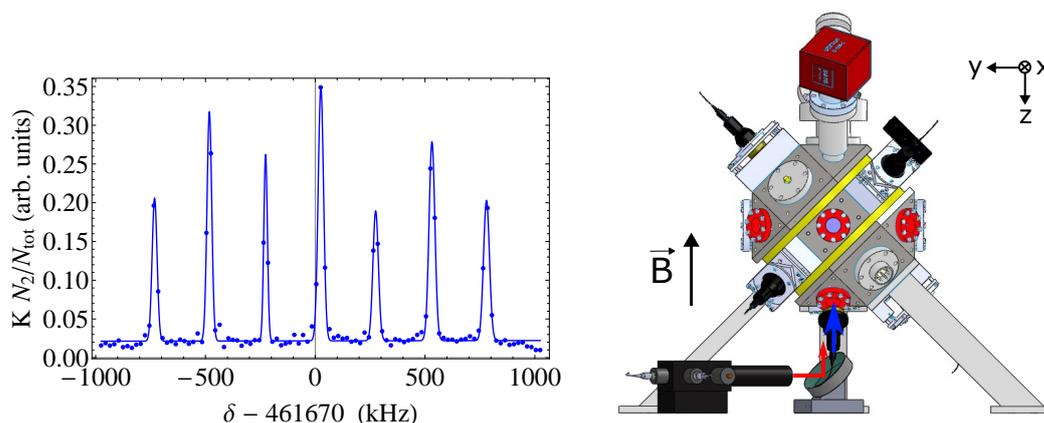


FIGURE 3.10 – À gauche : Spectre Raman obtenu avec le faisceau de sélection orienté à 45° du champ magnétique. À droite : Configuration du faisceau de sélection (flèche bleu), du faisceau Raman (flèche rouge) et du champ magnétique (noir).

Le faisceau de sélection, combiné au Dépompeur et au Repompeur nous permet de créer une séquence de transfert des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Cette séquence est schématisée sur la figure 3.11.

A la fin de la mélasse grise, nous appliquons une impulsion avec le laser D1, accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (Refroidisseur) permettant de dépomper des atomes dans

l'état $|F = 1\rangle$. Ceci donne une répartition équitable des atomes dans les sous-niveaux Zeeman. Nous appliquons alors un champ magnétique selon l'axe vertical pour séparer les différents m_F .

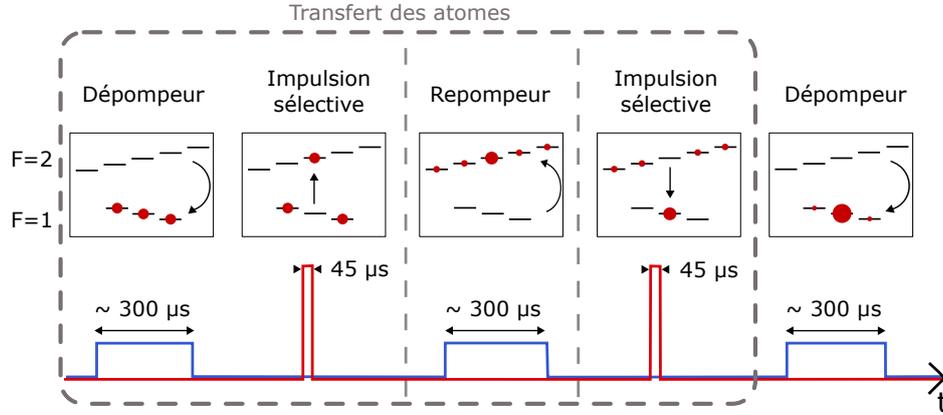


FIGURE 3.11 – Séquence de transfert utilisée pour préparer les atomes de potassium dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. La première ligne représente le transfert de population vers les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Les impulsions en rouge (respectivement bleu) représentent l'intensité du laser D2 (respectivement D1) utilisé pour le faisceau de sélection (respectivement le Repompeur et le Dépompeur)

Nous appliquons ensuite une première impulsion sélective. Cette impulsion co-propagante a une durée de $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$ et elle est désaccordée d'environ 700 MHz dans le rouge par rapport au niveau $|F' = 3\rangle$ de la transition D2. Elle permet ainsi de transférer les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ à $|F = 2, m_F = 0\rangle$. On applique ensuite un repompeur avec le laser D1, à résonance de la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Cette impulsion dure environ 300 μs et distribue de façon homogène les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Ceci permet d'augmenter le nombre d'atomes dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Nous utilisons ensuite une autre impulsion sélective pour ramener les atomes présents dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Il est possible de répéter cette séquence pour augmenter son efficacité comme nous le verrons section 3.2.2. Une fois le nombre de cycles désirés effectués, nous pouvons terminer la séquence en appliquant un Dépompeur pour ramener l'ensemble des atomes dans $|F = 1\rangle$.

Dans la séquence que nous venons de décrire, l'impulsion Raman sélective permet de remplacer la fréquence micro-onde habituellement utilisée. De plus cette séquence peut également être adaptée pour transférer les atomes dans un des états sensibles au champ magnétique, il suffit pour cela d'utiliser une autre fréquence de transition.

3.2.2 Purification des atomes et optimisation de la préparation d'état

La séquence que nous venons de décrire n'est pas efficace à 100% comme nous allons le voir. En effet, même si elle permet d'augmenter le nombre d'atomes dans l'état non magnétique, elle ne permet pas de se débarrasser complètement des atomes encore présents dans $m_F = \pm 1$. Nous remplaçons alors la dernière impulsion "dépompeur", appliquée après la séquence de transfert, par une impulsion issue d'un faisceau pousseur, résonante avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Ceci permet d'éliminer les atomes dans $|F = 2\rangle$ au lieu de les ramener dans le niveau fondamental en peuplant les trois niveaux m_F . Cette nouvelle séquence est représentée figure 3.12. La dernière étape est qualifiée d'étape de purification.

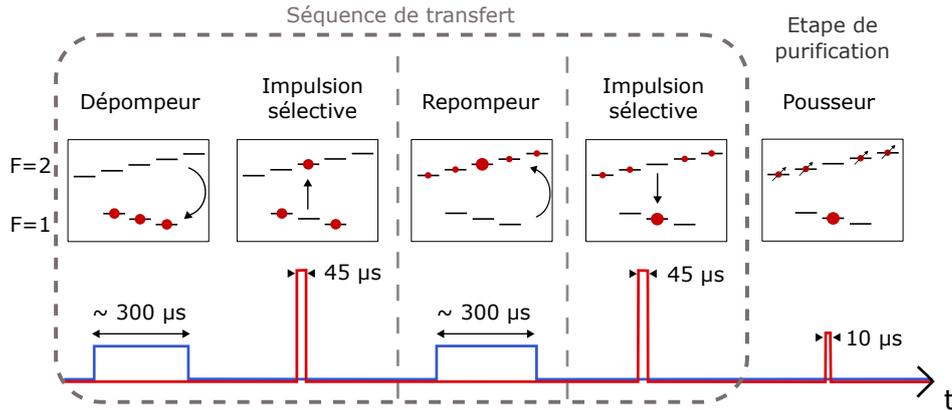


FIGURE 3.12 – Modification de la séquence de transfert en séquence de purification. La première ligne représente le transfert de population vers les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Les impulsions en rouge (respectivement bleu) représentent l'intensité du laser D2 (respectivement D1) utilisé pour le faisceau de sélection et le faisceau pousseur (respectivement le Repompeur et le Dépompeur)

Plusieurs paramètres sont à prendre en compte dans l'optimisation de la séquence finale qui est une combinaison de la séquence de transfert et de l'étape de purification décrites précédemment. Nous voulons bien évidemment diminuer les populations atomiques présentes dans les états $m_F = \pm 1$, sensibles au champ magnétique. Nous souhaitons également conserver un nombre d'atome important et, il ne faut pas que la préparation d'état se fasse au détriment de la température du nuage.

Nous étudions alors ces différents paramètres en cyclant la séquence de transfert, avec ou sans l'étape de purification. Nous représentons figure 3.13 l'évolution de la population dans les différents m_F ainsi que l'évolution de la température des atomes (avec et sans l'étape de purification).

Nous pouvons alors constater qu'en présence de l'étape de purification, 95% des atomes se trouvent dans l'état $m_F = 0$, même sans séquence de transfert préliminaire. La méthode s'avère efficace au prix d'une perte importante du nombre d'atome initial. L'application de la séquence de transfert permet de conserver 40% du nombre d'atome initial.

Comme illustré figure 3.13, il est possible d'augmenter le nombre d'atomes transférés en augmentant le nombre de cycles. De plus, une séquence de transfert telle que nous l'avons décrite dure 2.3 ms, ce qui retarde le début de l'interféromètre et donc, limite la durée de celui-ci lorsque nous travaillons au sol.

Ensuite, nous utilisons la méthode des transitions Raman contra-propageantes pour mesurer la température des atomes. Il est alors clair que l'on doit faire un compromis entre la température de notre échantillon et le nombre d'atomes transférés comme on peut le voir sur le second graphe de la figure 3.13 puisque les séquences de transfert et l'étape de purification chauffent le nuage. Nous choisissons de ne pas cycler la séquence de transfert. Nous utilisons alors la séquence représentée figure 3.12 (une séquence de transfert suivie de l'étape de purification).

Après la préparation d'état, nous obtenons un nuage contenant $(2.2 \pm 0.6) \times 10^7$ atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Cette préparation ne nous permet de conserver que 40% des atomes initialement présents dans le nuage, mais, 95% d'entre-eux sont dans le bon état magnétique.

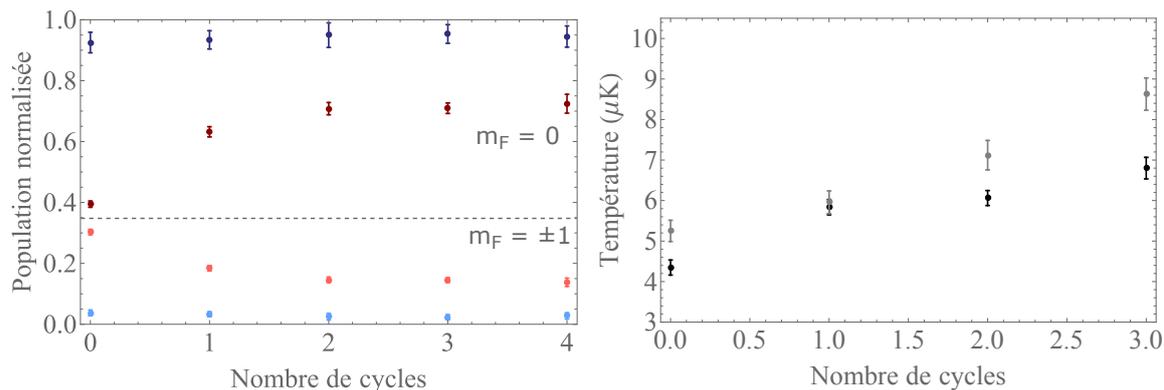


FIGURE 3.13 – Graphe de gauche : évolution des populations atomiques dans les états $m_F = \pm 1$ et $m_F = 0$ en fonction du nombre de séquences de transfert appliquées et en présence ou non de l'étape de purification. Les points rouges correspondent à l'évolution de la population dans $m_F = \pm 1$ sans l'étape de purification. Les points marrons correspondent à l'évolution de la population dans $m_F = 0$ sans l'étape de purification. Les points bleus clairs correspondent à l'évolution de la population dans les états $m_F = \pm 1$ lorsque l'on rajoute l'étape de purification. De même, les points bleus foncés représentent l'évolution de la population dans $m_F = 0$ si l'on rajoute l'étape de purification après la séquence de transfert. Graphe de droite : évolution de la température du nuage en fonction du nombre de séquences de transfert. Les points noirs sont obtenus sans séquence de purification et les points gris sont obtenus en présence de cette dernière.

La mise en place de cette nouvelle préparation d'état nous permet de nous débarrasser des atomes présents dans les états $m_F = \pm 1$. Il n'est alors plus nécessaire d'appliquer un fort champ magnétique pour séparer ces états. Nous pouvons maintenant travailler avec un champ magnétique dix fois plus faible, soit, environ 150 mG. Ceci a bien entendu un effet direct sur l'interféromètre puisqu'il permet de diminuer l'effet Zeeman quadratique, effet systématique que nous étudierons au chapitre 5.

Des détails supplémentaires sur cette étude peuvent être trouvés dans [76] et dans [57].

3.3 Des expériences de précision avec le ^{39}K

De manière générale, les atomes légers, ayant une structure hyperfine compacte (lithium ou potassium par exemple), sont peu utilisés dans les expériences de métrologie. En effet, cette particularité les rend difficile à refroidir et à manipuler. De plus, ils sont particulièrement sensibles aux effets parasites tels que le déplacement lumineux ou encore l'effet Zeeman quadratique. Toutefois, il est possible de tirer parti des propriétés particulières de ces atomes. A titre d'exemple, leur sensibilité au recul atomique pourrait conduire à une nouvelle valeur de la constante de structure fine α [77, 78].

Nous commencerons par détailler l'évolution des franges d'interférences de notre gravimètre de potassium grâce à l'implémentation de la mélasse grise et de la préparation d'états. Nous finirons ce chapitre en discutant de la réalisation de franges de Ramsey, utilisées pour mesurer la fréquence d'horloge du potassium.

3.3.1 Interféromètre de potassium type Mach-Zehnder

L'interféromètre potassium est réalisé comme décrit dans le chapitre 1. Il s'agit d'un interféromètre Mach-Zehnder réalisé en configuration contra-propageante avec trois impulsions

lasers ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) séparées par un temps d'interrogation T . Nous réalisons cet interféromètre en configuration gravimètre, c'est à dire que la mesure est effectuée le long de l'axe z .

Dans cette section, nous allons comparer les interféromètres obtenus grâce aux différentes méthodes de refroidissement :

- le refroidissement effectué avec la mélasse rouge. Dans ce cas, la préparation des atomes est uniquement composée d'un Dépompneur et d'un faisceau pousseur.
- le refroidissement par mélasse grise. La préparation des atomes est alors identique à celle du point précédent.
- le refroidissement effectué par mélasse grise, avec la préparation des atomes effectuée en utilisant une séquence de purification.

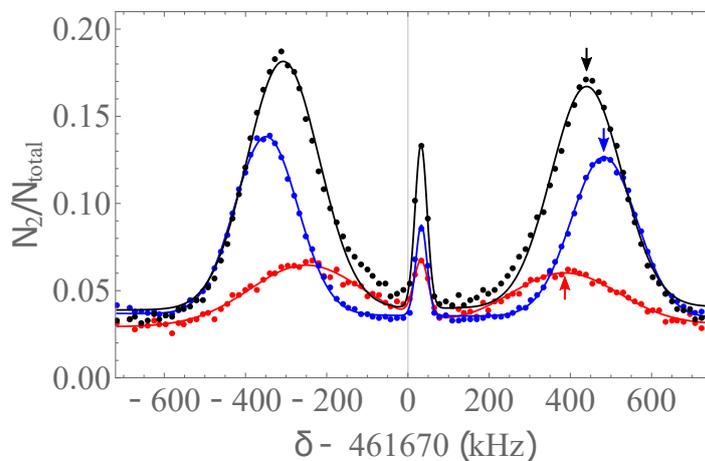


FIGURE 3.14 – Spectre du faisceau Raman potassium en configuration contra-propageante pour un nuage d'atomes refroidi avec la mélasse rouge (rouge), avec la mélasse grise (bleu) et avec la mélasse grise suivie de la préparation d'état (noir). Durée de l'impulsion Raman appliquée : $\tau_\pi = 25 \mu\text{s}$. les flèches indiquent la valeur de la fréquence choisie pour réaliser l'interféromètre. Le décalage des résonances est du aux différents temps de préparation entre la mélasse et l'impulsion Raman.

Nous nous limiterons dans ce chapitre à l'étude d'un interféromètre réalisé avec un temps d'interrogation très court, $T = 100\mu\text{s}$. Un temps d'interrogation si court permet de limiter le bruit provenant des vibrations du miroir de référence. De plus, ceci permet également de mesurer de forts contrastes et de bons rapports signal à bruit. Aussi, cette méthode ne fait pas intervenir l'accéléromètre mécanique dans la reconstruction de franges et dans l'estimation du contraste. Dans ce cas précis, nous n'utilisons pas de rampe de fréquence pour scanner les franges (comme décrit au chapitre 1). Les franges sont obtenues en faisant varier la phase de la dernière impulsion Raman.

D'un point de vue pratique, nous utilisons les spectres Raman contra-propageants pour déterminer la fréquence de l'impulsion appliquée. Nous représentons figure 3.14 les spectres Raman obtenus dans chacune des trois configurations. La fréquence choisie, lorsque l'expérience fonctionne en mode gravimètre, correspond à un des deux maximum du ratio de population dans l'état $|F = 2\rangle$. Les données présentées ensuite ont été réalisées en choisissant la fréquence indiquée par une flèche sur la figure 3.14. Ceci correspond à un vecteur d'onde effectif \vec{k}_{eff} dirigé dans le même sens que \vec{g} . Les fréquences sont à chaque fois différentes puisque le temps de vol appliqué pour chaque séquence est différent, en partie à cause de la durée de la préparation d'état.

Nous réalisons ensuite des oscillations de Rabi pour vérifier la durée de l'impulsion. Les données présentées ici ont été réalisées avec une intensité totale de $28I_{\text{sat}}$ et un désaccord $\Delta = 1.260$ GHz. Cela correspond à une impulsion τ_{π} de $5\mu\text{s}$.

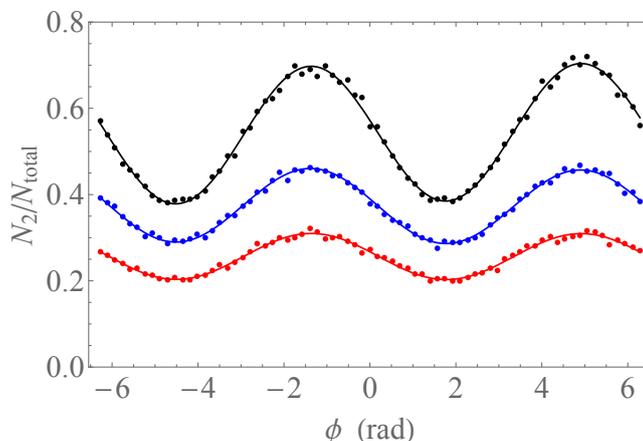


FIGURE 3.15 – Franges d’interférences en fonction de la phase de la troisième impulsion Raman pour $T=0.1$ ms. Rouge : Refroidissement par mélasse rouge, préparation des atomes composée uniquement d’un dépompeur. Bleu : Refroidissement par mélasse grise, préparation des atomes composée uniquement d’un dépompeur. Noir : Refroidissement par mélasse grise, préparation des atomes composée d’une séquence de purification.

Les résultats obtenus avec cet interféromètre sont représentés figure 3.15. Cette figure permet de visualiser l’impact direct de la diminution de la température du nuage (mélasse grise) ainsi que l’effet d’une préparation d’état efficace. Chaque étape nous aura permis d’augmenter le contraste et le rapport signal à bruit de notre interféromètre. Les valeurs de ces deux paramètres sont résumées dans le tableau 3.2. Au final, le développement de cette méthode nous aura permis de gagner un facteur 4 sur le contraste et plus d’un facteur 2 sur le rapport signal à bruit de nos franges.

Nous ne détaillerons pas dans ce chapitre l’obtention des franges pour un temps d’interrogation plus long. Ceci sera traité au chapitre 5 lorsque nous détaillerons le test du principe d’équivalence faible au laboratoire.

	Mélasse rouge	Mélasse grise	Mélasse grise + atomes purifiés
Contraste	10%	17%	38%
SNR	20	30	45

TABLE 3.2 – Résumé des contrastes et des rapports signal à bruit (SNR) obtenus pour les franges d’interférences présentées figure 3.15.

3.3.2 Interféromètre de Ramsey

La diminution de la température du nuage de potassium, mais surtout, la nouvelle préparation d’état mise en place qui crée un échantillon d’atomes à 95% dans l’état non magnétique, rendent la manipulation du potassium plus facile. Afin d’illustrer que, dans ces conditions, il puisse être un bon candidat pour des expériences de métrologie, nous avons réalisé des franges de Ramsey afin de mesurer la fréquence d’horloge du ^{39}K .

Principe de l'interféromètre de Ramsey

La technique des franges de Ramsey fut mise au point en 1950 par Norman Ramsey [79]. Nous représentons sur la figure 3.16 le principe de cette configuration d'interféromètre. Cette méthode consiste à appliquer deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps d'interrogation T pendant lequel les atomes sont en chute libre dans une superposition d'états. Aussi, en absence d'effets systématiques, la position de la frange centrale permet de faire une mesure précise de la fréquence d'horloge. Ce type d'interféromètre est généralement réalisé en utilisant des transitions micro-ondes, en particulier pour les horloges atomiques [80, 81].

Des calculs détaillés sur l'interféromètre de Ramsey peuvent être trouvés dans [82]. Nous nous contenterons ici de la probabilité de transition d'un atome en fonction du désaccord en fréquence [83] :

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \sin^2 \Omega \tau (1 + \cos(D.T + \phi)) \quad (3.9)$$

Avec Ω , la pulsation de Rabi associée à une impulsion π d'une durée τ , $D = \omega - G$, où G correspond à la pulsation d'horloge, ϕ le déphasage lié aux lasers utilisés et T le temps d'interrogation séparant les deux impulsions $\pi/2$.

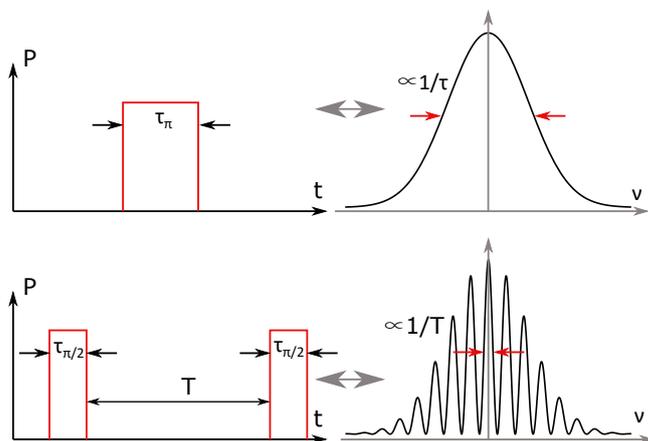


FIGURE 3.16 – Schéma de principe des franges de Ramsey. L'interféromètre est constitué de deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps d'interrogation T . Cette méthode, comparée à la méthode développée par Rabi (une seule impulsion π), permet de diminuer la largeur de résonance puisque le temps d'interrogation utilisé peut être bien plus long que la durée de l'impulsion utilisée dans la méthode de Rabi.

Dans le cas de l'expérience ICE, nous remplaçons les impulsions micro-ondes par des impulsions Raman à deux photons. Nous devons alors modifier la configuration de notre expérience pour ne pas être sensibles aux effets inertiels. Nous utilisons alors deux paires de faisceaux Raman co-propageants. La première paire est dirigée vers le haut avec une polarisation σ^+ et la seconde paire est dirigée vers le bas avec une polarisation σ^- . Dans cette configuration particulière, chaque paire de faisceau Raman co-propageant (insensible à la vitesse des atomes) est résonante avec la transition d'horloge $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$. En revanche, les parties contra-propageantes des faisceaux (sensible à la vitesse des atomes) ne peuvent adresser que les transitions telles que $\Delta m_F = \pm 2$. Or, ces transitions sont hors résonances à cause de l'effet Doppler (chute des atomes) et de l'effet Zeeman (application du biais de champ magnétique).

Résultats expérimentaux

D'après ce que nous venons de décrire, les atomes en sortie de l'interféromètre oscillent en fonction du désaccord du laser utilisé pour les manipuler. Lorsque le temps d'interrogation est petit, il est possible d'imager le spectre complet des franges de Ramsey en prenant un nombre raisonnable de points, comme l'exemple illustré figure 3.17. En revanche, lorsque nous augmentons le temps d'interrogation, la largeur des franges diminue et leur nombre augmente à l'intérieur de l'enveloppe, il est alors nécessaire de prendre un nombre élevé de points pour imaginer le spectre complet.

Dans un premier temps, nous avons cherché à repérer la frange centrale. En absence d'effets systématiques, elle devrait être centrée sur l'enveloppe. Or, nous savons que ceci ne peut pas être vrai sur notre expérience puisque nous avons d'importants effets systématiques qui s'appliquent sur notre gravimètre (voir chapitre 5). Par conséquent, nous pouvons en déduire qu'il y a également, des effets systématiques à considérer dans cette configuration.

Pour trouver la frange centrale, nous procédons de la même façon que pour trouver celle d'un gravimètre [34]. Nous augmentons progressivement la valeur du temps d'interrogation. Nous repérons ainsi la frange commune aux différents interféromètres. Ensuite, nous pouvons continuer d'augmenter le temps d'interrogation pour avoir une idée de plus en plus précise de sa position. Ainsi, nous parvenons à augmenter le temps d'interrogation jusqu'à $T = 40$ ms. Nous constatons alors que l'enveloppe est décalée de $-126.8(2)$ kHz par rapport à la frange centrale. La fréquence de la frange centrale correspond à la différence de fréquence hyperfine du ^{39}K , qui est ici de $461,719720$ MHz, à cause des déplacements lumineux induits par les lasers Raman.

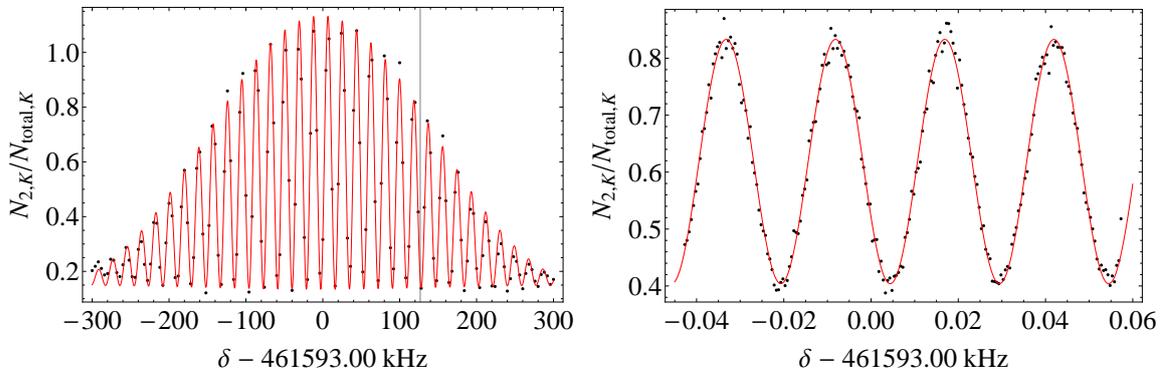


FIGURE 3.17 – Graphe de gauche : Franges de Ramsey réalisées avec deux impulsions $\tau_{\pi/2} = 3.5\mu\text{s}$ et un temps d'interrogation faible ($T = 50\mu\text{s}$) afin de visualiser le spectre complet. Le graphe est centré sur l'enveloppe et la position de la frange centrale est indiquée par la ligne grise. Graphe de droite : Franges de Ramsey réalisée avec une impulsion $\tau_{\pi/2} = 3\mu\text{s}$ et un temps d'interrogation $T = 40$ ms. Ces franges ne sont pas réalisées autour de la frange centrale mais là où le contraste est maximum.

Nous nous plaçons ensuite au centre de l'enveloppe (maximum de contraste), pour réaliser des franges avec un temps d'interrogation plus long, $T = 40$ ms, pour étudier la sensibilité de cet interféromètre. Nous représentons figure 3.17, à droite, les franges que nous avons obtenues. Le contraste des franges est de 43% et le rapport signal à bruit est de 27. La période des franges est de 25 Hz.

A partir de l'ajustement de la courbe, nous pouvons déduire la sensibilité de la mesure du rapport $\Delta f/f$. Nous obtenons une valeur de 4.1×10^{-11} . Si l'on compare ceci à la mesure

réalisée dans les années 70, $\Delta f/f = 1.3 \times 10^{-9}$ [84], notre expérience présente une amélioration de plus d'un facteur 30 [76].

Nous détaillons l'étude des effets systématiques s'appliquant sur notre gravimètre au chapitre 5. Cette étude nous permet de mettre en avant deux effets systématiques principaux pour le potassium : l'effet Zeeman quadratique et le déplacement lumineux. Ces effets peuvent être calculés grâce à la fonction de sensibilité de l'interféromètre [85]. La fonction de sensibilité d'un tel interféromètre est obtenue de la même manière qu'au chapitre 1. En l'absence de l'impulsion π entre les deux impulsions $\pi/2$, celle-ci se réduit à ce qui se rapproche d'une fonction porte.

Une étude préliminaire de ces effets, nous permet d'estimer que l'effet Zeeman quadratique décale la frange centrale de $-114.3(4)$ Hz et que le déplacement lumineux la décale de $11.2(1)$ Hz. D'autres effets sont à considérer comme les décalages collisionnels par exemple.

3.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons vu que la mise en place de techniques originales pour manipuler les atomes (mélasse grise, séquence de purification), nous a permis d'améliorer le rapport signal à bruit et le contraste de nos franges d'interférences. Grâce à la mélasse grise le nuage de potassium est maintenant refroidi à $5 \mu\text{K}$. La préparation d'état, basée sur des processus de pompage optique, nous permet d'obtenir 95 % des atomes dans l'état non magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Nous verrons au chapitre 5 que ceci nous aura permis d'augmenter le temps d'interrogation de l'interféromètre potassium auparavant inférieur à 10 ms comme dans la thèse de Pierre-Alain Gominet [34], augmentant ainsi sa sensibilité.

De plus, nous avons également réalisé des franges de Ramsey avec un temps d'interrogation de 40 ms, ce qui nous a permis d'atteindre une sensibilité 30 fois supérieure par rapport à la mesure précédente de la fréquence d'horloge de ^{39}K .

Ces deux cas sont de bons exemples indiquant qu'il est possible d'utiliser cet atome pour réaliser des mesures de précision, en dépit de sa structure hyperfine resserrée. Les récentes améliorations effectuées sur l'interféromètre de potassium n'ont pas encore été testées en microgravité. Il n'y a cependant pas de raison que les techniques employées ne soient pas efficaces en micropesanteur.

Chapitre 4

Interféromètre de ^{87}Rb et mise en place d'un piège dipolaire

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire l'interféromètre de ^{87}Rb utilisé pour tester le principe d'équivalence faible. Nous poursuivrons en discutant de la mise en place d'un piège dipolaire sur l'expérience ICE. Les différentes techniques de refroidissement évaporatif permettent d'atteindre des températures bien inférieures au μK . Elles permettent l'augmentation de la densité dans l'espace des phases jusqu'à obtenir des condensats de Bose-Einstein. Sur l'expérience ICE, nous sommes surtout intéressés par ces procédés pour diminuer la température de notre échantillon. En effet, avoir des atomes plus froids (et donc plus cohérents) devrait nous permettre d'augmenter le rapport signal à bruit de nos franges d'interférence, d'augmenter le temps d'interrogation et, comme nous l'évoquerons au chapitre 5, ceci devrait également nous permettre de diminuer certains effets systématiques. Nous verrons alors pourquoi nous nous sommes dirigés vers une évaporation tout optique avec une méthode utilisant un potentiel moyenné dans le temps donnant accès à des degrés de liberté supplémentaires sur la géométrie du piège [86].

4.1 Interféromètre de ^{87}Rb

Au chapitre précédent, nous avons vu comment nous refroidissions et manipulions les atomes de ^{39}K . La seconde espèce atomique que nous utilisons pour le test du principe d'équivalence est le ^{87}Rb . Contrairement au potassium, cette espèce possède une structure atomique avec des niveaux bien séparés. Par conséquent, cet atome est bien plus simple à manipuler et à refroidir. Nous utilisons une mélasse rouge pour le refroidissement et une impulsion microonde pour la préparation d'état. Nous ne réalisons pas de mélasse grise et l'ensemble des désaccords dont nous parlons dans cette section seront vers le rouge.

4.1.1 Refroidissement et préparation d'états

La séquence de refroidissement est schématisée sur la figure 4.2. De la même façon que pour le potassium, nous démarrons la séquence en chargeant les atomes dans un piège magnéto-optique pendant 500 ms. Le Refroidisseur est désaccordé de 18 MHz par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et le repompeur de 6 MHz par rapport à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. L'évolution des désaccords est représentée figure 4.1. De plus, nous disposons de plus de puissance laser pour le rubidium que pour le potassium, ainsi, nous disposons d'une puissance d'environ $70 I_{\text{sat}}$. Lorsque les pièges magnéto-optiques des deux espèces atomiques sont chargés

en même temps, on observe une diminution de 10% du nombre d'atomes de potassium chargés, certainement liée aux collisions entre les deux espèces [87].

Le champ magnétique est ensuite coupé pour réaliser une mélasse rouge. La durée de cette mélasse est superposée à celle du potassium et dure 7 ms. A la fin du MOT, l'intensité des faisceaux est abaissée à $35 I_{\text{sat}}$. L'intensité est ensuite progressivement diminuée jusqu'à $5.3 I_{\text{sat}}$. Dans le même temps, une partie de l'intensité est transférée vers le refroidisseur. De plus, nous appliquons également une rampe sur les désaccords du repompeur et du refroidisseur qui passent respectivement de 6 MHz à 12 MHz et de 18 MHz à 144 MHz.

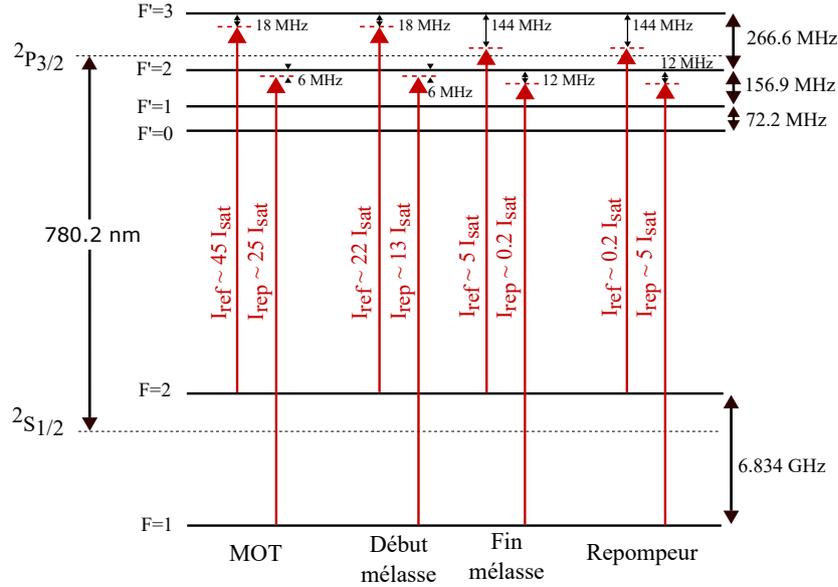


FIGURE 4.1 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb avec les transitions utilisées pendant le MOT, le début et la fin de la mélasse et le repompeur. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux. On note I_{rep} l'intensité du repompeur et I_{ref} l'intensité du refroidisseur.

A la fin de la fin de la mélasse, la puissance du repompeur est mise au maximum d'intensité afin de transférer le maximum d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Ceci constitue la première étape de la préparation d'état. Nous appliquons ensuite un biais de champ magnétique et nous utilisons une impulsion micro-onde à 6.834 GHz. Cette impulsion dure $100 \mu\text{s}$ et permet de transférer les atomes de l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Pour finir, nous utilisons un faisceau pousseur pour nous débarrasser des atomes encore dans l'état $|F = 2\rangle$.

Cette méthode est beaucoup plus classique que celle que nous avons mis en place pour le potassium. Elle est également très rapide et efficace. Nous estimons que nous avons $(9 \pm 2) \times 10^7$ atomes préparés à 85% dans le bon état.

Pour finir, nous nous intéressons à la température de notre échantillon. Nous pouvons alors utiliser les deux méthodes décrites au chapitre précédent pour mesurer la température.

La première méthode, celle du temps de vol, nous permet de mesurer la température du nuage juste après la mélasse. Nous mesurons avec cette méthode une température de $3.0 \pm 1.0 \mu\text{K}$. La méthode du spectre Raman nous permet de mesurer la température des atomes après préparation d'état, dans ce cas, nous mesurons une température de $4.8 \pm 0.1 \mu\text{K}$. Il est alors probable que la préparation d'état chauffe les atomes. Nous représentons figure 4.3 le spectre Raman mesuré.

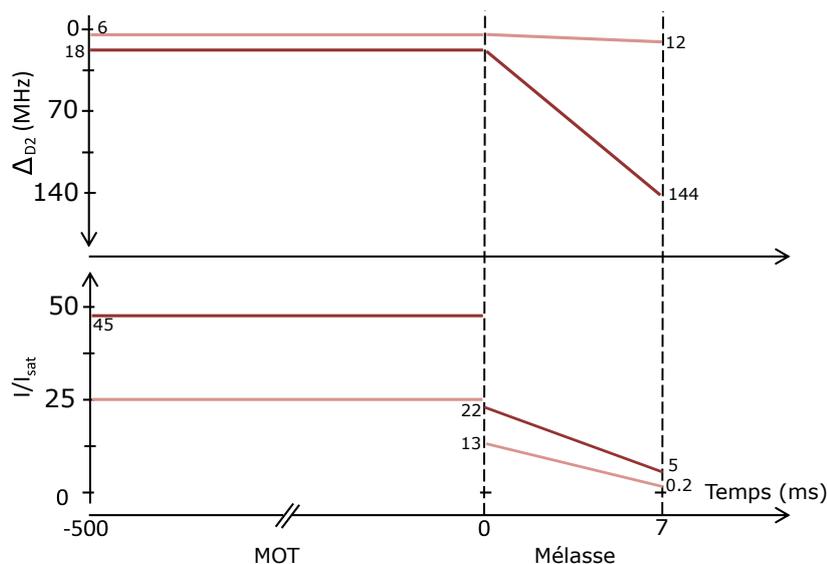


FIGURE 4.2 – Évolution des désaccords et de l'intensité des faisceaux refroidisseur et repompeur pendant le chargement du MOT et pendant la mélasse. Rouge clair : repompeur. Rouge foncé : refroidisseur.

La température du ^{87}Rb pourrait être améliorée puisque, lors de la thèse de Pierre-Alain Gominet, la température mesurée après la préparation d'état avec un spectre Raman était de $3.0 \pm 0.1 \mu\text{K}$ [34]. La température de cette espèce n'est plus optimisée. En effet, les 6 faisceaux du MOT sont créés à partir d'un combineur-séparateur 2×6 de chez Shäfter-Kirschhoff. Or, il est difficile d'obtenir un équilibre parfait des 6 faisceaux pour les deux longueurs d'ondes et nous avons fait le choix de privilégier la température du nuage de potassium, et donc, l'équilibre des faisceaux pour cette espèce.

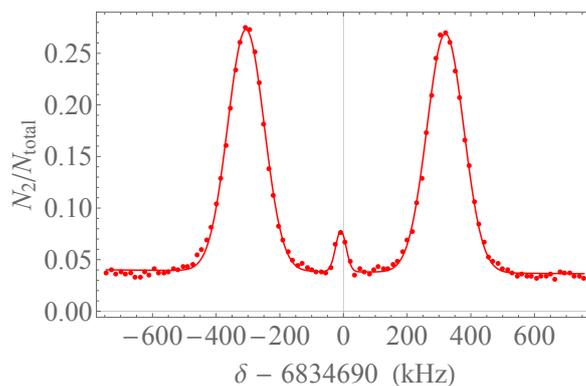


FIGURE 4.3 – Spectre d'une impulsion Raman τ_π contra-propageante pour un état Zeeman atomique $m_F = 0$. La durée de l'impulsion est de $30 \mu\text{s}$. Les atomes de ^{87}Rb sont capturés et refroidis par un PMO de 0.5 s suivis d'une mélasse de 7 ms.

4.1.2 Franges d'interférence

Nous définissons la fréquence de la première impulsion grâce à un spectre Raman. Nous réalisons ensuite une oscillation de Rabi, en variant la durée de l'impulsion Raman, que l'on représente sur la figure 4.4. La durée d'une impulsion τ_π correspond au maximum d'efficacité de transfert. Dans ce cas précis, cela correspond à une impulsion d'une durée $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$. La durée de l'impulsion $\tau_{\pi/2}$ est de $2.5 \mu\text{s}$.

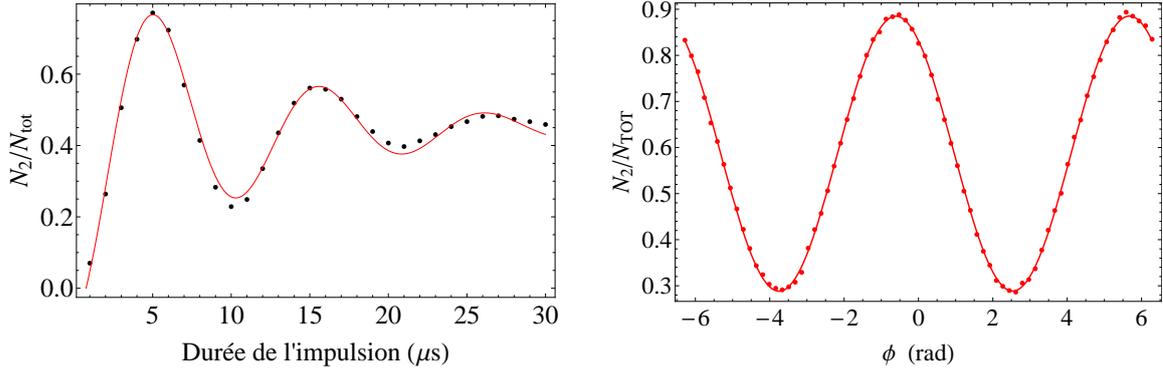


FIGURE 4.4 – À gauche : Oscillation de Rabi réalisée sur le ^{87}Rb . À droite : Franges d’interférence de rubidium réalisées avec un temps d’interrogation $T = 100 \mu\text{s}$ et une impulsion π correspondant au graphe de gauche ($\tau_\pi = 5\mu\text{s}$)

L’interféromètre rubidium est ensuite réalisé de la même manière que celui du potassium, décrit au chapitre précédent. Il s’agit d’un interféromètre Mach-Zehnder réalisé avec trois impulsions lasers ($\tau_{\pi/2} - \tau_\pi - \tau_{\pi/2}$) séparées par un temps d’interrogation T . Nous réalisons également cet interféromètre en configuration gravimètre. Pour un temps d’interrogation très court $T = 100 \mu\text{s}$, le contraste des franges d’interférence représentées figure 4.4 est de 59% et le rapport signal à bruit est de 121. Les franges d’interférence obtenues pour un temps d’interrogation plus long seront traitées au chapitre 5.

4.2 Vers une source de rubidium ultra-froide

Jusqu’à présent, nous utilisons sur le dispositif ICE des techniques de refroidissement basées sur la force de pression de radiation. En utilisant ces techniques, la température des atomes est limitée par leur vitesse de recul. Pour dépasser cette limite, il existe d’autres techniques, notamment le refroidissement évaporatif, qui permettent de diminuer la température du nuage jusqu’à des températures de quelques centaines de nK. Il est alors possible d’utiliser ces techniques pour réaliser des condensats de Bose-Einstein [88].

Diminuer la température du nuage augmente la longueur d’onde de De Broglie et donc la cohérence des ondes de matière. Cela limite également l’extension spatiale du nuage. Ceci nous permettrait d’augmenter le temps d’interrogation de l’interféromètre.

4.2.1 Le refroidissement évaporatif

Le principe du refroidissement évaporatif, schématisé sur la figure 4.5 repose sur l’élimination des atomes les plus chauds et sur la thermalisation du nuage. Pour comprendre le principe à la base du refroidissement, nous pouvons considérer les atomes piégés dans un puits de potentiel harmonique. On note T_i la température initiale du nuage et T_f sa température finale. De plus, on note N_i le nombre initial d’atomes dans le puits et N_f le nombre d’atomes après évaporation. Ensuite, la profondeur du potentiel est progressivement diminuée afin d’éliminer les atomes les plus chauds. Lorsque la profondeur du piège est diminuée, les collisions élastiques redistribuent l’énergie cinétique à l’ensemble du nuage, lui permettant de thermaliser.

Un modèle décrivant la dynamique de l’évaporation peut être trouvé dans [89]. De manière simplifiée, en notant E l’énergie totale de N atomes à la température T_{at} , alors, la variation

d'énergie totale du nuage dans le piège peut s'écrire :

$$\frac{dE}{dt} = 3k_B T_{\text{at}} \frac{dN}{dt} + 3Nk_B \frac{dT_{\text{at}}}{dt} \quad (4.1)$$

Ensuite, si l'on considère que le piège a une profondeur U , alors, en réduisant la profondeur du potentiel, un atome perdu dans le processus de refroidissement a une énergie $(\eta_{\text{evap}} + \kappa_{\text{evap}})k_B T_{\text{at}}$, avec $\eta_{\text{evap}} = U/(k_B T_{\text{at}})$. κ_{evap} est un facteur numérique prenant en compte le fait que l'atome peut s'échapper du piège avec une énergie supérieure à U . Ainsi, la variation d'énergie au cours du processus peut s'écrire en fonction de la variation du nombre d'atomes :

$$\frac{dE_{\text{evap}}}{dt} = (\eta_{\text{evap}} + \kappa_{\text{evap}}) k_B T_{\text{at}} \frac{dN}{dt} \quad (4.2)$$

En considérant que les processus de pertes d'énergie autre que les pertes par évaporation sont négligeables (collisions inélastiques par exemple), nous pouvons égaliser les équations 4.1 et 4.2 [90] :

$$\frac{\dot{T}_{\text{at}}}{T_{\text{at}}} = \frac{1}{3} (\eta_{\text{evap}} + \kappa_{\text{evap}} - 3) \frac{\dot{N}}{N} \quad (4.3)$$

Avec $\dot{T}_{\text{at}} = dT_{\text{at}}/dt$ et $\dot{N} = dN/dt$. Ensuite en posant $\alpha = \frac{1}{3}\eta_{\text{evap}} + \kappa_{\text{evap}} - 3$ et en intégrant l'équation précédente, on obtient

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{N_f}{N_i} \right)^\alpha \quad (4.4)$$

Avec T_i et T_f la température du nuage au début et à la fin de l'évaporation et N_i et N_f le nombre d'atomes en début et en fin d'évaporation.

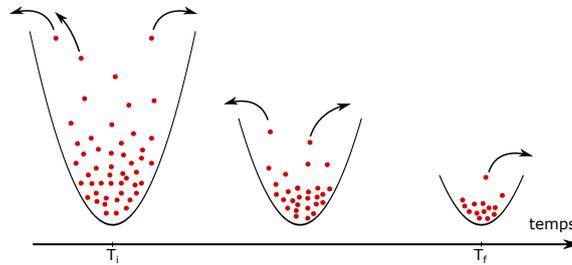


FIGURE 4.5 – Principe du refroidissement par évaporation, image adaptée de la référence [90].

Si l'on souhaite utiliser le refroidissement évaporatif pour obtenir un condensat de Bose-Einstein (BEC), diminuer la température ne suffit pas et la densité dans l'espace des phases devient un paramètre important à considérer. Si l'on note ρ_i et ρ_f la densité dans l'espace des phases au début et à la fin de l'évaporation, on obtient également une loi d'échelle [90] :

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \left(\frac{N_f}{N_i} \right)^{1-3\alpha} \quad (4.5)$$

Ces lois d'échelle permettent d'indiquer l'efficacité du processus de refroidissement. Ce processus sera d'autant plus efficace que le paramètre η_{evap} sera grand puisque dans ce cas, l'énergie moyenne des atomes quittant le piège est très grand devant $k_B T_{\text{at}}$.

Un autre paramètre important à considérer pour réaliser une évaporation est le taux de collision γ_{col} au centre du piège. En effet, l'efficacité du refroidissement est lié à la thermalisation du système qui est réalisée grâce aux collisions élastiques entre les atomes piégés. Il peut

être défini comme le produit de la densité au centre du piège, de la section efficace de collision σ et de la vitesse moyenne des atomes. Il peut également être mis sous la forme [90, 91] :

$$\gamma_{\text{col}} = \frac{m\bar{\omega}^3\sigma N}{2\pi k_B T} \quad (4.6)$$

avec $\bar{\omega}$ la fréquence moyenne de piégeage, N le nombre d'atomes et T leur température. On constate alors que la fréquence moyenne de piégeage diminue lorsque la profondeur du puits de potentiel est abaissée au cours de l'évaporation.

4.2.2 Nécessité d'une configuration adaptée à l'expérience ICE

Les pièges magnétiques

Différents procédés peuvent être utilisés pour mettre en place un refroidissement évaporatif. La première technique mise au point fut celle du piégeage magnétique. Pour se faire, les atomes sont préparés dans un état sensible au champ magnétique (contrairement aux besoins en interférométrie atomique). Préparés ainsi, les atomes peuvent interagir avec le champ magnétique \vec{B} et l'énergie magnétique de l'atome est de la forme [92] :

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (4.7)$$

avec μ le moment magnétique de l'atome. Ainsi, si le dipôle magnétique est aligné (respectivement dans le sens opposé) sur le champ magnétique alors son énergie sera minimale en présence d'un maximum (respectivement minimum) de champ magnétique. Par conséquent, les atomes, en fonction de l'alignement du dipôle, sont attirés vers les extrema d'un champ magnétique. Or, le théorème de Wing, découlant des équations de Maxwell, interdit l'existence d'un maximum local du module du champ \vec{B} (pour un champ statique dans le vide) [93]. Ainsi, les atomes ne peuvent être piégés que dans des minima locaux de champ.

Plusieurs configurations de pièges magnétiques sont possibles. La plus simple reste certainement le piège quadripolaire puisqu'il est généré par une paire de bobines en configuration anti-Helmoltz. Dans cette configuration, le module du champ magnétique s'annule à mi-chemin, sur l'axe entre les deux bobines [94]. Toutefois, cette configuration présente un inconvénient majeur : les transitions de Majorana. Si un atome passe par le centre du piège, alors que le champ magnétique s'annule puis change d'orientation, il peut ne plus être piégé et donc être perdu. D'autres configurations ont été développées comme le piège TOP (Time-averaged Orbiting Potential) ou le piège Ioffe-Pritchard. Des détails sur ces deux configurations peuvent être trouvés dans [92, 95].

Les pièges optiques

Un autre procédé permettant de piéger des atomes pour réaliser un refroidissement évaporatif est d'utiliser un processus optique : le piège dipolaire. Le principe à la base de cette technique est d'utiliser la force dipolaire, attirant les atomes aux extrema d'intensité, pour les piéger au point de focalisation d'un laser. L'origine de la force dipolaire sera détaillée plus loin.

De la même façon que pour le piège magnétique, plusieurs configurations sont possibles, allant de l'utilisation d'un seul faisceau focalisé [96] à celle d'une paire de faisceaux croisés [97]. Dans la seconde configuration, on peut également distinguer la situation où l'un des deux faisceaux est bien plus focalisé que le premier, créant un confinement plus important au centre du potentiel du premier faisceau. Il est alors qualifié de "dimple" [98]. On représente figure

4.6 les trois configurations que nous venons d'évoquer. Dans la première configuration (a), un seul faisceau est utilisé pour confiner les atomes au point de focalisation du faisceau. Dans cette configuration, les atomes sont essentiellement confinés dans la dimension transverse du faisceau, liée à son waist, alors que le confinement longitudinal, lié à la longueur de Rayleigh du faisceau, est bien moins important ce qui conduit à un confinement allongé dans la direction de propagation du laser. L'ajout d'un second laser, comme dans la configuration b, permet de limiter l'expansion des atomes dans la dimension longitudinale du premier laser. Dans le même état d'esprit, la configuration c, l'ajout d'un second laser fortement focalisé permet de modifier le puits de potentiel en créant un fort confinement au centre du piège.

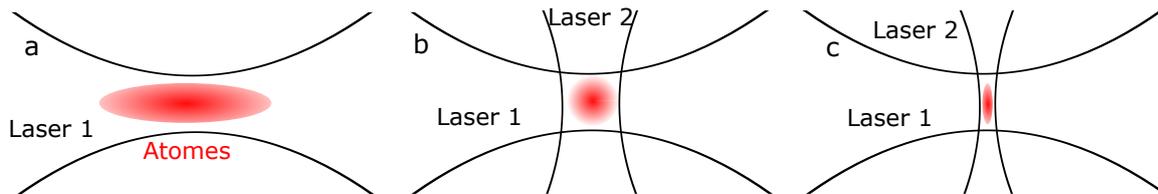


FIGURE 4.6 – a : utilisation d'un seul faisceau pour confiner les atomes. b : configuration croisée où le confinement transverse du second faisceau permet d'augmenter le confinement longitudinal de la configuration a. c : piège croisé en configuration "dimple".

Pour finir, nous pouvons mentionner l'existence de techniques hybrides, utilisant un piège magnétique avant de transférer les atomes dans un piège dipolaire [99, 91]. Une autre technique consiste à utiliser des puces à atomes [100] ce qui permet de miniaturiser le système.

Choix de la configuration

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'expérience ICE est une expérience transportable, qui doit rester assez compacte et respecter les règles de sécurité à bord de l'avion A310 ZERO-G. Pour toutes ces raisons, il est compliqué de mettre en place un piège magnétique puisque de forts champs magnétiques sont nécessaires pour réaliser un tel piège. Par exemple, un champ magnétique de 250 G est utilisé dans [94], il faut alors utiliser de forts courants ce qui fait chauffer les bobines utilisées. Par conséquent, il est impératif de refroidir les bobines, souvent avec un refroidissement à eau, ce qui n'est pas compatible avec les règles de sécurité de l'avion. De plus, nous rencontrons déjà des problèmes de courant de Foucault et utiliser un piège magnétique ne ferait qu'aggraver la situation.

Ensuite, la durée d'une évaporation avec cette technique dure en moyenne plus d'une dizaine de secondes. Ceci n'est pas forcément adapté à la durée d'une parabole (20s) et nous souhaiterions réaliser une évaporation plus rapide. Pour finir, un piège magnétique fonctionne avec des atomes préparés dans un état sensible aux champs magnétiques, or nous voulons travailler dans l'état non-magnétique $m_F = 0$.

Nous nous sommes alors orientés vers un piège dipolaire. L'ordre de grandeur de la durée d'une évaporation avec un piège dipolaire est de quelques secondes, ce qui est compatible avec les exigences de l'avion. Nous avons fait le choix d'une configuration croisée.

En 2016, une équipe de l'université de Washington a réalisé une évaporation rapide (1.8 s) sur des atomes de ^{174}Yb [86]. Ils utilisent pour cela un piège croisé avec deux faisceaux fortement focalisés (c'est à dire des petits waists), modulent la position de ces derniers et considèrent le potentiel moyen. Nous nous sommes inspirés de cette technique pour la mise en place de notre piège. Nous détaillerons cette technique section 4.2.4.

4.2.3 Généralités sur les pièges dipolaires

Nous allons maintenant détailler certains paramètres importants lorsque l'on met en place un piège dipolaire. Dans un premier temps, pour comprendre l'origine de la force dipolaire, nous considérons un atome à deux niveaux, en interaction avec un laser. On se place dans l'approximation classique de l'électron élastiquement lié. Le champ électrique du laser, $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{-i\omega t} + \vec{E}_0^*(\vec{r})e^{+i\omega t}$, induit un moment dipolaire $\vec{d}(\vec{r}, t)$ sur l'atome :

$$\vec{d}(\vec{r}, t) = \alpha(\omega)\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (4.8)$$

Avec $\alpha(\omega)$ la polarisabilité atomique telle que :

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 m_e c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (4.9)$$

Ainsi, le potentiel d'interaction du moment dipolaire induit par le champ oscillant s'écrit[101] :

$$\begin{aligned} U_{\text{dip}}(\vec{r}) &= -\frac{1}{2}\langle \vec{d}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \\ &= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Avec $I(\vec{r})$ l'intensité lumineuse telle que $I(\vec{r}) = \epsilon_0 c |E_0(\vec{r})|^2$. Le potentiel créé est donc proportionnel à l'intensité lumineuse. Nous pouvons en déduire l'expression de la force dipolaire, F_{dip} , dérivant du potentiel dipolaire :

$$\begin{aligned} F_{\text{dip}}(\vec{r}) &= -\nabla U_{\text{dip}}(\vec{r}) \\ &= \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \nabla I(\vec{r}) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Des informations supplémentaires peuvent être trouvées dans [101].

Le relation 4.11 met en avant le fait qu'un faisceau lumineux focalisé puisse piéger des atomes. Plus le gradient d'intensité du laser sera grand, plus la force sera importante. Il est important de préciser que la force dipolaire change de signe en fonction de la différence de pulsation du champ lumineux ω et celle de la transition de l'atome ω_0 [90]. Si $\omega > \omega_0$, l'atome est attiré vers les minima d'intensité lumineuse. A l'inverse, si $\omega < \omega_0$, l'atome est attiré vers les maxima d'intensité. Ce principe à été mis en application pour piéger des atomes de sodium neutres la première fois en 1986 [96].

Ensuite, la polarisabilité atomique $\alpha(\omega)$ nous permet également d'estimer la puissance provenant du champ électrique absorbée par un atome, $P_{\text{abs}}(\vec{r})$:

$$\begin{aligned} P_{\text{abs}}(\vec{r}) &= \langle \vec{d}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle \\ &= \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

L'atome peut ensuite perdre de l'énergie par émission spontanée sur une transition dipolaire. on peut alors considérer $\Gamma_{\text{sp}}(\vec{r})$, le taux d'émission spontanée de photons à la fréquence de transition ω , qui représente un chauffage résiduel des atomes dans le piège :

$$\Gamma_{\text{sp}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (4.13)$$

Ceci met en avant le fait qu'un piège dipolaire n'est pas dissipatif sous n'importe quelles conditions mais dépend de la valeur de ω . Or, il se trouve que la profondeur du piège $U_{\text{dip}}(\vec{r})$ est proportionnelle à $1/(\omega_0 - \omega)$ alors que le taux d'émission spontanée varie en $1/(\omega_0 - \omega)^2$. Ainsi, en augmentant la différence entre la fréquence de transition des atomes et la fréquence du laser utilisé, il est possible de limiter le taux de chauffage du piège. On se retrouve alors dans la configuration d'un piège dipolaire fortement éloigné de la résonance atomique (FORT pour Far-Off Resonance Optical Trap). Pour réaliser notre piège dipolaire, nous avons choisi un laser 22 W à 1550 nm de chez Kéopsys, ce qui nous place bien dans cette configuration.

Pour exprimer de façon simple les paramètres importants pour un piège dipolaire, nous commençons par considérer le cas d'un seul faisceau laser de puissance P , focalisé sur les atomes avec un waist w_0 . Nous considérons que ce faisceau se propage dans la direction z . On peut alors exprimer $I(x, y, z)$ telle que :

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}} \quad (4.14)$$

avec $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ et $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$

Avec z_R la longueur de Rayleigh et λ la longueur d'onde du laser. En injectant cette relation dans l'expression du potentiel dipolaire (équation 4.10), on obtient :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = -\frac{2\text{Re}(\alpha)}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} P \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}} \quad (4.15)$$

On pose $U_0 = \frac{2\text{Re}(\alpha)}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} P$, la profondeur du piège dipolaire. Ainsi, plus la puissance du laser utilisée sera élevée, plus le puits de potentiel créé pourra être profond. Cette équation illustre bien le fait que l'évaporation est réalisée en diminuant la puissance du laser pour abaisser la barrière de potentiel.

Si l'on considère ensuite que les atomes sont confinés au centre du piège, le potentiel dipolaire peut être approximé par un potentiel harmonique. On peut alors appliquer un développement limité à l'expression du potentiel dipolaire (équation 4.15) et en déduire les fréquences radiales ($\omega_{x,y}/2\pi$) et la fréquence longitudinale ($\omega_z/2\pi$) de piégeage dans lequel des atomes de masse m sont confinés :

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (4.16)$$

Ces équations peuvent être généralisées à la configuration d'un piège croisé en considérant la somme des deux faisceaux [90]. Ces fréquences de piégeages sont utilisées pour définir la fréquence moyenne de piégeage $\bar{\omega}$ introduite à l'équation 4.6.

4.2.4 Le potentiel moyenné (TAP)

Comme nous l'avons vu précédemment, nous souhaitons réaliser l'évaporation des atomes le plus rapidement possible. Pour cela, nous nous sommes inspirés du travail réalisé dans [86], basé sur l'utilisation d'un puits de potentiel moyenné dans le temps. Dans la suite du chapitre, nous désignerons cette méthode par l'acronyme TAP (Time-Averaged Potential).

Le principe de cette technique, schématisé figure 4.7, repose sur le contrôle dynamique de la forme du puits de potentiel grâce à l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (AOM) pour moduler la position du waist du laser focalisé sur le nuage. Ceci permet d'avoir un contrôle indépendant de la profondeur du piège et des fréquences de piégeage des atomes en jouant sur la puissance du laser et l'amplitude de modulation de l'AOM. Ces deux paramètres étant indépendants, il est alors possible de varier le volume du piège dipolaire. Ainsi, il est possible de démarrer le processus d'évaporation avec un grand volume de capture et de le terminer avec un volume nettement plus faible.

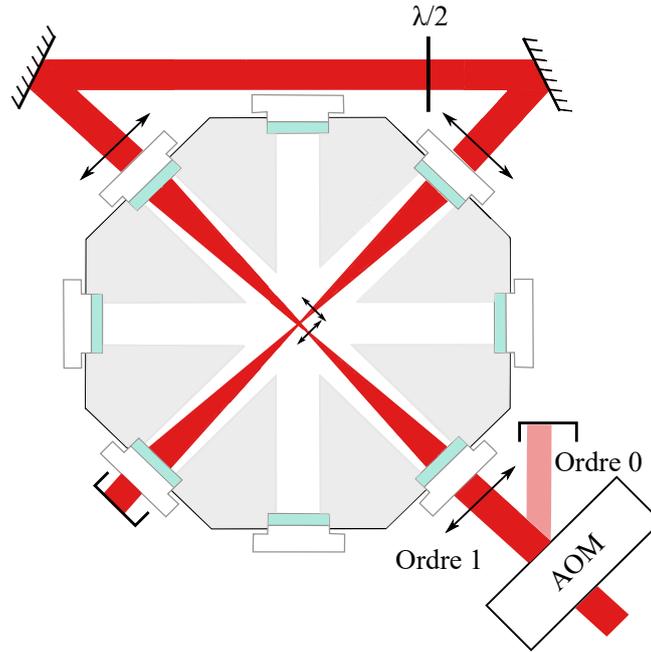


FIGURE 4.7 – Représentation du principe du potentiel moyenné dans le temps. Le faisceau laser est focalisé sur la position des atomes. La modulation appliquée sur le modulateur acousto-optique (AOM) change l'angle de diffraction du faisceau et par conséquent, la position du waist. Pour le second bras, une lame $\lambda/2$ est utilisée pour croiser la polarisation du faisceau afin de ne pas avoir d'interférences avec le premier bras au niveau du croisement.

Pour comprendre le fonctionnement de la méthode, nous commençons par ne considérer qu'un faisceau focalisé. Pour que le potentiel moyen soit harmonique, il est nécessaire que le potentiel créé par le waist w_0 du laser soit petit, nous choisissons donc de le modéliser par une fonction de Dirac. Pour s'en rapprocher, il faut donc que w_0 soit petit devant l'amplitude de modulation du waist, nous choisissons alors de construire notre système de façon à ce que le waist soit tel que $w_0 = 45\mu\text{m}$. Pour information, le second faisceau est également focalisé avec un waist de $45\mu\text{m}$. L'AOM que nous utilisons est un AOM de chez AA Opto-electronic (MTS40-A3-1550) de 40 MHz. Cet AOM est contrôlé par un contrôleur RF (DRFA250Y-B-0-25.50) dont la fréquence de contrôle peut varier de 35 à 45 MHz. La modulation est contrôlée par un générateur de fonction (Agilent 33250A). La fréquence de modulation que nous utilisons est de 100 kHz.

Nous devons ensuite déterminer la fonction à utiliser pour avoir un potentiel harmonique, $\xi(t)$. Nous considérons que le faisceau de puissance P_0 est modulé transversalement selon l'axe x . Nous considérons également qu'en absence de modulation le potentiel dipolaire s'exprime par $U(x) = P_0\delta(x)$. On pose h_0 l'amplitude de modulation au niveau du waist, alors, en

présence de modulation, on souhaite que la distribution moyenne d'intensité soit de la forme :

$$U_{\text{TAP}}(x) = \frac{3P_0}{4h_0^3} (h_0^2 - x^2) \Theta(h_0 - |x|) \quad (4.17)$$

avec $\Theta(h_0 - |x|)$ la fonction de Heaviside. Il nous faut donc trouver la fonction $\xi(t)$ telle que le temps moyen de $U(x - \xi(t))$ entre t_1 et t_2 soient égaux à l'expression 4.17, où $\xi(t_1) = -h_0$ et $\xi(t_2) = h_0$.

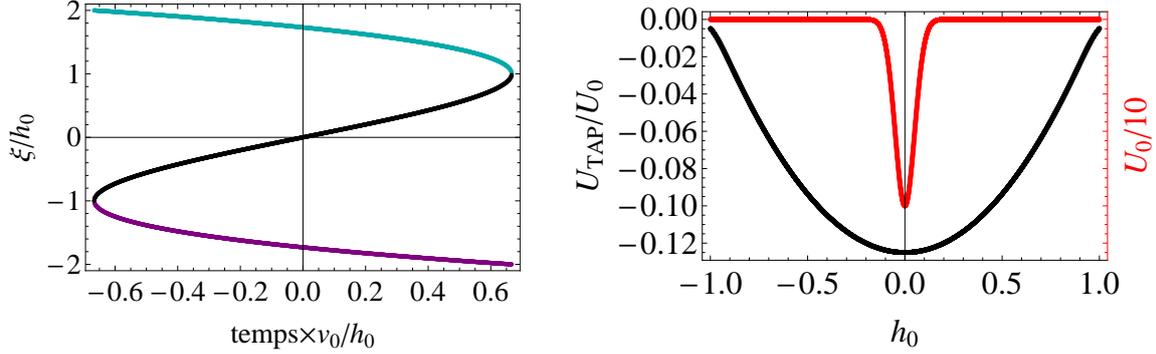


FIGURE 4.8 – À gauche : Représentation des trois racines de l'équation $\xi(t) - \frac{\xi(t)^3}{3h_0^2} - v_0t = 0$. La fonction de modulation $\xi(t)$ utilisée est celle représentée en noir. À droite : Simulation du puits de potentiel moyen obtenu U_{TAP} , courbe noire. Cette courbe est obtenue en modulant un potentiel gaussien (courbe rouge) avec la fonction $\xi(t)$ déterminée sur la figure de gauche.

Ensuite, nous pouvons exprimer le temps que la fonction de Dirac doit passer en chaque point ξ' pour obtenir un potentiel harmonique :

$$\frac{dt|_{\xi=\xi'}}{dt|_{\xi=0}} = \frac{U_{\text{TAP}}(\xi')}{U_{\text{TAP}}(0)} = \left(1 - \left(\frac{\xi'}{h_0}\right)^2\right) \quad (4.18)$$

En posant $dt = d\xi/\dot{\xi}$, on obtient

$$\frac{dt|_{\xi=\xi'}}{dt|_{\xi=0}} = \frac{\dot{\xi}|_{\xi=0}}{\dot{\xi}|_{\xi=\xi'}} = \left(1 - \left(\frac{\xi'}{h_0}\right)^2\right) \quad (4.19)$$

En considérant $\dot{\xi}|_{\xi=0}$ comme une constante égale v_0 , la vitesse de modulation, déterminée par la fréquence de modulation utilisée ω_{mod} et l'amplitude de modulation tel que $2\pi/\omega_{\text{mod}} = 8h_0/3v_0$, on obtient alors l'équation différentielle sur $\xi(t)$:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{v_0}{1 - \left(\frac{\xi}{h_0}\right)^2}, \quad |\xi| \leq h_0 \quad (4.20)$$

La résolution de cette équation différentielle aboutit à une nouvelle équation :

$$\xi(t) - \frac{\xi(t)^3}{3h_0^2} - v_0t = 0 \quad (4.21)$$

La résolution de cette équation nous donne 3 racines qui sont représentées sur la figure 4.8. La solution qui nous intéresse est celle centrée sur l'axe des ordonnées, représentée en noir. De plus, la contrainte $|\xi| \leq h_0$ impose que $|t| \leq \frac{2h_0}{3v_0}$. Nous pouvons finalement écrire l'expression

du potentiel modulé (ou potentiel moyen) $U_{\text{TAP}}(x)$:

$$U_{\text{TAP}}(x) = \frac{3v_0 P_0}{4h_0} \int_{t_1}^{t_2} \delta(x - \xi(t)) dt \quad (4.22)$$

avec $t_1 = -2h_0/3v_0$ et $t_2 = 2h_0/3v_0$. Le potentiel ainsi obtenu est représenté figure 4.8. Il s'agit bien d'un potentiel de forme harmonique.

Dans nos conditions expérimentales, c'est à dire, un laser de 22W à 1550 nm et deux faisceaux croisés ayant un waist de $45 \mu\text{m}$, la profondeur U_0/k_B du piège en absence de modulation est de 1.27 mK. Lorsque la modulation de l'AOM est maximale, nous pouvons déplacer le waist au niveau des atomes de $h_0 = 600 \mu\text{m}$. Ainsi, la profondeur du potentiel modulé est de $160 \mu\text{K}$. Cette profondeur de piège semble raisonnable pour démarrer une évaporation.

4.2.5 Mise en place du piège dipolaire sur l'expérience ICE

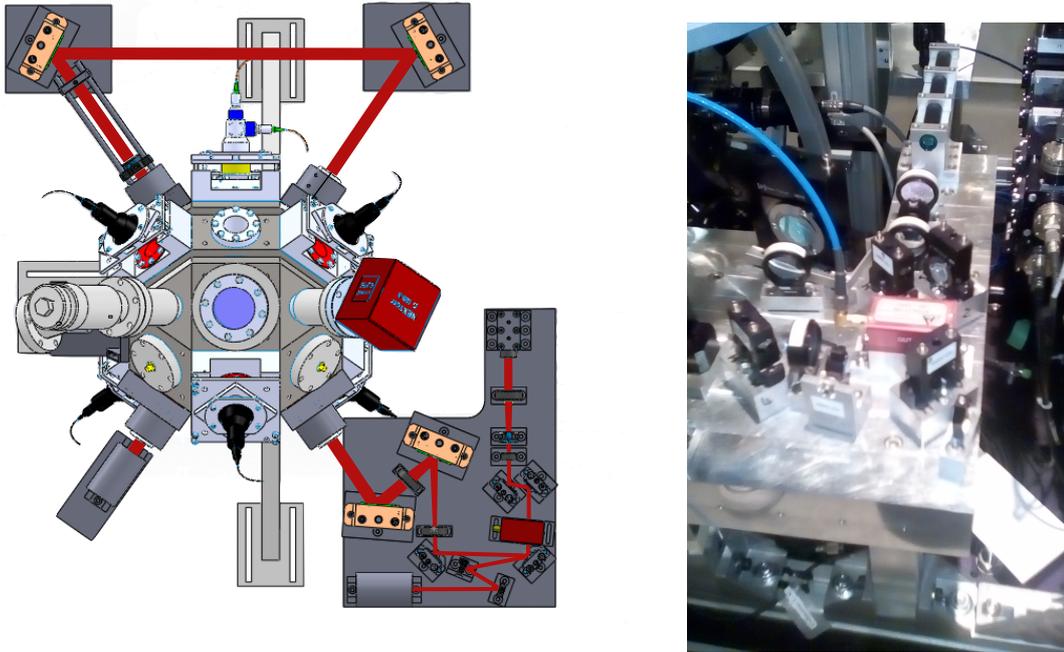


FIGURE 4.9 – À gauche : schéma Solidworks du montage du piège dipolaire. En sortie du collimateur, le faisceau traverse le premier télescope (grandissement 0.5) puis le modulateur acousto-optique. L'ordre 0 est envoyé dans une poubelle à faisceau alors que l'ordre diffracté traverse le second télescope (grandissement de 3) avant d'être focalisé sur les atomes. En sortie de l'enceinte à vide, il est à nouveau collimaté pour être croisé en réalisant le second bras du piège dipolaire. L'asservissement de puissance n'est pas représenté. À droite : photographie du montage (premier bras avant l'enceinte à vide).

Comme pour le reste de l'expérience, le piège dipolaire doit pouvoir fonctionner à bord de l'avion ZERO-G. Le montage doit résister à l'environnement bruyant de l'avion et aux variations de gravité. De plus, les hublots de l'enceinte sont situés à 28 cm de hauteur, il faut donc que les optiques soient également à ce niveau. Par conséquent, le montage est réalisé sur un support surélevé. La plaque sur laquelle sont fixées les optiques doit être suffisamment rigide pour ne pas plier lors des phases d'hypergravité dans l'avion, or, nous avons également des

contraintes de masse maximale par rack. À ce jour le rack comprenant l'enceinte à vide est le plus lourd de l'expérience, nous ne pouvons pas nous permettre de rajouter plus de 20 kg en ajoutant le piège dipolaire à l'expérience. La plaque doit donc également être légère. Pour réunir ces deux conditions, nous nous sommes inspirés du travail réalisé pour le banc optique espace libre de notre expérience [33] pour concevoir cette plaque. Il s'agit d'une plaque en aluminium 2618, épaisse de 5 cm et ajourée dessous pour enlever de la masse en conservant la rigidité de l'ensemble. L'aluminium 2618 est un matériau utilisé dans l'aéronautique qui présente une meilleure stabilité thermique que le duraluminium. Les supports de fixation des optiques ainsi que les pieds soutenant la plaque sont réalisés dans le même matériau.

Enfin, les montures de miroir que nous avons sur le banc optique espace libre résistent bien aux vibrations. Nous choisissons le même type de montures pour ce montage-ci (New Focus 9810-5-K et 9814-8-K). Les différentes montures optiques sont vissées sur les supports. Un alignement préliminaire a été réalisé puis les montures ont été collées et nous avons ensuite réalisé les perçages définitifs.

On représente figure 4.9 le montage réalisé. Celui-ci devant se trouver à l'intérieur du blindage magnétique, nous disposons donc d'un espace limité pour installer le piège dipolaire. Le faisceau sort du laser collimaté avec un diamètre de 3.8 mm. Nous devons donc réaliser deux télescopes. Le premier pour adapter la taille du faisceau à l'AOM, le second, pour obtenir le waist désiré sur les atomes, la focale de la lentille étant fixée par la position des atomes (focale de 150 mm). Pour gagner de la place, nous avons donc réalisé ces télescopes en utilisant une lentille convergente et une lentille divergente. Ceci nous permet de ne pas utiliser des lentilles de très courtes focales. Le premier télescope possède un grandissement γ de 0.5 et le second est tel que $\gamma = 3$. L'ordre 0 de l'AOM est dirigé vers une poubelle à faisceau. Nous n'avons pas encore réalisé de test dans l'avion avec ce montage mais nous pouvons noter qu'il n'est pas forcément nécessaire de réaligner le banc quotidiennement, ce qui est plutôt encourageant.

Nous pouvons observer sur la figure 4.10 les premiers atomes piégés. Afin de charger un maximum d'atomes, la séquence décrite section 4.1 a été modifiée pour réaliser un dark MOT [102]. Sur l'expérience ICE, il n'est pas possible d'utiliser la technique du "dark spot" et nous réalisons cette étape en diminuant la quantité de Repompeur. Cette étape est suivie d'une mélasse. La température des atomes est alors évaluée à $30 \mu\text{K}$.

On représente figure 4.10 les premiers atomes capturés dans le piège croisé. L'amplitude de modulation est maximale, c'est à dire, $h_0 = 600 \mu\text{m}$. Lors de ces tests préliminaires, quelques 10^6 atomes sont capturés.

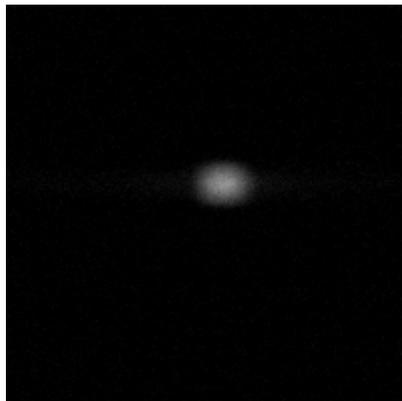


FIGURE 4.10 – Atomes de ^{87}Rb capturés à l'intersection des deux bras du piège dipolaire

4.3 Conclusion

Les données présentées dans le reste du manuscrit ont été obtenues dans la configuration décrite dans la première partie du chapitre, c'est à dire, un nuage refroidi à $5 \mu\text{K}$ par une mélasse rouge. Les atomes sont ensuite préparés dans l'état $m_F = 0$.

Pour le futur de l'expérience, l'installation d'un piège dipolaire en vue de réaliser un refroidissement évaporatif, permettra de créer des échantillons dont les températures seront bien inférieures à celles obtenues dans la première partie du chapitre. Ceci permettra également de créer des échantillons plus localisés ce qui pourra être un avantage du point de vue des effets systématiques (cf chapitre 5). Les premiers résultats sont encourageants puisque l'on capture quelques 10^6 atomes. La prochaine étape concerne l'optimisation de l'évaporation.

L'installation de ce dispositif ouvre de nouvelles possibilités pour l'expérience ICE. En effet, nous allons pouvoir mettre en place de nouvelles techniques de refroidissement comme le refroidissement évaporatif que nous avons choisi, mais, nous pourrions également mettre en place un refroidissement des atomes en dessous de la température de recul en mettant en place un "delta-kick cooling" [103]. Cette technique repose sur l'expansion du nuage. Les atomes les plus chauds et donc les plus énergétiques s'éloigneront plus vite de leur position initiale. Alors, en allumant le piège dipolaire, on applique une force de rappel capable d'arrêter les atomes.

Concernant le potassium, il s'agit d'une espèce qui ne peut pas être refroidie aussi "simplement" que le rubidium à cause de ses propriétés collisionnelles. Différentes techniques permettent de modifier les interactions entre les atomes, comme les résonances de Feshbach [90, 74]. Cette technique implique l'utilisation de forts champs magnétiques, donc, pour les mêmes raisons qui nous ont poussés à ne pas utiliser de piège magnétique, nous n'utiliserons pas cette méthode. Nous lui préférons la réalisation d'un refroidissement sympathique, où les collisions $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ permettent une thermalisation du nuage [104]. Si cela ne fonctionne pas, il est envisageable de remplacer le ^{39}K par du ^{40}K , présentant de meilleures propriétés collisionnelles.

Chapitre 5

Utilisation de l'interférométrie atomique pour tester le principe d'équivalence faible

Les interféromètres Potassium et Rubidium que nous avons présenté dans les chapitres 3 et 4 ont pour finalité de fonctionner de manière simultanée pour tester le principe d'équivalence faible en micropesanteur à bord de l'airbus A300 ZERO-G de Novespace. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons brièvement ce qu'est le principe d'équivalence faible, la nécessité de le vérifier ainsi que l'état de l'art des tests de ce postulat. Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus lors de ce test au laboratoire ainsi qu'une étude des effets systématiques s'appliquant à notre expérience. A la fin de ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus à bord de l'avion ZERO-G lors de la campagne de vol du printemps 2015. Nous nous concentrerons sur les résultats obtenus en micropesanteur et sur la réalisation du premier test du principe d'équivalence faible en micropesanteur avec des atomes froids.

5.1 Le principe d'équivalence faible

5.1.1 Le principe d'équivalence

L'idée du principe d'équivalence est introduite par Isaac Newton dans son *principia* [105]. Lors de ses travaux sur le principe fondamental de la dynamique ($\vec{F} = m_i \cdot \vec{a}$), il fait intervenir la masse inertielle m_i d'un corps, et, lors de ces travaux sur la gravitation ($F = G \frac{m_g \cdot M_{\oplus}}{R_{\oplus}^2}$, avec M_{\oplus} la masse de la Terre et R_{\oplus} son rayon), il fait intervenir la masse gravitationnelle m_g du corps. Ainsi, si l'on applique la seconde loi de Newton en considérant l'accélération de pesanteur terrestre g , on aboutit à l'égalité des deux forces et donc à la relation

$$\vec{a} = \frac{m_g}{m_i} g \quad (5.1)$$

Or, expérimentalement, on observe que les corps en chute libre ont une accélération égale à g et on finit par conclure à l'égalité entre la masse inertielle et la masse gravitationnelle des corps.

En 1907, Einstein reprend le principe d'équivalence des masses inertielles et gravitationnelles lors de la construction de la théorie de la Relativité Générale [106]. Il va cependant bien plus loin que Newton puisqu'il établit l'équivalence entre un champ gravitationnel et un champ

d'accélération ce qui pose la base de la Relativité Générale. Le principe d'équivalence d'Einstein pose qu'il est impossible, pour un expérimentateur, de déterminer par des mesures locales si il est en chute libre dans un champ gravitationnel ou soumis à une accélération constante (ascenseur d'Einstein). Ce principe permet ensuite d'affirmer que la gravitation est un phénomène dû à la courbure de l'espace-temps. La définition d'Einstein du principe d'équivalence est composé de trois principes différents [107] : Le principe d'équivalence faible, l'invariance locale de Lorentz et l'invariance locale de position.

Le principe d'équivalence faible, ou WEP (Weak Equivalence Principle), correspond à l'égalité entre la masse inertielle et la masse gravitationnelle d'un objet. Ceci traduit le fait que la trajectoire d'un corps en chute libre dans un champ gravitationnel est indépendante de la masse, de la structure ou de la composition du corps en question.

L'invariance locale de Lorentz pose qu'un observateur réalisant une expérience non gravitationnelle, c'est à dire ne mettant pas en jeu l'interaction gravitationnelle, ne peut détecter ni son orientation spatiale ni son mouvement. Ainsi, le résultat d'une expérience non-gravitationnelle est indépendant de la vitesse du référentiel dans lequel l'expérience est réalisée.

L'invariance locale de position pose que les résultats d'une expérience non-gravitationnelle ne dépendent pas de l'instant ni du lieu où l'expérience est réalisée.

En physique théorique, le modèle standard est une théorie qui permet d'unifier trois des interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Il est alors plutôt naturel de chercher un modèle incluant les trois interactions précédentes ainsi que la gravitation, jusqu'à présent exclue du modèle standard.

Des théories alternatives visant à unifier la Physique Quantique et la Relativité Générale, comme par exemple la théorie Kalula-Klein [108] ou encore la théorie des cordes [109, 110], prédisent une violation du principe d'équivalence à une faible valeur [111]. On comprend alors l'importance de tester expérimentalement le principe d'équivalence puisque l'observation (ou l'absence) d'une violation de ce principe peut poser les bases d'une nouvelle vision de la physique moderne.

5.1.2 Différents tests du principe d'équivalence faible

Un test du WEP peut être réalisé en comparant les accélérations de deux corps de masses et de compositions différentes dans un champ gravitationnel. Si il y a une violation du WEP, les accélérations mesurées des deux corps doivent être différentes. Le paramètre d'Eötvös, η , est utilisé pour quantifier cette différence d'accélération [107] :

$$\eta = 2 \frac{|a_1 - a_2|}{a_1 + a_2} \quad (5.2)$$

avec a_1 et a_2 les mesures des accélérations des deux corps.

D'après la biographie de Galilée réalisée par son élève, Vincenzo Viviani, ce dernier serait le premier à avoir comparé l'accélération subie par deux masses différentes. Newton a lui aussi testé la validité du WEP en comparant l'oscillation de pendules ayant des masses test de masses et de compositions différentes. Ensuite, à partir de 1890 Eötvös utilise une balance à torsion pour tester le WEP [112]. En 1922, il publie une valeur de η avec une précision de 10^{-9} . Plus récemment, l'expérience Eöt-Was [113] mesure $\eta = (0.3 \pm 1.8) \cdot 10^{-13}$. Cette valeur est confirmée par le LLR (Lunar Laser Ranging) [114]. Le principe de cette expérience est de mesurer la distance entre la Terre et la Lune en mesurant le temps mis par une impulsion

laser (sur Terre) se réfléchissant sur des miroirs en coin de cube posés sur la Lune pour faire l'aller-retour Terre/Lune. Ainsi, des données ont été accumulées pendant plus de 40 ans et donnent une valeur telle que $\eta = (-0.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-13}$.

De plus, toujours dans le but de faire une mesure de η plus poussée, le projet MICROSCOPE (MICRO-Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) a pour objectif une mesure de η avec une précision de 10^{-15} [115, 116]. Lancée en avril 2016 cette mission spatiale utilise des champs électrostatiques pour compenser les variations d'accélération des deux cylindres. Ces cylindres sont, bien entendu, de masses et de compositions différentes. Ainsi, si les champs électrostatiques utilisés pour maintenir les cylindres sont différents, alors, cela correspond à une violation du WEP. De plus, un système de deux cylindres identiques, ayant des masses identiques, est utilisé pour la calibration.

Les expériences mentionnées ci-dessus sont toutes réalisées avec des objets macroscopiques. Or, il peut également être intéressant de tester le WEP à un niveau microscopique, où s'appliquent les lois de la mécanique quantique. Les atomes apparaissent alors comme de bons candidats pour tester le WEP puisque ce sont des objets quantiques soumis aux lois de la gravitation du fait de leur masse. Il est toutefois important de garder en tête que les technologies utilisées pour tester le WEP avec des atomes sont relativement jeunes et, par conséquent, le niveau de performance de l'évaluation de η est encore inférieur aux tests utilisant des technologies classiques. Cette technologie a pourtant un fort potentiel en terme de sensibilité, stabilité et précision.

On distingue plusieurs possibilités concernant les expériences testant le WEP avec des atomes froids. Tout d'abord, il y a le choix de l'espèce atomique. Sur l'expérience ICE, nous avons fait le choix d'utiliser du ^{87}Rb et du ^{39}K mais, d'autres expériences utilisent deux isotopes du Rubidium (^{87}Rb et ^{85}Rb) ou encore, utilisent du ^6Li [117] ou du ^{170}Yb à la place du Potassium. Ensuite, comme nous l'avons abordé au chapitre 2, la sensibilité d'un accéléromètre atomique dépend du temps d'interrogation. Plus ce dernier est long, plus l'interféromètre sera sensible. Or, pour atteindre les mêmes niveaux de performances que ceux visés sur le projet MICROSCOPE, le temps d'interrogation doit être supérieur à la seconde. Cependant, les expériences de laboratoire sont soumises à la gravité et donc limitées par la chute libre des atomes. On distingue alors différents types d'expériences : les expériences fonctionnant dans un laboratoire classique et dans ce cas on observe la construction de gros appareils, et les expériences conçues pour fonctionner en microgravité.

Ainsi, les premiers tests du WEP avec des atomes froids ont été réalisés à la façon de gravimètres atomiques standards utilisant deux isotopes du Rubidium et aboutissant à une précision sur η de 10^{-7} [118]. Plus récemment, l'équipe de Zhan a obtenu une valeur de η telle que $\eta = (2.8 \pm 3.0) \cdot 10^{-8}$ [119], qui reste la meilleure performance à ce jour. Pour atteindre ce niveau de performance, le temps de chute des atomes est de 300 ms.

En regardant la dépendance du déphasage en fonction du temps d'interrogation ($\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} \cdot T^2$), on comprend aisément que, pour gagner rapidement en sensibilité, il faut augmenter le temps d'interrogation. Certains groupes [120, 121] ont alors fait le choix de réaliser leurs expériences dans des enceintes à vide de 10 m de haut où le temps de chute des atomes est supérieur à 2 secondes. Afin d'augmenter le temps d'interrogation, il est également possible de placer l'expérience en état d'impesanteur.

Lorsque l'on parle d'impesanteur, on pense alors à une mission spatiale. Un des objectifs du projet STE-QUEST (Space-Time Explorer and QUantum Equivalence principle Space Test") est de tester le principe d'équivalence faible à une précision de 10^{-15} en utilisant un

interféromètre double espèce placé en orbite autour de la Terre [26]. Un autre objectif de la mission sera de tester du décalage vers le rouge gravitationnel en utilisant une horloge atomique. Cependant, une mission spatiale est un projet qui coute cher et il est nécessaire de prouver la faisabilité de la mission en réalisant des expériences en micropesanteur sur Terre.

Il existe plusieurs moyens d'accéder à la micropesanteur sur Terre. Tout d'abord, il y a la tour de chute libre du ZARM (Centre des technologies appliquées au spatial et de la microgravité) à Brême. Cette tour, haute de 146 m, donne accès à 9.3 s de micropesanteur et peut effectuer jusqu'à trois tirs par jour. L'expérience QUANTUS (QUANTengase Unter Schwerelosigkeit) a été conçue pour fonctionner au ZARM. En 2010, ils ont ainsi réalisé le premier condensat de Bose-Einstein (BEC) en micropesanteur [48]. Suite à ce premier résultat, la même équipe a réalisé le premier interféromètre atomique sur un condensat en impesanteur en utilisant des transitions de Bragg [122].

Nous pouvons également parler du projet MAIUS (MAteriewellen-Interferometrie Unter Schwerelosigkeit), ayant également pour objectif le test du principe d'équivalence mais, l'expérience est conçue pour fonctionner à bord d'une fusée-sonde, offrant environ six minutes de micropesanteur [49]. La première version du projet, MAIUS-1, a été lancée avec succès le 23 janvier 2017 et a créé le premier BEC dans l'espace [123].

Enfin, l'expérience ICE décrite dans ce document est également adaptée à la micropesanteur puisque nous avons pour objectif de tester le principe d'équivalence faible avec une précision de l'ordre de 10^{-11} à bord de l'avion ZERO-G de Novespace. Cet environnement est facile d'accès puisqu'il n'y a pas besoin de conditionnement particulier pour l'expérience et il est toujours possible de réaliser des changements. De plus, le simulateur de microgravité, construit par l'entreprise Symétrie, que nous avons au laboratoire sera un nouveau moyen d'accéder à la micropesanteur au laboratoire, toute l'année. Nous résumons dans le tableau 5.1 les différentes expériences d'atomes froids sur le test du principe d'équivalence faible.

Expérience	Espèce atomique	Environnement	Niveau de vibration	Durée de la chute libre	Perfo	
					visée	actuelle
Hänsch	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Sol	-	80 ms	-	10^{-7} [118]
ATLAS	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Sol	-	40 ms	-	10^{-7} [124]
Bresson	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Sol	$10^{-3}g$	50 ms	10^{-9} [125]	10^{-7} [126]
Zhan	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	-	300 ms	-	10^{-8} [119]
Kasevich	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	$10^{-8}g$	2.3 s	10^{-15} [120]	-
VLBAI ¹	$^{170}\text{Yb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	$10^{-7}g$	2.6 s	10^{-13} [121]	-
QUANTUS	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Tour du ZARM	$10^{-6}g$	9 s	10^{-11} [127]	-
ICE	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Avion ZERO-G	$10^{-2}g$	20 s	10^{-11} [128]	10^{-4} [129]
ICE	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Simulateur 0g	-	500 ms	10^{-12}	-
STE-QUEST	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Satellite	$10^{-6}g$	5 ans	10^{-15} [26]	-

TABLE 5.1 – Bilan des expériences ayant pour objectif de tester le principe d'équivalence faible en utilisant un interféromètre atomique double espèces.

Dans la suite du chapitre, nous présenterons les résultats obtenus sur l'expérience ICE au laboratoire ainsi que lors de la campagne de vol d'avril/mai 2015.

1. Very Long Baseline Atom Interferometry

5.2 Test du principe d'équivalence faible au laboratoire

5.2.1 Performances du gravimètre double espèces

Au laboratoire, le temps d'interrogation est limité à 22 ms à cause de la chute des atomes, de la taille de l'enceinte à vide et du système de détection (voir chapitre 2). Nous présentons ici des résultats où le temps d'interrogation est égal à 20 ms. De plus, les impulsions Raman sont simultanées et donc, les facteurs d'échelles des deux interféromètres n'ont pas été égalisés, nous avons donc $\kappa = S_{\text{Rb}}/S_{\text{K}} = 0.98265$. De plus, l'intensité des faisceaux Raman pour le Rubidium a été ajustée de façon à ce que les impulsions Raman des deux interféromètres aient la même durée. On a alors $\tau_{\pi} = 5 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi/2} = 2.5 \mu\text{s}$. La température des nuages atomiques est de $5 \mu\text{K}$ pour le rubidium et de $8 \mu\text{K}$ pour le potassium après l'étape de préparation d'états. Enfin, la valeur de la rampe α_0 appliquée sur les atomes pour rester à résonance (cf chapitre 1) a été évaluée expérimentalement et nous obtenons $\alpha_0^{\text{Rb}} = 25.134914 \text{ MHz/s}$ pour le ^{87}Rb et $\alpha_0^{\text{K}} = 25.578734 \text{ MHz/s}$ pour le ^{39}K . Ces rampes ont été déterminées expérimentalement en suivant l'évolution de la frange centrale de l'interféromètre en augmentant le temps d'interrogation.

Chaque frange est obtenue grâce à la répétition d'une même séquence. Chaque séquence nous donne une valeur de probabilité de présence et les vibrations sont utilisées pour scanner les franges. De plus, nous prenons des points en alternant le sens de la rampe appliquée. Cette astuce expérimentale nous permet de rejeter une partie des effets systématiques s'appliquant sur l'interféromètre. Ainsi, nous reconstruisons deux franges pour chaque espèce atomique. Une frange est réalisée avec l'application d'une rampe $+\alpha$ permettant de rester à résonance avec la transition $|f, p\rangle \rightarrow |e, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$. L'autre est réalisée avec une rampe $-\alpha$ permettant de rester à résonance avec la transition $|f, p\rangle \rightarrow |e, p - \hbar k_{\text{eff}}\rangle$. Cette façon de prendre des données permet lors de l'analyse de retirer le déphasage créé par des effets systématiques qui sont indépendant du signe du vecteur d'onde effectif. On note Φ_{sys} le déphasage induit par les effets systématiques en sortie de l'interféromètre et on note Φ_{vib} le déphasage induit par les vibrations du miroir, enregistrées par notre accéléromètre mécanique. Ainsi, si l'on reprend l'équation 1.30 du chapitre 1 et que l'on tient compte de Φ_{sys} et de Φ_{vib} , on obtient alors pour chaque espèce atomique :

$$\begin{cases} \Phi_{\text{exp},+} = (k_{\text{eff}} g - 2\pi\alpha_0)T^2 + \Phi_{\text{vib},+k} + \Phi_{\text{sys},+k_{\text{eff}}} \\ \Phi_{\text{exp},-} = -(k_{\text{eff}} g - 2\pi\alpha_0)T^2 + \Phi_{\text{vib},-k} + \Phi_{\text{sys},-k_{\text{eff}}} \end{cases} \quad (5.3)$$

Par convention, nous additionnons le déphasage induit par les effets systématiques. Ensuite, nous corrigeons cette phase avec les données acquises par l'accéléromètre mécanique. Ceci nous permet de retirer le déphasage lié aux vibrations. Cette correction fait également intervenir le biais de l'accéléromètre mécanique, b_0 , qui dérive au cours du temps :

$$\begin{cases} \Phi_{\text{corr},+} = \Phi_{\text{exp},+} - \Phi_{\text{vib},+k} - b_0 k_{\text{eff}}T^2 = (g - b_0)k_{\text{eff}}T^2 - 2\pi\alpha_0T^2 + \Phi_{\text{sys},+k_{\text{eff}}} \\ \Phi_{\text{corr},-} = \Phi_{\text{exp},-} - \Phi_{\text{vib},-k} + b_0 k_{\text{eff}}T^2 = -(g - b_0)k_{\text{eff}}T^2 + 2\pi\alpha_0T^2 + \Phi_{\text{sys},-k_{\text{eff}}} \end{cases} \quad (5.4)$$

Connaissant la valeur de la rampe α_0 , nous pouvons déduire les valeurs des accélérations mesurées pour chacune des deux rampes :

$$\begin{cases} g_{\text{exp},+} = \frac{\Phi_{\text{corr},+}}{k_{\text{eff}}T^2} + \frac{2\pi\alpha_0}{k_{\text{eff}}} = g - b_0 + \frac{\Phi_{\text{sys},+k_{\text{eff}}}}{k_{\text{eff}}T^2} \\ g_{\text{exp},-} = -\frac{\Phi_{\text{corr},-}}{k_{\text{eff}}T^2} + \frac{2\pi\alpha_0}{k_{\text{eff}}} = g - b_0 - \frac{\Phi_{\text{sys},-k_{\text{eff}}}}{k_{\text{eff}}T^2} \end{cases} \quad (5.5)$$

Ensuite, à partir du système précédent, nous pouvons retirer les effets systématiques in-

dépendant du signe de k_{eff} en calculant la moyenne des accélérations pour chaque espèce :

$$g_{\text{exp}} = \frac{(g_{\text{exp},+} + g_{\text{exp},-})}{2} = g - b_0 + \frac{1}{2k_{\text{eff}}T^2} \times (\Phi_{\text{sys},+k_{\text{eff}}} - \Phi_{\text{sys},-k_{\text{eff}}}) \quad (5.6)$$

On constate que la mesure de g effectuée dépend du biais de l'accéléromètre mécanique utilisé pour reconstruire les franges. Ainsi, si l'on souhaite connaître l'accélération de pesanteur avec une certaine précision, alors, il nous faudra connaître le biais de l'AM utilisé avec la même précision. Nous pouvons évaluer l'évolution de ce biais en fonction du temps de manière expérimentale, comme illustré figure 5.1, à partir de la valeur moyenne des accélérations mesurées pendant l'interféromètre. Nous avons pu observer que cette dérive était corrélée avec l'évolution de la température à l'intérieur du blindage magnétique. Cette méthode est loin d'être parfaite, et, pour le futur de l'expérience ICE, il est prévu de se débarrasser de cette dérive lente en ajoutant un filtre passe-haut pour couper la composante continue du signal en sortie de l'accéléromètre.

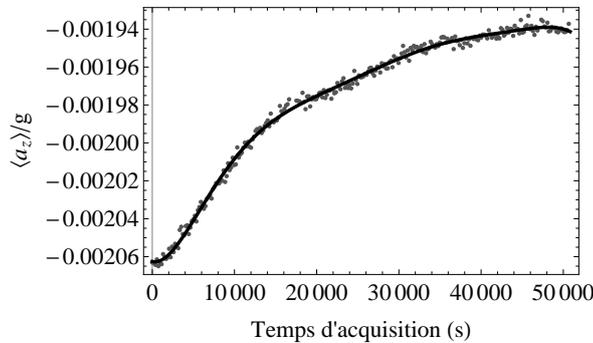


FIGURE 5.1 – Biais, $b_0 \approx 2.10^{-3}$ g, de l'accéléromètre mécanique (Nanometrics Titan) en fonction du temps. Gris : Accélération moyenne selon l'axe z pendant la durée de l'interféromètre. Noir : Signal obtenu en lissant les valeurs des accélérations moyennes avec un polynôme d'ordre 7.

Nous représentons figure 5.2 le résultat d'un cycle de mesures de notre gravimètre double espèce. Les franges sont reconstruites en appliquant la méthode FRAC corrective (voir chapitre 1). Chaque frange est composée de 42 points. Pour chaque espèce atomique, le contraste est similaire pour les deux franges. Pour le potassium, nous avons un contraste de 20.1% avec $+k_{\text{eff}}$ et de 19.2% avec $-k_{\text{eff}}$. Pour le rubidium, nous avons un contraste de 35.7% avec $+k_{\text{eff}}$ et de 37.1% avec $-k_{\text{eff}}$.

Ce cycle de mesure est ensuite répété un certain nombre de fois pour évaluer la stabilité de l'expérience. On représente figure 5.3 les valeurs expérimentales, corrigées de la dérive du biais de l'accéléromètre, obtenues avec chaque espèce atomique pour l'accélération de pesanteur pour un vecteur d'onde $+k_{\text{eff}}$ et $-k_{\text{eff}}$. Nous pouvons alors nous intéresser à la moyenne et à la différence entre les valeurs obtenues avec $+k_{\text{eff}}$ et $-k_{\text{eff}}$. La prise de donnée séquentielle, c'est à dire alternant le signe de la rampe de fréquence appliquée, permet de réduire la contribution des effets systématiques indépendants du signe du vecteur d'onde. Cette méthode ne permet pas de se débarrasser des effets systématiques dépendants du signe du vecteur d'onde ce qui explique que l'on n'obtient pas la même valeur de g_{exp} pour les deux espèces atomiques.

Ensuite, nous observons des fluctuations importantes sur l'estimation de g_{exp} pour les deux espèces atomiques. Ces variations sont dues aux résidus de la soustraction du biais qui ne sont pas retirés par cette méthode. Ils sont alors considérés comme un effet systématique.

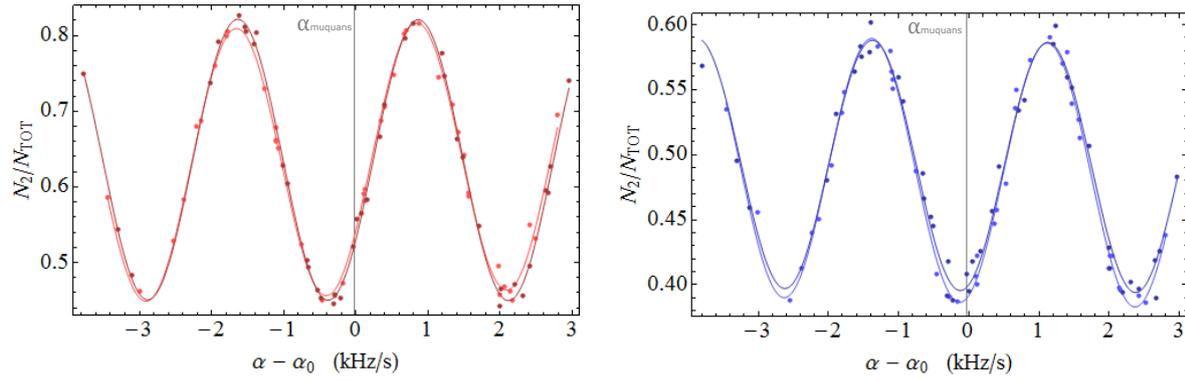


FIGURE 5.2 – Franges d'interférence obtenues au laboratoire avec un temps d'interrogation $T = 20$ ms et des impulsions de durée $\tau_\pi = 5 \mu s$ et $\tau_{\pi/2} = 2.5 \mu s$. Les points correspondent aux données expérimentales reconstruites par méthode FRAC et les courbes aux ajustements sinusoidaux. À gauche : franges de rubidium avec une rampe de fréquence positive (rouge foncé) et négative (rouge clair). À droite : franges de potassium avec une rampe de fréquence positive (bleu foncé) et négative (bleu clair).

Toutefois, dans le cadre de l'étude du WEP, cet effet est commun aux deux espèces atomiques et est rejeté en grande partie lors du calcul du paramètre d'Eötvös, comme illustré figure 5.4, ainsi que sur la variance d'Allan de η que nous présentons dans la section 5.2.4.

Enfin, si l'on regarde la différence des $g_{exp,\pm}$ pour chaque espèce atomique, ces fluctuations sont retirées. Cette différence ne contient alors que les effets systématique dépendant du signe de k_{eff} . Il sera intéressant de s'intéresser à cette courbe pour évaluer la stabilité des effets systématiques dépendant du signe du vecteur d'onde effectif.

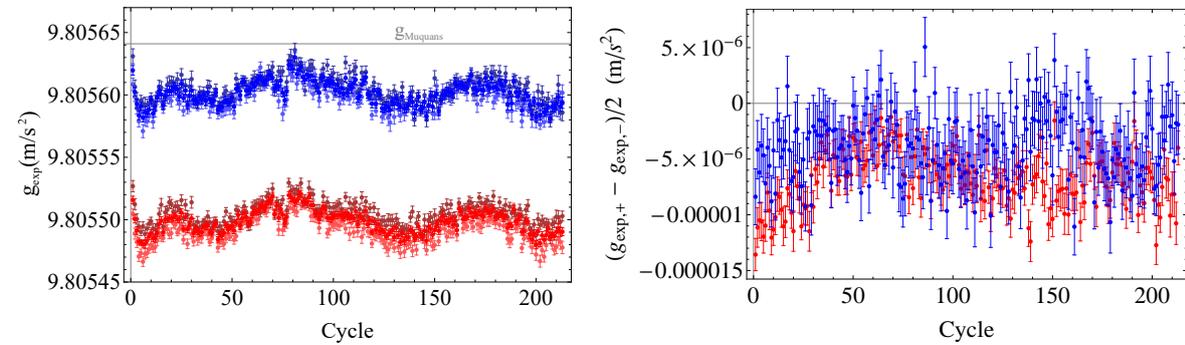
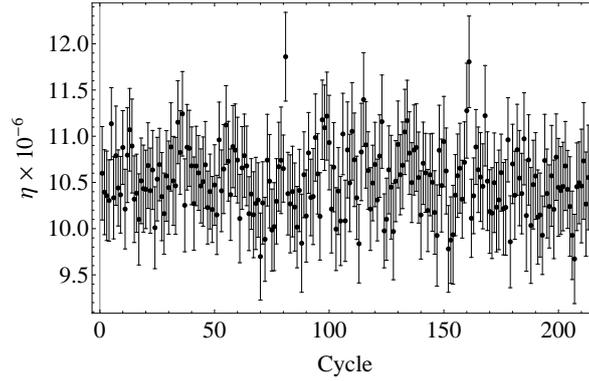


FIGURE 5.3 – Gauche : Mesures de l'accélération des deux espèces atomiques. Les résultats obtenus avec $+k_{eff}$ sont respectivement en orange (Rb) et bleu clair (K), et ceux avec $-k_{eff}$ en marron (Rb) et bleu foncé (K). La moyenne entre ces deux valeurs est représentée en rouge pour le rubidium et en bleu pour le potassium. Droite : Différence des valeurs d'accélération obtenues avec $+k_{eff}$ et $-k_{eff}$ pour le rubidium (rouge) et pour le potassium (bleu).

Finalement, sur l'ensemble des données, nous obtenons une valeur moyenne de g_{exp} de $9.805494(8.90 \times 10^{-6}) \text{ m.s}^{-2}$ pour le rubidium et de $9.805597(8.95 \times 10^{-6}) \text{ m.s}^{-2}$ pour le potassium. Les incertitudes correspondent à l'erreur statistique des données. A titre d'exemple, la société Muquans [22] hébergée au deuxième étage du même bâtiment que nous, mesure $g = 9.80561 \text{ m.s}^{-2}$ avec leur gravimètre à atomes de rubidium. En corrigeant cette valeur du gradient de gravité, nous obtenons une valeur $g_{Muquans} = 9.80564 \text{ m.s}^{-2}$.


 FIGURE 5.4 – Valeurs de η calculées à partir des résultats de la figure 5.3.

Après avoir évalué les accélérations subies par chaque espèce atomique, nous pouvons maintenant évaluer la valeur du paramètre d'Eötös, η , au cours du temps en utilisant l'équation 5.2. On a alors :

$$\eta_{\text{exp}} = 2 \frac{|g_{\text{exp,Rb}} - g_{\text{exp,K}}|}{g_{\text{exp,Rb}} + g_{\text{exp,K}}} \quad (5.7)$$

On représente figure 5.4 l'évolution temporelle de η . Nous pouvons alors déduire une valeur moyenne de η de $(10.51 \pm 0.45) \times 10^{-6}$. L'incertitude correspond toujours à l'erreur statistique des mesures. Cette valeur ne tient pas compte des différents effets systématiques que nous calculons dans la section 5.2.2.

5.2.2 Étude des effets systématiques

Les atomes ne sont pas uniquement sensibles à l'accélération. Ils sont également sensibles aux rotations (effet Coriolis). De plus, comme nous avons pu le voir au chapitre 2, ce sont également d'excellents magnétomètres mais ils sont, par exemple, également sensibles aux lasers utilisés pour les interroger (front d'onde, champ électrique etc). De plus, l'analyse des données avec la méthode FRAC fait intervenir le biais de l'accéléromètre mécanique utilisé. On regroupe sous le nom d'effets systématiques l'ensemble des phénomènes entraînant un déphasage en sortie de l'interféromètre qui n'est pas induit par l'accélération des atomes mais qui est lié aux paramètres expérimentaux et à l'environnement des atomes. L'étude de ces effets est donc indispensable puisqu'ils induisent des erreurs et des incertitudes lors du calcul de l'accélération. D'après les résultats de la section précédente, la valeur de g obtenue est différente pour les deux espèces et correspond à une différence de phase de 600 mrad ($\sim 10^{-5}$)g.

Nous nous concentrons principalement sur les effets systématiques affectant les gravimètres mais il y a également des effets systématiques liés à la mesure du principe d'équivalence faible comme par exemple la superposition des deux nuages d'atome ou l'alignement relatif des faisceaux Raman que nous aborderons brièvement.

Avant d'étudier plus précisément les différents effets systématiques de l'expérience, nous précisons la convention des axes utilisée pour cette étude (figure 5.5). Tout d'abord, l'axe z est orienté dans le sens de la gravité. Ensuite, nous pouvons distinguer deux cas. Dans le premier cas, les atomes sont poussés vers le haut, c'est à dire dans le sens opposé à \vec{g} . On

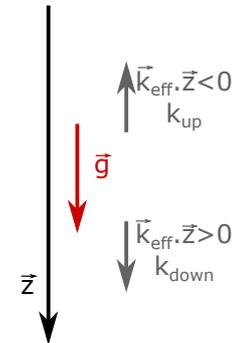


FIGURE 5.5 – Convention d'axes utilisée

qualifiera alors le vecteur d'onde effectif de k_{up} . Dans la convention utilisée, ceci correspond à un vecteur d'onde effectif négatif ($-k_{\text{eff}}$). Le déphasage correspondant à un interféromètre réalisé avec ce vecteur d'onde est négatif et il est noté $\Phi_{\text{exp},-}$. A l'inverse, dans le second cas, les atomes sont poussés dans le même sens que \vec{g} , le vecteur d'onde effectif est alors qualifié de k_{down} et correspond au vecteur d'onde effectif $+k_{\text{eff}}$. Dans ce cas, le déphasage en sortie de l'interféromètre est noté $\Phi_{\text{exp},+}$. En utilisant la même convention, pour les effets systématiques, nous utilisons les notations $\Phi_{\text{sys},-}$ et $\Phi_{\text{sys},+}$ pour les déphasages induits par les effets systématiques.

Effet Zeeman quadratique

Malgré la préparation des atomes dans un état non magnétique ($m_F = 0$), ces derniers subissent tout de même un décalage de fréquence associé à un déplacement Zeeman du deuxième ordre. Le décalage de fréquence associé à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ de l'atome selon l'équation [53] :

$$\Delta G = 2\pi \times \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2\hbar^2 \nu_{\text{HF}}} B^2 = 2\pi \times K B^2 \quad (5.8)$$

où ΔG est le décalage de la fréquence d'horloge, g_J et g_I les facteurs représentant respectivement les moments dipolaires magnétiques des électrons et du noyau, μ_B le magnéton de Bohr et ν_{HF} la fréquence associée à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$. Ainsi, pour chaque espèce atomique mise en jeu dans notre expérience, nous calculons le facteur K et obtenons $K_{\text{Rb}} = 575.15 \text{ Hz/G}^2$ et $K_{\text{K}} = 8513.75 \text{ Hz/G}^2 \sim 15 \times K_{\text{Rb}}$, ce qui montre que l'effet Zeeman quadratique affecte environ quinze fois plus le ^{39}K que le ^{87}Rb . Le calcul du déphasage $\Phi_{B(t)}$ en sortie de l'interféromètre lié à l'effet Zeeman quadratique est détaillé dans la référence [130] :

$$\Phi_{B(t)} = 2\pi K \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) B(t)^2 dt \quad (5.9)$$

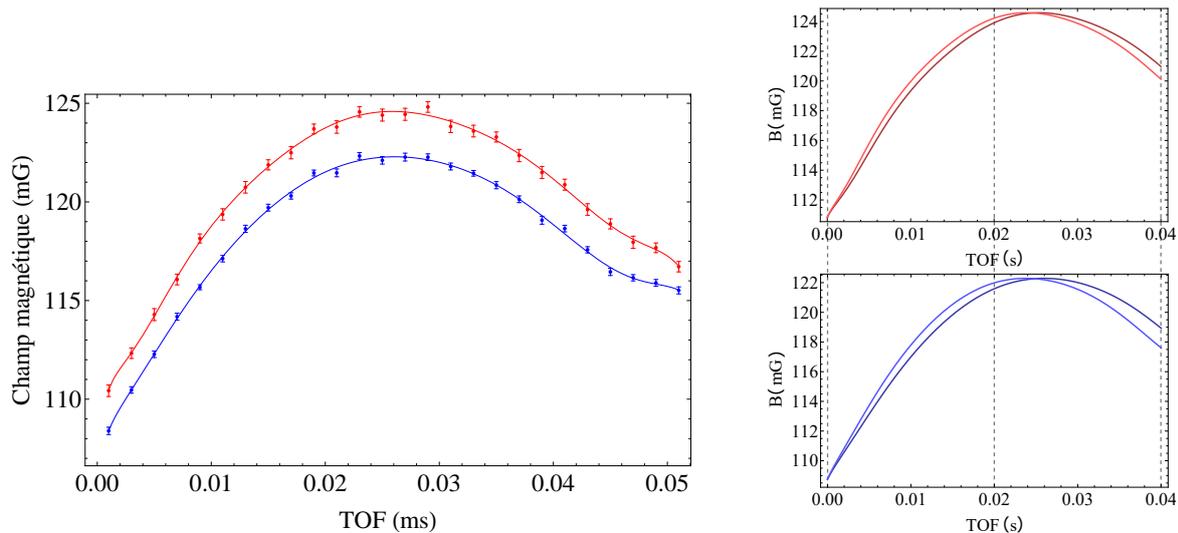


FIGURE 5.6 – Gauche : Cartographie du champ magnétique dans le laboratoire le long de l'axe de quantification en fonction du temps de vol avec chaque espèce atomique, le ^{87}Rb en rouge et le ^{39}K en bleu. Droite : Ajustement à la courbe à gauche pour les trajectoires des atomes de rubidium (rouge) et de potassium (bleu) selon les interféromètres avec $+k_{\text{eff}}$ (couleurs claires) et $-k_{\text{eff}}$ (couleurs foncées). Les lignes en pointillés représentent les impulsions Raman de l'interféromètre.

Ainsi, si le champ magnétique appliqué sur les atomes pour séparer les sous niveaux Zeeman est constant pendant l'interféromètre, alors le déphasage induit par l'effet Zeeman quadratique est nul à cause de la parité de la fonction de sensibilité $g_s(t)$ (fonction impaire). Or, comme nous l'avons vu au chapitre 2, nous sommes en présence de courants de Foucault ainsi que d'objets magnétiques qui entraînent des modifications temporelles et spatiales (gradient) du champ magnétique vu par les atomes. L'installation d'un asservissement a permis de limiter ces effets mais, la méthode étant imparfaite, le champ magnétique n'est pas constant et le déphasage créé par l'effet Zeeman quadratique n'est pas nul.

De ce fait, il est crucial de mesurer le champ magnétique vu par les atomes. Nous cartographions le champ magnétique avec chaque espèce atomique en utilisant la méthode décrite au chapitre 2, section 2.3.2. Nous représentons dans la figure 5.6 l'évolution du champ magnétique vu par les atomes au cours de l'interféromètre. Une première constatation que l'on puisse faire est que le champ magnétique vu par les deux espèces atomiques est différents. Ceci est certainement le signe que les deux nuages ne sont pas parfaitement superposés. Ensuite, un des inconvénients de cette méthode est qu'elle ne permet pas de différencier les variations temporelles des variations spatiales puisqu'en faisant varier le temps de vol pour imager le champ, nous faisons également varier la position des atomes. Nous considérons alors les variations au cours de l'interféromètre comme des variations temporelles et lisons le profil obtenu avec une fonction polynomiale d'ordre 9. De plus, nous pouvons également évaluer le champ magnétique vu par les atomes en fonction du sens du vecteur d'onde effectif appliqué.

Ayant défini l'évolution du champ magnétique, nous pouvons finalement calculer le déphasage créé par ce dernier. Nous résumons les valeurs obtenues dans le tableau 5.2. De plus, lors de cette prise de donnée ainsi que lors de la prise de donnée pour le test du WEP, nous avons enregistré le champ magnétique mesuré par la sonde utilisée pour asservir le champ magnétique et celui-ci est stable, et donc, les effets systématiques qui lui sont liés le sont également. De plus, nous avons mesuré plusieurs fois le champ magnétique vu par les atomes et la courbe que nous obtenons est reproductible.

Déphasage	Rubidium (mrad)	Potassium (mrad)
$+k_{\text{eff}}$	12.9 (0.2)	201.5 (1.4)
$-k_{\text{eff}}$	5.9 (0.2)	60.9 (0.80)

TABLE 5.2 – Bilan des déphasages induits par l'effet Zeeman quadratique sur l'interféromètre double espèce. Les incertitudes sont obtenues à partir des incertitudes des différents paramètres.

Effet des raies parasites sur l'interféromètre de ^{87}Rb

Le système laser permettant de refroidir le rubidium est décrit au chapitre 2. Dans ce système, un modulateur de phase (EOM) à 1560 nm est utilisé pour générer la seconde fréquence Raman. Cette étape est suivie par un doublage de fréquence optique. Le spectre issu de ce système est schématisé figure 5.7. Sur la figure du milieu, nous pouvons observer la porteuse au centre, les fréquences générées à ± 6.834 GHz, ainsi que les différentes harmoniques. Pour la réalisation de notre interféromètre, nous ne sommes intéressés que par les champs électriques E_0 et E_1 pour réaliser les transitions Raman, mais, comme nous ne nous débarrassons pas des autres fréquences, elles créent des interféromètres parasites, schématisés à droite de la figure 5.7. En effet, chaque paire de fréquences $\omega_L + (m+1)\omega_{\text{HF}}$ et $\omega_L + m\omega_{\text{HF}}$ peut former une transition Raman entre les états $|f, p\rangle$ et $|e, p + \hbar k_{\text{eff}} + m\hbar\Delta k\rangle$, où $\Delta k = 2\omega_{\text{HF}}/c$.

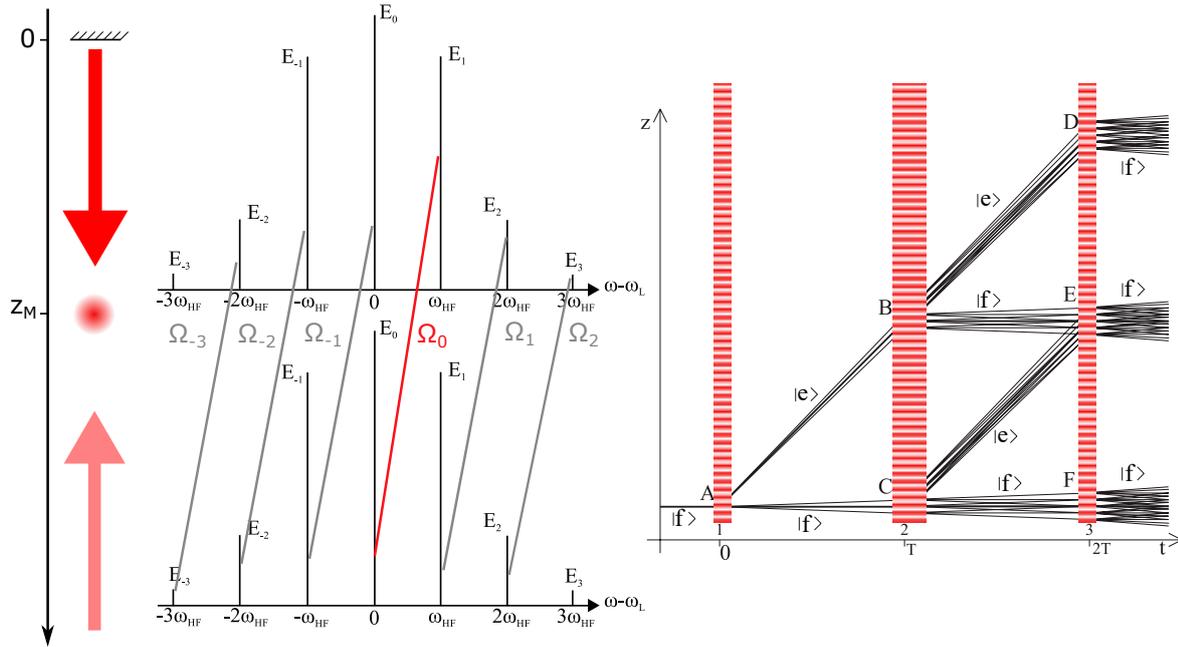


FIGURE 5.7 – Gauche : illustration de la distance z_M comme étant la distance séparant les atomes du miroir de référence. Milieu : Schéma du spectre Raman observé avec l'interféromètre de Fabry-Pérot, en sortie du modulateur de phase et du doublage de fréquence. $\omega_{\text{HF}}/2\pi = 6.834$ GHz correspond à la fréquence d'horloge et $\omega_L/2\pi = 384.230484$ THz correspond à la fréquence optique du laser utilisé. Droite : Schéma des interféromètres rubidium provenant de certaines fréquences parasites représentées sur le spectre de gauche. Image adaptée de la référence [131].

Afin de calculer le déphasage généré par ces interféromètres parasites, nous utilisons le travail réalisé dans la référence [131]. Lorsque la séparation spatiale entre les chemins des interféromètres parasites est faible devant la longueur de cohérence atomique, le déphasage global peut être défini grâce aux déphasages correspondant aux différentes positions des atomes aux moment des impulsions Raman :

$$\Phi = \Phi(z_A) + \Phi(z_E) - \Phi(z_B) - \Phi(z_C) \quad (5.10)$$

où

$$\Phi(z) = \arg \left(\sum_m \Omega_m e^{im\Delta kz} \right) \quad (5.11)$$

Dans ces équations, z_i représente la position des atomes au point i , où $i = \{A, B, C \text{ ou } E\}$, définie sur la figure 5.7, et Ω_m est la fréquence de Rabi effective associée à la transition m , définie par :

$$\Omega_m = \frac{E_{m+1}E_m}{E_1E_0} \times \frac{\Delta}{\Delta + m\omega_{\text{HF}}} \times \Omega_0 \quad (5.12)$$

où Δ est le désaccord Raman.

La première chose à faire est de vérifier que l'expérience remplit bien la condition nécessaire à l'application de cette méthode. La longueur de cohérence atomique est définie par $\frac{h}{m_{\text{at}}k_B T_{\text{at}}}$ et vaut 2.1×10^{-7} . En comparaison, la séparation spatiale des chemins est égale à $\frac{h\Delta k T}{m_{\text{at}}}$ et vaut 4.16×10^{-9} . Nous pouvons donc appliquer la méthode décrite dans la référence [131].

Ensuite, la position z_i des atomes est définie par rapport à la position du miroir de référence

z_M :

$$\begin{aligned}
 z_A &= z_M \\
 z_B &= z_M + \left(v_0 + \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m_{\text{Rb}}}\right) \times T + \frac{1}{2}gT^2 \\
 z_C &= z_M + v_0T + \frac{1}{2}gT^2 \\
 z_E &= z_M + \left(2v_0 + \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m_{\text{Rb}}}\right) \times 2T + \frac{1}{2}g(2T)^2
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

Au premier abord, nous considérons que la position initiale des atomes (à la fin de mélasse) est située au centre de l'enceinte à vide. Toutefois, ceci n'est pas précis rien ne nous permet de l'affirmer à 100%. De plus, si l'on réalise des simulations en changeant la position du miroir de référence de quelques millimètres, on se rend compte que le déphasage engendré varie de plus de 100 mrad. Il est donc primordial d'évaluer correctement la position des atomes par rapport au miroir de référence.

Afin de déterminer avec précision la position des atomes par rapport au miroir, nous décidons de faire varier cette distance en surélevant la structure utilisée pour le maintenir. Nous réalisons ensuite des interféromètres en faisant varier le temps d'interrogation. Nous procédons ainsi pour 3 distances différentes puis nous ajustons les trois courbes avec une valeur supposée pour z_M qui est fonction de notre première estimation et de la mesure de la surélévation du miroir. Ceci nous permet d'estimer la position du miroir de référence avec une précision de 100 μm . Nous pouvons finalement déterminer une correction à appliquer sur notre estimation de départ.

Le déphasage dû aux raies parasites est bien entendu dépendant du ratio des intensités. Nous pouvons finalement utiliser l'équation 5.11 pour calculer le déphasage. Nous obtenons ainsi un déphasage de 192(8) mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et de -184(8) mrad pour $-k_{\text{eff}}$.

Étude préliminaire de l'effet de la courbure du front d'onde

Nous avons vu au chapitre 1 que le déphasage des franges d'interférences dépendait de la phase des lasers qui se retrouve imprimée sur les atomes. Or, le front d'onde des lasers peut être ponctué d'imperfections locales. Nous pouvons distinguer deux catégories d'imperfections : la courbure du front d'onde et les aberrations optiques. De plus, le nuage ayant une température finie, sa taille augmente au cours du temps. Ainsi, lors de la dernière impulsion Raman, le nuage voit une portion de faisceau plus importante qu'à la première impulsion.

De plus, le faisceau Raman est collimaté puis est rétroréfléchi. Cette géométrie implique que les rayons de courbures des fronts d'onde aller et retour se compensent [132]. Le déphasage devrait alors être essentiellement dû aux aberrations qui ne sont pas communes aux deux lasers, c'est à dire, celles induites par le hublot du haut, la lame quart d'onde et le miroir de référence.

Une méthode permettant d'évaluer l'effet des aberrations de front d'onde sur un interféromètre atomique est décrite dans la référence [133]. Cette méthode implique la mesure des aberrations avec un Shack-Hartmann. Or comme nous venons de le dire, du fait de la géométrie rétroréfléchie du faisceau, la plus grande partie des aberrations sont liées au hublot supérieur, à la lame $\lambda/4$ et au miroir de rétro-réflexion. Or, si l'on veut isoler la contribution de ces optiques, la mesure des aberration doit être faite avant de faire le vide dans la chambre de science. Ceci n'a pas été fait sur notre expérience, il nous sera donc difficile d'estimer correctement le déphasage lié aux aberrations.

Nous pouvons toutefois vérifier la collimation de nos faisceaux Raman. Nous utilisons pour cela la méthode du couteau, permettant de mesurer la taille des faisceaux à différents endroits afin d'en déterminer la divergence. Cette méthode nous permet également d'estimer la position du waist du faisceau ainsi que sa longueur de Rayleigh. Nous constatons alors que le faisceau Raman rubidium et celui du potassium ne sont pas exactement collimatés de la même manière. Nous mesurons une longueur de Rayleigh $z_R = 113.08$ m pour le ^{87}Rb et $z_R = 23.387$ m pour le ^{39}K . De plus, le déphasage associé à la courbure du front d'onde peut être estimé grâce à la relation [132] :

$$\Phi_{\text{front}} = k_{\text{eff}} \frac{(v_{\text{at}} T)^2}{R(z)} \quad (5.14)$$

où v_{at} est la vitesse moyenne des atomes dans le nuage et $R(z)$ le rayon de courbure du faisceau laser au niveau des atomes. Il faut ensuite tenir compte du fait que le faisceau est rétro-réfléchi, donc, les vecteurs d'ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ne parcourent pas la même distance avant d'interagir avec les atomes. Nous devons alors tenir compte de la différence de divergence des deux faisceaux liée à la distance supplémentaire parcourue entre les atomes et le miroir. On obtient donc un déphasage de $13(4)$ μrad pour le rubidium et de $612(92)$ μrad pour le potassium pour un vecteur d'onde $+k_{\text{eff}}$.

Nous n'avons absolument pas tenu compte des aberrations optiques. Casser le vide et analyser le faisceau permettrait d'estimer ces aberrations et de calculer l'effet systématique associé.

Effet Coriolis

Les atomes sont en chute libre pendant l'interféromètre. Or, nous réalisons l'expérience sur Terre et le référentiel terrestre est lui-même en rotation dans un référentiel galiléen. Donc, l'accélération d'un corps sur Terre est la somme de l'accélération dans le référentiel terrestre, de l'accélération d'entraînement et l'accélération de Coriolis. Ainsi, nous pouvons écrire l'accélération sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \vec{a}_{\text{terrestre}} + \vec{a}_{\text{entraînement}} + \vec{a}_{\text{Coriolis}} \\ &= \vec{g} + 2\vec{\Omega}_{\oplus} \wedge \vec{v} \end{aligned} \quad (5.15)$$

où \vec{v} est la vitesse des atomes dans le référentiel terrestre et $\vec{\Omega}_{\oplus}$ est le vecteur de rotation de la Terre.

De plus, comme nous le verrons au chapitre 6, des atomes ayant une vitesse sont sensibles aux rotations [38]. Le déphasage qui en résulte peut être exprimé par :

$$\Phi_C = (2\vec{\Omega}_{\text{ref}} \wedge \vec{v}) \times \vec{k}_{\text{eff}} T^2. \quad (5.16)$$

où $\vec{\Omega}_{\text{ref}}$ est la vitesse de rotation en tenant compte de la latitude Φ du laboratoire. Dans notre cas, on a $\Omega_{\text{ref}} = \Omega_{\oplus} \cdot \cos(\Phi) = 5.17 \times 10^{-5}$.

Nous utilisons ensuite une caméra pour estimer la vitesse initiale transverse des atomes dans le référentiel de l'expérience. On trouve $v_{0,\text{Rb}} = 1$ mm.s $^{-1}$ et $v_{0,\text{K}} = 4$ mm.s $^{-1}$. Cette vitesse initiale n'est pas négligeable et elle est certainement causée par un déséquilibre de l'alignement des faisceaux du MOT. Nous aboutissons ainsi à un déphasage de $\pm 666(66)$ μrad pour le rubidium et de $\pm 2.7(0.1)$ mrad pour le potassium suivant le signe du vecteur d'onde effectif.

Déplacement lumineux à un photon

Un atome exposé à un faisceau laser voit un déplacement des niveaux d'énergie des états couplés. Au chapitre 1, nous avons négligé ce déplacement lumineux, $\delta^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_f^{\text{AC}}$, associé à la présence du laser. Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} correspondent aux déplacements respectifs des niveaux $F = 1$ et $F = 2$ de chaque espèce atomique. Le calcul du déplacement lumineux est identique à celui effectué dans [37, 39] pour des faisceaux polarisés circulairement puisque dans le cas d'une polarisation linéaire, comme dans notre cas, les deux composantes $\sigma+$ et $\sigma-$ contribuent à parts égales. En tenant compte de la polarisation des faisceaux, des forces de raies et des coefficients de Clebsch-Gordan, le déplacement des niveaux hyperfins $|f\rangle$ et $|e\rangle$ s'écrit alors :

$$\Omega_f^{\text{AC}} = \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - G)} \right) \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \Omega_e^{\text{AC}} = & \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + G)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + G)} \right) \\ & + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Nous rappelons que Ω_1 et Ω_2 sont les pulsations de Rabi associées à chaque fréquence du laser L_i ($i = 1, 2$) et que G est la fréquence d'horloge de la transition. De plus, Δ_2 est la fréquence hyperfine correspondant à l'écart de fréquence entre les niveaux $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$ et Δ_3 est la fréquence hyperfine correspondant à l'écart de fréquence entre les niveaux $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 3\rangle$.

Pour certains cas, il est possible de compenser le déplacement lumineux à un photon en adaptant le rapport d'intensité des deux faisceaux. Nous pouvons distinguer deux cas : celui où $\Delta < G$ et celui où $\Delta > G$. Par exemple, pour le rubidium, nous sommes dans le premier cas, celui où $\Delta < G$. Dans ce cas, le laser 1 L_1 est désaccordé vers le rouge par rapport au niveau $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ et vers le bleu par rapport à $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$, comme illustré figure 5.8 (voir chapitre 1). Dans cette configuration, les déplacements de niveaux créés par ce faisceau sont de signes opposés. Le second laser L_2 est décalé dans le rouge pour les deux transitions. Il est possible de trouver ratio d'intensité tel que $\delta^{\text{AC}} = 0$.

À titre d'exemple, nous pouvons considérer l'expression simplifiée 5.19 [134] :

$$\Omega_f^{\text{AC}} = \frac{\Omega_1^2}{4\Delta} + \frac{\Omega_2^2}{4(\Delta - G)} \quad \text{et} \quad \Omega_e^{\text{AC}} = \frac{\Omega_1^2}{4(\Delta + G)} + \frac{\Omega_2^2}{4\Delta} \quad (5.19)$$

Ainsi, on voit aisément que la condition $\Omega_f^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}}$ se traduit par une relation entre le rapport d'intensité des deux faisceaux et le désaccord Δ :

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{\Delta - G}{\Delta + G}, \quad (5.20)$$

Ceci implique la condition $-G < \Delta < G$. Ainsi, dans le cas du rubidium, où $\Delta = 1$ GHz, cette condition est bien vérifiée et il est possible de compenser le déplacement lumineux à un photon en ajustant le rapport d'intensité théorique tel que $I_2/I_1 \sim 0.75$. En revanche, pour le potassium, cette condition n'est pas vérifiée et nous nous retrouvons dans le second cas de figure, $\Delta > G$, et il n'est pas possible de compenser le déplacement lumineux.

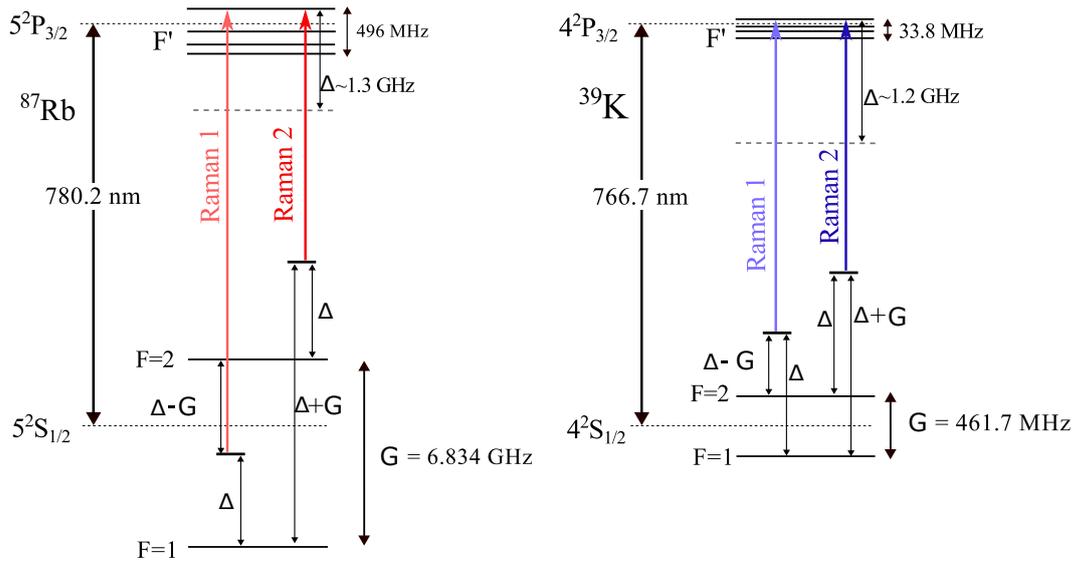


FIGURE 5.8 – Schéma de la transition Raman à deux photons utilisée sur ICE dans le cas du ^{87}Rb à gauche et du ^{39}K à droite. Image modifiée de la référence [135].

Lorsque le déplacement n'est pas, ou pas parfaitement compensé, il induit un déphasage sur les franges en sortie de l'interféromètre. Ce déphasage s'écrit :

$$\Phi_{\delta_{\text{AC}}} = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \delta^{\text{AC}}(t) dt \quad (5.21)$$

De plus, si l'on considère que la pulsation de Rabi est constante pendant les impulsions de l'interféromètre, alors, le déphasage peut se mettre sous la forme :

$$\Phi_{\delta_{\text{AC}}} = \frac{\delta_{(3)}^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} - \frac{\delta_{(1)}^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} \quad (5.22)$$

avec $\delta_{(i)}^{\text{AC}}$, le déplacement lumineux de l'impulsion i de l'interféromètre ($i = 1, 3$). Ce déphasage est en grande partie liée à l'expansion du nuage. L'expansion du nuage peut être décrite par l'équation 5.23, dans laquelle nous tenons compte de la taille initiale du nuage (r_0), du diamètre du faisceau (w_0), ainsi que de la masse M des atomes, de leur température, T_{at} ainsi que de la vitesse v des atomes. Cette méthode est peu réaliste puisqu'elle considère que l'ensemble des atomes du nuage participent à l'interféromètre ce qui est peu probable.

$$\delta\omega_{DL1}(t) = \delta\omega_{DL1}(0) \times \frac{M}{2\pi k_B T_{\text{at}}} e^{2\frac{r_0^2}{w_0^2}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{2(r_0+v \times t)^2}{w_0^2} - \frac{Mv^2}{2k_B T_{\text{at}}}} v dv d\theta \quad (5.23)$$

Nous préférons déterminer le déplacement lumineux engendré par les lasers sur les atomes de manière expérimentale en réalisant des spectres Raman contra-propageant pour différentes puissances laser et différents temps de vol [57]. Nous représentons figure 5.9 l'évolution du déplacement lumineux différentiel en fonction du temps de vol appliqué sur les atomes après la préparation d'état, avec la puissance laser utilisée en temps normal sur l'expérience. L'évolution du déplacement lumineux à un photon est évalué en réalisant la demie somme des deux résonances Raman, puisque cet effet systématique est en grande partie rejeté par la méthode d'inversion du vecteur d'onde effectif. L'utilisation de ces données et de la relation 5.22 nous donne un déphasage de 32(35) mrad pour le rubidium et un déphasage de 191(31) mrad pour

le potassium.

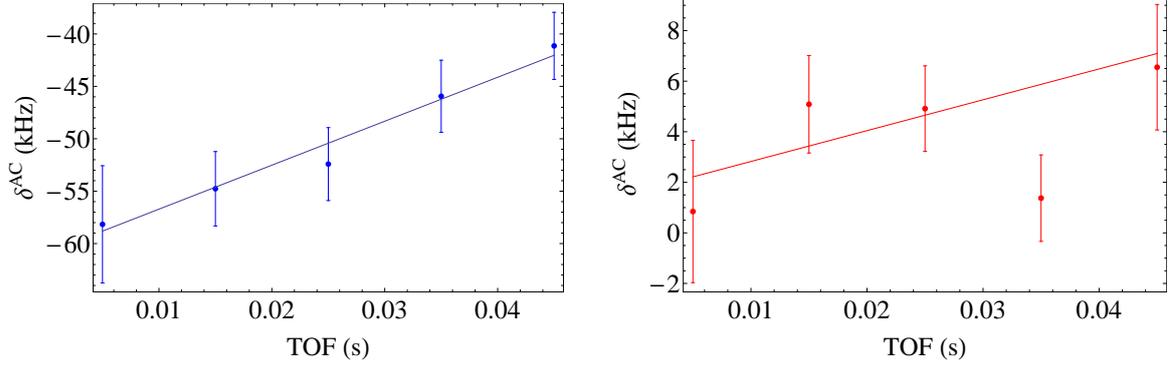


FIGURE 5.9 – Évolution du déplacement lumineux du ^{39}K (à gauche) et du ^{87}Rb (à droite) en fonction du temps de vol pour une puissance laser fixe. Le comportement non linéaire observé avec le rubidium est reproductible et est certainement lié à la présence des raies parasites.

Déplacement lumineux à deux photons

Le déplacement lumineux à deux photons est lié à un déplacement de fréquence des niveaux hyperfins à cause de la présence d'une paire de faisceaux Raman non résonnant. En effet, la configuration rétro-réfléchie de notre expérience nous permet de choisir une des deux résonances Doppler accessibles (voir chapitre 1). La transition non choisie est non résonante et elle produit des déplacements lumineux.

Si l'on considère la transition utilisée pour réaliser l'interféromètre ($|f, p\rangle \rightarrow |e, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$), alors, les fréquences sont alors désaccordées de $+2\omega_D$ par rapport à $|f, p\rangle \rightarrow |e, p - \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ et de $-2\omega_D + 4\omega_R$ par rapport à la transition $|e, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |f, p + 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$. Les déplacements lumineux qui en résultent peuvent s'écrire $\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{8\omega_D}$ pour l'état $|f\rangle$ et $\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4(2\omega_D + 4\omega_R)}$ pour l'état $|e\rangle$ [136]. Ceci implique un déplacement différentiel tel que :

$$\delta\omega_{DL2} = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{8\omega_D} + \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4(2\omega_D + 4\omega_R)} \quad (5.24)$$

Nous rappelons que ω_R est la pulsation de recul, définie par $\omega_R = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2m}$ et $\omega_D = \vec{v} \vec{k}_{\text{eff}}$ est le désaccord Doppler associé à la transition avec \vec{v} la vitesse moyenne des atomes. Le signe du déplacement différentiel dépend du signe du vecteur d'onde effectif puisque il dépend du désaccord Doppler.

De plus, la polarisation de nos faisceaux Raman n'étant pas parfaitement lin \perp lin, nous devons tenir compte de la contribution co-propageante résiduelle, c'est à dire, nous devons tenir compte d'un déplacement lumineux à deux photons sur les transitions $|f, p\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et $|f, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ [136] :

$$\delta\omega_{DL2, \text{co}} = \frac{(0.2 \times \Omega_{\text{eff}})^2}{4(\omega_D + \omega_R)} \quad (5.25)$$

Nous effectuons le même raisonnement que pour le déplacement lumineux à un photon. Le déphasage induit par le déplacement lumineux à deux photons s'écrit donc :

$$\Phi_{\delta\omega_{DL2}} = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \delta\omega_{DL2}(t) dt \quad (5.26)$$

De plus, nous sommes dans le cas où la première et la dernière impulsion de l'interféromètre satisfont la relation $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$. Le déphasage induit par le déplacement lumineux à deux photons peut alors être écrit comme :

$$\Phi_{\delta\omega_{DL2}} = \frac{\delta\omega_{DL2}^{(3)} + \delta\omega_{DL2,\text{co}}^{(3)}}{\Omega_{\text{eff}}} - \frac{\delta\omega_{DL2}^{(1)} + \delta\omega_{DL2,\text{co}}^{(1)}}{\Omega_{\text{eff}}} \quad (5.27)$$

où $\delta\omega_{DL2}^{(i)} + \delta\omega_{DL2,\text{co}}^{(i)}$ est le déplacement lumineux de l'impulsion i de l'interféromètre ($i = 1, 3$).

En utilisant cette méthode, pour le rubidium, nous obtenons un déphasage de 86(11) mrad pour $-k_{\text{eff}}$ et un déphasage de -75(9) mrad pour $+k_{\text{eff}}$. Concernant le potassium, nous obtenons un déphasage de 85(12) mrad pour $-k_{\text{eff}}$ et un déphasage de -69(10) mrad pour $+k_{\text{eff}}$.

Influence de la variation de la puissance laser sur le facteur d'échelle

Dans le chapitre 1, nous avons négligé la longueur des impulsions utilisées pour créer l'interféromètre. Si nous les prenons en compte, la phase de l'interféromètre définie équation 1.30 devient :

$$\Phi_{\pm} = \pm(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha)(T + 2\tau_{\pi/2})(T + \frac{4\tau_{\pi/2}}{\pi}) \quad (5.28)$$

De plus, la puissance laser n'est pas forcément constante au cours de la chute des atomes (ceci est particulièrement vrai pour le rubidium à cause de la présence des raies parasites), comme on peut le voir figure 5.10 grâce à l'évolution de la longueur de l'impulsion π au cours de la chute des atomes. Par conséquent, la condition $\Omega_{\text{eff}}\tau_{\pi} = \pi$ n'est pas forcément vérifiée, ce qui modifie la fonction de sensibilité de l'interféromètre [37]. L'équation 5.28 est alors modifiée telle que :

$$\Phi_{\pm} = \pm(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha)(T + 2\tau_{\pi/2})(T + \frac{2}{\Omega_{\text{R}}} \tan(\frac{\Omega_{\text{R}}\tau_{\pi/2}}{2})) \quad (5.29)$$

Avec, Ω_{R} , la pulsation de Rabi généralisée.

Pour le rubidium, à cause des raies parasites, la puissance laser varie de 20% entre la première et la dernière impulsion, comme illustré figure 5.10. La puissance du laser potassium est bien plus stable. La correction à apporter sur le facteur d'échelle est négligeable devant les autres effets systématiques et est de l'ordre de 10^{-8} sur le déphasage de chaque espèce.

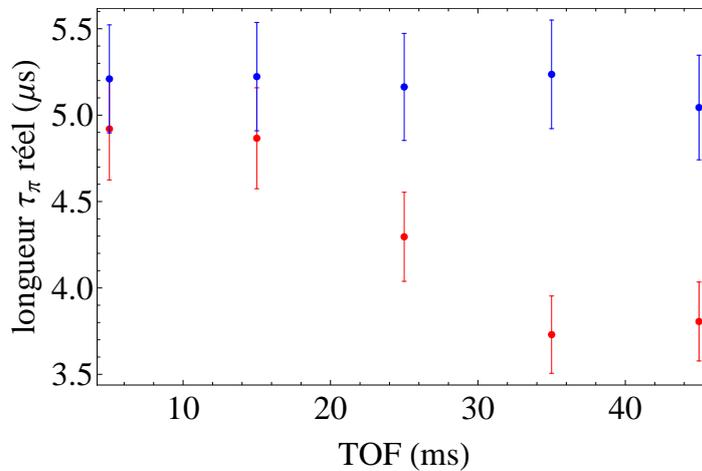


FIGURE 5.10 – Évolution des oscillations de Rabi de chaque espèce en fonction du temps de vol. Bleu : potassium. Rouge : rubidium

Angle entre les deux faisceaux

Si il existe un angle θ entre les deux faisceaux Raman, alors, l'un des deux faisceaux n'est pas aligné sur la verticale. Dans ce cas, nous ne devrions pas considérer la norme de \vec{k}_{eff} mais la projection de ce vecteur sur la verticale, $k_{\text{eff}} \cos \theta$.

Nous avons utilisé la méthode du couteau pour déterminer une différence de position des centres des deux faisceaux afin d'en extraire un angle. Cette étude nous a permis de déterminer un angle de $176 \mu\text{rad}$ entre les deux faisceaux. Ceci n'est toujours pas suffisant pour expliquer la phase différentielle de 600 mrad que nous observons puisque cet angle n'induit qu'un déphasage de 1 mrad entre les deux interféromètres.

5.2.3 Étude de l'exactitude des valeurs de g et η

Effets systématiques	$\Phi_{\text{sys,Rb}}$ (mrad)		$\Phi_{\text{sys,K}}$ (mrad)	
	$+k_{\text{eff}}$	$-k_{\text{eff}}$	$+k_{\text{eff}}$	$-k_{\text{eff}}$
Zeeman quadratique	12.9 (0.2)	5.9 (0.2)	201.5 (1.4)	60.9 (0.8)
Lignes parasites	192(8)	-184(8)	-	-
DL à 1 photon (exp)	32(35)	32(35)	191(31)	191(31)
DL à 2 photons (exp)	-75(9)	86(11)	-69(10)	95(10)
Coriolis	0.67(0.07)	-0.67(0.07)	2.7(0.1)	-2.7(0.1)
Courbure du front d'onde	0.013(4)	-0.013(4)	0.612(92)	-0.612(92)
biais de l'accéléromètre	$\sim 2.10^{-9}$	$\sim 2.10^{-9}$	$\sim 2.10^{-9}$	$\sim 2.10^{-9}$
Total	148(42)	-59(42)	377(37)	268(36)

TABLE 5.3 – Évaluation de la contribution des effets systématiques identifiés et étudiés sur l'expérience sur le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre du ^{87}Rb et du ^{39}K au laboratoire. DL1P : déplacement lumineux à 1 photon. DL2P : déplacement lumineux à 2 photons

Nous résumons dans le tableau 5.3 les déphasages liés aux effets systématiques étudiés section 5.2.2. Nous nous intéressons ensuite à la demie somme et à la demie différence des déphasages calculés (tableau 5.4. En effet, grâce à la méthode d'alternance du signe du vecteur d'onde, la demie somme des déphasages induits par les différents effets systématiques, $\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},+k} + \sum_i \Phi_{\text{sys},-k})$, permet d'isoler la contribution des effets systématiques indépendant du signe de k_{eff} . Ces effets systématiques sont rejetés lors du calcul de g_{exp} (voir équation 5.6). A l'inverse, la demie différence $\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} - \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$ permet d'isoler la contribution des effets systématiques dépendant du signe du vecteur d'onde effectif. Les effets systématiques dépendant du signe de k_{eff} ne sont pas retirés lors du calcul de g_{exp} . Ils induisent donc une erreur dans le calcul de l'accélération et donc, dans le calcul de η .

	Rubidium	Potassium
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} + \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$	44.5(42)	322(37)
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} - \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$	104(42)	55(37)
$\Phi_{d,\text{sys}} = \Phi_{\text{sys},\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{sys},\text{Rb}}$	-47 (56)	

TABLE 5.4 – Évaluation des déphasages globaux correspondants aux effets systématiques indépendant de k_{eff} (demie somme) et dépendant de k_{eff} (demie différence).

La phase différentielle liée aux effets systématiques que nous avons étudié entre les deux espèces atomiques est telle que $\Phi_{d,\text{sys}} = \Phi_{\text{sys},\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{sys},\text{Rb}} = -47(56) \text{ mrad}$. Cela ne parvient

pas à expliquer la différence de 600 mrad que nous observons lorsque nous mesurons la gravité. Il y a donc quelque chose qui nous échappe.

L'étude des effets systématiques que nous avons effectué est loin d'être complète et n'explique pas la valeur élevée que nous mesurons pour η . Il est possible que certains effets non étudiés comme des aberrations du faisceau Raman ne soient pas négligeables. De plus, les raies parasites sont un réel problème sur l'interféromètre de rubidium. La présence de ces raies est directement reliée à la manière de générer la seconde fréquence Raman. Il est prévu de régler ce problème en utilisant une seconde diode laser pour créer la deuxième fréquence. Les deux laser seront ensuite asservis en phase.

5.2.4 Étude de la sensibilité de η

Ensuite, nous nous intéressons à la sensibilité de l'expérience. Pour cela, nous appliquons l'écart-type d'Allan total à nos données (c'est à dire à g et à η). Les détails mathématiques peuvent être trouvés dans [137]. Nous représentons figure 5.11 l'écart-type d'Allan obtenu en fonction du temps d'intégration τ . Le premier constat que l'on puisse faire est que l'on observe une grosse dérive sur la valeur de g pour chaque espèce atomique (rubidium en rouge et potassium en bleu). Cette dérive est commune aux deux accéléromètres et est très bien rejetée lors du calcul de η (courbe noire). Elle est liée aux instabilités résiduelles produites lorsque l'on retire le biais b_0 aux données.

Concernant le paramètre d'Eötös, nous parvenons à l'intégrer en en $1/\sqrt{\tau}$ (droite noire) jusqu'à 11500 s. Ceci est un bon indicateur de la stabilité des effets systématiques dépendant du signe de k_{eff} . La stabilité long terme mesurée est alors de 5.2×10^{-8} à $\tau = 11500$ s.

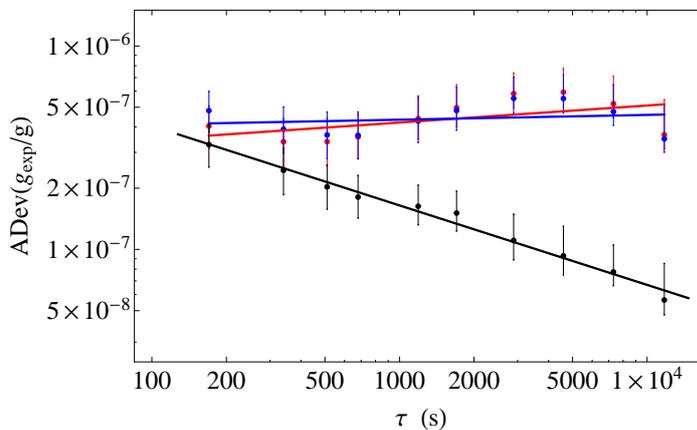


FIGURE 5.11 – Écart-type d'Allan total des mesures de η (noir) et de g_{exp} obtenu avec le rubidium (rouge) et le potassium (bleu). La droite correspond à l'ajustement par $\sigma\tau^{-1/2}$ sur l'ensemble des points de la courbe de η .

5.3 Test du principe d'équivalence faible lors de vols paraboliques

Nous présentons dans cette section les résultats obtenus lors d'une campagne de vol effectuée au printemps 2015. Il s'agit du premier interféromètre double espèce fonctionnant en microgravité et du premier test du principe d'équivalence faible réalisé en micropesanteur.

Ces résultats ayant été obtenus au début de ma thèse, certaines améliorations n'étaient pas encore en place. La mélasse grise pour le refroidissement du potassium n'était pas fonctionnelle. De ce fait, le potassium n'était refroidi qu'à $18\mu\text{K}$ et sa préparation d'état n'était pas efficace. Aussi, l'asservissement du champ magnétique n'était pas en place et, pour éloigner les atomes présents dans les sous-états magnétiques, nous appliquions un fort champ magnétique (1.5 G). Les courants de Foucault étaient par conséquent assez importants.

5.3.1 Résultats obtenus lors de vols paraboliques

Au laboratoire, nous ne disposons d'aucun moyen de nous préparer à la microgravité. Comme nous l'avons décrit au chapitre 2, une certaine automatisation de l'expérience a été mise en place. De plus, puisque nous n'avons aucun moyen de se préparer au phases de 2g nous ne tenons pas compte des points obtenus lors des phases d'hypergravité. Aussi, nous n'alternons pas le signe du vecteur d'onde effectif comme nous le faisons au sol.

Nous nous concentrons ici sur les résultats obtenus en microgravité. L'expérience a été optimisée pour cette phase là, ainsi, la photodiode de détection a été optimisée pour des atomes se trouvant au centre de l'enceinte. Comme nous l'avons dit précédemment, le laser D1 pour le potassium n'était pas installé, nous avons donc des atomes de rubidium refroidis à $3\mu\text{K}$ et des atomes de potassium refroidis à $18\mu\text{K}$. De plus, les impulsions Raman utilisées pour l'interféromètre sont plus longues que celles utilisées au laboratoire dans le but d'améliorer leur sélectivité en vitesse afin de limiter la contribution de la transition co-propageante. Ce procédé est limité sur le potassium puisque nous ne voulons pas trop perdre d'atomes dans le processus à cause de la détection. Nous avons des impulsions Raman telles que $\tau_{\pi,\text{Rb}} = 17\mu\text{s}$ pour le rubidium et $\tau_{\pi,\text{K}} = 9\mu\text{s}$ pour le potassium.

Nous présentons dans la figure 5.12 les franges obtenues pour un temps d'interrogation de 1, 2 et 5 ms. Des franges à $T = 1.5$ ms et $T = 3$ ms ont été réalisées et ne sont pas présentes sur la figure 5.12. Les caractéristiques de chaque set de franges sont résumées dans le tableau 5.5.

Les franges d'interférence obtenues à bord de l'avion ZERO-G sont reconstruites en utilisant la méthode FRAC décrite au chapitre 1. La phase des lasers est fixée et les vibrations de l'avion sont utilisées pour scanner les franges. L'accéléromètre mécanique (AM) fixé au dos du miroir de référence enregistre les accélérations de ce dernier. Ce signal, pondéré de la fonction de réponse de l'interféromètre, est ensuite corrélé avec la probabilité de présence mesurée pour reconstruire les franges. Le signal obtenu est ensuite ajusté avec une sinusoïde. Nous résumons dans le tableau 5.5 les contrastes obtenus ainsi que le FQC défini au chapitre 1.

Une des premières remarques que nous pouvons faire concerne le contraste des franges. Pour le potassium, le contraste est plus élevé en microgravité, ce qui est cohérent avec l'optimisation qui a été faite, notamment avec la position du détecteur. En revanche, l'effet inverse est observé pour le rubidium. Nous savons que le banc optique, bien que remarquablement stable, n'est pas parfait et qu'il subit l'effet des vibrations et des changements de gravité, pouvant engendrer des désalignements. Ceci reste une hypothèse puisque nous n'avons pas enregistré l'évolution de la puissance optique des lasers au cours du vol.

Une seconde remarque concerne la FQC. Au laboratoire et avec le même accéléromètre mécanique (Colibrys), pour un temps d'interrogation de 2 ms, nous avons une FQC de 23

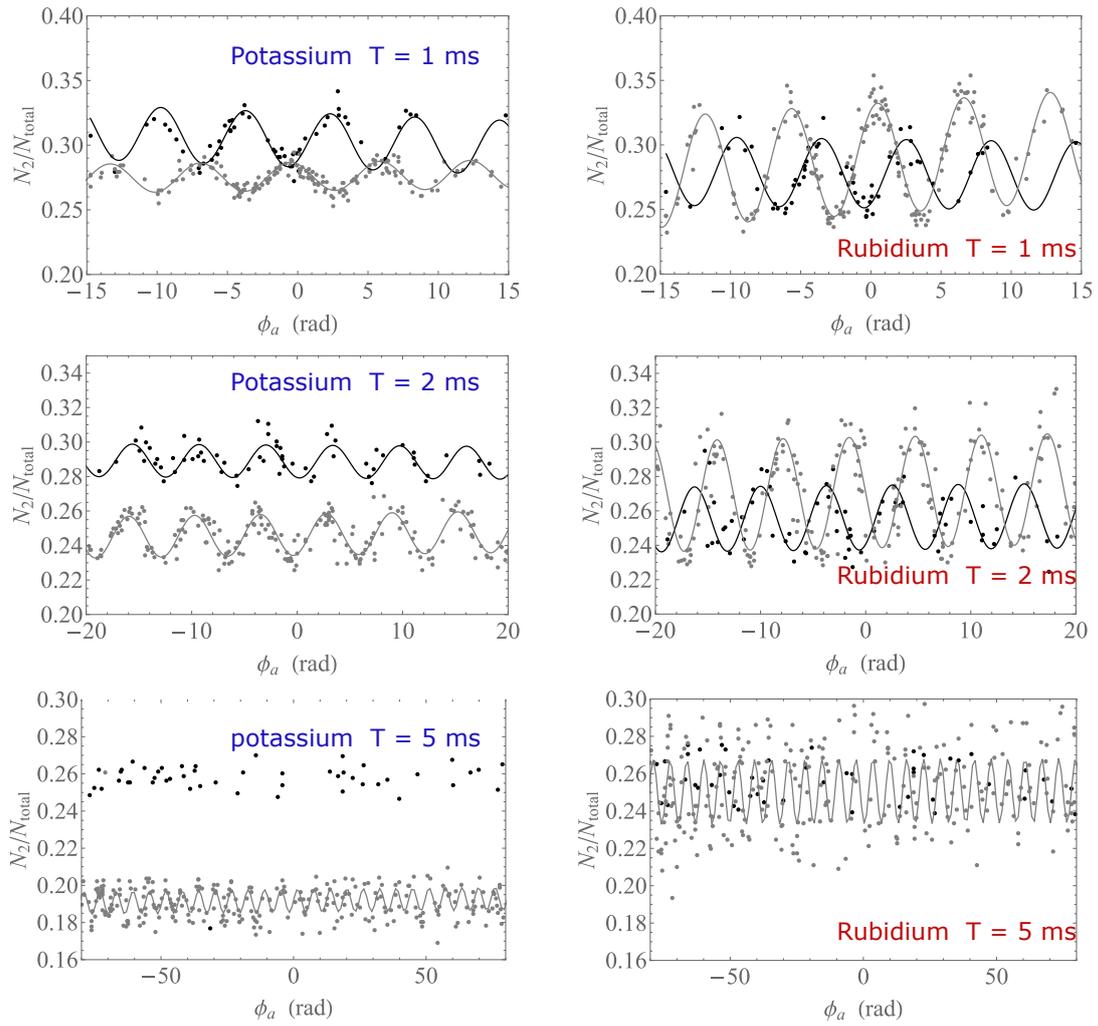


FIGURE 5.12 – Franges d'interférence obtenues avec la méthode FRAC appliquée à l'interféromètre atomique $\tau_{\pi/2} - \tau_{\pi} - \tau_{\pi/2}$, où $\tau_{\pi/2,\text{Rb}} = 7 \mu\text{s}$, $\tau_{\pi/2,\text{K}} = 4 \mu\text{s}$, $\tau_{\pi,\text{Rb}} = 17 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi,\text{K}} = 9 \mu\text{s}$. Les temps d'interrogation utilisés varient de 1 ms (haut) à 5 ms (bas). Nous avons également réalisé des franges d'interférence à $T = 1.5 \text{ ms}$ et $T = 3 \text{ ms}$, l'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 5.5. Les points en gris sont pour des franges en gravité standard à gauche pour le potassium et à droite pour le rubidium. Celles en noir sont des franges obtenues en micropesanteur pendant les paraboles à gauche pour le potassium et à droite pour le rubidium.

T (ms)	Npts	Contraste ^{87}Rb (%)		FQC ^{87}Rb		Contraste ^{39}K (%)		FQC ^{39}K	
		1 g	0 g	1 g	0 g	1 g	0 g	1 g	0 g
1 ms	380	8.5	5.3	4.4	5.6	2.2	4.2	2.2	5.1
1.5 ms	345	6.2	5.6	4.1	4.1	2.3	4.3	2.4	5.2
2 ms	750	6.4	2.2	3.5	1.6	2.3	1.8	2.1	1.3
3 ms	400	6.0	2.5	2.4	1.1	1.8	1.0	1.7	0.7
5 ms	910	3.4	1.3	1.5	-	1.2	0.8	1.2	-

TABLE 5.5 – Caractéristiques des franges d'interférence obtenues dans l'avion ZERO-G pour différents temps d'interrogation. T est le temps d'interrogation, Npts est le nombre total de points consécutifs enregistrés pour chaque T et FQC est le coefficient de corrélation défini dans le chapitre 1.

pour le rubidium et 6.9 pour le potassium alors que les FQC présentés dans le tableau 5.5 sont nettement inférieurs. Les courbes obtenues pendant cette campagne ne sont vraiment exploitables que jusqu'à $T = 2\text{ms}$ en micropesanteur. À $T = 5\text{ms}$, il n'est plus possible d'ajuster les données obtenues avec le potassium par une sinusoïde. En outre, plus nous augmentons le temps d'interrogation plus nous scannons un nombre important de franges. Nous n'avons alors plus assez de points par franges pour pouvoir effectuer un ajustement correct.

La perte de contraste que nous observons a deux origines différentes. Tout d'abord, lors des paraboles, l'avion effectue une rotation Ω d'environ $5^\circ/\text{s}$ selon l'axe de tangage de l'avion. Cette rotation entraîne un effet Coriolis important au niveau des atomes mais surtout, elle empêche l'interféromètre atomique de se refermer correctement entraînant une perte de contraste (les paquets d'ondes se recouvrent mal lors de la dernière impulsion Raman). La perte de contraste due à cette ouverture de l'interféromètre s'exprime par [129] :

$$C \sim e^{-(k_{\text{eff}}\sigma_v T)^2(\Omega|T)^2} \quad (5.30)$$

On rappelle que σ_v est l'écart type de la distribution de vitesse des atomes dans le nuage, lié à la température des atomes par la relation $\sigma_v = \sqrt{k_B T_{\text{at}}/m_{\text{at}}}$. Ainsi, pour les températures atomiques que nous avons lors de cette campagne, nous calculons que nous avons une perte de contraste supérieure à 50% pour un temps d'interrogation $T = 5\text{ms}$ pour le rubidium et $T = 2.5\text{ms}$ pour le potassium.

Pour pouvoir augmenter le temps d'interrogation dans les phases de 0g, nous envisageons la possibilité de compenser les rotations de l'avion en tournant le miroir de référence pendant l'interféromètre [138, 139]. De plus, la température des atomes intervient dans l'équation 5.30. Ainsi, plus les atomes sont froids, plus l'effet des rotations est faible. L'installation du piège dipolaire sur l'expérience va dans ce sens.

Les vibrations de l'avion sont également responsables de la chute du contraste que nous observons. En effet, les vibrations entraînent des décalages Doppler aléatoires, $\delta_{\text{D,vib}}$, sur la transition Raman.

$$\delta_{\text{D,vib}}(t) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \int_{t_0}^t \vec{a}_{\text{vib}}(t') dt' \quad (5.31)$$

où t_0 est le moment où les atomes sont lâchés. Pour que les transitions Raman restent efficaces et adressent toujours la même classe de vitesse, il est important que la modification de la condition de résonance ($|\delta(t) - \delta_{\text{D,vib}}(t)|$) reste faible devant Ω_{eff} . Ainsi, si l'on assimile les vibrations à un bruit blanc gaussien, $\sigma_{a,\text{vib}}$ on obtient alors la condition [129] :

$$\sigma_{a,\text{vib}} \lesssim \frac{\Omega_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}} T} \quad (5.32)$$

Dans l'avion, nous avons $\sigma_{a,\text{vib}} \sim 0.055\text{g}$ en vol normal et $\sigma_{a,\text{vib}} \sim 0.038\text{g}$ en micropesanteur. Comme pour les rotations, nous calculons le temps d'interrogation correspondant à une perte de contraste supérieure à 50% avec les paramètres expérimentaux utilisés pour cette campagne. Ainsi, en 0g, nous obtenons un temps d'interrogation $T = 20\text{ms}$ pour le rubidium et $T = 40\text{ms}$ pour le potassium. En microgravité, nous obtenons $T = 30\text{ms}$ pour le rubidium et $T = 55\text{ms}$ pour le potassium.

Or, nous constatons expérimentalement que nous sommes limités dans la reconstruction des franges d'interférence bien avant ces temps d'interrogation. Plusieurs phénomènes sont

à considérer. D'abord, si on prend des sets de données avec un nombre de points fixes, plus le temps d'interrogation augmente plus le nombre de points par frange diminue et il devient difficile de réaliser un ajustement correct. Ensuite, nous ne connaissons pas parfaitement la fonction de réponse de nos accéléromètres mécaniques et nous les considérons simplement comme des filtres passe-bas. Il est alors possible que certaines vibrations ne soient pas correctement prises en compte lors de la reconstruction des franges avec la méthode FRAC.

Dans tous les cas, diminuer les vibrations ressenties par le miroir permettrait d'améliorer la qualité des données à faible temps d'interrogation. Nous envisageons une compensation active des vibrations en asservissant la position du miroir.

5.3.2 Évaluation des effets systématiques et estimation de η en micro pesanteur

De même que nous l'avons fait pour le gravimètre double espèce au laboratoire, nous devons procéder à l'évaluation des effets systématiques afin de déterminer une valeur du paramètre d'Eötvös. Nous réalisons cette étude pour un temps d'interrogation $T = 2.01$ ms pour le rubidium et $T = 2$ ms pour le potassium. Nous nous concentrons sur l'étude des effets systématiques en microgravité.

Lors de la campagne de vol de 2015, ni la mélasse grise, ni la préparation d'état du potassium n'avaient été mises en place. De ce fait, à la fin de la mélasse, nous nous contentions d'appliquer un faisceau pousseur pour se débarrasser des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Dans ce cas, les atomes sont distribués dans l'ensemble des sous-niveaux m_F . Par conséquent, comme nous travaillons dans l'état non magnétique $m_F = 0$, nous sommes obligés d'appliquer un fort champ magnétique de 1.5 G. De plus, l'asservissement du champ magnétique n'était pas en place lors de cette campagne, donc, nous pouvons déjà en déduire que l'effet Zeeman quadratique sera un effet systématique important.

Nous représentons figure 5.13 l'évolution du champ magnétique vu par les atomes. Ce champ peut être décomposé par une variation temporelle (en rouge sur la figure) et une variation spatiale (gradient de champ magnétique). Nous utilisons la méthode décrite précédemment pour estimer le déphasage induit par l'effet Zeeman quadratique. De plus, au premier ordre, en microgravité les atomes ne bougent pas, nous ne tenons compte que de l'évolution temporelle des atomes. La dépendance spatiale liée au signe du vecteur d'onde effectif est prise en compte dans l'évaluation de l'effet du gradient de champ. Nous obtenons alors un déphasage de 2.28 rad pour le rubidium et un déphasage de 32.61 rad pour le potassium.

En revanche, au second ordre, il faut tenir compte de la modification de la trajectoire des atomes induite par le transfert d'impulsion Raman. Nous devons également tenir compte de l'influence du gradient de champ magnétique sur ces données. Pour cela, nous ajustons le champ magnétique en utilisant le modèle (lissage noir sur la figure 5.13 :

$$B(z, t) = \beta_0(t) + \beta_1 z \quad (5.33)$$

où $\beta_0(t)$ correspond à l'évolution temporelle du champ magnétique et β_1 correspond au gradient magnétique. Afin de déterminer le déphasage créé par ce gradient, utilisons la différence entre les deux expressions trouvées pour le profil du champ (avec et sans dépendance spatiale) :

$$\Phi_{B(z)} = 2\pi K \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) (|B(z, t)|^2 - |B(t)|^2) dt \quad (5.34)$$

Nous devons tenir compte de l'impulsion transmise aux atomes en fonction du signe de \vec{k}_{eff} . En effet, ceci change la position des atomes via la relation $z_{\pm}(t) = z_0 \pm (v_0 + v_R/2)t + \delta a t^2/2$, où v_R est la vitesse de recul de l'atome, z_0 est la position initiale du nuage et v_0 sa vitesse initiale. Dans le cas de la microgravité, nous considérons comme accélération le niveau d'impesanteur donné par Novespace, $\delta a = \pm 0.05$ g. Dans le cas de ce calcul, nous considérons la borne positive de cette valeur, tout en sachant qu'elle fluctue au court du temps. Nous obtenons alors, pour le rubidium, un déphasage de 19.6 mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et un déphasage de -18.55 mrad pour $-k_{\text{eff}}$. Pour le potassium, nous obtenons un déphasage de 814.5 mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et un déphasage de -796.6 mrad pour $-k_{\text{eff}}$.

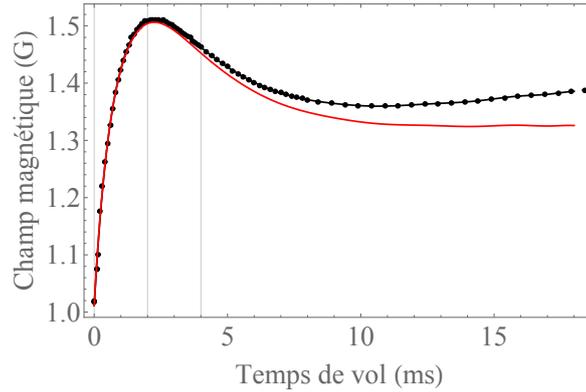


FIGURE 5.13 – Cartographie du champ magnétique vu par les atomes dans l'avion le long de l'axe de quantification en fonction du temps de vol dans les conditions de la campagne de vol du printemps 2015. Les repères gris représentent les impulsions de l'interféromètre pour un temps d'interrogation de 2 ms. L'ajustement rouge est réalisé sans prise en compte de la dépendance spatiale du champ. L'ajustement noir en tient compte. Ces données n'ont pas été prises dans l'avion mais au laboratoire.

Nous calculons ensuite le déphasage induit par les raies parasites en procédant avec la même méthode que celle décrite section 5.2.2. Pour un temps d'interrogation de 2 ms, nous obtenons un déphasage de 1.2 mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et un déphasage de -1.03 mrad pour $-k_{\text{eff}}$.

De même, nous calculons les déphasages induits par les déplacement lumineux à un et deux photons en utilisant le travail réalisé dans la section 5.2.2. Ces deux effets sont négligeables comparé à l'effet du champ magnétique. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.6.

De plus, la rotation de l'avion lors des paraboles entraine un effet Coriolis beaucoup plus important qu'au laboratoire. Dans la suite du paragraphe, on note x l'axe de roulis de l'avion et y l'axe de tangage. Lors d'une parabole, les rotations subies par l'expérience ont une valeur moyenne de -0.19 °/s selon l'axe x et de 4.1 °/s selon l'axe y . De plus, ces valeurs ont une dynamique de ± 0.45 °/s selon l'axe x et de ± 0.5 °/s selon l'axe y . Il est également important de prendre en compte l'inclinaison de l'avion puisque cela se traduit par une projection de \vec{g} sur les axes x et y de l'avion. Les inclinaisons moyennes sont de $(\theta_x = -1.9 \pm 1.2)^\circ$ et $(\theta_y = -6 \pm 25)^\circ$ (valeur moyenne \pm dynamique). Nous tenons également compte des variations d'accélération de l'avion δa . Nous considérons que nous pouvons faire l'approximation des petits angles. Le déphasage induit par l'effet Coriolis devient :

$$\Phi_C = 2((v_x \Omega_y - v_y \Omega_x) + ((\delta a + g \theta_x) \Omega_y - (\delta a + g \theta_y) \Omega_x) T) \times k_{\text{eff}} T^2 \quad (5.35)$$

Si l'on considère le vecteur d'onde effectif $+k_{\text{eff}}$, alors, le déphasage induit par l'effet Coriolis est de 10.7 mrad pour le rubidium et de 10.2 mrad pour le potassium.

Pour finir, nous pouvons mentionner l'influence du biais de l'accéléromètre mécanique. Les mesures réalisées ici n'ont pas été prises sur une échelle de temps suffisamment grande pour observer une dérive de biais mais, nous voyons tout de même l'influence de l'offset. Nous estimons celui-ci de l'ordre de 10^{-2}m.s^{-2} ce qui équivaut à un biais de 655 mrad sur la phase. Ce décalage étant commun aux deux interféromètres, il est très bien rejeté dans le calcul de η .

Effets systématiques	$\Phi_{\text{sys,Rb}}$ (mrad)		$\Phi_{\text{sys,K}}$ (mrad)	
	$+k_{\text{eff}}$	$-k_{\text{eff}}$	$+k_{\text{eff}}$	$-k_{\text{eff}}$
Zeeman quadratique	2277 (50)	2277 (50)	32613 (730)	32613 (730)
Gradient magnétique	19.6 (20)	-18.55 (20)	814.5 (310)	-796.6 (310)
Lignes parasites	1.2 (0.07)	-1.03 (0.07)	-	-
DL (1 photon)	0.6 (0.1)	0.6 (0.1)	-18 (3)	-18 (3)
DL (2 photons)	-0.02 (2)	-0.02 (2)	0.05 (5)	-0.05 (5)
Effet Coriolis	10.7 (5)	-10.7 (5)	40.2 (10)	-40.2 (10)
Total Φ_{sys}	2308.88 (54)	2247.3 (54)	33449.75 (795)	31758.15 (795)
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} - \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$	31 (21)		845.8 (310)	

TABLE 5.6 – Évaluation de la contribution des effets systématiques identifiés sur l'expérience sur le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre du ^{87}Rb et du ^{39}K dans l'avion ZERO-G durant la dernière campagne de vol (mai 2015) pour un temps d'interrogation de 2 ms. DL : Déplacement Lumineux.

Les effets systématiques que nous venons d'évoquer sont résumés dans le tableau 5.6. Ils ont été évalués à partir de mesures réalisées en laboratoire, en changeant le signe du vecteur d'onde effectif. Comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, en microgravité, l'interféromètre atomique fonctionne en régime DSD. Nous réalisons simultanément un interféromètre avec le vecteur d'onde $+k_{\text{eff}}$ et un second avec $-k_{\text{eff}}$. Dans le chapitre 1, nous avons négligé l'impact des effets systématiques sur le déphasage de l'interféromètre. Nous repartons donc des équations 1.31 et 1.46 en tenant compte des effets systématiques. Ainsi, nous pouvons écrire les phases des deux interféromètres :

$$\begin{cases} \Phi_+ = k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 + \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}} + \Phi_{\text{sys},+k_{\text{eff}}} \\ \Phi_- = -k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 - \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}} + \Phi_{\text{sys},-k_{\text{eff}}} \end{cases} \quad (5.36)$$

Or, comme dans le cas du gravimètre, nous distinguons les effets systématiques qui dépendent du signe du vecteur d'onde effectif et ceux qui en sont indépendant. Ainsi, en réalisant la demie somme ou la demie différence des déphasages calculés pour $\pm k_{\text{eff}}$, nous pouvons isoler le déphasage dépendant du signe de k_{eff} et le déphasage indépendant. Si l'on réécrit la probabilité de présence en sortie de l'interféromètre en microgravité, on obtient :

$$\begin{aligned} P &= 2P_0 - \frac{C}{2}(\cos(\Phi_+) + \cos(\Phi_-)) \\ &= 2P_0 - C \cos(\varphi_{\text{laser}} + \Phi_{\text{sys, ind}}) \cos(\Phi_a + \Phi_{\text{vib}} + \Phi_{\text{sys, dép}}) \end{aligned} \quad (5.37)$$

Ainsi, cette configuration particulière d'interféromètre présente l'avantage de rejeter les effets systématiques indépendant du signe de k_{eff} puisque ce déphasage affecte seulement le contraste

de l'interféromètre.

Nous utilisons l'évaluation des effets systématiques que nous venons de réaliser pour corriger les mesures réalisées dans l'avion et obtenir une estimation du paramètre d'Eötvös. Pour un temps d'interrogation de 2 ms, l'ajustement par une sinusoïde des données présentées figure 5.12 nous permet d'évaluer un déphasage des franges tel que $\Phi_{a,\text{Rb}} = -625$ mrad et tel que $\Phi_{a,\text{K}} = -265$ mrad. Le déphasage différentiel entre les deux espèces atomiques ($\Phi_d = \Phi_{\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{Rb}}$) est utilisé pour obtenir une estimation de η . Nous effectuons un bilan des déphasages obtenus, de leur correction des effets systématiques et de l'estimation du déphasage différentiel dans le tableau 5.7.

Nous calculons le paramètre d'Eötvös en utilisant l'expression $\eta_{0g} = \frac{\Phi_d}{k_{\text{eff, K}} a_{\text{eff}} T_{\text{K}}^2} \cdot a_{\text{eff}}$, qui est de l'ordre de 8.56 m.s^{-2} , correspond à la projection du vecteur de l'accélération gravitationnelle moyenne sur l'axe z . Pour conclure, nous obtenons une première estimation de η avec des atomes froids en micropesanteur, soit, $\eta_{0g} = (1.33 \pm 7.1) \times 10^{-4}$. Une étude plus détaillée peut être trouvée dans [129].

	^{39}K	^{87}Rb
Φ_a (mrad)	265 (180)	-625 (180)
$\Phi_{\text{sys,dep}}$ (mrad)	845.8 (310)	31 (21)
$\Phi_{\text{cor}} = \Phi_a - \Phi_{\text{sys,dep}}$	-580.8 (358)	-656 (181)
$\Phi_d = \Phi_{\text{cor}}^{\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{cor}}^{\text{Rb}}$	75.8 (401)	

TABLE 5.7 – Bilan du déphasage différentiel en fonction des déphasages issus de la méthode FRAC et des déphasages résultant de l'analyse des effets systématiques. Le facteur d'échelle vaut $\kappa = 1.0011$.

5.4 Conclusion

Nous avons réalisé le premier interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ en micropesanteur à bord de l'airbus A300 ZERO-G de Novespace. A bord de l'avion, nous avons pu constater que le temps d'interrogation était limité puisque les vibrations et les rotations entraînent d'importantes chutes de contraste. Ainsi, lors de cette campagne de vol, le temps d'interrogation était limité à quelques ms. Ces données ont abouti au premier test du principe d'équivalence avec des atomes en micropesanteur [129]. Même si le résultat reste bien en dessous de l'état de l'art du test du WEP, cela reste encourageant pour des résultats futurs puisque cela nous a permis de mettre en avant les limites du système actuel qui pourra être amélioré par la suite.

Nous avons également réalisé un test du principe d'équivalence faible au sol. Lorsque nous travaillons au laboratoire, le temps d'interrogation est limité à une vingtaine de millisecondes à cause de la configuration de l'expérience (voir chapitre 2). De plus, nous avons vu que l'accéléromètre mécanique utilisé pour reconstruire les franges en utilisant la méthode FRAC possédait un biais dépendant du temps. Nous déduisons l'évolution de ce biais à partir de la moyenne de l'accélération enregistrée par le senseur durant l'interféromètre. Nous utilisons un ajustement pour pouvoir l'estimer. Cette correction est imparfaite puisque nous ôtons la dérive du biais, mais pas le biais lui-même. Ceci a pour conséquence de générer des instabilités résiduelles qui entraînent une instabilité des deux gravimètres. En revanche, celle-ci étant commune aux deux interféromètres, elle est rejetée lors du calcul de η . Ainsi, nous sommes en mesure d'intégrer la valeur de η jusqu'à $\tau = 11500$ s ce qui nous permet d'obtenir une stabilité de 5.2×10^{-8} .

Nous avons également réalisé une étude des effets systématiques de notre expérience. Nous sommes en présence de gros effets systématiques (raies parasites, effet Zeeman quadratique...). Cette étude doit donc être poursuivie, de plus, certains effets n'ont pas été étudiés (aberrations du faisceau Raman par exemple).

Il semble qu'une évolution du dispositif expérimental soit nécessaire pour améliorer les performances de l'expérience. Au laboratoire, nous sommes limités par le temps de chute des atomes alors que dans l'avion ZERO-G, nous sommes très vite limités par les rotations de l'appareil. L'arrivée du simulateur 0g au laboratoire devrait nous permettre d'augmenter le temps d'interrogation et donc la sensibilité de l'interféromètre. De plus, l'accès à la micropeasanteur de manière quotidienne au laboratoire sera également un bon outil à la préparation d'une campagne de vol. De plus, dans l'avion, la compensation des rotations en faisant tourner le miroir de référence devrait nous permettre d'augmenter le temps d'interrogation pendant les paraboles.

Nous prévoyons également de diminuer le déphasage induit par les effets systématiques. Il est prévu de modifier le système laser du rubidium en rajoutant une seconde diode esclave. Cette nouvelle diode sera asservie en phase avec la première diode esclave et servira à générer la seconde fréquence laser nécessaire à la manipulation des atomes. Ceci permettra de résoudre le problème des raies parasites puisqu'il n'y aura plus de modulateur de phase. Nous prévoyons également de remplacer la plaque en aluminium sur laquelle est fixée l'expérience (plaque à l'origine des courants de Foucault) par une plaque en acier inoxydable. Nous prévoyons également de filtrer le biais de l'accéléromètre mécanique.

Chapitre 6

Vers l'utilisation des atomes froids dans les centrales inertielles

Nous nous sommes jusqu'à présent concentrés sur l'utilisation de l'interférométrie atomique appliquée au test d'un postulat fondamental de la Physique, le principe d'équivalence faible. Toutefois, l'expérience que nous avons décrite reste une expérience d'atomes froids qui sort de la norme. En effet, elle a été conçue pour un fonctionnement dans un environnement non contrôlé hors du laboratoire. De plus, il est important de souligner qu'elle fonctionne dans un véhicule en mouvement. A notre connaissance, il existe en France une autre expérience d'interférométrie atomique embarquable : le projet GIRAFE, réalisé à l'ONERA, est un gravimètre atomique gyrostabilisé utilisé lors de campagnes de mesure de gravité en mer [140].

Depuis le développement des premiers interféromètres à atomes froids dans les années 90 [14], le domaine des atomes froids a atteint une certaine maturité technologique et des performances intéressantes. Nous observons à l'heure actuelle de plus en plus d'entreprises s'intéressant à la technologie des atomes froids. Par exemple, Thalès [23], avec le projet CATS visant à réaliser un capteur atomique sur puce, l'entreprise Muquans [22], produisant des gravimètres ainsi que des horloges atomiques, ou encore AOSense ou l'entreprise Teledyne e2v qui s'intéresse également aux gravimètres.

C'est dans ce contexte que nous avons commencé à travailler avec l'entreprise iXBlue, spécialiste de la navigation inertielle. Le travail que nous souhaitons effectuer va au delà des expériences citées précédemment. En effet, d'importants efforts et de nombreux développements technologiques restent à faire concernant l'application des atomes froids à la navigation inertielle, notamment en terme de compacité de l'appareil. De plus, contrairement au gravimètre GIRAFE, les rotations font parties du signal mesuré par une centrale : elles ne sont pas compensées et elles vont donc influencer sur les interféromètres atomiques (voir chapitre 4). Ensuite, contrairement aux centrales inertielles classique, les senseurs à atomes froids ne donnent pas de mesures continues, il faut alors mettre en place des protocoles complexes pour assurer la continuité de la mesure [141]. Il y a également la question de la dynamique de mesure qui rentre en jeu ainsi que la problématique concernant la réalisation d'une mesure sur plusieurs axes de façon simultanée.

Dans ce chapitre, nous présenterons brièvement le principe de la navigation inertielle, ainsi que les limites des technologies utilisées actuellement liées aux capteurs et à l'algorithme de navigation. Nous présenterons ensuite l'intérêt d'appliquer l'interférométrie atomique à la navigation inertielle. Pour finir, nous discuterons les premiers essais d'utilisation d'un accéléromètre atomique pour faire de la navigation.

6.1 Introduction à la navigation inertielle

6.1.1 Présentation de la navigation inertielle

La navigation inertielle est une technique permettant de déterminer la trajectoire d'un véhicule. L'information sur la position et la vitesse initiale d'un véhicule ainsi que la mesure de l'accélération fournie par différents capteurs inertiels permettent de reconstruire la trajectoire d'un objet par intégration des équations du mouvement. Cette technique n'implique pas l'utilisation de signaux externes pour fonctionner, elle est donc autonome. Par exemple, elle est très utile là où aucun signal GPS n'est accessible comme dans le cas d'un sous-marin. Ces signaux externes peuvent cependant être utiles afin d'en améliorer les performances comme nous le verrons dans la suite du chapitre.

Lorsque l'on parle de navigation inertielle, il faut distinguer plusieurs référentiels [142]. En effet, il est nécessaire de définir un repère lié à l'objet en mouvement mais, sa position, son orientation et son mouvement sont définis dans un référentiel relatif qui permet de décrire le mouvement de l'objet. Les principaux référentiels utilisés sont :

- Le référentiel inertielle, noté i , a pour origine le centre de la Terre. L'axe z_i correspond à l'axe de rotation de la Terre et les axes x_i et y_i sont dans le plan de l'équateur mais ne suivent pas la rotation de la Terre.
- Le référentiel géocentrique, noté e est comparable au référentiel inertielle mais dont les axes x_e et y_e suivent la rotation de la Terre. On note Ω_{\oplus} la vitesse de rotation de la Terre. L'axe x_e est donné par l'intersection du plan équatorial et du plan contenant le méridien de Greenwich qui sert à définir la longitude.
- Le référentiel de navigation locale, noté n , a pour origine l'objet en mouvement. Les axes de ce référentiel sont alignés avec les directions topographiques : le Nord (x_n), l'Est (y_n) et la verticale locale (z_n). Il se déduit du repère géocentrique par rotation autour de l'axe x_e d'un angle λ correspondant à la latitude puis d'une rotation d'un angle ϕ correspondant à la longitude de l'objet autour de l'axe z_e .
- Un référentiel local tangent-plan, noté l a pour origine un point fixe à la surface de la Terre. De la même manière que pour le référentiel de navigation locale, l'axe z est aligné sur la verticale et les axes x et y sont alignés avec le Nord et l'Est. Ce référentiel peut également être appelé référentiel géodésique (ou topographique) local.
- Pour finir, nous définissons le référentiel mobile, noté m qui correspond au référentiel de l'objet en mouvement. Il est défini par rapport au référentiel de navigation locale grâce aux angles d'Euler Ψ_E , ϕ_E et θ_E correspondant au cap, roulis et tangage.

Les repères géocentrique, inertielle, de navigation locale ainsi que le référentiel mobile sont représenté figure 6.1.

Il est important pour la navigation de pouvoir passer d'un référentiel à l'autre. Les matrices de transformations permettant de changer de référentiel sont données dans le chapitre 2 de la référence [142].

L'outil permettant de faire de la navigation inertielle est une centrale inertielle, notée INS (Inertial Navigation System) dans la suite du document. Une INS est composée d'une IMU (Inertial Measurement Unit) ainsi que d'un ordinateur servant à calculer la trajectoire du corps auquel elle est fixée. L'IMU est constituée d'une combinaison de 3 accéléromètres et de 3 gyromètres [142] donnant accès aux accélérations et aux rotations dans 3 directions orthogonales de l'espace. Nous détaillons dans la suite le principe des algorithmes permettant de calculer la trajectoire ainsi que la composition de l'IMU.

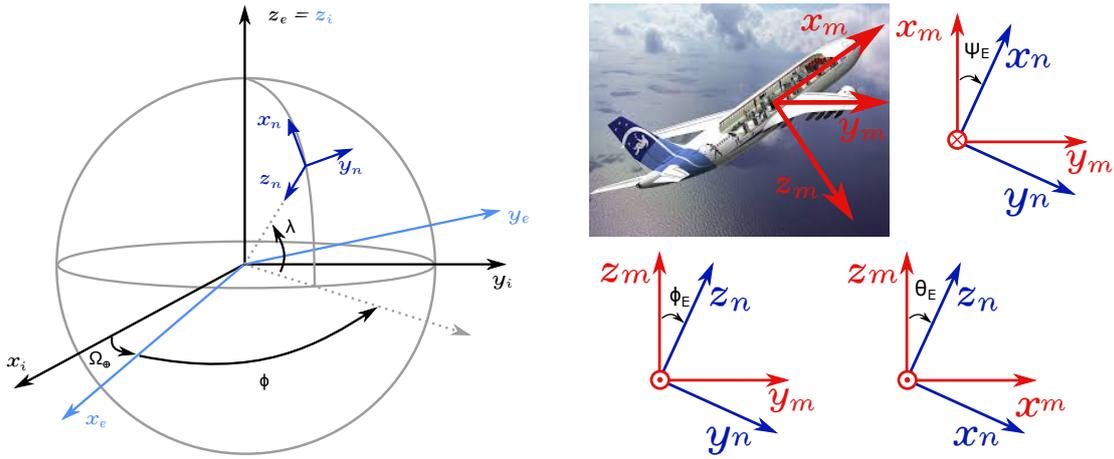


FIGURE 6.1 – Principaux repères utilisés en navigation inertielle. À gauche : représentation du référentiel géocentrique (noir), du référentiel inertiel (bleu clair) et du référentiel de navigation locale (bleu foncé). À droite : représentation du référentiel mobile (rouge) par rapport au référentiel de navigation locale (bleu) et des angles d’Euler

6.1.2 Algorithmes calculant la trajectoire

Nous allons maintenant nous intéresser aux algorithmes de navigation. Les capteurs, de par leur nature imparfaite (erreurs, dérives, etc.), sont impuissants à reconstruire seuls la trajectoire d’un objet, c’est là qu’intervient un composant principal de la centrale inertielle : le calculateur/ordinateur.

À l’heure actuelle, les centrales inertielles sont des systèmes dits *strapdown*, où tous les senseurs inertiels sont montés rigidement sur l’appareil. Un algorithme simple peut donner des premiers résultats [143]. Cet algorithme est illustré sur la figure 6.2. La vitesse angulaire issue des gyromètres est intégrée pour trouver l’orientation de l’objet dans le référentiel de navigation locale. Cette information est ensuite utilisée pour projeter le signal d’accélération issu de l’IMU (mesuré dans le référentiel mobile) dans le référentiel de navigation locale. Il est ensuite nécessaire de corriger le signal accélérométrique de la gravité locale. En effet, les accéléromètres MEMS sont calibrés pour mesurer $\vec{a} - \vec{g}$. Il faut donc corriger la mesure de la valeur de la gravité. Or, la gravité n’étant pas constante sur Terre, il est important d’utiliser un bon modèle de gravité [144] pour retrouver la valeur de l’accélération. On peut ensuite, connaissant les conditions initiales, intégrer deux fois ce signal pour remonter à la position.

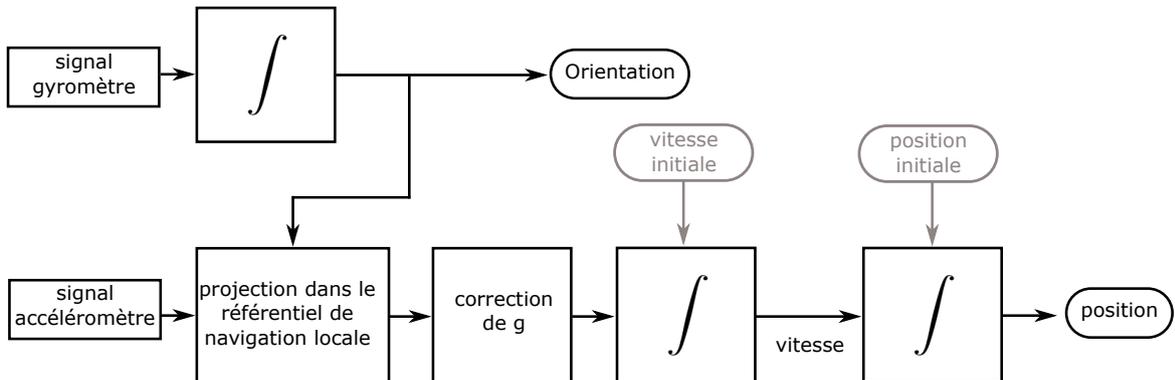


FIGURE 6.2 – Principe de l’algorithme (strapdown) de navigation inertielle.

Au premier abord, on pourrait penser qu'une boucle contenant l'algorithme précédent suffirait à faire de la navigation inertielle. Cependant, cela serait sans compter les biais et les dérives des capteurs ainsi que la propagation des erreurs au sein de l'algorithme de navigation qui entraînent des erreurs de plus en plus grandes. Nous reparlerons de ces dérives dans la section 6.2. Il est possible de s'affranchir de ces erreurs en utilisant des signaux extérieurs : GPS, capteur de pression, odomètre, par exemple, dont il faut inclure les informations dans l'algorithme. Un filtre de Kalman est alors utilisé en complément de l'algorithme strapdown.

Un filtre de Kalman [145, 146] est un algorithme récursif utilisé pour estimer les états (position, vitesse dans notre cas) d'un système perturbé par un bruit blanc. Il permet de résoudre le problème de la connaissance instantanée de l'état du système. Cet algorithme peut être décomposé en deux parties : la propagation de la valeur initiale du vecteur d'état grâce à notre connaissance de la dynamique du système puis, une actualisation de cette valeur en utilisant diverses mesures.

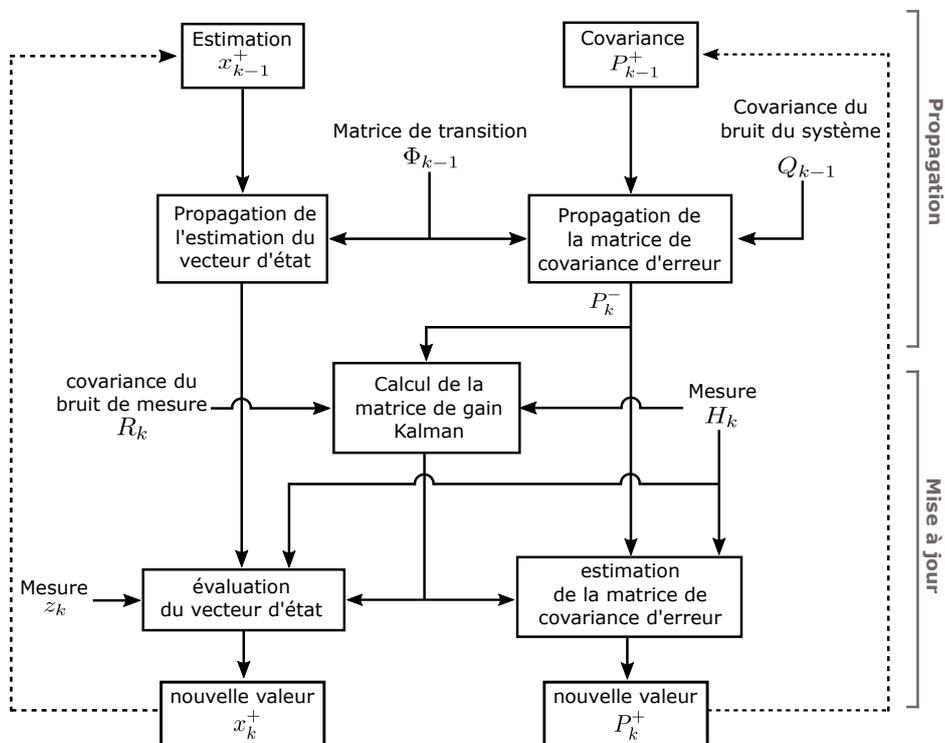


FIGURE 6.3 – Principe du filtre de Kalman. Image adaptée de [142]. L'algorithme peut être séparé en 2 phases : propagation du système et mise à jour des mesures. L'algorithme démarre par le calcul de la matrice de transfert ainsi que celui de la matrice de covariance d'erreur. Elles sont utilisées pour estimer les nouveaux états et covariance du système. Ensuite, les mesures effectuées ainsi que la matrice de gain Kalman sont utilisées pour mettre à jour l'estimation du vecteur d'état et la covariance

Plusieurs éléments sont nécessaires à l'application de cet algorithme. Une connaissance initiale du système, x_k (vitesse, position, orientation...) ainsi que du bruit (Q_k) sont nécessaires. Un modèle décrivant la dynamique *a priori* du système, Φ_k , permet de prédire son évolution à partir de la connaissance initiale de celui-ci. La puissance de cet algorithme vient de la combinaison de cette connaissance *a priori* du système avec différentes mesures effectuées (H_k) et des erreurs mesurées (R_k) à travers la matrice du gain Kalman, K_k , qui permet de déterminer le poids de l'information issue de la mesure. Elle est utilisée pour mettre à jour l'estimation

du vecteur d'état. Des détails sur l'ensemble de ces matrices et sur l'algorithme lui-même sont disponibles dans les références [142, 145, 146]. Nous nous contenterons de résumer le principe de l'algorithme figure 6.3. Il est optimisé de façon à minimiser l'erreur du vecteur d'état du système.

La version classique du filtre décrite ci-dessus n'a de sens que pour des systèmes linéaires, or, dans le cas de la navigation inertielle la dynamique du système ne l'est pas. On utilise alors le filtre de Kalman étendu qui est une version linéarisée autour de l'état actuel du système [142].

Comme nous le verrons à la section 6.1.3, les centrales inertielles ont leurs propres limites. Ces erreurs sur la position du véhicule se propagent au cours du temps entraînant des mauvaises estimations de l'état du système et donc des erreurs de position et des incertitudes de plus en plus grandes. Il est alors possible, grâce au filtre de Kalman, d'utiliser des capteurs extérieurs pour corriger ces erreurs (figure 6.4). On peut par exemple penser au système de positionnement par satellite (GNSS pour Global Navigation Satellite System) pour corriger des erreurs de position, à un altimètre pour connaître l'altitude d'un avion ou à un capteur de pression pour connaître la profondeur d'un sous marin. On peut également utiliser un au compas gyroscopique, indiquant le nord géographique. Des odomètres peuvent également être hybridés avec les INS. La liste des capteurs cités n'est qu'un exemple et n'est absolument pas exhaustive. Il est important que les capteurs externes utilisés soient de qualité et dérivent moins que la centrale elle-même pour ne pas aggraver la situation.

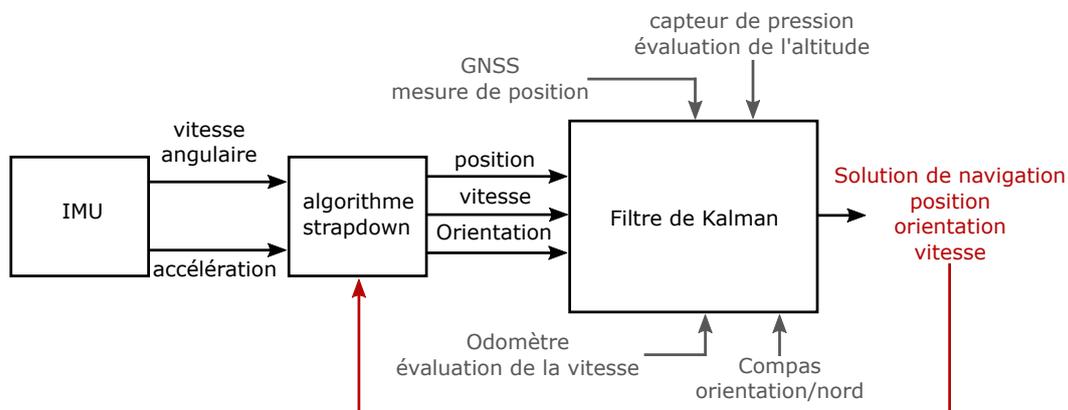


FIGURE 6.4 – Utilisation du filtre de Kalman et des informations issues de capteurs externes pour déterminer la position, l'orientation et la vitesse d'un véhicule.

L'utilisation d'un filtre de Kalman implique une connaissance initiale des bruits du système. Un des points forts de cet algorithme est qu'il convergera même si l'estimation initiale des bruits n'est pas exacte puisque la valeur du bruit est actualisée après chaque itération.

6.1.3 Limites des centrales inertielles

Nous nous intéressons maintenant aux limites des centrales inertielles. Nous ne rentrerons toutefois pas dans les détails des calculs [142, 147]. Les erreurs liées aux senseurs se propagent au fur et à mesure des itérations de l'algorithme de navigation. L'utilisation de senseurs externes, tels que le système GPS, permet d'empêcher les centrales de dériver. Toutefois, il arrive que le signal GPS ne soit pas disponible et ne puisse donc pas être utilisé pour corriger

la centrale, entraînant la dérive de l'INS. De plus, le système GPS ne permet pas d'avoir accès à l'orientation de l'objet.

Les erreurs les plus communes liées aux capteurs eux-mêmes sont principalement des erreurs de biais, de facteur d'échelle ou de non-linéarité. Une erreur de biais décale la valeur mesurée de la vraie valeur. Il est courant que cette erreur ne soit pas stable au cours du temps. Une erreur de facteur d'échelle est proportionnelle à la vraie valeur. Nous pouvons ajouter à ceci les erreurs commises lors de l'initialisation de la centrale. En effet, une mauvaise estimation de la position ou de la vitesse initiale se répercute sur le calcul de la position suivante. Il faut également compter les possibles erreurs liées au modèle de gravité utilisé dans l'algorithme ou encore, des erreurs liées à un mauvais alignement des capteurs entre eux (cette erreur est calibrée).

Les erreurs des capteurs limitent la navigation de différentes façons [148]. On distingue trois erreurs principales sur la solution de navigation : les oscillations de Schuler, la dérive verticale et la dérive gyroscopique.

Oscillations de Schuler

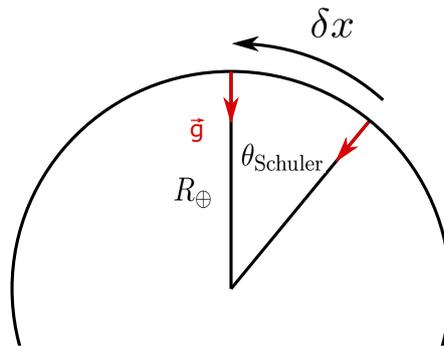


FIGURE 6.5 – Représentation du pendule de Schuler

Les oscillations de Schuler, illustrées figure 6.5, sont liées à la propagation d'une erreur de position du véhicule à la surface du globe terrestre. Cette erreur est notée δx et entraîne une mesure d'accélération biaisée. En effet, la mesure d'accélération est effectuée à une certaine position mais, le modèle utilisé pour compenser la gravité est appliqué sans tenir compte de l'erreur, à une position ayant un angle θ_{Schuler} par rapport à la vraie direction. Ainsi l'erreur sur l'accélération mesurée est telle que :

$$\delta\ddot{x} = -g \sin \theta_{\text{Schuler}} \quad (6.1)$$

Or, si l'on se place dans l'approximation des petits angles et que l'on néglige la courbure de la Terre, on a $\theta_{\text{Schuler}} = \delta x / R_{\oplus}$, où R_{\oplus} est le rayon terrestre. On a alors :

$$\delta\ddot{x} = -\frac{g}{R_{\oplus}} \delta x \quad (6.2)$$

Nous sommes en présence d'une équation différentielle du second ordre dont le discriminant est négatif, autrement dit, l'équation d'un oscillateur harmonique dont la fréquence d'oscillation est $\omega_{\text{Schuler}} = \sqrt{g/R_{\oplus}}$. Nous pouvons alors calculer la période de cette oscillation qualifiée de période de Schuler :

$$\tau_{\text{Schuler}} = 2\pi \sqrt{\frac{R_{\oplus}}{g}} \quad (6.3)$$

Ainsi, si l'on prend $R_{\oplus} = 6371$ km et $g = 9.81$ m.s⁻², on obtient alors $\tau_{\text{Schuler}} = 5063$ s. Les oscillations de Schuler sont donc bornées dans le temps et ont une période d'oscillation de 84.4 minutes [149].

Dérive verticale

Une autre dérive des centrales inertielles est liée au modèle de gravité utilisé dans l'algorithme de navigation. En effet, dans le cas des oscillations de Schuler, nous n'avons considéré que la projection horizontale liée à l'erreur de position, or, il y a également une projection verticale, proportionnelle à $\cos(\theta_{\text{Schuler}})$, à appliquer. Si l'on considère l'approximation des petits angles, on a $\cos(\theta_{\text{Schuler}}) = 1 - \theta_{\text{Schuler}}^2/2$. Il n'y a pas de corrections à appliquer au premier ordre. Alors, de la même manière que dans la section précédente, on a

$$\begin{aligned} \delta\ddot{x} &= -g \left(1 - \left(\frac{\delta x}{R_{\oplus}} \right)^2 \right) \\ \delta\ddot{x} - g f(x) &= -g \end{aligned} \tag{6.4}$$

Une linéarisation de la fonction $f(x)$ nous place également dans le cas d'une équation différentielle du second degré, or, dans ce cas ci, le discriminant est positif. Les solutions sont donc des fonctions de la forme $C_1 e^{\lambda \delta x_1}$, qui sont des solutions divergentes.

Cette dérive peut bien entendu être corrigée grâce à l'utilisation de senseurs externes (altimètre, capteur de pression). Une meilleure connaissance de la gravité pourrait limiter cette dérive verticale.

Erreur de dérive gyroscopique

Les gyromètres sont également une grande source d'erreur de navigation, et certainement la plus problématique puisqu'elle n'est pas bornée contrairement aux oscillations de Schuler. Tout d'abord, il n'est pas inutile de rappeler que, de la même manière que les accéléromètres, les vitesses angulaires mesurées sont intégrées une fois afin de déterminer l'orientation (attitude) du véhicule. Il s'agit là d'une première source d'erreurs qui provoquent un effet de marche aléatoire sur le véhicule en question.

Nous l'avons négligé jusqu'à présent mais le véhicule que nous considérons subit une accélération de Coriolis lié à la rotation de la Terre. Comme pour la gravité, un modèle imparfait est utilisé pour compenser cet effet.

L'effet Coriolis n'étant pas parfaitement compensé, les gyromètres voient de faibles composantes dues à la rotation de la Terre [150, 151]. Ceci a pour effet de coupler la vitesse dans la direction du Nord en une accélération vers l'Est avec une constante de proportionnalité égale à $\Omega_{\oplus} \sin(\Phi)$, où Ω_{\oplus} est la vitesse de rotation de la Terre, environ égale à 7.3×10^{-5} rad.s⁻¹ et Φ est la latitude.

Si l'on note ε_E l'erreur de position vers l'Est et ε_N l'erreur de position vers le Nord, on obtient le système d'équation suivant :

$$\begin{aligned} \ddot{\varepsilon}_E &= -\omega_{\text{Schuler}}^2 \varepsilon_E + \omega_{\oplus} \sin(\Phi) \dot{\varepsilon}_N \\ \ddot{\varepsilon}_N &= -\omega_{\text{Schuler}}^2 \varepsilon_N \end{aligned} \tag{6.5}$$

Les erreurs dont nous venons de discuter ne sont pas les seules. Par exemple, nous n'avons pas abordé l'impact sur la solution de navigation des erreurs de facteur d'échelle, ni de celles liées aux non linéarités des senseurs où encore celles dues aux désalignement des capteurs. De plus, il existe d'autres erreurs bornées, liées à la rotation terrestre comme les oscillations 24h et les oscillations de Foucault ayant une période de 30h qui modulent les oscillations de Schuler [148].

À l'heure actuelle, la limitation principale des centrales inertielles est liée à la dérive des gyromètres. En effet, les oscillations de Schuler sont bornées dans l'espace et la dérive verticale est plutôt bien corrigée par des capteurs externes de type altimètre ou capteur de pression. En revanche, une dérive horizontale ne peut être corrigée qu'avec un signal GNSS puisqu'il est encore de nos jours difficile d'estimer la longitude avec précision. Or, le signal GNSS n'est pas toujours disponible, ou encore, pour certaines applications où les utilisateurs ne souhaitent ni émettre ni recevoir de signal extérieur. Ils sont alors sujets à d'importantes dérives et il est alors essentiel d'utiliser des capteurs inertiels de qualité.

6.1.4 Le laboratoire iXAtom

Les technologies basées sur les atomes froids ont déjà conduit à une révolution scientifique : celle de la mesure du temps. En effet, l'avènement des horloges atomiques peut être considérée comme une révolution technologique qui a aboutit à une nouvelle définition de la seconde, bien plus précise que la précédente [13]. De plus, les transitions énergétiques des atomes étant très bien déterminées, les horloges atomiques sont des références stables mais également universelles. De plus, étant des objets massifs, les atomes sont sensibles aux effets inertiels et sont par conséquent de bons candidats pour les mesurer. Au cours de ce manuscrit, nous avons essentiellement discuté de l'utilisation des atomes pour mesurer une accélération mais ils sont également utilisés pour mesurer des rotations. Enfin, depuis quelques années, les technologies atomiques commencent sortir des laboratoires de recherche et deviennent des technologies industrielles. Par exemple, l'entreprise Muquans a vu le jour en 2012 et commercialise des horloges à atomes froids ainsi que des gravimètres atomique absolus [22].

C'est dans ce contexte que nous avons commencé à travailler avec l'entreprise iXBlue au sein du laboratoire commun (iXAtom). Le principal domaine d'expertise de l'entreprise étant la navigation inertielle, l'objectif est de réaliser une centrale inertielle autonome, qui ne nécessite pas l'utilisation d'un signal GNSS ou GPS. Ce projet, plutôt ambitieux, vise à faire fonctionner une centrale inertielle atomique, avec plusieurs axes de mesures, alors que l'objet peut être soumis à d'importantes rotations.

L'objectif ultime serait une centrale n'utilisant que des atomes froids, cependant, comme nous verrons section 6.2.2, les gyromètres atomiques sont encore loin d'être compacts ou transportables. Le projet se développe autour de trois axes principaux : le développement de systèmes lasers, le développement d'interféromètres multiaxes et l'hybridation des technologies classiques et atomiques. Ainsi, une alternative à l'INS 100% atomique est l'hybridation entre une centrale inertielle classique et des technologies atomes froids. Ces derniers seraient alors utilisés comme des capteurs externes en tant qu'entrée supplémentaire au filtre de Kalman.

Des études théoriques sur l'hybridation de ces deux technologies ont été réalisées dans [152, 153, 154]. Elles pointent du doigt une des limites des interféromètres atomiques : un long temps de cycle et un temps de mesure bien inférieur au temps de cycle. Il est toutefois toujours possible d'améliorer les performances des centrales classiques en fusionnant les données.

Le travail que nous cherchons à effectuer avec iXBlue n'est pas uniquement théorique. En effet, nous visons la réalisation d'un prototype compact et embarquable, hybridant les tech-

nologies classiques et atomiques. Nous l'avons vu au cours de ce manuscrit, des hybridations entre accéléromètres classiques et quantiques ont déjà été réalisées, essentiellement dans le but de pouvoir faire fonctionner un interféromètre atomique dans un environnement bruyé [155, 17, 40, 41, 156]. Nous effectuons ici le raisonnement inverse qui est d'utiliser la stabilité de mesure des atomes pour corriger les défauts des senseurs classiques.

Nous avons commencé par nous intéresser aux accéléromètres. L'idée de base du projet est de considérer que, même si l'accéléromètre atomique ne donne pas une mesure continue, cette dernière est moins biaisée et qu'elle est donc plus proche de la valeur de l'accélération subie par le véhicule comme illustré figure 6.6. Alors, cette valeur est prise en compte à la place de celle du senseur classique dans le filtre de Kalman et nous permet de ramener l'accélération vers sa vraie valeur.

Pour utiliser directement le signal d'accélération des atomes, il sera important de tenir compte du fait que la valeur donnée par un accéléromètre atomique est une valeur modulo 2π . Pour recalibrer l'INS, on va alors devoir supposer que l'accélération mesurée par l'INS n'est pas éloignée de plus d'une demie frange de la valeur atomique. C'est à dire que le biais de l'accéléromètre que l'on cherche à corriger ne doit pas trop varier entre deux cycles de mesure atomique. Toutefois, comme nous le verrons section 6.3, les atomes peuvent également être utilisés pour corriger le biais des senseurs classiques.

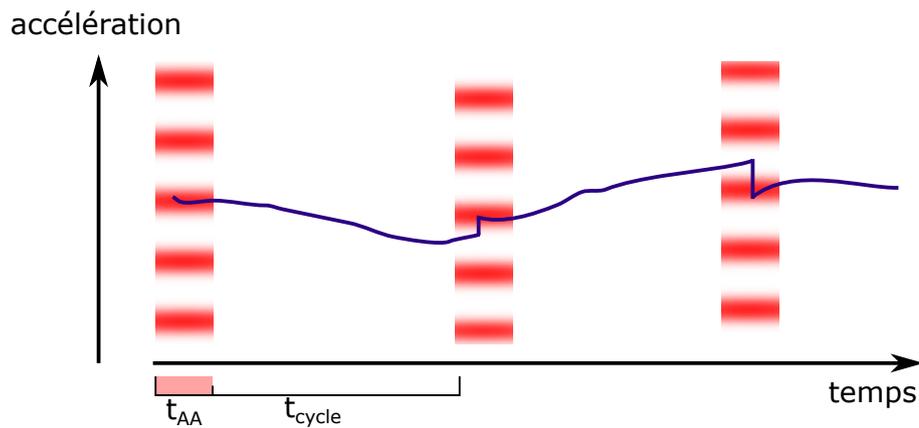


FIGURE 6.6 – Principe de la correction effectuée sur un accéléromètre classique (violet) à partir de la mesure effectuée par un accéléromètre atomique (rouge). Le capteur atomique présente un temps mort correspondant à la différence entre le temps de cycle (t_{cycle} et le temps de mesure de l'appareil (t_{AA}) durant lequel l'accéléromètre classique n'est pas corrigé.

Un autre défi concerne l'aspect compact du prototype. En effet, des efforts ont été fait sur l'expérience ICE pour la rendre transportable mais l'aspect compact reste discutable. Une nouvelle chambre plus petite que celle de ICE, illustrée figure 6.7, a été conçue par Brynle Barrett. Cette chambre possède suffisamment d'accès optiques pour réaliser un interféromètre trois axes. De plus, l'utilisation des collimateurs du MOT pour faire les faisceaux Raman favorise la compacité du système. Cette architecture implique l'utilisation de lames à retard variable à cristaux liquide pour pouvoir changer la polarisation des faisceaux, comme cela a été fait pour le projet MiniAtom [157].

Le protocole expérimental envisagé est différent de celui décrit précédemment pour le test du principe d'équivalence. En effet, jusqu'à maintenant, nous accumulions des données afin

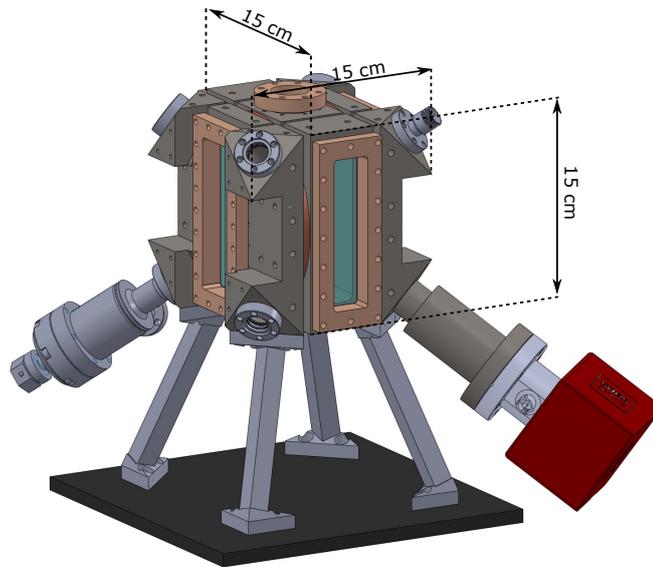


FIGURE 6.7 – Enceinte à vide de l’accéléromètre 3D développé dans le laboratoire commun iXAtom.

de reconstruire les franges d’interférences, or, dans le cadre de la navigation inertielle où l’accélération est un paramètre variable, nous souhaitons qu’une mesure atomique corresponde à une valeur d’accélération. Cela revient à utiliser la méthode du vernier décrite dans les références [32, 40]. La mesure est réalisée en deux étapes. L’AM est utilisé pour réaliser une mesure grossière de l’accélération, qui permet d’identifier la demie-frange correspondante, puis, la réponse de l’interféromètre atomique étant bijective, alors la probabilité de présence mesurée permet d’obtenir une mesure plus fine.

Nous venons de faire une présentation générale du laboratoire commun iXAtom. Nous sommes encore au début du projet et nous avons fait le choix de nous concentrer dans un premier temps sur les accéléromètres dont le cahier des charges est détaillé dans la section 6.2.3. De plus, Dans la suite du chapitre, nous nous concentrerons sur l’aspect hybridation puisque l’expérience ICE, déjà fonctionnelle, a pu être utilisée pour réaliser des premières expériences.

6.2 Intérêt des atomes froids pour la navigation inertielle

La section précédente nous a permis d’introduire la navigation inertielle ainsi que les limites de cette technologie si elle n’est pas corrigée avec des informations supplémentaires. Nous avons alors parlé de l’hybridation de ces senseurs avec d’autres capteurs externes à l’INS à travers l’évocation de la nécessité d’utiliser un filtre de Kalman. Ce besoin d’aide extérieure est lié à l’imperfection des senseurs inertiels qui possèdent leur propres erreurs et à la propagation de ces erreurs au sein de l’algorithme de navigation, qui dépend de la qualité des senseurs utilisés.

Dans une première partie, nous détaillerons les accéléromètres et les gyromètres utilisés dans les centrales. Nous continuerons en discutant de l’intérêt d’hybrider une INS avec des technologies basées sur les atomes froids.

6.2.1 Caractéristiques des capteurs inertiels classiques

L'IMU est constituée de trois accéléromètres et de trois gyromètres fixés rigidement entre eux. Les accéléromètres mesurent l'accélération de l'objet dans le repère inertiel. Les gyromètres mesurent les vitesses angulaires dans le même repère. L'intégration des vitesses angulaires donne accès aux angles d'Euler et à l'orientation de l'objet en question. Nous décrivons dans la suite les principales caractéristiques de ces capteurs.

Caractéristiques des accéléromètres

Les accéléromètres utilisés pour la navigation inertielle ne répondent pas au mêmes besoins que les AM évoqués dans les chapitres précédents. En effet, les AM utilisés pour reconstruire les franges d'interférences sont choisis pour leur faible bruit et leur bande passante plutôt élevée, ce qui a généralement pour conséquences une faible dynamique. En navigation, le bruit du capteur est moins critique puisqu'il s'intègre, en revanche, la stabilité du biais est essentielle. Les accéléromètres peuvent être classés en différentes catégories selon leurs performances (tableau 6.1). Nous nous intéresserons à ceux destinés à la navigation.

Catégorie	Stabilité du biais (mg)	précision (km)	exemple
Consommateur	>50	>320	ADXL 345
Industriel	10	64	AI-Q-701 [158]
Tactique	1	6.4	MS100 [159]
Intermédiaire	0.1	0.64	AI-Q-1410 [158]
Navigation	0.05	0.32	IXAL [160]
Stratégique	0.005	0.032	PIGA [161]

TABLE 6.1 – Classification générale des accéléromètres, issus de la référence [162, 155]. La précision est évaluée après une heure d'intégration.

Le bruit du capteur reste un paramètre essentiel à considérer mais il n'est pas le seul. Le biais est un paramètre important puisqu'il caractérise l'erreur que l'on commet sur la mesure. En outre, dans le cas de la navigation inertielle, les senseurs peuvent être amenés à supporter de fortes accélérations (décollage de fusées par exemple) et ils ont par conséquent une dynamique importante.

Sur de longues périodes de navigation la stabilité des paramètres (biais, facteur d'échelle, etc.) est aussi à prendre en compte puisque toute variation des paramètres de l'accéléromètre se répercute sur la mesure de l'accélération. De plus, les centrales inertielles sont des outils embarquables pouvant subir des variations de température importantes au cours de leur utilisation. Nous sommes ainsi amenés à nous intéresser non seulement aux paramètres des senseurs mais également à leur stabilité dans le temps et en fonction de la température.

Il existe différentes technologies permettant de mesurer des accélérations. Des capteurs piézoélectriques peuvent être utilisés. Dans ce cas, une masse de test exerce une force de pression ou de cisaillement sur un matériau piézoélectrique ce qui a pour conséquence de générer un courant proportionnel à l'accélération subie. Suivant la même idée, on trouve des capteurs piézorésistifs. La masse est alors fixée sur une lame élastique équipée de jauges piézorésistives parcourues par une certaine tension. Lorsque la masse subie une accélération, la lame se plie déformant les jauges, entraînant une modification de leurs résistances et par conséquent, une variation de la tension traversant ces jauges. On trouve également des accéléromètres capacitifs. Dans ce cas, une masse mobile est fixée entre deux masses immobiles. La masse libre est reliée aux deux autres masses par des condensateurs. Une variation de la position de la masse

entraîne une variation des capacités. Enfin, on trouve également des systèmes masses/ressort, où, lorsqu'il y a une accélération, l'information sur le déplacement de la masse permet de remonter à l'accélération subie.

Parmi ces différentes technologies, nous pouvons distinguer deux grandes familles d'accéléromètres : les accéléromètres asservis en position et ceux qui ne le sont pas [163]. Dans le cas d'un accéléromètre asservi, la masse d'épreuve est asservie autour d'une position nulle et l'information sur l'accélération est obtenue en sortie de la boucle de contre-réaction. Ceci permet aux capteurs d'avoir un meilleur vieillissement ainsi que de pouvoir mesurer une plus grande gamme d'accélération.

Dans la suite, nous nous focaliserons sur les accéléromètres à lame vibrante, VIA (Vibrating Inertial Accelerometer), qui font partie de la catégorie masse/ressort et qui présentent aujourd'hui d'excellentes performances. Ce type d'accéléromètre peut être retrouvé dans les centrales inertielles iXBlue.

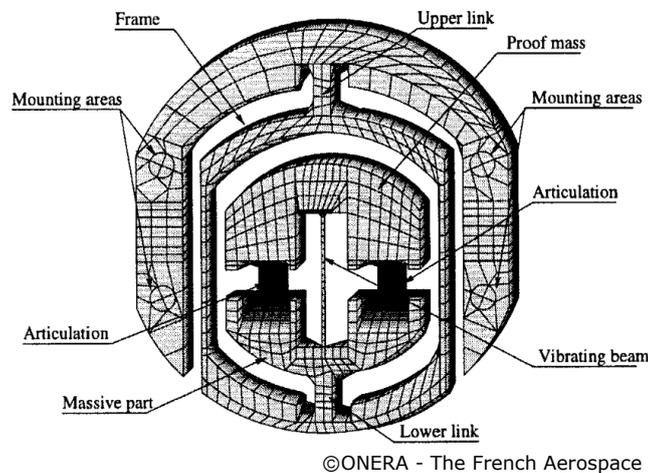


FIGURE 6.8 – Représentation d'un VIA de l'ONERA. Schéma issu de la référence [164]

Les VIA utilisés dans les centrales inertielles reposent sur un principe breveté par l'ONERA en 1995 [165]. Ils sont illustrés figure 6.8. Ce sont des capteurs monolithiques, c'est à dire, construits "d'un bloc" à partir d'un substrat de quartz grâce à des procédés chimiques. Cette méthode permet d'obtenir des capteurs miniatures. La partie active du dispositif (masse et poutre) se situe au centre du capteur [164]. Deux articulations relient la partie active au support de fixation par l'intermédiaire d'un cadre de découplage. Ce cadre de découplage sert également à protéger la partie active des fluctuations thermiques.

La poutre est mise en vibration à une fréquence propre. Lorsqu'il y a une accélération dans la direction de la poutre, cela crée une force de compression (ou d'extension) sur celle-ci ce qui fait varier sa fréquence de résonance. Il s'agit du même phénomène que celui qui permet d'accorder une guitare. La variation de fréquence est alors fonction des matériaux utilisés pour la poutre ainsi que la masse. Le fait que l'accélération soit directement liée à la variation de fréquence rend ces capteurs intéressants de par la stabilité de leur facteur d'échelle.

Le montage final utilise deux capteurs fonctionnant de manière différentielle de façon à faire de la réjection de mode commun entre les deux senseurs et améliorer leurs performances. Le senseur complet comprend le capteur ainsi qu'un circuit électronique maintenant les poutres en vibration à leur fréquence de résonance par effet piezo-électrique. Les performances de ces capteurs se sont avérées très prometteuses dès leur développement à la fin des années 90. En effet, ces capteurs compacts ont une dynamique de ± 100 g et une résolution de $10 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$,

une stabilité de biais inférieure à 300 μg et une stabilité de facteur d'échelle inférieure à 20 ppm sur un an.

Les performances de ces capteurs ont bien entendu continué à être améliorées. On retrouve dans le tableau 6.2 les performances d'un capteur haut de gamme [160] utilisé par l'entreprise iXblue pour leurs centrales inertielle en 2014. Ces capteurs hautes performances ne sont utilisés que dans des centrales inertielle haut de gamme.

	unité	capteur haute performance
Dynamique de mesure	g	± 100
Répétabilité du biais	μg	79
bruit de mesure (1-10 s)	$\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$	2.1
stabilité du biais (10-300 s)	μg	0.9
stabilité du facteur d'échelle en température	ppm	17
Non linéarité	$\mu\text{g}/\text{g}^2$	9

TABLE 6.2 – Performances moyennes obtenues sur la production d'une série d'accéléromètres hautes performances (IXAL) par iXblue [160]

Caractéristiques des gyromètres

Les autres capteurs essentiels composant l'IMU des centrales inertielle sont les gyromètres, donnant accès aux vitesses de rotation du véhicule dans le référentiel de navigation. De la même manière que pour les accéléromètres, on peut les classer en différentes catégories en fonction de leurs performances (tableau 6.3).

Catégorie	Stabilité du biais ($^{\circ}/\text{h}$)	précision (km)	Exemple
Consommateur	>100	>11000	-
Industriel	10 à 100	1100 à 11000	CRS43 [166]
Tactique	1 à 10	110 à 1100	DSP-1750 [167]
Intermédiaire	0.01 à 1	1.1 à 110	DSP-4000 [167]
Navigation	<0.01	<1.1	FOG120 [168]
Stratégique	<0.001	<0.11	ASTRIX 200 [168, 169]

TABLE 6.3 – Classification générale des gyromètres, issus de la référence [162, 155]. La précision est évaluée après une heure d'intégration.

Comme pour les accéléromètres, différentes technologies permettent d'accéder à la vitesse de rotation d'un véhicule. On peut par exemple, citer les gyromètres mécaniques basés sur des technologies MEMS (pour MicroElectroMechanical Systems) et les gyromètres optiques. Les technologies MEMS sont utilisées pour mesurer la vitesse de rotation avec des gyromètres vibrants, sensibles à l'accélération de Coriolis. Leur principe est proche de celui des VIA puisque la rotation du senseur fait varier la fréquence de résonance d'une poutre maintenue en vibration. Le principal avantage de ces capteurs reste leur petite taille et leur faible coût. En revanche, ce sont des capteurs aux performances bien inférieures à celles ces gyromètres optiques en terme de stabilité de biais. Nous ne nous attarderons pas sur ces gyromètres mécaniques mais des détails peuvent être trouvés dans [142, 170].

Les gyromètres optiques sont basés sur l'effet Sagnac découvert en 1913 [171, 172] illustré sur la figure 6.9. Une séparatrice est utilisée pour créer 2 faisceaux optiques distincts à partir d'une même source. Ces deux faisceaux se propagent dans deux directions opposées au sein du même interféromètre sur des chemins optiques fermés. Des franges d'interférences sont visibles en sortie du dispositif. Les franges se décalent l'une par rapport à l'autre si le montage subit une rotation Ω autour de l'axe orthogonal au chemin optique. L'effet Sagnac est un effet relativiste mais nous utilisons ici une image simplifiée du phénomène.

En effet, une telle rotation déséquilibre le chemin optique vu par les deux faisceaux. La longueur effective vu par le faisceau se propageant dans le même sens que la rotation paraît plus long. A l'inverse, celui du faisceau se propageant dans le sens contraire paraît plus court. Le calcul de la différence de chemin optique est développé dans [162] et conduit à :

$$\delta L_S = \frac{2\mathcal{A}\Omega}{c} \quad (6.6)$$

Où \mathcal{A} est l'aire du chemin optique fermé et Ω est le vecteur rotation. En poursuivant le calcul, on trouve également que le décalage des franges correspond à un déphasage $\Delta\Phi_R$ tel que :

$$\Delta\Phi_R = \frac{4\omega\mathcal{A}}{c^2} \cdot \Omega \quad (6.7)$$

Avec ω la fréquence l'onde.

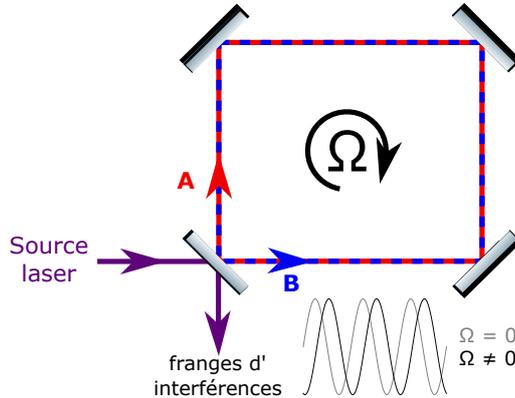


FIGURE 6.9 – Principe de l'effet Sagnac

Le développement des lasers et des fibres optiques a permis de rendre les appareils basés sur ce principe très performants. On distingue deux grandes catégories de gyroscopes optiques, le gyromètre laser noté RLG (Ring Laser Gyrometer) et le gyromètre à fibres optiques noté FOG (Fiber Optic Gyroscope).

Le développement des RLG a commencé dans les années 60 [173] et atteint la maturité technologique dans les années 80 [174]. La cavité, généralement triangulaire [175] ou carrée [176] contient un plasma He-Ne excité par des électrodes provoquant l'effet laser dans les deux directions de la cavité. Lorsque le RLG subit une rotation, la différence de fréquence induite par l'effet Sagnac est telle que :

$$\Delta f_R = 4 \frac{\mathcal{A}}{\lambda \mathcal{P}} \cdot \Omega \quad (6.8)$$

Avec \mathcal{A} l'aire de la cavité fermée, \mathcal{P} son périmètre et λ la longueur d'onde au repos.

Un des problèmes connus des RLG est un phénomène d'asservissement des modes entre les deux faisceaux contra-propageants [177, 162]. En effet un faible couplage entre deux oscillateurs les fait s'asservir et osciller à la même fréquence. Une des causes de ce couplage vient

de la rétrodiffusion des miroirs. De plus, les décharges électriques issues des électrodes créent un flux d'ions qui entraîne une différence de vitesse entre les faisceaux contra-propageants (effet d'entraînement de Fresnel-Fizeau) qui crée des dérives long-terme du biais.

L'utilisation de cavités passives permet d'éviter les effets d'entraînement et d'asservissement des modes [178]. De plus, si au lieu d'une cavité "classique" on utilise une fibre optique, on peut améliorer la sensibilité de l'appareil en tirant avantage de la longueur de la fibre optique mise sous forme de bobine. La différence de fréquence induite lors d'une rotation est semblable à l'équation 6.8 si l'on tient compte de l'indice n du milieu :

$$\begin{aligned}\Delta f_R &= 4 \frac{\mathcal{A}}{n\lambda\mathcal{P}} \cdot \Omega \\ \Delta f_R &= 4 \frac{\mathcal{D}}{n\lambda} \cdot \Omega\end{aligned}\tag{6.9}$$

Où \mathcal{D} est le diamètre de la bobine de fibre. Ce type de gyroscope à fibres est qualifié de R-FOG (pour Resonant Fiber Optic Gyroscope). Cette approche présente cependant un problème : pour un fonctionnement efficace, la source doit avoir un spectre très fin et une grande longueur de cohérence qui engendre différentes sources de bruit et dégrade les performances [162].

	unité	FOG 120	FOG 200
Diamètre moyen de la bobine	mm	94	176
Répétabilité du biais	°/h	0.01	0.001
bruit de mesure	°/√h	0.0012	0.00012
stabilité du biais (variation température)	°/h	< 0.015	-
stabilité du facteur d'échelle	ppm	30	-

TABLE 6.4 – Performances de FOG haute précision de chez iXblue (FOG200 et FOG 120) [179].

Une autre approche est celle des I-FOG (Interferometric Fiber-Optic Gyroscope) plus communément appelés FOG [162, 180]. Une bobine de fibre optique est utilisée à la place des cavités. Ceci permet d'augmenter la sensibilité de l'appareil à l'effet Sagnac puisque l'on peut bobiner une grande longueur de fibre optique et augmenter \mathcal{A} . En revanche, une source à large spectre est utilisée. Le contraste des franges est bon si la différence de chemin est nulle. Le contraste disparaît rapidement lorsque cette différence augmente mais, cela permet aussi de limiter les interférences liées à des effets parasites (rétro-réflexion, rétrodiffusion par exemple).

La configuration des FOG implique un signal interférométrique maximum lorsque la différence de phase $\Delta\Phi_R$ est nulle :

$$\begin{aligned}I &= I_1 (1 + \cos \Delta\Phi_R) \\ \Delta\Phi_R &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\mathcal{L}\mathcal{D}}{c} \Omega\end{aligned}\tag{6.10}$$

Où \mathcal{L} est la longueur de fibre bobinée. Pour obtenir une plus grande sensibilité, un retard est introduit en utilisant un modulateur de phase ce qui décale le signal en sortie du FOG. Ce dernier se retrouve centré sur 0. Ensuite, une rotation décale le signal de sortie qui peut être démodulé pour nous permettre de retrouver le décalage engendré par la rotation. Ce nouveau signal est ensuite utilisé comme signal d'erreur pour maintenir le déphasage à $\Delta\Phi_R$. L'appareil fonctionne ainsi à son maximum de sensibilité.

Cette technologie est aujourd'hui mature et présente de très bonnes performances résumées dans le tableau 6.4 issues de la référence [179].

6.2.2 Le potentiel des atomes froids

Les gyromètres atomiques

L'idée d'utiliser des atomes pour faire de la navigation n'est pas nouvelle [181, 152] et devient même plutôt attirante si l'on compare la sensibilité à l'effet Sagnac d'un gyromètre optique et la sensibilité aux rotations d'un gyromètre à atomes froids [181, 182].

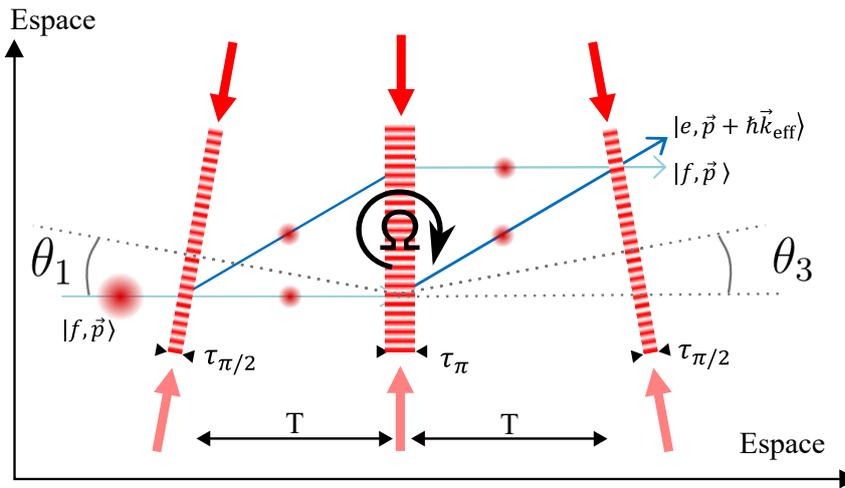


FIGURE 6.10 – Représentation d'un interféromètre atomique sensible à une rotation Ω .

La sensibilité à une rotation d'un gyromètre atomique se calcule de manière identique à ce que nous avons fait au chapitre 1 [183, 130, 132]. Nous considérons toujours des transitions Raman à 2 photons dans une configuration Mach-Zender (séquence d'impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$). Contrairement au chapitre 1, nous n'appliquons plus une accélération mais une rotation Ω à l'interféromètre. Cette rotation uniforme s'effectue dans un plan orthogonal au miroir de référence. Par construction, comme illustré figure 6.10, nous avons un angle $\theta_1 = -\Omega T$ entre le faisceau Raman et la direction de propagation des atomes. Cette première interaction avec les lasers imprime sur les atomes une phase $\phi_1 = k_{\text{eff}}\theta_1 L$, avec $L = \vec{v}_i T$ et \vec{v}_i est la vitesse des atomes avant leur entrée dans l'interféromètre (dans le référentiel de navigation locale). Ensuite, à l'instant $t = T$, le faisceau Raman est perpendiculaire à la trajectoire des atomes et n'induit aucun déphasage. Enfin, à $t = 2T$, un déphasage $\phi_3 = -k_{\text{eff}}\theta_3 L$ est imprimé sur les atomes. En procédant de la même façon qu'au premier chapitre et en utilisant l'équation 1.27, on trouve que :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{rot}} &= k_{\text{eff}}(\theta_1 + \theta_3)L \\ &= -2k_{\text{eff}}\Omega T^2 \vec{v}_i\end{aligned}\quad (6.11)$$

De plus, si l'on considère que la vitesse des atomes n'est pas perpendiculaire à la rotation, on aboutit à l'expression plus générale [29] :

$$\Phi_{\text{rot}} = -2(\vec{k}_{\text{eff}} \wedge \vec{v}_i) \cdot \vec{\Omega} T^2 \quad (6.12)$$

Ensuite, l'aire de l'interféromètre est définie comme $\mathcal{A} = -(\hbar \vec{k}_{\text{eff}}/m)T \wedge \vec{v}_i T$, ce qui nous

conduit à :

$$\Phi_{\text{rot}} = \frac{2m\mathcal{A}\vec{\Omega}}{\hbar} \quad (6.13)$$

Nous pouvons maintenant comparer le sensibilité aux rotations des deux gyromètres [182]. Nous supposons que les deux gyromètres sont soumis à la même rotation $\vec{\Omega}$ et qu'ils ont la même aire \mathcal{A} .

$$\frac{\Phi_{\text{atome}}}{\Phi_{\text{optique}}} = \frac{mc^2}{2\hbar\omega} \quad (6.14)$$

Une application numérique en considérant que le gyromètre atomique est réalisé avec des atomes de rubidium et que le laser source du gyromètre laser est à 1550 nm nous mène au rapport suivant :

$$\frac{\Phi_{\text{atome}}}{\Phi_{\text{optique}}} \approx 10^{11} \quad (6.15)$$

Ainsi, au premier abord, un gyromètre atomique serait 10^{11} fois plus sensible qu'un gyromètre optique. Ce résultat est toutefois à nuancer. En effet, cette comparaison repose sur une hypothèse qui n'est pas vérifiée puisque l'aire des deux gyromètres n'est pas égale. Si l'on considère un FOG, où plusieurs kilomètres de fibres sont bobinées, peut avoir des aires équivalentes à plusieurs m^2 alors que l'aire d'un gyroscope atomique ne dépasse pas quelques dizaines de cm^2 [183]. Il existe bien des techniques pour augmenter l'aire des gyroscopes atomique [184] mais cette dernière reste bien inférieure à celle des gyroscopes à fibre. De plus, le rapport signal à bruit d'un interféromètre joue un rôle clef dans la sensibilité de celui-ci et il constitue souvent un facteur limitant pour les interféromètres atomiques.

Ensuite, même si les performances des gyromètres atomiques résumées dans le tableau 6.5 sont très bonnes, ces appareils restent des expériences de laboratoire, fonctionnant dans un environnement contrôlé. De plus, il s'agit de gros appareils qui ne sont absolument pas embarquables.

	Unité	Yale	Stanford	SYRTE
Sensibilité court terme	rad/s/ $\sqrt{\text{Hz}}$	6.10^{-10}	8.10^{-8}	1.10^{-7}
Sensibilité long-terme	rad/s	-	$2,5.10^{-9}$ à 900 s	$1,0.10^{-9}$ à 10^4 s
Aire	mm^2	24	24	1100

TABLE 6.5 – Performances des gyroscopes atomiques de Yale [185], Stanford [186] et du SYRTE [141].

Nous pouvons distinguer deux grandes familles de gyromètres atomiques : ceux utilisant des jets d'atomes et ceux utilisant des atomes refroidis par laser.

Les gyromètres atomiques utilisant des jets d'atomes sont les premiers à avoir vu le jour à Stanford [186] et à Yale [19, 185]. L'appareil de Yale fonctionnait avec des faisceaux d'atomes de césium collimatés, refroidis transversalement par une mélasse 2-D. Ce faisceau a une vitesse longitudinale de 290 m/s. L'appareil développé à Stanford est basé sur le même principe mais utilise un faisceau d'atomes légèrement plus lent (220m/s). Les performances de ces gyromètres sont très bonnes (tableau 6.5), mais ne sont pas du tout adaptées au principe de la navigation puisque la taille de l'interféromètre est de 2 m, autrement dit, la taille d'une pièce.

Les gyromètres utilisant des atomes froids, comme celui du SYRTE [184, 187, 141] sont également des gros appareils mais ils tirent parti de la sensibilité du gyromètre au temps

d'interrogation avec $T = 100$ ms. Dans ce cas, la taille de l'interféromètre ne dépasse pas 3 cm. De plus, cela permet d'avoir un meilleur contrôle de la vitesse initiale des atomes. Toutefois, l'aire de l'interféromètre est plus faible.

Dans les deux cas, des techniques ont été développées pour limiter les effets systématiques et différencier les accélérations des rotations subies. Il s'agit généralement de créer un interféromètre symétrique pour faire de la réjection de mode communs entre les deux interféromètres. Ainsi, le gyromètre de Yale utilise deux faisceaux d'atomes contra-propageant alors que le SYRTE réalise deux mélasses mouvantes ayant des vitesses opposées. Toutefois, des progrès restent à faire pour rendre ces appareils plus compact et embarquables.

Nous comparons, tableau 6.6, les performances d'un FOG (capteur hautes performances) avec l'état de l'art des gyromètres atomiques. De gros efforts restent à fournir afin de diminuer la taille de ces senseurs sans en dégrader les caractéristiques.

	unité	FOG	Gyromètre atomique
Biais/répétabilité	$^{\circ}/h$	0.001	-
Bruit	$^{\circ}/h^{1/2}$	0.00001	0.000003
stabilité du facteur d'échelle	ppm	10	5

TABLE 6.6 – Comparaison des performances d'un gyromètre classique haute performance et d'un gyromètre atomique.

Les accéléromètres atomiques

Si l'on considère maintenant le cas des accéléromètres, on se rend compte que les accéléromètres atomiques, essentiellement des gravimètres, dépassent déjà les performances des accéléromètres mécaniques (section 6.2.1). Nous comparons dans le tableau 6.7 les caractéristiques d'un accéléromètre mécanique haute performance avec celles d'un gravimètre atomique à l'état de l'art. Par exemple, si l'on considère celui du SYRTE [188], on a déjà une sensibilité de $1.10^{-8}g$ à 1 seconde.

De plus l'intérêt des atomes froids réside en grande partie dans la stabilité des interféromètres. Aussi, une connaissance si précise de l'accélération n'est pas nécessaire puisque l'algorithme de navigation sera toujours limité par la précision du modèle de gravité utilisé. Ainsi, pour faire de la navigation inertielle, nous n'avons pas forcément besoin du meilleur accéléromètre atomique qui soit. Ceci est plutôt un avantage puisque cela n'implique pas forcément de très longs temps d'interrogation.

Si l'on utilise alors l'équation 1.50, et que l'on considère que l'on utilise des atomes de ^{87}Rb , un temps d'interrogation $T = 10$ ms et un SNR de 100, on trouve que la sensibilité court terme de notre interféromètre est de $1 \mu g$. Or, la sensibilité court terme d'un accéléromètre classique est donnée à 1 seconde. On ne peut donc pas comparer les deux valeurs directement, il faut les comparer à $\tau = 2T$ soit 20 ms dans cet exemple. Alors, en remontant la pente de la variance d'Allan de l'accéléromètre classique, on obtient une sensibilité de $20 \mu g$, soit, un ordre de grandeur moins bon que l'accéléromètre atomique.

6.2.3 Cahier des charges de l'accéléromètre atomique

Dans un premier temps, nous avons commencé par définir un cahier des charges, établissant les performances visées, résumées dans le tableau 6.8 ainsi que les paramètres que l'on pouvait dégrader dans le cas d'un accéléromètre adapté à la navigation.

	unité	Accéléromètre classique	gravimètre atomique
Dynamique de mesure	g	100	1
Biais/répétabilité	μg	200	-
Sensibilité court terme	$\mu\text{g}/\text{Hz}^{1/2}$	0.1	0.007
Biais après intégration	-	1 μg à 100 s	0.2 ng à 1000 s
biais (1 an)	μg	30	-
Bruit	$\mu\text{g}/\text{Hz}^{1/2}$	3	0.006

TABLE 6.7 – Comparaison des performances d'un accéléromètre classique haute performance et d'un gravimètre atomique à l'état de l'art.

Il est important de préciser que nous n'avons pas besoin de l'accéléromètre atomique le plus performant qui soit. Cette condition nous permet de limiter le temps d'interrogation autour de 10 ms et de conserver des caractéristiques intéressantes. Utiliser des temps d'interrogations courts est également important pour la réalisation d'accéléromètres horizontaux puisque si ce dernier est trop long, les atomes finissent par sortir des faisceaux lasers sous l'effet de la gravité, aboutissant à un interféromètre non fonctionnel. Si l'on considère que le rapport signal à bruit de l'interféromètre est de 100, la sensibilité "one-shot" (cf chapitre 1) de l'interféromètre est alors de $0.63 \mu\text{g}$.

Ensuite, si l'on considère que le capteur atomique est limité par du bruit blanc et que le plancher de la variance d'Allan est atteint au bout de 1000 s, alors, le palier se situe à environ 20 ng soit presque un ordre de grandeur en dessous de la valeur obtenue avec un capteur classique. En revanche, la stabilité long terme (sur plusieurs mois) des accéléromètre atomiques n'a pas été étudiée. Des mesures ont été effectuées sur plusieurs jours avec le gravimètre du SYRTE [189]. Cette étude réalisée sur 12 jours, démontre la sensibilité de l'appareil au marées terrestres ainsi qu'un palier à $7.10^{-10}g$ atteint à 5000 s.

Ensuite, comme nous l'avons vu au chapitre 1 avec la fonction de sensibilité et la fonction de transfert de l'interféromètre, la bande passante de ce dernier dépend du temps d'interrogation choisi. Dans le cas où $T = 10$ ms, la bande passante du senseur est d'environ 50 Hz.

Un autre point important concerne le facteur d'échelle de l'interféromètre $S = k_{\text{eff}}T^2$. Ce dernier est a priori bien défini puisqu'il ne dépend que du temps d'interrogation choisi et du vecteur d'onde effectif. Ceci implique une bonne maîtrise du temps d'interrogation ainsi que de la fréquence des lasers. Sur l'expérience ICE, nous utilisons le logiciel Cicero pour contrôler l'expérience (séquence temporelle, tensions de commande et signaux digitaux) ainsi qu'un FPGA (Field-Programmable Gate Array) afin de pouvoir utiliser différentes bases de temps dans une séquence. Ainsi, le temps d'interrogation que nous utilisons est défini à la centaine de nanoseconde près. De plus, si l'on considère que le système laser est stabilisé à 100 kHz à 1560 nm comme dans [57], ceci nous conduit à une incertitude sur le facteur d'échelle de l'ordre de 10^{-6} .

Il sera également intéressant de regarder si il est possible de dégrader d'autres paramètres de l'expérience dans le cas d'une industrialisation du prototype comme par exemple la température des atomes ou bien la qualité du vide.

Paramètre	unité	Accéléromètre classique	Performances atomiques visées
Temps d'interrogation	ms	10	-
Bruit de mesure	μg	1	20 (à 20 ms)
Biais (jour à jour)	μg	-	10
Stabilité du biais (à 1000 s)	μg	0.02	0.1
Stabilité du facteur d'échelle	ppm	10	1
Bande passante	Hz	50	200

TABLE 6.8 – Cahier des charges établi pour un accéléromètre atomique adapté à la navigation inertielle.

6.3 Hybridation de l'expérience ICE avec une centrale inertielle

La réalisation d'un prototype s'étend sur plusieurs mois voire plusieurs années. Toutefois, l'expérience ICE étant déjà fonctionnelle et embarquable, nous avons pu l'utiliser pour réaliser des tests de principes. Ainsi, nous avons réalisé une première hybridation entre un accéléromètre atomique 1 axe et une centrale inertielle de chez iXBlue lors de la campagne de vol d'avril 2017. Cette hybridation sera pour l'instant réalisée en post-traitement des données.

6.3.1 Dispositif expérimental

La campagne de vol d'avril 2017 a été exclusivement réservée au ^{87}Rb . Les mesures ont été effectuées sur l'axe z de l'avion. Un nouveau système laser, schématisé sur la figure 6.11 a été utilisé pour remplacer le banc espace libre lors de cette campagne. Ce nouveau système repose sur une architecture maître-esclave semblable à ce que nous avons décrit au chapitre 2. Les différences majeures sont que le doublage de fréquence est effectué via un PPLN fibré et que la distribution des faisceaux est maintenant effectuée par un banc micro-optique réalisé en collaboration entre les entreprises Kyliya et Muquans.

Ce nouveau système s'est avéré très robuste lors des vols paraboliques. Aucune perte de puissance n'a été observée au cours du vol ni pendant les paraboles contrairement à l'ancien système sensible aux fluctuations de gravité ainsi qu'aux effets thermiques. Ce nouveau système laser sera décrit plus en détail dans la thèse de Martin Rabault.

L'objectif de cette campagne concernait l'hybridation de ICE avec une centrale inertielle de chez iXBlue. Pour cela, une centrale ATLANS-C nous a été prêtée. Lors d'une utilisation aérienne, sa précision est de 0.6 m sur un axe horizontal et de 0.9 m sur un axe vertical en étant recalée régulièrement par signal GNSS.

Nous avons installé cette centrale à coté de l'accéléromètre mécanique (figure 6.12) utilisé pour reconstruire les franges d'interférence. Les deux capteurs sont ainsi plus susceptibles d'expérimenter le même signal (accélérations et vibrations). De plus, afin que la centrale fonctionne dans des conditions optimales, nous devons avoir accès à un signal GNSS. Nous avons pour cela utilisé une antenne GPS (PolaNt-x de chez Septentrio) que nous avons fixé à un des hublots de l'avion.

Ce premier essai d'hybridation de technologies classiques et quantiques dans l'objectif de faire de la navigation est réalisé en post-traitement. La centrale inertielle est initialisée juste avant le début du vol et l'expérience ICE commence à prendre des données entre une demie

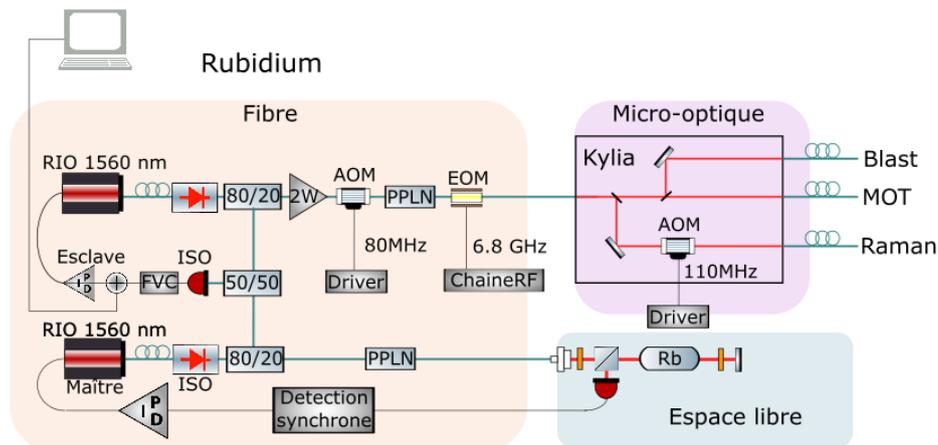


FIGURE 6.11 – Schéma du nouveau système laser. Le laser esclave est maintenant amplifié à 2 W avec un EDFA fibré de chez Kéopsys. Nous utilisons ensuite un AOM fibré avant de réaliser le doublage de fréquence avec un PPLN fibré lui aussi. Utiliser l'AOM avant le doublage de fréquence permet une bonne extinction de la lumière au niveau des atomes, tout en contrôlant de manière précise les impulsions lasers. Nous utilisons ensuite un modulateur électro-optique (EOM) pour créer les fréquences du repompeur et de la seconde fréquence Raman. La lumière est ensuite séparée en trois chemins sur le banc micro-optique Kylia. Un AOM est également présent sur le chemin du Raman, ainsi, les deux AOMs éteints nous assurent peu de lumière parasite sur les atomes. Des obturateurs mécaniques sont présents avant l'injection dans les fibres sur le banc Kylia mais ne sont pas représentés sur le schéma.

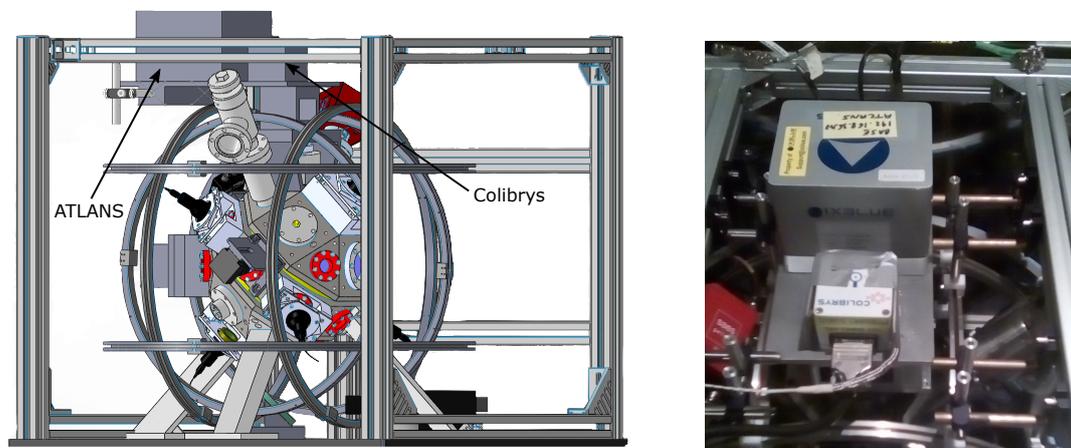


FIGURE 6.12 – Installation de l'ATLANS sur l'expérience ICE.

heure et trois quart d'heure après le décollage. Les deux appareils fonctionnent ensuite en parallèle l'un de l'autre. Il se pose alors la question de l'évolution relative de leurs bases de temps respectives. En effet, chaque appareil possède sa propre base de temps. L'INS utilise la base de temps du signal GPS et ICE celle de l'ordinateur de contrôle. De plus, la base de temps utilisée par ICE est susceptible de varier au cours du temps. En effet, la base de temps de notre séquence interférométrique est très bien définie grâce à l'utilisation d'un FPGA mais, le temps entre deux cycles peut varier.

Nous avons choisi une solution simple à mettre en œuvre. Cette solution, illustrée figure 6.13 repose sur l'utilisation de signaux TTL comme marqueurs temporels. Un signal TTL est envoyé depuis notre séquenceur vers l'INS pendant la durée de l'interféromètre. Il permet de

créé 2 marqueurs temporels distincts correspondant à la première et à la dernière impulsion Raman de l'accéléromètre atomique. Le même signal TTL est enregistré dans la base de temps de notre ordinateur. Ainsi, nous pouvons utiliser ces marqueurs pour positionner correctement les mesures atomiques dans la trame de temps de la centrale. Une solution idéale pour le futur prototype d'iXAtom serait d'utiliser la même base de temps pour la centrale et les interféromètres atomiques.

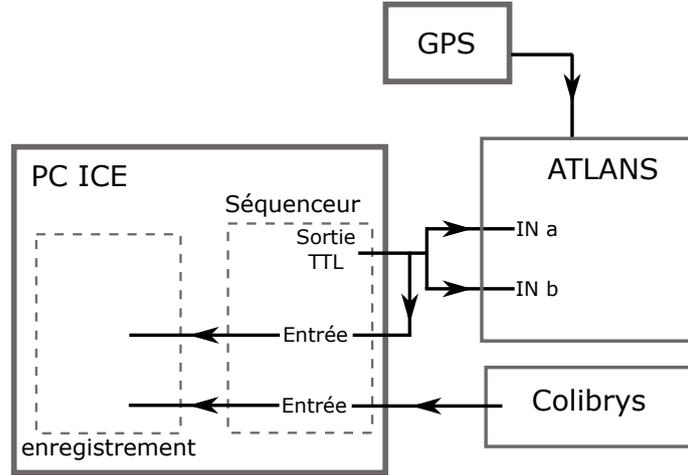


FIGURE 6.13 – Représentation du montage entre la centrale inertielle et l'ordinateur de contrôle de l'expérience ICE

6.3.2 Résultats préliminaires

Afin de pouvoir accumuler le plus de données, nous avons choisi de privilégier un fonctionnement optimal de l'expérience pendant les phases de 1g. Nous obtenons ainsi les franges d'interférences reconstruites par la méthode FRAC montrées figure 6.14. A partir d'un temps d'interrogation égal à 7ms, nous reconstruisons les franges avec difficulté. Il est également difficile de distinguer si l'interféromètre atomique ne fonctionne plus ou si l'on arrive plus à faire des corrélations avec notre accéléromètre mécanique.

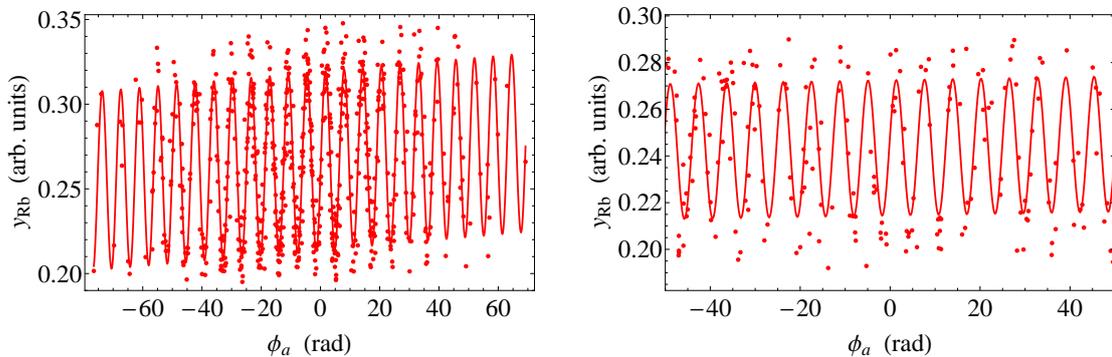


FIGURE 6.14 – Franges d'interférences reconstruites par la méthode FRAC pour $T = 3$ (À gauche) et $T = 5$ ms (À droite).

Nous utilisons alors la méthode BAT décrite au premier chapitre pour s'affranchir de l'AM et des corrélations. Nous représentons figure 6.15 l'application de cette méthode sur les données à $T = 3$ et $T = 7$ ms. On constate alors qu'il est difficile de conclure sur le fonctionnement

de l'interféromètre à $T = 7$ ms puisque même si la dispersion des points semble indiquer que le contraste est bon, la structure caractéristique de la méthode BAT n'est pas claire. Il est toutefois important de noter que cette méthode fonctionne bien avec beaucoup de points, or, nous avons peu de données à notre disposition lors du vol à ce temps d'interrogation. De plus, nous ne connaissons pas avec précision la fonction de transfert de l'AM que nous utilisons (Colibrys). Nous connaissons la bande passante de ce dernier (1.5 kHz) mais nous ne savons pas si elle comprend des résonances. Par conséquent, nous n'en tenons pas compte lors des corrélations.

De plus, un autre effet peut contribuer à notre difficulté à reconstruire des franges correctes. Lorsque l'accélération subie par les atomes varie, l'effet Doppler expérimenté par les atomes varie et par conséquent, la condition de résonance Raman varie. Or, nous utilisons une rampe de fréquence α , fixe, pour compenser l'effet Doppler. Ainsi, si l'accélération varie, nous ne sommes plus à résonance et cela fait perdre du contraste [40].

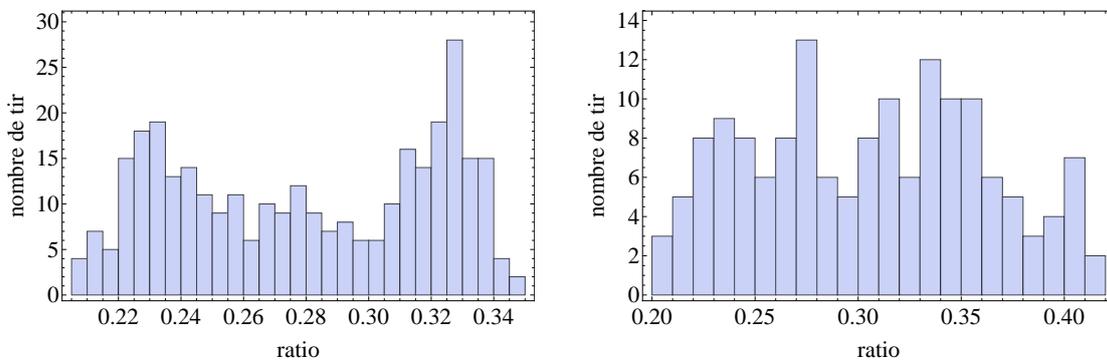
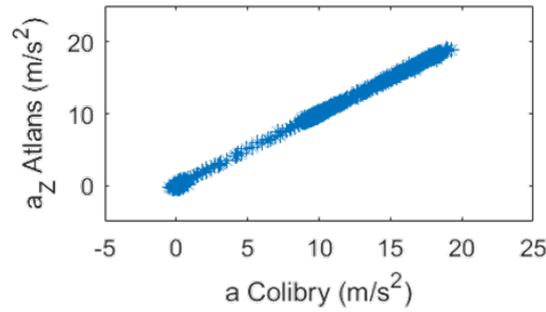


FIGURE 6.15 – Méthode BAT appliquée sur les données de la campagne de vol d'avril 2017. À droite : $T = 3$ ms. À gauche $T = 7$ ms.

Nous cherchons ensuite à utiliser les atomes pour estimer le biais d'un des accéléromètres de l'INS. L'expérience ICE utilisant un accéléromètre vertical, nous chercherons à estimer le biais de l'accéléromètre de l'INS correspondant. Nous sommes dans une situation faisant intervenir 3 capteurs inertiels : l'accéléromètre atomique, l'INS et l'accéléromètre mécanique utilisé pour reconstruire les franges. Une première étape de l'analyse réalisée par Pierrick Cheiney aura été de vérifier qu'il y ait bien des corrélations entre les accélérations enregistrées par l'INS et par notre AM. Ces deux capteurs ont des taux d'échantillonnage différents. L'INS acquiert des données avec une fréquence de 200 Hz alors que, pour des raisons techniques, nous n'enregistrons des données avec l'AM (20kHz) qu'autour de l'interféromètre atomique. Il n'y a donc pas toujours une correspondance temporelle entre les données prises par le Colibrys et par l'ATLANS. Ainsi, pour chaque valeur moyenne d'accélération du Colibrys nous extrapolons une valeur correspondante pour l'ATLANS. La corrélation entre ces deux capteurs (figure 6.16) est un bon moyen de vérifier que l'on arrive bien à recaler les trames temporelles respectives de l'INS et de ICE.

Nous cherchons ensuite à estimer le biais de l'AM en utilisant les atomes. Nous pourrions pour cela utiliser la méthode du vernier décrite dans [32, 40]. Nous décidons d'essayer avec un filtre de Kalman [190] (attention, il ne s'agit pas de celui utilisé pour la navigation même si le principe est le même).

Le vecteur d'état considéré dans ce cas là comprend la phase, le contraste et l'offset de l'interféromètre. Ces paramètres sont estimés en utilisant la méthode FRAC. Un processus

FIGURE 6.16 – Corrélation entre les axes z de l'INS et de l'AM (Colibrys)

d'Ornstein-Uhlenbeck [191] est utilisé pour décrire la dynamique du système. Ce processus permet de décrire l'évolution temporelle d'un processus aléatoire. Il est à priori difficile d'estimer comment varient le contraste et l'offset de l'interféromètre, mais, comme nous l'avons décrit dans la partie 6.1.2, l'algorithme de Kalman, grâce de la confrontation entre la mesure et son évaluation, converge même si le modèle est imparfait.

Ensuite, la mesure atomique qui correspond à une probabilité de présence, varie en cosinus. Or, le filtre de Kalman tel que nous l'avons décrit dans la partie 6.1.2 s'applique sur des processus linéaires. Il faut par conséquent linéariser la mesure atomique autour de sa valeur.

Le résultat de cette analyse est représenté figure 6.17. La méthode converge assez rapidement (une vingtaine de minutes), avec des barres d'erreurs de $\pm 20\mu\text{g}$ pour un temps d'interrogation de 3 ms et $\pm 10\mu\text{g}$. Il reste encore des efforts à faire pour atteindre l'objectif défini dans le cahier des charges, mais, nous n'en sommes pas si éloignés et ce résultat reste encourageant. L'augmentation des barres d'erreurs est observée à chaque changement de paramètre puis elles diminuent lorsque le filtre converge.

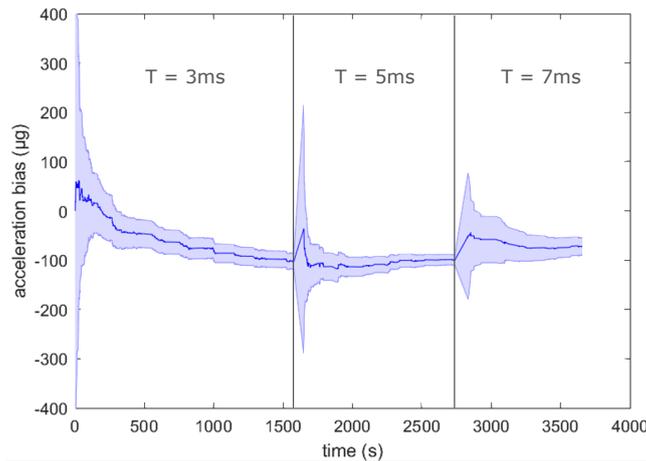


FIGURE 6.17 – évaluation du biais de l'AM par un filtre de Kalman en utilisant les atomes.

Cependant, un problème subsiste. Si l'on compare l'estimation du biais obtenue avec les atomes avec celle que l'on obtient par comparaison avec le signal GPS, on observe un écart de 1mg entre les deux estimations au début du vol. Il se trouve que cette période correspond à un changement d'altitude de l'avion de 3000 mètres. Une analyse plus approfondie des résultats est nécessaire. De plus, cette première tentative d'hybridation a été réalisée dans un environnement compliqué et nous n'avons pas accumulé de données à cette période lors des

deux autres vol et n'avons donc pas de point de comparaison. Il est prévu de reproduire cette expérience au laboratoire.

6.3.3 Étude préliminaire du biais de l'accéléromètre atomique

Les effets systématiques étudiés au chapitre précédent sont également à prendre en compte dans ce nouveau cas pour vérifier que le biais de l'accéléromètre atomique est petit. L'étude de ces effets étant un processus long, nous n'avons pas pour cette campagne de données expérimentales sur leur étude. Toutefois, l'expérience étant stable dans le temps, nous pouvons les estimer à partir des données issues de l'étude précédente.

Ainsi, nous utilisons le profil du champ magnétique déterminé au chapitre précédent pour calculer le déphasage induit par l'effet Zeeman quadratique. De la même manière, nous utilisons le modèle que nous avons déterminé au chapitre 5 pour estimer le déphasage lié aux raies parasites. Pour pouvoir installer l'ATLANS à coté de notre accéléromètre mécanique, nous avons dû modifier la structure utilisée pour fixer le miroir de rétro-réflexion en raccourcissant cette dernière d'un demi centimètre. L'effet des raies parasites est donc différent puisque la position relative des atomes par rapport au miroir a changé. Nous appliquons alors le modèle déterminé au chapitre précédent pour calculer le déphasage induit par celles-ci sur notre interféromètre. Les déplacements lumineux à un et à deux photons sont calculés à partir des paramètres utilisés. Nous évaluons le déphasage induit par l'effet Coriolis en considérant les vitesses de rotation de l'avion mesurées lors de la campagne de vol précédente (cf chapitre 5).

Effet	Unité	T = 3ms	T = 5 ms
Zeeman quadratique	mrad	5(0.03)	13(0.11)
DL à un photon	mrad	1.9(0.2)	3.4(0.4)
DL à 2 photons	mrad	-16(1)	-20(1.3)
Raies parasites	mrad	2.6(0.4)	10.2 (0.6)
Coriolis	mrad	0.9(0.1)	2.4(0.2)
Courbure du front d'onde	mrad	0.591	1.64
Gradient de gravité	mrad	$1.08 \times 10^{-4} (9 \times 10^{-7})$	$4.5 \times 10^{-4} (4 \times 10^{-6})$

TABLE 6.9 – Tableau récapitulatif des effets systématiques des interféromètres réalisés lors de la campagne de vol d'avril 2017 pour chaque temps d'interrogation. DL : déplacement lumineux.

De manière générale, nous pouvons constater que le déphasage induit par les effets systématiques est bien moins important qu'au chapitre précédent. Ceci est en grande majorité dû aux temps d'interrogations, bien plus courts que lorsque nous avons testé le principe d'équivalence faible au laboratoire. Les déphasages induits par ces différents effets sont résumés dans le tableau 6.9. Ainsi, en sommant les déphasages induits par les différents effets systématiques, nous arrivons à un biais de $-38(7) \mu\text{m.s}^{-2}$ soit $3.8(0.7) \mu\text{g}$ pour $T = 3 \text{ ms}$ et $73(10) \mu\text{m.s}^{-2}$ soit $7.4(1.0) \mu\text{g}$ pour $T = 5 \text{ ms}$. Ces valeurs ne sont pas négligeables et impliquerons une étude plus poussée pour le prototype. Ceci n'est pourtant pas alarmant si les effets systématiques sont stables et reproductibles d'un jour à l'autre comme cela est le cas sur l'expérience ICE.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé une des applications industrielles possible de l'interférométrie atomique. Nous avons vu que les performances des centrales inertielles étaient limitées

par les performances des accéléromètres et des gyromètres utilisés dans les IMU. L'erreur sur la position du véhicule augmente au cours du temps mais l'utilisation du signal GPS permet de déterminer le biais des centrales et est utilisé pour corriger la position du véhicule. Or, il peut être intéressant de développer des centrales autonomes, autant voire plus performantes. Les atomes froids apparaissent alors comme un bon outil puisque les transitions atomiques sont précises et d'une grande stabilité.

Le laboratoire commun entre l'entreprise iXBlue et le LP2N a pour projet la construction d'un prototype de centrale inertielle atomique. Nous avons débuté ce projet en nous concentrant l'hybridation d'une centrale inertielle et d'un interféromètre atomique (ICE) où nous avons cherché à utiliser l'accéléromètre atomique pour mesurer le biais de la centrale. Les premiers résultats sont encourageants même si, pour le moment, nous n'expliquons pas avec certitude la différence de 1 mg que nous observons entre le biais évalué avec les atomes et celui évalué avec le GPS. De plus, lors d'une campagne de vol, nous accumulons assez peu de données, or, il peut être intéressant de voir si l'on peut calculer le biais grâce aux atomes sur une durée plus longue que la durée d'un vol. Ensuite, l'avion est un environnement particulièrement bruyant dans lequel il est difficile de travailler.

Pour obtenir de meilleurs résultats, nous pourrions commencer par réaliser l'expérience dans un environnement plus calme (laboratoire), sans changer les paramètres de l'expérience (notamment le temps d'interrogation) pour pouvoir accumuler les données. Par la suite, il serait intéressant de réaliser des tests mobiles dans un environnement plus calme, comme par exemple sur un bateau.

La collaboration avec iXBlue est un projet ambitieux et de nombreux défis restent à relever. Par exemple, le développement d'un accéléromètre multi-axes fonctionnant de manière simultanée ou encore le développement de gyromètres atomiques compact et embarquables.

Conclusion

Les travaux décrits dans ce manuscrit ont permis le franchissement d'une étape importante pour l'expérience ICE : le premier test du principe d'équivalence avec un interféromètre atomique fonctionnant en micropesanteur. En effet, les résultats obtenus lors de la campagne de vol de mai 2015 ont abouti à la réalisation d'un interféromètre double espèce de ^{87}Rb et de ^{39}K fonctionnant dans les phases de 1g ainsi que dans celle de 0g. Pour pouvoir travailler dans l'environnement particulier de l'avion, nous devons utiliser un accéléromètre mécanique pour reconstruire les franges d'interférence (FRAC). Malgré l'utilisation de cette méthode, nous sommes toujours limités par les conditions à bord de l'avion. Lors des paraboles, la rotation importante effectuée par l'avion autour de son axe de tangage empêche les paquets d'ondes de l'interféromètre de se recouvrir correctement et entraîne une importante chute de contraste. De plus, lors des périodes de 1g, les vibrations sont très importantes. Or, nous ne connaissons pas la fonction de transfert de l'accéléromètre utilisé, donc, il est fort probable que les corrélations réalisées entre l'interféromètre et cet AM ne soient pas optimales. Il est cependant possible de caractériser cet accéléromètre afin d'améliorer les corrélations. De plus, les vibrations ressenties par le miroir de référence change la condition de résonance Doppler des atomes et nous ne la corrigeons pas, en revanche, nous prévoyons de les amortir. Pour toutes ces raisons, le temps d'interrogation à bord de l'avion est à l'heure actuelle limitée à quelques millisecondes.

Au début de ces travaux, la limite principale de l'expérience concernait l'interféromètre de ^{39}K . Ce dernier étant un atome difficile à refroidir et à manipuler, la température élevée du nuage entraînait un mauvais rapport signal à bruit sur l'interféromètre et le temps d'interrogation était alors limité à une dizaine de millisecondes. Nous avons mis en place un refroidissement plus efficace en ajoutant un laser accordé sur la transition D1 de cet atome et en réalisant une mélasse grise, diminuant ainsi la température autour de $5\ \mu\text{K}$. Nous avons également mis en place une préparation d'états basée sur le pompage optique. Cette nouvelle séquence nous a permis d'obtenir un échantillon de potassium plus pur puisque ce processus nous permet de placer les atomes à 95% dans l'état non magnétique $m_F = 0$. Il nous permet également de conserver 40% des atomes du MOT. Ces deux évolutions ont abouti à un interféromètre ayant un meilleur rapport signal à bruit, un meilleur contraste et un temps d'interrogation plus long (typiquement, $T = 20\ \text{ms}$). La meilleure préparation d'état nous a permis de diminuer le champ magnétique de biais, qui est à l'origine d'un effet systématique important que nous avons sur l'expérience.

Grâce aux améliorations effectuées sur le potassium, nous avons pu travailler sur le test du principe d'équivalence faible au laboratoire. Avec un temps d'interrogation de 20 ms, nous obtenons une sensibilité sur le paramètre d'Eötvös de 5.2×10^{-8} à 11500s. Nous sommes aujourd'hui limités par notre méthode de reconstruction des franges, notre connaissance des effets systématiques ainsi que la configuration de l'expérience. En effet, la méthode de reconstruction des franges fait intervenir un accéléromètre mécanique dont le biais dérive dans le

temps. Le retrait de cette dérive sur la phase de chaque interféromètre est réalisé de manière imparfaite et se voit sur la stabilité des gravimètres de chaque espèce. Ceci est en grande partie rejeté pour le test du principe d'équivalence faible puisqu'il s'agit d'un bruit commun aux deux espèces. Ensuite, notre connaissance des effets systématiques est limitée par notre capacité à les évaluer avec autant de précision que la sensibilité que nous avons sur η . Enfin, l'expérience ICE a été conçue pour fonctionner en micropesanteur, par conséquent, l'ensemble des accès optiques est orienté vers le centre de l'enceinte. Lorsque nous augmentons le temps de chute des atomes, nous ne sommes plus capables de les détecter correctement ce qui limite le temps d'interrogation que nous pouvons utiliser, or, l'arrivée au laboratoire du simulateur 0g devrait permettre de résoudre ce problème.

Durant ces travaux de thèse, nous avons débuté un partenariat avec l'entreprise iXBlue. Le laboratoire commun créé au LP2N a pour objectif la réalisation d'une centrale inertielle fonctionnant avec des atomes froids. En effet, les atomes froids ont un fort potentiel en terme de sensibilité et de stabilité, si l'on compare leurs performances avec celles de senseurs classiques. Nous nous sommes dans un premier temps concentrés sur l'hybridation entre un accéléromètre atomique et une centrale inertielle.

Différents projets sont en préparation concernant l'évolution de l'expérience. Tout d'abord, l'installation récente du piège dipolaire permettra de travailler avec des échantillons plus froids et plus localisés. Ces aspects sont intéressants puisque cela devrait nous permettre d'augmenter le temps d'interrogation tout en diminuant certains effets systématiques.

Certains effets systématiques sont très importants sur l'expérience. Plusieurs modifications sont prévues pour diminuer ces sources de biais. Par exemple, nous avons vu que le système laser du rubidium avait été remplacé par un système fibré. Il est prévu de retirer le modulateur de phase utilisé pour générer le Repompeur et la seconde fréquence Raman et de le remplacer par une seconde diode laser. L'ajout de cette seconde diode, asservie en phase sur la première diode esclave, permettra de s'affranchir du problème de raies parasites affectant notre interféromètre. Dans le même état d'esprit, nous prévoyons de remplacer la plaque en aluminium sur laquelle est fixée l'expérience par une plaque amagnétique en acier inoxydable pour réduire les courants de Foucault observés sur l'expérience.

La nouvelle source laser est bien plus compacte que le banc optique espace libre. De plus, elle est également plus robuste et moins sensible aux variations de température à bord de l'avion ZERO-G. Le même genre de source est prévue pour le potassium.

Nous avons vu au cours de ce manuscrit que le temps d'interrogation de l'interféromètre était limité par les rotations de l'avion lors des paraboles. Nous avons également constaté que les vibrations participaient à la chute du contraste que nous observons. D'une part, il est prévu de compenser l'effet des rotations en tournant le miroir de référence. D'autre part, un système composé d'une atténuation passive des vibrations et d'un asservissement sur l'accélération du miroir pourrait être utilisé pour atténuer l'effet des vibrations. Enfin, l'arrivée récente du simulateur 0g au laboratoire permettra d'avoir un accès quotidien à la micropesanteur. Ainsi, nous pourrions a priori augmenter le temps d'interrogation de l'interféromètre. Nous pourrions également réaliser des mesures de stabilité de l'interféromètre fonctionnant en micropesanteur et intégrer nos mesures.

Sur du plus long terme, la collaboration avec iXBlue pourrait conduire à la réalisation d'un accéléromètre multi-axes sur l'expérience ICE. En effet, l'expérience a été conçue avec suffisamment d'accès optiques pour pouvoir réaliser plusieurs interféromètres selon des axes différents. De plus, l'industrialisation des technologies des atomes froids que l'on observe à

l'heure actuelle concerne essentiellement des senseurs tels que les gravimètres ou les horloges atomiques. Une étape importante reste à franchir en ce qui concerne l'embarquabilité de tels senseurs. Les techniques que nous avons développées afin de pouvoir travailler à bord de l'avion ZERO-G doivent continuer à se perfectionner pour pouvoir atteindre des performances vraiment intéressantes, par exemple, dans le cas de la navigation inertielle.

Publications

— **Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle**

B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer.

New. J. Phys., vol. 17, p. 085010, 2015

Matter-wave interferometers utilizing different isotopes or chemical elements intrinsically have different sensitivities, and the analysis tools available until now are insufficient for accurately estimating the atomic phase difference under many experimental conditions. In this work, we describe and demonstrate two new methods for extracting the differential phase between dual-species atom interferometers for precise tests of the weak equivalence principle (WEP). The first method is a generalized Bayesian analysis, which uses knowledge of the system noise to estimate the differential phase based on a statistical model. The second method utilizes a mechanical accelerometer to reconstruct single-sensor interference fringes based on measurements of the vibration-induced phase. An improved ellipse-fitting algorithm is also implemented as a third method for comparison. These analysis tools are investigated using both numerical simulations and experimental data from simultaneous ^{87}Rb and ^{39}K interferometers, and both new techniques are shown to produce bias-free estimates of the differential phase. We also report observations of phase correlations between atom interferometers composed of different chemical species. This correlation enables us to reject common-mode vibration noise by a factor of 730, and to make preliminary tests of the WEP with a sensitivity of 1.6×10^{-6} per measurement with an interrogation time of $T = 10$ ms. We study the level of vibration rejection by varying the temporal overlap between interferometers in a symmetric timing sequence. Finally, we discuss the limitations of the new analysis methods for future applications of differential atom interferometry.

— **Development of compact cold-atom sensors for inertial navigation**

B. Battelier, B. Barrett, L. Fouché, L. Chichet, L. Antoni-Micollier, H. Porte, F. Napolitano, J. Lautier, A. Landragin, P. Bouyer.

Proceedings of SPIE, Quantum Optics, vol. 9900 p.990004, 2016. (*arXiv :1605.02454 [physics.atom-ph]*)

Inertial sensors based on cold atom interferometry exhibit many interesting features for applications related to inertial navigation, particularly in terms of sensitivity and long-term stability. However, at present the typical atom interferometer is still very much an experiment - consisting of a bulky, static apparatus with a limited dynamic range and high sensitivity to environmental effects. To be compliant with mobile applications further development is needed. In this work, we present a compact and mobile

experiment, which we recently used to achieve the first inertial measurements with an atomic accelerometer onboard an aircraft. By integrating classical inertial sensors into our apparatus, we are able to operate the atomic sensor well beyond its standard operating range, corresponding to half of an interference fringe. We report atom-based acceleration measurements along both the horizontal and vertical axes of the aircraft with one-shot sensitivities of $2.3 \times 10^{-4} g$ over a range of $\sim 0.1 g$. The same technology can be used to develop cold-atom gyroscopes, which could surpass the best optical gyroscopes in terms of long-term sensitivity. Our apparatus was also designed to study multi-axis atom interferometry with the goal of realizing a full inertial measurement unit comprised of the three axes of acceleration and rotation. Finally, we present a compact and tunable laser system, which constitutes an essential part of any cold-atom-based sensor. The architecture of the laser is based on phase modulating a single fiber-optic laser diode, and can be tuned over a range of 1 GHz in less than 200 μs .

— **Dual Matter-Wave Inertial Sensors in Weightlessness**

B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, P. Bouyer.

Nat. Commun. 7, 13786(2016)

Quantum technology based on cold-atom interferometers is showing great promise for fields such as inertial sensing and fundamental physics. However, the best precision achievable on Earth is limited by the free-fall time of the atoms, and their full potential can only be realized in Space where interrogation times of many seconds will lead to unprecedented sensitivity. Various mission scenarios are presently being pursued which plan to implement matter-wave inertial sensors. Toward this goal, we realize the first onboard operation of simultaneous 87Rb and 39K interferometers in the weightless environment produced during parabolic flight. The large vibration levels ($10^{-2} g\sqrt{\text{Hz}}$), acceleration range (0 – 1.8 g) and rotation rates (5 deg/s) during flight present significant challenges. We demonstrate the capability of our dual-quantum sensor by measuring the Eötvös parameter with systematic-limited uncertainties of 1.1×10^{-3} and 3.0×10^{-4} during standard- and micro-gravity, respectively. This constitutes the first quantum test of the equivalence principle in a free-falling vehicle. Our results are applicable to inertial navigation, and can be extended to the trajectory of a satellite for future Space missions.

— **Studies of general relativity with quantum sensors**

G. Lefevre, G. Condon, I. Riou, L. Chichet, M. Essayeh, M. Rabault, L. Antoni-Micollier, N. Mielec, D. Holleville, L. Armand, R. Geiger, A. Landragin, M. Prevedelli, B. Barrett, A. Bertoldi, B. Canuel, P. Bouyer.

Proceedings of the 52nd Rencontres de Moriond on Gravitation, 2017 (arXiv :1705.10475 [physics.atom-ph])

We present two projects aiming to probe key aspects of the theory of General Relativity with high-precision quantum sensors. These projects use cold-atom interferometry with the aim of measuring gravitational waves and testing the equivalence principle. To detect gravitational waves, a large multi-sensor demonstrator is currently under construction that will exploit correlations between three atom interferometers spread

along a 200 m optical cavity. Similarly, a test of the weak equivalence principle is currently underway using a compact and mobile dual-species interferometer, which will serve as a prototype for future high-precision tests onboard an orbiting satellite. We present recent results and improvements related to both projects.

— **Generation of high-purity, low-temperature samples of ^{39}K for applications in metrology**

L. Antoni-Micollier, B. Barrett, L. Chichet, G. Condon, B. Battelier, A. Landragin, P. Bouyer.

Phys. Rev. A 96, 023608 (2017)

We present an all optical technique to prepare a sample of ^{39}K in a magnetically-insensitive state with 95% purity while maintaining a temperature of $6\ \mu\text{K}$. This versatile preparation scheme is particularly well suited to performing matter-wave interferometry with species exhibiting closely-separated hyperfine levels, such as the isotopes of lithium and potassium, and opens new possibilities for metrology with these atoms. We demonstrate the feasibility of such measurements by realizing an atomic gravimeter and a Ramsey-type spectrometer, both of which exhibit a state-of-the-art sensitivity for cold potassium.

Bibliographie

- [1] Max Planck. Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum . *Annalen der Physik*, 4 :553, 1901.
- [2] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 17(6) :132–148, 1907.
- [3] Louis de Broglie. *Recherches sur la théorie des Quanta*. PhD thesis, Paris, 1924.
- [4] Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *nature*, 187(4736) :493–494, 1960.
- [5] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1) :68 – 69, 1975.
- [6] R. Schieder, H. Walther, and L. Wöste. Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser. *Optics Communications*, 5(5) :337 – 340, 1972.
- [7] P. Jacquinet, S. Liberman, J.-L. Picqué, and J. Pinard. High resolution spectroscopic application of atomic beam deflection by resonant light. *Optics Communications*, 8(2) :163 – 165, 1973.
- [8] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :2631–2634, Dec 1987.
- [9] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :3969–3973, Nov 1995.
- [10] Mike H Anderson, Jason R Ensher, Michael R Matthews, Carl E Wieman, Eric A Cornell, et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *science*, 269(5221) :198–201, 1995.
- [11] Immanuel Bloch. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature Physics*, 1(1) :1, 2005.
- [12] Jeff Steinhauer. Observation of quantum Hawking radiation and its entanglement in an analogue black hole. *Nature Physics*, 12 :959–965, 2016.
- [13] 13e conférence générale des poids et mesures, 1967. Résolution 1, CR 103.
- [14] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical review letters*, 67(2) :181–184, 1991.
- [15] M. Kasevich and S. Chu. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 332(5) :321–332, 1992.
- [16] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *metrologia*, 38 :25–61, 2001.

- [17] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B*, 92 :133–144, 2008.
- [18] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino. Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer. *Physical review A*, 89 :023607, 2014.
- [19] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Physical review letters*, 78(11) :2046, 1997.
- [20] www.quantera.eu.
- [21] <http://uknqt.epsrc.ac.uk/>.
- [22] MuQuans. www.muquans.com.
- [23] Thalès. www.trt.thalesgroup.com.
- [24] aosense.com.
- [25] www.e2v.com.
- [26] D. Aguilera, H. Ahlers, B. Battelier, A. Bawamia, A. Bertoldi, R. Bondarescu, K. Bongs, P. Bouyer, C. Braxmaier, L. Cacciapuoti, C. Chaloner, M. Chwalla, W. Ertmer, M. Franz, N. Gaaloul, M. Gehler, D. Gerardi, L. Gesa, N. Gürlebeck, J. Hartwig, M. Hauth, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, A. Heske, A. Hinton, P. Ireland, P. Jetzer, U. Johann, M. Krutzik, A. Kubelka, C. Lämmerzahl, A. Landragin, I. Lloro, D. Massonnet, I. Mateos, A. Milke, M. Nofrarias, M. Oswald, K. Peters, A. Posso-Trujillo, E. Rasel, E. Rocco, A. Roura, J. Rudolph, W. Schleich, C. Schubert, T. Schuldt, S. Seidel, K. Sengstock, C. F. Sopaerta, F. Sorrentino, D. Summers, G. M. Tino, C. Trenkel, N. Uzunoglu, W. von Klitzing, R. Walser, T. Wendrich, A. Wenzlawski, P. Weßels, A. Wicht, E. Wille, M. Williams, P. Windpassinger, and N. Zahzam. STE-QUEST - Test of the universality of free fall using cold atom interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31 :159502, 2014.
- [27] C. Cohen-Tannoudji. Interférométrie atomique , 1992-1993. Cours du Collège de France.
- [28] R. P. Feynman. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 20 :367–387, 1948.
- [29] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji. The Feynman path integral approach to atomic interferometry. *J. Phys. II France*, 4 :1999–2027, 1994.
- [30] P. Wolf, L. Blanchet, Ch. J. Bordé, S. Reynaud, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji. Does an atom interferometer test the gravitational redshift at the Compton frequency? *Classical and Quantum Gravity*, 28(14) :145017, 2011.
- [31] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, and F. Klopping. A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 32 :159–180, 1995.
- [32] Rémi Geiger. *Senseur inertielle à onde de matière aéroporté*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2011.
- [33] Vincent Ménoret. *Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du principe d'équivalence*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2012.
- [34] Pierre-Alain Gominet. *Accéléromètre atomique double espèce ^{87}Rb / ^{39}K aéroporté pour un test du principe d'équivalence*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [35] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Physical Review Letters*, 103 :080405, 2009.

- [36] Patrick Cheinet, Benjamin Canuel, Franck Pereira Dos Santos, Alexandre Gauguier, Florence Yder-Leduc, and Arnaud Landragin. Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer. *IEEE Trans. on. Instrum. Meas.*, 57 :1141, 2008.
- [37] Patrick Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2006.
- [38] B. Barrett, P.-A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, J. Lautier, and A. Landragin. Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers. In G. M. Tino and M. A. Kasevich, editors, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, volume 188 "Atom Interferometry", pages 493–555, IOS, Amsterdam ; SIF, Bologna, 2014.
- [39] Julien Le Gouët. *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.
- [40] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidet, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2 :474, 2011.
- [41] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Hybridizing matter-wave and classical accelerometers. *Applied Physics Letters*, 105 :144102, 2014.
- [42] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin. Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle. *New. J. Phys.*, 17(08) :085010, 2015.
- [43] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich. Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting. *Optics Letters*, 27(11) :951–953, 2002.
- [44] G. Lefèvre, G. Condon, I. Riou, L. Chichet, M. Essayeh, M. Rabault, L. Antoni-Micollier, N. Mielec, D. Hollevile, L. Amand, R. Geiger, A. Landragin, M. Prevedelli, B. Barrett, B. Battelier, A. Bertoldi, B. Canuel, and P. Bouyer. Studies of general relativity with quantum sensors. In *Proceedings of the 52nd Rencontres de Moriond on Gravitation*, 2017.
- [45] J. K. Stockton, X. Wu, and M. A. Kasevich. Bayesian estimation of the differential interferometer phase. *Physical review A*, 76 :033613, 2007.
- [46] Alex Sugarbaker. *Atom interferometry in a 10 m fountain*. PhD thesis, Stanford university, 2014.
- [47] Novespace. www.novespace.fr.
- [48] van T. Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S.T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könenmann, H. Müntiga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation in microgravity. *Science*, 328 :1540, 2008.
- [49] V. Schkolnik, O. Hellmig, A. Wenzlawski, J.Grosse, A. Kohfeldt, K. Döringshoff, A. Wicht, P. Windpassinger, K. Sengstock, C. Braxmaier, M. Krutzik, and A. Peters. A compact and robust diode laser system for atom interferometry on a sounding rocket. *Applied Physics B*, page 122 :217, 2016.
- [50] Cold Atom Laboratory. coldatomlab.jpl.nasa.gov.

-
- [51] STE-QUEST collaboration. Cosmic Vision Mission : STE-QUEST Atom Interferometer Instrument Design Report. Technical report, Leibniz Universität Hannover, 2013.
- [52] V. Ménoret, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry. *Opt. Lett.*, 36(21) :4128, 2011.
- [53] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data, revision 2.1.5, 13 January 2015. steck.us/alkalidata.
- [54] T. S. Tiecke. Properties of potassium, May 2011. www.tobiastiecke.nl.
- [55] G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel, and P. Bouyer. Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling. *Appl. Optics*, 49 :3092, 2010.
- [56] T. Lévêque, L. Antoni-Micollier, B. Faure, and J. Berthon. A laser setup for rubidium cooling dedicated to space applications. *Applied Physics B*, 116 :997–1004, 2014.
- [57] Laura Antoni-Micollier. *Interféromètre à atomes froids de ^{39}K et de ^{87}Rb pour tester le principe d'équivalence en micropesanteur*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2016.
- [58] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of 39K to a high phase space density. *Euro. Phys. Lett.*, 104(6) :63002, 2014.
- [59] Ph. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin, and C. Salomon. A cold atom clock in absence of gravity. *The European Physical Journal D*, 3 :201–204, 1998.
- [60] Pierre Lemonde. *PHARAO : Étude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype*. PhD thesis, Université Paris VI, 1997.
- [61] G.W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase, and M.A. Kasevich. Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states. *Optics Letters*, 34 :347–349, 2009.
- [62] Brynle Barrett. *Techniques for measuring the atomic recoil frequency using a grating-echo atom interferometer*. PhD thesis, York University, 2012.
- [63] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2023–2045, 1989.
- [64] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser Cooling of Cesium Atoms below $3\mu\text{K}$. *Euro. Phys. Lett.*, 12(8) :683–688, 1990.
- [65] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno. Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms. *Physical review A*, 84 :043432, 2011.
- [66] D. Boiron, C. Triché, D. R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg. Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses. *Physical Review A*, 52, 1995.
- [67] F. Sievers, S. Wu, N. Kretschmar, D. Rio Fernandes, D. Suchet, M. Rabinovic, Colin V. Parker, L. Khaykovich, C. Salomon, and F. Chevy. Simultaneous sub-Doppler laser cooling of fermionic ^6Li and ^{40}K on the D_1 line : theory and experiment. *Physical Review A*, 91(2) :023426, 2015.
- [68] A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati. Efficient all-optical production of large ^6Li quantum gases using D_1 gray-molasses cooling. *Physical Review A*, 90 :043408, 2014.

- [69] Andrew T. Grier, Igor Ferrier-Barbut, Benno S. Rem, Marion Delehaye, Lev Khaykovich, Frédéric Chevy, and Christophe Salomon. Λ -enhanced sub-doppler cooling of lithium atoms in D_1 gray molasses. *Physical Review A*, 87 :063411, 2013.
- [70] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretzschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *Euro. Phys. Lett.*, 100 :63001, 2012.
- [71] Dipankar Nath, R. Kollengode Easwaran, G. Rajalakshmi, and C.S. Unnikrishnan. Quantum interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses. *Physical Review A*, 88 :053407, 2013.
- [72] Guillaume Salomon. *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K* . PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2014.
- [73] C. Cohen-Tannoudji. Étude générale de la configuration Λ , 1992. Cours du Collège de France.
- [74] Lauriane Fouché. *Gaz quantiques de potassium 39 à interactions contrôlables*. PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2015.
- [75] C. Cohen-Tannoudji. Atomes ultrafroids, approches statistiques et perspectives nouvelles - Étude d'un modèle simple combinant effet sisyphé et refroidissement subrecoil, 1995-1996. Cours du Collège de France.
- [76] L. Antoni-Micollier, B. Barrett, L. Chichet, G. Condon, B. Battelier, A. Landragin, and P. Bouyer. Generation of high-purity, low-temperature samples of ^{39}K for applications in metrology. *Phys. Rev. A*, 96(023608), 2017.
- [77] Rym Bouchendira, Pierre Cladé, Saïda Guellati-Khélifa, François Nez, and François Biraben. New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics. *Physical Review Letters*, 106(080801), 2001.
- [78] Kayleigh Cassella, Eric Copenhaver, Brian Estey, Yanying Feng, Chen Lai, and Holger Müller. Recoil-sensitive lithium interferometer without a subrecoil sample. *Phys. Rev. Lett.*, 118(233201), 2017.
- [79] Norman F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78(6), 1950.
- [80] Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu, and Ralph G. DeVoe. rf Spectroscopy in an Atomic Fountain. *Physical review letters*, 63(6) :612–615, 1989.
- [81] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. salomon. Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard. *Physical Review Letters*, 82(23) :4619–4622, 1999.
- [82] Christophe Salomon. *Franges de Ramsey et spectroscopie laser à ultra-haute résolution dans l'infrarouge*. PhD thesis, Université Paris XIII, 1984.
- [83] Paul-Eric Pottie. *Etude du refroidissement laser en cellule : contribution au développement d'une horloge atomique miniature à $\text{Cs}133$* . PhD thesis, Université Paris VI, 2004.
- [84] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Reviews of Modern Physics*, 49(1) :31, 1977.
- [85] Michel Abgrall. *Evaluation des performances de la fontaine atomique PHARAO, Participation à l'étude de l'horloge spatiale PHARAO*. PhD thesis, université Paris VI, 2003.

-
- [86] Richard Roy, Alaina Green, Ryan Bowler, and Subhadeep Gupta. Rapid cooling to quantum degeneracy in dynamically shaped atom traps. *Phys. Rev. A*, 93 :043403, Apr 2016.
- [87] L. G. Marcassa, G. D. Telles, S. R. Muniz, and V. S. Bagnato. Collisional losses in a cold mixture. *Physical review A*, 63 :013413, 2000.
- [88] Harald F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Physical review B*, 34(5), 1986.
- [89] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and T. M. Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical review A*, 53(1), 1996.
- [90] Jean-François Clément. *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.
- [91] Gabriel Condon. *Condensation de Bose-Einstein : des potentiels périodiques d'extension finie aux manipulations dans l'espace des phases*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2015.
- [92] David Guéry-Odelin. *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*. PhD thesis, Université Paris VI, 1998.
- [93] C. Cohen-Tannoudji. Cours de physique atomique et moléculaire, 1996-1997. Cours du Collège de France.
- [94] Alan L. Migdall, John V. Prodan, and William D. Phillips. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Physical Review Letters*, 54(24), 1985.
- [95] Baptiste Battelier. *Gaz bidimensionnel de bosons ultra-froids. Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein*. PhD thesis, Université Paris 6, 2007.
- [96] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Physical Review Letters*, 57(3), 1986.
- [97] Charles S. Adams, Heun Jin Lee, Nir Davidson, Mark Kasevich, and Steven Chu. Evaporative cooling in a crossed dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3577–3580, May 1995.
- [98] D. Comparat, A. Fioretti, G. Stern, E. Dimova, B. Laburthe Tolra, and P. Pillet. Optimized production of large bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 73 :043410, Apr 2006.
- [99] Nathalie Hoang. *Développement d'un piège atomique lumineux et magnétique : Étude du régime de collisions ; Perspectives pour la condensation de Bose-Einstein du césium*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2003.
- [100] József Fortágh and Claus Zimmermann. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Reviews of Modern Physics*, 79 :235, 2007.
- [101] Rudolph Grimm and Matthias Weidemüller. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42 :95–170, 2000.
- [102] Wolfgang Ketterle, Kendall B Davis, Michael A Joffe, Alex Martin, and David E Pritchard. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. *Physical review letters*, 70(15) :2253, 1993.
- [103] Hubert Ammann and Nelson Christensen. Delta kick cooling : A new method for cooling atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :2088–2091, Mar 1997.
- [104] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294 :1320, 2001.

- [105] Isaac Newton. *Philosophiæ naturalis principia mathematica*, 1687.
- [106] A. Einstein. über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. *Jahrbuch der Radioaktivität*, 4 :411–42, 1907.
- [107] C. M. Will. The confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 17(4), 2014.
- [108] Y. M. Cho. Reinterpretation of Jordan-Brans-Dicke Theory and Kaluza-Klein Cosmology. *Physical Review Letters*, 68(21) :3133, 1992.
- [109] T. Damour. Testing the equivalence principle : why and how ? *Classical and Quantum Gravity*, 13 :A33–A41, 1996.
- [110] T. Damour and A.M. Polyakov. String theory and gravity. *Gen.Rel.Grav.*, 26 :1171–1176, 1994.
- [111] C. M. Will. The confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 9(3), 2006.
- [112] P. G. Roll, R. Krotkov, and R. H. Dicke. The equivalence of inertial and passive gravitational mass. *Annals of Physics*, 26 :442–517, 1964.
- [113] S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach, and E. G. Adelberger. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Physical Review letters*, 100 :041101, 2008.
- [114] J. G. Williams, S. G. Turyshev, and D. H. Boggs. Lunar laser ranging tests of the equivalence principle. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18) :184004, 2012.
- [115] Bergé, J. and Touboul, P. and Rodrigues, M. Status of MICROSCOPE, a mission to test the Equivalence Principle in space. *Journal of Physics : Conference Series*, 610 :012009, 2015.
- [116] Joel Bergé and Pierre Touboul and Manuel Rodrigues and Françoise Liorzou. MICROSCOPE : five months after launch. *IOP Conf. Series : Journal of Physics : Conf. Series*, 840 :012028, 2017.
- [117] L. Zhou, Z.-Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W.-C. Peng, K. Hao, Li. R.-B., M. Liu, J. Wang, and M.-S. Zhan. Development of an atom gravimeter for precision gravity measurement and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity. *General Relativity and Gravitation*, 43(7) :1931–1942, 2011.
- [118] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch, and M. Weitz. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. *Physical Review Letters*, 93 :2400404, 2004.
- [119] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, J. Zhong, Z. Xiong, J. Wang, Y. Zhang, and M. Zhan. Test of the equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction Raman atom interferometer. *Physical Review Letters*, 115 :013004, 2015.
- [120] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich. Multiaxis inertial sensing with long-time point source atom interferometry. *Physical Review Letters*, 111 :083001, 2013.
- [121] J. Hartwing, C. Schubert, D. Schlippert, H. Ahlers, W. Herr, K. Posso-Trujillo, N. Gaaloul, W. Ertmer, and E. M. Rasel. Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometry. *New Journal of Physics*, 17 :035011, 2015.

- [122] H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, a. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. Hänsch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, a. Peters, M. Popp, J. Reichel, a. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, a. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich, and E. M. Rasel. Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9) :093602, 2013.
- [123] Institut für Quantenoptik. www.iqo.uni-hannover.de.
- [124] D. Schlippert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer, and E. M. Rasel. Quantum test of the universality of free fall. *Physical Review letters*, 112 :203002, 2014.
- [125] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Characterization of a simultaneous dual-species atom interferometer for a quantum test of the weak equivalence principle. *Physical Review A*, 92 :023626, 2015.
- [126] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. *Physical Review A*, 88 :043615, 2013.
- [127] J. Rudolph, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, T. A. Schlze, S. T. Seidel, C. Rode, V. Skolnik, W. Ertmer, E. M. Rasel, H. Müntinga, Könemann, A. Resch, S. Herrmann, C. Lämmerzahl, T. van Zoest, H. Dittus, A. Vogel, A. Wenzlawski, K. Sengstock, N. Meyer, K. Bongs, M. Krutzik, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, A. Peters, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W.P. Schleich, R. Walser, T. Steinmetz, T.W. Hänsch, and Reichel. Degenerate Quantum Gases in Microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 23 :287–292, 2011.
- [128] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer. How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. *New Journal of Physics*, 11 :113010, 2009.
- [129] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, and P. Bouyer. Dual Matter-Wave Inertial Sensors in Weightlessness. *Nature Communication*, 7 :13786, 2016.
- [130] Benjamin Canuel. *Étude d'un gyromètre à atomes froids*. PhD thesis, Université de Paris XI, 2007.
- [131] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation. *Physical Review A*, 86 :033605, 2012.
- [132] Alexandre Gauguier. *Gyromètre à atomes froids : Étude de la stabilité limite et effets systématiques liés aux séparatrices lasers*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie, 2008.
- [133] V. Skolnik, B. Leykauf, M. Hauth, C. Freier, and A. Peters. The effect of the wavefront aberrations in atom interferometry. *Applied Physics B*, 2015.
- [134] A. Aspect, C. Fabre, and G. Grynberg. *Optique Quantique 1 : Lasers*, Tome I. École polytechnique, majeure de Physique, Ed 2005.
- [135] D. Schlippert. *Quantum Tests of the Universality of Free Fall*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014.

- [136] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévêque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Peirera Dos Santos, and A. Landragin. Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer. *Physical Review A*, 78 :043615, 2008.
- [137] W.J. Riley. Handbook of frequency stability analysis. *NIST Special Publication 1065*, 2008.
- [138] S.-Y. Lan, P.-C. Kuan, B. Estey, P. Haslinger, and H. Müller. Influence of the Coriolis force in atom interferometry. *Physical Review Letters*, 108 :090402, 2012.
- [139] Susannah Moore Dickerson. *Long-time interferometry for precision tests of fundamental physics*. PhD thesis, Stanford university, 2014.
- [140] ONERA. L'onera invente avec le shom la cartographie de pesanteur à précision "atomique", 2016. <http://www.onera.fr/fr/actualites/cartographie-marine-haute-precision-pesanteur-atomes-froids>.
- [141] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin. Continuous Cold-Atom Inertial Sensor with 1 nrad/sec Rotation Stability. *PRL*, 116(183003), 2016.
- [142] Paul D. Groves. Principles of GNSS, Inertial, and multisensor intergrated navigation system. Artech house.
- [143] Oliver J. Woodman. An introduction to inertial navigation, August 2007. Technical report, University of Cambridge.
- [144] Jay Hyoun Kwon and Christopher Jekeli. Gravity Requirement for Compensation of Ultra-Precise Inertial Navigation. *The Journal of Navigation*, 58(3) :479–492, 2005.
- [145] Mohinder S. Grewal and Angus P. Andrews. Kalman filtering : Theory and practice using matlab 2nd edition, 2001. Wiley-Interscience Publication.
- [146] Robert Grover Brown and Patrick Y. C. Hwang. Introduction to random signals and applied kalman filtering, 4th edition, 2012. John Wiley & Sons, Inc.
- [147] Raymond A. Jr Nash, Stephen A. Levine, and Henneth J. Roy. Error Analysis of Space-Stable Inertial Navigation Systems. *IEEE transactions on aerospace and electronic systems*, 7(4), 1971.
- [148] Enrico Petritoli, Tonino Giagnacovo, and Fabio Leccese. Lightweight GNSS/IRS integrated navigation system for UAV vehicles. *Metrology for Aerospace*, 2014.
- [149] J. L. Weston and D. H. Titterton. Modern inertial navigation technology and its application. *Electronics & Communication Engineering Journal*, 12 :49–64, April 2000.
- [150] Mohinder S. Grewal, Lawrence R. Weill, and Angus P. Andrews. Global positioning systems, inertial navigation, and integration, 2001. John Wiley & Sons, Inc Publication.
- [151] A. D. King. Inertial Navigation-Forty Years of Evolution. *GEC Review*, 13(3), 1998.
- [152] Christopher Jekeli. Navigation Error Analysis of Atom Interferometer Inertial Sensor. *Journal of the institute of Navigation*, 52(1), 2005.
- [153] Aaron Canciani. Integration of cold atom interferometry INS with other sensors, 2012.
- [154] Kara M. Willis. Signal processing in cold atom interferometer-based INS, 2014.
- [155] B. Battelier, B. Barrett, L. Fouché, L. Chichet, L. Antoni-Micollier, H. Porte, F. Napolitano, J. Lautier, A. Landragin, and P. Bouyer. Development of compact cold-atom sensors for inertial navigation. *Proceedings of SPIE, Quantum Optics*, 9900 :990004, 2016. (arXiv :1605.02454 [physics.atom-ph]).

-
- [156] B. Fang, I. Dutta, P. Gillot, D. Savoie, J. Lautier, B. Cheng, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Metrology with Atom Interferometry : inertial sensors from Laboratory to Field Applications. *J. Phys. :Conf. Ser*, 723 :012049, 2016.
- [157] Jean Lautier-Blisson. *Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [158] www.innalabs.com.
- [159] www.colibrys.com.
- [160] T. Loret, Hardy G., C. Vallée, V. Demutrecy, T. Kerrien, S. Cochain, D. Boutoille, R. Taïbi, and R. Blondeau. Navigation Grade Accelerometer with quartz vibrating beam. *Inertial Sensors and Systems Symposium (ISS)*, 2014.
- [161] Walter Haeussermann, Fritz Mueller, and R Hopkins. The pendulous integrating gyroscope accelerometer (piga) from the v-2 to trident d5, the strategic instrument of choice. In *AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference and Exhibit*, page 4288, 2001.
- [162] H. C. Lefèvre. The fiber-optic gyroscope, 2014. Artech House, 2nd edition.
- [163] Baptiste Le Foulgoc. *Évaluation du potentiel de performances de micro-accéléromètres inertiels vibrants en silicium*. PhD thesis, Université Paris-Est, 2008.
- [164] O. Le Traon, D. Janiaud, S. Muller, and P. Bouniol. The VIA vibrating beam accelerometer : concept and performances. *Position, Location and Navigation Symposium*, 1998.
- [165] O.L. Traon, D. Janiaud, and S. Muller. Monolithic accelerometric transducer, October 5 1999. US Patent 5,962,786.
- [166] www.siliconsensing.com.
- [167] www.kvh.com.
- [168] www.ixblue.com.
- [169] spaceequipment.airbusdefenceandspace.com.
- [170] Arnaud Parent. *Apport des nouveaux matériaux piezozlectriques dans le domaine des micro-gyromètres vibrants*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2008.
- [171] G. Sagnac. L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *Compte rendus de l'Académie des Sciences*, Vol 95 :708–710, 1913.
- [172] G. Sagnac. Sur la preuve de la réallité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant. *Compte rendus de l'Académie des Sciences*, Vol 95 :1410–1413, 1913.
- [173] Adolph H. Rosental. Circulatory Multiple-Beam Interferometry for the Study of Light-Propagation Effects. *Journal of the Optical Society of America*, 52(10) :1143–1148, 1961.
- [174] M. Faucheux, D. Fayoux, and J. J. Roland. The ring laser gyro. *J. Optics (Paris)*, 19(3) :101–115, 1988.
- [175] S. David, O. Chazalmartin, and A. Mary. Gyrolaser with optimized ignition, November 20 2014. US Patent App. 14/254,739.
- [176] T.G. Roberts and T.L. Honeycutt. Dual cavity laser gyro, June 4 1985. US Patent 4,521,110.

- [177] W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich, and M. O. Scully. The ring laser gyro. *Reviews of Modern Physics*, 57(1), 1985.
- [178] S. Ezekiel and S. R. Balsamo. Passive ring resonator laser gyroscope. *Applied Physics Letters*, 30(9), 1977.
- [179] Yves Paturel and André Courdet. High performance fog : an industrial feedback from mass production. *International symposium on Inertial Sensors and Systems*, 2015.
- [180] Hervé C. Lefèvre. Fundamentals of the interferometric fiber-optic gyroscope. *optical review*, 4(1A) :20–27, 1997.
- [181] John F. Clauser. Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry. *Physica B*, 151 :262–272, 1988.
- [182] David Holleville. *Conception et réalisation d'un gyromètre à atomes froids fondé sur l'effet Sagnac pour les ondes de matière*. PhD thesis, Université Paris XI, 2001.
- [183] B. Barrett, R. Geiger, I. Dutta, M. Meunier, B. Canuel, A. Gauguet, P. Bouyer, and A. Landragin. The Sagnac effect, 20 years of development in matter-wave interferometry. *Comptes Rendus Physique*, 15 :875–883, 2014.
- [184] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, and A. Landragin. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Physical review letters*, 97 :010402, 2006.
- [185] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich. Rotation sensing with a dual atom interferometer Sagnac gyroscope. *Class. Quantum Grav*, 17 :2385–2398, 2000.
- [186] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich. Long-Term Stability of an Area*Reversible Atom Interferometer Sagnac Gyroscope. *PRL*, 97(240801), 2006.
- [187] B. Gauguet, A. Canuel, T Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer. *Physical Review A*, 80 :063604, 2009.
- [188] P. Gillot, B. Cheng, A. Imanaliev, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos. The LNE-SYRTE cold atom gravimeter. *European Frequency and Time Forum*, 2016.
- [189] Sébastien Merlet, Pierre Gillot, Tristan Farah, Quentin Bodart, Julien Le Gouët, Patrick Cheinet, Christine Guerlin, Anne Jouchet-Chauvet, Nicola Malossi, Alexander Kopaev, Olivier Francis, Arnaud Landragin, and Franck Peireira Dos Santos. Détermination de l'accélération de la pesanteur pour la balance du watt du LNE. *Revue française de métrologie*, 4(36), 2014.
- [190] Ricardo Jiménez-Martínez, Jan Kolodynski, Charikleia Troullinou, Vito Giovanni Lucievaro, Jia Kong, and Morgan W. Mitchell. Signal tracking beyond the time resolution of an atomic sensor by Kalman filtering. *arXiv :1707.08131*, 2017.
- [191] Paul-André Meyer. Note sur les processus d'Ornstein-Uhlenbeck. *Séminaire de probabilité (Strasbourg)*, tome 16 :p. 95–132, 1982.