

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
Laura ANTONI-MICOLLIER

Interféromètre à atomes froids de ^{39}K et ^{87}Rb pour tester le principe d'équivalence en micropesanteur

Soutenue le 12 octobre 2016

Composition du jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Noel DIMARCQ	SYRTE - Paris
	Christophe SALOMON	LKB - Paris
<i>Examineurs :</i>	Eric CORMIER	CELIA - Talence
	Bruno DESRUELLE	MUQUANS - Talence
	Thomas LEVEQUE	CNES - Toulouse
<i>Directeur de thèse :</i>	Philippe BOUYER	LP2N - Talence
<i>Invités :</i>	Baptiste BATTELIER	LP2N - Talence
	Arnaud LANDRAGIN	SYRTE - Paris



Interféromètre à atomes froids de ^{39}K et de ^{87}Rb pour tester le principe d'équivalence en micropesanteur

Durant ces deux dernières décennies, de nouvelles techniques pour refroidir et manipuler les atomes ont permis le développement de capteurs inertiels basés sur l'interférométrie atomique. Dans ce contexte, le projet ICE est basé sur l'utilisation d'un interféromètre atomique double espèce compacte et transportable dans le but de tester le principe d'équivalence faible. Nous comparons ainsi l'accélération de deux espèces chimiques et nous vérifions leur égalité en mesurant le paramètre d'Eötvös à un niveau de 10^{-6} . Cette expérience a été réalisée en laboratoire et en micropesanteur lors de vols paraboliques à bord de l'Airbus A310 ZERO-G de Novespace. L'interféromètre est composé de deux échantillons de ^{87}Rb et ^{39}K refroidis par laser, possédant des longueurs d'onde de transitions atomiques similaires (780 nm et 767 nm) qui sont générées par un doublage de fréquence laser Télécom.

Récemment, nous avons réalisé le premier interféromètre double espèce en micropesanteur. Cette expérience a ainsi permis le premier test du principe d'équivalence faible dans cet environnement en utilisant des objets quantiques, ce qui représente une première étape majeure vers une future mission spatiale.

Dans le cadre de ces travaux, nous avons installé une source laser à 770 nm, accordée sur la transition D1 du ^{39}K , afin de réaliser un refroidissement par mélasse grise. Nous avons également mis en place une nouvelle séquence pour préparer les atomes dans l'état $m_F = 0$ avec une efficacité de transfert supérieure à 90%. Ces techniques ont amélioré le contraste de notre interféromètre de ^{39}K d'un facteur 4, ce qui a mené à l'obtention d'une sensibilité sur le paramètre d'Eötvös dans le laboratoire de 5×10^{-8} après 5000 s d'intégration.

Cold atom interferometer of ^{39}K and ^{87}Rb to test the equivalence principle in microgravity

During the last two decades, new techniques to cool and manipulate atoms have enabled the development of inertial sensors based on atom interferometry. In this context, the ICE project is based on a compact and transportable dual-species atom interferometer in order to verify the weak equivalence principle (WEP). Thus, we compare the acceleration of two chemical species and verify their equality by measuring the Eötvös parameter at the 10^{-6} level. This experiment was performed both in the laboratory and in the microgravity environment during parabolic flights onboard the Novespace ZERO-G aircraft. The interferometer is composed of laser-cooled samples of ^{87}Rb and ^{39}K , which exhibit similar transition wavelengths (780 nm and 767 nm) derived from frequency-doubled telecom lasers.

Recently, we have performed the first dual species interferometer in microgravity. This enables the first test of the WEP in weightlessness using quantum objects, which represents a major first step toward future mission in space.

As part of these experiments, we have implemented a 770 nm laser source, resonant with the D1 transition of ^{39}K , in order to perform a gray molasses cooling. We have also devised a new sequence to prepare atoms in the $m_F = 0$ state with a transfer efficiency above 90%. These techniques improved the contrast of our ^{39}K interferometer by a factor 4, which led to the obtention of a sensitivity on the Eötvös parameter in the laboratory of 5×10^{-8} after 5000 s of integration.

Mots clés : Atomes froids - Interférométrie atomique - Micropesanteur - Principe d'équivalence



Remerciements

J'ai réalisé les travaux de thèse décrits dans ce manuscrit au Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences dans le groupe Atomes Froids. Je remercie tout d'abord Philippe Bouyer, Directeur du laboratoire, de m'avoir accueillie dans de si bonnes conditions de travail. Je remercie également le CNES et la Région d'avoir apporté leur soutien financier.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury de thèse, Eric Cormier, Bruno Desruelle, Noël Dimarcq, Thomas Lévèque et Christophe Salomon pour leur intérêt porté sur le contenu de ce manuscrit et pour leur participation à ma soutenance. Plus particulièrement, merci aux rapporteurs Christophe Salomon et Noël Dimarcq pour leurs discussions, questions et corrections très constructives sur le manuscrit.

Les résultats obtenus durant cette thèse sont le fruit d'un travail collectif avec les différents membres de l'équipe ICE. Parmi ces personnes je voudrais de nouveau remercier Philippe Bouyer, mon directeur de thèse, pour son optimisme, ses ambitions et ses idées qui permettent une évolution constante de l'expérience.

Mes remerciements vont ensuite à Baptiste Battelier, mon encadrant, et Brynle Barrett, le post-doctorant sur l'expérience à mon arrivée. Baptiste s'est toujours montré disponible malgré la gestion de ses nombreux projets. En particulier, je le remercie pour son soutien dans les moments de stress, notamment pendant les campagnes de vols et pour avoir passé autant de temps sur les corrections de mon manuscrit. Je suis très enthousiaste à l'idée de continuer à travailler avec lui sur le projet ColdFIB. De son côté, Brynle a été un véritable moteur sur l'expérience pendant ma thèse. J'ai énormément appris sur le plan expérimental à ses côtés et je le remercie pour avoir pris le temps de toujours répondre à mes nombreuses questions. Je leur souhaite à tous les deux beaucoup de bonheur dans leurs familles respectives, récemment agrandies.

Même si je n'ai malheureusement pas souvent eu l'occasion de le voir, je remercie Arnaud Landragin pour les excellents conseils qu'il apporte sur l'expérience et pour les discussions qu'on a pu avoir avec lui, qui ont toujours été extrêmement enrichissantes.

Je voulais également remercier mon responsable CNES Thomas Lévèque. En effet, Thomas joue un rôle essentiel au niveau de l'obtention des financements pour le projet, il suit de manière régulière les évolutions de l'expérience et apporte son aide pour les campagnes de vols. Au delà de tout ça, il est également mon ancien responsable de stage au CNES, qui m'avait fait découvrir le monde merveilleux des atomes froids, et je lui suis extrêmement reconnaissante de m'avoir parlé de cette thèse à cette époque.

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion de travailler avec les doctorants Pierre-Alain Gominet lors de la première année et Laure Chichet lors des deux dernières années. Pierre-Alain m'a beaucoup appris sur le fonctionnement de l'expérience à mon arrivée et sa bonne humeur ainsi que son "humour" m'ont permis de commencer dans une ambiance de travail très agréable. Laure est arrivée sur ICE pendant une période intense et difficile puisqu'on venait d'obtenir

pour la première fois un interféromètre double espèce et on se préparait à une campagne de vols dans l'avion ZERO-G, quand les deux amplis 10 W nous ont lâchés. Malgré ces problèmes, elle a parfaitement su s'intégrer à l'équipe et s'adapter à la situation. Pendant ces deux ans, elle s'est toujours montrée motivée et persévérante, et j'ai beaucoup apprécié travailler avec elle. Je la remercie également pour sa gentillesse, pour ses merveilleux gâteaux et pour sa patience à l'approche de mes talks!

À l'approche de ma rédaction, Gabriel Condon est arrivé sur l'expérience en tant que post-doctorant. Je n'ai donc pas travaillé beaucoup avec lui, mais j'ai tout de même pu apprécier sa motivation, ses tonnes d'idées et sa vision un peu nouvelle par rapport à l'expérience. Enfin, je souhaite la bienvenue au nouveau doctorant Martin Rabault sur ICE et je lui souhaite également, ainsi qu'à Laure et Gabriel, beaucoup de réussite pour la suite du projet.

Depuis un peu plus d'un an, Laurianne Fouché travaille en étroite collaboration avec ICE dans le cadre du LabCom iXAtom. J'ai assez vite été impressionnée par son caractère, sa détermination et son implication dans la vie du groupe Atomes Froids. Je la remercie pour tous ses conseils sur la mélasse grise et surtout pour m'avoir appris à coudre! J'espère qu'on fera encore beaucoup de séances couture ou jeux de société dans son nouvel appart.

De manière générale, je les remercie tous pour la bonne ambiance qui règne dans cette équipe.

À mon arrivée dans le laboratoire, j'ai rapidement fait la connaissance d'Isabelle, qui commençait sa thèse en même temps que moi sur l'expérience MIGA. Toujours motivée, elle a souvent été là pour me bouger un peu de mon appart et je la remercie pour ça! J'ai adoré les sorties ciné, les matchs de catch, les séances d'escalade, la découverte des vins à Graves... Je lui souhaite le meilleur pour la suite. Merci également à Etienne et Hugo, qui étaient doctorants à mon arrivée, pour leur accueil dans le groupe Atomes Froids. Je remercie en général l'ensemble des membres ou ex-membres de ce groupe, Margaux, Grégoire, Sophie, Jonathan, Gregor, Walid, Deepak, Devang, Caroline, Maxime, Jin-Yi, Andrea, Simon et Benjamin. L'ambiance a toujours été très agréable et les discussions très intéressantes. Je remercie également toutes les personnes des différents groupes de recherche dans le laboratoire que j'ai pu croiser de près ou de loin.

Les différents services techniques et administratifs du laboratoire ont joué un rôle important dans le bon déroulement de ma thèse. Ainsi, je remercie Giorgio Santarelli, Jean-Hugues Codarbox, Jérémie Leonardon, Philippe Teulat, Jacky Robin, Ludovic Vinsonnaud, Fabien Lehoux, Stéphanie Schultze et Laurent Porcel. Chacun a toujours su se montrer particulièrement disponible malgré leur emploi du temps. Je voulais également remercier Marco Prevedelli pour ses cours très instructifs sur l'électronique pour atomes froids, mais surtout pour son aide précieuse sur la réparation de notre DDS potassium.

Je remercie ensuite l'ensemble du personnel de Novespace qui accueille régulièrement ICE dans l'avion ZERO-G et qui assure toujours le bon déroulement des campagnes de vols.

Sur un plan plus personnel, je remercie les embrunais Lucie et Geoffrey d'être venus à ma soutenance. Merci également à mon papa d'être venu, et merci pour ses encouragements. Je remercie du fond du coeur ma maman pour tout ce qu'elle fait pour moi sans arrêt : merci pour tes conseils, pour ton soutien, pour ta relecture et pour ton intérêt, merci d'être venu à la soutenance, merci pour le pot,...et j'en oublie!

Pour finir, je dédie cette thèse à mon compagnon Hugo et je le remercie pour sa confiance en moi, son soutien et son amour.





Table des matières

1	Théorie sur l'interférométrie atomique double espèce	7
1.1	Interférométrie par transition Raman stimulée	7
1.1.1	Principe des transitions Raman à deux photons	7
1.1.2	Interaction atome-impulsion	8
1.1.3	Les éléments d'un interféromètre atomique	10
1.2	Impact de l'accélération sur le déphasage des franges	12
1.2.1	Déphasage en sortie d'un interféromètre atomique	12
1.2.2	Réponse d'un interféromètre simple espèce aux vibrations	13
1.2.3	Déphasage différentiel d'un interféromètre double espèce	16
1.2.4	Réjection des vibrations dans le cas d'un interféromètre double espèce	17
1.3	Géométries des interféromètres sur ICE	18
1.3.1	Interféromètre simple diffraction	18
1.3.2	Double interféromètre simple diffraction	20
1.4	Conclusion	21
2	Dispositif expérimental d'un interféromètre atomique double espèce embarqué	23
2.1	Les vols paraboliques	23
2.1.1	Campagne de vol dans l'avion A310	23
2.1.2	Contraintes liées aux vols paraboliques	24
2.2	Système laser	25
2.2.1	Architecture fibrée et asservissements	25
2.2.2	Amplification et architecture en espace libre	32
2.2.3	Laser tout fibré pour la transition D1 du Potassium	33
2.2.4	Description de la chaîne de fréquence	35
2.3	Chambre de science	36
2.3.1	Description de l'enceinte à vide	36
2.3.2	Contrôle des champs magnétiques	39
2.3.3	Détection	40
2.4	Conclusion	43
3	Source atomique de potassium cohérente pour l'interférométrie	45
3.1	Refroidissement du ^{39}K	45
3.1.1	Refroidissement par mélasse rouge	45
3.1.2	Étude théorique simplifiée du refroidissement par mélasse grise	49
3.1.3	Étude expérimentale du refroidissement par mélasse grise	51
3.1.4	Conclusion sur les méthodes de refroidissement	54
3.2	Préparation des atomes de ^{39}K dans l'état insensible au champ magnétique .	56
3.2.1	Description de la séquence de transfert	56
3.2.2	Effet de l'orientation du faisceau de sélection	58
3.2.3	Optimisation du rapport de population	61
3.3	Interféromètre potassium	63

3.3.1	Optimisation des paramètres des impulsions Raman	63
3.3.2	Franges d'interférences sans effet des vibrations	65
3.4	Conclusion	66
4	Fonctionnement d'un interféromètre double espèce embarqué	67
4.1	Interféromètre rubidium en présence du potassium	67
4.1.1	Séquence de refroidissement	67
4.1.2	Séquence interférométrique	69
4.1.3	Franges d'interférence obtenues avec un interféromètre double espèce .	70
4.2	Extraction de la phase différentielle dans un environnement bruité	71
4.2.1	Méthode de reconstruction des franges	71
4.2.2	Méthode Bayésienne	75
4.2.3	Méthode de l'ellipse	76
4.2.4	Bilan sur les méthodes d'extraction de la phase	77
4.3	Bruits sur l'interféromètre	78
4.3.1	Limite de sensibilité de la méthode FRAC liée au bruit de l'accéléromètre	78
4.3.2	Contribution des autres sources de bruits	79
4.3.3	Évaluation des performances de l'interféromètre	81
4.4	Conclusion	82
5	Test du principe d'équivalence faible avec des atomes froids	85
5.1	Définition et état de l'art	85
5.1.1	Définition du principe d'équivalence	85
5.1.2	Tests du principe d'équivalence faible	86
5.2	Test du principe d'équivalence faible avec un gravimètre double espèce simul-	
	tané dans le laboratoire	89
5.2.1	Résultats du gravimètre double espèce	89
5.2.2	Étude préliminaire des principaux effets systématiques pour une esti-	
	mation de l'exactitude de η	92
5.2.3	Bilan sur l'exactitude de g et η et étude de leurs sensibilités	98
5.3	Premier test du principe d'équivalence faible en micropesanteur	101
5.3.1	Dégradation du contraste dans l'avion ZERO-G	101
5.3.2	Résultats obtenus dans l'avion ZERO-G	103
5.3.3	Première estimation de l'exactitude de η en micropesanteur	105
5.4	Conclusion	108

Introduction

Les lois de l'univers sont aujourd'hui régies par quatre interactions fondamentales. L'interaction faible est responsable de la désintégration des particules subatomiques, l'interaction forte assure la cohésion des noyaux atomiques, l'électromagnétisme, qui agit sur les particules chargées, est à l'origine de la plupart des phénomènes physiques à l'échelle macroscopique, et enfin la gravitation décrit le mouvement des objets massifs. Si ces deux dernières interactions sont déjà le résultat d'une unification entre les lois de domaines différents, un des grands enjeux de la physique fondamentale moderne consiste à créer un "modèle d'unification", qui représenterait une théorie unique pour décrire l'ensemble des phénomènes physiques. Les premières étapes de cette unification ont déjà été mises en place puisque le Modèle Standard, regroupant l'interaction électromagnétique, forte et faible, permet d'expliquer les phénomènes liés à la physique des particules. Cependant, la gravitation est, quant à elle, modélisée par la théorie de la Relativité Générale, qui est incompatible avec la mécanique quantique. L'association de ces deux modèles nécessite une évolution de la physique actuelle à travers de nouvelles théories, ainsi qu'une vérification expérimentale des postulats de base. Parmi les théories alternatives à la Relativité Générale, certaines prédisent une violation d'un des principes fondateurs, le principe d'équivalence faible, appelé aussi principe d'universalité de la chute libre, qui affirme que l'accélération d'un corps en chute libre dans un champ gravitationnel est indépendant de sa masse ou de sa composition.

Pour réaliser des recherches en physique fondamentale, l'Espace est devenu un laboratoire adapté grâce aux avancées technologiques, en dépit de ses différentes contraintes, puisqu'il représente un environnement bas bruit permettant de longs temps d'interrogation. Ces dernières décennies ont ainsi vu apparaître l'émergence de nombreux projets de physique fondamentale, et la réalisation de certains d'entre eux, comme le projet européen d'horloge à atomes froids de césium, PHARAO (Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite) [1], qui doit être lancé et installé sur la Station Spatiale Internationale en 2017, pour permettre une comparaison avec les horloges au sol à une précision inégalée et un test du décalage d'Einstein.

Une façon efficace et précise de réaliser le test du principe d'équivalence faible consiste à comparer l'accélération de deux corps en chute libre dans le vide en augmentant au maximum la durée de la chute, d'où l'intérêt de mettre en place des missions spatiales. Ainsi, en avril 2016, le satellite européen MICROSCOPE (MICROSatellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) [2] a été envoyé en orbite autour de la Terre, afin d'effectuer le test du principe d'équivalence faible avec deux objets macroscopiques de masse et de composition différentes. En parallèle, le projet STE-QUEST (Space-Time Explorer and QUantum Equivalence principle Space Test) [3] fut proposé en 2014 à l'ESA (European Space Agency) pour tester le principe d'équivalence faible avec un interféromètre à atomes froids double espèce. Cette méthode présente l'avantage de réaliser ce test, lié à la Relativité Générale, avec des objets quantiques. Si les technologies nécessaires ne sont pas encore tota-

lement arrivées à maturation, les progrès réalisés ces vingt dernières années dans ce domaine et le prochain lancement de PHARAO sont encourageants pour les futures propositions de ce projet spatial.

Un interféromètre atomique est un interféromètre dans lequel l'onde lumineuse est substituée par une onde de matière et les optiques par des faisceaux laser. Les atomes étant particulièrement sensibles aux effets inertiels, cet instrument permet une mesure de précision de leur accélération ou de leur rotation. C'est suite aux avancées dans le domaine du refroidissement des atomes par laser dans les années 1980, dont les travaux ont mené à l'obtention du prix Nobel de physique en 1997 [4], que l'utilisation des interféromètres atomiques a été initiée au début des années 1990 par l'équipe de M. Kasevich et S. Chu [5, 6]. Depuis, cette technologie connaît un essor considérable et voit le jour dans les laboratoires pour réaliser des mesures de haute précision en gravimétrie [7, 8], en gyrométrie [9, 10] et en gradiométrie [11]. Le progrès réalisé sur la précision de ces mesures a ainsi ouvert les portes à de nouvelles applications industrielles et scientifiques. En effet, les gravimètres et gradiomètres à grande précision sont intéressants dans le domaine de la géophysique, afin de surveiller les activités sismiques et de cartographier les masses en sous-sol pour repérer des zones hydrauliques, minières ou pétrolières [12, 13]. Dans cette optique, l'entreprise MuQuans a ainsi développé et commercialisé un gravimètre atomique compact et transportable [14]. Parallèlement, les centrales inertielles composées d'accéléromètres et de gyromètres à atomes froids permettant d'accéder aux six valeurs inertielles (accélération et rotation selon chaque axe) commencent également à être développées dans les laboratoires [15, 16]. Ces nouvelles applications entraînent de fortes contraintes de transportabilité, de compacité et d'autonomie qui représentent de nouveaux défis pour des expériences de laboratoire.

Pour tester le principe d'équivalence faible, deux accéléromètres à atomes froids sont réalisés simultanément dans le vide avec deux espèces atomiques différentes, dans un champ gravitationnel. Dans le cas d'une mesure d'accélération, une séquence interférométrique consiste à piéger et refroidir des atomes, puis à appliquer trois impulsions laser consécutives espacées d'une durée T , que l'on appelle le temps d'interrogation, afin de séparer, défléchir et recombiner les paquets d'ondes atomiques. Leur position durant les impulsions est ensuite retranscrite sur la phase des franges d'interférences en sortie de la séquence, nous permettant ainsi de remonter à la valeur de l'accélération du nuage. Comme la précision obtenue sur cette accélération croît avec le carré du temps d'interrogation, celle-ci se trouve rapidement limitée par la chute des atomes sous l'effet de la gravité dans des expériences classiques d'interférométrie. Sur Terre, certaines équipes augmentent la hauteur de leur enceinte à vide afin d'augmenter le temps de chute des atomes [17, 18], mais une autre solution consiste à se placer en micropesanteur. Dans le cadre du projet STE-QUEST, deux expériences d'interférométrie atomique sont développées au sol pour tester la faisabilité de l'expérience en micropesanteur. La première, QUANTUS (QUANTen gase unter Schwerelosigkeit), utilise une tour de chute libre, tandis que la deuxième, ICE (Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace), est embarquée dans l'avion ZERO-G pour réaliser des vols paraboliques.

L'expérience ICE, sur laquelle porte ces travaux de thèse, est un interféromètre atomique double espèce ^{39}K et ^{87}Rb , conçu pour tester le principe d'équivalence faible en micropesanteur dans l'avion ZERO-G de Novespace. Le projet est une collaboration entre le LNE-Syrte (Laboratoire National de métrologie et d'Essais - SYstème de Références Temps-Espace) et l'Institut d'Optique, et bénéficie d'un financement du CNES (Centre National d'Étude Spatiales). Sa conception et son évolution pendant les dix dernières années ont été présentées

dans les thèses des docteurs Gaël Varoquaux [19], Remi Geiger [20], Vincent Ménoret [21] et Pierre-Alain Gominet [22].

La particularité de ce dispositif est donc qu'il est embarqué dans l'avion ZERO-G une à deux fois par an pour effectuer des vols paraboliques, le plaçant en environnement de micropesanteur. Cet avion reste un moyen très avantageux pour accéder à la micropesanteur, puisqu'il offre environ 30 minutes de 0 g à chaque campagne de vol, dont 20 secondes en continu pendant une parabole, et qu'il permet aux expérimentateurs d'apporter des modifications pendant le vol, contrairement à tout autre accès à la micropesanteur au sol. Le défi technologique sur ICE a été de réaliser une expérience complexe d'atomes froids transportable, compacte et surtout extrêmement robuste, pour être compatible avec les conditions de l'avion.

Le choix des atomes est identique à celui pour STE-QUEST : ^{39}K et ^{87}Rb . À la base, le projet spatial avait sélectionné deux isotopes du rubidium, le ^{87}Rb et le ^{85}Rb . En effet, les processus de refroidissement et de manipulation de ces isotopes sont maintenant complètement maîtrisés, ce qui facilite l'obtention rapide des résultats. Cependant, l'association du rubidium et du potassium présente des avantages non négligeables. La première raison de ce choix d'atomes provient de la valeur de la longueur d'onde associée à leur transition atomique, de 766.7 nm pour le potassium et de 780.2 nm pour le rubidium. En effet, elles sont toutes deux assez proches pour permettre l'utilisation de la combinaison entre la technologie Télécom fibrée autour de 1560 nm, adaptée pour le spatial [23], et le doublage en fréquence. Néanmoins, elles sont également suffisamment éloignées pour que les étapes de la séquence interférométrique de chaque espèce soient indépendantes. De plus, la différence de masse entre ces deux espèces est 25 fois plus élevée que dans le cas des deux isotopes du rubidium, ce qui favorise clairement leur utilisation pour le test du principe d'équivalence faible. Malgré les avantages de cette association, le potassium fait partie des espèces à structure atomique compacte, au même titre que le lithium, ce qui le rend plus difficile à refroidir, à manipuler et à détecter. L'utilisation de cet atome n'est donc a priori pas adapté à la métrologie. Récemment, l'application du refroidissement par mélasse grise sur cet atome a permis une meilleure maîtrise et de nouvelles possibilités, comme l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein tout optique [24].

Lorsque j'ai rejoint l'équipe de recherche au LP2N (Laboratoire Photonique, Numérique et Nanoscience) en septembre 2013, un interféromètre ^{87}Rb avait déjà été réalisé en micropesanteur [25]. Deux éléments majeurs de l'expérience venaient alors d'être changés : le système laser du potassium, pour optimiser la largeur de raie et la puissance, ainsi que l'enceinte à vide de l'expérience, pour les raisons d'environnement magnétique et d'accès optiques. Nous avons alors, dans un premier temps, effectué une campagne de vol, en priorité avec l'interféromètre rubidium, pour confirmer le fonctionnement du nouveau dispositif. Après optimisation des paramètres de refroidissement et de détection du rubidium, nous nous sommes concentrés sur l'obtention de franges d'interférence de potassium avec des faisceaux contra-propageants, encore jamais observées sur l'expérience. La réussite de cette étape nous a permis de réaliser l'un des premiers interféromètres double espèce ^{39}K et ^{87}Rb simultanément au sol, puis en microgravité en mai 2015. Ma dernière année sur l'expérience a été consacrée à l'amélioration de l'interféromètre potassium, avec la mise en place du refroidissement par mélasse grise et d'une séquence de purification. Avec ces techniques, la métrologie avec du ^{39}K est maintenant envisageable.

Plan du mémoire

Ce manuscrit est décomposé en 5 chapitres.

Le premier chapitre s'ouvre sur une description théorique du fonctionnement d'un interféromètre atomique par transition Raman. Nous présentons ensuite la réponse de l'interféromètre, simple puis double espèce, à une accélération constante et à des vibrations. Enfin, la dernière partie introduit les géométries des interféromètres utilisées dans le laboratoire et en micropesanteur.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental. Dans un premier temps, nous détaillons le déroulement d'une campagne de vol et les contraintes liées à l'avion. L'architecture laser de chaque espèce, comprenant les composants optiques fibrés et en espace libre, ainsi que l'électronique d'asservissement et la chaîne de fréquence sont décrits dans la seconde partie du chapitre. La dernière partie est finalement consacrée aux composants de la chambre de science, à la maîtrise des champs magnétiques et à la méthode de détection.

Le troisième chapitre englobe l'ensemble des améliorations apportées à la séquence interférométrique du potassium. La première partie décrit l'étude théorique et expérimentale de la mélasse grise puis permet de comparer les résultats obtenus par ce procédé avec le refroidissement par mélasse rouge, utilisé avant sur l'expérience. Nous détaillons ensuite les étapes d'une nouvelle séquence de transfert et de purification, permettant de préparer les atomes de potassium dans l'état Zeeman insensible au champ magnétique pour notre interféromètre. En conclusion du chapitre, nous montrons que nous obtenons des franges d'interférence avec un fort contraste et un bon rapport signal à bruit.

Le quatrième chapitre porte sur la réalisation de l'interféromètre double espèce simultané. Il débute par la présentation de la séquence interférométrique en présence des deux atomes, et aux résultats obtenus en configuration gravimètre pour deux valeurs de T . Nous détaillons ensuite les différentes méthodes d'extraction de la phase en environnement bruité utilisées sur l'expérience, puis nous évaluons certaines sources de bruits pouvant limiter notre sensibilité.

Le cinquième chapitre a pour but de présenter les résultats obtenus avec l'interféromètre double espèce dans le laboratoire et en microgravité. La première partie comprend la définition du principe d'équivalence et l'état de l'art du test du principe d'équivalence faible. Nous présentons ensuite un test du principe d'équivalence faible au sol, avec un bilan préliminaire des effets systématiques. Enfin, la dernière partie est consacrée aux résultats obtenus dans l'avion, ainsi qu'à leurs limitations.

Chapitre 1

Théorie sur l'interférométrie atomique double espèce

Les mesures d'accélération des espèces atomiques sont réalisées sur ICE par le biais d'un interféromètre atomique. Son principe, similaire à celui de l'interférométrie dans le domaine optique, consiste à séparer une onde incidente en plusieurs ondes distinctes, puis à les recombinaison avant d'effectuer la mesure afin d'observer des franges d'interférences. Pour réaliser un interféromètre à onde de matière, il existe différentes manières de remplacer les lames séparatrices et miroirs constituant un interféromètre optique. Sur ICE, l'onde atomique est diffractée par une onde laser effectuant une transition Raman.

Le principe de notre interféromètre atomique et des transitions Raman stimulées qui le composent est détaillé dans la première partie du chapitre. Ensuite, nous verrons comment interpréter le déphasage des franges d'interférence en sortie de l'interféromètre, et nous étudierons l'avantage que présente l'utilisation d'un interféromètre double espèce dans le cadre de la réjection des vibrations. Enfin, la troisième partie est consacrée à la définition et à la comparaison des différents types de géométries d'interféromètre utilisées sur ICE en fonction de l'environnement.

1.1 Interférométrie par transition Raman stimulée

1.1.1 Principe des transitions Raman à deux photons

Les interféromètres atomiques réalisés sur ICE sont similaires à l'expérience de Kasevich and Chu [5]. Ils peuvent être assimilés à un interféromètre de Mach-Zehnder, dans lequel des transitions Raman stimulées séparent et recombinaison des paquets d'ondes atomiques de manière cohérente.

Le système étudié est composé d'une espèce atomique, dans notre cas le ^{87}Rb ou le ^{39}K , et d'un champ électro-magnétique, composé de deux ondes lasers L_1 et L_2 , décrit par l'équation :

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

où \hat{e}_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 .

Le principe de la transition Raman, représenté figure 1.1, est basé sur le couplage des états stables $|f\rangle$ (pour fondamental), et $|e\rangle$ (pour excité), de l'atome par l'état intermédiaire $|i\rangle$, de durée de vie $1/\Gamma$ où Γ est la largeur de raie naturelle. L'atome, d'impulsion \vec{p} et de

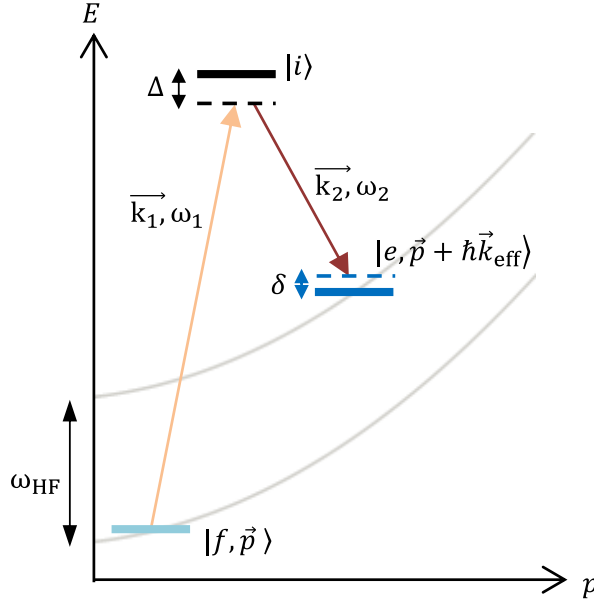


FIGURE 1.1 – Schéma d'une transition Raman, dans laquelle un atome est transféré de l'état fondamental $|f, p\rangle$ à l'état excité $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$.

masse M , se trouve initialement dans l'état $|f\rangle$. Il interagit avec le champ électro-magnétique \vec{E} et subit alors un cycle d'absorption-émission stimulée pendant lequel il est transféré dans l'état $|e\rangle$ par le biais de l'état $|i\rangle$. Lors de ce cycle, il acquiert une quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ où $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, maximisée lorsque les faisceaux L_1 et L_2 sont contra-propageants.

Afin de limiter les pertes de cohérence par émission spontanée, on introduit un désaccord Δ , où $|\Delta| \gg \Gamma$, des lasers L_1 et L_2 par rapport à l'état $|i\rangle$. La valeur de Δ est choisie comme compromis entre le taux d'émission spontanée qui varie en $1/\Delta^2$ [26] et l'efficacité de la transition, que nous définirons par la suite avec la fréquence de Rabi, qui varie en $1/\Delta$ (équation 1.6).

On utilise ensuite la conservation d'énergie et d'impulsion pour définir la condition de résonance Raman :

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2M} = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_e + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}})^2}{2M} + \hbar\delta \Rightarrow \delta = \omega_{\text{eff}} - (\omega_{\text{HF}} + \omega_{\text{R}} + \omega_{\text{D}}), \quad (1.2)$$

où $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$, $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$ sont respectivement les énergies des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$, $\omega_{\text{R}} = \hbar k_{\text{eff}}^2/2M$ la pulsation de recul, $\omega_{\text{D}} = \vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}/M$ la pulsation Doppler et $\omega_{\text{HF}} = \omega_e - \omega_f$ la pulsation correspondant à la transition hyperfine entre les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$. On introduit également δ qui représente l'écart à la résonance.

1.1.2 Interaction atome-impulsion

L'Hamiltonien associé au système décrit précédemment est composé de l'Hamiltonien atomique H_A et l'Hamiltonien d'interaction entre l'atome et le laser H_{int} , définis par l'équation 1.3, où $\hbar\omega_j$ est l'énergie du niveau $|j\rangle$ et où \vec{d} est le moment dipolaire,

$$H_A = \sum_j \hbar\omega_j |j\rangle\langle j| \quad \text{et} \quad H_{\text{int}} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (1.3)$$

L'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique $|\Psi\rangle$ est alors obtenue par la résolution de l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt}(|\Psi(t)\rangle) = (H_A + H_{\text{int}})|\Psi(t)\rangle. \quad (1.4)$$

On définit le couplage entre les niveaux $|f\rangle$ et $|i\rangle$ et les niveaux $|e\rangle$ et $|i\rangle$ par les pulsations de Rabi respectives Ω_{f1} et Ω_{e2} :

$$\Omega_{f1} = -\frac{\langle f|\vec{d}\cdot\hat{\epsilon}E_1^0|i\rangle}{\hbar} \quad \text{et} \quad \Omega_{e2} = -\frac{\langle e|\vec{d}\cdot\hat{\epsilon}E_2^0|i\rangle}{\hbar}. \quad (1.5)$$

Pour un désaccord Δ grand devant ces pulsations de Rabi, il est possible d'éliminer adiabatiquement l'état intermédiaire $|i\rangle$ afin de ramener l'étude à un système à deux niveaux [27, 28], dans lequel on introduit la pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}^* \Omega_{e2}}{\Delta}. \quad (1.6)$$

Après l'application de la fonction d'onde atomique $|\Psi(t)\rangle = C_f|f, \vec{p}\rangle + C_e|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ à l'équation 1.4 et la résolution du système obtenu [27, 28], on peut écrire l'évolution temporelle de la fonction d'onde du temps initial t_0 à l'instant τ sous la forme $|\Psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi)|\Psi(t_0)\rangle$ où $\phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_0) - \varphi_{\text{eff}}$ est la différence de phase entre les lasers L_1 et L_2 , avec $\varphi_{\text{eff}} = \varphi_1 - \varphi_2$, et S la matrice d'évolution du système, notée équation 1.7 :

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} [\cos(\frac{\Omega_r \tau}{2}) - i \cos(\theta) \sin(\frac{\Omega_r \tau}{2})] e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} & -i \sin(\theta) \sin(\frac{\Omega_r \tau}{2}) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} e^{-i\frac{\delta \tau}{2}} \\ -i \sin(\theta) \sin(\frac{\Omega_r \tau}{2}) e^{i(\delta t_0 + \phi)} e^{i\frac{\delta \tau}{2}} & [\cos(\frac{\Omega_r \tau}{2}) + i \cos(\theta) \sin(\frac{\Omega_r \tau}{2})] e^{i\frac{\delta \tau}{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Dans cette matrice, la pulsation de Rabi généralisée Ω_r et les termes $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$ sont définis par :

$$\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + \delta^2}, \quad \cos(\theta) = -\frac{\delta}{\Omega_r} \quad \text{et} \quad \sin(\theta) = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_r}. \quad (1.8)$$

Si on considère la condition initiale $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$, on peut estimer la probabilité de transition vers l'état $|e\rangle$ par :

$$|C_e|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_r^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right), \quad (1.9)$$

qui représente une oscillation de Rabi, dépendante de la durée de l'impulsion Raman τ et d'amplitude maximale lorsque la condition de résonance Raman $\delta = 0$ est vérifiée.

En pratique, il faut considérer que notre échantillon est un nuage atomique dont la distribution en vitesse $f_V(v)$ est représentée par une gaussienne d'équation :

$$f_V(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{(v - v_0)^2}{2\sigma_v^2}\right), \quad (1.10)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T_{\text{at}}/M}$ est l'écart-type, défini par la constante de Boltzmann k_B , la température du nuage T_{at} et la masse de l'atome. Or, une impulsion carrée de durée τ implique, pour un

atome de vitesse v , la probabilité de transition :

$$|C_e(\tau, v)|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_{\text{eff}}^2 + (k_{\text{eff}}v)^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (k_{\text{eff}}v)^2} \tau}{2} \right). \quad (1.11)$$

La probabilité de transition $P_e(\tau)$ correspondant à l'ensemble de la distribution en vitesse s'exprime donc par :

$$P_e(\tau) = \int_0^\infty f_V(v) |C_e(\tau, v)|^2 dv. \quad (1.12)$$

La classe de vitesses sélectionnée par l'impulsion Raman possède une largeur proportionnelle à $1/\tau$, donc plus l'impulsion est courte, plus la sélection en vitesse est élevée. Cependant, il faut que cette durée vérifie l'équation $\Omega_r \tau_\pi = \pi$ pour optimiser l'efficacité de transfert, dans laquelle une diminution de sa valeur correspond à une augmentation de la puissance laser.

Pour une puissance laser fixe, la sélection en vitesse peut être plus efficace par réduction de l'écart-type de la distribution en vitesse σ_v , c'est-à-dire par diminution de la température du nuage. On en conclut finalement qu'un ensemble atomique froid permet une probabilité de transition de l'impulsion Raman élevée, et donc une cohérence élevée durant l'interféromètre.

1.1.3 Les éléments d'un interféromètre atomique

L'interféromètre atomique est basé sur la réalisation de trois impulsions Raman, séparées d'un temps d'interrogation T . La première impulsion joue le rôle de séparatrice, on adapte donc sa durée, selon la courbe figure 1.2, afin de vérifier la condition $\Omega_r \tau_{\pi/2} = \pi/2$ et d'obtenir une superposition cohérente des états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (schéma (a) de la figure 1.3). La deuxième impulsion joue le rôle de miroir, ce qui est équivalent à un transfert maximal dans l'état $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Pour cela, on observe sur la figure 1.2 que l'on peut contrôler la durée de l'impulsion afin de vérifier $\Omega_r \tau_\pi = \pi$. Le schéma de ce transfert est représenté sur la figure 1.3 (b). Enfin, la troisième impulsion ferme l'interféromètre avec une impulsion identique à la première, c'est-à-dire de durée $\tau_{\pi/2}$.

On représente sur la figure 1.4 le schéma d'un interféromètre atomique dans le cas où les atomes ne subissent aucune accélération, similaire à un interféromètre Mach-Zehnder en optique, composé des trois impulsions décrites précédemment. L'atome, initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$, est placé dans une superposition des états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ cohérente après la première impulsion Raman. Ensuite, la deuxième impulsion permet de le diffracter de l'état

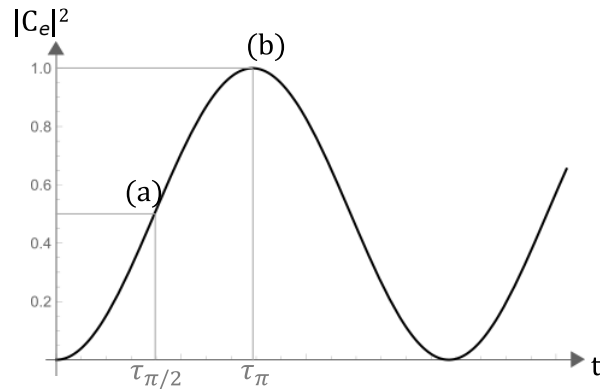


FIGURE 1.2 – Schéma d'une oscillation de Rabi. On note en (a) et en (b) les temps correspondant aux transitions des schémas respectifs de la figure 1.3.

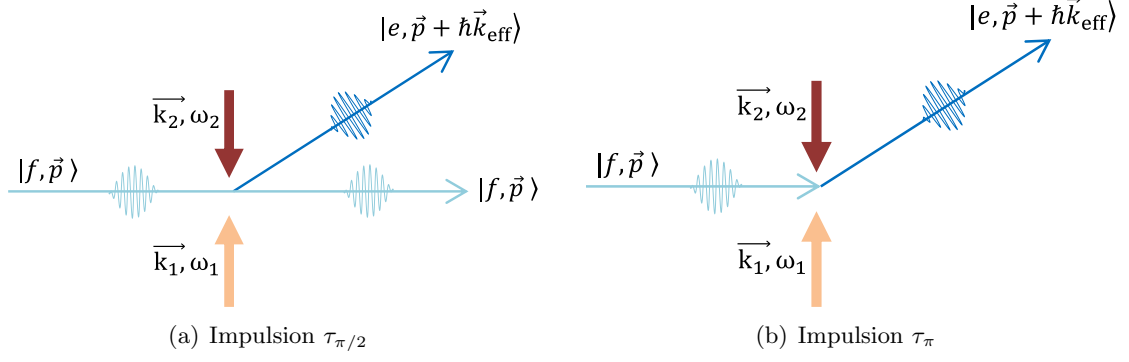


FIGURE 1.3 – Schéma de l’interaction entre l’atome et les faisceaux lasers dans le cas d’une impulsion $\tau_{\pi/2}$ (a), qui joue le rôle de séparatrice, et dans le cas d’une impulsion τ_{π} (b), qui joue le rôle de miroir.

$|f, \vec{p}\rangle$ (respectivement $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$) vers l’état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (respectivement $|f, \vec{p}\rangle$) afin de fermer l’interféromètre après T . Enfin, la dernière impulsion fait interférer les deux ondes.

On peut exprimer l’évolution dans l’interféromètre par la matrice de transfert résultant du produit des matrices S de chaque étape :

$$S_{\text{transfert}} = S_{\pi/2}(\phi_1) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi}(\phi_2) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(\phi_3). \quad (1.13)$$

On note ϕ_i la différence de phase des lasers associée à chaque impulsion Raman i avec $i = 1, 2$ ou 3 et on définit les matrices associées à chaque impulsion :

$$S_{\pi}(\phi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix} \text{ et } S_{\pi/2}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

et la matrice d’évolution libre entre deux impulsions :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-iE_f T} & 0 \\ 0 & e^{-iE_e T} \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

où $E_f = p^2/(2M)$ et $E_e = p^2/(2M) + \hbar\omega_{\text{HF}}$. On constate alors sur les termes non diagonaux

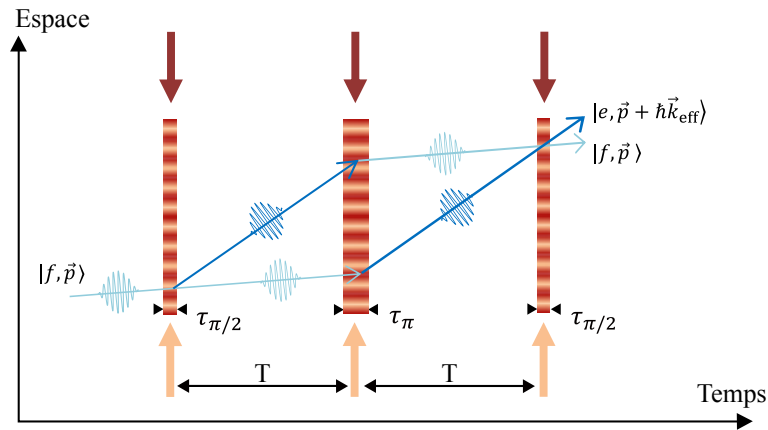


FIGURE 1.4 – Schéma d’un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder dans le cas où les atomes n’ont pas d’accélération.

des matrices $S_\pi(\phi)$ et $S_{\pi/2}(\phi)$ que la différence de phase des faisceaux Raman est inscrite sur l'onde atomique diffractée. Les variations de quantité de mouvement et les expressions de la phase imprimée durant chaque impulsion sur le chemin du haut et sur le chemin du bas de l'interféromètre sont résumés dans le tableau 1.1 pour la sortie en $|e, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$.

	Chemin du haut		Chemin du bas	
	quantité de mouvement	phase	quantité de mouvement	phase
1ère impulsion	$p \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	$k_{\text{eff}} r(t) - \varphi_{\text{eff},1}$	$p \rightarrow p$	0
2ème impulsion	$p + \hbar k_{\text{eff}} \rightarrow p$	$-k_{\text{eff}} r(t) + \varphi_{\text{eff},2}$	$p \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	$k_{\text{eff}} r(t) - \varphi_{\text{eff},2}$
3ème impulsion	$p \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	$k_{\text{eff}} r(t) - \varphi_{\text{eff},3}$	$p + \hbar k_{\text{eff}} \rightarrow p + \hbar k_{\text{eff}}$	0

TABLE 1.1 – Quantité de mouvement et phase acquises par les paquets d'ondes au moment des impulsions de l'interféromètre. On définit $\varphi_{\text{eff},i}$ comme la différence de phase entre les lasers L_1 et L_2 durant l'impulsion i .

1.2 Impact de l'accélération sur le déphasage des franges

1.2.1 Déphasage en sortie d'un interféromètre atomique

En sortie de l'interféromètre atomique, on mesure la fluorescence correspondant au nombre d'atomes N_e dans l'état $|e\rangle$ et au nombre d'atomes total $N_{\text{total}} = N_e + N_f$ dans les deux états ($|f\rangle$ et $|e\rangle$). La probabilité de présence des atomes dans l'état $|e\rangle$ s'écrit :

$$P_e = \frac{N_e}{N_{\text{total}}} = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\Phi), \quad (1.16)$$

où P_0 est l'offset et C le contraste des franges d'interférence. On définit également Φ comme le déphasage total de l'interféromètre. Ce déphasage Φ peut être séparé en trois termes distincts :

$$\Phi = \phi_{\text{laser}} + \phi_{\text{propagation}} + \phi_{\text{séparation}}. \quad (1.17)$$

La contribution $\phi_{\text{propagation}}$ correspond au déphasage dû à la propagation de l'atome dans l'interféromètre, $\phi_{\text{séparation}}$ au déphasage dû à un décalage entre les deux paquets d'ondes en entrée ou en sortie de l'interféromètre, et ϕ_{laser} au déphasage dû à l'interaction avec les lasers.

En appliquant l'approche de l'intégrale de chemins de Feynman à un Lagrangien au plus quadratique en position et en impulsion dans le cas d'une accélération constante, le calcul de P. Storey et C. Cohen-Tannoudji (référence [29]) montre que $\phi_{\text{propagation}} = 0$. De plus, on considère au cas présent que notre interféromètre est fermé, c'est-à-dire que $\phi_{\text{séparation}} = 0$. Enfin, l'expression du déphasage lié aux impulsions Raman peut être retrouvée à partir de l'équation 1.13 ou en considérant l'accumulation de phase dans chaque trajectoire de l'interféromètre et s'écrit $\phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ (voir tableau 1.1). On en conclut que :

$$\Phi = \phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3. \quad (1.18)$$

En présence d'un gradient de gravité, le terme $\phi_{\text{séparation}}$ n'est plus nul, mais il est montré par C. Antoine et Ch. J. Bordé (référence [30]) que dans ce cas, les termes $\phi_{\text{propagation}}$ et $\phi_{\text{séparation}}$ se compensent et que l'équation 1.18 est toujours valable.

En considérant que $\phi_i = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_i) - \varphi_{\text{eff}}$, où $\vec{r}(t_i)$ est la position du centre de masse des atomes pendant l'impulsion i , on peut réécrire l'équation 1.18 sous la forme :

$$\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(0) - 2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(T) + \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(2T) + \varphi_{\text{laser}}, \quad (1.19)$$

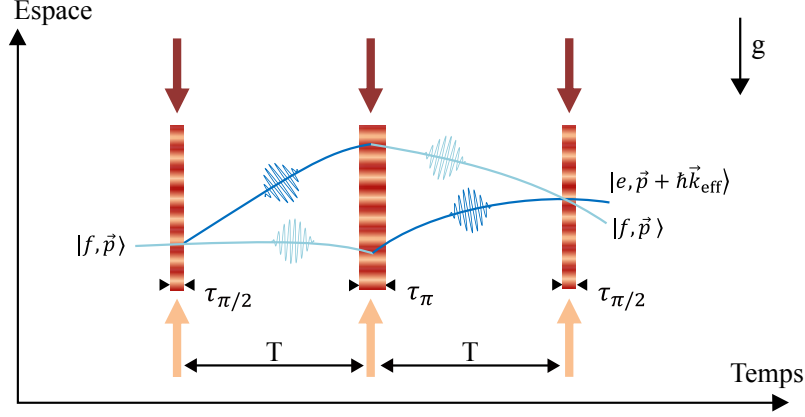


FIGURE 1.5 – Schéma d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder dans le cas où les atomes subissent une accélération égale à g .

où $\varphi_{\text{laser}} = \varphi_{\text{eff},1} - 2\varphi_{\text{eff},2} + \varphi_{\text{eff},3}$. Le contrôle de cette grandeur permet en pratique de balayer des franges d'interférences.

Dans le cas où les atomes subissent une accélération constante par rapport au référentiel de l'expérience et selon l'axe des lasers durant l'interféromètre (voir figure 1.5), le déphasage peut se résumer à :

$$\Phi_a = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} T^2. \quad (1.20)$$

1.2.2 Réponse d'un interféromètre simple espèce aux vibrations

Afin de quantifier l'influence du bruit lié à la différence de phase des lasers sur le déphasage interférométrique Φ , on définit la fonction de sensibilité $g_s(t)$ par l'équation 1.21. Elle représente la réponse d'un interféromètre à un saut de phase infinitésimal $\delta\phi$ appliqué à un instant t :

$$g_s(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi(t))}{\delta\phi}. \quad (1.21)$$

La variation du déphasage interférométrique s'exprime alors :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt. \quad (1.22)$$

Dans le domaine temporel, la fonction de sensibilité est définie sur les différents intervalles de temps de l'interféromètre, au moment où le saut de phase est appliqué. Lorsque celui-ci est appliqué entre les impulsions Raman, on utilise l'équation 1.18 pour montrer que :

$$\delta\Phi = \begin{cases} \phi(0) - 2(\phi(0) + \delta\phi) + \phi(0) + \delta\phi = -\delta\phi & \text{entre les deux premières impulsions} \\ \phi(0) - 2\phi(0) + \phi(0) + \delta\phi = +\delta\phi & \text{entre les deux dernières impulsions.} \end{cases} \quad (1.23)$$

Lorsque le saut de phase est appliqué pendant une impulsion Raman, la fonction de sensibilité se calcule en séparant la matrice S associée à cette impulsion en un produit de deux matrices.

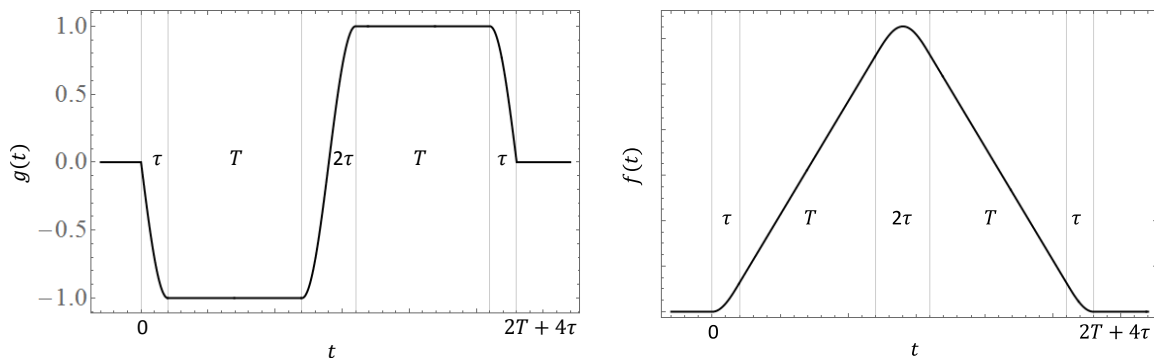


FIGURE 1.6 – À gauche : Fonction de sensibilité pour un interféromètre avec trois impulsions Raman. T est le temps d'interrogation et $\tau = \tau_{\pi/2}$ la durée de l'impulsion laser. À droite : Fonction de réponse pour un interféromètre avec trois impulsions Raman.

Cette méthode est détaillée dans les références [31, 26]. Finalement, on obtient :

$$g_s(t) = \begin{cases} -\sin(\Omega_{\text{eff}}t) & \text{si } 0 < t \leq \tau \\ -1 & \text{si } \tau < t \leq T + \tau \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - T)) & \text{si } T + \tau < t \leq T + 3\tau \\ +1 & \text{si } T + 3\tau < t \leq 2T + 3\tau \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - 2T)) & \text{si } 2T + 3\tau < t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.24)$$

Cette fonction est représentée figure 1.6, à gauche.

Sur l'expérience ICE, la configuration contra-propageante du faisceau Raman est obtenue par rétro-réflexion sur un miroir de référence, fixé à l'enceinte à vide. La différence de phase des lasers est alors exclusivement définie par leur fréquence et la position des atomes par rapport à ce miroir. On a vu dans la partie 1.2.1 le déphasage en sortie de l'interféromètre résultant de l'accélération constante des atomes en chute libre. Le miroir de référence subissant toutes les vibrations liées à l'environnement de l'expérience, nous allons maintenant généraliser ce résultat à la configuration dans laquelle l'accélération relative du miroir par rapport aux atomes est aléatoire. On note $\phi(t) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$ la variation de la phase issue du déplacement du miroir $\vec{r}(t)$. En considérant l'équation 1.21, on peut écrire :

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \vec{k}_{\text{eff}} \frac{d\vec{r}(t)}{dt} dt, \quad (1.25)$$

que l'on intègre par partie afin de faire apparaître la fonction de réponse de l'interféromètre $f(t) = \int g_s(t) dt$ et l'accélération du miroir \vec{a} dans le référentiel des atomes :

$$\Phi = -\vec{k}_{\text{eff}} \left[f(t) \frac{d\vec{r}(t)}{dt} \right]_{-\infty}^{+\infty} + \vec{k}_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \vec{a}(t) dt. \quad (1.26)$$

La forme de $f(t)$, représentée figure 1.6 à droite, est obtenue à partir de l'équation 1.22 :

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}(1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}t)) & \text{si } 0 < t \leq \tau \\ t - \tau + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} & \text{si } \tau < t \leq T + \tau \\ T + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}(1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}(t - T))) & \text{si } T + \tau < t \leq T + 3\tau \\ 2T - t + 3\tau + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} & \text{si } T + 3\tau < t \leq 2T + 3\tau \\ \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}}(1 - \cos(\Omega_{\text{eff}}(t - 2T))) & \text{si } 2T + 3\tau < t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.27)$$

$f(t)$ étant non nulle uniquement dans l'intervalle $[0, 2T + 4\tau]$, l'équation 1.26 devient :

$$\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \int_0^{2T+4\tau} f(t) \vec{a}(t) dt. \quad (1.28)$$

Cette équation représente l'expression générale de la variation de la phase en sortie de l'interféromètre en fonction des fluctuations d'accélération du miroir. Si on se place de nouveau dans le cas où on considère uniquement l'accélération constante des atomes due à leur chute libre, on peut introduire le facteur d'échelle \vec{S} qui vérifie $\Phi = \vec{S} \cdot \vec{a}$ où :

$$\vec{S} = \vec{k}_{\text{eff}}(T + 2\tau)\left(T + \frac{4\tau}{\pi}\right). \quad (1.29)$$

Si de plus on se place dans l'approximation où $T \gg \tau$, l'équation 1.29 se simplifie en $\vec{S} = \vec{k}_{\text{eff}}T^2$ et on retrouve l'équation 1.20.

Il est également possible de caractériser l'impact des vibrations du miroir sur le déphasage interférométrique dans le domaine fréquentiel. Pour cela, on mesure la densité spectrale de puissance $S_a(\omega)$, puis on calcule la variance des fluctuations du déphasage interférométrique :

$$\sigma_{\Phi}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} |H(\omega)|^2 S_a(\omega) d\omega. \quad (1.30)$$

Dans cette équation, on définit la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega)$, représentant la transformée de Fourier de la fonction de réponse. Lorsque les conditions $\omega \ll \Omega_{\text{eff}}$ et $T \gg \tau$

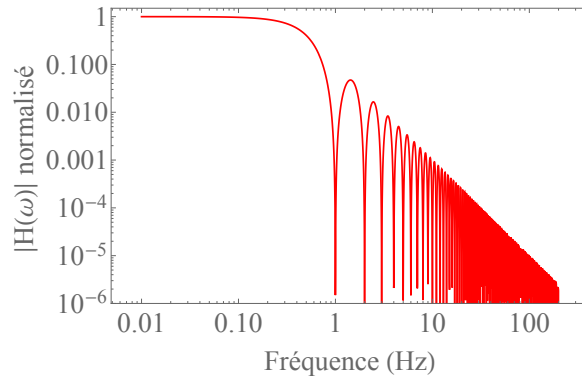


FIGURE 1.7 – Fonction de transfert normalisée pour l'interféromètre simple espèce. Les paramètres utilisés sont $T = 1$ s et $\tau = 10 \mu\text{s}$.

sont respectées, on peut écrire [32] :

$$H(\omega) = -ie^{-i\omega(T+2\tau)}k_{\text{eff}}T^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\omega T}{2}\right). \quad (1.31)$$

Le résultat est alors représenté figure 1.7, pour un temps d'interrogation de 1 s et une durée τ_π de 10 μs . On observe sur cette courbe le caractère passe-bas de la fonction de transfert $H(\omega)$, dont la fréquence de coupure à -3 dB est d'environ $1/(2T)$.

1.2.3 Déphasage différentiel d'un interféromètre double espèce

L'objectif sur ICE étant de comparer l'accélération des deux espèces atomiques (^{87}Rb et ^{39}K), on réalise simultanément les deux interféromètres atomiques. On obtient alors le système de probabilités suivant :

$$\begin{cases} P_{e,\text{Rb}} = P_{0,\text{Rb}} - \frac{C_{\text{Rb}}}{2} \cos(\Phi_{\text{Rb}}) \\ P_{e,\text{K}} = P_{0,\text{K}} - \frac{C_{\text{K}}}{2} \cos(\Phi_{\text{K}}). \end{cases} \quad (1.32)$$

Dans ce système, $P_{0,j}$, C_j et Φ_j sont respectivement l'offset, le contraste et le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre associé à l'atome j . Ce dernier est calculé en appliquant l'expression générale 1.28 à l'accélération a_j , définie par :

$$a_j(t) = g_j - a_m(t), \quad (1.33)$$

où g_j est l'accélération du nuage j , et $a_m(t)$ l'accélération du miroir de référence, composée des fluctuations d'accélération liées à l'environnement $a_{\text{vib}}(t)$ et de l'accélération de la pesanteur dans l'avion ZERO-G ($a_m(t) = g_m - a_{\text{vib}}(t)$). Lorsqu'on est au sol, le terme g_m est compensé par la réaction du sol sur l'expérience. Φ_j contient également φ_{laser} , que l'on peut contrôler et régler à 0, et ϕ_{sys} , le déphasage lié aux effets systématiques que l'on étudiera dans le chapitre 5. Dans un premier temps, on se place dans l'approximation où $\phi_{\text{sys}} = 0$.

En considérant le rubidium comme référence, on peut réécrire le système 1.32, sous la

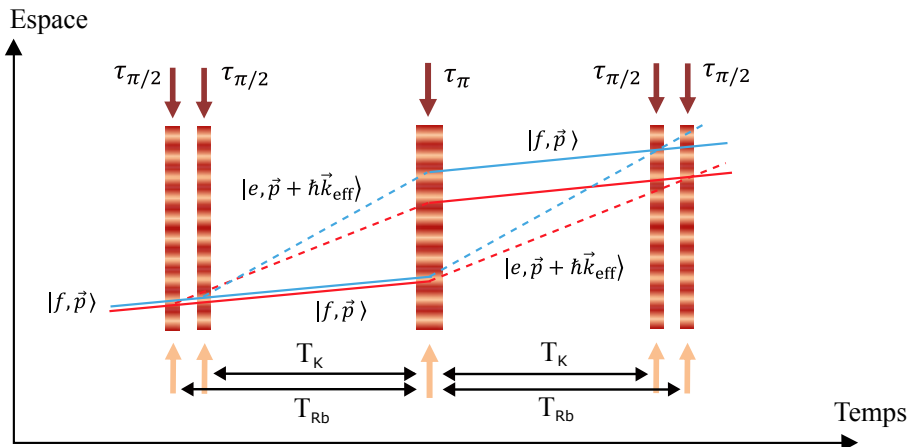


FIGURE 1.8 – Schéma d'un interféromètre atomique double espèce ^{87}Rb (rouge) - ^{39}K (bleu) de type Mach-Zehnder. Les temps d'interrogation sont ajustés afin de respecter l'égalité entre les facteurs d'échelle de chaque espèce.

forme :

$$\begin{cases} P_{e,\text{Rb}} = P_{0,\text{Rb}} - \frac{C_{\text{Rb}}}{2} \cos(\Phi_c) \\ P_{e,\text{K}} = P_{0,\text{K}} - \frac{C_{\text{K}}}{2} \cos(\kappa\Phi_c + \Phi_d + \delta\Phi_d), \end{cases} \quad (1.34)$$

dans lequel on introduit le rapport des facteurs d'échelle $\kappa = S_{\text{K}}/S_{\text{Rb}}$, la phase commune $\Phi_c = S_{\text{Rb}} \times a_{\text{Rb}}$, la phase différentielle $\Phi_d = \Phi_{\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{Rb}}$ et le déphasage différentiel lié aux vibrations du miroir $\delta\Phi_d$, traité dans la partie 1.2.4.

On comprend alors avec l'équation de la phase différentielle, que lorsqu'on réalise un interféromètre double espèce, il est préférable d'égaliser les facteurs d'échelle :

$$S_{\text{Rb}} = S_{\text{K}} \Rightarrow k_{\text{eff},\text{Rb}} T_{\text{Rb}}^2 = k_{\text{eff},\text{K}} T_{\text{K}}^2 \Rightarrow \frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{Rb}}} = \sqrt{\frac{k_{\text{eff},\text{Rb}}}{k_{\text{eff},\text{K}}}} = 1 - \epsilon, \quad (1.35)$$

afin d'accéder directement à la lecture de l'accélération différentielle. Cela implique une condition sur la relation entre le temps d'interrogation de l'interféromètre rubidium et de l'interféromètre potassium, comme il est montré équation 1.35 et représenté figure 1.8.

1.2.4 Réjection des vibrations dans le cas d'un interféromètre double espèce

Dans cette partie, nous montrons que l'interféromètre double espèce présente l'avantage de rejeter les vibrations du miroir à certaines fréquences. Pour cela, on écrit le déphasage différentiel induit par l'accélération du miroir en considérant l'équation 1.28 :

$$\delta\Phi_d = \delta\Phi_{\text{Rb}} - \delta\Phi_{\text{K}} = \int_{-\infty}^{+\infty} w_d(t) a_{\text{vib}}(t) dt \quad (1.36)$$

où $w_d(t) = w_{\text{Rb}}(t) - w_{\text{K}}(t)$ est la fonction poids différentielle, 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 . On déduit de cette équation que l'impact des vibrations du miroir sur le déphasage différentiel dépend des espèces utilisées, et de leur vecteur d'onde respectif. En effet, plus la fonction poids différentielle $w_d(t)$ est faible, plus le déphasage différentiel généré par les vibrations sera faible. Les fonctions

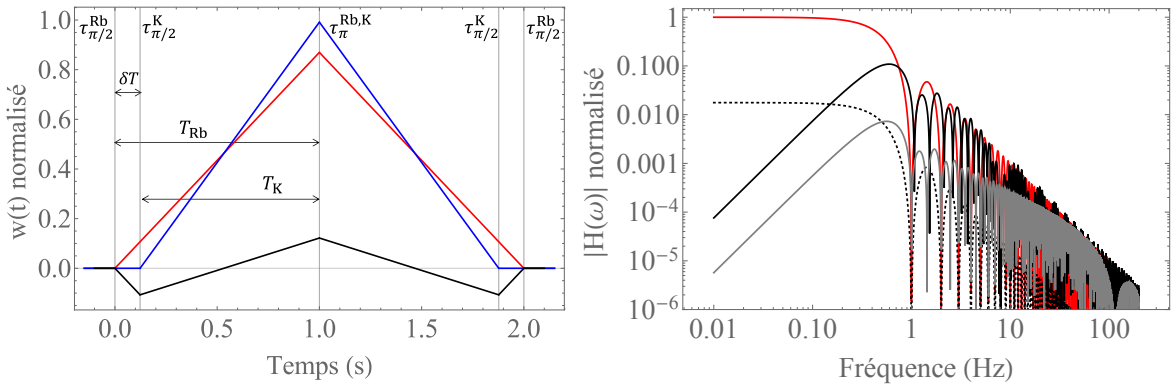


FIGURE 1.9 – À gauche : Fonction de réponse pondérée par k_{eff} pour l'interféromètre du potassium (bleu) et du rubidium (rouge). La courbe noire représente la différence entre les courbes rouge et bleue. T est le temps d'interrogation et δT le délai par rapport à $t = 0$ entre l'interféromètre rubidium et potassium. On a exagéré la valeur de ϵ en prenant $\epsilon \sim 0.12$. À droite : Fonction de transfert normalisée pour l'interféromètre simple espèce rubidium (rouge), pour l'interféromètre double espèce avec des valeurs de ϵ hypothétique : $\epsilon \sim 0.12$ (noir) et $\epsilon = 0$ (pointillés), et pour l'interféromètre double espèce avec la valeur de ϵ liée à l'expérience : $\epsilon \sim 0.0087$ (gris). Les paramètres utilisés sont $T_{\text{Rb}} = 1$ s et $\tau_{\text{Rb}} = \tau_{\text{K}} = 10 \mu\text{s}$.

ponds $w_{\text{Rb}}(t)$, $w_{\text{K}}(t)$ et $w_d(t)$ sont représentées sur la figure 1.9 à gauche. Sur ce graphique, la valeur de ϵ a été exagérée afin de mettre en évidence l'effet sur le délai entre les interféromètres δT et sur la fonction différentielle.

La réponse d'un interféromètre double espèce aux accélérations du miroir de référence est donc améliorée, comparé à un interféromètre simple espèce. Afin de confirmer ce résultat dans le domaine fréquentiel, on trace la fonction de transfert différentielle :

$$H_d(\omega) = H_{\text{Rb}}(\omega) - H_{\text{K}}(\omega) \quad (1.37)$$

calculée à partir de l'équation 1.31. Le résultat est présenté sur la figure 1.9 à droite et on constate dans un premier temps que la sensibilité aux vibrations est atténuée à basse fréquence dans le cas de l'interféromètre double espèce. Afin de visualiser l'effet des valeurs des vecteurs d'onde évoqués dans le domaine temporel, deux valeurs de ϵ sont utilisées dans la simulation : 0.12 et 0.0087. On confirme ainsi qu'il est préférable d'avoir une différence de valeur entre les vecteurs d'onde la plus faible possible. La courbe en pointillé montre la fonction de transfert différentielle dans le cas où $T_{\text{Rb}} = T_{\text{K}}$. On constate ainsi que l'atténuation à basse fréquence n'est plus efficace, d'où l'intérêt d'égaliser les facteurs d'échelle.

1.3 Géométries des interféromètres sur ICE

1.3.1 Interféromètre simple diffraction

L'expérience ICE a été conçue pour être utilisée en micropesanteur, mais comme cet environnement est accessible uniquement quelques jours par an pendant les campagnes de vols (chapitre 2), elle est testée la majeure partie du temps au sol dans le laboratoire. Dans ces conditions, l'interféromètre atomique fonctionne en configuration gravimètre puisque les atomes, sensibles à la gravité, tombent en chute libre avec une accélération $\vec{a} = \vec{g}$ tandis que le reste de l'expérience, dont le miroir de référence, reste fixe. Cependant, la structure de l'enceinte à vide étant adaptée à la micropesanteur, comme il est décrit dans le chapitre 2, elle ne permet pas de réaliser un interféromètre atomique avec un temps d'interrogation supérieur à 70 ms dans le laboratoire.

On a vu dans le sous-chapitre 1.1 que les deux faisceaux Raman L_1 et L_2 sont rétro-réfléchis par le miroir de référence afin d'avoir des faisceaux contra-propageants. Les atomes d'une certaine classe de vitesse \vec{p}/M peuvent alors interagir avec les combinaisons de fréquences $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ ou $-\vec{k}_{\text{eff}} = -\vec{k}_1 + \vec{k}_2$, comme représenté figure 1.10. Les combinaisons co-propageantes $\vec{k}_1 + \vec{k}_2$ sont également possibles, mais le réglage de la polarisation en linéaire croisé (lin \perp lin) nous permet en théorie de retirer sa contribution.

Sous l'effet de la gravité, le désaccord en fréquence lié à l'effet Doppler ω_D varie selon t de manière positive dans un cas ($\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}t$) et négative dans l'autre ($\omega_D = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}t$). Pour que la condition de résonance continue à être respectée à chaque impulsion, on compense cet effet Doppler en introduisant une rampe de fréquence, $+\alpha$ si $\omega_D > 0$ et $-\alpha$ si $\omega_D < 0$, à l'équation 1.2.

Ce balayage de la différence des fréquences Raman s'inscrit également dans le déphasage en sortie de l'interféromètre puisque $\varphi_{\text{eff},i} = \frac{1}{2}\alpha t_i^2$, d'où $\varphi_{\text{laser}} = \varphi_{\text{eff},1} - 2\varphi_{\text{eff},2} + \varphi_{\text{eff},3} = \alpha T^2$,

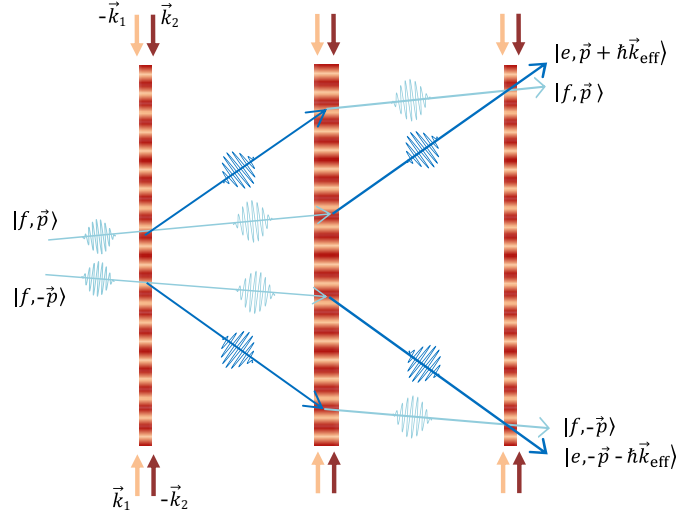


FIGURE 1.10 – Interféromètres possibles pour une classe de vitesse \vec{p}/M lorsque les deux fréquences \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont rétro-réfléchies.

et l'équation 1.20 devient :

$$P_e = P_0 + \frac{C}{2} \cos(\Phi_{\pm}) \quad \text{où} \quad \Phi_{\pm} = \pm(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha)T^2. \quad (1.38)$$

On comprend alors qu'en faisant varier α , on obtient également des franges d'interférence et qu'en fonction de son signe, et donc du signe de \vec{k}_{eff} , on réalise un seul interféromètre, de déphasage Φ_+ dans un cas et Φ_- dans l'autre. De plus, pour tout T , il existe une valeur α_0 de α pour laquelle $\Phi = 0$. Dans ce cas, il est aisé de déduire la valeur de g puisque $g = 2\pi\alpha_0/k_{\text{eff}}$.

Afin d'estimer expérimentalement de manière précise cette valeur, la méthode consiste donc à balayer les franges pour différents temps d'interrogation, et d'évaluer la frange commune à toutes les courbes obtenues. Une simulation de cette méthode est représentée figure 1.11 pour un interféromètre ^{87}Rb .

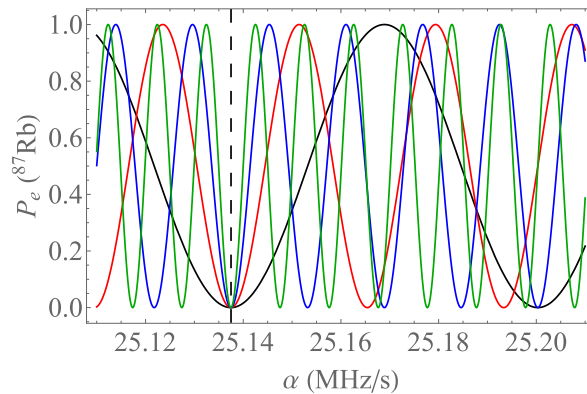


FIGURE 1.11 – Simulation des franges en sortie de l'interféromètre Rb en fonction de α pour différents temps d'interrogation. Noir : $T = 10$ ms, rouge : $T = 15$ ms, bleu : $T = 20$ ms, vert : $T = 25$ ms. On note que la valeur de α correspondante à la frange centrale est de $\alpha_{0,^{87}\text{Rb}} \approx 25.137$ MHz/s pour une valeur de g utilisée dans cette simulation de 9.8065 m/s².

1.3.2 Double interféromètre simple diffraction

Lorsque l'expérience fonctionne en micropesanteur, les atomes sont théoriquement dans le régime de faible vitesse et faible accélération puisque le désaccord lié à l'effet Doppler est faible devant la pulsation de Rabi, et que la résonance n'est pas modifiée au cours de l'interféromètre : $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}t \ll \Omega_{\text{eff}}$ ¹. Les deux transitions Raman $+\vec{k}_{\text{eff}}$ et $-\vec{k}_{\text{eff}}$, étudiées précédemment pour le cas du gravimètre, sont maintenant dégénérées.

Dans ces conditions, deux géométries d'interféromètre sont possibles. L'interféromètre en double diffraction [33, 34], dont le principe repose sur la diffraction simultanée des paquets d'ondes selon les deux directions $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$, permet de doubler la sensibilité à la sortie de l'interféromètre. Cependant, cette technique nécessite des atomes très froids, du fait de sa grande sélectivité en vitesse, et un système permettant de supprimer les interféromètres parasites. Sur ICE, cette géométrie sera certainement envisagée lorsqu'un piège dipolaire sera mis en place.

En attendant, lorsque nous travaillons en régime de faible vitesse et faible accélération, nous réalisons un double interféromètre en simple diffraction [20]. En utilisant des impulsions Raman de longue durée et de désaccord à la résonance δ fixe correspondant à une vitesse v_0 supérieure à ω_R , il est possible de sélectionner simultanément deux classes de vitesses de même amplitude mais de signe opposé (figure 1.12). Cela permet alors de réaliser simultanément les deux interféromètres symétriques schématisés figure 1.10, dont la sortie s'exprime comme la somme de la sortie de chaque interféromètre :

$$P = 2P_0 + \frac{C}{2} (\cos(\Phi_+) + \cos(\Phi_-)) = 2P_0 + C \cos\left(\frac{1}{2}(\Phi_+ + \Phi_-)\right) \cos\left(\frac{1}{2}(\Phi_+ - \Phi_-)\right). \quad (1.39)$$

On a vu, équations 1.28 et 1.33, que l'on peut écrire en théorie, pour une espèce j , le système :

$$\begin{cases} \Phi_+ = k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 + \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}} \\ \Phi_- = -k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2 - \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{laser}}, \end{cases} \quad (1.40)$$

où Φ_{vib} est le déphasage induit par les vibrations du miroir de référence. L'équation 1.40 peut

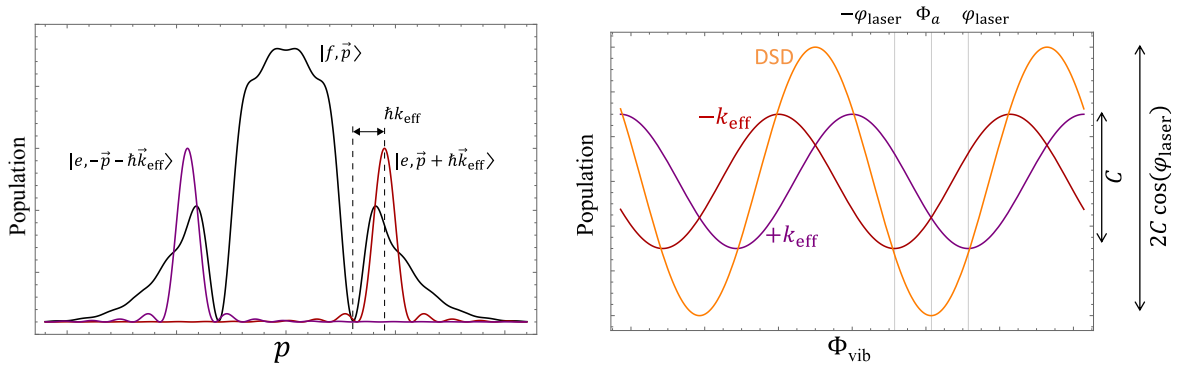


FIGURE 1.12 – À gauche : Distribution en vitesse pour la configuration double interféromètre simple diffraction. À droite : Franges d'interférences en sortie de l'interféromètre $+k_{\text{eff}}$ (violet), $-k_{\text{eff}}$ (rouge), et du double interféromètre en simple diffraction (orange).

1. On note que ce cas est idéal. Nous verrons dans le chapitre 5 qu'en pratique les vibrations liées à l'environnement ne permettent pas toujours de vérifier la condition sur ω_D .

alors se mettre sous la forme :

$$P = 2P_0 + C \cos(\varphi_{\text{laser}}) \cos(\Phi_a + \Phi_{\text{vib}}), \quad (1.41)$$

en considérant que $\Phi_a = k_{\text{eff}}(g_j - g_m)T^2$. On voit alors que l'on peut maximiser le contraste en fixant φ_{laser} et en balayant les franges aléatoirement avec les vibrations du miroir, comme il est représenté figure 1.12. Nous verrons de plus dans le chapitre 5 l'impact de cette géométrie sur l'étude des effets systématiques.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le fonctionnement d'un interféromètre atomique par transition Raman stimulée. Nous avons alors pu constater que cette technique de diffraction présente la particularité de jouer sur l'état externe de l'atome, mais également sur son état interne. Ainsi, nous verrons dans le chapitre 2 l'avantage que cela implique sur la méthode de détection.

Nous avons également établi le lien entre le déphasage des franges d'interférence et l'accélération des atomes dans le référentiel de l'expérience, défini sur ICE par le miroir de référence, dans un premier temps pour un interféromètre simple espèce. Pour cela, nous avons considéré une accélération constante, puis nous avons généralisé ce résultat en définissant la fonction de sensibilité et la fonction de réponse. Nous avons ainsi pu étudier l'impact des variations aléatoires de l'accélération du miroir de référence. Nous avons ensuite appliqué cette étude au déphasage différentiel d'un interféromètre double espèce simultané et nous avons constaté une diminution de la contribution des vibrations sur le déphasage à faible fréquence.

Enfin, comme il sera approfondi dans le chapitre 2, l'expérience, bien que testée majoritairement dans le laboratoire, est conçue dans le but de fonctionner en micropesanteur. Nous avons vu dans ce chapitre que ces deux environnements impliquent des régimes de vitesses différents, et donc des géométries d'interféromètre appropriées. Dans le laboratoire, nous réalisons un interféromètre en simple diffraction, tandis qu'en micropesanteur, c'est-à-dire en régime de faible vitesse et faible accélération, nous appliquons un double interféromètre en simple diffraction.

Chapitre 2

Dispositif expérimental d'un interféromètre atomique double espèce embarqué

Afin de s'affranchir de la chute des atomes, et ainsi augmenter le temps d'interrogation de l'interféromètre double espèce, l'expérience ICE a été conçue pour fonctionner en micropesanteur. Plusieurs fois par an, elle est donc soumise aux conditions particulières de l'avion ZERO-G qui réalise des vols paraboliques. Cet environnement et ses conséquences sur la structure du dispositif expérimental seront présentés dans une première partie. Nous détaillerons ensuite l'architecture bifréquence du système laser et les technologies utilisées afin de réaliser une source stable et compacte, permettant d'obtenir l'interféromètre double espèce en micropesanteur. Pour finir, nous verrons une description des éléments composant la chambre de science.

2.1 Les vols paraboliques

2.1.1 Campagne de vol dans l'avion A310

La société Novespace, installée à l'aéroport de Bordeaux Mérignac, réalise des vols paraboliques dans un avion A310 (A300 jusqu'en 2015). Plusieurs fois par an, elle organise et supervise des campagnes de vols, destinées aux agences spatiales telles que le Centre National d'Études Spatiales (CNES) ou l'European Space Agency (ESA), qui permettent de mettre à disposition l'avion pour la communauté scientifique.

Environ deux fois par an, nous transportons l'expérience ICE à bord de l'avion pour effectuer une campagne de vol, qui se déroule en deux semaines. En mai 2015, nous en avons réalisées deux consécutives, dont je détaillerai les résultats dans le chapitre 5. La première semaine nous permet de déplacer l'expérience jusqu'au hangar de Novespace, de vérifier avec les membres de Novespace qu'elle respecte les normes de sécurité imposées et de l'installer dans l'avion afin qu'elle soit fonctionnelle pour la deuxième semaine. Celle-ci est réservée aux trois journées de vol, qui ont lieu du mardi au jeudi. Le matin nous embarquons pour prendre des données pendant environ trois heures de vol. L'après-midi, nous pouvons travailler sur l'expérience au sol afin d'évaluer et régler les problèmes rencontrés le matin, et ainsi se préparer pour le vol du lendemain.

Chaque matinée de vol les pilotes réalisent 31 paraboles, dont cinq paraboles à une minute d'intervalle, puis une à cinq minutes d'intervalle. Entre ces paraboles, l'avion suit un vol en

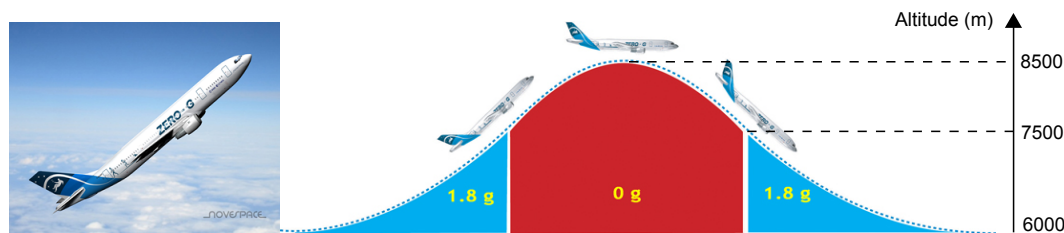


FIGURE 2.1 – Avion A300 ZERO-G de Novespace (gauche) et schéma de la parabole qu'il effectue (droite) [35].

palier stabilisé à 6 km d'altitude.

Au début de la manœuvre de la parabole, l'avion est cabré pendant 20 s afin d'atteindre une assiette de 45° . Les expérimentateurs ressentent alors 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, afin de compenser la traînée. L'avion, qui ne subit plus que la force de gravitation terrestre, décrit une parabole de 20 s, dont le sommet culmine à 8.5 km et durant laquelle les personnes ainsi que les expériences dans l'avion sont soumises à une micropesanteur. À la fin de cette phase, les pilotes redressent l'avion jusqu'à retrouver le vol en palier stabilisé, ce qui engendre de nouveau un facteur de charge de 1.8 g pendant 20 s.

Les vols paraboliques sont donc un moyen très accessible à la micropesanteur. En effet, les expérimentateurs et leurs expériences bénéficient de 10 min de micropesanteur par vol, soit 30 min par campagne. En comparaison, sur Terre, la tour de Brème [36] permet quelques secondes de chute libre. Dans l'espace, la station spatiale internationale [37] et les satellites [38] offrent des temps de micropesanteur bien plus importants, mais demandent une autonomie très poussée de l'expérience.

2.1.2 Contraintes liées aux vols paraboliques

L'expérience ICE est une expérience d'atomes froids, c'est à dire une expérience de laboratoire très complexe, sensible à des paramètres environnementaux tels que la température, les fluctuations d'air, le champ magnétique externe, les vibrations ou les rotations. Réaliser une campagne de vol représente donc un défi technique conséquent.

Malgré sa complexité, l'expérience doit être compacte et transportable pour permettre, dans un premier temps, son transfert du laboratoire à l'avion. Pour cela, elle est décomposée en huit racks pesant entre 100 et 180 kg chacun, représentés figure 2.2. Chaque élément de l'expérience est fixé dans un rack et les connexions entre les différents racks se font avec des câbles qui sont débranchés puis rebranchés après chaque déplacement.

Avant de charger l'expérience dans l'avion, Novespace vérifie qu'elle répond bien aux règles de sécurité et à des spécifications très strictes concernant le poids, la taille et le centre de masse de chaque rack. Concernant l'installation électrique, nous limitons notre consommation à 16 A et la masse doit être commune entre toutes les parties de l'expérience.

Une fois installée dans l'avion, l'expérience doit être complètement éteinte le soir et le week-end pour des raisons de sécurité. Cela nous impose des contraintes sur le temps de chauffe le matin à l'allumage (environ 2 h avant de pouvoir prendre des données) et sur le vide de

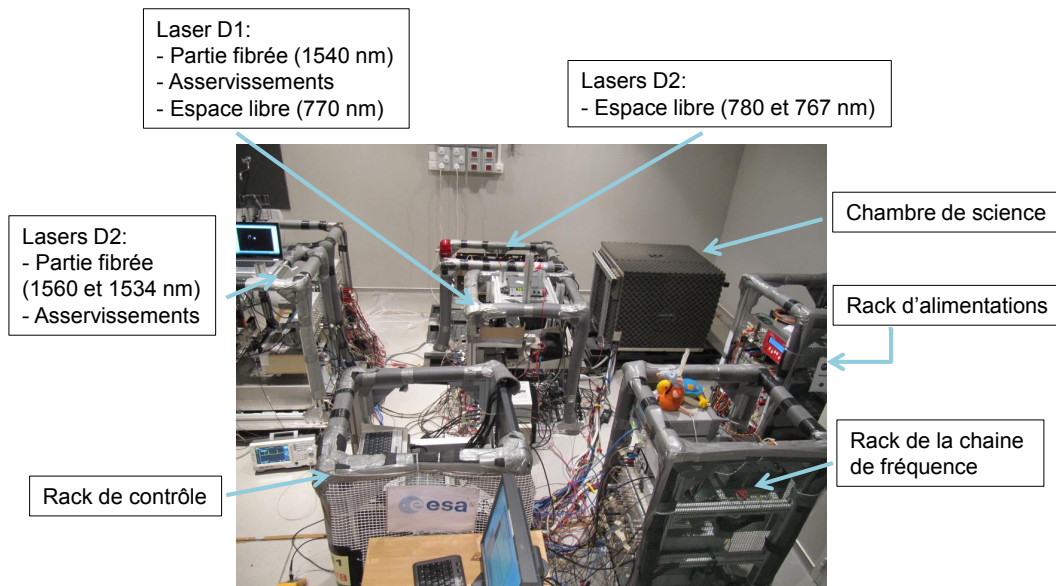


FIGURE 2.2 – Photo de l'expérience ICE.

la chambre de science. De plus, l'expérience doit être extrêmement robuste, afin de résister aux violentes conditions de cet environnement. En effet, au sol, elle peut subir des variations de température comprises entre 6° le matin et 30° l'après-midi. En vol, si la température est stabilisée à $\sim 20^\circ$, le niveau de vibration et de rotation est quant à lui très élevé.

Le système laser est une partie de l'expérience fortement impactée. En effet, les gradients de température et les vibrations sont des facteurs qui tendent à désaligner notre banc optique espace libre. De plus, les lasers en espace libre représentent un risque de sécurité pour les passagers de l'avion, c'est pourquoi l'alignement doit être obligatoirement réalisé au sol, dans un espace complètement confiné. Certains composants de la partie fibrée du système optique sont également très sensibles à la température ambiante, notamment nos diodes lasers. Cependant, nous verrons dans le sous-chapitre 2.2 que l'expérience a été adaptée à ces contraintes et possède maintenant un système laser extrêmement robuste.

Enfin, même si les vols paraboliques nous offrent l'avantage d'être en micropesanteur avec l'expérience, celle-ci doit tout de même avoir des automatismes et un certain niveau d'autonomie car il est très difficile d'intervenir physiquement pendant une parabole, que ce soit en phase de $1.8 g$ ou de $0 g$.

Au-delà des difficultés techniques qu'elles apportent à l'expérience, les conditions en vol ont également un impact sur le fonctionnement intrinsèque de l'interféromètre. Le problème majeur, qui sera analysé en détail dans le chapitre 5, concerne les vibrations et rotations subies par le miroir de référence, permettant de rétro-réfléchir le faisceau Raman, attaché à l'enceinte à vide. Nous verrons le lien direct que cela peut avoir sur le contraste des franges de l'interféromètre et donc la limitation qu'il représente pour tout accéléromètre à atomes froids embarqué.

2.2 Système laser

2.2.1 Architecture fibrée et asservissements

Les différentes étapes d'une séquence d'interférométrie atomique nécessitent des faisceaux laser, agiles et stables en fréquence, accordés sur des transitions atomiques de l'espèce à

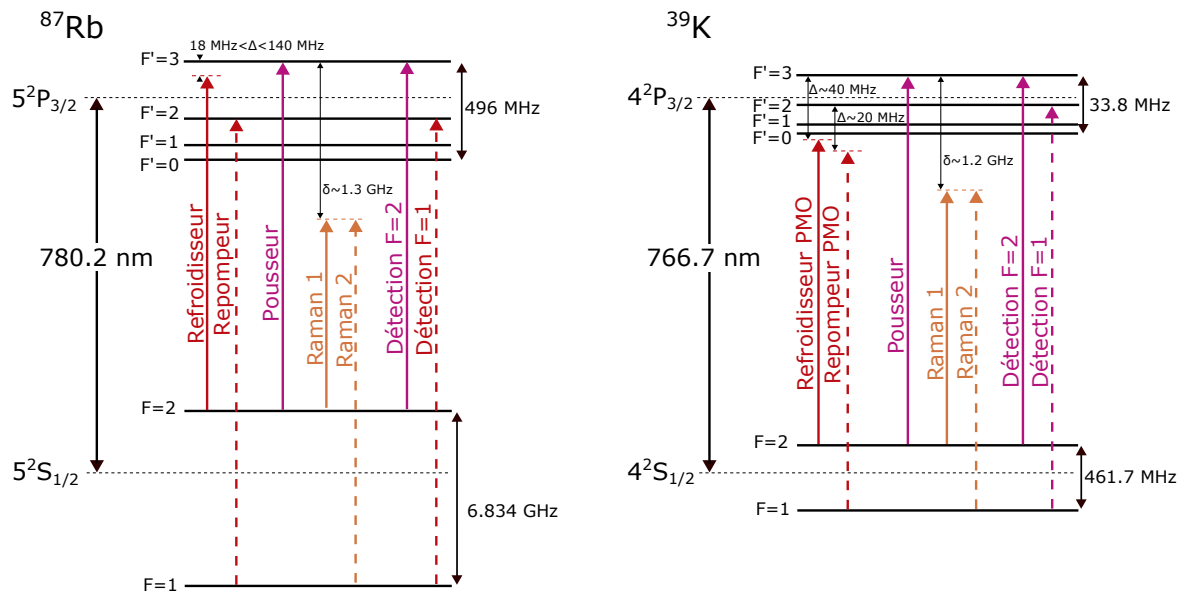


FIGURE 2.3 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb (gauche) [39] et du ^{39}K (droite) [40] avec les transitions de chaque faisceau de notre séquence interférométrique.

sonder. On représente figure 2.3 les désaccords en fréquence à réaliser, pour les faisceaux du refroidissement atomique constitué d'un Piège Magnéto-Optique (PMO) et d'une mélasse, pour le faisceau pousseur qui permet la préparation des atomes, pour le faisceau Raman utilisé pendant l'interféromètre et enfin pour le faisceau de détection.

Considérant les contraintes liées à l'avion, une grande partie de ce système laser a été conçue avec une architecture fibrée [20] basée sur l'association de la technologie Télécom fibrée et du doublage en fréquence [41, 42, 23]. Pour les applications embarquées, cette solution représente une alternative intéressante aux diodes lasers à cavité étendue, qui possèdent un alignement en espace libre sensible aux vibrations et aux variations thermiques.

Nos sources laser sont des diodes Redfern Integrated Optics (RIO) Planex qui émettent dans la bande C du domaine Télécom (1530 nm à 1565 nm) à 1560 nm pour le ^{87}Rb et à 1534 nm pour le ^{39}K . Elles sont caractérisées par leur faible largeur de raie ($\sim 10 \text{ kHz}$),

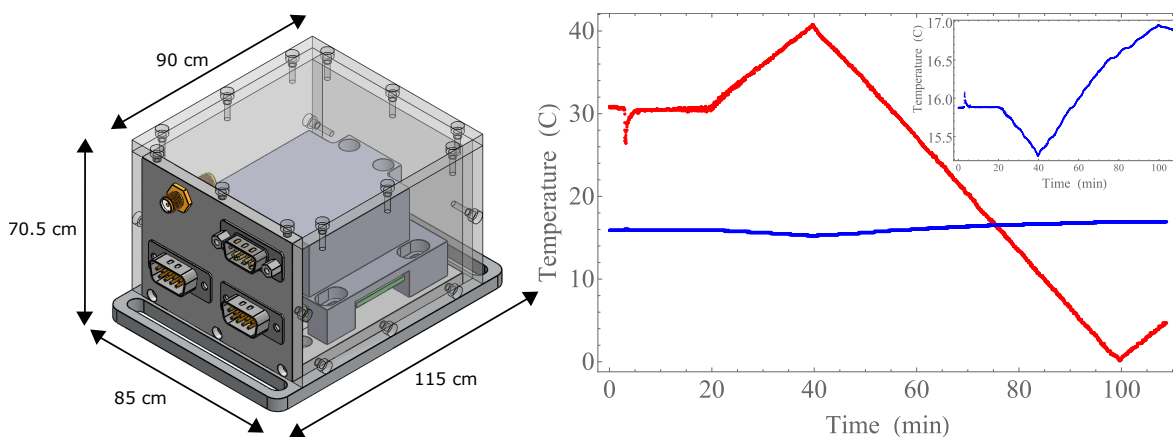


FIGURE 2.4 – À gauche, schéma SolidWorks du boîtier asservi en température, conçu par le précédent post-doctorant Brynle Barrett. À droite, test de stabilité de la température dans les boîtiers (réalisé dans une étuve par Brynle Barrett). Rouge : Température dans l'étuve. Bleu : Température dans le boîtier avec l'asservissement enclenché.

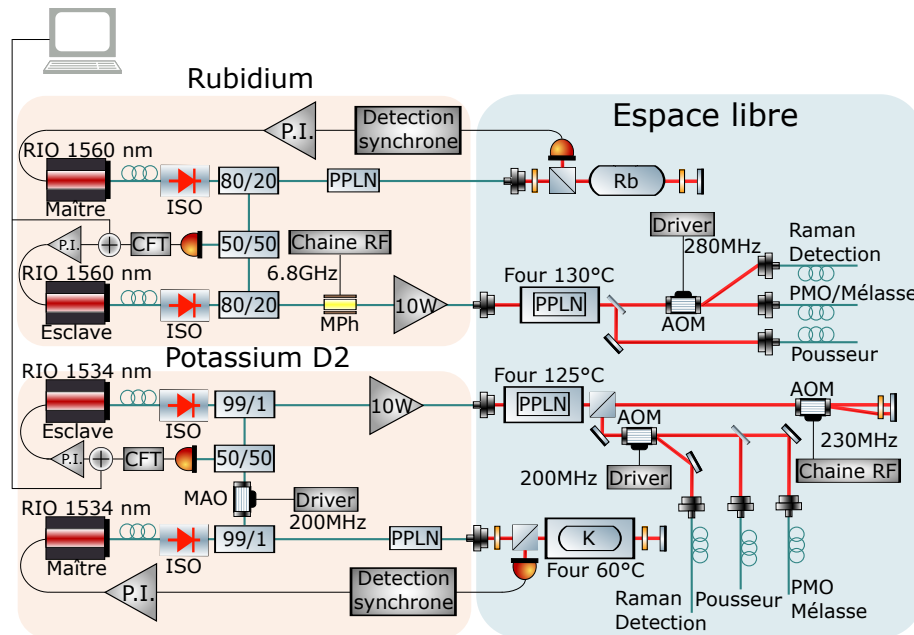


FIGURE 2.5 – Architecture des lasers accordés sur la transition D2 du ^{87}Rb et ^{39}K . RIO : Diode laser RIO. ISO : Isolateur optique. MPh : Modulateur de Phase. MAO : Modulateur Acousto-Optique. PPLN : cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné. CFT : Convertisseur Fréquence Tension.

leur faible bruit de phase et leur faible sensibilité aux vibrations. Leur puissance de sortie est comprise entre 10 et 20 mW et on peut accorder leurs fréquences par le courant ou par la température, ce qui les rend très sensibles aux variations thermiques dues à l’environnement. Pour limiter ces fluctuations, nous avons conçu des boîtiers asservis en température, représentés figure 2.4, dans lesquels les diodes lasers ont été intégrées.

Pour chaque espèce atomique, deux diodes lasers sont mises en place afin de créer un système d’asservissement en fréquence de type “maître-esclave”, détaillé figure 2.5. En effet, pendant les étapes de la séquence expérimentale, les lasers doivent avoir une grande stabilité en fréquence, mais également être accordables sur différentes valeurs de transitions et pouvoir passer d’une valeur à l’autre en quelques millisecondes sans perdre l’asservissement. Dans ce système, le maître est asservi à une fréquence fixe sur une transition atomique et l’esclave est asservi en fréquence sur le maître par battement. C’est ensuite le laser esclave qui va interagir avec les atomes, durant les différentes étapes de la séquence de l’interféromètre.

Tous les maîtres de l’expérience sont asservis par des montages de spectroscopie d’absorption saturée. Cependant, nous pourrions envisager comme alternative le peigne de fréquence. En effet, cette solution présenterait les avantages d’asservir les deux espèces sur la même référence et d’accorder nos lasers sur n’importe quelle valeur du spectre. De plus, la société Menlo Systems développe actuellement une version robuste et compacte du peigne de fréquence que nous avons utilisé lors de précédentes campagnes [22, 21]. Cette nouvelle version a déjà été soumise à des tests préliminaires en micropesanteur sur l’expérience ICE pendant une des campagnes de vol de mai 2015 et sur l’expérience FOKUS dans la fusée sonde TEXUS 53 [43].

La majeure partie du laser maître (80% pour le ^{87}Rb et 99% pour le ^{39}K) est doublée en fréquence à travers un cristal Periodically-Poled Lithium Niobate (PPLN) fibré en guide

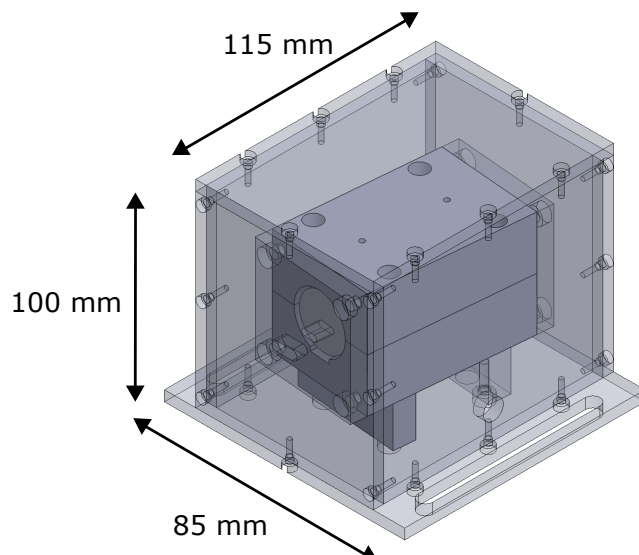


FIGURE 2.6 – Schéma SolidWorks du four de la cellule de potassium dans le montage de spectroscopie d'absorption saturée.

d'onde (Wavelength Conversion Module, NTT Electronics), accordé en phase grâce à un contrôleur de température (Wavelength Electronics). Le laser est ensuite envoyé par un colimateur dans une cellule contenant un gaz de l'espèce à sonder afin de réaliser un montage d'absorption saturée. Le signal, récupéré à l'aide d'une photodiode, est transmis à la partie électronique de l'asservissement, composée d'un boîtier de détection synchrone, qui génère une modulation à 70 kHz sur le courant de la diode et un signal d'erreur, et d'un système Proportionnel, Intégrateur (PI).

Le montage optique de l'absorption saturée du ^{87}Rb a été conçu et intégré dans un rack 1U par la compagnie MuQuans. L'observation des raies du potassium est plus difficile à obtenir à température ambiante et nécessite un chauffage de la cellule à une soixantaine de degrés. Nous avons donc conçu un four autour de la cellule à partir d'éléments chauffants flexibles au Kapton (KHLV, Omega), alimentés par une source de 1.3 A. Ce four, représenté figure 2.6, a été réalisé en aluminium et mis dans un boîtier isolant en Delrin. Ses dimensions sont 85 mm \times 100 mm \times 115 mm (Largeur \times Hauteur \times Longueur) pour une cellule de 25 mm de diamètre et 72 mm de long, ce qui permet de l'intégrer dans un rack 3U. Nous avons également imposé un angle de 5° entre le four et le boîtier isolant, qui suit l'axe de propagation du laser, afin d'éviter les réflexions parasites.

En sortie de chaque diode laser, on prélève une partie du faisceau à l'aide d'un séparateur fibré pour les combiner et créer un battement entre le maître et l'esclave. La fréquence de ce battement, qui correspond à la différence de fréquence des deux lasers, est par la suite convertie en tension via une photodiode et un convertisseur fréquence-tension. Pour créer le signal d'erreur, on soustrait une tension de consigne V_{ref} correspondant à la fréquence de battement souhaitée. Enfin, ce signal d'erreur est envoyé dans un PI, ce qui permet la rétroaction sur le courant de la diode de l'esclave. Le principe de cet asservissement est schématisé figure 2.7. Cette technique permet, en changeant la valeur de V_{ref} , de désaccorder la fréquence de l'esclave de plusieurs centaines de MHz. Cependant, le convertisseur fréquence-tension, qui possède une plage de fonctionnement entre 1 et 10 V avec une conversion d'environ 1 V pour 100 MHz, nous impose une fréquence de battement supérieure à 100 MHz. On est donc contraints sur la transition utilisée pour l'asservissement du maître et sur les transitions que

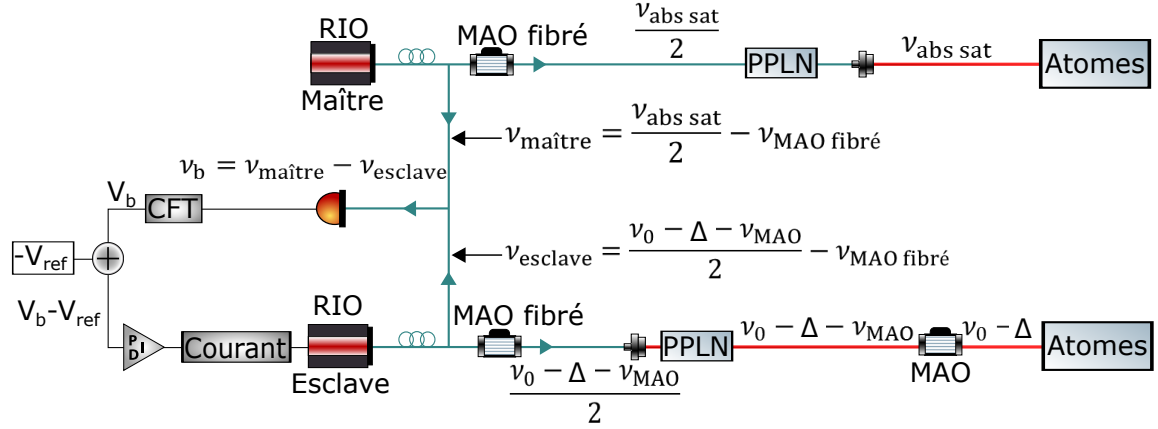


FIGURE 2.7 – Schéma de l’asservissement de l’esclave par battement. MAO : Modulateur Acousto-Optique. PPLN : cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné. CFT : Convertisseur Fréquence Tension. $\nu_{\text{abs sat}}$: Fréquence correspondant à la transition de la raie sélectionnée dans le spectre d’absorption saturée pour asservir le maître. ν_0 : Fréquence correspondant à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Δ : désaccord en fréquence par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

l’on peut atteindre avec l’esclave. Afin de quantifier ces contraintes, on calcule la valeur du battement $\nu_b = \nu_{\text{maître}} - \nu_{\text{esclave}}$ pour les transitions des différentes étapes permettant de réaliser un interféromètre atomique, schématisées figure 2.3.

Le calcul des fréquences du maître et de l’esclave doit tenir compte du doublage en fréquence et des éventuels modulateurs acousto-optiques (MAO) fibrés ou en espace libre. Ces composants et leurs influences sur la fréquence au niveau du battement sont représentés, de manière générale, sur la figure 2.7. Il faut ensuite adapter ce principe à l’architecture de chaque espèce. De plus les transitions associées aux fréquences $\nu_{\text{abs sat}}$ et ν_0 sont schématisées figure 2.8.

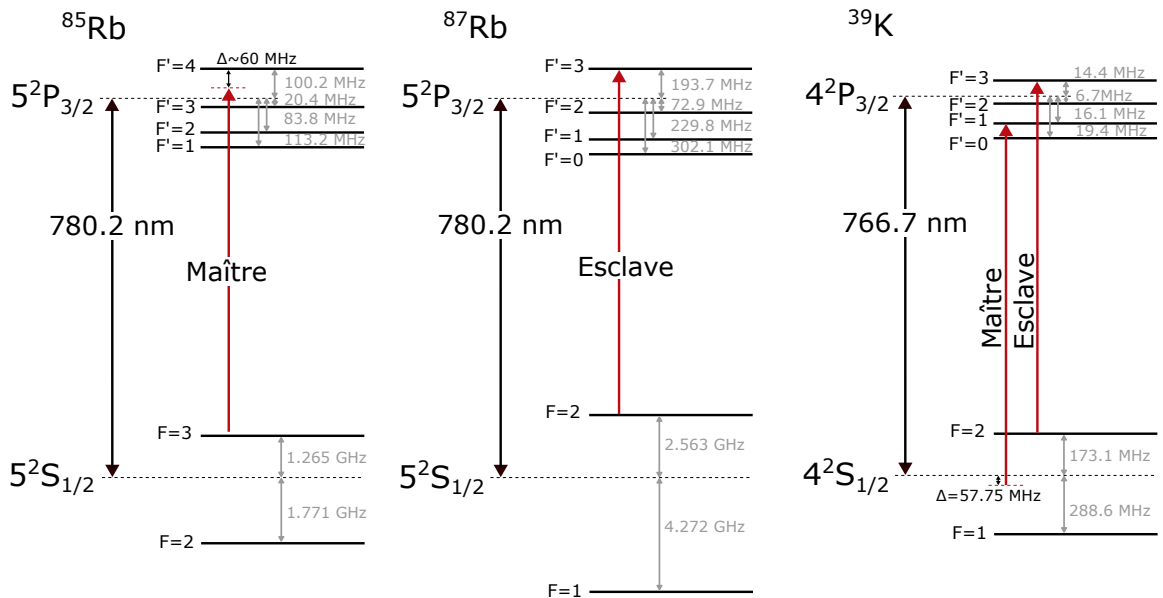


FIGURE 2.8 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{85}Rb (gauche) [44], du ^{87}Rb (centre) [39] et du ^{39}K (droite) [40]. La valeur de $\nu_{\text{abs sat}}$ est définie par la transition “Maître” de chaque espèce et la valeur de ν_0 par la transition “Esclave”.

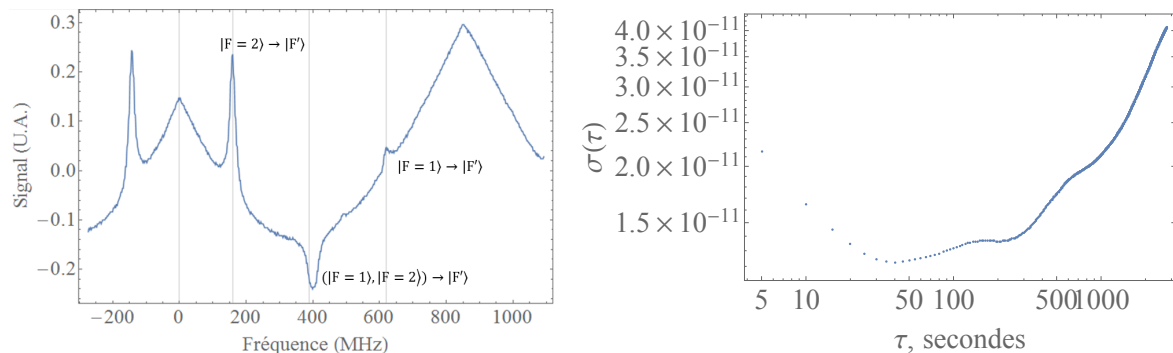


FIGURE 2.9 – Signal de spectroscopie d'absorption saturée sur la transition D2 du potassium, avec une cellule chauffée à 60°C (gauche) et écart-type d'Allan du maître potassium asservi, ramené à la fréquence optique, qui est de 1534 nm (droite).

Concernant le rubidium, le maître est asservi sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle (|F' = 4\rangle)$ du ^{85}Rb , car elle est associée à la raie dominante dans le spectre. On obtient donc $\nu_{\text{abs sat}} = \nu_{|F=3\rangle \rightarrow |F'=3\rangle (|F'=4\rangle)}^{85\text{Rb}} = \nu_0^{87\text{Rb}} + 1066.2 \text{ MHz}$, où $\nu_0^{87\text{Rb}}$ est la fréquence correspondant à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb . De plus, il n'y a aucun MAO sur le chemin du maître, d'où $\nu_{\text{maître}} = \nu_0/2 + 533.1 \text{ MHz}$.

Je détaille ici le calcul du battement à résonance : $\nu_{\text{esclave}} = \frac{\nu_{|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle}^{87\text{Rb}}}{2} - \frac{\nu_{\text{MAO}}(-280\text{MHz})}{2}$, d'où $\nu_{\text{esclave}} = \nu_0/2 + 140 \text{ MHz}$. On obtient donc un battement de $\nu_b = 393.1 \text{ MHz}$ à résonance. Les valeurs des battements calculées pour les transitions des différentes étapes de la séquence sont répertoriées dans le Tableau 2.1.

Il est plus difficile de faire un asservissement sur absorption saturée avec le potassium, car sa structure hyperfine est plus étroite. En effet, la fréquence entre les deux niveaux hyperfins fondamentaux du ^{39}K est de 461.7 MHz. Si l'on considère la fréquence de l'esclave à résonance, c'est-à-dire à ν_0 et aucun MAO dans l'architecture du potassium, la plus grande valeur de battement que l'on peut envisager est obtenue lorsque le maître est asservi à la fréquence correspondant à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$. Dans ce cas, $\nu_b = (\nu_{|F=1\rangle \rightarrow |F'\rangle} - \nu_0)/2 \sim 461.7/2 \sim 230 \text{ MHz}$.

Cependant cette transition correspond à une raie d'amplitude très faible sur laquelle il est compliqué d'asservir le maître (figure 2.9). Nous sommes donc obligés de l'accorder sur la transition entre le crossover du niveau fondamental et le niveau excité, ce qui correspond à une fréquence de battement d'environ 115 MHz lorsque l'esclave est à résonance entre $|F = 2\rangle$ et le niveau excité. Afin d'augmenter cette valeur, nous avons placé un MAO de 200 MHz sur le chemin fibré du maître vers le battement, représenté sur la figure 2.5. Après avoir appliqué les calculs de la fréquence du battement, vus pour le rubidium, en prenant en compte le MAO, on obtient les résultats du tableau 2.1.

L'autre problème rencontré dans cet asservissement vient du fait que la structure hyperfine du niveau excité est tellement étroite (33.8 MHz) qu'elle ne nous permet pas de différencier les sous-niveaux dans le signal d'absorption saturée, comme on peut le constater figure 2.9 à gauche. Afin de quantifier son bruit de fréquence, nous avons créé un battement entre le maître asservi et notre peigne de fréquence, et nous avons testé sa stabilité sur environ quatre heures. Nous avons ensuite tracé l'écart-type d'Allan sur la courbe de droite de la figure 2.9. On remarque sur ce graphique que le bruit de fréquence relatif court terme est inférieur à 2.5×10^{-11} , ce qui correspond à environ 5 kHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en bruit de fréquence absolu. Cette valeur confirme donc la stabilité de l'asservissement sur spectroscopie d'absorption saturée

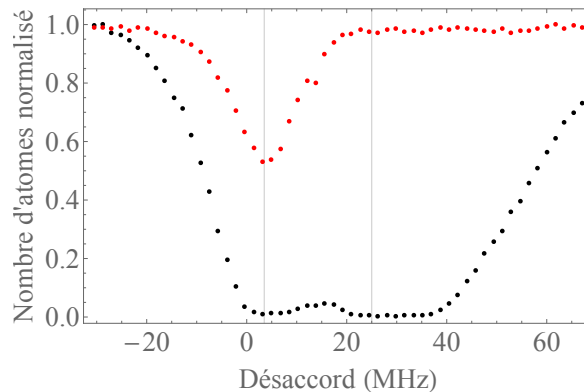


FIGURE 2.10 – Nombre d’atomes de potassium normalisé en fonction du désaccord du faisceau pousseur. Rouge : N_{total} . Noir : N_2 .

pour la transition D2 du ^{39}K malgré la compacité de sa structure atomique.

Une autre particularité liée à la structure du potassium peut être observée sur la figure 2.10, qui représente le nombre d’atomes en fonction du désaccord du faisceau ayant pour fonction de pousser les atomes. On constate que, dans la zone de désaccord entre 0 et 40 MHz dans le rouge de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, le faisceau pousseur interagit différemment avec les atomes selon sa fréquence. En effet, s’il est ajusté avec un désaccord d’environ 3 MHz, il pousse effectivement les atomes hors du nuage car la transition est cyclante. Mais à partir d’une valeur supérieure à 20 MHz, qui correspond approximativement à la séparation entre les niveaux $|F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$ (figure 2.8), la fréquence du faisceau est à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Les atomes vont alors peupler le niveau hyperfin $|F' = 2\rangle$ et se désexciter en $|F = 1\rangle$. La transition n’est donc plus cyclante et le faisceau peut être considéré comme un dépompeur.

Les résultats du tableau 2.1 montrent l’agilité du laser esclave requise. En effet, on constate qu’entre le dernier faisceau Raman de l’interféromètre et la détection, l’asservissement de l’esclave doit être capable d’effectuer un saut en fréquence de 600 MHz tout en étant stabilisé après quelques centaines de microsecondes.

Phase	^{87}Rb D2		^{39}K D2	
	ν_b (MHz)	Δ (MHz)	ν_b (MHz)	Δ (MHz)
PMO	542	18	320	40
Mélasse	605	144	308	16
Pousseur	585	-6	246	3
Dépompeur	-	-	257	25
Raman	1053	1320	830	1260
Détection	393	0	200	0

TABLE 2.1 – Valeur de battement ν_b pour les étapes d’une séquence interférométrique et désaccord Δ correspondant par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

Une fois les esclaves asservis sur les transitions basées en $|F = 2\rangle$, une deuxième fréquence, accordée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, est ajoutée durant la phase de refroidissement afin de repomper les atomes et lors de la détection du nombre total d’atomes N_{total} . Cette deuxième fréquence, après un désaccord de $\Delta \sim 1.2$ GHz, est également nécessaire pour les faisceaux Raman de l’interféromètre. Pour le rubidium, elle est générée par une modulation

de phase en utilisant un modulateur fibré (Photline MPX-LN). Ce composant crée alors deux bandes latérales à ± 6.834 GHz de la porteuse. Pour le ^{87}Rb , la fréquence entre les deux niveaux fondamentaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est suffisamment élevée pour que la raie parasite n'affecte pas l'interféromètre. Cependant, pour le ^{39}K , la raie parasite ne sera qu'à -460 MHz de la porteuse, elle aurait donc un effet pendant les impulsions Raman de l'interféromètre. L'architecture du potassium a donc été adaptée en produisant la deuxième fréquence par un MAO double passage en espace libre à 230 MHz.

2.2.2 Amplification et architecture en espace libre

En sortie du montage fibré, détaillé dans la sous-partie 2.2.1, les faisceaux fibrés de chaque espèce sont amplifiés dans des amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium 10W (EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier), un à 1560 nm pour le ^{87}Rb et un à 1534 nm pour le ^{39}K . Ces faisceaux sont ensuite doublés en fréquence, dans un montage en espace libre schématisé figure 2.11, composé de deux PPLN indépendants utilisés en double passage pour augmenter le rendement. Environ 40% du faisceau à 1560 nm est converti en 780 nm pour le ^{87}Rb et 30% de celui à 1534 nm est converti en 767 nm pour le ^{39}K . La lumière infrarouge n'ayant pas été convertie est bloquée. Cette architecture présente l'avantage d'avoir à disposition une puissance d'environ 2 W à 780 nm et d'environ 1.5 W à 767 nm. Cependant, cette configuration rend le montage difficile à aligner et présente un fort risque d'endommagement.

Le banc espace libre, représenté figure 2.11, est composé d'un chemin optique pour chaque espèce, qui est constitué majoritairement d'obturateurs mécaniques, de MAO et de lames semi-réfléchissantes. Il joue le rôle d'interrupteur et de séparateur pour les différents faisceaux qui sont envoyés à l'enceinte à vide.

Il a été réalisé de manière particulièrement robuste avec des montures de miroir assurant une grande stabilité (New Focus 9810-5-K), fixées sur une plaque en aluminium AW2618 de 4 cm d'épaisseur, creusée en dessous afin d'être allégée tout en gardant sa rigidité. Le résultat est particulièrement impressionnant puisque, après un déplacement ou un vol parabolique, seul les miroirs d'injection des fibres ont besoin d'être réalignés.

En sortie du doublage de fréquence du rubidium, une lame semi-réfléchissante permet de prélever une petite partie du faisceau qui, après injection dans un MAO $+110$ MHz fibré à 780 nm, correspond à un faisceau pousseur de 2 mW sur les atomes. Ensuite, un premier MAO (80 MHz), sépare le faisceau du PMO (ordre 0) du faisceau Raman (ordre -1). En sortie du banc optique, nous obtenons une puissance de 1.3 W sur la voie PMO, mais seulement 50% de cette puissance est couplée à travers la fibre après injection. Enfin, un second MAO (200 MHz), sur le chemin du Raman, diffractant toujours sur l'ordre -1, nous permettrait, si nécessaire, d'avoir une deuxième sortie Raman sur l'ordre 0. Après un passage dans les deux MAO, 800 mW sont injectés en sortie de la voie Raman dans la fibre, avec un taux de couplage de 70%.

Le chemin à 767 nm est similaire sur le principe, mais possède en plus un MAO en double passage afin de créer la deuxième fréquence à 460 MHz. Le faisceau en sortie du doublage de fréquence passe une première fois à travers le MAO à 230 MHz dans lequel une partie, réglable, est alors diffractée dans l'ordre 1 pendant que l'autre partie, dans l'ordre 0, ne subit aucune modification. Ces deux ordres sont réfléchis sur un miroir puis recombinaés à l'intérieur du MAO lors du deuxième passage. Ensuite, comme pour le faisceau à 780 nm, un deuxième MAO (200 MHz) diffracte sur l'ordre -1 lorsqu'on réalise une impulsion Raman. 525 mW sont

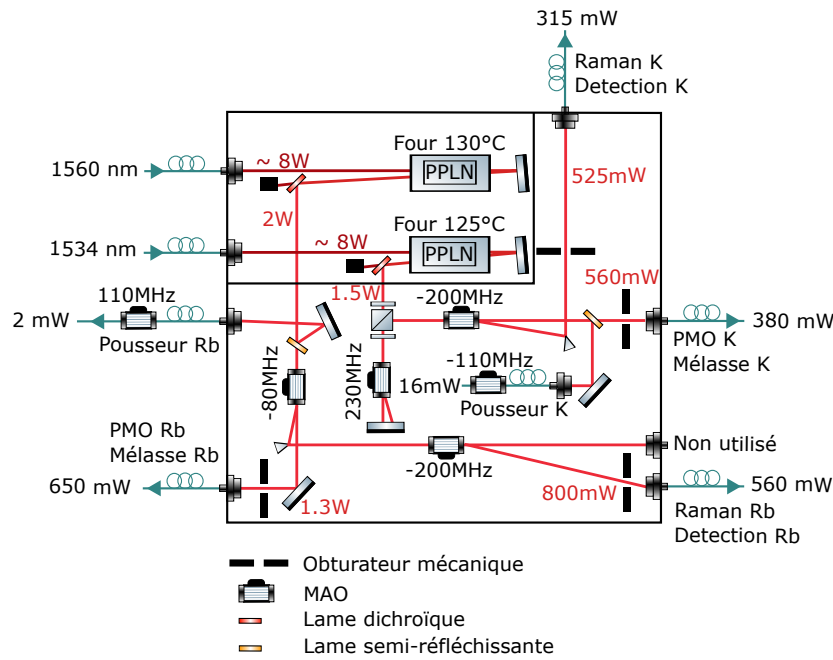


FIGURE 2.11 – Schéma de l'architecture espace libre des lasers à 780 nm pour le rubidium et à 767 nm pour le potassium.

donc injectés dans la fibre Raman avec un taux de couplage de 60%. Si le MAO ne diffracte pas, le faisceau se dirige sur la voie du PMO via l'ordre 0, où 15% de sa puissance est prélevée par une lame semi-réfléchissante pour le faisceau pousseur, tandis que le reste, c'est-à-dire 560 mW, est injecté dans la fibre du PMO.

Avant chaque injection de fibre sur le banc optique, un obturateur mécanique (Uniblitz) a été placé afin de supprimer la lumière parasite sur les atomes. Cependant leur temps d'ouverture d'environ 1.5 ms ne nous permet pas de les activer durant l'interféromètre. On a donc 14 μW à 780 nm, que l'on pourrait améliorer en pulsant le MAO de 200 MHz, et 500 nW à 767 nm de lumière parasite sur le faisceau Raman entre les impulsions de l'interféromètre.

Dans le rack de la chambre de science, la combinaison des faisceaux Raman à 780 et 767 nm se fait dans un collimateur Schäfter Kirchoff 2 par 1 se situant à l'horizontal sous l'enceinte à vide. Le faisceau résultant est ensuite envoyé sur les atomes à la verticale grâce à un miroir à 45°. Pour le PMO, les faisceaux sont combinés dans un combineur-séparateur à maintien de polarisation 2 par 6 Schäfter Kirchoff par le biais d'un cube et d'une lame à retard. Ils sont ensuite divisés et couplés dans six fibres par des cubes et des lames polarisantes. Ces fibres sont associées par paires, qui vont permettre d'avoir des faisceaux contra-propageants dans chaque direction de l'espace. Il est important pour le refroidissement que la balance des puissances soit équilibrée entre toutes les fibres pour les deux longueurs d'ondes, mais plus particulièrement dans les fibres d'une même paire.

2.2.3 Laser tout fibré pour la transition D1 du Potassium

Afin d'améliorer le refroidissement du ^{39}K , on a ajouté une source laser accordée sur la transition D1, dans le but de réaliser une mélasse grise, détaillée dans le sous-chapitre 3.1. L'architecture de ce laser, schématisée figure 2.12, est nouvelle sur cette expérience. Entièrement fibrée et très compacte (figure 2.13), elle est similaire à ce que sera prochainement l'architecture de tous les lasers de l'expérience. En effet, cela permettra de réduire la taille de

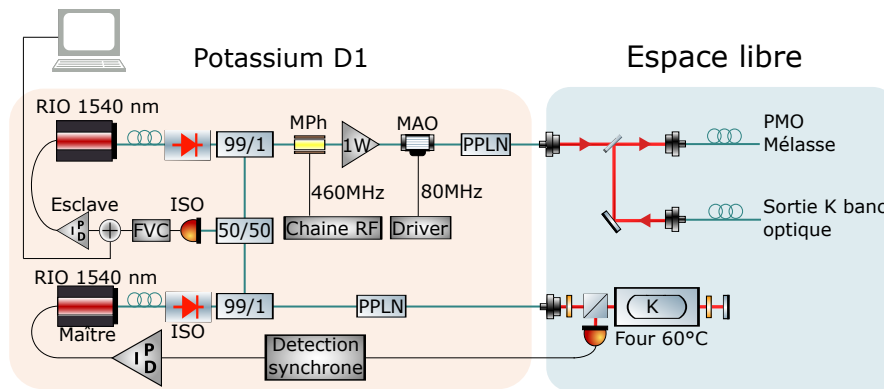


FIGURE 2.12 – Schéma de l'architecture des lasers accordés sur la transition D1 du ^{39}K . RIO : Diode laser RIO. ISO : Isolateur optique. MPh : Modulateur de Phase. MAO : Modulateur Acousto-Optique. PPLN : cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné. CFT : Convertisseur Fréquence Tension.

l'expérience malgré l'ajout de ce troisième système laser. De plus, bien que très robuste, le banc optique espace libre reste inapproprié dans l'environnement de l'avion Novespace et aux règles de sécurité requises, et les pertes de puissance en vol dues aux quelques désalignements des optiques restent tout de même un sérieux handicap.

La transition D1 du potassium correspond à une longueur d'onde de 770.1 nm, c'est-à-dire que pour ce laser, la technologie Télécom associée à un doublage en fréquence fonctionne également. Comme pour la transition D2 du ^{39}K , l'architecture est composée d'un système maître-esclave basé sur deux diodes lasers RIO à 1540 nm. La majeure partie du maître est prélevée afin de générer un signal de spectroscopie d'absorption saturée, tandis que l'autre partie permet de créer le signal de battement avec l'esclave. La raie du signal d'absorption saturée utilisée comme référence correspond à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. L'asservissement par battement entre le maître et l'esclave est également similaire à ceux des transitions D2 du ^{87}Rb et ^{39}K , c'est-à-dire qu'un signal d'erreur est généré par un CFT (Convertisseur Fréquence Tension) et un sommateur de tension, puis est traité par un PID afin de créer le signal de rétro-action sur le courant de la diode de l'esclave.

Le laser esclave passe donc dans un premier temps dans un séparateur permettant de

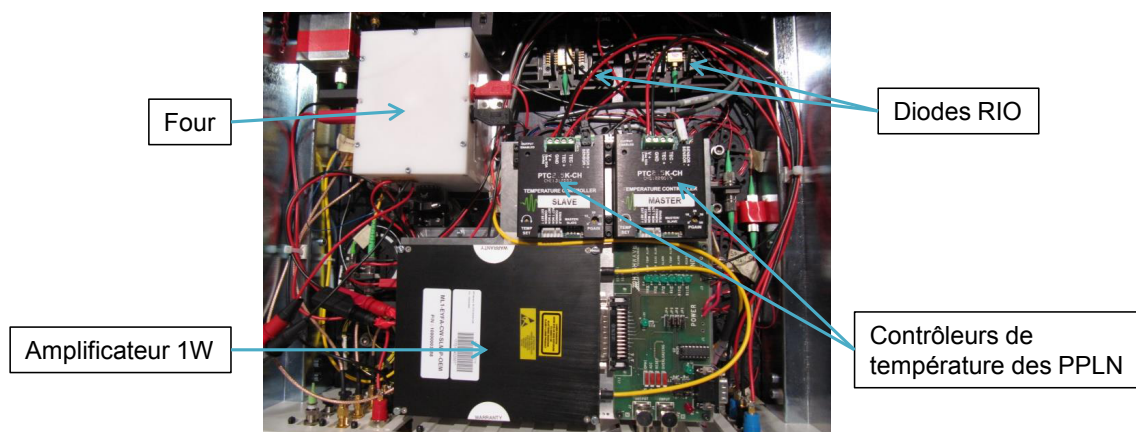


FIGURE 2.13 – Photo de la partie fibrée à 1540 nm du système laser pour la transition D1, intégrée dans un rack 3U.

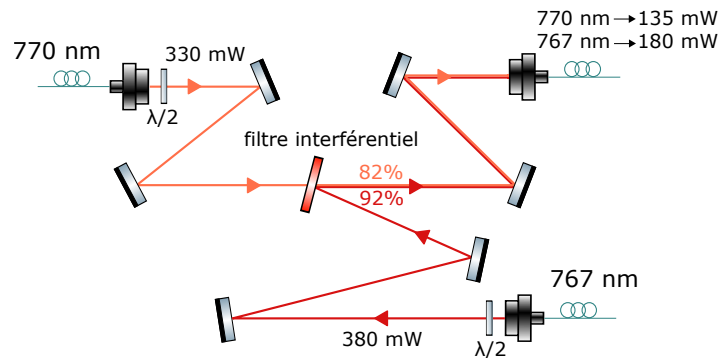


FIGURE 2.14 – Schéma du montage espace libre permettant de combiner les faisceaux des transitions D1 et D2 du ^{39}K .

prélever 1% de la puissance pour le battement. Il traverse ensuite un modulateur de phase fibré afin de créer une bande latérale à 460 MHz. Les deux fréquences sont amplifiées dans un amplificateur fibré 1W (3SP group) intégrable dans une boîte 3U et contrôlé par ordinateur.

Dans cette architecture, contrairement à celle des lasers accordés sur les transitions D2, le MAO 80 MHz, qui contrôle la puissance transmise sur les atomes et joue le rôle d'interrupteur, est fibré et positionné avant le doublage en fréquence. En effet, dans le domaine Télécom, les technologies fibrées sont beaucoup mieux maîtrisées, on perd donc significativement moins de puissance à 1540 nm qu'à 770 nm. Lorsque le MAO diffracte au maximum, la puissance en entrée du PPLN fibré est de 700 mW, or à cette puissance, le taux de conversion du cristal doubleur de fréquence est de 50%. Dans les spécifications du composant, il est précisé que la puissance maximale supportée en entrée est de 200 mW. Cependant, nous avons réalisé des tests de stabilité de puissance en sortie avec ces conditions en entrée, et nous obtenons des fluctuations d'environ 3% à 770 nm, ce qui est acceptable pour notre application.

Le faisceau accordé sur la D1 du ^{39}K est par la suite combiné au faisceau du PMO en sortie du banc optique, accordé sur la D2 du ^{39}K , avant d'être couplé au faisceau du rubidium dans le combineur-séparateur dans le rack de la chambre de science. Pour cela, nous avons réalisé un montage en espace libre, représenté figure 2.14, sur un banc optique compact. En entrée de ce montage, on mesure 330 mW à 770 nm, ce qui correspond à la sortie du PPLN fibré, et 380 mW à 767 nm, provenant des 560 mW injectés dans la fibre du PMO avec un taux de couplage de $\sim 70\%$. Afin de garantir la plus faible perte de puissance dans le processus de combinaison des faisceaux, nous avons mis en place un filtre interférentiel [45]. Ce montage nous permet également de contrôler la polarisation de chaque faisceau et de faire en sorte qu'elle soit identique pour les deux longueurs d'onde à l'entrée du séparateur-combinateur.

On constate sur le schéma 2.14 que 82% du faisceau incident à 770 nm est transmis et 92% du faisceau incident à 767 nm est réfléchi. Cependant l'efficacité totale du montage reste tout de même limitée par le taux de couplage dans la fibre associée au combineur-séparateur qui s'est dégradé au fil des années et n'est plus que de 50%. On constate également qu'aucun obturateur mécanique n'est nécessaire sur le chemin du faisceau à 770 nm puisque la lumière parasite mesurée en sortie du MAO n'est que de 100 nW à 1540 nm.

2.2.4 Description de la chaîne de fréquence

Les signaux radio-fréquences et micro-ondes de l'expérience sont générés par un quartz 10 MHz très stable, développé pour le projet PHARAO [46]. Une chaîne de fréquence, décrite

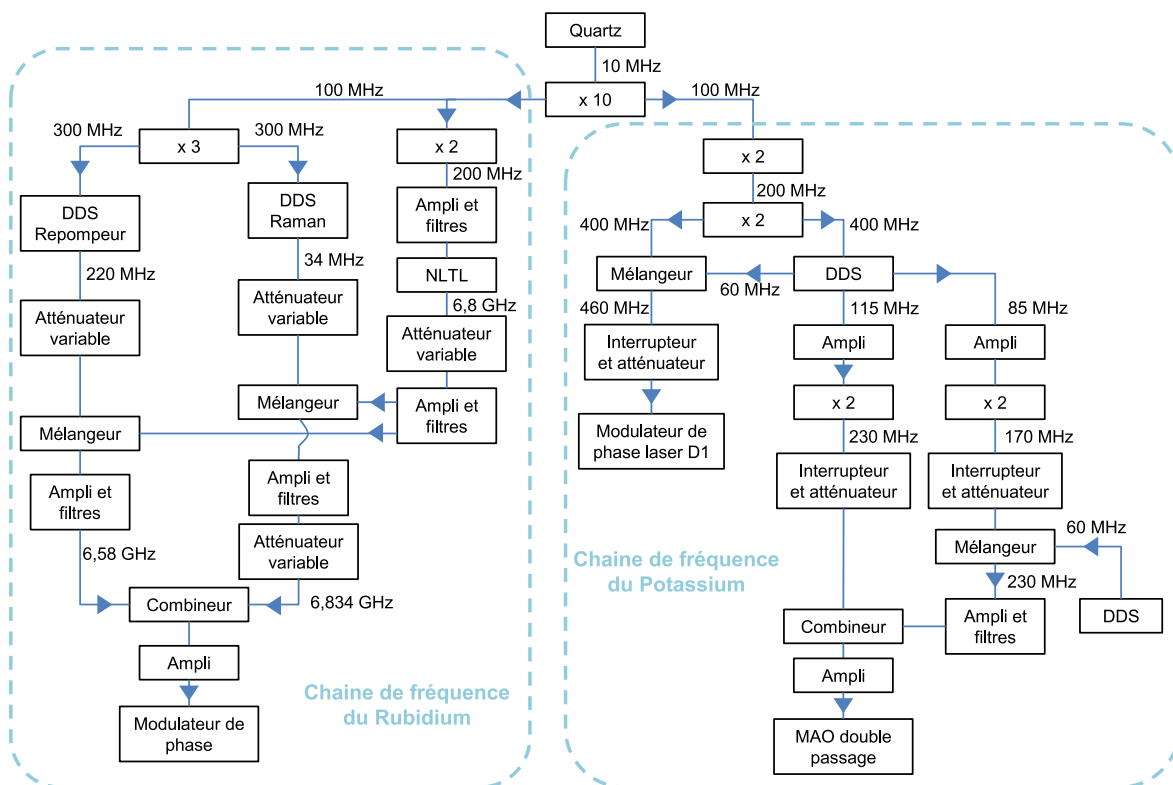


FIGURE 2.15 – Architecture de la chaîne de fréquence de ICE.

dans la référence [21] et schématisée figure 2.15, permet ensuite de convertir cette fréquence en 6.8 et 6.6 GHz pour le rubidium et en 230 et 460 MHz pour le potassium.

L'architecture de la chaîne appliquée au rubidium est composée principalement d'un NLTL (NonLinear Transmission Line) et de deux DDS (Direct Digital Synthesizer). Le NLTL prend 200 MHz en entrée et génère des harmoniques jusqu'à 7 GHz. On filtre alors ce signal pour ne garder que la fréquence à 6.8 GHz. Celle-ci est ensuite mixée avec les sorties des deux DDS afin d'obtenir un signal à 6.834 GHz sur la voie du Raman et 6.6 GHz sur la voie du repompeur. La stabilité de cette chaîne a été quantifiée dans les références [20, 21].

Pour le potassium, une première partie permet d'obtenir les 460 MHz requis pour le modulateur de phase du laser accordé sur la transition D1, en mixant 400 MHz issu du quartz et 60 MHz issu d'une DDS (AD9959). Cette DDS génère également deux autres fréquences, une première à 115 MHz pour la voie du repompeur, et une deuxième à 85 MHz pour le Raman.

La fréquence à 115 MHz est simplement doublée afin d'obtenir 230 MHz. Sur la voie du Raman, le signal à 85 MHz est doublé puis mixé avec une fréquence à 60 MHz, générée par un générateur de fonctions (Agilent 33250A), ajouté pour réaliser des rampes de fréquence. Enfin, les deux signaux à 230 MHz sont combinés, amplifiés puis envoyés dans un MAO double passage permettant d'obtenir la fréquence optique décalée de 460 MHz.

2.3 Chambre de science

2.3.1 Description de l'enceinte à vide

L'enceinte, décrite en détail dans la référence [22] et représentée figure 2.16, est un "petit rhombicuboctaèdre", c'est-à-dire un solide de 26 faces, dont 18 carrés et 8 triangles. Elle

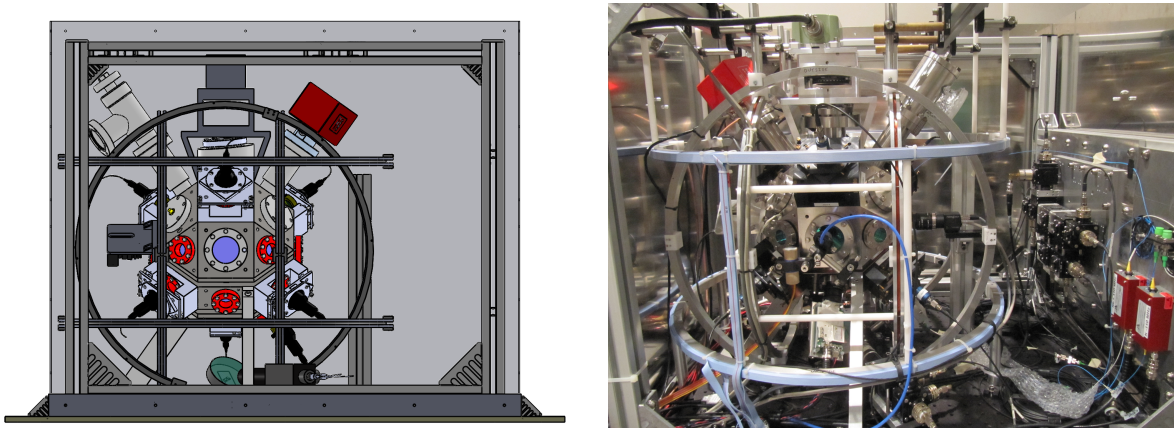


FIGURE 2.16 – Schéma SolidWorks (gauche) et photo (droite) du rack de la chambre de science.

a été réalisée en titane, un matériau usinable, compatible avec l’ultra-vide, amagnétique et résistant aux contraintes thermiques et mécaniques. À l’intérieur, le vide est créé par une pompe NEXTorr de chez SAES Getter, composée d’une pompe getter et d’une pompe ionique. La vapeur de rubidium et de potassium dans l’enceinte à vide est produite et maintenue par des dispensers. Lorsque ceux-ci sont allumés, la pompe nous permet d’atteindre un vide de 1.0×10^{-9} Torr (valeur lue sur l’affichage de la pompe ionique).

Toutes les faces sont utilisées comme accès à l’enceinte à vide, exceptée une qui est exclusivement utilisée par une des fixations des pieds. Deux accès sont réservés aux pompes et deux autres aux dispensers. Dans la configuration initiale, les 19 faces utilisées pour les accès optiques étaient agencées de manière à en avoir six pour les faisceaux du PMO, six pour les faisceaux Raman, quatre pour les faisceaux du piège dipolaire et trois pour les faisceaux pousseurs et la détection (figure 2.17). Elles sont équipées de hublots en BK7 (borosilicates) traités anti-reflet pour les longueurs d’ondes entre 725 et 825 nm et également entre 1530 et 1570 nm sur ceux pour le futur piège dipolaire. Enfin, deux accès ont été initialement prévus comme passages électriques de type SMA pour les antennes micro-ondes.

À la sortie du combineur-séparateur, les six fibres du PMO, contenant les deux fréquences du rubidium et les quatre fréquences du potassium, sont connectées à des collimateurs d’environ 23 mm de diamètre, fixés autours de l’enceinte à vide. La conception et réalisation de ces collimateurs a été effectuée au Syrte (SYstème de Référence Temps-Espace). Les faisceaux collimatés du PMO sont donc envoyés en configuration contra-propageante dans les trois directions de l’espace sur les atomes avec une polarisation circulaire.

La balance du combineur-séparateur, qui règle la puissance envoyée sur les atomes pour chaque faisceau, est commune pour les trois longueurs d’ondes (^{39}K D1, ^{39}K D2 et ^{87}Rb D2). Si ce réglage est quasiment identique pour les deux longueurs d’ondes du potassium, il reste différent pour celle du rubidium, il faut donc trouver un compromis. Le potassium étant l’espèce la plus difficile à traiter, on favorise la balance sur ses longueurs d’ondes. On mesure finalement environ 11 mW (D1) et environ 18.5 mW (D2) en sortie de chaque fibre pour le ^{39}K . Les puissances du ^{87}Rb ont en revanche des valeurs comprises entre 30 et 50 mW, et peuvent avoir un écart de 10 mW pour deux faisceaux d’un même axe. Ce déséquilibre entre les faisceaux du PMO du rubidium a un effet direct sur la température du nuage et crée un échauffement d’environ $3 \mu\text{K}$, ce qui reste raisonnable pour notre application.

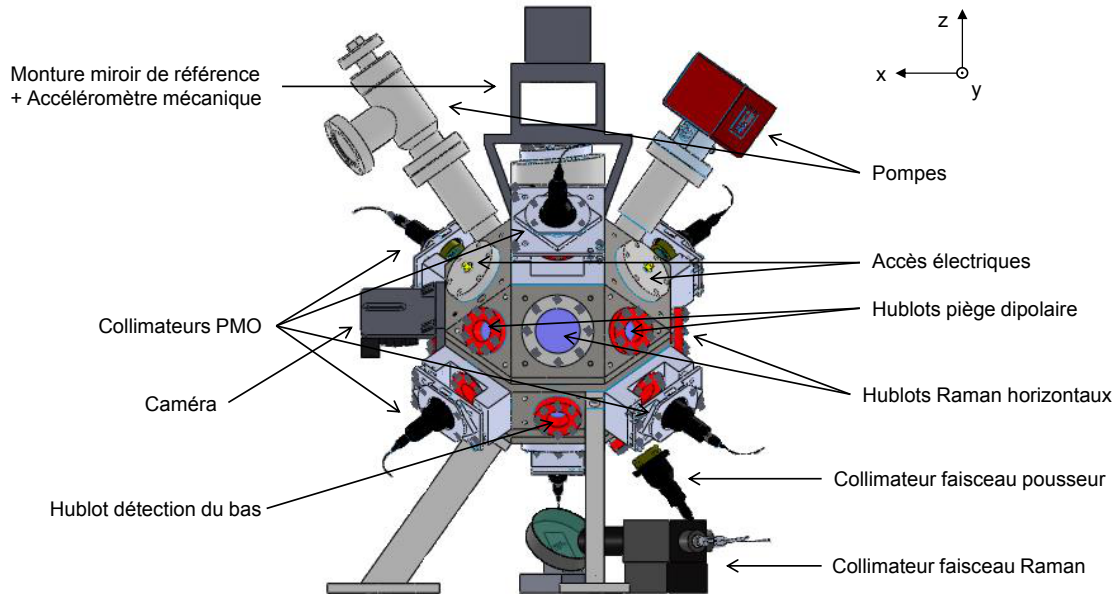


FIGURE 2.17 – Schéma Solidworks de l'enceinte à vide avec une description des accès.

Jusqu'à maintenant, nous avons utilisé de manière non simultanée l'axe vertical et horizontal pour réaliser l'interféromètre, mais un prochain objectif est de mettre en place un accéléromètre 3 axes, avec deux autres faisceaux Raman dans les deux autres directions de l'espace. Cet objectif a été renforcé par la récente collaboration avec l'entreprise IXBlue, spécialisée dans les centrales inertielles, et la création du laboratoire commun IXAtom. En attendant, les axes x et y nous servent d'accès pour d'autres composants puisque les éléments autour de l'enceinte à vide ont quelque peu évolué depuis la configuration initiale. Les accès pour les micro-ondes se sont révélés inefficaces, on a donc ajouté une antenne $\lambda/2$ pour le rubidium en face d'un hublot Raman selon y . Cependant, à long terme, il faudra certainement changer ces passages électriques en accès optiques. Le deuxième hublot sur l'axe y est utilisé par le faisceau pousseur du rubidium. En effet, ne pas avoir à combiner les deux faisceaux pousseurs de manière fibrée à 780 nm permet d'éviter une forte perte de puissance. Enfin, les hublots de l'axe x sont utilisés pour deux caméras. La première permet d'imager le PMO et la seconde est utilisée pour mesurer la température des atomes en se basant sur l'expansion de la taille du nuage lors d'un temps de vol.

Le faisceau Raman, comprenant deux fréquences pour chaque espèce, est envoyé sur les atomes par le collimateur Schäfter Kirchhoff de 19.7 mm de diamètre à l'horizontal et un miroir à 45° suivant l'axe z . En entrée de ce collimateur, la puissance laser est de 315 mW pour le potassium et de 560 mW pour le rubidium. Cependant, nous utilisons le même temps d'impulsion τ pour les deux espèces, ce qui nécessite d'adapter la puissance du rubidium à une valeur du même ordre de grandeur que celle du potassium (environ 300 mW). Le faisceau est rétro-réfléchi sur le miroir de référence, sur lequel est attachée une lame $\lambda/4$, qui permet d'obtenir une polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$. En sortie du collimateur Raman, une lame $\lambda/4$ nous permet également d'avoir une polarisation circulaire afin d'obtenir, en bloquant le miroir rétro-réfléchissant, une configuration co-propageante.

Les vibrations du miroir de référence sont enregistrées par un accéléromètre mécanique afin de réaliser la méthode FRAC développée dans le sous-chapitre 4.3. On a à notre disposi-

tion deux accéléromètres mécaniques, un Colibrys SF1500 et un Nanometrics Titan, dont les caractéristiques sont comparées dans le tableau 2.2. La dynamique et la sensibilité du Titan sont des valeurs réglables respectivement entre $\pm 0.25 g$ et $\pm 4 g$ et entre $80 V/g$ et $5 V/g$. Les valeurs notées dans le Tableau 2.2 sont les valeurs utilisées sur l'expérience. En effet, l'accéléromètre mécanique Colibrys SF1500 est privilégié sur l'expérience pour les mesures dans l'avion car sa bande passante est plus adaptée à l'environnement. Le Titan est réservé pour les mesures au sol dans le laboratoire, c'est pourquoi on peut se permettre d'augmenter la sensibilité au détriment de la dynamique.

Caractéristiques	Colibrys SF1500	Titan	Unités
Dynamique	± 3	± 0.5	g
Sensibilité	~ 1.25	~ 40	V/g
Bande passante	DC à 1500	DC à 430	Hz
Bruit	< 500	10	ng/ $\sqrt{\text{Hz}}$

TABLE 2.2 – Caractéristiques des accéléromètres mécaniques Colibrys SF1500 et Nanometrics Titan.

Enfin, les accès au piège dipolaire ne sont pas encore utilisés, mais ce projet est la prochaine étape sur l'expérience et devrait être mis en place d'ici la fin de l'année. Il nous permettrait, pour la première fois sur ICE, de manipuler des atomes ultra-froids et d'accéder au condensat de Bose-Einstein. Les faibles températures atteintes seront nécessaires pour augmenter le temps d'interrogation en micropesanteur.

2.3.2 Contrôle des champs magnétiques

Les atomes étant particulièrement sensibles au champ magnétique, celui-ci doit être extrêmement bien contrôlé pendant toute la durée de la séquence. Dans un premier temps, le rack de la chambre de science est confiné dans un blindage en mu-métal, représenté figure 2.16. Ainsi, les atomes sont environ 100 fois moins sensibles aux variations externes du champ magnétique ou au champ magnétique terrestre. Cependant, cette configuration n'est pas optimale puisque certains composants à l'intérieur tel que l'accéléromètre Titan ou la pompe ne sont pas amagnétique. Afin de pouvoir travailler dans des conditions de champ magnétique homogène au niveau des atomes, trois paires de bobines de compensation, une paire pour chaque axe, ont été mises en place autour de l'enceinte à vide. De plus, une paire de bobine en configuration anti-Helmholtz, superposée à la paire de compensation en z, nous permet de compenser le gradient statique généré par ces sources. Une paire de bobine en configuration anti-Helmholtz a été prévu lors de la conception de l'enceinte à vide pour réaliser le PMO. Elle crée un gradient d'environ 12 Gauss/cm pour un courant de $I = 5A$. Toutes les caractéristiques des bobines ont été répertoriées dans le tableau 2.3

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

TABLE 2.3 – Caractéristiques des bobines du PMO et de compensation.

Enfin, après la mélasse, nous avons besoin d'un biais magnétique selon l'axe de l'interféromètre afin de lever la dégénérescence des niveaux hyperfins par effet Zeeman et d'utili-

ser uniquement le sous-état $m_F=0$. Pour le créer, nous utilisons un interrupteur sur une paire de bobines superposée à celle de compensation suivant l'axe de l'interféromètre, c'est-à-dire principalement sur z .

La difficulté vient de la plaque en aluminium sur laquelle repose toute la structure de l'enceinte à vide. En effet, pendant l'interféromètre elle induit de forts courants de Foucault, dûs au fort champ magnétique dans l'enceinte nécessaire pour séparer les sous-états m_F . À long terme la solution adoptée est de changer la plaque en une plaque amagnétique en acier inoxydable. En attendant, un asservissement sur le champ magnétique a été mis en place, pour éviter les potentielles instabilités dépendantes du temps au cours de la séquence. Pour cela, on a placé le magnétomètre "MAG-03MCTPB500 3-axis flux gate sensor" (Bartington Instruments) contre l'enceinte à vide, au plus près des atomes, afin d'enregistrer la valeur et les fluctuations du champ magnétique. Ce magnétomètre est caractérisé par une bande passante DC - 3 kHz, une sensibilité de 2 V/G et une dynamique de 5 G. La rétro-action est ensuite appliquée sur une alimentation qui contrôle le courant dans les bobines de compensation selon z .

Par la suite, nous verrons que la préparation des atomes dans le sous-état $m_F=0$ nous permet actuellement de travailler avec un biais faible, de l'ordre de 0.15 Gauss.

2.3.3 Détection

Nous détectons sur ICE le nombre d'atomes séquentiellement par fluorescence pour chaque espèce. Pour réaliser cette détection, nous appliquons deux impulsions de $55 \mu s$ selon l'axe z , avec la même lumière que celle utilisée pour les transitions Raman, à résonance avec le niveau fondamental à sonder et le niveau excité correspondant à la plus forte probabilité de transition. La première permet de mesurer le nombre d'atomes dans l'état fondamental $|F = 2\rangle$, la fréquence est donc accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. La deuxième impulsion possède deux fréquences, accordées sur les transitions $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, afin de mesurer le nombre d'atomes total. On choisit ensuite de détecter le signal de fluorescence émis lors de ces impulsions avec le photodétecteur du haut, pour des temps de vols courts ou pour une situation de micropesanteur, ou avec le photodétecteur du bas, généralement utilisé lorsque l'expérience est en configuration gravimètre dans le laboratoire.

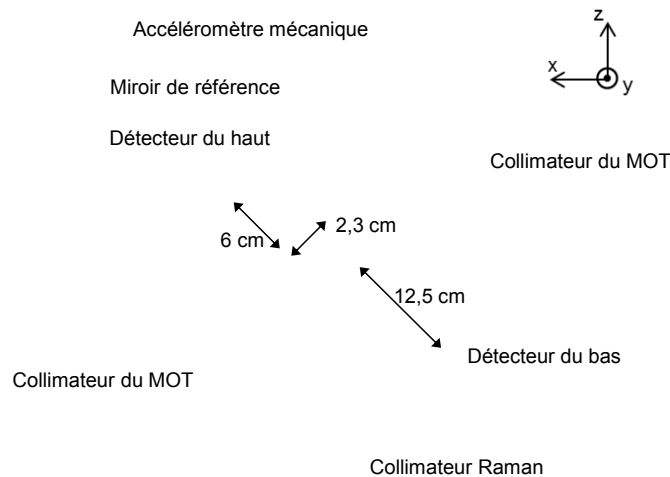


FIGURE 2.18 – Schéma d'un plan en coupe de l'enceinte à vide.

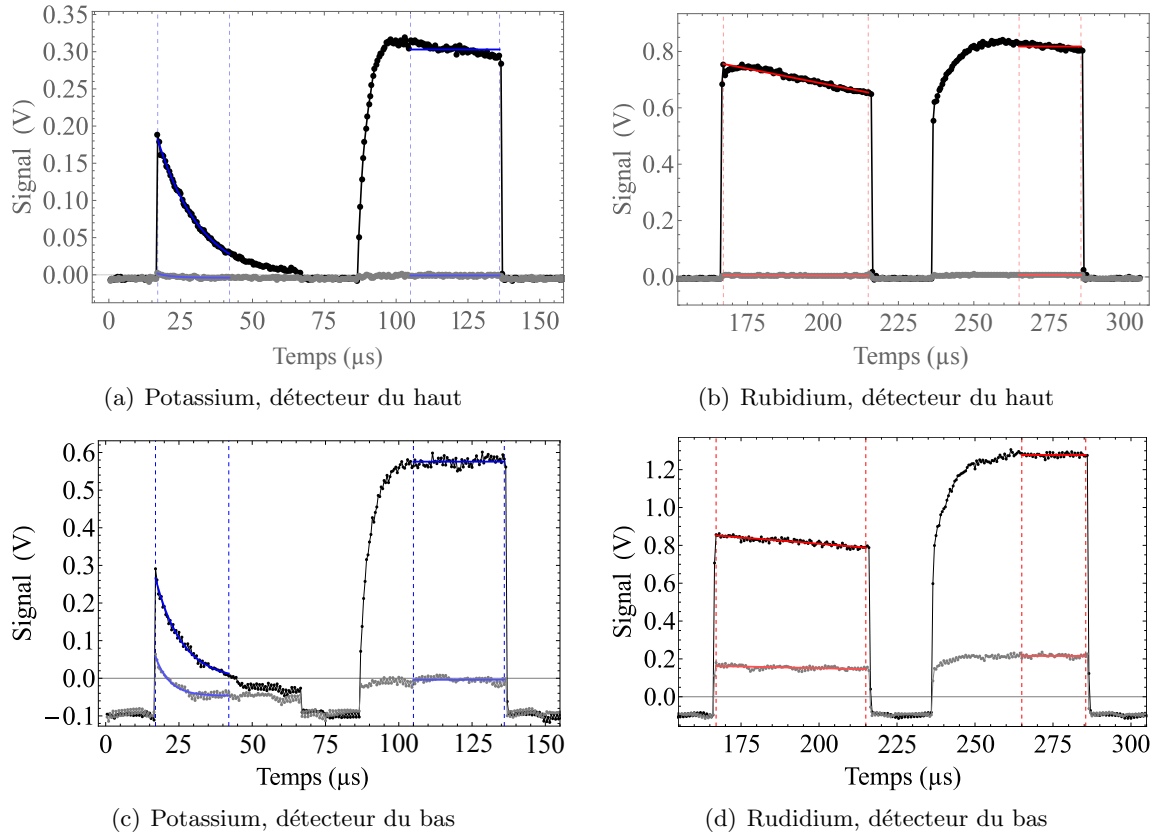


FIGURE 2.19 – Signal de détection enregistré par les photodiodes après une séquence interférométrique avec les bobines du PMO alimentées (courbes noires) et coupées (courbes grises). Sur chaque graphique, le premier signal représente le nombre d’atomes dans l’état $|F = 2\rangle$ et le deuxième représente le nombre d’atomes total. La détection avec le détecteur du haut est appliquée après un temps de vol d’environ 15 ms et une autre séquence est réalisée pour obtenir les signaux de détection avec le détecteur du bas, après un temps de vols d’environ 40 ms.

Le photodétecteur du haut est une photodiode à avalanche Thorlabs APD110A, de 1 mm de diamètre et de bande passante DC - 50 MHz. On peut observer sur le schéma d’une vue en coupe de l’enceinte à vide, figure 2.18, que, comparé aux autres accès optiques, le hublot du détecteur du haut est placé à l’intérieur de l’enceinte, afin de collecter le maximum de photons. Le photodétecteur du bas est également une photodiode à avalanche. On utilise le modèle C12703 de Hamamatsu, de diamètre de 1.5 mm et de bande passante DC - 10 MHz, car il permet de détecter des niveaux de lumière très faibles (630 pW rms) avec un fort gain (100).

Le signal de détection pour chaque atome est représenté sur la figure 2.19. On compare avec ces graphiques le signal de détection après une séquence composée d’un refroidissement et d’une préparation atomique, et d’un interféromètre avec un temps d’interrogation de 0.1 ms. La détection du haut est activée 2 ms après la dernière impulsion de l’interféromètre et celle du bas est activée 40 ms après. Pendant la première séquence de chaque mesure, on enregistre la fluorescence résiduelle, en gris sur la figure 2.19, en désactivant les bobines du PMO. Cette mesure correspond donc à l’interaction entre les lasers et les atomes dans la mélasse optique.

Jusqu’à présent, la méthode utilisée pour extraire l’information de ce signal était d’intégrer

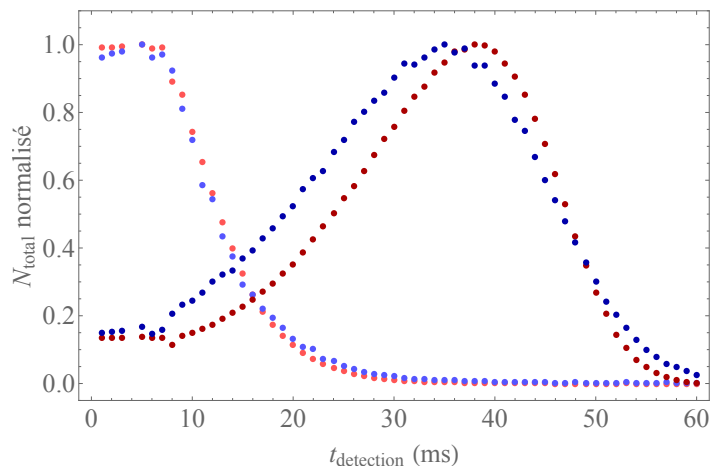


FIGURE 2.20 – Nombre d’atomes de ^{87}Rb (rouge) et de ^{39}K (bleu) total détecté avec le détecteur du haut (couleurs claires) et avec le détecteur du bas (couleurs foncées) en fonction du temps entre le premier pulse Raman et la détection.

la partie sélectionnée, représentée en pointillés sur la figure 2.19, suivant une fonction rectangulaire. Le programme d’acquisition utilisé sur l’expérience, LabVIEW, a récemment été modifié afin d’appliquer un ajustement à la courbe en $Ae^{-\gamma t} + B$ pour le nombre d’atomes dans $|F = 2\rangle$, représenté figure 2.19 et d’en extraire le premier point. Cette technique nous permet d’augmenter significativement notre contraste ainsi que notre rapport signal à bruit (SNR).

On peut maintenant optimiser l’alignement et l’inclinaison de chaque détecteur afin de maximiser les signaux obtenus figure 2.19, pour l’intervalle de temps, entre le début de l’interféromètre et la détection, dans lequel il opère. Pour le détecteur du bas, le temps de vol avant détection doit être le plus long possible, afin de réaliser l’interféromètre avec le plus grand temps d’interrogation possible au sol. Pour l’instant, on constate figure 2.20 qu’il a été optimisé pour être activé 40 ms après le premier pulse Raman, ce qui correspond, en comptant la séquence de préparation, à une chute des atomes d’environ 1.5 cm.

Sur les courbes représentant le nombre d’atomes dans $|F = 2\rangle$ dans la figure 2.19, on constate une décroissance exponentielle, représentative du dépompage des atomes dans le ni-

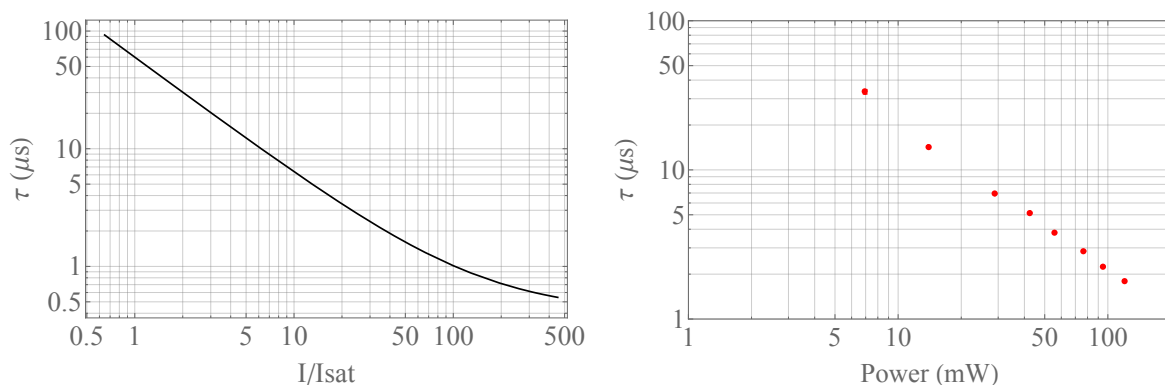


FIGURE 2.21 – Temps caractéristique de dépompage, calculé en fonction de l’intensité I/I_{sat} dans le faisceau de détection (gauche) et mesuré en fonction de la puissance du faisceau de détection (droite). $I_{\text{sat}}=1.75 \text{ mW/cm}^2$.

veau $|F = 1\rangle$. Ce dépompage est fortement accentué sur le signal de détection du potassium, ce qui est dû à la compacité de sa structure atomique. En mesurant les paramètres correspondant à l'ajustement de la courbe, on obtient un temps caractéristique approximatif de $12 \mu\text{s}$. Cette valeur dépend exclusivement du désaccord par rapport à la résonance et de la puissance optique dans les faisceaux de détection. Nous fixons le désaccord à résonance et nous réglons la puissance à 12 mW en entrée de la fibre afin d'adapter le temps caractéristique du dépompage au temps d'échantillonnage, qui est de $0.5 \mu\text{s}$. On représente, figure 2.21, une simulation du profil du temps caractéristique en fonction de l'intensité et une courbe expérimentale du profil du temps caractéristique en fonction de la puissance. La courbe théorique a été obtenue en suivant le modèle simplifié décrit dans la thèse de Vincent Ménoret [21] et en utilisant les données référencées dans [40]. Ce travail n'a pas été réalisé pour la détection du ^{87}Rb car le taux de dépompage étant très faible, il n'est pas limitant par rapport à notre fréquence d'échantillonnage.

Enfin, le signal de détection S_{total} nous permet de connaître une estimation du nombre d'atomes dans notre nuage après différentes étapes. Pour cela, on considère l'équation :

$$N_{\text{atomes}} = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{E_\gamma \gamma_{\text{diff}} G_t R} S_{\text{total}}(V) \quad (2.1)$$

où 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, dont le calcul est détaillé dans [47, 21].

On applique les paramètres du photodétecteur du haut, c'est-à-dire $\Omega=0.098 \text{ rad}$, $G_t = 10^5 \text{ V/A}$ et $R = 26.5 \text{ A/W}$, et du faisceau de détection à l'équation 2.1, en considérant que l'aire du nuage sur le détecteur après l'étape de refroidissement sub-Doppler est deux fois plus large que celle du détecteur. On trouve finalement le facteur de conversion $N_{\text{atomes}}^{87\text{Rb}} \sim (4.5 \pm 1.0) \cdot 10^7 S_{\text{total}}^{87\text{Rb}}$ 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

On a vu à travers ce chapitre les différentes technologies mises en place afin d'adapter ICE aux conditions difficiles des vols paraboliques. On a pu constater l'évolution de la source laser qui a permis dans un premier temps la réalisation du premier interféromètre double espèce de l'expérience, mais également l'amélioration de sa compacité et de sa stabilité, notamment avec les systèmes d'asservissement et avec les boîtiers des diodes lasers asservis en température. Enfin, avec l'installation du laser fibré et compact sur la transition D1 du potassium pour la mélasse grise, nous avons pu augmenter les performance de refroidissement et améliorer la séquence de préparation des atomes, ce qui a eu un impact considérable sur le contraste et le SNR de notre interféromètre potassium. Ces résultats seront approfondis dans le chapitre 3.

Au niveau de la chambre de science, nous sommes désormais moins dépendants des fluctuations du champ magnétique grâce à la mise en place du contrôle du courant dans les bobines et à l'ajout du gradient pour compenser les courants de Foucault. Parallèlement, un deuxième photodétecteur (photodétecteur du bas) a été rapidement nécessaire dans l'optique d'augmenter le temps d'interrogation de l'interféromètre au sol. Son installation, son optimisation et la nouvelle méthode employée pour en extraire l'information nous permettent désormais de réaliser notre interféromètre double-espèce avec un temps d'interrogation de

18 ms, dont les franges ont un contraste supérieur à 10% pour les deux espèces. Ces résultats seront présentés dans le chapitre 4.

Pour le futur, plusieurs projets sont en cours au niveau de l'évolution du dispositif expérimental. Dans un premier temps, un piège dipolaire sera mis en place dans le courant de l'année, ce qui permettra de travailler avec des atomes ultra-froids et d'augmenter significativement le temps d'interrogation en micro-pesanteur. À plus long terme, les tests ont déjà commencé pour réaliser une source entièrement fibrée et remplacer le banc espace libre. Enfin, nous devrions prochainement recevoir un simulateur 0g dans le laboratoire, ce qui permettra d'accéder à 0.5 s de micropesanteur, qui pourront être répétées 6 fois par minute. La mise en place de ce simulateur dans le laboratoire présentera le confort non négligeable d'avoir accès à tout moment à la micropesanteur sans avoir à déplacer l'expérience où à attendre une campagne de vol pour avoir des résultats. Cependant les vols paraboliques dans l'avion ZERO-G restent indispensables afin de tester l'aspect embarqué de l'expérience, nécessaire aux missions spatiales.

Chapitre 3

Source atomique de potassium cohérente pour l'interférométrie

Le potassium est une espèce atomique difficile à refroidir et à manipuler à cause de sa structure atomique. Cependant, grâce à différentes astuces et nouvelles techniques, nous sommes maintenant en mesure de nous adapter à cette structure et à ses limites. Dans ce chapitre, la première partie est consacrée à la présentation des mécanismes de refroidissement sub-Doppler par mélasse rouge sur la transition D2 et par mélasse grise sur la transition D1, et à une comparaison sur leurs efficacités respectives. Dans une deuxième partie, nous définirons une nouvelle séquence qui permet de transférer la majeure partie des atomes dans l'état insensible au champ magnétique $m_F = 0$, afin de les préparer pour l'interféromètre. Enfin, nous mettrons en valeur l'évolution des résultats sur le ^{39}K par la mesure de la température du nuage, par la mesure des populations et par la réalisation d'un interféromètre atomique.

3.1 Refroidissement du ^{39}K

3.1.1 Refroidissement par mélasse rouge

La première étape de la séquence permettant de réaliser un interféromètre atomique est le refroidissement des atomes. Elle est composée dans un premier temps d'un piège magnéto-optique (PMO), dans lequel les atomes sont chargés et refroidis à une température proche de la température Doppler, puis d'une mélasse optique pour que ces atomes puissent atteindre une température sub-Doppler.

L'efficacité du PMO repose sur l'existence d'une transition cyclante entre le niveau fondamental et excité. Si la structure hyperfine du niveau excité est suffisamment large, il suffit d'appliquer un faisceau laser, que l'on nomme "Refroidisseur", accordé sur une transition composée de deux niveaux isolés. Pour les alcalins tels que le rubidium ou le césium, le Refroidisseur est accordé sur $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, mais il existe une probabilité non nulle pour que certains atomes peuplent $|F' = 2\rangle$ et se dés excitent dans $|F = 1\rangle$. Afin de les ré-injecter dans la transition cyclante, on ajoute la fréquence "Repompeur", accordée sur $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

On obtient ensuite des températures sub-Doppler avec une mélasse optique en éteignant le courant dans les bobines du PMO, en diminuant l'intensité des lasers et en augmentant le désaccord de leurs fréquences vers le rouge [48, 49].

Pour le ^{39}K , ces techniques de refroidissement sont compliquées à mettre en œuvre, puisque sa structure atomique est particulièrement compacte, comme on peut le constater figure 3.1.

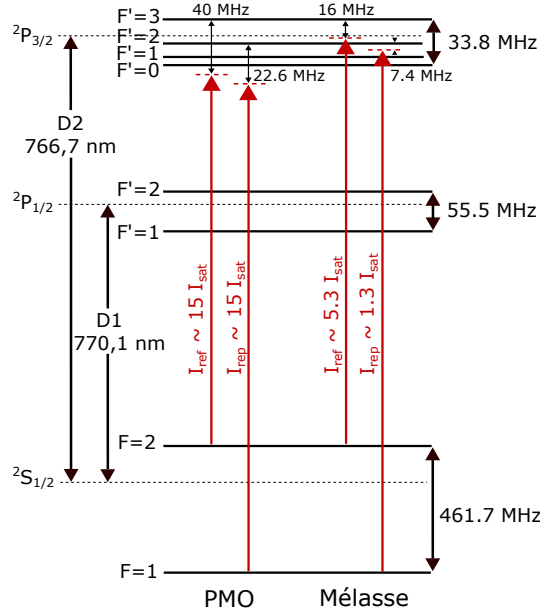


FIGURE 3.1 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{39}K avec les transitions utilisées pendant le PMO et la mélasse rouge sur ICE. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux.

Il est en effet difficile de définir une transition cyclante lorsque seulement 33 MHz séparent $|F' = 0\rangle$ et $|F' = 3\rangle$ dans l'état excité. De plus, lors de la mélasse optique, si on augmentait le désaccord de la fréquence du Refroidisseur vers le rouge, celle-ci passerait par les autres résonances, ce qui empêcherait le refroidissement sub-Doppler.

En 2011, deux groupes de recherche ont publié des températures sub-Doppler de $34 \mu\text{K}$ [50] et $25 \mu\text{K}$ [51] sur la raie D2 du ^{39}K . Leur stratégie consiste dans un premier temps à désaccorder les lasers dans le rouge pour l'ensemble des niveaux hyperfins de l'état excité [52], avec une forte intensité, du même ordre de grandeur pour les deux fréquences. Cette technique permet de capturer beaucoup d'atomes, mais avec une température élevée. Au début de la mélasse, le désaccord du Refroidisseur et l'intensité du Repompeur sont diminués, afin d'atteindre la température Doppler. La méthode de l'équipe italienne [51] repose ensuite sur une augmentation du désaccord et une diminution de l'intensité du Refroidisseur pendant 10 ms, tandis que l'équipe indienne [50] conserve les mêmes valeurs pendant la durée de la mélasse, qui est de 2 ms. Dans ces conditions, le nom de Refroidisseur ou de Repompeur perd son sens et est utilisé dans ce contexte uniquement pour différencier la fréquence basée sur $|F = 2\rangle$ de celle basée sur $|F = 1\rangle$.

La séquence établie sur ICE pour refroidir les atomes de ^{39}K en s'accordant uniquement sur la D2 est basée sur ces méthodes. Les paramètres ont été adaptés à l'expérience afin d'optimiser la température et le nombre d'atomes, et sont représentés figure 3.1. En particulier, les désaccords sont choisis pendant chaque phase en accord avec les profils de force de refroidissement calculés par l'équipe italienne [51] pour chaque région définie figure 3.2.

Le chargement du PMO dure 500 ms, pendant lesquelles les paramètres sont fixés à des valeurs constantes. La fréquence du Refroidisseur est désaccordée de 40 MHz par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, et celle du 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 [40]. On observe sur le schéma 3.1 que la contribution du Refroidisseur et du Repompeur à

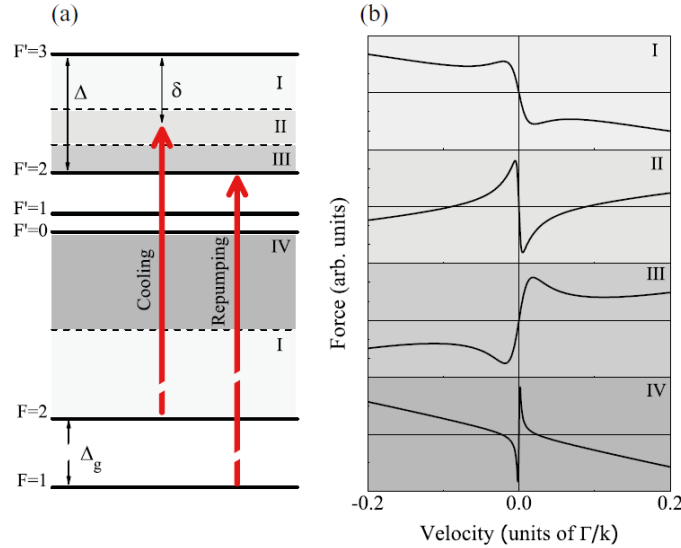


FIGURE 3.2 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{39}K , avec différentes régions pour le désaccord du Refroidisseur (a) et force de refroidissement calculée par l'équipe italienne en fonction de la vitesse pour chaque région (b). Image issue de [51].

cette valeur est similaire.

Ensuite, lors des 5 ms composant la phase de 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 le désaccord du Repompeur est de 7.4 MHz pour une intensité sur les atomes de $1.3 I_{\text{sat}}$.

On constate donc que le désaccord sélectionné pour le Refroidisseur pendant l'étape du PMO correspond à la région IV du schéma 3.2, qui semble favorable au chargement des atomes et au refroidissement Doppler, tandis que le désaccord durant la mélasse se rapproche de la région II, permettant un refroidissement sub-Doppler.

Étant donné que l'expérience possède deux moyens de détection (photodétecteurs et caméras), nous pouvons accéder à une estimation de la température des atomes de deux manières différentes.

Une première technique consiste à prendre une image du nuage par fluorescence, pendant $50 \mu\text{s}$, à différents temps de vol avec la caméra CCD (voir figure 3.3 à gauche). On a alors accès à son extension spatiale au cours du temps. Pour chaque image, le profil est ajusté par une gaussienne selon x et y , ce qui nous permet d'extraire l'écart-type $\sigma_x(t)$ (voir figure 3.3

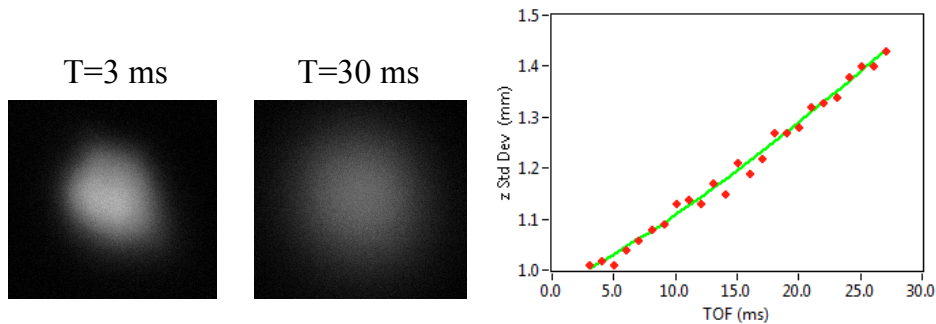


FIGURE 3.3 – Gauche : Image du nuage après un temps de vol de 3 ms, puis après un temps de vol de 30 ms. Droite : Écart-type issue de l'ajustement par une gaussienne du nuage en fonction du temps de vol.

à droite). Afin d'obtenir la température en fonction du temps de vol, on applique ensuite l'équation 3.1,

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

où σ_v est l'écart-type de la gaussienne ajustée à la distribution en vitesse, σ_x l'écart-type de la gaussienne ajustée à la distribution en position, k_B la constante de Boltzmann, T_{at} la température, M la masse de l'atome et t le temps de vol.

Nous pouvons également calculer cette température en balayant la distribution en vitesse avec une transition Raman contra-propageante, qui a la propriété d'être sélective en vitesse, comme précisé dans le sous-chapitre 1.1. La probabilité de transition résultante est donc le produit de convolution entre la distribution en vitesse du nuage et la transformée de Fourier de l'impulsion Raman τ_π , représentée par la contribution co-propageante. On définit l'écart-type de l'ajustement gaussien à la distribution en fréquence, représenté figure 3.4, $\sigma_\delta^2 = (k_{\text{eff}} \sigma_v)^2 + \sigma_{\text{co}}^2$, où k_{eff} est le vecteur d'onde défini dans le sous-chapitre 1.1, 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 :

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

qui nous permet également une estimation de la température.

La comparaison entre ces deux techniques de mesure est difficile puisque avec la première, la détection est appliquée directement après le PMO ou la mélasse, tandis que la deuxième nécessite obligatoirement la préparation d'état avant l'application de l'impulsion Raman et de la détection, qui peut avoir pour effet de chauffer légèrement notre échantillon. Nous les utilisons donc de manière complémentaire afin de confirmer l'ordre de grandeur mesuré.

En appliquant ces techniques de mesure de température et le calcul du nombre d'atomes vu dans le chapitre 1, on obtient, après un chargement de 0.5 s dans le PMO et un refroidissement sub-Doppler par mélasse rouge, une température de $12 \pm 2 \mu\text{K}$ avec la méthode par temps de vol et de $16 \pm 1.0 \mu\text{K}$ avec le spectre Raman, dans un nuage composé d'environ $(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^7$ atomes.

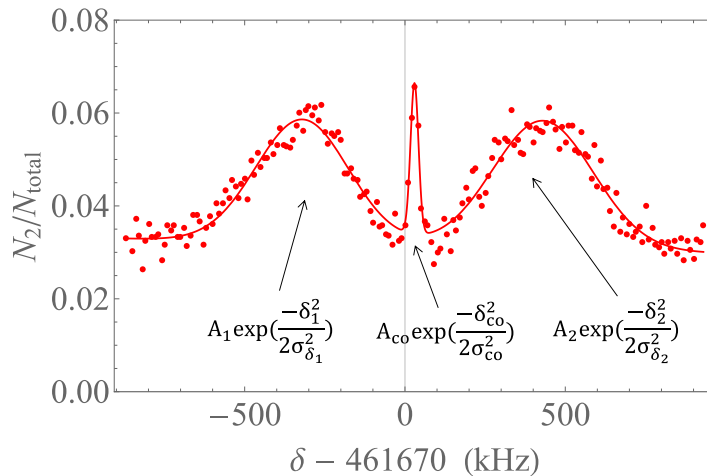


FIGURE 3.4 – Spectre d'une impulsion Raman $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$ contra-propageante pour un état Zeeman atomique $m_F = 0$. Les atomes de ^{39}K sont capturés et refroidis sur la transition D2 avec un PMO de 0.5 s et une mélasse de 5 ms.

3.1.2 Étude théorique simplifiée du refroidissement par mélasse grise

La mélasse grise est une technique de refroidissement sub-Doppler qui commence à être utilisée dans les années 90 sur les atomes de rubidium ou de césium [53]. Cependant, ce n'est qu'à partir de 2012 que l'intérêt porté à cette méthode prend de l'ampleur, lorsque celle-ci est étendue aux atomes dont la compacité de la structure hyperfine limite l'efficacité du refroidissement par effet Sisyphes dans le rouge d'une transition $|F\rangle \rightarrow |F' = F + 1\rangle$. On a pu alors constater à travers plusieurs expériences que la mélasse grise est particulièrement adaptée aux atomes de ^6Li [54, 55], ^7Li [56], ^{40}K [57, 55] et de ^{39}K [58, 45].

Le principe de la mélasse grise repose sur l'association de l'effet Sisyphes et du piégeage cohérent de population sélectif en vitesse appliqué à une configuration possédant des états non couplés à la lumière. Afin de décrire son fonctionnement, nous utilisons le modèle simple d'un atome à trois niveaux ($|f_1\rangle, |f_2\rangle, |e\rangle$), représenté figure 3.5, en suivant le raisonnement des références [59, 60, 61].

On considère deux ondes laser contra-propageantes selon z , déphasées de ϕ , dont la combinaison linéaire de polarisation $\sigma_+ - \sigma_-$ permet une modulation spatiale des intensités. Pour chaque onde, on définit le désaccord $\Delta_i = \omega_i - \omega_{0i}$, où ω_i correspond à la pulsation de l'onde i et ω_{0i} à la pulsation de la transition $|f_i\rangle \rightarrow |e\rangle$, et la pulsation de Rabi, dépendante de z :

$$\Omega_1(z) = \Omega_1 \cos(kz + \phi) \quad \text{et} \quad \Omega_2(z) = \Omega_2 \cos(kz) \quad (3.3)$$

On suppose dans un premier temps que l'atome a une vitesse nulle. On définit le système par l'hamiltonien atomique H_A et le couplage atome - laser V_{AL} dans le référentiel tournant, en appliquant la transformation unitaire $T(t) = e^{-i(\omega_1 t |f_1\rangle\langle f_1| + \omega_2 t |f_2\rangle\langle f_2|)}$. On obtient alors

$$H_A = \hbar\Delta_1 |f_1\rangle\langle f_1| + \hbar\Delta_2 |f_2\rangle\langle f_2| \quad (3.4)$$

et

$$V_{AL}(z) = \frac{\hbar\Omega_1}{2} \cos(kz + \phi) |e\rangle\langle f_1| + \frac{\hbar\Omega_2}{2} \cos(kz) |e\rangle\langle f_2| + h.c. \quad (3.5)$$

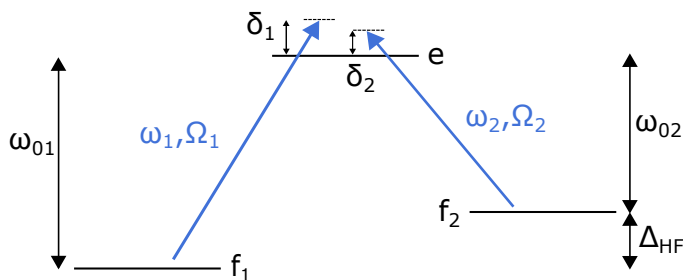


FIGURE 3.5 – Système atomique à trois niveaux.

On peut ensuite exprimer l'évolution du système par les équations de Bloch optiques :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[H_A + V_{AL}, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{em.sp.} \Rightarrow \begin{cases} \dot{\rho}_{ee} = -i\frac{\Omega_1(z)}{2}(\rho_{1e} - \rho_{e1}) - i\frac{\Omega_2(z)}{2}(\rho_{2e} - \rho_{e2}) - \Gamma\rho_{ee} \\ \dot{\rho}_{e1} = (i\Delta_1 + \frac{\Gamma}{2})\rho_{e1} + \frac{i\Omega_1(z)}{2}(\rho_{ee} - \rho_{11}) - \frac{i\Omega_2(z)}{2}\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{e2} = (i\Delta_2 + \frac{\Gamma}{2})\rho_{e2} + \frac{i\Omega_2(z)}{2}(\rho_{ee} - \rho_{22}) - \frac{i\Omega_1(z)}{2}\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{1e} = -(i\Delta_1 + \frac{\Gamma}{2})\rho_{1e} - \frac{i\Omega_1(z)}{2}(\rho_{ee} - \rho_{11}) + \frac{i\Omega_2(z)}{2}\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{11} = \frac{i\Omega_1(z)}{2}(\rho_{1e} - \rho_{e1}) + \Gamma_1\rho_{ee} \\ \dot{\rho}_{12} = i(\Delta_2 - \Delta_1)\rho_{12} - \frac{i\Omega_1(z)}{2}\rho_{e2} + i\frac{i\Omega_2(z)}{2}\rho_{1e} \\ \dot{\rho}_{2e} = -(i\Delta_2 + \frac{\Gamma}{2})\rho_{2e} - \frac{i\Omega_2(z)}{2}(\rho_{ee} - \rho_{22}) + \frac{i\Omega_1(z)}{2}\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{21} = -i(\Delta_2 - \Delta_1)\rho_{21} + \frac{i\Omega_1(z)}{2}\rho_{2e} - i\frac{i\Omega_2(z)}{2}\rho_{e1} \\ \dot{\rho}_{22} = \frac{i\Omega_2(z)}{2}(\rho_{2e} - \rho_{e2}) + \Gamma_2\rho_{ee} \end{cases} \quad (3.6)$$

où $\rho = \sum_{m,n} |m\rangle\langle n|$ est la matrice densité, dans laquelle les composants $\rho_{m,n} = |m\rangle\langle n|$ expriment la cohérence lorsque $m \neq n$, et la population lorsque $m = n$, $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ est la largeur naturelle de $|e\rangle$ et Γ_i le taux d'émission spontanée de $|e\rangle$ vers $|f_i\rangle$ pour $i = 1, 2$.

Il existe dans ce système une combinaison linéaire de $|f_1\rangle$ et $|f_2\rangle$ qui correspond à un état non couplé à $|e\rangle$:

$$|\Psi_{NC}\rangle = \frac{\Omega_2 \cos(kz)|f_1\rangle - \Omega_1 \cos(kz + \phi)|f_2\rangle}{\sqrt{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}} \quad (3.7)$$

En appliquant la matrice densité de 3.7, $\rho_{NC} = |\Psi_{NC}\rangle\langle\Psi_{NC}|$, à 3.6, on obtient :

$$\dot{\rho}_{NC} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i(\Delta_2 - \Delta_1)\frac{\Omega_1(z)\Omega_2(z)}{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2} \\ 0 & (\Delta_2 - \Delta_1)\frac{\Omega_1(z)\Omega_2(z)}{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

On constate alors que ρ_{NC} est une solution stationnaire dans le cas où $\Delta_2 - \Delta_1 = 0$. C'est-à-dire qu'à la condition de résonance Raman, le système présente un état noir dans lequel les atomes possédant une vitesse nulle sont piégés.

On suppose maintenant que l'atome possède une certaine vitesse $v = z/t$. Pour la suite, on se place dans la base $\{|e\rangle, |\Psi_C\rangle, |\Psi_{NC}\rangle\}$, dans laquelle on introduit l'état couplé $|\Psi_C\rangle$:

$$\begin{cases} |\Psi_C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}} \times (\Omega_1(z)|f_1\rangle + \Omega_2(z)|f_2\rangle) \\ |\Psi_{NC}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}} \times (\Omega_2(z)|f_1\rangle - \Omega_1(z)|f_2\rangle) \end{cases}. \quad (3.9)$$

Ce système fait apparaître un nouvel Hamiltonien, $V_{mot} = -i\hbar\langle\Psi_C|\frac{d}{dt}|\Psi_{NC}\rangle$, qui prend en compte les termes de couplage motionnel [60]. En définissant une variable $A(z)$ dépendante de z qui vérifie les équations 3.10 :

$$\begin{cases} \frac{d}{dz}(|\Psi_C\rangle) = A(z)|\Psi_{NC}\rangle \\ \frac{d}{dz}(|\Psi_{NC}\rangle) = -A(z)|\Psi_C\rangle \end{cases}. \quad (3.10)$$

On peut alors écrire :

$$V_{mot} = -i\hbar v \langle\Psi_C|(\frac{d}{dz}|\Psi_{NC}\rangle) = i\hbar v A(z), \quad (3.11)$$

où $A(z) = k \sin(\phi) \frac{\Omega_1(z)\Omega_2(z)}{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}$ [61]. La vitesse de l'atome v induit donc un nouveau couplage qui permet un transfert de l'état non couplé à l'état couplé. Le taux de couplage entre ces

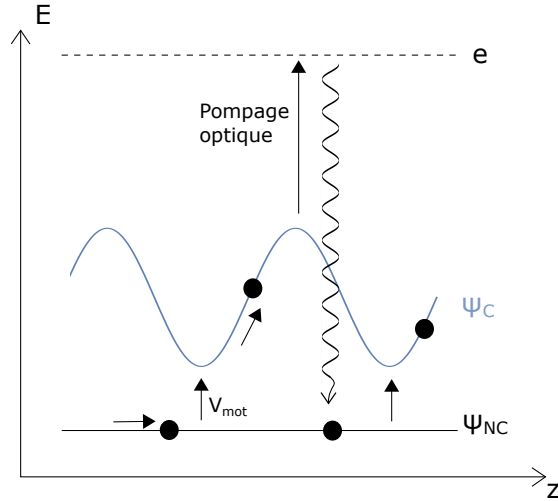


FIGURE 3.6 – Schéma du mécanisme de la mélasse grise.

deux états est d'autant plus fort que la vitesse est grande.

La modulation des intensités évoquée précédemment engendre un déplacement lumineux ΔE de l'état couplé, également modulé spatialement. Afin de générer un refroidissement Sisyphe, ce déplacement lumineux doit être positif. Ainsi, comme on peut le constater figure 3.6, on minimise ΔE au niveau des creux de la modulation. L'équation 3.12 montre que cette condition sur le déplacement lumineux implique un désaccord laser $\delta = \Delta_1 = \Delta_2$ positif, c'est-à-dire vers le bleu,

$$\Delta E = \hbar\delta \frac{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}{4\delta^2 + \Gamma^2} \quad \text{et} \quad \gamma = \Gamma \frac{\Omega_1(z)^2 + \Omega_2(z)^2}{4\delta^2 + \Gamma^2}. \quad (3.12)$$

La lumière laser induit également des processus de pompage optique. Les atomes dans l'état couplé auront alors tendance à être transférés et à s'accumuler dans l'état non couplé. Le taux de transfert par pompage optique γ , noté équation 3.12, est également modulé dans l'espace puisqu'il dépend des fréquences de Rabi.

On a maintenant tous les éléments pour décrire le cycle réalisé par l'atome dans un processus de mélasse grise, représenté figure 3.6. On considère l'atome initialement dans l'état non couplé. Lorsque la différence en énergie entre l'état couplé et non couplé est minimale, la probabilité que l'atome soit transféré dans l'état couplé par couplage motionnel est maximal. Une fois dans l'état couplé, il monte la colline de potentiel jusqu'à entrer dans un cycle de pompage optique qui le ramène dans l'état non couplé. Ce processus correspond donc effectivement à un mécanisme de refroidissement Sisyphe, dans lequel l'atome perd plus d'énergie qu'il n'en acquiert, si les conditions $\Delta_1 = \Delta_2$ et $\delta > 0$ sont vérifiées.

3.1.3 Étude expérimentale du refroidissement par mélasse grise

Sur ICE, nous avons appliqué la mélasse grise sur le ^{39}K pour remplacer le processus de refroidissement par mélasse rouge dont l'efficacité reste limitée, comme on l'a vu dans la partie 3.1.1. Pour cela, nous avons ajouté un laser à 770 nm accordé sur la transition D1 de la structure atomique du ^{39}K , dont l'architecture est détaillée dans le sous-chapitre 2.2. En effet, la mélasse grise n'est efficace que sur une transition de type $|F\rangle \rightarrow |F' = F\rangle$ ou $|F\rangle \rightarrow |F' = F - 1\rangle$, or le niveau $^2\text{P}_{1/2}$, séparé en deux niveaux hyperfins $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$

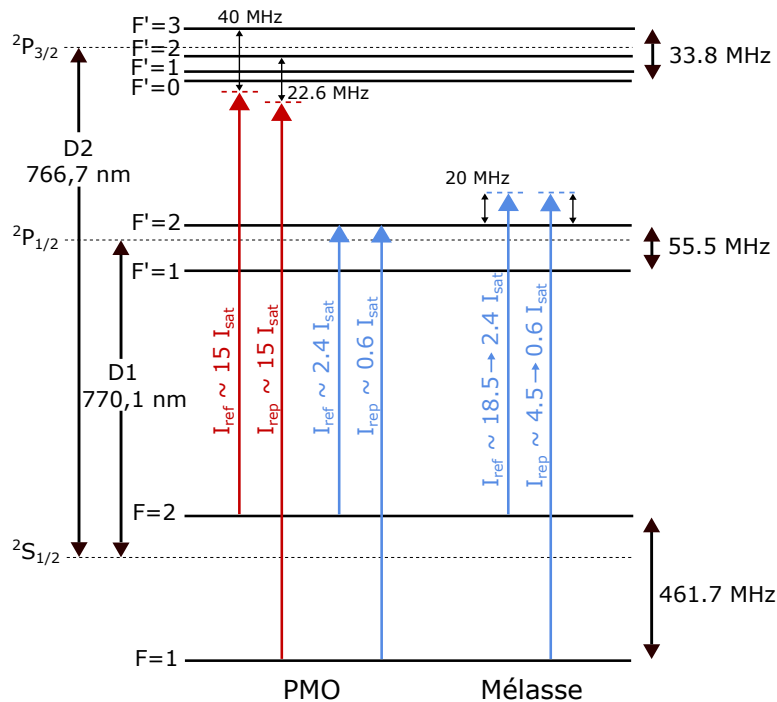


FIGURE 3.7 – Structure hyperfine des transitions D1 et D2 du ^{39}K avec les transitions utilisées pendant le PMO et la mélasse grise. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux.

[40], permet de s'accorder dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sans interférer avec d'autres niveaux hyperfins. Ce laser accordé sur la D1 est envoyé sur les atomes avec les collimateurs utilisés pour le PMO, ce qui implique une polarisation $\sigma_+ - \sigma_-$ des faisceaux contra-propageants.

Nous verrons dans cette partie que, malgré le fait que la plupart des résultats soient cohérents avec le modèle présenté précédemment, celui-ci ne suffit pas à décrire complètement le système.

Nous avons dans un premier temps optimisé la séquence de refroidissement en injectant de la lumière à 770 nm, comme il est représenté sur la figure 3.7, dans le faisceau à 767 nm durant les 0.5 s de chargement du PMO¹. Ensuite, on coupe les bobines, on éteint la lumière du laser accordé sur la D2 et on applique la mélasse grise, dont la durée est optimisée à 7 ms. On étudie maintenant les paramètres du laser D1 afin de réduire au minimum la température en sortie de la mélasse. Pour cela, nous utilisons la technique de mesure de température par spectre Raman détaillée dans la partie 3.1.1.

Pendant toute la séquence de refroidissement (PMO et mélasse), le ratio entre le refroidisseur et le repompeur de la D1 reste constant, à une valeur de $\frac{I_{\text{rep}}}{I_{\text{ref}}} = 0.2$.

Au début de la mélasse, on applique toute l'intensité laser disponible, c'est-à-dire $I_{\text{tot}} = 23 I_{\text{sat}}$, afin de capturer le maximum d'atomes possible. Ensuite, on diminue la puissance, pendant les 7 ms, jusqu'à la valeur testée figure 3.8, en fixant le désaccord à $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}} = 20$ MHz. On observe sur cette figure que la température varie linéairement avec l'intensité, ce qui est caractéristique d'un refroidissement Sisyphes [49], mais que le nombre d'atomes reste constant.

1. Le laser accordé sur la D1 peut, dans certains cas, permettre d'augmenter le nombre d'atomes capturés lors du PMO [45]. Sur ICE, des études approfondies sont nécessaires afin de déterminer les paramètres optimaux à utiliser.

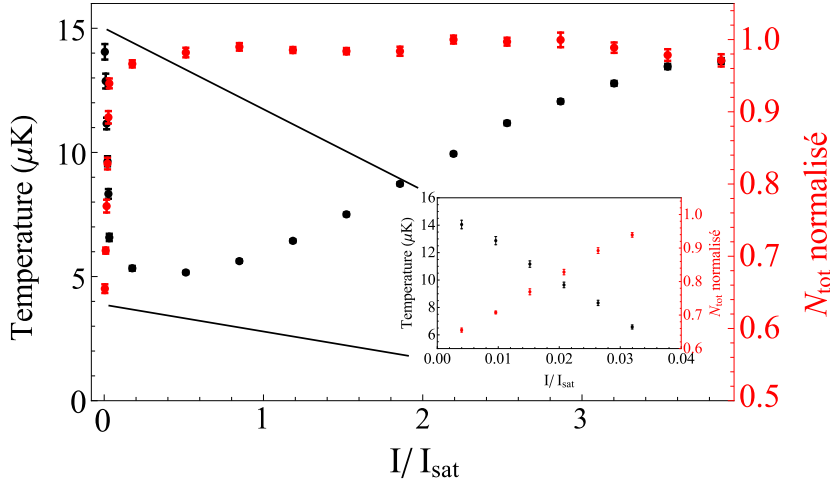


FIGURE 3.8 – Température et nombre d’atomes total normalisé en fonction de l’intensité par faisceau du laser accordé sur la D1.

Cependant, à partir d’une valeur d’intensité trop faible, on constate expérimentalement que la température augmente de nouveau, tandis que le nombre d’atomes diminue considérablement. Sur ICE, la température minimale est de $\sim 5 \mu\text{K}$. Cette valeur, atteinte pour une intensité de $3 I_{\text{sat}}$, correspond à une des plus faibles températures obtenues avec des atomes de ^{39}K sans technique d’évaporation.

On étudie ensuite le profil de la température et du nombre d’atomes en fonction du désaccord du refroidisseur Δ_{ref} par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Pour cela, on se positionne à la condition Raman $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}}$.

Sur le graphique figure 3.9, on observe une première plage de minima en température dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, entre +15 MHz et +40 MHz, ce qui est cohérent avec la théorie du modèle simple à trois niveaux étudiée précédemment. Le profil du nombre d’atomes dans cette plage nous impose tout de même une valeur de désaccord proche de 20 MHz. À résonance, les données ne sont pas représentées car le nombre d’atomes est trop faible, et la température trop élevée pour notre technique de mesure.

Entre les transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$, on constate une deuxième plage de minima en température, correspondant à un mécanisme de refroidissement dans le

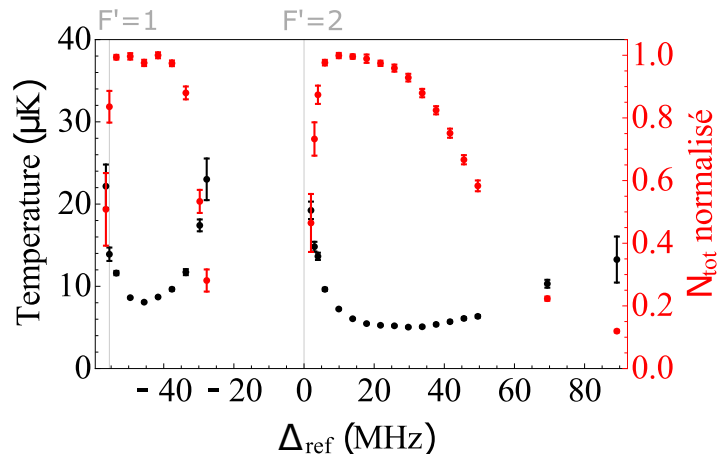
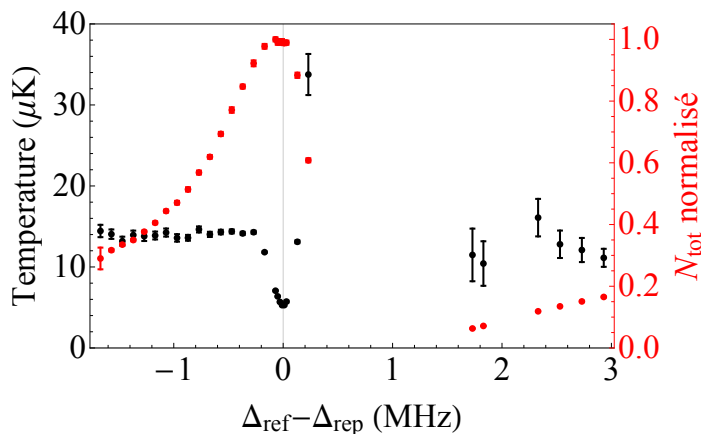


FIGURE 3.9 – Température et nombre d’atomes total normalisé en fonction du désaccord Δ_{ref} .


 FIGURE 3.10 – Température et nombre d’atomes total normalisé en fonction de $\Delta_{\text{ref}} - \Delta_{\text{rep}}$.

bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. Sur ICE, nous avons optimisé les paramètres en favorisant la mélasse grise sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ car la plage de minima est plus large, mais nous pouvons également atteindre environ $5 \mu\text{K}$ en adaptant les paramètres de la D1 pendant la mélasse pour cette gamme de désaccords.

Enfin, la résonance sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ entraîne une nouvelle zone de perte et de chauffage des atomes.

Pour finir, on fixe le désaccord $\Delta_{\text{ref}} = 20 \text{ MHz}$ et on étudie le profil de la température et du nombre d’atomes en fonction du désaccord $\Delta_{\text{ref}} - \Delta_{\text{rep}}$, figure 3.10. Comme prédit dans le modèle simple à trois niveaux, le refroidissement atteint le maximum de son efficacité à la condition Raman, c’est-à-dire lorsque $\Delta_{\text{ref}} - \Delta_{\text{rep}} = 0$.

Cependant, on constate que pour un désaccord négatif, malgré une décroissance rapide du nombre d’atomes, la température reste stabilisée à environ $14 \mu\text{K}$. Pour l’expliquer, on peut considérer une configuration Λ entre les différents états m_F d’une transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$, ce qui correspond au cas particulier du modèle à trois niveaux dans lequel le désaccord entre les deux niveaux fondamentaux du modèle est nul. On peut donc dire que, pour cette plage de données, on observe un phénomène de refroidissement Sisyphes uniquement avec le refroidisseur. Le repompeur n’intervient alors qu’à résonance Raman en ajoutant des états noirs au système.

Sur le graphique figure 3.10, on constate également que le nombre d’atomes diminue et que leur température augmente fortement dans la zone $0 < \Delta_{\text{ref}} - \Delta_{\text{rep}} < 1.6 \text{ MHz}$. Ce phénomène peut être expliqué par le calcul des équations de Bloch optiques appliqué à la population de l’état excité pour le modèle à trois niveaux [62], qui produit un profil de Fano.

En conclusion, la séquence de la mélasse grise dure 7 ms , et est constituée d’une rampe en intensité de 18.5 à $2.4 I_{\text{sat}}$ pour le refroidisseur et de 4.5 à $0.6 I_{\text{sat}}$ pour le repompeur. Les désaccords Δ_{ref} et Δ_{rep} respectent la condition Raman, et sont fixés à environ 20 MHz .

3.1.4 Conclusion sur les méthodes de refroidissement

On a vu à travers ce chapitre deux méthodes de refroidissement du ^{39}K . La première permet d’obtenir le PMO et la mélasse rouge avec un laser accordé sur la transition D2. Afin de réaliser la deuxième méthode, nous avons dû ajouter un deuxième laser au système,

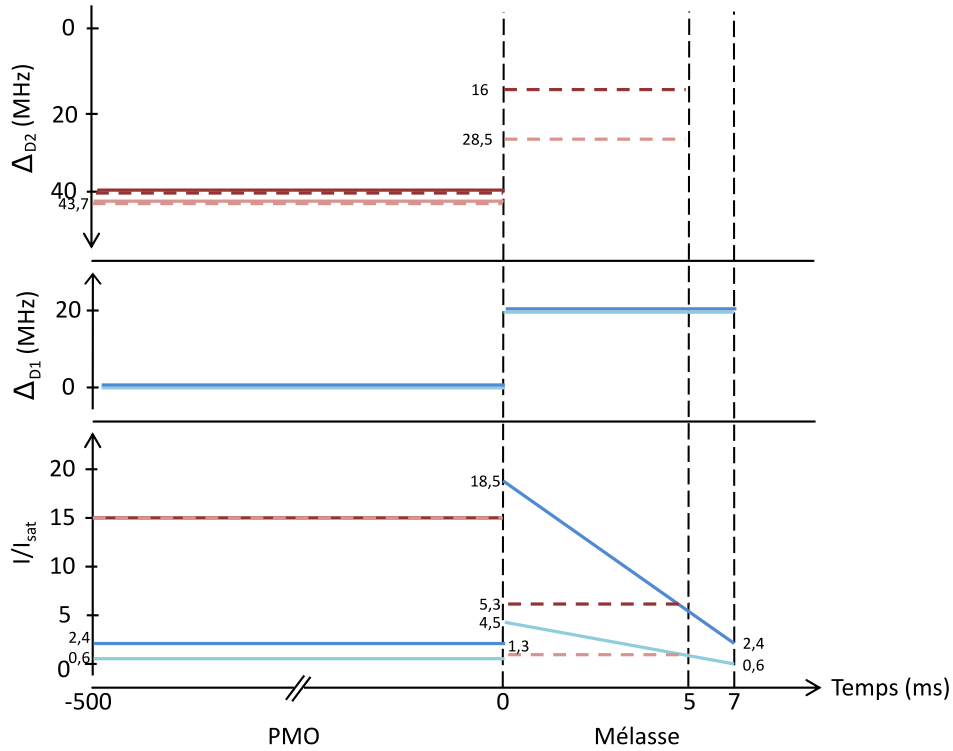


FIGURE 3.11 – Séquences de refroidissement. Pointillés : séquence PMO+mélasse rouge, trait plein : séquence PMO+mélasse grise. Bleu : laser D1, rouge : laser D2. Couleurs claires : repompeur, couleurs foncées : refroidisseur.

accordé sur la transition D1. Les paramètres utilisés dans chaque séquence sont résumés sur le schéma 3.11.

On ajuste par une gaussienne les spectres des faisceaux Raman contra-propageants de l'état Zeeman $m_F = 0$ figure 3.12, obtenus après chaque séquence, afin de connaître la température des nuages. Les deux courbes de cette figure ont été relevées sous les mêmes conditions de détection. En effet, la largeur du pic issue de la contribution co-propageante, identique dans les deux cas, et l'absence de décalage lumineux entre les deux courbes assurent une puissance Raman du même ordre de grandeur. De plus, la superposition des pics issus de la contribution contra-propageante indique la similitude de la durée entre la fin de chaque mélasse et l'impulsion Raman. On observe donc sur cette figure que la largeur des pics issus de la contribution contra-propageante du faisceau Raman est plus grande dans le cas de la séquence avec mélasse rouge, et que son contraste est plus faible. Afin de quantifier ces observations, on compare les valeurs correspondantes dans le tableau 3.1.

	Mélasse Rouge	Mélasse Grise
Transition laser pour le PMO	D2	D2+D1
Transition laser pour la mélasse	D2	D1
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”.

On constate que l'ajout de la mélasse grise, basée sur la transition D1, a permis une capture et un refroidissement du nuage nettement plus efficaces qu'avec la séquence de la mélasse rouge, malgré la complexité du système laser requis.

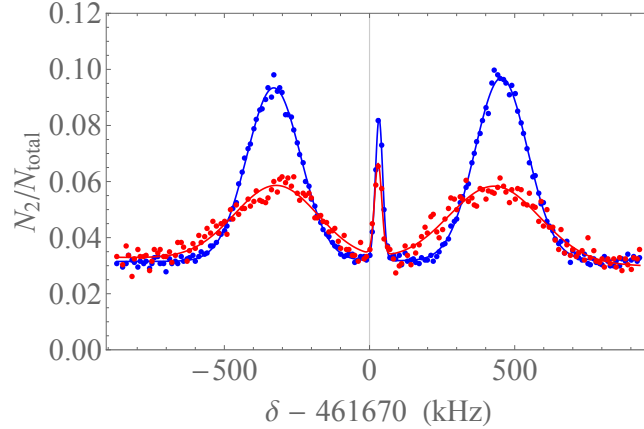


FIGURE 3.12 – Spectre du faisceau Raman potassium en configuration contra-propageante pour un nuage d’atomes refroidi avec la mélasse rouge (rouge) et avec la mélasse grise (bleu). Durée de l’impulsion Raman appliquée : $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$.

3.2 Préparation des atomes de ^{39}K dans l’état insensible au champ magnétique

3.2.1 Description de la séquence de transfert

Après avoir refroidi les atomes de ^{39}K , il faut les préparer pour l’interféromètre atomique. Pour optimiser la cohérence, et donc le contraste des franges, la meilleure solution est de les placer dans un seul état Zeeman avant la première impulsion Raman. Le choix le plus judicieux pour nous consiste à préparer les atomes de chaque espèce dans l’état Zeeman $m_F = 0$, puisque celui-ci est moins sensible au champ magnétique, ce qui permet donc de réduire certains effets systématiques lors de la mesure de l’accélération. Cependant, les états $m_F \pm 1$ peuvent être adaptés pour des expériences visant à mesurer le champ magnétique. Sur ICE, nous avons finalement choisi de préparer les atomes dans l’état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Nous verrons dans le sous-chapitre 4.1 que la façon la plus simple de réaliser cette préparation est d’utiliser une source micro-ondes, de fréquence correspondant à la séparation hyperfine entre les niveaux fondamentaux, et un faisceau pousseur. Cependant, la structure atomique du ^{39}K rend cette solution difficile à mettre en place puisque la fréquence d’horloge, de 461.67 MHz, correspond à une demi-longueur d’onde de $\lambda_K/2 \approx 32 \text{ cm}$ pour un diamètre de l’enceinte à vide d’environ 25 cm.

Avant d’ajouter le laser accordé sur la D1, la méthode utilisée consiste à adapter la fréquence du faisceau pousseur, afin d’obtenir l’équivalent d’un dépompeur, comme on l’a vu dans le chapitre 2, capable de transférer rapidement les atomes dans $|F = 1\rangle$ [22]. Cependant, cette solution présente l’inconvénient de chauffer les atomes et de les répartir équitablement dans les trois états $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = +1\rangle$. Elle nécessite donc un champ magnétique conséquent afin de séparer ces états par effet Zeeman. De plus, seul un tiers des atomes contribue au signal, ce qui entraîne une chute du contraste des franges.

L’installation du deuxième laser accordé sur la D1 nous a permis d’améliorer considérablement la préparation des atomes, puisqu’on a maintenant accès à un dépompeur et à un repompeur sans échauffement des atomes. Nous avons donc pu, par la suite, tester différentes séquences composées d’une succession d’impulsions sélectives, de repompeur, de dépompeur

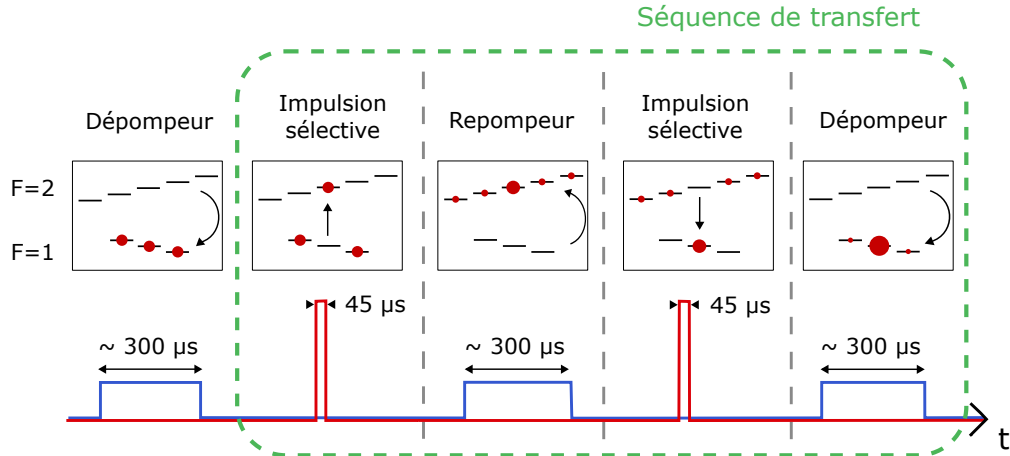


FIGURE 3.13 – Schéma de la séquence de transfert, testée pour préparer les atomes de ^{39}K dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$. La première ligne représente le transfert entre les niveaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ à chaque étape et la deuxième ligne l'intensité des lasers accordés sur la D2 (rouge) et sur la D1 (bleu).

et de pousseur dans le but de transférer les atomes des états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 1, m_F = +1\rangle$ à l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Après la mélasse grise, on applique une impulsion “dépompeur” avec le laser accordé sur la D1, contenant uniquement la fréquence du refroidisseur, à résonance sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Les atomes sont alors répartis équitablement entre les différents états dégénérés de $|F = 1\rangle$. Afin de les séparer par effet Zeeman, on ajoute un biais de champ magnétique de 0.175 Gauss selon l'axe vertical.

On a au préalable mis en place ce que l'on définit par la séquence de transfert, représentée figure 3.13. Cette séquence, qui a pour but de regrouper les atomes dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$, peut être répétée un certain nombre de fois si nécessaire pour améliorer l'efficacité du processus. Elle est composée dans un premier temps d'une impulsion sélective en m_F , permettant de remplacer la source micro-ondes. Il s'agit d'une impulsion Raman co-propageante de $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$, désaccordée d'environ 700 MHz dans le rouge par rapport au niveau $|F' = 3\rangle$ de la transition D2, permettant de transférer les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ à $|F = 2, m_F = 0\rangle$. On applique ensuite un repompeur par le laser accordé sur la D1, à résonance sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Afin de réaliser cette fréquence, on coupe la fréquence du repompeur en éteignant l'ordre 1 du MAO double passage et on désaccorde le refroidisseur de 461.67 MHz grâce au système d'asservissement par battement de l'esclave, vu dans le chapitre 2. Cette impulsion d'environ $300 \mu\text{s}$ distribue de manière homogène les atomes dans tous les états du niveau $|F = 2\rangle$, augmentant ainsi le nombre d'atomes dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Afin de boucler le cycle, le même processus est renouvelé de $|F = 2\rangle$ vers $|F = 1\rangle$ avec une seconde impulsion sélective et un dépompeur. En adaptant la fréquence Raman de l'impulsion sélective, cette séquence peut également être adaptée pour transférer les atomes dans un des états sensibles au champ magnétique.

On comprend donc que, contrairement à une séquence de préparation classique composée uniquement d'une source micro-ondes et d'un faisceau pousseur, comme celle utilisée sur le rubidium et détaillée chapitre 4, cette méthode présente l'avantage de conserver plus d'atomes par le mécanisme de transfert. De plus, la séquence de transfert est un processus rapide (2.3 ms).

3.2.2 Effet de l'orientation du faisceau de sélection

Afin d'obtenir une impulsion sélective Zeeman efficace, le faisceau doit être co-propageant et avoir une polarisation σ^+ ou σ^- . Cependant, il est difficile de l'aligner sur l'axe de quantification puisque celui-ci est utilisé pendant l'interféromètre par le faisceau Raman, de configuration contra-propageante et de polarisation $\text{lin}\perp\text{lin}$. Une solution consisterait à mettre en place un système composé d'un cristal liquide en sortie du collimateur Raman et d'un obturateur mécanique contre le miroir de rétro-réflexion, pour pouvoir changer la polarisation et la configuration du faisceau entre la préparation des atomes et l'interféromètre. Lorsque l'expérience est utilisée en configuration gravimètre, il est aussi envisageable de travailler avec une polarisation $\sigma^+-\sigma^-$ pendant l'interféromètre.

Sur ICE, nous avons décidé de changer l'axe du faisceau de sélection. Pour cela, nous avons étudié théoriquement l'évolution de la polarisation, et donc des transitions Raman à deux photons, en fonction de l'angle entre le champ magnétique B et le faisceau, puis nous avons testé expérimentalement trois accès optiques différents pour le faisceau de sélection, représentés sur la figure 3.14.

L'étude théorique suit le raisonnement issu des références [39, 63], je me contenterai ici d'aborder brièvement les notions utilisées. On considère le faisceau de sélection co-propageant en polarisation circulaire, composé de deux ondes laser, et un champ magnétique B selon l'axe de quantification z . On peut écrire la fréquence de Rabi correspondante

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1\Omega_2}{2\Delta}, \quad (3.13)$$

où Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi associées à chaque onde, et Δ le désaccord par rapport à l'état excité. On admet qu'une transition est autorisée lorsque $\Omega_{\text{eff}} \neq 0$, or, d'après l'équation 1.5,

$$\Omega_j \propto \langle F_f, m_f | \vec{E}_j \cdot \vec{r} | F_i, m_i \rangle, \quad (3.14)$$

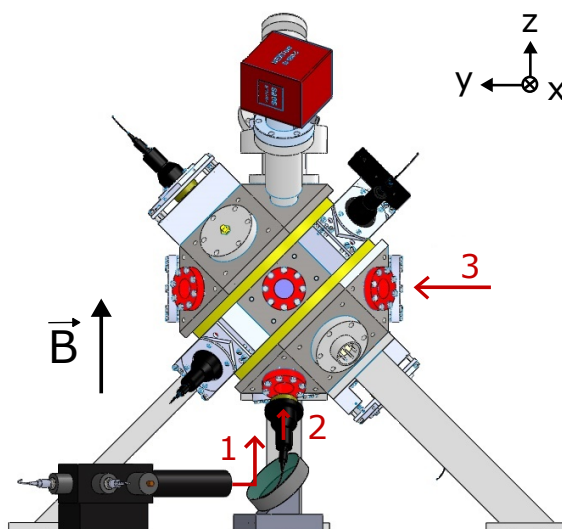


FIGURE 3.14 – Schéma SolidWorks de l'enceinte à vide avec les différents accès testés pour le faisceau de sélection. 1 : Accès Raman vertical, selon z , 2 : Accès faisceau pousseur, à 45° dans le plan $0xz$, 3 : Accès Raman horizontal, selon y .

où $\vec{E}_j = E_{0,j}\hat{e}$ est composé de l'amplitude du champ j , $E_{0,j}$, et du vecteur polarisation du champ électrique, \hat{e} , $\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y} + z\vec{z}$ est le tenseur position en coordonnées cartésiennes, F_i est le niveau initial et F_f le niveau final de la transition $|F_i, m_i\rangle \rightarrow |F_f, m_f\rangle$, associés à l'onde $j = 1, 2$.

On écrit \hat{e} sous la forme d'un tenseur sphérique $\hat{e} = \{\alpha_{-1}\hat{e}_{-1}, \alpha_0\hat{e}_0, \alpha_{+1}\hat{e}_{+1}\}$, dont les coefficients $\alpha_{-1}, \alpha_0, \alpha_{+1}$ vérifient l'équation $\sum_q |\alpha_q|^2 = 1$, et dont les vecteurs sont définis par :

$$\epsilon_{-1} = \frac{(\vec{x} - i\vec{y})}{\sqrt{2}}, \quad \epsilon_0 = \vec{z} \quad \text{et} \quad \epsilon_{+1} = \frac{-(\vec{x} + i\vec{y})}{\sqrt{2}}. \quad (3.15)$$

Cela nous permet d'exprimer la fréquence de Rabi comme une combinaison linéaire composée des termes de \hat{e} :

$$\Omega_j \propto E_{0,j} \sum_{q=-1}^1 \langle F_f, m_f | \hat{e}_q \cdot \vec{r} | F_i, m_i \rangle. \quad (3.16)$$

On applique ensuite le théorème de Wigner-Eckart [39] à l'équation 3.16 pour définir quelles transitions entre $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sont autorisées. On effectue ce calcul en considérant l'ensemble des niveaux excités de la transition D2 et l'ensemble des orientations entre le faisceau de sélection et le champ magnétique testées, définies par $\vec{k}_j \cdot \vec{B}$, où \vec{k}_j est le vecteur d'onde associé à l'onde j :

— 1^{er} cas : $\vec{k}_j \cdot \vec{B} = 1$

On considère dans le premier cas que le faisceau de sélection est aligné avec le champ magnétique selon z , ce qui correspond au premier accès optique sur la figure 3.14 et à la première ligne figure 3.15. Les champs électriques s'écrivent alors $\vec{E}_j = \frac{E_{0,j}}{\sqrt{2}}(\vec{x} + i\vec{y})$, d'où $\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}}\{0, 0, -\sqrt{2}\epsilon_{+1}\}$

— 2^{eme} cas : $\vec{k}_j \cdot \vec{B} = \sqrt{2}/2$

On considère ensuite que le faisceau de sélection fait un angle de 45° avec le champ magnétique, ce qui correspond au deuxième accès optique sur la figure 3.14 et à la deuxième ligne figure 3.15. Sous cette condition, on obtient $\vec{E}_j = \frac{E_{0,j}}{\sqrt{2}}(-\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{y} + \vec{z}) + i\vec{x})$, d'où $\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\frac{i(\sqrt{2}-1)}{2}\epsilon_{-1}, -\frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_0, -\frac{i(\sqrt{2}+1)}{2}\epsilon_{+1}\}$

— 3^{eme} cas : $\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$

On considère enfin que le faisceau de sélection est perpendiculaire au champ magnétique, ce qui correspond au troisième accès optique sur la figure 3.14 et à la troisième ligne figure 3.15. Les champs électriques s'écrivent alors $\vec{E} = \frac{E_{0,j}}{\sqrt{2}}(\vec{x} + i\vec{z})$, ce qui équivaut à $\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_{+1}, i\epsilon_0, -\frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_{+1}\}$

Les résultats des transitions à deux photons sont illustrés pour chaque cas sur la deuxième colonne de la figure 3.15, qui représente les transitions à deux photons autorisées entre $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. On remarque sur les deuxième et troisième lignes que certaines fréquences sont dégénérées car elles correspondent à des transitions de même $\Delta m_F = m_F(F = 2) - m_F(F = 1)$, notamment les fréquences n°3 et 5.

Nous avons ensuite obtenu expérimentalement le spectre du faisceau de sélection résultant de chaque configuration, ce qui nous a permis de confirmer les transitions obtenues. Ils sont représentés dans la troisième colonne du tableau de la figure 3.15. On notera que la puissance disponible avec le collimateur du faisceau Raman vertical (315 mW) est largement supérieure à celle disponible par le collimateur du faisceau pousseur et du faisceau Raman horizontal

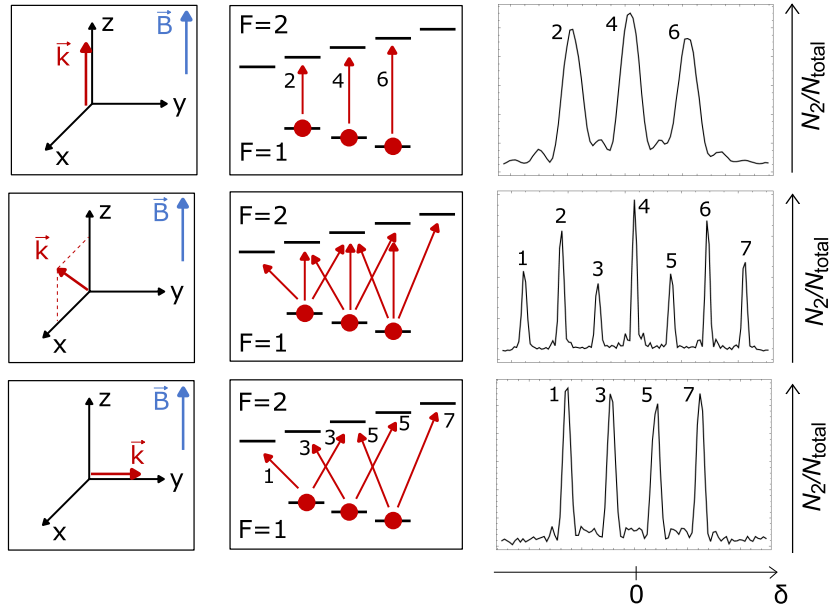


FIGURE 3.15 – Schéma des différentes orientations testées entre le faisceau de sélection et le champ magnétique. 1ère colonne : Orientation du faisceau de sélection dans le repère Cartésien, 2ème colonne : Transitions à deux photons autorisées pour la configuration de la ligne correspondante, 3ème colonne : Spectre du faisceau de sélection pour la configuration de la ligne correspondante.

(16 mW). Or, comme $\Omega\tau = \pi$, la durée de l'impulsion est plus courte lorsque la puissance est plus élevée ce qui implique que les sinus cardinaux, qui représentent la transformée de Fourier de l'impulsion, ont un profil plus large dans la première ligne.

Ces résultats nous permettent finalement de conclure sur l'orientation du faisceau de sélection. Le but de ce faisceau étant de transférer le maximum d'atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ à $|F = 2, m_F = 0\rangle$ ou de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à $|F = 1, m_F = 0\rangle$, on en déduit que la fréquence adaptée d'après la figure 3.15 est la n°4. On constate alors que la configuration dans laquelle le faisceau est perpendiculaire au champ magnétique est à proscrire, puisque aucune fréquence ne permet ce transfert, il en résulterait donc une efficacité nulle. Dans le cas où le faisceau est à 45° , la fréquence n°4 est disponible et non dégénérée malgré les multiples transitions possibles. On peut donc en déduire que l'efficacité de transfert est similaire à celle obtenue pour un faisceau aligné avec le champ magnétique.

Afin de confirmer cette conclusion, nous avons étudié la population dans chaque état du niveau $|F = 1\rangle$ en fonction du nombre de séquences de transfert. Pour cela, on réalise le spectre du faisceau Raman, en configuration co-propageante, appliqué en sortie de la séquence de préparation des atomes, et nous comparons l'amplitude des sinus cardinaux correspondants à chaque état. Nous observons alors sur la figure 3.16 que l'efficacité de transfert dans $m_F = 0$ est similaire pour la configuration où le faisceau de sélection est aligné avec le faisceau Raman de l'interféromètre, et pour celle où le faisceau de sélection est aligné avec le faisceau pousseur, à 45° de l'axe du champ magnétique. Dans les deux cas, on obtient environ 65% des atomes dans l'état insensible au champ magnétique $m_F = 0$ après 4 séquences de transfert successives.

Nous choisissons donc pour la suite d'utiliser l'axe du faisceau pousseur pour appliquer le faisceau de sélection, et nous verrons dans la partie 3.2.3 comment ce résultat peut être amélioré.

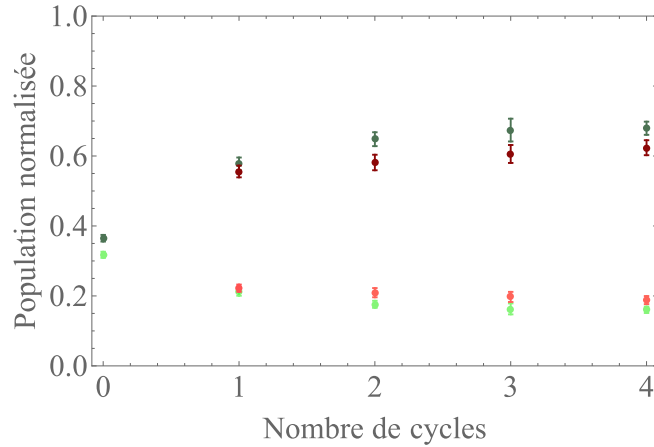


FIGURE 3.16 – Population normalisée dans $m_F = \pm 1$ (couleurs claires) et dans $m_F = 0$ (couleurs foncées) en fonction du nombre de séquences de transfert. Vert : Faisceau de sélection aligné avec le faisceau Raman. Rouge : Faisceau de sélection aligné avec le faisceau pousseur, à 45° de l'axe de quantification.

3.2.3 Optimisation du rapport de population

La deuxième séquence testée, appelée séquence de purification et représentée figure 3.17, est similaire à la séquence de transfert, puisqu'elle est constituée de deux impulsions sélectives séparées d'un repompeur. Cependant, le dépompeur de la fin de la séquence de transfert est remplacé par une impulsion à résonance sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, appliquée avec le faisceau pousseur. Cette séquence a pour but d'éliminer les atomes restants dans les états sensibles au champ magnétique $m_F = +1$ et $m_F = -1$, afin d'améliorer le ratio de population entre $m_F = 0$ et $m_F = \pm 1$. Elle était initialement conçue pour être utilisée en complément de la séquence de transfert.

Afin de tester l'efficacité de cette séquence, nous comparons figure 3.18 la population dans chaque état Zeeman en fonction du nombre de séquences de transfert avec et sans ajout de la séquence de purification à la fin. On observe alors qu'avec la séquence de purification, plus de

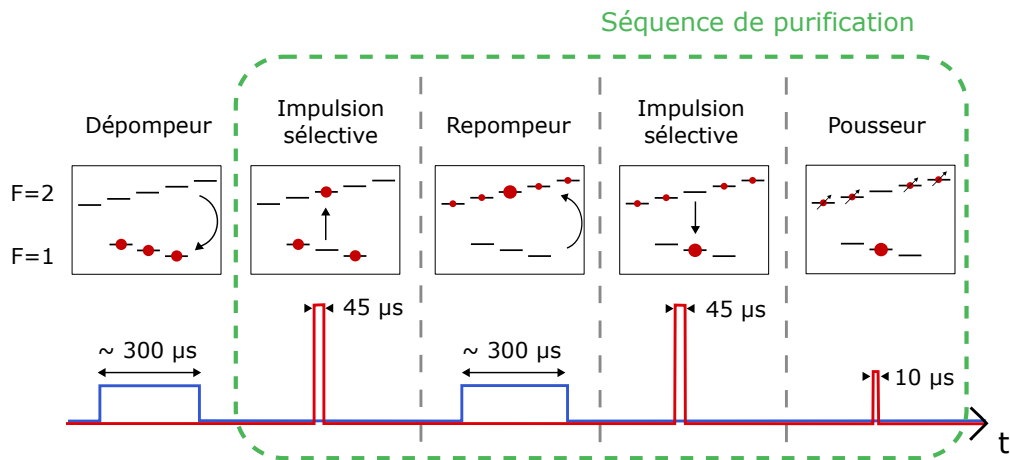


FIGURE 3.17 – Schéma de la séquence de purification, testée pour préparer les atomes de ^{39}K dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$. La première ligne représente le transfert entre les niveaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ à chaque étape et la deuxième ligne l'intensité des lasers accordés sur la transition D2 (rouge) et sur la transition D1 (bleu).

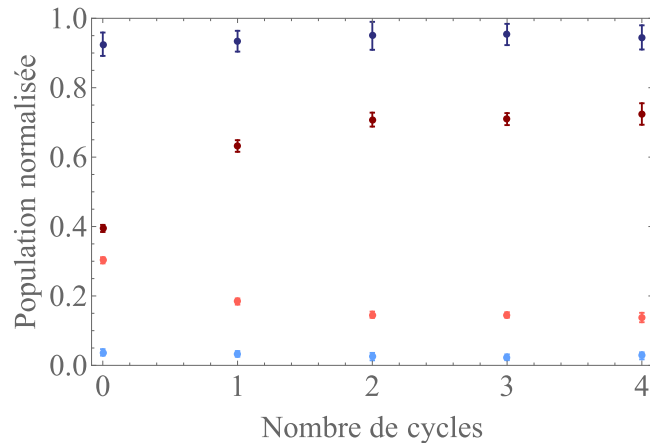


FIGURE 3.18 – Population dans $m_F = \pm 1$ (couleurs claires) et dans $m_F = 0$ (couleurs foncées), normalisée à la population totale finale, en fonction du nombre de séquences de transfert. Rouge : Sans séquence de purification. Bleu : Avec séquence de purification.

90% des atomes se trouvent dans l'état $m_F = 0$ pour chaque cas testé, même sans séquence de transfert préliminaire. On peut donc en conclure que cette séquence peut fonctionner indépendamment sur notre expérience.

Cette méthode de purification est efficace et présente l'avantage de conserver environ 40% du nombre d'atomes initial (voir figure 3.19). Cette valeur est légèrement dépendante du nombre de cycles de transfert ; il faut donc trouver un compromis entre le temps que l'on ajoute entre la fin de la mélasse et l'interféromètre, et le nombre d'atomes que l'on garde à la fin. Dans notre cas, le temps entre la fin de la mélasse et la détection est extrêmement limité pour les données acquises en mode gravimètre et nous devons en conserver le maximum pour l'interféromètre. En micropesanteur, le temps de préparation est moins critique, il sera donc certainement plus avantageux d'ajouter au moins une séquence de transfert avant la séquence de purification.

Enfin, nous avons étudié l'effet des séquences de transfert et de purification sur la température des atomes. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de mesure de température par le spectre du faisceau Raman contra-propageant, présentée dans le sous-chapitre 3.1.1. Les résultats sont présentés figure 3.20 et montrent une augmentation d'environ $1.0 \mu\text{K}$ par séquence de transfert, ce qui est acceptable dans notre cas. La séquence de purification a également un

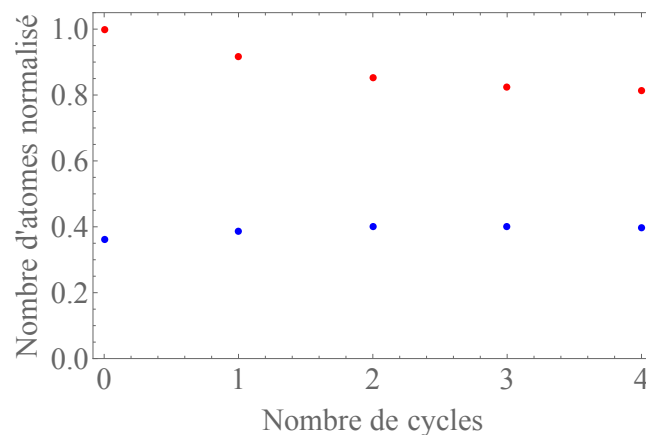


FIGURE 3.19 – Nombre d'atomes total normalisé en fonction du nombre de séquences de transfert. Rouge : Sans séquence de purification. Bleu : Avec séquence de purification.

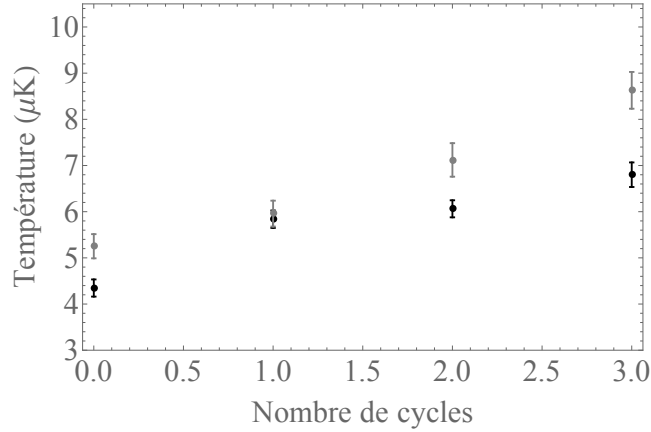


FIGURE 3.20 – Température des atomes en fonction du nombre de séquences de transfert. Noir : Sans séquence de purification. Gris : Avec séquence de purification.

faible effet de chauffage, cependant la température obtenue à la sortie de notre préparation d'état, composée uniquement d'une séquence de purification, vaut $5.2 \pm 0.1 \mu\text{K}$ dans un nuage composé de $(2.2 \pm 0.55) \times 10^7$ atomes dans $m_F = 0$.

Finalement, nous avons mis en place une technique permettant de polariser efficacement les atomes dans l'état insensible au champ magnétique $m_F = 0$ afin de les préparer pour l'interféromètre. Les résultats obtenus sont bénéfiques pour ICE puisqu'on peut maintenant s'affranchir des fortes valeurs de biais de champ magnétique (environ 1.5 Gauss) qui nous servaient à séparer complètement les différents m_F pendant toute la durée de l'interféromètre. En effet, le nombre d'atomes résiduel dans $m_F = \pm 1$, représenté figure 3.18, nous permet à présent de travailler avec un champ magnétique de 0.175 Gauss pendant l'interféromètre.

Cette méthode présente donc les nombreux avantages d'être relativement rapide, en fonction du nombre de séquences insérées, de ne quasiment pas chauffer les atomes et de nous permettre de travailler à champ magnétique réduit. De plus, moins d'atomes sont retirés par rapport à une séquence classique, composée d'une source micro-ondes et d'un faisceau pousseur, similaire à celle utilisée pour le ^{87}Rb .

3.3 Interféromètre potassium

3.3.1 Optimisation des paramètres des impulsions Raman

L'interféromètre du ^{39}K est réalisé directement après la séquence de préparation des atomes. Il est composé, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, des trois impulsions Raman contra-propageantes lin \perp lin séparées d'un temps d'interrogation T . On notera que toutes les données présentées dans cette partie sont enregistrées avec une impulsion Raman verticale, selon l'axe z .

Dans cette partie, nous détaillerons les caractéristiques des impulsions Raman au sol et des franges en sortie de l'interféromètre pour un faible temps d'interrogation ($T = 0.1 \text{ ms}$). Ces données ont été enregistrées dans trois configurations de refroidissement et préparation atomique différentes, afin de mettre en valeur l'évolution du signal à chaque amélioration sur l'expérience :

- le refroidissement par mélasse rouge, et la préparation des atomes uniquement composée d'un dépompeur,

- le refroidissement par mélasse grise, et la préparation des atomes uniquement composée d'un dépompeur,
- le refroidissement par mélasse grise, et la préparation des atomes composée d'une séquence de purification.

Pour caractériser l'impulsion Raman, la première étape consiste à connaître précisément sa fréquence. Or, celle-ci dépend du temps entre la mélasse et le début de l'interféromètre par effet Doppler lorsque l'expérience est en configuration gravimètre et de l'intensité des faisceaux Raman sur les atomes par déplacement lumineux. Nous verrons dans le chapitre 5, que le déplacement lumineux peut être compensé dans certains cas, mais que ce processus est difficile à mettre en place pour le potassium.

On a représenté figure 3.21 le spectre de l'impulsion Raman dans les trois cas énumérés précédemment. Sur le graphique de gauche, la puissance dans le faisceau Raman a été réduite à 75 mW, ce qui correspond à une intensité totale de $67 I_{\text{sat}}$. On utilise cette condition pour obtenir une mesure précise de la température, puisque la résonance Raman obtenue est plus étroite. Le graphique de droite a été enregistré pour une intensité totale fixée à la valeur maximale disponible, c'est-à-dire $280 I_{\text{sat}}$. La durée entre la fin de la mélasse et le début de l'interféromètre varie entre 10 et 15 ms selon les séquences de refroidissement et de préparation des atomes ; ceci explique pourquoi les fréquences Raman issues de la contribution contra-propageante sont différentes dans chaque cas, par effet Doppler.

Une fois qu'on connaît la fréquence, on réalise des oscillations de Rabi (voir figure 3.22) pour évaluer la durée de l'impulsion τ_π . Celle-ci dépend de l'intensité dans le faisceau Raman et du désaccord par rapport à l'état excité. Sur ICE, pour une intensité totale de $280 I_{\text{sat}}$ et un désaccord de 1.260 GHz, on obtient dans chaque configuration $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$. On observe figure 3.22 que les courbes obtenues avec mélasse grise (bleue et noire) possèdent deux rebonds tandis que celle obtenue avec mélasse rouge n'en possède qu'un. Cela est dû au fait que la température des atomes est plus faible dans le cas de la mélasse grise, ce qui implique une distribution en vitesse plus étroite. Lorsque les oscillations de Rabi de toutes ces vitesses sont prises en compte, comme c'est le cas sur ces courbes, elles tendent vers une valeur moyenne,

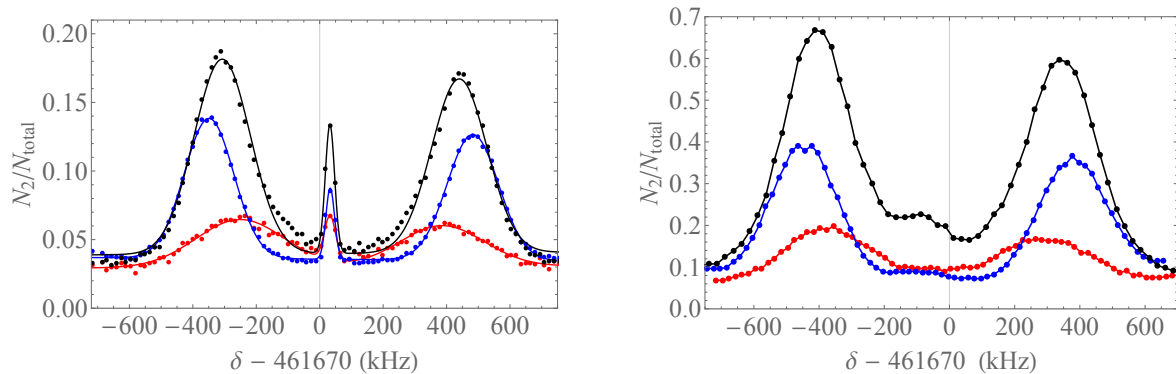


FIGURE 3.21 – Spectre d'une impulsion Raman contra-propageante lin \perp lin pour l'état $m_F = 0$. À gauche, l'intensité des faisceaux Raman est de $67 I_{\text{sat}}$, d'où $\tau_\pi \sim 25 \mu\text{s}$ tandis qu'à droite, l'intensité des faisceaux Raman est de $280 I_{\text{sat}}$ et $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$. Dans les deux cas, $\Delta \sim 1.2 \text{ GHz}$. 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.

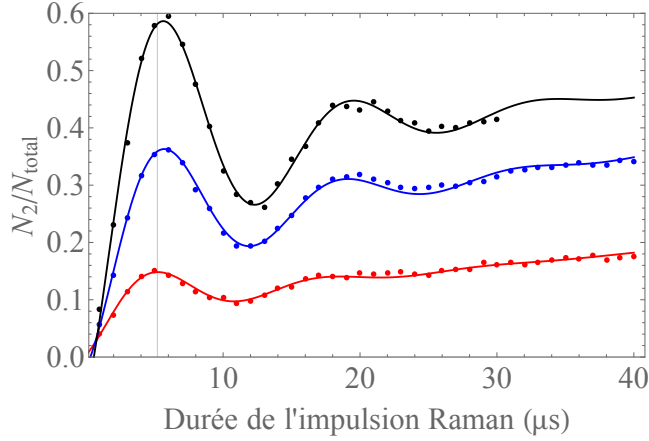


FIGURE 3.22 – Oscillations de Rabi lors d’une séquence composée du refroidissement par mélasse grise et de la préparation atomique dans $m_F = 0$. L’intensité totale des faisceaux Raman est de $280 I_{\text{sat}}$ et $\Delta \sim 1.2$ GHz. Rouge : Refroidissement par mélasse rouge, préparation des atomes 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.

qui est atteinte moins rapidement lorsque la distribution de vitesse est fine.

3.3.2 Franges d’interférences sans effet des vibrations

Avec les informations obtenues dans la partie précédente, on peut maintenant effectuer un interféromètre avec $T = 0.1$ ms, afin de limiter le bruit provenant des vibrations du miroir de référence et de mesurer les plus grandes valeurs de contraste et de rapport signal à bruit, en faisant varier la phase de la troisième impulsion Raman.

Les résultats obtenus en sortie de cet interféromètre pour chaque configuration, figure 3.23, montrent bien l’influence des différentes améliorations sur le signal des franges. Les valeurs de contraste et de rapport signal à bruit issues de l’ajustement à ces franges par une sinusoïde sont notées dans le tableau 3.2.

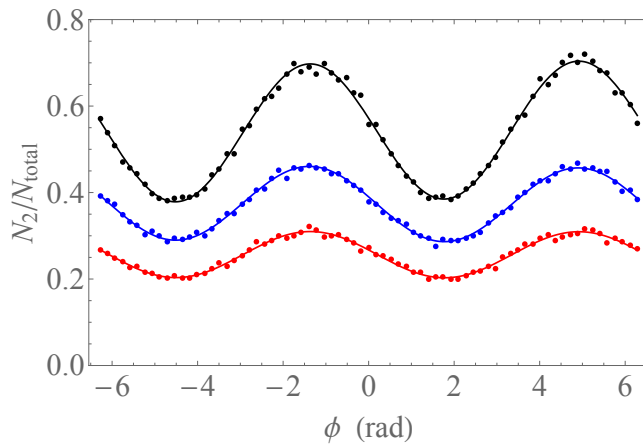


FIGURE 3.23 – Franges d’interférences en fonction de la phase de la troisième impulsion Raman pour $T=0.1$ ms. Rouge : Refroidissement par mélasse rouge, préparation des atomes composée uniquement d’un dépompeur. Bleu : Refroidissement par mélasse grise, préparation des atomes composée uniquement d’un dépompeur. Noir : Refroidissement par mélasse grise, préparation des atomes composée d’une séquence de purification.

	Mélasse rouge	Mélasse grise	Mélasse grise, atomes purifiés
Contraste	10%	17%	38%
Rapport signal à bruit	20	30	45

TABLE 3.2 – Caractérisation des franges de la figure 3.23.

D'après ce tableau, le changement de méthode de refroidissement, de la mélasse rouge à la mélasse grise, nous a fait gagner un facteur 2 sur le contraste et le rapport signal à bruit. Enfin, grâce à la préparation des atomes dans l'état $m_F = 0$, basée sur la séquence de purification, le contraste des franges à $T = 0.1$ ms atteint maintenant 38% et le rapport signal à bruit 45 pour des franges composées de 73 points d'environ 2 s.

La température et la préparation des atomes ont donc un grand impact sur le signal des franges d'interférences. Les récentes améliorations sur le ^{39}K nous permettent à présent de réaliser des interféromètres avec un temps d'interrogation T allant jusqu'à 20 ms, comme il sera présenté dans le chapitre 4.

3.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre la récente évolution des résultats sur l'interféromètre du ^{39}K , apportée par l'ajout du laser accordé sur la transition D1. Nous avons dans un premier temps mis en place le système de refroidissement sub-Doppler par mélasse grise, pour remplacer la mélasse rouge, ce qui nous a permis de gagner un facteur trois sur la température, qui est à présent d'environ $5 \mu\text{K}$.

Nous proposons ensuite deux séquences pour préparer les atomes dans l'état insensible au champ magnétique $m_F = 0$. La première a pour but de transférer le maximum d'atomes des états Zeeman sensibles au champ magnétique à l'état $m_F = 0$, et la deuxième consiste à pousser les atomes n'ayant pas été transférés dans le bon état afin de purifier le nuage atomique. Nous avons choisi sur ICE de n'appliquer que la deuxième technique, qui nous permet de conserver environ 45% des atomes, dont 90% dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Lors de la réalisation de l'interféromètre avec un temps d'interrogation de $T = 0.1$ ms, nous avons obtenu des franges avec un contraste de 38% et un rapport signal à bruit de 45. Ces résultats correspondent à une amélioration correspondant quasiment à un facteur 4 par rapport aux données avec la mélasse rouge et sans séquence de préparation des atomes.

Jusqu'à maintenant, ces techniques n'ont été testées qu'au sol, mais leur fonctionnement et leur efficacité ne devraient en théorie pas être affectés par un environnement de micrope-santeur.

Chapitre 4

Fonctionnement d'un interféromètre double espèce embarqué

Dans ce chapitre, nous présentons le refroidissement et la préparation du rubidium, puis la séquence complète de l'interféromètre double espèce ^{87}Rb - ^{39}K . Nous introduisons ensuite le problème lié aux vibrations du miroir de référence, et nous développons le principe des différentes méthodes utilisées sur l'expérience pour extraire le déphasage différentiel dans un environnement bruité. Enfin, nous caractérisons certaines sources de bruit pouvant affecter la mesure de l'accélération de chaque espèce atomique, et ainsi limiter la sensibilité de l'interféromètre double espèce.

4.1 Interféromètre rubidium en présence du potassium

4.1.1 Séquence de refroidissement

Nous avons vu dans le chapitre 3 comment le ^{39}K , l'une des deux espèces atomiques utilisées sur l'expérience, est refroidi et préparé pour l'interféromètre. La deuxième espèce, le ^{87}Rb , présente l'avantage d'avoir une structure atomique plus espacée, ce qui le rend donc plus facile à manipuler. Les paramètres optimisés pour la séquence de refroidissement atomique, décrits par la suite, sont représentés sur la figure 4.1.

Le chargement du PMO pour le rubidium se réalise en parallèle du PMO potassium, pendant 0.5 s. Le désaccord du refroidisseur est 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'intensité totale sur les atomes, supérieure à celle du PMO pour le potassium, est d'environ $70 I_{\text{sat}}$, et est répartie selon le rapport de fréquences : $I_{\text{rep}}/I_{\text{ref}}=0.55$, où I_{rep} est l'intensité du repompeur et I_{ref} l'intensité du refroidisseur.

On coupe ensuite le champ magnétique et on superpose une mélasse optique basée sur le refroidissement Sisyphé, également de 7 ms, à celle du potassium. Pendant cette étape, l'intensité est diminuée jusqu'à environ $25 I_{\text{sat}}$, et transférée par le biais d'une rampe, en quasi totalité au refroidisseur. Enfin, le désaccord du refroidisseur est augmenté jusqu'à 144 MHz à la fin de la mélasse et celui du repompeur jusqu'à 12 MHz.

À la fin de la mélasse, la majeure partie de l'intensité laser utilisée est transférée au repompeur grâce au modulateur de phase, pendant 400 μs . Cela permet d'avoir le maximum

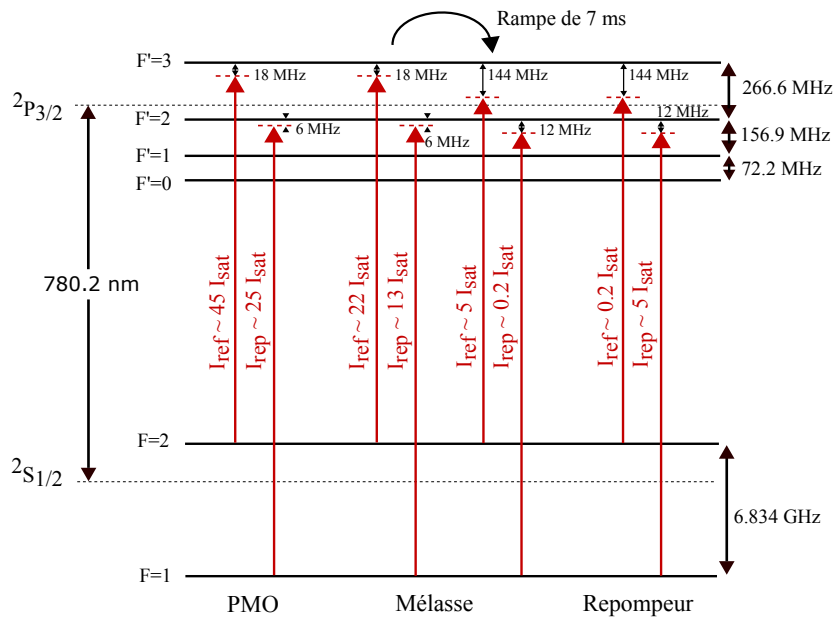


FIGURE 4.1 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb avec les transitions utilisées pendant le PMO, la mélasse et le repompeur. Les intensités sont exprimées en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux.

d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ afin de faciliter la préparation pour l'interféromètre.

Finalement, on mesure en sortie de la mélasse une température de $3.0 \pm 1.0 \mu\text{K}$ avec la méthode du temps de vol et de $4.8 \pm 0.1 \mu\text{K}$ avec le spectre Raman, figure 4.2, dans un nuage composé de $(9.3 \pm 2.2) \cdot 10^7$ atomes de ^{87}Rb . Cette température peut être améliorée en optimisant la balance du combineur-séparateur, cependant nous favorisons pour le moment l'alignement permettant la plus basse température des atomes de potassium. On note que lorsque les PMO du rubidium et du potassium sont réalisés simultanément, comme c'est le cas ici, on observe une diminution du nombre d'atomes de potassium de 10%, due à des collisions entre les espèces [64, 65].

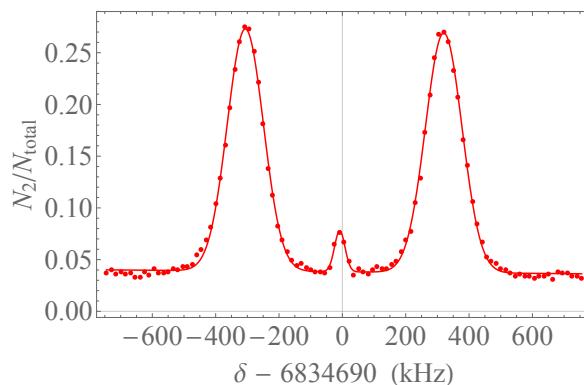


FIGURE 4.2 – Spectre d'une impulsion Raman τ_π contra-propageante pour un état Zeeman atomique $m_F = 0$. Les atomes de ^{87}Rb sont capturés et refroidis par un PMO de 0.5 s et une mélasse de 7 ms.

4.1.2 Séquence interférométrique

Comme pour le potassium, les atomes de rubidium, répartis équitablement entre tous les niveaux Zeeman de l'état $|F = 2\rangle$ en sortie de la séquence de refroidissement, doivent au préalable être préparés pour l'interféromètre dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Les étapes de préparation pour l'interféromètre sont réalisées de manière séquentielle et alternée entre les deux espèces, comme schématisées figure 4.3. Les temps morts que l'on observe tout au long de la séquence sont mis en place afin de laisser le temps pour le changement du désaccord des lasers, pour l'ouverture ou la fermeture des obturateurs mécaniques et, pendant l'étape suivant la fin de la mélasse, pour la stabilisation du champ magnétique.

Dans un premier temps, les atomes de rubidium situés dans l'état Zeeman $|F = 2, m_F = 0\rangle$ sont transférés de l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ par le biais d'une micro-onde à 6.834 GHz de 100 μs . Nous réalisons ensuite la séquence de purification du potassium décrite dans le chapitre 3, puis un faisceau pousseur accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb permet d'enlever les atomes restant dans $|F = 2\rangle$. L'impulsion est appliquée pendant 200 μs avec une puissance de 2 mW.

Cette méthode est classique et similaire à la séquence de purification du potassium, dans laquelle la série d'impulsions de sélection est remplacée par une micro-onde. Elle est très efficace, puisque plus de 85% des atomes sont dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$, et rapide (environ 5 ms pour les seules étapes liées à la préparation du rubidium). Cependant, elle ne permet de conserver qu'un cinquième du nombre d'atomes initial.

Après la préparation des atomes, nous réalisons simultanément les interféromètres ^{87}Rb et ^{39}K avec un temps d'interrogation légèrement différent pour chaque espèce afin d'égaliser les facteurs d'échelle S_{Rb} et S_{K} , comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.

Enfin, la détection, approfondie dans le chapitre 2, est appliquée de manière séquentielle, d'abord pour la population dans $|F = 2\rangle$ et la population totale du potassium, puis pour la population dans $|F = 2\rangle$ et la population totale du rubidium. Elle peut être réalisée dans deux

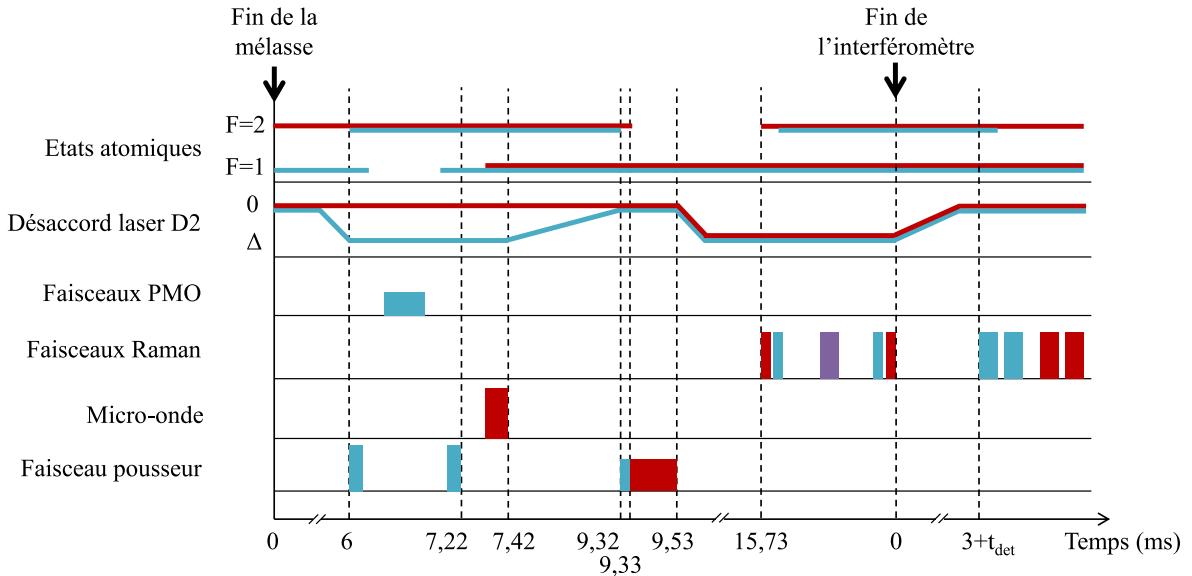


FIGURE 4.3 – Paramètres de la séquence interférométrique double espèce, comprenant la préparation atomique, l'interféromètre et la détection. Rouge : Contribution du rubidium à la séquence. Bleu : Contribution du potassium à la séquence. Violet : Contributions du rubidium et du potassium simultanées

configurations différentes. En effet, on a vu que lorsqu'on est en micropesanteur, on utilise le photodétecteur du haut, optimisé sur le centre de l'enceinte à vide. Mais lorsqu'on effectue un gravimètre au sol, la fluorescence est captée par le photodétecteur du bas, optimisé pour 50 ms de chute, c'est-à-dire pour une position de 1.2 cm en dessous du centre de l'enceinte à vide. Cette durée comprend la préparation atomique, l'interféromètre, 3 ms de préparation à la détection et t_{det} , ajustable en fonction de la durée de l'interféromètre afin de conserver le moment de la détection fixe.

4.1.3 Franges d'interférence obtenues avec un interféromètre double espèce

Dans cette partie, nous présentons les résultats avec l'interféromètre double espèce pour deux temps d'interrogation différents, afin d'introduire le problème lié aux vibrations du miroir de référence.

Nous effectuons dans un premier temps le spectre d'une impulsion Raman, afin de repérer la fréquence à utiliser pendant l'interféromètre après un certain temps de vol, d'environ 15 ms dans notre cas. On observe sur la figure 4.4 à gauche la contribution co-propageante résiduelle au centre du spectre de chaque espèce, et de part et d'autre les contributions contra-propageantes en $+k_{\text{eff}}$ et $-k_{\text{eff}}$. Une fois la fréquence sélectionnée ($+k_{\text{eff}}$ pour cet exemple), nous faisons varier simultanément la durée de l'impulsion Raman de chaque atome afin d'observer des oscillations de Rabi (voir figure 4.4 à droite). Ce procédé nous permet de déterminer, comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 3, la durée d'une impulsion τ_π correspondant à un miroir, c'est-à-dire au maximum d'efficacité de transfert, et la durée d'une impulsion $\tau_{\pi/2}$, correspondant à une séparatrice. Dans le cas de la figure 4.4, ces valeurs sont de $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi/2} = 2.5 \mu\text{s}$.

Les franges d'interférence ont ensuite été réalisées avec un interféromètre double espèce simultanément pour deux temps d'interrogation différents : 1 ms et 6 ms. Les résultats sont présentés sur la figure 4.5 pour un vecteur d'onde effectif positif. On constate sur les franges obtenues avec un temps d'interrogation de 1 ms que les vibrations n'affectent pas la mesure. L'ajustement par une sinusoïde donne un rapport signal à bruit de 93.5 pour le ^{87}Rb et de 35 pour le ^{39}K . À partir de $T = 6$ ms, on voit que le signal est significativement dégradé par les vibrations du miroir. Le rapport signal à bruit n'est plus que de 5.1 pour le ^{87}Rb et de 5.0 pour le ^{39}K . Au-delà de ce temps d'interrogation, il est difficile d'ajuster les points avec une sinusoïde, et donc d'obtenir une valeur de Φ_d . Afin de travailler avec de longs temps d'interrogation, ou dans un environnement à fort bruit comme l'avion ZERO-G, nous

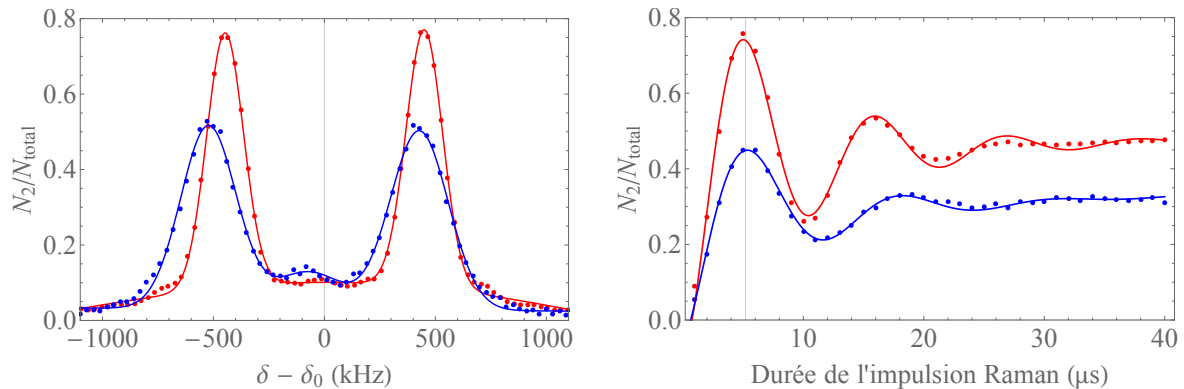


FIGURE 4.4 – Gauche : Spectre d'une impulsion Raman rubidium en rouge et potassium en bleu. Droite : Oscillations de Rabi d'une impulsion Raman rubidium en rouge et potassium en bleu.

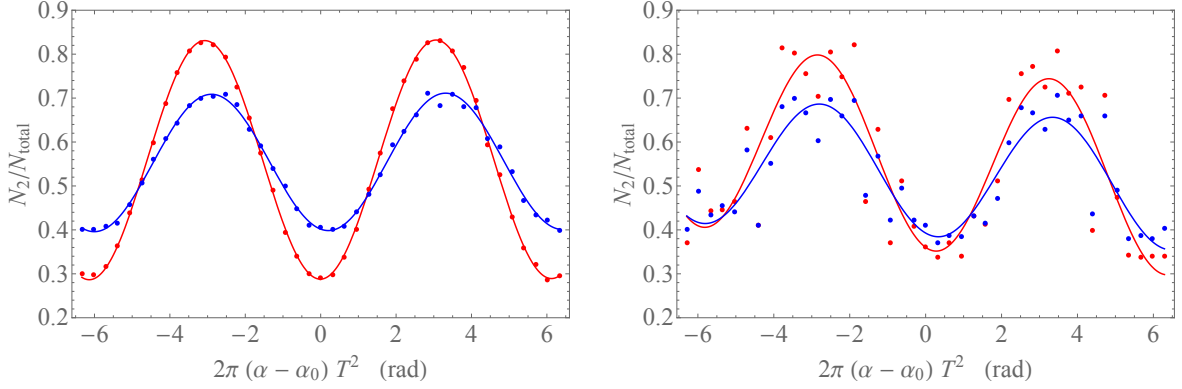


FIGURE 4.5 – Franges d’interférence obtenues avec l’interféromètre double espèce pour les durées d’impulsion $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi/2} = 2.5 \mu\text{s}$ et un temps d’interrogation de 1 ms à gauche et de 6 ms à droite. Pour $T = 6$ ms, les franges sont dégradées par les vibrations de l’environnement. Rouge : ^{87}Rb . Bleu : ^{39}K .

présentons dans le sous-chapitre 4.2 des méthodes pour extraire le déphasage différentiel malgré la diminution du rapport signal à bruit.

4.2 Extraction de la phase différentielle dans un environnement bruité

4.2.1 Méthode de reconstruction des franges

La précision de l’estimation de l’accélération des atomes est directement liée aux bruits qui impactent l’interféromètre. La source principale provient des vibrations de l’expérience liées à l’environnement qui sont transmises au miroir de référence sous forme d’accélération aléatoires que l’on retrouve dans la lecture du déphasage des franges d’interférence, comme on l’a vu dans la partie 4.1.3.

Afin de s’affranchir de ces accélérations parasites, il est possible en laboratoire de placer l’expérience dans un environnement très bas bruit, comme sur une plate-forme anti-sismique [8]. La méthode utilisée sur ICE est, quant à elle, uniquement basée sur l’utilisation d’un accéléromètre mécanique [66, 25, 67], fixé au dos du miroir de référence, qui permet d’enregistrer l’accélération de ce dernier $a_{\text{AM}}(t)$ en fonction du temps. Cette solution, appelée méthode FRAC (pour Fringe Reconstruction by Accelerometer Correlation), a alors pour but de reconstituer les franges d’interférence en corrélant le signal en sortie de l’interféromètre avec les variations d’accélération du miroir de référence. En effet, avec le signal $a_{\text{AM}}(t)$, il est possible d’évaluer le décalage en phase résultant Φ_E^i pour chaque séquence interférométrique i , en utilisant la fonction de réponse décrite dans le sous-chapitre 1.2 :

$$\Phi_E^i = k_{\text{eff}} \int_{t_i}^{t_i+2T} f(t - t_i) a_{\text{AM}}(t) dt \quad (4.1)$$

On enregistre également la probabilité de transition $P(i)$ en sortie d’un cycle interférométrique, ce qui nous permet ensuite de reconstruire les franges $P(\Phi_E^i) = P_0 - A \cos(\Phi_E^i)$. Le principe est schématisé figure 4.6.

En fonction de l’environnement et du temps d’interrogation, la méthode FRAC peut être utilisée de deux manières différentes. Dans le laboratoire pour de faibles valeurs de temps

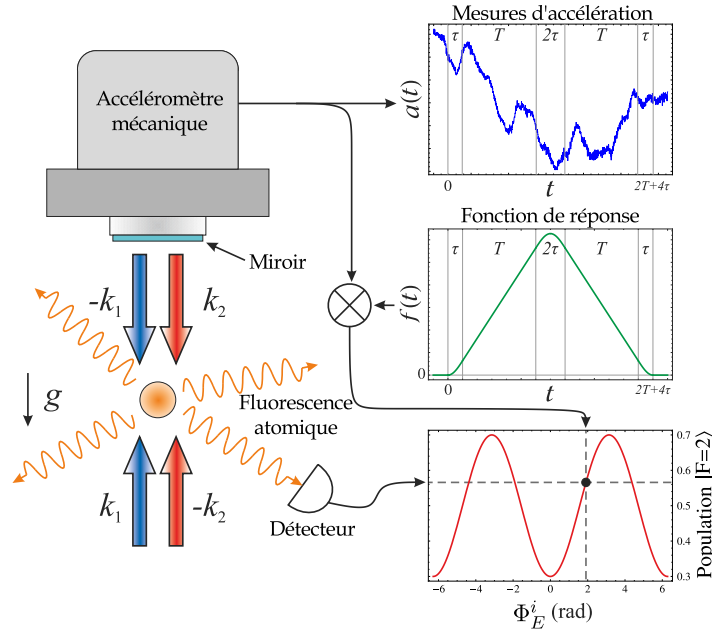


FIGURE 4.6 – Schéma illustrant la méthode FRAC [32].

d'interrogation, les franges d'interférence sont obtenues par balayage de la phase ou de la rampe de fréquence α . Comme les vibrations engendrent un bruit de phase qui détériore le signal, on applique en post-traitement la correction sur les données, comme illustré figure 4.7. On appelle cette méthode "FRAC corrective".

La deuxième méthode s'applique dans le laboratoire avec de grands temps d'interrogation ou dans l'avion, où les vibrations sont suffisamment élevées pour que le bruit de phase soit supérieur à une demi-frange. Dans ce cas, la phase ou la rampe de fréquence de l'interféromètre est fixée à une valeur correspondant à une demi-frange, et le signal de l'accéléromètre mécanique permet de reconstruire complètement les franges. Par exemple, cette technique doit obligatoirement être appliquée sur les données issues d'un interféromètre double espèce de $T = 20$ ms réalisé en laboratoire, figure 4.8. On observe à gauche la probabilité de transition mesurée en fonction du temps pour une rampe de fréquence fixée et à

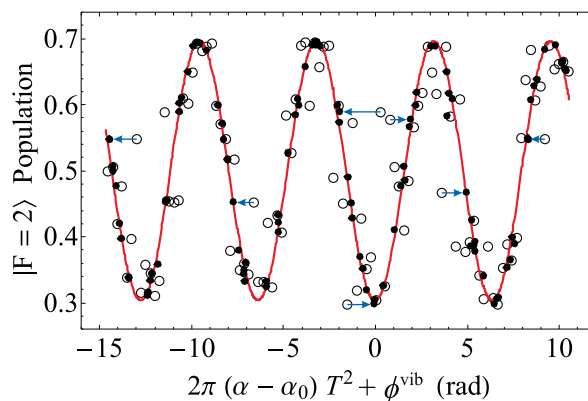


FIGURE 4.7 – Franges en sortie d'un interféromètre ^{87}Rb avec un temps d'interrogation de 25 ms. Les points blancs correspondent au signal obtenu en balayant la rampe de fréquence α , centrée en $\alpha_0 = 25.1355$ MHz/s, avec les vibrations du miroir de référence. Les points noirs représentent le même signal après correction par la méthode FRAC. La courbe rouge est le résultat de l'ajustement par une sinusoïde sur les données corrigées. Image issue de [32].

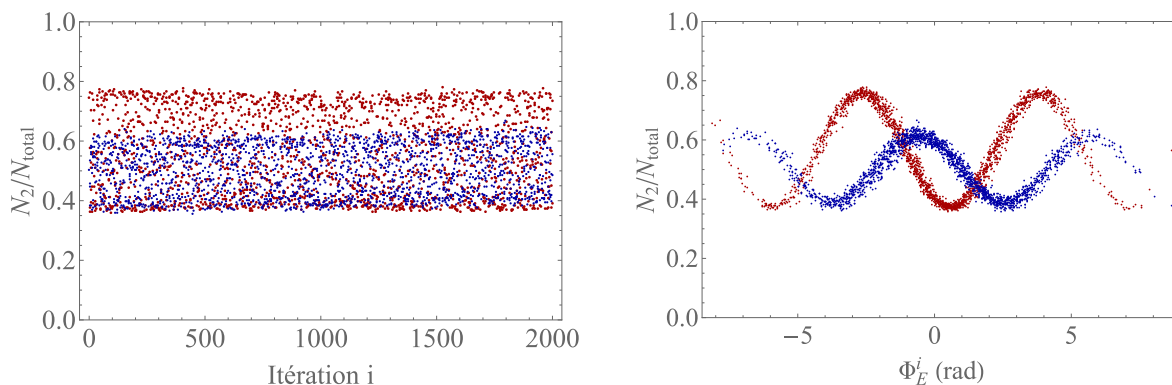


FIGURE 4.8 – Probabilité en sortie de l’interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$, de paramètres $\tau_\pi = 5 \mu\text{s}$, $\tau_{\pi/2} = 2.5 \mu\text{s}$ et $T = 20 \text{ ms}$. Données acquises dans le laboratoire, en configuration gravimètre. Gauche : Données enregistrées séquentiellement, balayées par des variations de phase aléatoires issues des vibrations du miroir de référence. Droite : Franges reconstruites par corrélation entre les valeurs de probabilité obtenues sur le graphique de gauche et le déphasage, évalué par le signal d’accélération du miroir, équation 4.1.

droite les franges reconstruites à partir du signal de l’accéléromètre en post-traitement.

Afin de caractériser le niveau de vibrations subi par le miroir de référence, nous avons tracé figure 4.9 la densité spectrale de puissance correspondant au signal enregistré avec l’accéléromètre mécanique Nanometrics Titan¹, dans le laboratoire en orange et dans l’avion en vol en violet. On constate qu’entre 50 et 500 Hz l’accélération est plus élevée dans l’avion d’un facteur 10, et qu’en dehors de cette zone la différence peut augmenter jusqu’à un facteur 10^4 .

En appliquant l’équation 1.30 introduite dans le chapitre 1, nous pouvons déduire l’équivalent en terme de déphasage sur les franges en sortie d’un interféromètre simple espèce en fonction du temps d’interrogation. De plus, nous avons vu dans le chapitre 1 que l’utilisation d’un interféromètre double espèce permettait la réjection des vibrations du miroir de référence à faible fréquence. Nous avons donc également estimé les valeurs de fluctuation sur le déphasage

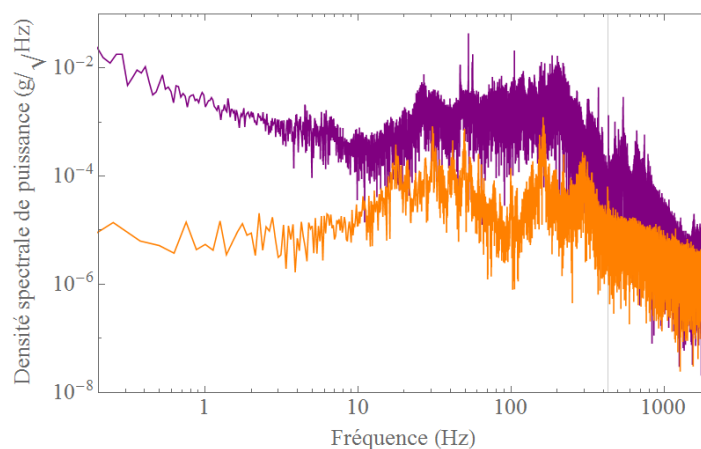


FIGURE 4.9 – Densité spectrale de puissance du signal d’accélération enregistrée par l’accéléromètre mécanique Nanometrics Titan dans le laboratoire (orange) et dans l’avion en vol (violet). La fréquence de coupure de l’accéléromètre est définie par les pointillés.

1. Les caractéristiques des accéléromètres utilisés sur ICE sont répertoriés dans le chapitre 2.

T (s)	$\sigma_{\Phi,^{87}\text{Rb}}$ (rad)		$\sigma_{\Phi,^{87}\text{Rb}-^{39}\text{K}}$ (rad)		Facteur de réjection	
	Laboratoire	Avion en vol	Laboratoire	Avion en vol	Laboratoire	Avion en vol
1×10^{-3}	30×10^{-3}	0.8	6×10^{-5}	1.4×10^{-3}	500	571
5×10^{-3}	0.36	12.2	3×10^{-3}	70×10^{-3}	120	174
1×10^{-2}	1.0	42.6	10×10^{-3}	0.22	100	193
2×10^{-2}	1.67	162	30×10^{-3}	0.41	56	395
1×10^{-1}	2.85	4×10^3	0.11	2.5	26	1600
1	74	3.8×10^5	1.04	488	71	778

TABLE 4.1 – Bruit sur la phase des franges d'interférence correspondant à l'accélération mesurée dans deux environnements, le laboratoire et l'avion, en fonction de différents temps d'interrogations dans le cas d'un interféromètre ^{87}Rb et d'un interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$. Le facteur de réjection est calculé dans les deux dernières colonnes, dans le laboratoire et dans l'avion.

différentiel dans le cas d'un interféromètre double espèce avec un rapport de facteur d'échelle de 1. Pour chaque cas, les bruits de phase ont été calculés à partir du spectre complet des densités spectrales de puissance, figure 4.9, et sont exprimés dans le tableau 4.1.

Dans le cas d'un interféromètre simple espèce, on constate que la méthode FRAC corrective ne peut être appliquée que jusqu'à un temps d'interrogation d'environ 5 ms. Au-delà de cette valeur, il est inutile de balayer la phase du laser, on applique alors la deuxième méthode FRAC. Dans l'avion, où le bruit de phase lié aux vibrations est nettement plus élevé, la méthode FRAC corrective n'est plus envisageable pour un temps d'interrogation supérieur à 1 ms. Nous avons ensuite considéré un interféromètre double espèce et nous observons des valeurs de bruit de phase différentielle non corrélées avec l'accéléromètre mécanique largement inférieures à celles obtenues dans le cas d'un interféromètre simple espèce, grâce à la corrélation entre les deux interféromètres. Les facteurs de réjection exprimés à la fin du tableau pour chaque temps d'interrogation dépendent fortement des densités spectrales de puissance ainsi que de la fonction de transfert (voir figure 1.9).

Une fois la méthode FRAC appliquée, nous analysons les franges reconstruites en appliquant un ajustement à une sinusoïde, comme il est montré sur la figure 4.10. Ainsi, nous pouvons accéder aux informations concernant la phase ou la rampe de fréquence correspondant à la frange centrale pour chaque interféromètre, et en déduire le déphasage différentiel.

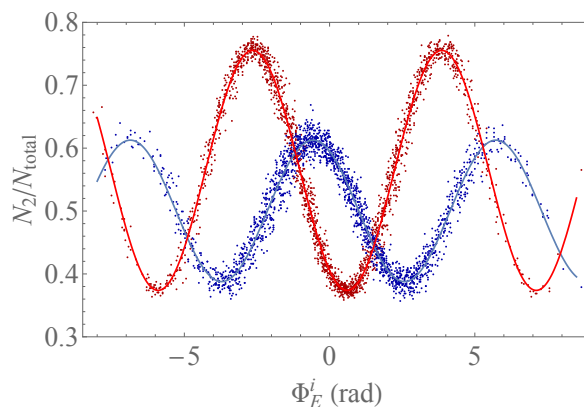


FIGURE 4.10 – Ajustement sinusoïdal sur des franges reconstruites par méthodes FRAC, issues d'un interféromètre double espèce de $T = 20$ ms, en laboratoire, avec une rampe de fréquence fixée à mi-frange. Bleu : Résultats sur le potassium. Rouge : Résultats sur le rubidium.

4.2.2 Méthode Bayésienne

D'autres méthodes permettent d'accéder à la phase différentielle Φ_d à partir des données non traitées par un accéléromètre mécanique, issues d'un interféromètre double espèce dans un environnement bruité. Une d'elles, la méthode Bayésienne, a été étudiée dans le cas d'un interféromètre double espèce dans les références [68, 32]; nous nous contenterons ici de rappeler le principe et de l'appliquer aux données de la figure 4.8 à gauche.

On définit la mesure de notre système par le couple $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$ issu de la normalisation du système 1.34 :

$$\begin{cases} n_{\text{Rb}} = (1 + \delta A_{\text{Rb}}) \cos(\Phi_c) + \delta B_{\text{Rb}} \\ n_{\text{K}} = (1 + \delta A_{\text{K}}) \cos(\kappa \Phi_c + \Phi_d + \delta \Phi_d) + \delta B_{\text{K}}, \end{cases} \quad (4.2)$$

où δA_j est le bruit d'amplitude, δB_j le bruit d'offset pour l'espèce j , $\delta \Phi_d$ le bruit de phase différentielle et Φ_d la phase différentielle représentant la variable à estimer. On considère le théorème de Bayes, qui s'exprime alors selon l'équation :

$$P(\Phi_d | \{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}) = \frac{P(\Phi_d) P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\} | \Phi_d)}{P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})}, \quad (4.3)$$

où $P(\Phi_d | \{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$ est notre état de connaissance après la mesure, $P(\Phi_d)$ est la probabilité *a priori* avant la mesure, $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\} | \Phi_d)$ est la probabilité d'avoir une certaine mesure sachant la variable Φ_d , et enfin $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$ est un facteur normalisé représentant la probabilité d'obtenir la mesure $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$ considérant la somme des variables Φ_d .

L'algorithme est basé sur un processus itératif qui nécessite d'établir dans un premier temps des conditions initiales sur la distribution de $P(\Phi_d)$, et de définir un modèle de bruit, regroupant les bruits de phase différentielle, d'amplitude et d'offset. Ces estimations permettent alors de calculer $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\} | \Phi_d)$ à partir du premier couple de données mesuré, puis d'appliquer le théorème de Bayes pour évaluer $P(\Phi_d | \{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})$. À chaque itération i on retrouve donc le schéma suivant :

- Évaluation de $P(\Phi_d)_i$ à partir du résultat de l'itération précédente :
 $P(\Phi_d)_i = P(\Phi_d | \{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})_{i-1}$,
- prise en compte du couple de données $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}_i$ pour calculer $P(\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\} | \Phi_d)_i$,
- application du théorème de Bayes pour obtenir $P(\Phi_d | \{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\})_i$.

Pour réaliser cet algorithme lorsque $\kappa \neq 1$, il est important de connaître la gamme de phases des données à analyser. En effet, on déduit du système d'équations 4.2 que la représentation paramétrique du couple $\{n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}\}$ forme une courbe de Lissajous, simplifiée par une ellipse lorsque le rapport des facteurs d'échelle vaut 1. Dans ces conditions, quelle que soit la gamme de phases des données, seulement deux valeurs de n_{K} existent pour chaque n_{Rb} et la valeur de Φ_d converge facilement. Cependant, lorsque $\kappa \neq 1$, il existe 0,1 ou 2 valeurs de n_{K} pour chaque n_{Rb} dans un intervalle de phase de 2π , et ce nombre augmente avec le multiple q de 2π correspondant à la gamme de phase complète. En connaissant les limites de cette gamme, il est possible de définir des intervalles dans lesquels les solutions sont connues.

On applique la méthode Bayésienne aux données de la figure 4.8 à gauche, réalisées avec un temps d'interrogation de $T = 20$ ms et $\delta T = 10$ μ s, ce qui équivaut à $\kappa = 1.017$. La courbe de Lissajous résultante est représentée figure 4.11 en vert, cependant on constate que l'interféromètre est trop bruité pour observer cette forme sur les données brutes.

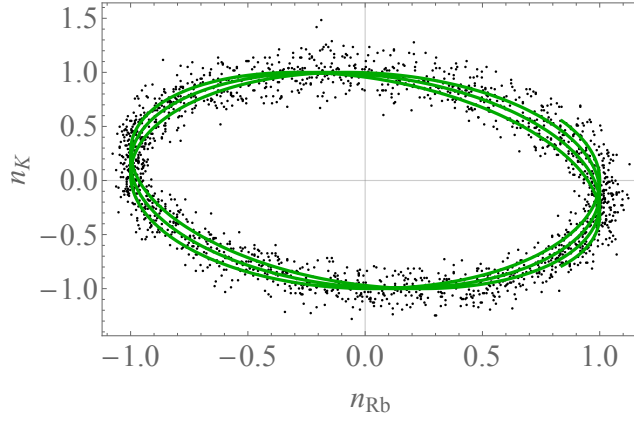


FIGURE 4.11 – Noir : Représentation paramétrique des données normalisées de l'interféromètre double espèce de $T = 20$ ms, figure 4.8 à gauche. Vert : Courbe de Lissajous provenant de l'analyse par méthode Bayésienne.

4.2.3 Méthode de l'ellipse

La dernière méthode considérée sur ICE pour estimer le déphasage différentiel de l'interféromètre double espèce est la méthode de l'ellipse [32], présentant l'avantage d'être simple à utiliser. En effet, le principe consiste à tracer paramétriquement les probabilités de transition de chaque espèce, l'une en fonction de l'autre, comme montré figure 4.12. Lorsque le déphasage différentiel tend vers 0, le graphique résultant tend vers une droite, et lorsque le déphasage différentiel tend vers $\pi/2$, les données tendent à former un cercle. Ensuite, on ajuste les données $(N_{2,\text{Rb}}/N_{\text{tot,Rb}}, N_{2,\text{K}}/N_{\text{tot,K}}) = (x, y)$ par une ellipse, d'équation

$$Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey + F = 0. \quad (4.4)$$

Les paramètres de cet ajustement $\beta = \{A, B, C, D, E, F\}$ permettent alors de définir les amplitudes et offsets liés à la probabilité de chaque espèce et le déphasage différentiel, donné par :

$$\delta\phi = \cos^{-1} \left(\frac{-B}{2\sqrt{AC}} \right). \quad (4.5)$$

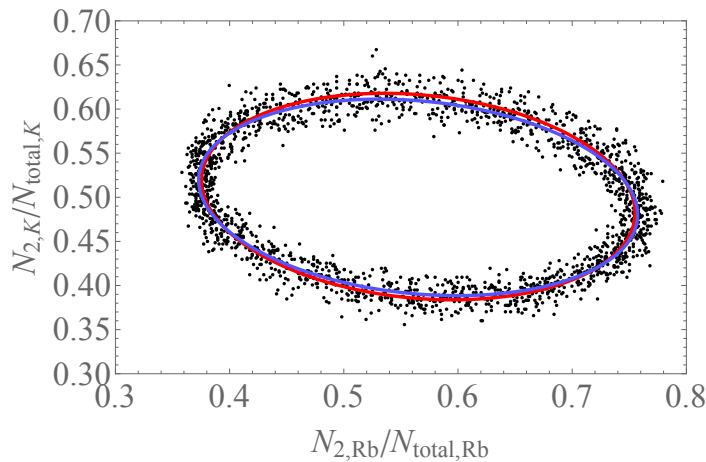


FIGURE 4.12 – Noir : Représentation paramétrique des données de l'interféromètre double espèce de $T = 20$ ms, figure 4.8 à gauche. Rouge : Ajustement par ellipse direct. Bleu : Ajustement par ellipse garanti rapide.

Nous avons considéré deux algorithmes permettant l'extraction de la phase différentielle par cette méthode. Le premier, appelé "ajustement par ellipse direct" (DEF pour "Direct Ellipse Fitting") [69, 70], optimise les paramètres β afin de minimiser la somme des distances algébriques au carré entre les points et l'ellipse. C'est un algorithme simple à réaliser mais qui produit une estimation possédant une faible précision. Le deuxième algorithme, sous le nom de "ajustement par ellipse garanti rapide" (FGEF pour "Fast Guaranteed Ellipse Fitting") [71], optimise une approximation de la distance la plus probable entre les points et l'ellipse. Il représente un compromis entre la simplicité de l'algorithme DEF et la précision obtenue par minimisation de la somme des distances orthogonales entre les points et l'ellipse. On remarque que les deux ajustements, appliqués aux données de l'interféromètre double espèce figure 4.12, ne se superposent pas ; celui de la méthode DEF tend à être compressé sur l'axe majeur, tandis que celui de la méthode FGEF tend à être compressé sur l'axe mineur. Une comparaison approfondie entre les deux algorithmes peut être trouvée dans la référence [32].

4.2.4 Bilan sur les méthodes d'extraction de la phase

Nous concluons dans cette partie sur les différentes méthodes étudiées précédemment. Sur ICE, nous favorisons l'utilisation de la méthode FRAC, cependant chaque technique contient ses avantages et inconvénients qu'il faut considérer par rapport à son système.

La méthode de l'ellipse reste de loin la méthode la plus facile à mettre en place puisqu'elle requiert peu en ressource informatique et ne nécessite pas le signal supplémentaire d'un accéléromètre mécanique. Cependant, l'estimation du déphasage différentiel obtenu possède un biais qui augmente lorsque cette valeur s'éloigne de $\pi/2$. Il est donc important de pouvoir appliquer un déphasage contrôlé en sortie de l'un des deux interféromètres afin de conserver $\Phi_d = \pi/2$.

La méthode Bayésienne est coûteuse en ressource informatique mais nécessite peu de données pour converger rapidement et, ne possède pas de biais lié à la valeur de Φ_d non plus. La difficulté majeure de cette méthode réside dans le fait qu'elle demande une connaissance précise du bruit présent sur l'expérience.

Enfin, la méthode FRAC est également peu coûteuse en ressource informatique et elle est suffisamment rapide pour l'utiliser en temps réel. De plus, cette méthode est la moins sensible à la diminution du degré de corrélation entre les phases en sortie des interféromètres. En effet, le bruit de phase non corrélé engendre un biais important avec la méthode de l'ellipse et une convergence sur plusieurs valeurs de Φ_d , ou pas de convergence du tout, avec la méthode Bayésienne car la courbe de Lissajous est dégradée. Elle nécessite néanmoins le signal supplémentaire de l'accéléromètre mécanique, qui peut ajouter du bruit sur la mesure, mais ne possède aucun biais dépendant de la valeur de Φ_d .

On regroupe dans le tableau 4.2 les estimations de la phase différentielle des données figure 4.8 obtenues avec chaque méthode, et les erreurs associées à ces estimations. On note que la valeur non nulle de ce déphasage est due à des effets systématiques, que l'on étudiera dans le chapitre 5.

Pour l'analyse de ces données, avec un nombre de données élevé, un temps d'interrogation relativement long de 20 ms, un rapport de facteurs d'échelle de 1.017 et un déphasage proche de $\pi/2$, on remarque que l'erreur est plus faible avec la méthode FGEF. Cependant, comme il est présenté dans la référence [32], les erreurs sur l'estimation de Φ_d dépendent fortement des paramètres de l'expérience et notamment des différents bruits présents.

	FRAC	Bayésienne	DEF	FGEF
Φ_d (rad)	1.741	1.734	1.729	1.749
δ_{Φ_d} (rad)	6×10^{-3}	6×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-3}

TABLE 4.2 – Estimation de la phase différentielle de l'interféromètre double espèce en fonction des différentes méthodes utilisées.

4.3 Bruits sur l'interféromètre

4.3.1 Limite de sensibilité de la méthode FRAC liée au bruit de l'accéléromètre

Les accéléromètres utilisés sur l'expérience ont un niveau de bruit propre (voir tableau 2.2) pouvant limiter la précision obtenue après correction. Afin d'évaluer cette limite sur le Nanometrics Titan, qui est l'accéléromètre utilisé pour les mesures dans le laboratoire, nous avons répété l'étude détaillée précédemment mais sur la courbe noire de la figure 4.13, qui correspond au signal enregistré dans les mêmes conditions que la courbe orange, mais avec l'accéléromètre éteint. Nous caractérisons donc ici le bruit électronique lié à notre système d'acquisition. On constate dans un premier temps sur ces courbes la présence d'un fort bruit électronique à 50 Hz et à 150 Hz. Ce graphique nous montre également que le niveau de bruit lié à l'électronique se situe environ à un facteur 10 en dessous du niveau de vibration que l'accéléromètre est capable de mesurer dans le laboratoire. On montre alors dans le tableau 4.3 les limites de la corrélation entre l'interféromètre et l'accéléromètre pour différents temps d'interrogation, dans le cas d'un interféromètre ^{87}Rb et d'un interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$.

T (s)	$\sigma_{\Phi,^{87}\text{Rb}}$ (rad)	$\sigma_{\Phi,^{87}\text{Rb}-^{39}\text{K}}$ (rad)
10^{-3}	1.2×10^{-3}	1.8×10^{-6}
5×10^{-3}	20×10^{-3}	1.3×10^{-4}
10^{-2}	40×10^{-3}	6.7×10^{-4}
2×10^{-2}	11×10^{-3}	1.7×10^{-4}
10^{-1}	0.17	1.9×10^{-3}
1	7.2	60×10^{-3}

TABLE 4.3 – Bruit sur la phase des franges d'interférence correspondant au signal mesuré dans le laboratoire avec l'accéléromètre Nanometrics Titan éteint, en fonction de différents temps d'interrogation dans le cas d'un interféromètre ^{87}Rb et d'un interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$.

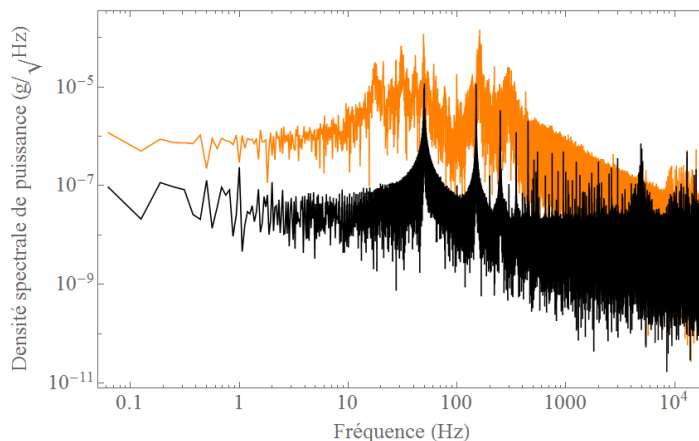


FIGURE 4.13 – Densité spectrale de puissance du signal d'accélération enregistré dans le laboratoire par l'accéléromètre mécanique Nanometrics Titan allumé (orange) et éteint (noir).

Les données du tableau 4.3 montrent le bruit apporté par l'accéléromètre mécanique lorsqu'on applique la méthode FRAC à notre système. On constate que pour $T = 20$ ms, le bruit de phase est plus faible que pour $T = 5$ ms. Cet effet est dû à la fonction de transfert qui filtre le pic de bruit à 50 Hz de la densité spectrale de puissance observé sur la figure 4.13 en noir.

Dans le cas d'un interféromètre simple espèce, et pour un temps d'interrogation de 20 ms, caractéristique des mesures réalisées au sol, on déduit une limite à 1.1×10^{-2} rad, ce qui équivaut à une précision de 1.8×10^{-6} m/s² sur l'accélération de l'atome à court terme. Cependant, on constate que le bruit de phase obtenu après corrélation par la méthode FRAC est plus faible dans le cas d'un interféromètre double espèce. En effet, de la même manière que pour le bruit de phase non corrélé avec l'accéléromètre mécanique, la corrélation entre les deux interféromètres permet de rejeter le bruit commun provenant de l'électronique du Titan et du système d'acquisition.

Le Titan présente également une forte corrélation avec la température ambiante selon l'axe z ($320 \mu\text{g}/^\circ\text{C}$). Les bobines du PMO ayant pour effet de chauffer l'intérieur de l'enceinte à vide, on observe une dérive de l'accélération lue par l'accéléromètre au cours du temps. Nous verrons dans le chapitre 5 les impacts de cet effet sur l'analyse des données.

4.3.2 Contribution des autres sources de bruits

Au delà des vibrations liées à l'environnement, d'autres sources de bruits viennent entacher les mesures de franges en sortie de chaque interféromètre. Nous séparons ces bruits en deux familles distinctes, les bruits d'amplitude qui introduisent des fluctuations sur la probabilité de transition et les bruits de phase.

Afin de caractériser les bruits d'amplitude de l'expérience, nous avons réalisé des franges de Ramsey double espèce simultanée, insensibles aux vibrations du miroir de référence. Pour cela, nous avons utilisé un faisceau contra-propageant polarisé circulairement et sélectionné la contribution co-propageante. La séquence est donc composée du refroidissement atomique et de la préparation dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ décrite dans le sous-chapitre 4.1, puis de deux impulsions de durée $\tau_{\pi/2} = 3.5 \mu\text{s}$ séparées de $T = 20$ ms. Nous avons ensuite choisi et fixé la fréquence correspondant à la demi-frange pour chaque espèce, puis nous avons répété la mesure 50 fois. En réitérant cette expérience pour différents nombres d'atomes, nous obtenons le bruit sur la probabilité de transition σ_P en fonction du nombre d'atomes normalisé, figure 4.14. Pour obtenir l'équivalent en bruit sur la phase, il est possible d'effectuer la conversion $\sigma_\phi = 2\sigma_P/C$, où C est le contraste des franges.

Le bruit d'amplitude est composé de trois sources distinctes pouvant affecter la mesure [8]. La première de ces sources est le bruit de projection quantique, qui est un bruit fondamental lié aux fluctuations quantiques de population [72], et qui varie en $1/(2 \times \sqrt{N_{\text{atomes}}})$. Les deux autres sources sont le bruit de détection comprenant les bruits liés au photodétecteur du bas et à l'électronique, et variant en $1/N_{\text{atomes}}$, et le bruit technique provenant des fluctuations d'intensité et de fréquence du laser de détection, qui est indépendant du nombre d'atomes.

Sur la figure 4.14, on constate qu'en fonction du nombre d'atomes, le bruit présent sur les données du potassium (en bleu) suivent dans un premier temps une tendance en $1/N_{\text{atomes}}$ jusqu'à environ 10% du nombre d'atomes total considéré, et qu'elles suivent ensuite une tendance en $1/\sqrt{N_{\text{atomes}}}$. Le bruit sur les données du rubidium, en rouge sur la figure 4.14, est inférieur à celui du potassium pour la plage de nombres d'atomes considérée. De plus, le

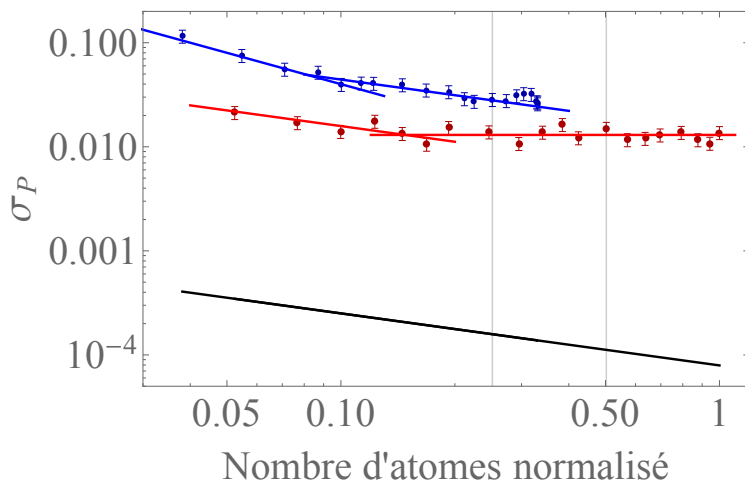


FIGURE 4.14 – Bruit de probabilité correspondant au bruit d’amplitude obtenu sur des franges de Ramsey double espèce de paramètres $\tau_{\pi/2} = 3.5 \mu\text{s}$ et $T = 20 \text{ ms}$ en fonction du nombre d’atomes total normalisé. Le nombre d’atomes total maximal au moment de la détection est d’environ 4×10^7 atomes. Les points bleus représentent le bruit sur la détection du potassium, ceux en rouge le bruit sur la détection du rubidium et la courbe noire le bruit de projection quantique. On représente également en bleu les droites de pentes -1 et $-1/2$ et en rouge les droites de pente $-1/2$ et 0 . Le nombre d’atomes utilisé habituellement sur l’expérience pour chaque espèce est défini par les pointillés.

profil est également différent puisque au delà de 20% du nombre d’atomes total, on observe un plateau caractéristique d’un bruit technique à une valeur d’environ 0.015, qui n’apparaît pas sur le potassium. Enfin, la courbe en noir montre la tendance du bruit de projection quantique en fonction du nombre d’atomes estimé. Cette courbe confirme que le bruit de détection et le bruit technique nous limitent et que nous pouvons encore améliorer notre expérience en vue d’un bruit d’amplitude moins élevé.

Nous avons également augmenté le temps d’interrogation des franges de Ramsey double espèce simultanément à $T = 40 \text{ ms}$ (voir figure 4.15) afin de caractériser la sensibilité sur la mesure. L’ajustement des données par un cosinus a permis son estimation sur la fréquence, qui est de 2.6×10^{-12} pour le rubidium et de 1.7×10^{-10} pour le potassium, pour une mesure contenant 100 points.

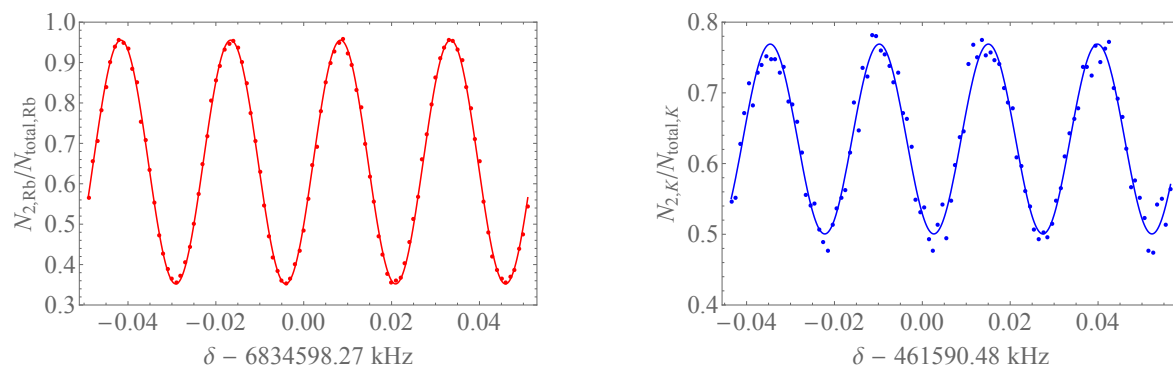


FIGURE 4.15 – Gauche : Franges de Ramsey avec du ^{87}Rb . Droite : Franges de Ramsey avec du ^{39}K . Paramètres utilisés : $T = 40 \text{ ms}$, $\tau_{\pi/2} = 3.5 \mu\text{s}$.

4.3.3 Évaluation des performances de l'interféromètre

Nous avons donc vu dans ce sous-chapitre que les mesures des franges d'interférence en sortie de l'interféromètre étaient dégradées par plusieurs sources de bruits après leur reconstruction par méthode FRAC. Certaines de ces sources limitent la sensibilité sur la probabilité de transition, notées σ_P , comme le bruit de détection, les bruits techniques des lasers et le bruit de projection quantique, tandis que d'autres sources impactent la précision sur la phase, notée σ_ϕ , comme les imperfections de l'accéléromètre mécanique, mais également les bruits de phase de l'interféromètre atomique (bruit de phase des lasers et de la chaîne de fréquence). Ce dernier aspect n'a pas été étudié pendant la thèse, mais sa caractérisation nécessiterait également d'être fait dans le futur.

L'ajustement par sinusoïde des franges obtenues par méthode FRAC nous permet d'accéder à la valeur du contraste des franges C_{fit} et à l'écart-type des données par rapport à l'ajustement σ_{fit} . Afin de quantifier l'impact des contributions σ_P et σ_ϕ , on définit alors le Facteur de Qualité de Corrélation (CQF) par :

$$\text{CQF} = \frac{C_{\text{fit}}}{\sigma_{\text{fit}}}. \quad (4.6)$$

Cependant, le CQF ne permet pas de distinguer la contribution seule de l'interféromètre atomique de la contribution de l'accéléromètre mécanique sur le bruit de la mesure. Pour cela, nous pouvons utiliser la méthode "BAT" [20, 21], qui permet d'accéder directement à σ_P et au rapport signal à bruit $\text{SNR} = C/\sigma_P$ de l'interféromètre atomique, indépendamment des effets de l'accéléromètre mécanique, car elle s'applique directement sur les données non traitées par la méthode FRAC. Elle consiste en effet à calculer la densité de probabilité des données $P(i)$, puis d'ajuster le résultat par une fonction décrivant la densité de probabilité d'un cosinus, représentée figure 4.16, convoluée avec une gaussienne. On notera qu'une des limites de la méthode BAT vient du fait que l'ajustement nécessite un grand nombre d'échantillons afin de pouvoir converger.

Les méthodes FRAC et BAT sont présentées sur les figures 4.10 et 4.17. Elles ont été réalisées sur les données enregistrées en sortie d'un interféromètre double espèce de $T = 20$ ms, dont la rampe de fréquence a été fixée à mi-frange (voir figure 4.8). On obtient un écart-type σ_{fit} de 18×10^{-3} pour le potassium et de 19×10^{-3} pour le rubidium dans le cas d'un ajustement par sinusoïde sur les données corrigées avec la méthode FRAC, et un écart-type σ_P de 16×10^{-3} pour le potassium et de 10×10^{-3} pour le rubidium avec la méthode BAT. Les CQF et SNR issus de ces valeurs sont notés dans le tableau 4.4.

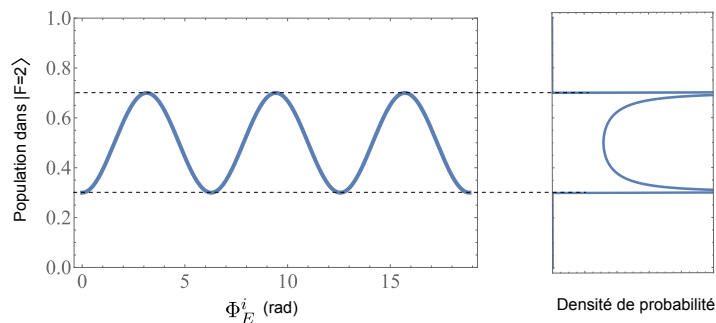


FIGURE 4.16 – Schéma d'une sinusoïde (gauche) et de la densité de probabilité correspondante (droite).

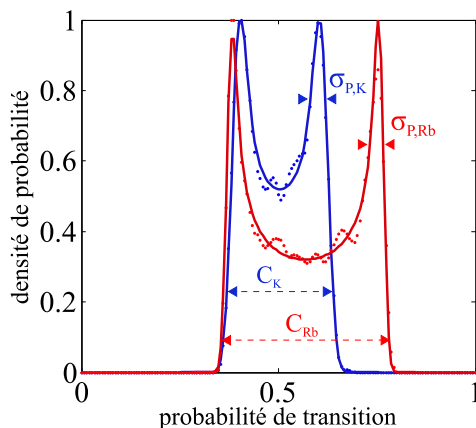


FIGURE 4.17 – Méthode BAT appliquée sur les données de la figure 4.8, sans correction de l'accéléromètre mécanique. Bleu : Résultats sur le potassium. Rouge : Résultats sur le rubidium.

	Rubidium	Potassium
CQF	20	12
SNR	36	14
$\delta\Phi$ (rad)	0.027	0.071
δa (g)	4.39×10^{-7}	1.1×10^{-6}

TABLE 4.4 – CQF et SNR issus des méthodes d'analyse respectives FRAC et BAT, représentées figures 4.10 et 4.17, appliquées sur les franges composées de 2000 points d'environ 2 s. $\delta\Phi$ et δa sont ensuite calculés pour un point à partir du SNR.

Ces résultats ont tendance à montrer que les bruits de phase impactent les mesures obtenues par méthode FRAC, surtout dans le cas de l'interféromètre rubidium. $\delta\Phi$ et δa correspondent à notre sensibilité court terme en considérant le SNR. Sur notre expérience, ces valeurs sont donc plus élevées, du fait que le CQF est inférieur au SNR.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit le fonctionnement de l'interféromètre double espèce simultané réalisé sur ICE pour tester le principe d'équivalence faible, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 5. En effet, nous avons détaillé la séquence interférométrique mise en place sur l'expérience, composée dans un premier temps d'un chargement de PMO et d'une mélasse optique permettant le refroidissement atomique, simultanée entre les deux espèces. La préparation des atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ est ensuite séquentielle, puis les impulsions Raman sont appliquées de manière symétrique autour de l'impulsion τ_π . À la fin de la séquence, la détection est appliquée séquentiellement afin d'obtenir les quatre niveaux de fluorescence présentés dans le chapitre 2.

En montrant des franges d'interférence à deux temps d'interrogation différents, nous avons montré la dégradation du signal due aux vibrations du miroir de référence. Nous avons alors présenté le principe de différentes techniques permettant d'extraire la phase différentielle de notre interféromètre double espèce dans un environnement bruité, et nous les avons appliquées à un jeu de données issu d'un interféromètre double espèce réalisé en laboratoire avec un temps d'interrogation de 20 ms. La première de ces techniques est la méthode FRAC, qui consiste à reconstruire les franges brouillées avec le signal d'accélération du miroir de référence enregistré par un accéléromètre mécanique ; la deuxième est la méthode Bayésienne, qui utilise

le théorème de Bayes de manière itérative à partir des données et d'un modèle de bruit de l'expérience, afin d'incrémenter la précision sur Φ_d , et enfin la dernière utilisée sur ICE est la méthode de l'ellipse, qui consiste à ajuster une ellipse aux données tracées paramétriquement. Bien que nous ayons tendance à favoriser l'utilisation de la méthode FRAC sur ICE, il serait intéressant dans le cadre d'une mesure de précision pour le principe d'équivalence faible, de comparer les résultats obtenus avec chacune de ces méthodes, dont l'efficacité dépend des conditions de réalisation.

Nous avons ensuite estimé la limitation de la sensibilité des mesures liée aux différentes sources de bruits présentes sur l'expérience. Au niveau des sources de bruits d'amplitude, il semble que nous soyons limités par le bruit de détection sur le potassium et par le bruit technique des lasers sur le rubidium, qui inclut des fluctuations de puissance ou de fréquence. L'étude des bruits de phase n'est quant à elle, pas encore achevée ; cependant la comparaison entre le CQF de l'ajustement après la méthode FRAC et le SNR issu de la méthode BAT semble montrer que ces derniers impactent également la sensibilité des mesures.

Chapitre 5

Test du principe d'équivalence faible avec des atomes froids

La réalisation de l'interféromètre double espèce simultané, présenté dans le chapitre 4, nous a permis de tester pour la première fois le principe d'équivalence faible en micropesanteur dans l'avion ZERO-G. La première partie de ce chapitre est consacrée à la définition du principe d'équivalence et à l'état de l'art du test du principe d'équivalence faible, avec des objets classiques et quantiques. Nous verrons ensuite les premiers résultats de ce test sur l'expérience ICE dans le laboratoire, ainsi que l'étude préliminaire des effets systématiques principaux. Enfin, nous développerons les principales limitations rencontrées pendant les vols paraboliques et les solutions envisagées pour les prochaines campagnes de vol, puis nous présenterons le premier test du principe d'équivalence faible en micropesanteur avec un interféromètre double espèce.

5.1 Définition et état de l'art

5.1.1 Définition du principe d'équivalence

Le principe d'équivalence est introduit par Isaac Newton dans ses travaux sur l'égalité entre la masse inertielle m_i , intervenant dans le principe fondamental de la dynamique ($F = m_i \times a$), et la masse grave m_g , provenant de la force de gravitation $F = G \times m_g \times M_T / R_T^2$, où M_T et R_T sont respectivement la masse et le rayon de la Terre. En 1907, Albert Einstein l'étend à l'équivalence entre un champ gravitationnel et un champ d'accélération, et l'utilise comme base de la Relativité Générale. Ce principe permet alors d'affirmer que la gravitation implique une courbure de l'espace-temps. Sa définition se décompose en trois parties [73, 74] :

- Le principe d'équivalence faible :
La trajectoire d'une masse de test (non affectée par des forces électromagnétiques ou par des forces de marée) en chute libre est indépendante de la structure interne ou de la composition de cette dernière.
- L'invariance locale de Lorentz :
Le résultat de n'importe quelle expérience locale non-gravitationnelle est indépendant de la vitesse du référentiel en chute libre dans lequel elle est réalisée.
- L'invariance locale de position :
Le résultat d'une expérience non-gravitationnelle est indépendant du moment et de l'endroit dans l'univers où elle est réalisée pour un observateur en chute libre et sans rotation.

Certaines théories alternatives, notamment des modèles visant à unifier la Relativité Générale et la Physique Quantique comme la théorie des cordes ou la théorie de Kaluza-Klein, prédisent une violation de ce principe à de faibles échelles [75, 73]. Avec l'émergence de ces nouvelles théories, le test du principe d'équivalence est devenu un objectif scientifique d'envergure, qui pourrait poser les bases des lois de la physique fondamentale moderne.

5.1.2 Tests du principe d'équivalence faible

Le test du principe d'équivalence faible est une expérience dans laquelle on mesure l'accélération différentielle entre deux corps de masses différentes en chute libre. La précision sur ce test est alors quantifiée par le paramètre d'Eötvös η , défini par :

$$\eta = 2 \times \frac{|a_1 - a_2|}{|a_1 + a_2|}, \quad (5.1)$$

où a_1 et a_2 sont les accélérations respectives des deux corps.

Les premiers tests du principe d'équivalence faible ont été réalisés par comparaison entre les périodes des oscillations de deux pendules de masse et composition différentes. Vers 1888, Eötvös met en place une balance de torsion qui permet d'estimer η avec une précision de 10^{-9} . D'autres expériences basées sur l'utilisation de la balance de torsion ont permis l'évolution de la précision sur η [76, 77] et aujourd'hui, l'expérience Eöt-Wash à l'université de Washington donne une valeur de $\eta = (0.3 \pm 1.8) \times 10^{-13}$ [78].

L'ordre de grandeur de cette incertitude sur η a également été confirmé par le Lunar Laser Ranging (LLR), qui mesure $\eta = (-0.8 \pm 1.3) \times 10^{-13}$ [79]. Le principe de ce test est de mesurer la distance entre la Terre et la Lune par réflexion d'un laser, afin de déterminer leur accélération dans le référentiel du Soleil. La performance atteinte vient du fait que l'équipe accumule des données sur cette expérience depuis plus de quarante ans. En effet, les premiers résultats ont été obtenus en 1970, après l'installation des premiers rétro-rélecteurs lunaires.

Enfin, en avril 2016, le satellite MICROSCOPE (MICRO-Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) a été envoyé en orbite autour de la Terre afin de tester le principe d'équivalence faible à une précision de 10^{-15} [80]. Pour réaliser cet objectif, deux cylindres de masse et composition différentes (titane et alliage de platine et de rhodium) sont maintenus en chute libre par un champ électro-statique. Si les champs appliqués pour garder les masses en équilibre sont différents, cela se traduit par une violation du principe d'équivalence faible. De plus, un deuxième système d'accéléromètre différentiel, identique au premier, mais avec deux cylindres de platine de même masse, est ajouté pour servir de calibration. Enfin, la traînée du satellite est compensée par un système de micro-propulseurs afin d'éviter des perturbations de trajectoire qui entraîneraient des erreurs sur les mesures.

Sur l'expérience ICE, l'objectif scientifique principal consiste à vérifier le principe d'équivalence faible en mesurant l'accélération de deux espèces atomiques (^{87}Rb et ^{39}K) par le biais d'un interféromètre atomique.

Il est en effet intéressant d'effectuer ce test avec des atomes, puisque l'ensemble des expériences mentionnées ci-dessus sont réalisées avec des objets macroscopiques (Eöt-Wash, MICROSCOPE) ou astronomiques (LLR). Cela permet ainsi de confirmer ou non leurs résultats à l'échelle microscopique. De plus, les atomes étant définis par la mécanique quantique, ils représentent des candidats adaptés pour vérifier le principe d'équivalence faible ou

les lois de la gravitation avec de nouveaux paramètres (état interne, spin atomique...) dans le cadre d'une violation visant à unifier ces deux modèles. Cependant, les technologies étant encore jeunes, les résultats obtenus sur η possèdent encore une précision inférieure d'environ cinq ordres de grandeur par rapport aux tests avec des masses classiques.

Le premier test du principe d'équivalence faible avec des atomes froids a été réalisé en 2004 [81] sur deux isotopes du rubidium, le ^{87}Rb et le ^{85}Rb , permettant une valeur de $\eta = (1.2 \pm 1.7) \times 10^{-7}$. En 2013, une précision similaire ($\eta = (1.2 \pm 3.2) \times 10^{-7}$) a été obtenue avec le premier interféromètre atomique double espèce simultanée [82]. Récemment, l'utilisation de ces deux isotopes a permis la meilleure précision obtenue à ce jour avec des atomes froids, qui est de $\eta = (2.8 \pm 3.0) \times 10^{-8}$ [83]. Enfin, l'expérience ATLAS en Allemagne a proposé une première estimation de η avec un interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$ [84].

Une des principales limitations de ces précisions vient du fait que les expériences ont été effectuées au sol. En effet, sous l'effet de la gravité, les atomes tombent rapidement et les temps d'interrogation disponibles pour les sonder sont relativement courts. Par exemple, l'équipe chinoise dispose d'un temps d'interrogation d'environ 80 ms [83]. Or, l'augmentation de la durée de l'interféromètre est un moyen efficace pour améliorer la sensibilité de la mesure, car $\delta a = \delta\Phi_a / (k_{\text{eff}}T^2)$.

Afin de pallier ce problème, l'équipe de M. Kasevich à Stanford et l'équipe de M.-S. Zhan à Wuhan ont conçu des enceintes à vide de 10 m donnant accès à 2.3 s de chute libre aux atomes, ce qui devrait permettre une précision sur η de 10^{-15} [18, 17]. Cependant, une autre solution consiste à tester le principe d'équivalence faible dans l'espace, où les atomes seraient en micropesanteur, et les temps d'interrogation pourraient être de l'ordre de 5 secondes.

Dans ce contexte, le projet en phase de présélection pour une mission de physique fondamentale STE-QUEST a pour objectif principal de tester le principe d'équivalence faible à une précision sur η de 10^{-15} [3]. Pour cela, un interféromètre double espèce serait placé en orbite autour de la Terre à bord d'un satellite. Afin de réaliser les tests nécessaires pour confirmer la faisabilité d'une telle mission, deux expériences sont effectuées dans des environnements de micropesanteur sur Terre.

La première de ces expériences est le projet QUANTUS (QUANTengase Unter Schwereelosigkeit), qui utilise la tour de chute libre du ZARM (Centre des technologies appliquées au spatial et de la microgravité) basée à Brême. Celle-ci est haute de 146 m, ce qui permet un accès à 9.3 s de micropesanteur, jusqu'à trois fois par jour [85]. En 2010, le premier condensat de Bose-Einstein en micropesanteur a été obtenu sur ce projet, permettant l'observation de l'expansion du nuage pendant plus d'une seconde [36]. À partir de ce résultat, l'équipe allemande a pu réaliser un interféromètre atomique par impulsions de Bragg avec un condensat de Bose-Einstein en micropesanteur [86]. L'Institut für Quantenoptik [87], dirigeant ce projet, mène en parallèle d'autres expériences associées à ce domaine de recherche, notamment le projet MAIUS, qui a pour but de lancer une expérience d'atomes ultra-froids dans une fusée sonde, dont la trajectoire possède une apogée à 250 km du sol et permet plusieurs minutes de micropesanteur.

La deuxième expérience adaptée à l'environnement de micropesanteur est l'expérience ICE, décrite dans ce manuscrit. Elle a en effet pour objectif de tester le principe d'équivalence faible avec une précision de 10^{-11} dans l'avion ZERO-G de Novespace [35]. En 2011, un premier accéléromètre atomique ^{87}Rb a été obtenu dans cet environnement [25]. En 2015, nous avons réalisé le premier interféromètre double espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$ en micropesanteur,

dont les résultats ainsi que les optimisations à prévoir pour atteindre la précision espérée, sont présentés dans le sous-chapitre 5.3.

Nous avons établi dans le tableau 5.1 un bilan des expériences à interférométrie atomique ayant pour but de vérifier le principe d'équivalence faible. Nous pouvons ainsi constater dans un premier temps que la plupart sont composées de deux isotopes du rubidium, car leur refroidissement, manipulation et détection est facilement réalisable, leurs longueurs d'onde sont similaires, ce qui permet d'utiliser la technologie Télécom fibrée, et la réjection commune de vibration est élevée. Cependant, les masses sont également particulièrement proches pour un test du principe d'équivalence faible, et il est difficile de contrôler indépendamment les deux isotopes car les longueurs d'onde utilisées sont trop proches. C'est pourquoi certaines expériences utilisent d'autres espèces atomiques pour remplacer le ^{85}Rb . Le potassium est intéressant pour les expériences embarquées car la longueur d'onde nécessaire peut également être générée par une source dans le domaine Télécom, et la différence de masse est plus élevée. Pour les expériences au sol, la robustesse de la source laser est moins critique, ce qui rend possible l'utilisation du lithium ou de l'ytterbium, pour lesquels il est plus difficile d'utiliser des longueurs d'onde Télécom.

On constate ensuite que ces expériences se partagent en deux catégories : celles réalisées au sol, en configuration de gravimètre ou de fontaine atomique et celles embarquées en micropesanteur, comme QUANTUS, ICE ou le projet STE-QUEST. Les expériences composées d'enceintes à vide de 10 m de haut permettent en théorie un temps d'interrogation de 1.15 s et une précision sur η de 10^{-15} . Cependant, à ce niveau, les sources de gradients de gravité dus à l'activité humaine commencent à être importantes et sont difficiles à évaluer. L'environnement de micropesanteur est également une solution efficace pour augmenter le temps d'interrogation et la sensibilité sur η , et il présente l'avantage d'avoir un déphasage lié à la chute des atomes quasi nulle, contrairement à une fontaine atomique, où le déphasage résultant de la chute des atomes correspond à environ 10^8 rad. QUANTUS et ICE visent une précision de 10^{-11} puisque le temps d'intégration reste dans les deux cas limité. Ces expériences sont embarquées, c'est-à-dire qu'elles doivent être compactes et robustes. De plus, elles doivent également être capables de fonctionner en quasi autonomie. Le projet spatial STE-QUEST pourrait quant à lui atteindre une précision de 10^{-15} grâce au temps d'intégration disponible. Ce projet présente l'avantage de fonctionner dans un environnement affranchi de l'activité

Expérience	Atomes	Environnement	Niveau de vibration	Durée de la chute libre	Performance	
					actuelle	visée
Hänsch	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Sol	-	80 ms	10^{-7} [81]	-
ATLAS	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Sol	-	40 ms	10^{-7} [84]	-
Bresson	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Sol	$10^{-3} g$	50 ms	10^{-7} [82]	10^{-9} [88]
Zhan	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 1 m	-	300 ms	10^{-8} [83]	-
Zhan	$^6\text{Li}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	-	2.3 s	-	- [17]
Kasevich	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	$10^{-8} g$	2.3 s	-	10^{-15} [18]
Rasel	$^{170}\text{Yb}/^{87}\text{Rb}$	Enceinte de 10 m	$10^{-7} g$	2.6 s	-	10^{-13} [89]
QUANTUS	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Tour de 146 m	$10^{-6} g$	9 s	-	10^{-11} [90]
ICE	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Avion ZERO-G	$10^{-2} g$	20 s	10^{-4} [91]	10^{-11} [92]
ICE	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Simulateur 0g	-	600 ms	-	10^{-12}
STE-QUEST	$^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	Satellite	$10^{-6} g$	5 ans	-	10^{-15} [3]

TABLE 5.1 – Bilan des caractéristiques des expériences visant à tester le principe d'équivalence faible avec un interféromètre atomique double espèce.

humaine, mais nécessite une intégration poussée des différents composants de l'expérience et une autonomie parfaite.

5.2 Test du principe d'équivalence faible avec un gravimètre double espèce simultanément dans le laboratoire

5.2.1 Résultats du gravimètre double espèce

Dans le laboratoire, nous réalisons un gravimètre double espèce avec un temps d'interrogation de $T = 22$ ms, limité par la géométrie de notre enceinte à vide. La différence entre le temps d'interrogation de chaque interféromètre a été choisi arbitrairement à $10 \mu\text{s}$, donc les facteurs d'échelle n'ont pas été égalisés, et $\kappa = S_K/S_{\text{Rb}} = 1.01673$ ¹. L'intensité des faisceaux Raman du rubidium a été ajustée pour que les impulsions de l'interféromètre de chaque espèce aient les mêmes durées, définies par l'intensité maximale disponible sur les faisceaux du potassium. Ces durées sont alors de $\tau_{\pi/2} = 3 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi} = 6 \mu\text{s}$. Les atomes de ^{87}Rb et ^{39}K sont refroidis à environ $5 \mu\text{K}$, puis nous commençons l'interféromètre environ 15 ms après la fin de l'étape de mélasse. La valeur de α_0 correspondant à la frange centrale pour chaque espèce a été évaluée en balayant les franges pour différents temps d'interrogation, comme il est expliqué dans le chapitre 1, à 25.135 MHz/s pour le rubidium et à 25.58 MHz/s pour le potassium.

Chaque cycle de données correspond à 82 séquences d'environ 2 s. On applique alternativement d'une séquence à l'autre, une rampe $+\alpha$ pour rester à résonance avec la transition $|f, p\rangle \rightarrow |f, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$, et une rampe $-\alpha$ pour rester à résonance avec la transition $|f, p\rangle \rightarrow |f, p - \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ (voir chapitre 1). Cette méthode de prise de données permet, dans l'approximation où les paramètres de l'expérience ne fluctuent pas entre deux cycles, de retirer certains effets systématiques. En effet, lorsqu'on écrit les déphasages de l'équation 1.38 en considérant la contribution des effets systématiques Φ_{sys} et la contribution des vibrations enregistrées par l'accéléromètre mécanique Φ_{vib} , on obtient le système :

$$\begin{cases} \Phi_{\text{exp},+} = (k_{\text{eff}} g - 2\pi\alpha_0)T^2 + \Phi_{\text{vib},+k} + \Phi_{\text{sys},+k} \\ \Phi_{\text{exp},-} = -(k_{\text{eff}} g - 2\pi\alpha_0)T^2 + \Phi_{\text{vib},-k} + \Phi_{\text{sys},-k}, \end{cases} \quad (5.2)$$

pour chaque espèce atomique. On applique ensuite la correction par l'accéléromètre mécanique, faisant intervenir un biais b_0 dépendant du temps sur les termes de phase, qui s'écrivent donc :

$$\begin{cases} \Phi_{\text{corr},+} = \Phi_{\text{exp},+} - \Phi_{\text{vib},+k} - b_0 k_{\text{eff}}T^2 = (g - b_0)k_{\text{eff}}T^2 - 2\pi\alpha_0T^2 + \Phi_{\text{sys},+k} \\ \Phi_{\text{corr},-} = \Phi_{\text{exp},-} - \Phi_{\text{vib},-k} + b_0 k_{\text{eff}}T^2 = -(g - b_0)k_{\text{eff}}T^2 + 2\pi\alpha_0T^2 + \Phi_{\text{sys},-k}. \end{cases} \quad (5.3)$$

On peut alors en déduire l'expression des accélérations mesurées avec la rampe positive et négative :

$$\begin{cases} g_{\text{exp},+} = \frac{\Phi_{\text{corr},+}}{k_{\text{eff}}T^2} + \frac{2\pi\alpha_0}{k_{\text{eff}}} = g - b_0 + \frac{\Phi_{\text{sys},+k}}{k_{\text{eff}}T^2} \\ g_{\text{exp},-} = -\frac{\Phi_{\text{corr},-}}{k_{\text{eff}}T^2} + \frac{2\pi\alpha_0}{k_{\text{eff}}} = g - b_0 - \frac{\Phi_{\text{sys},-k}}{k_{\text{eff}}T^2}. \end{cases} \quad (5.4)$$

Afin de retirer les effets systématiques indépendants de k_{eff} , on calcule la moyenne des deux accélérations précédentes pour chaque espèce :

$$g_{\text{exp}} = \frac{(g_{\text{exp},+} + g_{\text{exp},-})}{2} = g - b_0 + \frac{1}{2k_{\text{eff}}T^2} \times (\Phi_{\text{sys},+k} - \Phi_{\text{sys},-k}). \quad (5.5)$$

1. Nous avons vu dans le chapitre 1 l'intérêt d'égaliser les facteurs d'échelle, cependant, ce paramètre n'étant pas limitant pour le moment sur notre expérience, nous ne l'avons pas modifié.

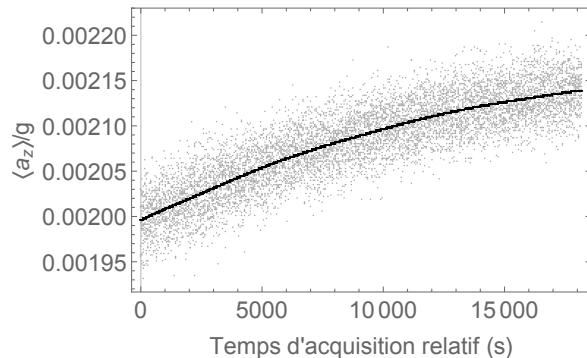


FIGURE 5.1 – Biais de l'accéléromètre Nanometrics Titan b_0 en fonction du temps. Gris : Accélération moyenne pendant la durée de l'interféromètre. Noir : Signal traité par un filtre passe-bas par FFT, dont la fréquence de coupure est de 2×10^{-4} Hz.

On constate ainsi que la valeur de g mesurée expérimentalement sur ICE dépend du biais issu de l'accéléromètre mécanique selon le même ordre de grandeur, c'est-à-dire que pour connaître par exemple g_{exp} avec une précision de 10^{-8} m/s², la connaissance du biais doit également être de 10^{-8} m/s². Son estimation en fonction du temps est représentée figure 5.1 en gris par l'accélération moyenne du Titan durant chaque interféromètre effectué lors de la prise de données. On observe alors une dérive issue de la variation de température dans l'enceinte à vide due aux bobines, et du bruit haute fréquence provenant de la méthode de moyennage. Afin de soustraire la meilleure estimation du biais des valeurs de g_{exp} , on applique un filtre passe-bas par FFT (Fast Fourier Transform). Cependant, nous verrons par la suite que cette méthode n'est pas suffisante. Dans le futur, l'obtention de mesures précises de gravimétrie sur ICE nécessitera une maîtrise parfaite de l'évolution de ce biais en fonction du temps avec l'ajout d'un filtre passe-haut avant le système d'acquisition.

Lors de la prise de données, chaque frange est finalement composée de 41 points. On observe les résultats d'un cycle analysé par méthode FRAC correctrice (voir chapitre 4) sur la figure 5.2. Le contraste obtenu est similaire sur les deux franges du potassium, puisqu'il est en moyenne de 16% avec $+k_{\text{eff}}$ et de 18% avec $-k_{\text{eff}}$. La différence est nettement plus

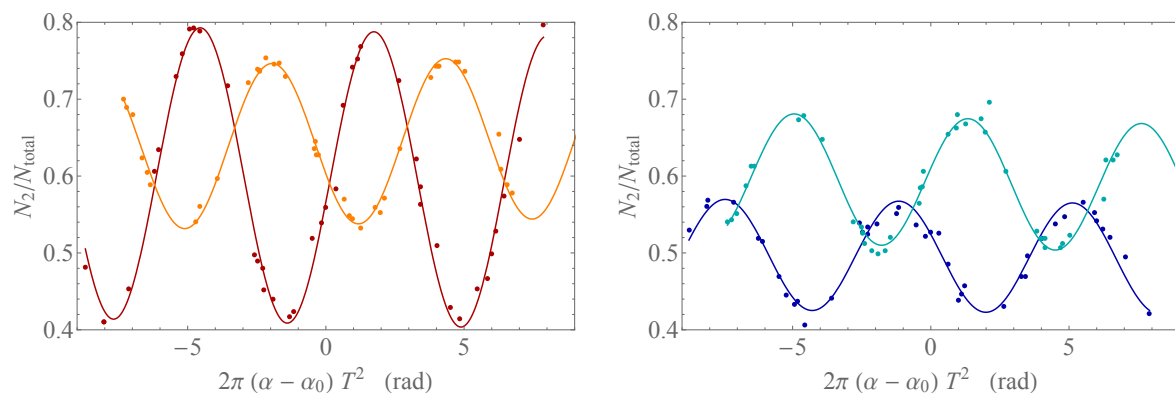


FIGURE 5.2 – Franges d'interférence obtenues dans le laboratoire pour un temps d'interrogation de 22 ms et des impulsions de durée $\tau_\pi = 6 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi/2} = 3 \mu\text{s}$. Les points correspondent aux données expérimentales reconstruites par méthode FRAC et les courbes aux ajustements sinusoidaux. Gauche : Rubidium avec une rampe de fréquence positive (rouge foncé) et négative (orange). Droite : Potassium avec une rampe de fréquence positive (bleu foncé) et négative (bleu clair).

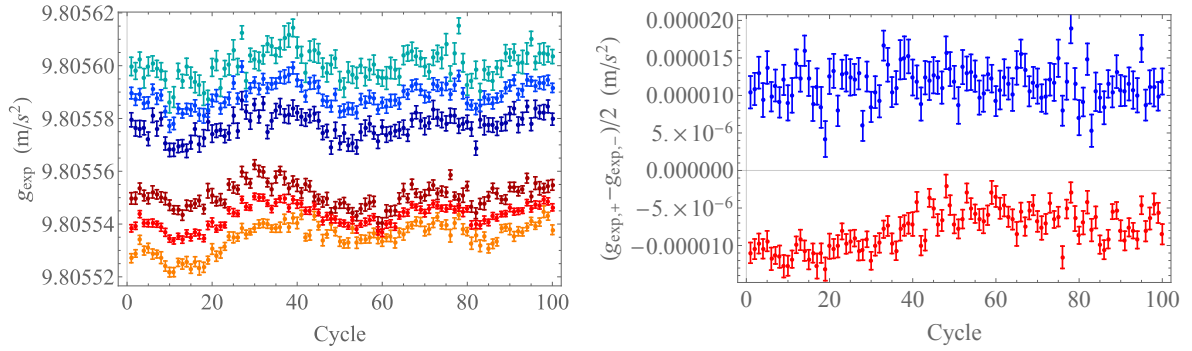


FIGURE 5.3 – Gauche : Mesures de l'accélération du rubidium et du potassium. Les résultats obtenus avec $+k_{\text{eff}}$ sont respectivement en orange et cyan, et ceux avec $-k_{\text{eff}}$ en rouge foncé et bleu foncé. La moyenne entre ces deux valeurs est représentée en rouge pour le rubidium et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

marquée sur le rubidium, où le contraste $C_{\text{Rb}} = 36\%$ avec $+k_{\text{eff}}$ et $C_{\text{Rb}} = 20\%$ avec $-k_{\text{eff}}$. Ce phénomène pourrait être expliqué par la présence de fréquences parasites [93] provenant du modulateur de phase et du doublage de fréquence, dont l'effet sur le déphasage est présenté dans la partie 5.2.2. Ces fréquences constitueraient des transitions parasites qui interféreraient et qui réduiraient l'efficacité de l'impulsion, mais des études doivent encore être menées pour une complète compréhension.

Ce cycle est ensuite répété 100 fois afin d'évaluer la stabilité sur le moyen terme. Sur la figure 5.3, on observe donc les valeurs de g mesurées pour chaque espèce avec $+k_{\text{eff}}$ et $-k_{\text{eff}}$, ainsi que la moyenne (à gauche) et la différence (à droite) entre les deux. On constate que la méthode classique séquentielle de prise de données permet effectivement de réduire la contribution des effets systématiques possédant la propriété d'être indépendants de k_{eff} , cependant, il existe toujours un écart entre la valeur de g_{exp} de chaque espèce, dû aux effets systématiques dépendants de k_{eff} . De plus, on observe les fluctuations conséquentes dues aux résidus de la soustraction du biais, qui ne sont pas retirées par cette méthode et qui dominent les autres effets systématiques. Elles sont néanmoins retirées lors de la différence représentée figure 5.3 à droite, qui ne contient alors que les effets systématiques indépendants de k_{eff} , et qui est étudiée dans le but de vérifier notre compréhension de l'expérience.

La valeur de g_{exp} moyenne est finalement de 9.805543 m/s^2 pour le rubidium et de 9.805589 m/s^2 pour le potassium. À titre de comparaison, on note qu'à Talence, l'entreprise MuQuans [14] mesure 9.80561 m/s^2 au deuxième étage du bâtiment et la base de données du

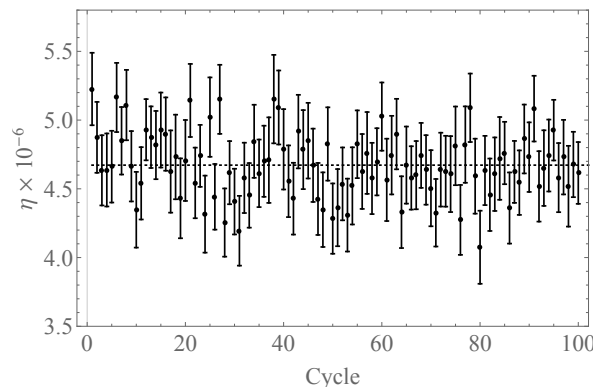


FIGURE 5.4 – Valeurs de η résultant de la figure 5.3, avec la moyenne en pointillés.

bureau gravimétrique international [94] au CNES donne une valeur² de 9.805649 m/s^2 .

Sur la figure 5.4, on observe la valeur de η obtenue au cours du temps, déduite de l'équation

$$\eta_{\text{exp}} = 2 \times \frac{a_{\text{K}} - a_{\text{Rb}}}{a_{\text{K}} + a_{\text{Rb}}}. \quad (5.6)$$

La moyenne expérimentale est d'environ $(4.67 \pm 0.24) \times 10^{-6}$. Afin d'avoir une première estimation de l'exactitude de notre mesure, nous avons corrigé cette valeur expérimentale en réalisant une étude préliminaire des effets systématiques sur l'expérience, que nous présentons dans la partie 5.2.2. Nous pouvons ainsi obtenir les valeurs corrigées avec la prise en compte de ces effets systématiques, que nous présentons dans le tableau 5.2.

	Valeur expérimentale	Valeur effets systématiques dépendants de k_{eff}	Valeur corrigée
$g_{\text{exp,Rb}}$ (m/s^2)	9.805543 (4.24×10^{-6})	-7.1×10^{-5} (9.8×10^{-5})	9.805614 (9.8×10^{-5})
$g_{\text{exp,K}}$ (m/s^2)	9.805589 (4.46×10^{-6})	-1.0×10^{-5} (8.8×10^{-6})	9.805599 (9.8×10^{-6})
η	4.67×10^{-6} (2.4×10^{-7})	-	-1.53×10^{-6} (1.0×10^{-5})

TABLE 5.2 – Bilan des valeurs expérimentales de g_{exp} pour le rubidium et le potassium et de η en prenant en compte la correction des effets systématiques.

Finalement, on constate dans ce tableau que la correction de g_{exp} pour chaque espèce atomique par la soustraction des effets systématiques dépendants de k_{eff} évalués sur l'expérience permet d'améliorer la valeur de η . Cependant, celle-ci est toujours affectée par la forte différence entre les valeurs de g_{exp} corrigées, provenant de l'incertitude liée aux fréquences parasites du rubidium. Nous discuterons plus précisément de ces valeurs dans le bilan des effets systématiques (partie 5.2.3).

5.2.2 Étude préliminaire des principaux effets systématiques pour une estimation de l'exactitude de η

Afin de réaliser un test précis du principe d'équivalence faible, une étape importante consiste à évaluer les effets systématiques présents sur l'expérience. En effet, lorsque les atomes sont interrogés, ils sont sensibles à l'accélération mais également à d'autres paramètres expérimentaux et environnementaux. La contribution de ces paramètres se retrouve alors directement dans la lecture de la phase des franges d'interférence et induit une erreur et une incertitude lors du calcul de la valeur de l'accélération. La liste de ceux étudiés sur l'expérience comprend l'effet Zeeman quadratique, les fréquences parasites du rubidium, le déplacement lumineux à un photon, le déplacement lumineux à deux photons et l'effet Coriolis.

Effet Zeeman quadratique

Au second ordre, le champ magnétique décale la fréquence associée à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ de l'atome selon l'équation [39] :

$$\Delta\omega_{\text{HF}} = 2\pi \times \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2h^2 \nu_{\text{HF}}} B^2 = 2\pi \times K B^2, \quad (5.7)$$

2. Cette différence peut s'expliquer par des gradients de gravité horizontaux et verticaux.

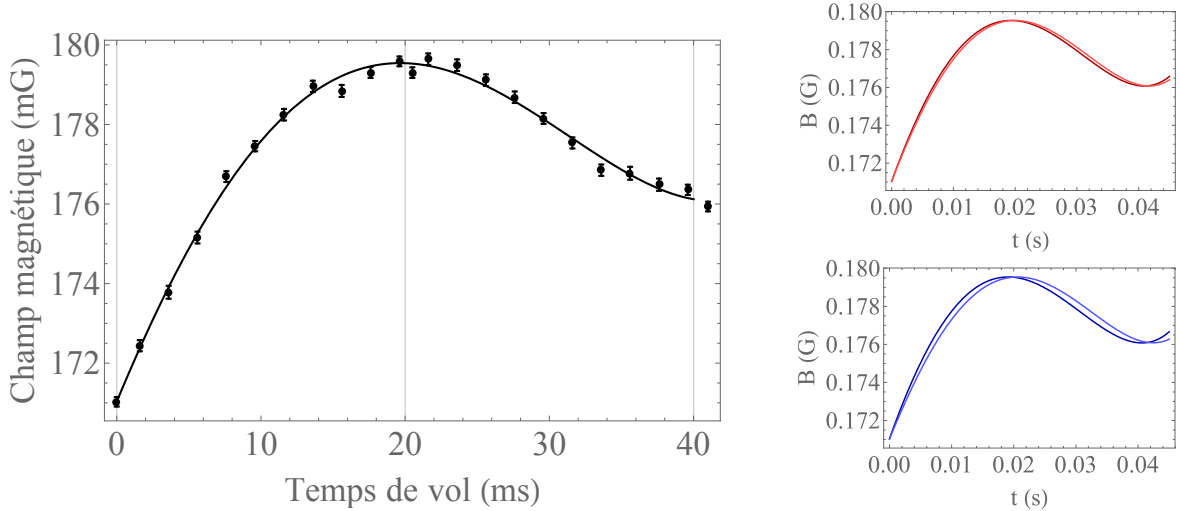


FIGURE 5.5 – Gauche : Cartographie du champ magnétique dans le laboratoire le long de l'axe de quantification en fonction du temps de vol. Les repères gris représentent les impulsions de l'interféromètre. Droite : Ajustement à la courbe à gauche pour les trajectoires des atomes de rubidium (rouge) et de potassium (bleu) selon les interféromètres avec $+k_{\text{eff}}$ (couleurs foncées) et $-k_{\text{eff}}$ (couleurs claires).

où $\Delta\omega_{\text{HF}}$ 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 $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$. Pour les atomes utilisés sur l'expérience, $K_{\text{Rb}} = 575.15 \text{ Hz/G}^2$ 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 . On exprime le déphasage résultant par [95] :

$$\Phi_{B(t)} = 2\pi K \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) B(t)^2 dt. \quad (5.8)$$

Sur ICE, nous travaillons à partir de l'étape de préparation des atomes avec un champ magnétique qui nous permet de séparer les états Zeeman sensibles au champ magnétique de $|F = 1, m_F = 0\rangle$. En principe, ce champ magnétique est voulu constant au niveau des atomes, ce qui implique un déphasage nul d'après l'équation 5.8, puisque la fonction de sensibilité est symétrique durant l'interféromètre. Cependant, on a vu dans le chapitre 2 que certains éléments composant le rack de l'enceinte à vide créent des variations aussi bien temporelles que spatiales du champ magnétique, qui font donc apparaître un déphasage.

Afin de cartographier le champ magnétique à l'intérieur de l'enceinte à vide, nous appliquons une impulsion Raman co-propagante à différents temps de vol, pour repérer le décalage en fréquence des transitions $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = \pm 1\rangle$. Ces données sont réalisées avec le potassium, qui est plus sensible au champ magnétique, sans la séquence de purification pour conserver le maximum d'atomes dans $m_F = \pm 1$. Le décalage en fréquence résultant est ensuite converti en champ magnétique pour donner le résultat de la figure 5.5. On observe sur ce graphique le champ magnétique selon t au niveau des atomes dans les conditions de laboratoire actuelles, c'est-à-dire avec un système d'asservissement et une paire de bobines en configuration anti-helmholtz qui génère un gradient permettant de compenser au mieux le gradient parasite issu des sources magnétiques internes au blindage (voir chapitre 2).

Lors de la prise de données, nous avons enregistré le signal du champ magnétique pendant

l'interféromètre avec le magnétomètre, et celui-ci ne présente pas la dérive du signal observée sur la figure 5.5. On peut ainsi en déduire que, le magnétomètre étant immobile, la variation de champ subie par les atomes est spatiale et non temporelle. En utilisant la relation entre le temps et la position :

$$z_{\pm}(t) = z_0 + (v_0 \pm \frac{v_{\text{rec}}}{2})t + \frac{at^2}{2}, \quad (5.9)$$

où z_0 et v_0 sont respectivement la position et la vitesse initiale, $v_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{eff}}/M$ est la vitesse de recul et $a = g$, il est possible de définir le champ magnétique appliqué sur les atomes en fonction de leur trajectoire. Ensuite, ces valeurs de champ magnétique exprimées en fonction de z sont de nouveau converties dans le domaine temporel et ajustées par un polynôme d'ordre 4 (voir figure 5.5 à droite).

Le déphasage estimé par l'équation 5.8 est associé à la durée de l'interféromètre représenté figure 5.5, de 22 ms pour le potassium et 22.01 ms pour le rubidium. Finalement, on mesure $\Phi_{B(t),\text{Rb}} = 0.008$ rad et $\Phi_{B(t),\text{K}} = 0.096$ rad avec une rampe positive et $\Phi_{B(t),\text{Rb}} = 0.015$ rad et $\Phi_{B(t),\text{K}} = 0.310$ rad avec une rampe négative.

Lignes parasites sur l'interféromètre rubidium

La source laser du rubidium contient un modulateur de phase à 1560 nm, pour générer la seconde fréquence Raman, ainsi qu'une étape de doublage de fréquence. Le spectre issu de ce système est schématisé figure 5.6 à gauche, où on peut observer la porteuse au centre, les fréquences générées à ± 6.834 GHz, et les harmoniques. Nous utilisons les champs électriques E_0 et E_1 pour réaliser les transitions Raman, mais les autres fréquences contribuent à des interféromètres parasites, représentés figure 5.6 à droite. 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 $\Delta k = 2\omega_{\text{HF}}/c$.

Afin de calculer le déphasage résultant de ces interféromètres parasites, nous sommes basés sur le travail effectué dans la référence [93]. Lorsque la séparation spatiale entre les chemins des interféromètres parasites est faible devant la longueur de cohérence atomique, le déphasage global peut être défini par :

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

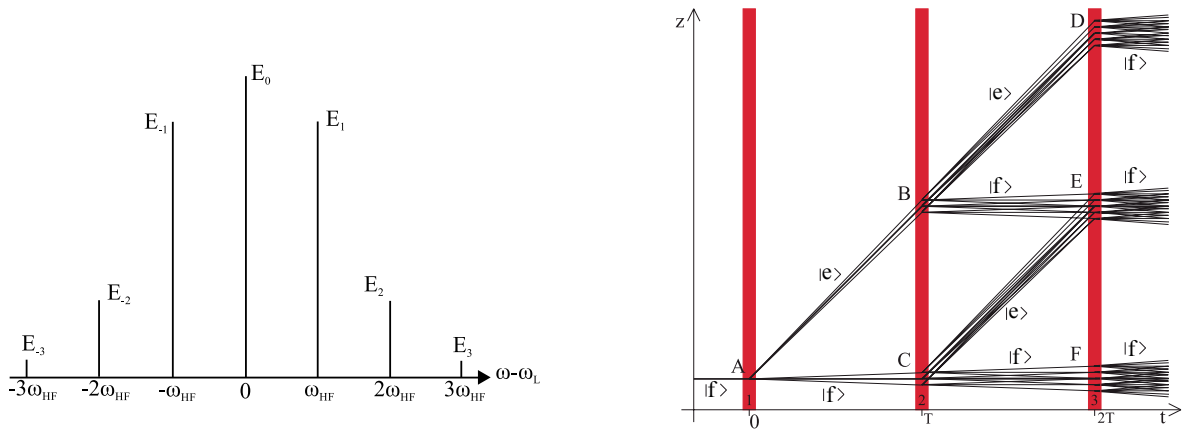


FIGURE 5.6 – Gauche : Schéma du spectre Raman observé avec l'interféromètre de Fabry-Pérot, en sortie du modulateur de phase et du doublage de fréquence. $\omega_{\text{HF}}/2\pi = 6.834$ GHz et $\omega_L/2\pi = 384.230484$ THz. Droite : Schéma des interféromètres rubidium provenant de certaines fréquences parasites représentées sur le spectre de gauche. Image issue de [93].

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 5.6, 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.

Nous vérifions dans un premier temps si la condition pour appliquer cette approximation est valable avec les paramètres de notre expérience. La longueur de cohérence atomique vaut $h/\sqrt{Mk_B T_{\text{at}}} = 2.71 \times 10^{-7}$ m tandis que la séparation spatiale entre les chemins des interféromètres parasites est égale à $\hbar\Delta kT/M = 4.61 \times 10^{-9}$ m, nous pouvons donc travailler dans cette approximation.

À la base, les rapports d'intensité sont sensés être $I_{-3,-2,-1,1,2,3}/I_0 = 0.02, 0.06, 0.58, 0.58, 0.06, 0.02$. Cependant nous avons observé récemment une forte variation dans le temps sur ces valeurs, avec des fluctuations sur le rapport I_1/I_0 pouvant aller jusqu'à 1.17. Ainsi, le déphasage, estimé à -574 mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et à 566 mrad pour $-k_{\text{eff}}$, est incertain puisque que les rapports d'intensité n'ont pas été enregistrés le jour des données.

Déplacement lumineux à un photon

Le couplage entre un faisceau laser et l'atome induit un déplacement de l'énergie interne des états couplés, proportionnel à l'intensité de l'onde, et inversement proportionnel au désaccord à la transition des états couplés [96]. Lors d'une transition Raman, les niveaux hyperfins $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont donc susceptibles d'être décalés selon les équations :

$$\delta\omega_f = \frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4(\delta - \omega_{\text{HF}})} \quad \text{et} \quad \delta\omega_e = \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4(\delta + \omega_{\text{HF}})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\delta}, \quad (5.13)$$

dans lesquelles Ω_{mn} est la pulsation de Rabi du laser L_n entre les niveaux $|m\rangle$ et $|i\rangle$ ($m = f, e$ et $n = 1, 2$). Si les déplacements de chaque niveau sont différents, on obtient un déplacement différentiel non nul $\delta\omega_{DL1} = \delta\omega_e - \delta\omega_f \neq 0$. Dans certains cas, il est possible de compenser le déplacement lumineux à un photon en adaptant l'intensité I_n des faisceaux laser L_n , car $\Omega_{mn} = \Gamma\sqrt{I_n/(2I_{\text{sat}})}$. D'après l'équation 5.13,

$$\delta\omega_f = \delta\omega_e \Rightarrow \frac{I_2}{I_1} = -\frac{\delta - \omega_{\text{HF}}}{\delta + \omega_{\text{HF}}}, \quad (5.14)$$

or $I_n > 0$, ce qui implique la condition

$$-\omega_{\text{HF}} < \delta < \omega_{\text{HF}}. \quad (5.15)$$

On représente sur la figure 5.7 les transitions Raman du ^{87}Rb , de désaccord $\delta = 1.320$ GHz, et du ^{39}K , de désaccord $\delta = 1.260$ GHz par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. On peut donc en déduire d'après l'équation 5.14, que le rapport d'intensité doit valoir environ $I_2/I_1 \sim 0.75$ pour le rubidium ; en revanche, pour le potassium, où $\omega_{\text{HF}} = 461.7$ MHz, la condition 5.15 n'est pas respectée, ce qui implique que le déplacement lumineux à un photon ne peut pas être compensé. Le raisonnement présenté dans cette partie est une approximation

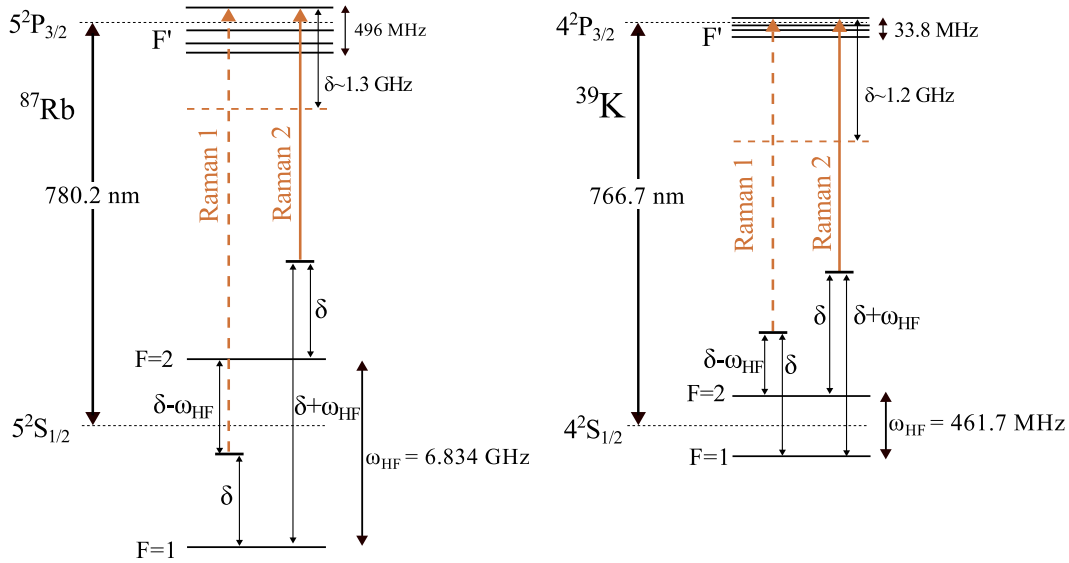


FIGURE 5.7 – Schéma de la transition Raman à deux photons utilisée sur ICE dans le cas du ^{87}Rb à gauche et du ^{39}K à droite. Image modifiée de la référence [98].

ne prenant pas en compte la configuration rétro-réfléchiée et la polarisation des faisceaux. Pour une étude plus détaillée, on peut se référer à [26, 97].

Lorsque le déplacement lumineux à un photon n'est pas parfaitement compensé, il peut se traduire par un déphasage des franges en sortie de l'interféromètre :

$$\Phi_{\delta\omega_{DL1}} = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t)\delta\omega_{DL1}(t)dt = \frac{\delta\omega_{DL1}^{(3)}}{\Omega_{\text{eff}}} - \frac{\delta\omega_{DL1}^{(1)}}{\Omega_{\text{eff}}}, \quad (5.16)$$

où $\delta\omega_{DL1}^{(i)}$ est le déplacement lumineux de l'impulsion i de l'interféromètre ($i = 1, 3$). La deuxième égalité n'est vraie que dans l'approximation où le déplacement lumineux est constant pendant la durée des impulsions de l'interféromètre. Ce déphasage est dû en majeure partie à l'extension du nuage atomique dans l'interféromètre, mais peut également provenir des fluctuations d'intensité entre la première et la dernière impulsion.

Afin d'estimer l'erreur liée au déplacement lumineux à un photon pour chaque atome sur ICE, nous avons réalisé le spectre d'une impulsion Raman contra-propageante pour différentes intensités à trois temps de vol : 10, 16 et 22 ms. Les résultats de la figure 5.8 ont été obtenus après la campagne de vol, pour un rapport d'intensité I_2/I_1 de 0.58 pour le rubidium et de 0.35 pour le potassium. La valeur du rubidium est différente de celle estimée par l'étude théorique, ce qui confirme que celle-ci était incomplète par rapport à notre système. Comme nous l'avons précisé précédemment, nous avons très récemment constaté que le rapport d'intensité sur le rubidium n'était pas stable au cours du temps, et que les mesures montrées dans la partie 5.2.1 ne sont pas prises dans ces conditions pour cet atome. Les courbes de la figure 5.8 à gauche sont donc valables pour l'étude de cet effet systématique dans l'avion, mais pour les valeurs de laboratoire, il aurait fallu enregistrer la valeur du rapport le jour de la prise de données. Cependant, en première approximation, nous utilisons ce rapport d'intensité, mais avec une forte incertitude.

Les courbes de la figure 5.8 nous ont permis d'avoir l'évolution du déplacement lumineux sur le potassium en fonction des trois temps de vol pour plusieurs valeurs d'intensité. Nous avons donc pu comparer cette évolution, pour une certaine intensité, à l'expansion du nuage

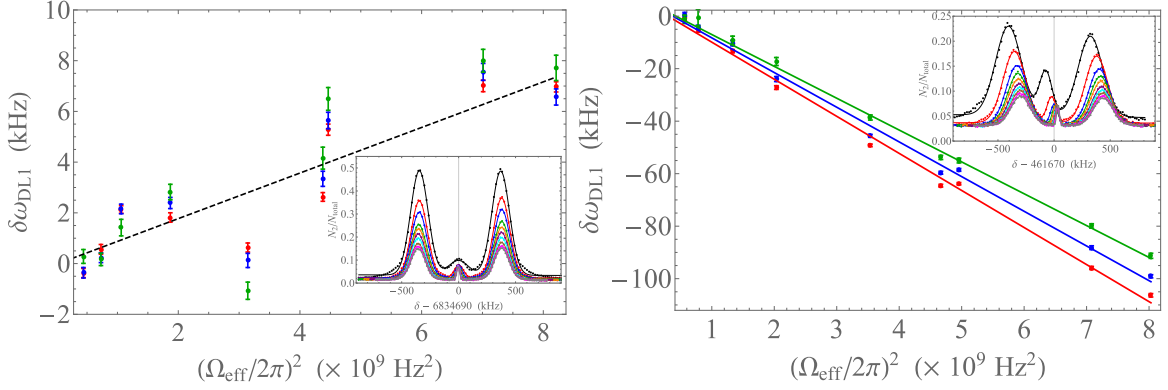


FIGURE 5.8 – Déplacement lumineux en fonction de l'intensité d'une impulsion Raman pour trois temps de vol : 10 ms (vert), 16 ms (bleu) et 22 ms (rouge). Les encadrés montrent les spectres de l'impulsion Raman pour les différentes intensités au temps de vol de 10 ms. Gauche : Rubidium, la courbe noire représente un ajustement par une fonction linéaire. Droite : Potassium, les courbes verte, bleue et rouge représentent un ajustement par une fonction linéaire respectivement pour 10, 16 et 22 ms.

atomique, décrit par le modèle :

$$\delta\omega_{DL1}(t) = \delta\omega_{DL1}(0) \times \frac{M}{2\pi k_B T_{\text{at}}} e^{2\frac{r_0^2}{w_0^2}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{2(r_0+v\times t)^2}{w_0^2} - \frac{Mv^2}{2k_B T_{\text{at}}}} v dv d\theta, \quad (5.17)$$

où r_0 est la taille initiale du nuage, w_0 le diamètre du faisceau, M la masse, T_{at} la température et v la vitesse des atomes. Dans le cas du potassium, l'expansion du nuage correspond bien à l'évolution temporelle que l'on observe sur les courbes de la figure 5.8.

Finalement, pour un temps d'interrogation de 22 ms, on obtient un déphasage lié au déplacement lumineux de 800 mrad en configuration gravimètre pour le potassium. Pour le rubidium, le modèle d'expansion du nuage ne fonctionne pas, puisque d'autres phénomènes doivent être pris en compte, comme les fréquences parasites. Nous appliquons donc un ajustement linéaire aux données de la figure 5.8, ce qui nous permet d'évaluer un déphasage de 65 mrad. Comme mentionné plus haut, la valeur du rapport d'intensité n'étant pas connu lors de la prise de données, nous évaluons une incertitude de 500 mrad.

Déplacement lumineux à deux photons

Le déplacement lumineux à deux photons est un déplacement de l'énergie interne des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ induit par les fréquences contra-propageantes non résonnantes avec la transition utilisée pour l'interféromètre, dans le cas d'un faisceau Raman rétro-réfléchi. Si on considère que cette transition est $|f, p\rangle \rightarrow |e, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$, les fréquences sont alors désaccordées de $\pm 2\omega_D$ par rapport à $|e, p\rangle \rightarrow |e, p \mp \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ et de $\mp 2\omega_D + 4\omega_R$ par rapport à la transition $|e, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |f, p \pm 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$. Il s'en suit les déplacements lumineux $\frac{|\Omega_{\text{eff}}|^2}{8|\omega_D|}$ pour l'état $|f\rangle$ et $\frac{|\Omega_{\text{eff}}|^2}{4(2\omega_D + 4\omega_R)}$ pour l'état $|e\rangle$ [99], ce qui implique le déplacement différentiel :

$$\delta\omega_{DL2} = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{8\omega_D} + \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4(2\omega_D + 4\omega_R)}. \quad (5.18)$$

On constate ainsi que le signe de $\delta\omega_{DL2}$ dépend de l'orientation de k_{eff} , puisque $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$. La polarisation de nos faisceaux Raman n'étant pas parfaitement $\text{lin} \perp \text{lin}$, nous devons également

prendre en compte la contribution co-propageante résiduelle, qui implique un déplacement lumineux à deux photons sur les transitions $|f, p\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et $|f, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ [99],

$$\delta\omega_{DL2,\text{co}} = \frac{(0.2 \times \Omega_{\text{eff}})^2}{4(\omega_D + \omega_R)}. \quad (5.19)$$

À l'image du raisonnement appliqué au déplacement lumineux à un photon, le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre lié au déplacement lumineux à deux photons s'exprime par :

$$\Phi_{\delta\omega_{DL2}} = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \delta\omega_{DL2}(t) dt = \frac{\delta\omega_{DL2}^{(3)} + \delta\omega_{DL2,\text{co}}^{(3)}}{\Omega_{\text{eff}}} - \frac{\delta\omega_{DL2}^{(1)} + \delta\omega_{DL2,\text{co}}^{(1)}}{\Omega_{\text{eff}}}, \quad (5.20)$$

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 appliquant ces calculs à chaque espèce dans les conditions du laboratoire, sans prise en compte des fréquences parasites du rubidium, nous obtenons un déphasage de 20 mrad pour le rubidium et 23 mrad pour le potassium.

Effet Coriolis

Lorsque les atomes possèdent une vitesse transverse non nulle, leur trajectoire le long de l'interféromètre décrit une aire A , qui les rend sensibles aux rotations du référentiel Ω_{ref} dans lequel ils se trouvent, par l'effet Sagnac [10]. Le déphasage résultant s'écrit alors :

$$\Phi_S = \frac{2M}{\hbar} \vec{\Omega}_{\text{ref}} \cdot \vec{A}. \quad (5.21)$$

Ce déphasage s'annule si on considère la vitesse correspondant à l'expansion thermique du nuage, mais on obtient un biais si le centre de masse du nuage possède une vitesse perpendiculaire à \vec{k}_{eff} , dû à la force de Coriolis :

$$\Phi_C = (2\vec{\Omega}_{\text{ref}} \wedge \vec{v}) \times k_{\text{eff}} T^2. \quad (5.22)$$

Dans le laboratoire, les atomes sont en chute libre dans le référentiel terrestre, tournant avec une rotation Ω_T . En prenant en compte la latitude $\Theta = 44.840^\circ$ de Bordeaux, on calcule $\Omega_{\text{ref}} = \Omega_T \cdot \cos(\Theta) = 5.17 \times 10^{-5}$ rad/s. De plus, les atomes acquièrent, pendant les phases de refroidissement, une vitesse initiale transverse non négligeable, probablement due à un déséquilibre dans l'alignement des faisceaux du PMO, de $v_{0,\text{Rb}} = 1$ mm/s et $v_{0,\text{K}} = 4$ mm/s. Il en résulte un déphasage de 0.8 mrad sur les franges du rubidium et d'environ 3.3 mrad sur celles du potassium.

5.2.3 Bilan sur l'exactitude de g et η et étude de leurs sensibilités

Les déphasages générés par les effets systématiques présentés dans la partie 5.2.2 sont répertoriés dans le tableau 5.3. On note que cette étude préliminaire n'est pas complète, puisqu'on ne mentionne pas le gradient de gravité, les effets de marée, l'alignement des faisceaux ou encore les aberrations du front d'onde [97, 100], cependant ces effets sont supposés suffisamment faibles pour pouvoir les négliger en première approximation.

Dans un premier temps, on convertit en accélération la demi-somme entre les déphasages des effets systématiques calculés pour un interféromètre avec un vecteur d'onde positif et

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	8.6 (0.1)	15 (0.1)	96 (2)	310 (2)
Lignes parasites	-574 (200)	566 (200)	-	-
DL à 1 photon	65 (500)	65 (500)	800 (50)	800 (50)
DL à 2 photons	20 (5)	-20 (5)	23 (5)	-23 (5)
Coriolis	0.8 (0.4)	-0.8 (0.4)	3.3 (0.4)	-3.3 (0.4)
Total	-479.6 (540)	625.2 (540)	922.3 (50)	1083.7 (50)
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} + \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$	72.8 (764)		1003 (70)	
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys},i,+k} - \sum_i \Phi_{\text{sys},i,-k})$	-552.4 (764)		-80.7 (70)	

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 dans le laboratoire. On note entre parenthèse l'incertitude sur la valeur du déphasage. DL : Déplacement Lumineux. L'avant dernière ligne correspond au déphasage lié aux effets systématiques indépendants de k_{eff} et la dernière ligne aux effets dépendants de k_{eff} .

ceux calculés pour un interféromètre avec un vecteur d'onde négatif (avant-dernière ligne du tableau 5.3), qui représente la contribution indépendante de k_{eff} , et on compare ce résultat à la différence entre les valeurs de g_{exp} observées expérimentalement sur la figure 5.3. Les résultats sont présentés dans le haut du tableau 5.4. Cette étude nous permet essentiellement de vérifier notre compréhension des effets systématiques sur l'expérience, mais ne présente aucun lien avec g . On constate que l'erreur sur le potassium est particulièrement élevée, ce qui peut donc se traduire par un problème dans l'estimation des effets systématiques ou par un élément mal maîtrisé que l'on ne prend pas en compte dans cette étude.

La deuxième étape consiste à réitérer ce bilan en considérant la différence entre les déphasages des effets systématiques calculés pour un vecteur d'onde positif et négatif. Le résultat est alors comparé à la différence entre la valeur moyenne de g_{exp} et l'accélération mesurée par MuQuans dans le bâtiment. Comme le gradient de gravité est de $3.086 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ et que deux étages séparent nos gravimètres respectifs, cette différence devrait, sans autres effets systématiques, être de l'ordre de $1.85 \times 10^{-5} \text{ m/s}^2$. Pour faciliter la comparaison, on ramène la mesure de MuQuans à une mesure au rez de chaussée, d'où $g_{\mu\text{Quans}} = 9.805628 \text{ m/s}^2$. De la même manière que précédemment, les résultats sont présentés dans le bas du tableau 5.4. Le calcul des effets systématiques dépendants de k_{eff} semble alors être cohérent avec la mesure, cependant la forte incertitude sur les deux effets systématiques contribuant majoritairement au déphasage des franges de l'interféromètre rubidium affecte la conclusion sur ce bilan.

	^{87}Rb	^{39}K
$\frac{1}{2}(g_{\text{exp},+} - g_{\text{exp},-}) \text{ (m/s}^2\text{)}$	-7.9×10^{-6}	1.1×10^{-5}
$- a_{\text{sys,ind}} \text{ (m/s}^2\text{)}$	9.3×10^{-6}	12.6×10^{-5}
Différence (m/s ²)	-1.72×10^{-5}	-11.5×10^{-5}
$\frac{1}{2}(g_{\text{exp},+} + g_{\text{exp},-}) - g_{\mu\text{Quans}} \text{ (m/s}^2\text{)}$	-8.5×10^{-5}	-3.9×10^{-5}
$- a_{\text{sys,dep}} \text{ (m/s}^2\text{)}$	-7.1×10^{-5}	-1.0×10^{-5}
Différence (m/s ²)	-1.4×10^{-5}	-2.9×10^{-5}

TABLE 5.4 – Bilan comparatif entre la demi-différence des valeurs expérimentales de g_{exp} et les effets systématiques indépendants de k_{eff} (haut du tableau), et entre la moyenne des valeurs expérimentales de g_{exp} et les effets systématiques dépendants de k_{eff} (bas du tableau).

Finalement, il semble donc que l'erreur sur le bilan provient essentiellement de la contribution des effets systématiques indépendants de k_{eff} . Dans le futur, il sera nécessaire d'effectuer la mesure des effets systématiques au même moment que la prise de données, et d'inclure ceux mentionnés précédemment n'ayant pas été pris en compte.

Par la suite, nous appliquons l'écart-type d'Allan total [101] aux données des figures 5.3 et 5.4 afin de déterminer la sensibilité des grandeurs concernées. Ainsi, on peut observer dans un premier temps sur la figure 5.9 l'évolution de la stabilité de la différence entre les valeurs de g_{exp} obtenues avec une rampe positive et négative pour chaque atome, c'est-à-dire la stabilité des effets systématiques indépendants de k_{eff} . Pour caractériser la sensibilité court terme, on estime la valeur de l'écart-type pour un temps d'intégration d'une seconde. Concernant les données du potassium, qui semblent s'intégrer selon un bruit blanc, nous utilisons un ajustement en $\sigma\tau^{-1/2}$ afin d'en déduire σ . Nous obtenons alors $3.2 \times 10^{-6} g/\sqrt{\text{Hz}}$. Sur les données du rubidium, nous observons une dérive à partir d'environ 800 s. Nous appliquons donc l'ajustement sur l'écart-type d'Allan uniquement jusqu'à cette valeur, et nous obtenons une sensibilité court terme de $2.3 \times 10^{-6} g/\sqrt{\text{Hz}}$. Ces valeurs sont estimées dans l'approximation que la courbe s'intègre en $1/\sqrt{\tau}$ avant 200 s, mais pour le vérifier, il faudrait réduire la durée d'un cycle.

Nous pouvons ensuite observer sur les courbes de la figure 5.9 le comportement de la sensibilité sur le long terme. Comme nous l'avons déjà mentionné, le rubidium subit une forte dérive, qui provient certainement de l'instabilité du rapport d'intensité entre les deux fréquences Raman récemment découverte sur l'expérience. Cependant, ce problème nécessite des études approfondies, et pourra être résolu par l'installation d'une nouvelle architecture entièrement fibrée du système laser. En effet, avec cette solution, les deux fréquences des faisceaux Raman sont générées par deux diodes lasers asservies en phase. L'écart-type d'Allan des données du potassium, quant à lui, s'intègre en $1/\sqrt{\tau}$. Afin d'évaluer la stabilité sur le long terme, nous pouvons lire la valeur du point à 5000 s sur la courbe, qui est de $5.3 \times 10^{-8} g$. Ensuite, nous nous plaçons dans l'approximation où l'écart-type d'Allan continue à s'intégrer selon la bruit blanc et nous utilisons l'ajustement en $1/\sqrt{\tau}$ sur la durée totale de la prise de données, afin d'estimer la valeur de l'écart-type d'Allan pour $\tau \sim 16800$ s, qui correspond à l'écart-type de la moyenne. Dans ces conditions, nous obtenons finalement $\sigma_{(\Delta g/g)_K} = 2.47 \times 10^{-8} g$.

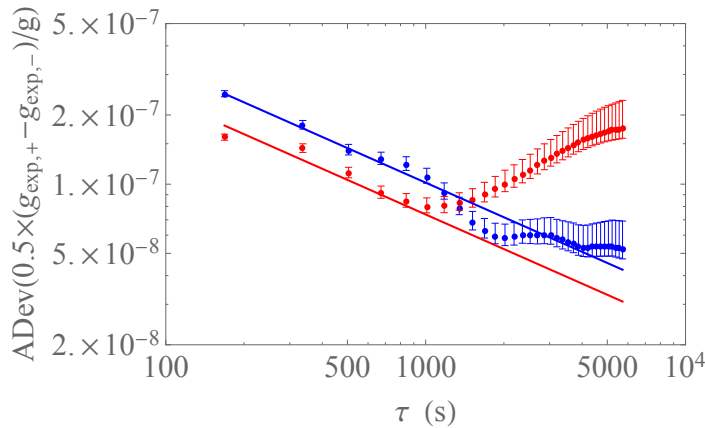


FIGURE 5.9 – Écart-type d'Allan total des mesures de $\Delta g/g$ obtenu avec le rubidium (rouge) et le potassium (bleu). Les droites correspondent aux ajustement par $\sigma\tau^{-1/2}$ sur l'ensemble des points de la courbe du potassium, et sur les six premiers de la courbe du rubidium.

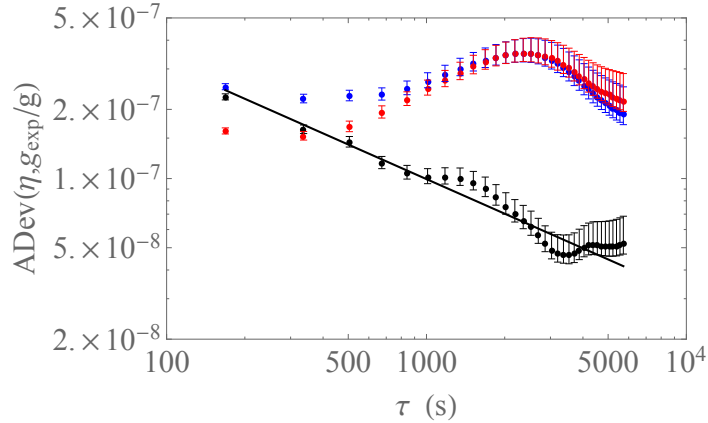


FIGURE 5.10 – Écart-type d'Allan total des mesures de η (noir) et de g_{exp} obtenu avec le rubidium (rouge) et le potassium (bleu). La droite correspond à l'ajustement par $\sigma\tau^{-1/2}$ sur l'ensemble des points de la courbe d' η .

Cette étude est ensuite appliquée aux valeurs moyennes de g_{exp} et aux mesures de η . On représente donc sur la figure 5.10 les écart-types d'Allan totaux en fonction du temps d'intégration pour les trois jeux de données, ainsi que la pente en $-1/2$ pour les données de η . On constate alors que le résultat obtenu sur les valeurs moyennes de g_{exp} présente une forte dérive pour les deux espèces atomiques, due aux instabilités résiduelles du biais b_0 de l'accéléromètre mécanique, qui dominant toutes les autres contributions provenant des variations de l'accélération ou des effets systématiques dépendants de k_{eff} . Cette dérive, commune aux deux atomes, est cependant efficacement retirée lors du calcul de η . Nous pouvons ainsi observer pour cette grandeur une intégration en $1/\sqrt{\tau}$ jusqu'à 5000 s, ce qui témoigne d'une bonne stabilité des effets systématiques dépendants de k_{eff} jusqu'à ce temps d'intégration. À une seconde, la sensibilité court terme de η déduite est de $3.1 \times 10^{-6} \text{ Hz}^{-1/2}$ et sur le long terme, la sensibilité mesurée est de 5.0×10^{-8} à $\tau = 5000$ s. Enfin, nous estimons une sensibilité de 2.4×10^{-8} à $\tau = 16800$ s dans l'hypothèse où le signal continue à s'intégrer en $1/\sqrt{\tau}$ jusqu'au temps d'intégration correspondant à la durée totale de prise de données, ce qui est de l'ordre de l'état de l'art.

5.3 Premier test du principe d'équivalence faible en micropesanteur

5.3.1 Dégradation du contraste dans l'avion ZERO-G

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus pendant de la campagne de vol dans l'avion ZERO-G effectuée en mai 2015. Lors du dernier jour de vol, nous avons réussi à observer pour la première fois des franges d'interférences issues de l'interféromètre double espèce simultanée de ^{39}K et ^{87}Rb . Ce sont ces résultats que nous présentons dans ce sous-chapitre. Si les paramètres de la séquence interférométrique du rubidium sont similaires à ceux présentés dans le chapitre 4 et dans les résultats du sous-chapitre 5.2.1, tel n'est pas le cas pour la séquence interférométrique du potassium ; en effet, au moment de la campagne de vol, le refroidissement par mélasse grise et la séquence de purification n'étaient pas encore mis en place. La température du nuage de potassium était donc de $18 \mu\text{K}$ et le champ magnétique était encore d'environ 1.5 G pour séparer les états Zeeman (voir chapitre 3).

Le temps d'interrogation accessible en micropesanteur est supposé pouvoir être plus long

qu'au sol, puisque les atomes ne tombent pas dans le référentiel de l'enceinte à vide. Cependant, l'avion ZERO-G présente des contraintes de rotations et de vibrations [91] qui limitent la durée de nos interféromètres à environ 5 ms, dans l'état actuel de l'expérience.

Les interféromètres effectués dans l'avion ZERO-G ont été réalisés selon l'axe z , afin de tester le principe d'équivalence faible dans l'axe du champ de pesanteur terrestre. Cette configuration ajoute des difficultés supplémentaires puisque les interféromètres subissent des rotations élevées pendant les paraboles, pouvant atteindre $5^\circ/\text{s}$. Ces rotations ont pour effet d'ajouter un déphasage important sur la mesure par effet Coriolis, comme nous le verrons dans la partie 5.3.3, et de dégrader le contraste. En effet, elles entraînent une ouverture spatiale de l'interféromètre, qui implique une diminution de la superposition spatiale des enveloppes des paquets d'ondes de chaque bras pendant la dernière impulsion, ainsi que l'apparition de franges d'interférence dans le nuage atomique [102], que l'on moyenne lors de la détection spatiale. La perte de contraste due à cette ouverture de l'interféromètre s'exprime par [91] :

$$C \sim e^{-(k_{\text{eff}}\sigma_v T)^2 (|\Omega|T)^2}. \quad (5.23)$$

La température des atomes dans l'avion étant de $3 \mu\text{K}$ pour le rubidium et de $18 \mu\text{K}$ pour le potassium, on en déduit une perte de contraste supérieure à 50% à partir de $T = 5$ ms pour le rubidium, et à partir de $T = 2.5$ ms pour le potassium pour une rotation de $|\Omega| = 5^\circ/\text{s}$, c'est-à-dire pendant la parabole.

Une solution que l'on pourrait mettre en œuvre afin de réduire l'influence des rotations sur le contraste, ainsi que sur le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre, consiste à compenser la rotation de l'avion en tournant le miroir de référence pendant la durée de l'interféromètre [103].

Les vibrations contribuent également à la chute du contraste et à la limitation du temps d'interrogation. En effet, lorsque le miroir de référence subit de trop fortes vibrations selon \vec{k}_{eff} , il induit un décalage Doppler aléatoire, $\delta_{\text{D,vib}}$, sur la transition Raman à deux photons, que l'on définit par :

$$\delta_{\text{D,vib}}(t) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \int_{t_0}^t \vec{a}_{\text{vib}}(t') dt', \quad (5.24)$$

où t_0 est le moment où les atomes sont lâchés en chute libre. Pour que les faisceaux Raman adressent la même classe de vitesse d'atomes pendant l'interféromètre, il est important que $\delta_{\text{D,vib}}(t)$ reste dans la bande passante de chaque impulsion, c'est-à-dire que :

$$|\delta(t) - \delta_{\text{D,vib}}(t)| \ll \Omega_{\text{eff}}, \quad (5.25)$$

où $\delta(t)$ est défini par l'équation 1.2. Finalement, pour des vibrations assimilées à un bruit blanc gaussien d'écart-type $\sigma_{a,\text{vib}}$, on obtient la condition [91] :

$$\sigma_{a,\text{vib}} \lesssim \frac{\Omega_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}} T}. \quad (5.26)$$

Dans l'avion, $\sigma_{a,\text{vib}} \sim 0.055 g$ en gravité standard et $\sigma_{a,\text{vib}} \sim 0.038 g$ en micropesanteur. On peut ainsi définir un temps d'interrogation limite à partir duquel le contraste des franges se dégrade d'environ 50% dans les conditions de la dernière campagne de vol. Pour le rubidium, $T_{\text{lim}} \sim 20$ ms et pour le potassium, $T_{\text{lim}} \sim 40$ ms en gravité standard et $T_{\text{lim}} \sim 30$ ms pour le rubidium et $T_{\text{lim}} \sim 55$ ms pour le potassium en micropesanteur. Les valeurs limites sont

supérieures pour le potassium car la fréquence de Rabi Ω_{eff} choisie est supérieure à celle du rubidium. Il est également possible d'utiliser l'équation 5.25 pour appliquer un filtre dans l'analyse de données permettant de retirer les points qui ne respectent pas la condition de l'équation 5.26 [16].

De plus, les vibrations créent une augmentation des fluctuations de phase, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4. Le temps disponible dans l'avion, et notamment en micropesanteur, étant relativement court en comparaison aux temps disponibles au sol, nous arrivons rapidement dans un régime où le nombre de points par frange n'est plus suffisant pour appliquer un ajustement sinusoïdal exploitable. Dans ce cas, il est cependant possible de replier les données et de tracer l'ensemble des points entre 0 et 2π [16]. Enfin, certaines de ces vibrations ne sont pas correctement prises en compte par l'accéléromètre mécanique, ce qui se traduit par une faible valeur du CQF. Afin de vérifier l'influence de la méthode FRAC sur le bruit des mesures, il est possible d'appliquer en parallèle la méthode BAT, également présentée dans le chapitre 4, qui permet d'analyser les données indépendamment de l'accéléromètre mécanique. Une solution pour diminuer l'impact des vibrations dans l'avion consiste à mettre en place une isolation passive sur le miroir de référence avec un système de ressorts afin de retirer les hautes fréquences puis d'ajouter un asservissement sur ce miroir en fonction du signal enregistré par l'accéléromètre mécanique pour compenser les faibles fréquences. Ce projet est en cours sur l'expérience et sera certainement testé lors de la prochaine campagne de vol.

5.3.2 Résultats obtenus dans l'avion ZERO-G

La prise de données pendant les vols paraboliques nécessite une certaine autonomie de l'expérience, malgré la présence des expérimentateurs dans l'avion, puisqu'il est extrêmement difficile d'appliquer des modifications lors des phases de $1.8 g$ et de $0 g$. Suite à cette problématique, le logiciel LabView a été optimisé afin de minimiser les interventions pendant le vol. En effet, l'accéléromètre mécanique Colibrys, fixé sur le miroir de référence, indique au logiciel la phase dans laquelle on se trouve ($1 g$, $1.8 g$ ou $0 g$). En fonction de cette information, le programme adapte les fréquences Raman, initialisées au début du vol, à l'effet Doppler résultant. En phase de $1.8 g$, les résultats ne sont pas analysés, et en phase de $1 g$, nous appliquons uniquement l'interféromètre en $+k_{\text{eff}}$, contrairement au gravimètre au sol où nous alternons les interféromètres avec $+k_{\text{eff}}$ et $-k_{\text{eff}}$. Ainsi, pendant le vol, les données sont enregistrées en continu jusqu'à ce que l'on décide de changer de cycle de données pour modifier manuellement le temps d'interrogation.

Les premiers interféromètres double espèce dans cet environnement ont été réalisés pour les temps d'interrogation $T = 1, 1.5, 2, 3$ et 5 ms (voir figure 5.11), avec une géométrie de double interféromètre en simple diffraction, décrite dans le chapitre 1. La température des atomes est d'environ $3 \mu\text{K}$ pour le ^{87}Rb et de $18 \mu\text{K}$ pour le ^{39}K . Les durées des impulsions ont été allongées afin d'augmenter la sélection en vitesse, et ainsi réduire la contribution de la transition co-propageante (voir chapitre 1). Ce procédé est accentué pour le rubidium puisqu'il est important de conserver suffisamment d'atomes pour la détection du potassium, c'est pourquoi $\tau_{\pi/2,\text{Rb}} = 7 \mu\text{s} \neq \tau_{\pi/2,\text{K}} = 4 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi,\text{Rb}} = 17 \mu\text{s} \neq \tau_{\pi,\text{K}} = 9 \mu\text{s}$. Cette détection a été optimisée pour la micropesanteur, c'est-à-dire pour le centre de l'enceinte à vide.

Afin de reconstruire chacune des franges de la figure 5.11, nous avons appliqué la méthode FRAC présentée dans le chapitre 4, c'est-à-dire que nous fixé la phase des lasers, puisque les vibrations balayent les franges, puis nous avons corrélé le signal en sortie de l'interféromètre avec celui de l'accéléromètre mécanique Colybris, fixé au miroir de référence. Enfin, nous

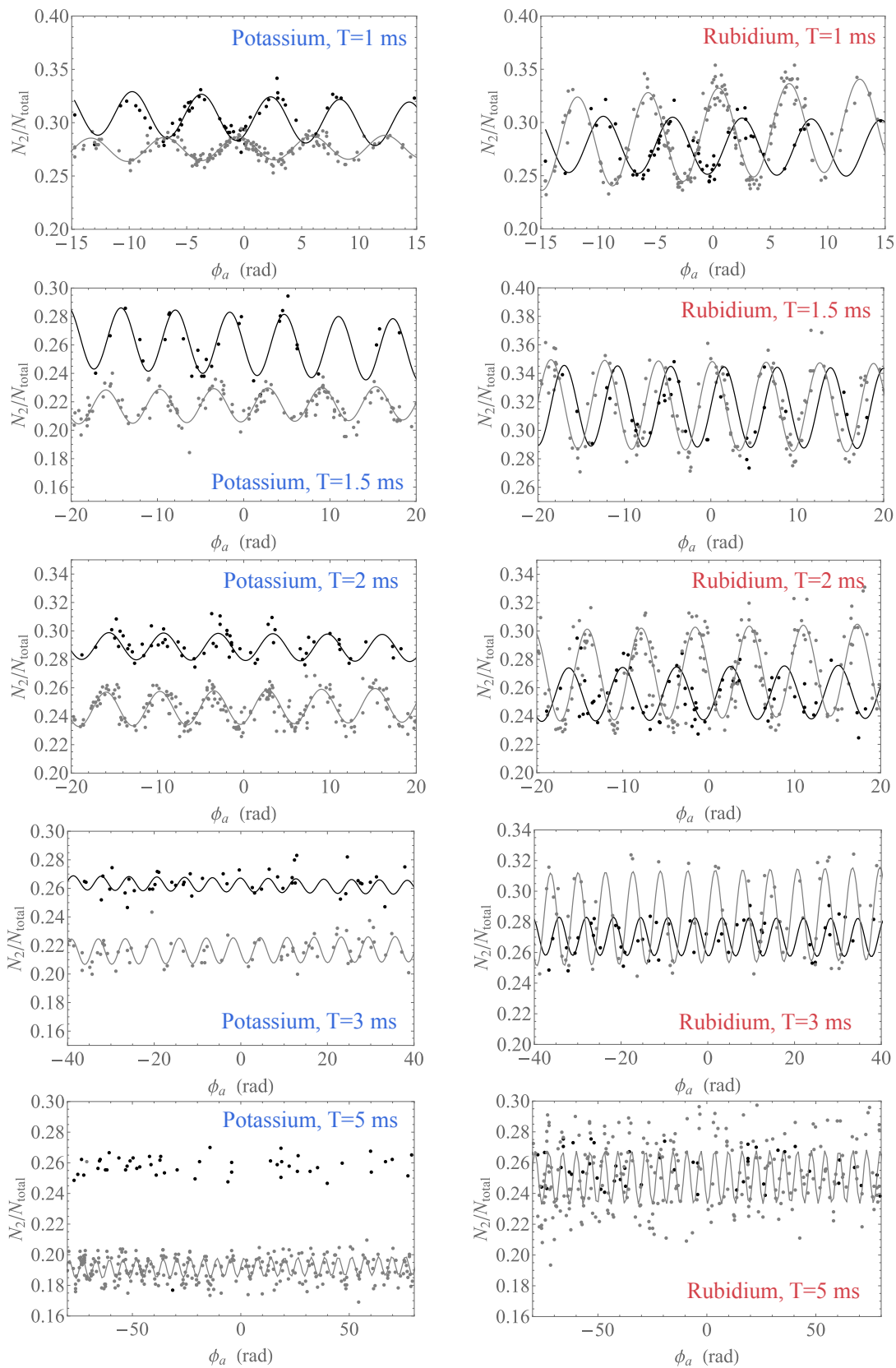


FIGURE 5.11 – Franges d'interférence obtenues avec la méthode FRAC appliquée à l'interféromètre atomique $\tau_{\pi/2} - \tau_{\pi} - \tau_{\pi/2}$, où $\tau_{\pi/2,\text{Rb}} = 7 \mu\text{s}$, $\tau_{\pi/2,\text{K}} = 4 \mu\text{s}$, $\tau_{\pi,\text{Rb}} = 17 \mu\text{s}$ et $\tau_{\pi,\text{K}} = 9 \mu\text{s}$. Les temps d'interrogation utilisés varient de 1 ms (haut) à 5 ms (bas). Gris : Franges en gravité standard à gauche pour le potassium et à droite pour le rubidium. Noir : Franges en micropesanteur pendant les paraboles à gauche pour le potassium et à droite pour le rubidium.

T (ms)	Npts	Contraste ^{87}Rb (%)		CQF ^{87}Rb		Contraste ^{39}K (%)		CQF ^{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 CQF est le coefficient de corrélation défini dans le chapitre 4.

avons effectué un ajustement sinusoïdal aux courbes obtenues. Les valeurs de contraste et de CQF résultantes sont répertoriées dans le tableau 5.5.

On observe dans un premier temps sur la figure 5.11 et dans le tableau 5.5 que le contraste des franges de potassium obtenues en micropesanteur reste globalement plus élevé qu'en 1 g , ce qui est cohérent avec la position du détecteur. Sur les franges du rubidium, le phénomène inverse se produit puisque le contraste est plus faible en micropesanteur. Il est possible que cette inversion soit due à une baisse de puissance Raman pendant les phases de 0 g , cependant nous n'avons pas enregistré les niveaux de puissance, il est donc difficile de conclure sur cette explication. On constate ensuite que, comparées aux données prises au laboratoire et présentées dans la partie 5.2.1, les valeurs de contraste et de CQF sont plus faibles pour des temps d'interrogation également plus faibles. En effet, les courbes de la figure 5.11 sont exploitables en 1 g et en 0 g jusqu'à $T = 2$ ms, mais à partir de 3 ms, le signal est complètement dégradé sur les données en micropesanteur du potassium. Enfin, avec $T = 5$ ms, il n'est plus possible d'ajuster une sinusoïde sur les données en micropesanteur pour les deux espèces, et les données en vol de palier sont extrêmement bruitées. Des solutions vis à vis des rotations et des vibrations, dont certaines ont été mentionnées dans la partie 5.3.1, doivent être mises en place d'ici la prochaine campagne pour pouvoir augmenter le temps d'interrogation et observer une amélioration sur les franges d'interférence. Au sol, des résultats prometteurs sont attendus avec le simulateur 0g, puisqu'ils seront affranchis des effets de rotation.

5.3.3 Première estimation de l'exactitude de η en micropesanteur

Comme pour le gravimètre au laboratoire, nous dressons dans cette partie un bilan préliminaire des effets systématiques dans l'avion ZERO-G (tableau 5.6) pour évaluer l'exactitude sur η pendant les phases de micropesanteur. Nous rappelons que les temps d'interrogation considérés dans ces calculs sont de 2.01 ms pour le rubidium et de 2.0 ms pour le potassium.

On représente sur la figure 5.12 le profil du champ magnétique dans l'avion ZERO-G, en noir avec le gradient spatial et en rouge sans le gradient spatial. La valeur du biais magnétique particulièrement élevé, d'environ 1.35 G, était nécessaire pour séparer les états Zeeman du ^{39}K , puisqu'il n'y avait pas encore de refroidissement par mélasse grise ou de séquence de purification. En micropesanteur, comme les atomes ne tombent pas, nous calculons les déphasages liés à l'effet Zeeman quadratique à partir de la courbe rouge et nous obtenons $\Phi_{B(t),\text{K}} = 32.61$ rad et $\Phi_{B(t),\text{Rb}} = 2.28$ rad.

Nous cherchons maintenant à estimer le déphasage des franges en sortie de l'interféromètre

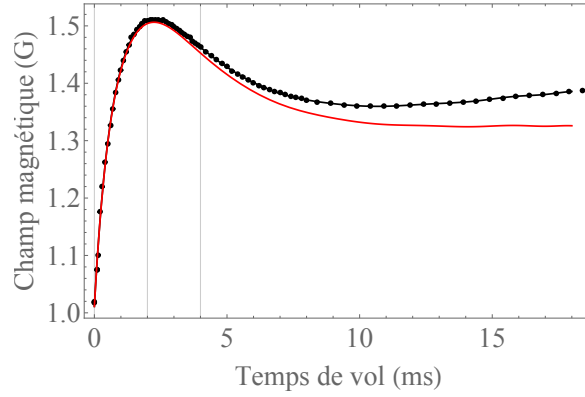


FIGURE 5.12 – Cartographie du champ magnétique dans l'avion, avant diminution du biais et compensation du gradient, le long de l'axe de quantification en fonction du temps de vol. Les repères gris représentent les impulsions de l'interféromètre. Noir : avec la dépendance en z , rouge : sans la dépendance en z .

dû aux variations du champ magnétique local dans l'espace. Pour cela, on utilise le modèle :

$$B(z, t) = \beta_0(t) + \beta_1 z, \quad (5.27)$$

où $\beta_0(t)$ est l'évolution temporelle du champ magnétique appliqué et β_1 le gradient magnétique issu des objets non amagnétiques composant l'enceinte à vide. On peut ensuite en déduire le déphasage lié à la dépendance spatiale, défini par :

$$\Phi_{B(z)} = 2\pi K \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) (|B(z, t)|^2 - |B(t)|^2) dt. \quad (5.28)$$

Dans l'avion, le gradient spatial du champ magnétique était de $\beta_1 \sim 12$ G/m et la trajectoire du centre de masse de l'atome lors de l'interféromètre réalisé en $\pm k_{\text{eff}}$ est définie par l'équation $z_{\pm}(t) = z_0 \pm (v_0 + v_{\text{rec}}/2)t + at^2/2$, où $a = 0.05$ g. On obtient alors un déphasage de 19.6 mrad en $+k_{\text{eff}}$ et -18.55 mrad en $-k_{\text{eff}}$ pour le rubidium et un déphasage de 814.5 mrad en $+k_{\text{eff}}$ et -796.6 mrad en $-k_{\text{eff}}$ pour le potassium.

Le déphasage dû aux fréquences parasites sur le rubidium s'obtient par le même calcul que celui appliqué pour le gravimètre au sol avec les rapports d'intensité $I_{-3,-2,-1,1,2,3}/I_0 = 0.02, 0.06, 0.58, 0.58, 0.06, 0.02$, mais pour un temps d'interrogation de 2 ms. Il correspond à 0.19 mrad pour $+k_{\text{eff}}$ et -0.13 mrad pour $-k_{\text{eff}}$ en micropesanteur.

Pour le calcul du déphasage par le déplacement lumineux à un photon, on utilise les données de la figure 5.8. On constate sur le graphique de gauche que malgré l'ajustement du rapport d'intensité sur le rubidium [22], le déplacement lumineux à un photon n'est pas parfaitement compensé, et que d'autres phénomènes physiques à étudier entrent en jeu [93]. Le modèle d'expansion du nuage, décrit par l'équation 5.17 fonctionne bien pour les données du potassium, comme nous l'avons vu pour le gravimètre au sol, mais pas pour les données du rubidium. Nous l'appliquons donc au potassium, et nous utilisons un ajustement linéaire sur le rubidium, en adaptant les temps d'interrogation et les durées des impulsions à ceux utilisés dans l'avion. En micropesanteur, les déphasages résultants sont de 1.8 mrad pour le rubidium et de 62 mrad pour le potassium.

L'effet du décalage lumineux à deux photons a également été calculé de la même manière que dans le cas du gravimètre et les déphasages sont de 0.02 mrad pour le rubidium et de 0.05 mrad pour le potassium.

Enfin, dans l'avion ZERO-G, les rotations subies par l'expérience sont de $(-0.07 \pm 0.12)^\circ/\text{s}$ selon x et $(0.0 \pm 0.07)^\circ/\text{s}$ selon y en vol de palier et de $(-0.19 \pm 0.45)^\circ/\text{s}$ selon x et $(4.1 \pm 0.5)^\circ/\text{s}$ selon y pendant les paraboles. Les valeurs données entre parenthèses correspondent à la moyenne et à la dynamique. L'effet Coriolis est donc beaucoup plus important que dans le laboratoire. Dans ce référentiel, il est également important de prendre en compte les inclinaisons, qui ajoutent une composante de g selon x et y . Le déphasage total devient alors [91] :

$$\Phi_C = 2((v_x \Omega_y - v_y \Omega_x) + ((\delta a + g\theta_x)\Omega_y - (\delta a + g\theta_y)\Omega_x)T) \times k_{\text{eff}} T^2, \quad (5.29)$$

où $\delta a = 0.05 g$ représente les variations de l'accélération dues aux mouvements de l'avion. Pendant les paraboles, les valeurs des inclinaisons sont de $(\theta_x = -1.9 \pm 1.2)^\circ$ et $(\theta_y = -6 \pm 25)^\circ$, d'où $\Phi_C = 10.7$ mrad sur les franges de l'interféromètre rubidium et $\Phi_C = 40.2$ mrad sur celles de l'interféromètre potassium.

En micropesanteur, où l'on utilise une configuration en double interféromètre simple diffraction (voir chapitre 1), les effets systématiques n'ont pas le même impact qu'en configuration d'interféromètre simple diffraction. En effet, lorsqu'on réécrit la probabilité en sortie de l'interféromètre en se basant sur l'équation 1.41, on obtient :

$$P = 2P_0 + C \cos(\varphi_{\text{laser}} + \Phi_{\text{sys,ind}}) \cos(\Phi_a + \Phi_{\text{sys,dep}}). \quad (5.30)$$

On constate donc que si l'effet systématique est dépendant de k_{eff} , il joue un rôle sur le déphasage, tandis que s'il est indépendant de k_{eff} , il joue un rôle sur le contraste.

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	0.19 (2)	-0.13 (2)	-	-
DL (1 photon)	1.8 (4)	1.8 (4)	62 (50)	62 (50)
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	2309.31 (55)	2249.4 (55)	33529.75 (795)	31838.15 (795)
$\frac{1}{2}(\sum_i \Phi_{\text{sys,i,+k}} - \sum_i \Phi_{\text{sys,i,-k}})$	30 (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). DL : Déplacement Lumineux.

On a regroupé dans le tableau 5.6 les valeurs des effets systématiques étudiés sur l'expérience dans les conditions de l'avion. Pour évaluer l'erreur sur η , on commence par calculer le déphasage dû aux effets systématiques dépendants de k_{eff} :

$$\Phi_{\text{sys,dep}} = 1/2 \sum_i (\Phi_{\text{sys,+k,i}} - \Phi_{\text{sys,-k,i}}), \quad (5.31)$$

où $\Phi_{\text{sys,+k,i}}$ représente le déphasage i lié aux effets systématiques obtenu avec $+k_{\text{eff}}$ et $\Phi_{\text{sys,-k,i}}$ celui obtenu avec $-k_{\text{eff}}$. Pour le rubidium, on obtient $\Phi_{\text{sys,dep,Rb}} = 30$ mrad et pour le potassium $\Phi_{\text{sys,dep,K}} = 845.8$ mrad. Or, pour $T = 2$ ms, l'ajustement par une sinusoïde représentée figure 5.11 donne les valeurs $\Phi_{a,\text{Rb}} = -625$ mrad et $\Phi_{a,\text{K}} = 265$ mrad. On calcule ainsi la différence entre les déphasages issus de l'ajustement et ceux issus des effets systématiques

pour estimer le déphasage différentiel entre les deux espèces (voir le tableau 5.7).

	^{39}K	^{87}Rb
Φ_a (mrad)	265 (180)	-625 (180)
$\Phi_{\text{sys,dep}}$ (mrad)	845.8 (310)	30 (21)
$\Phi = \Phi_a - \Phi_{\text{sys,dep}}$	-580.8 (358)	-655 (181)
$\Phi_d = \Phi_{\text{K}} - \kappa\Phi_{\text{Rb}}$	74.8 (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 $\kappa = 1.0011$.

Le paramètre d'Eötvös se déduit de la formule $\eta_{0g} = \phi_d / (k_{\text{eff,K}} a_{\text{eff}} T_{\text{K}}^2)$, où $a_{\text{eff}} \sim 8.56 \text{ m/s}^2$ est la projection du vecteur de l'accélération gravitationnelle moyenne selon l'axe z [91]. En conclusion, nous pouvons donner une première estimation de l'erreur sur η en micropesanteur : $\eta_{0g} = (1.3 \pm 7.1) \times 10^{-4}$. Une étude plus complète peut être trouvée dans la référence [91].

5.4 Conclusion

Nous avons réalisé un premier test du principe d'équivalence faible dans le laboratoire avec un interféromètre double espèce simultanément ^{87}Rb - ^{39}K possédant un temps d'interrogation de 22 ms. La méthode FRAC corrective utilisée sur les données des gravimètres engendre un biais qui affecte l'exactitude ainsi que la sensibilité des mesures d'accélération pour chaque espèce atomique, cependant, les résidus et dérivées de ce biais sont rejetés lors du calcul de η . Le premier bilan des effets systématiques sur l'expérience semble montrer une bonne compréhension des effets dépendant du vecteur d'onde, puisque l'accélération résultante correspond approximativement à l'écart entre les valeurs de g_{exp} obtenues et la valeur de g attendue, ce qui nous a permis de réduire la valeur moyenne de η de $(4.67 \pm 0.24) \times 10^{-6}$ à $(-1.5 \pm 10) \times 10^{-6}$. Cependant, le bilan des effets systématiques indépendants du vecteur d'onde est moins cohérent avec les valeurs observées, ce qui montre que la maîtrise de notre expérience n'est pas encore aboutie, et qu'une étude approfondie de ces effets est nécessaire pour la caractériser. En parallèle, l'écart-type d'Allan sur η nous a permis de mesurer une sensibilité de $\sigma_\eta = 5.0 \times 10^{-8}$ à $\tau = 5000$ s, ce qui est proche de l'état de l'art.

Nous avons également réalisé le premier interféromètre double espèce simultanément ^{87}Rb - ^{39}K en micropesanteur, en embarquant l'expérience dans l'avion ZERO-G. Les temps d'interrogation utilisés varient entre 1 et 5 ms, mais sont rapidement limités par la baisse de contraste engendrée par les vibrations et les rotations de l'avion. Des solutions vont ainsi être mises en place lors des prochaines campagnes de vols, comme l'asservissement de l'accélération et la rotation du miroir de référence, pour atteindre des temps d'interrogation d'environ 0.5 s. Avec ce temps d'interrogation, et un rapport signal à bruit de 100, nous serions capable d'atteindre une sensibilité à une seconde de $10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$ sur η . Ce rapport signal à bruit est théorique, cependant, avec l'amélioration du système laser et du système de détection, nous espérons à terme aller au delà de cette valeur. De plus, nous devrions bientôt installer un simulateur 0g dans le laboratoire, qui nous permettra d'atteindre des temps d'interrogation similaires et d'intégrer les mesures sur le long terme.

Conclusion

Les travaux menés pendant ces trois années de thèse nous ont permis de concrétiser une étape essentielle du projet ICE, qui consiste à tester pour la première fois le principe d'équivalence faible avec des atomes froids en micropesanteur dans l'avion ZERO-G.

Pour cela, nous avons commencé par l'obtention et l'optimisation de l'interféromètre de ^{39}K , ce qui nous a mené à la réalisation de l'interféromètre double espèce ^{39}K et ^{87}Rb simultanément. Nous avons alors pu effectuer le premier test du principe d'équivalence faible en micropesanteur pendant la campagne de vols paraboliques en mai 2015. Dans l'avion ZERO-G, le haut niveau de vibrations nous a conduit à développer une méthode de reconstruction des franges avec le signal d'un accéléromètre mécanique. Malgré la mise en place de cette technique, l'environnement de l'avion présente deux contraintes qui affectent particulièrement les mesures. En effet, les rotations subies par l'avion durant les paraboles ainsi que les vibrations, entraînent une perte du contraste des franges d'interférence en fonction du temps d'interrogation, qui limite celui-ci à quelques millisecondes.

Dans le laboratoire, la limitation principale de nos mesures sur l'interféromètre double espèce provenait de la température du nuage de potassium. Nous avons donc ajouté un laser accordé sur la transition D1 du ^{39}K pour refroidir les atomes par mélasse grise à environ $5\ \mu\text{K}$. Nous avons ensuite pu mettre en place une séquence de purification, contenant une étape de transfert, qui permet de conserver environ 40% des atomes, dont plus de 90% dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$, au début de l'interféromètre. De cette façon, le contraste et le rapport signal à bruit du signal de notre interféromètre potassium ont pu être augmentés d'un facteur quatre. La création de cette séquence a également eu l'avantage de permettre la diminution du champ magnétique utilisé pendant l'interféromètre d'un facteur proche de dix, réduisant ainsi la contribution de l'effet Zeeman quadratique sur le déphasage des franges.

Les derniers tests du principe d'équivalence faible en configuration gravimètre dans le laboratoire montrent qu'actuellement, la sensibilité de g_{exp} pour chaque espèce reste encore limitée par l'instabilité de l'accéléromètre mécanique utilisé dans la méthode d'analyse. Cependant, cette instabilité étant retirée lors du calcul de η , nous observons une sensibilité sur cette grandeur de $3.1 \times 10^{-6}\ \text{Hz}^{-1/2}$ à une seconde et de 5×10^{-8} après environ 5×10^3 s d'intégration, ce qui est proche de l'état de l'art malgré des temps d'interrogation relativement courts, d'une vingtaine de millisecondes. Ces résultats sont donc encourageants pour les futurs tests en microgravité et pour le projet spatial STE-QUEST.

Dans l'année qui suit, un simulateur 0g devrait être installé dans notre laboratoire. Celui-ci permettra d'accéder à 0.5 s de micropesanteur, six fois par minute, tout au long de l'année. Les avantages de ce système sont multiples puisque, dans un premier temps, il sera possible d'effectuer des tests en continu et d'augmenter la statistique de nos mesures dans cet environnement. Ensuite, le simulateur représente un moyen rapide pour augmenter facilement le temps d'interrogation de notre interféromètre afin de réduire sa sensibilité. Enfin, il nous

permettra une plus grande maîtrise du fonctionnement de l'interféromètre en microgravité, et les solutions aux problèmes rencontrés pourront être appliquées en amont des campagnes de vol. Malgré la présence du simulateur, ces campagnes de vol resteront nécessaires pour valider le côté embarqué de l'expérience et accéder à des temps d'interrogation plus longs.

A court terme, l'expérience va subir de fortes évolutions puisque la source laser du rubidium sera quasiment entièrement fibrée, et basée sur deux diodes lasers distinctes. Cette étape permettra à l'expérience de gagner en robustesse et en compacité, et devrait par la suite être également appliquée à la source laser accordée sur la transition D2 du potassium. Lorsque l'ensemble sera mis en place, le banc optique, qui représente une contrainte importante pour la sécurité ainsi que pour la stabilité des résultats dans l'avion, pourra être retiré. En parallèle, l'intégration d'un laser 30 W pour créer un piège dipolaire est en cours de réalisation. Avec ce système il sera alors possible de diminuer considérablement la température des atomes avant l'interféromètre. Or, cette phase de refroidissement est nécessaire pour la micropesanteur et sa mise en place prépare l'expérience à l'accès aux longs temps d'interrogation possibles dans cet environnement, de l'ordre de la seconde.

Pour les prochaines campagnes de vol, les objectifs sont axés sur la résolution des problèmes liés aux limitations du temps d'interrogation pendant les paraboles. Pour diminuer l'impact des vibrations, un système composé d'une isolation passive et d'un asservissement sur l'accélération est en cours de test, et devrait être opérationnel pour les prochaines campagnes. Concernant les rotations de l'avion, il sera également nécessaire de mettre en place un système de rotation du miroir de référence.

À l'issue de ces modifications, nous pouvons estimer une sensibilité théorique sur notre expérience dans les différents environnements. Au sol, les mesures obtenues en configuration gravimètre sont déjà proches de la limitation de l'on peut atteindre, qui est définie par la géométrie de l'enceinte à vide. En effet, le temps d'interrogation maximal est de 70 ms, donc avec un rapport signal à bruit théorique de 100, la sensibilité à une seconde serait d'environ $10^{-7} \text{ Hz}^{-1/2}$. En micropesanteur dans l'avion ZERO-G, nous avons une large marge de progression et nous pouvons espérer une sensibilité à une seconde de $10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$ avec un rapport signal à bruit théorique de 100 et un temps d'interrogation de 0.5 s. Enfin, dans le simulateur ZERO-G, nous espérons une sensibilité à une seconde similaire, mais avec un temps d'intégration plus élevé.

Les perspectives à plus long terme se dessinent à travers la récente association entre le LP2N et l'entreprise iXBlue pour développer des centrales inertielles à atomes froids. En mesurant l'accélération et la rotation selon les trois axes, les centrales inertielles sont capables de retracer la position d'un véhicule en fonction du temps de trajet, les rendant en théorie indépendantes d'un système de géolocalisation. Néanmoins, les appareils actuels ne présentent pas une sensibilité suffisante pour une complète autonomie, et ont besoin d'une source externe pour être recalibré afin d'éviter les dérives conséquentes après plusieurs heures de trajet. Dans ce contexte, les interféromètres sont d'excellents candidats pour garantir une dérive de biais inférieure sur le long terme, mais nécessite un effort conséquent pour réduire leur taille et les rendre commercialement exploitables.

La volonté de réaliser un accéléromètre trois axes sur ICE pour la navigation inertielle n'est pas nouvelle, puisque l'enceinte à vide a été conçue dans cet objectif avec six accès optiques pour les faisceaux Raman. ICE aura donc l'opportunité dans le futur de franchir une étape clef pour la navigation inertielle à atomes froids en démontrant la faisabilité d'un tel système embarqué.

Publications

- **Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers**

B. Barrett, P.-A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, J. Lautier, A. Landragin.

Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", vol. 188 "Atom Interferometry", p. 493-555, edited by G. M. Tino and M. Kasevich, 2014

The past three decades have shown dramatic progress in the ability to manipulate and coherently control the motion of atoms. This exquisite control offers the prospect of a new generation of inertial sensors with unprecedented sensitivity and accuracy, which will be important for both fundamental and applied science. In this article, we review some of our recent results regarding the application of atom interferometry to inertial measurements using compact, mobile sensors. This includes some of the first interferometer measurements with cold ^{39}K atoms, which is a major step toward achieving a transportable, dual-species interferometer with rubidium and potassium for equivalence principle tests. We also discuss future applications of this technology, such as remote sensing of geophysical effects, gravitational wave detection, and precise tests of the weak equivalence principle in Space.

- **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 μ s.

— **Dual Matter-Wave Inertial Sensors in Weightlessness**

B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, P. Bouyer.

arXiv :1609.03598[physics.atom-ph], 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.

Bibliographie

- [1] PHARAO. pharao.cnes.fr.
- [2] MICROSCOPE. microscope.cnes.fr.
- [3] 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.
- [4] C. Cohen-Tannoudji. Nobel lecture :Manupulating Atoms with Photons. *Nobel Lectures, Physics 1996-2000*, 2002. World Scientific Publishing Co.
- [5] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical review letters*, 67(2) :181–184, 1991.
- [6] 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.
- [7] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *metrologia*, 38 :25–61, 2001.
- [8] 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.
- [9] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Physical review letters*, 78(11) :2046, 1997.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] Y. Imanishi, T. Sato, T. Higashi, W. Sun, and S. Okudo. A network of superconducting gravimeters detects submicrogal coseismic gravity changes. *Science*, 306(5695) :476, 2004.

- [13] B. Canuel, L. Amand, A. Bertoldi, W. Chaibi, R. GEiger, J. Gillot, A. Landragin, M. Merzougui, I. Riou, S. P. Schmid, and P. Bouyer. The matter-wave laser interferometer gravitation antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences. *E3S Web of Conferences*, 4 :01004, 2014. Inter-Disciplinary Underground Science and Technology.
- [14] MuQuans. www.muquans.com.
- [15] 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.
- [16] 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]).
- [17] 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 and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement. *General Relativity and Gravitation*, 43(7) :1931–1942, 2011.
- [18] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich. Multiaxis inertial sensing with loong-time point source atom interferometry. *Physical Review Letters*, 111 :083001, 2013.
- [19] Gaël Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d’interrogation*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.
- [20] Rémi Geiger. *Capteur inertielle à onde de matière aéroporté*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2011.
- [21] Vincent Ménot. *Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du principe d’équivalence*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2012.
- [22] Pierre-Alain Gominet. *Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb} / ^{39}\text{K}$ aéroporté pour un test du principe d’équivalence*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [23] 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.
- [24] Lauriane Fouché. *Gaz quantiques de potassium 39 à interactions contrôlables*. PhD thesis, Institut d’Optique Graduate School, 2015.
- [25] R. Geiger, V. Ménot, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2 :474, 2011.
- [26] Patrick Cheinet. *Conception et Réalisation d’un Gravimètre à Atomes Froids*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2006.
- [27] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Physical Review A*, 45(1) :342–348, 1992.
- [28] C. Cohen-Tannoudji. Interférométrie atomique , 1992-1993. Cours du Collège de France.
- [29] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji. The Feynman path integral approach to atomic interferometry. *J. Phys. II France*, 4 :1999–2027, 1994.
- [30] C. Antoine and Ch. J. Bordé. Exact phase shifts for atom interferometry. *Physics Letters A*, 306 :277–284, 2003.

-
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] T. Lévèque, 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.
- [34] Thomas Lévèque. *Développement d’un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [35] Novespace. www.novespace.fr.
- [36] 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. Könemann, H. Müntiga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation in microgravity. *Science*, 328 :1540, 2008.
- [37] Cold Atom Laboratory. coldatomlab.jpl.nasa.gov.
- [38] STE-QUEST collaboration. Cosmic Vision Mission : STE-QUEST Atom Interferometer Instrument Design Report. Technical report, Leibniz Universität Hannover, 2013.
- [39] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data, revision 2.1.5, 13 January 2015. steck.us/alkalidata.
- [40] T. S. Tiecke. Properties of potassium, May 2011. www.tobiastiecke.nl.
- [41] 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.
- [42] V. Ménot, 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.
- [43] Menlo Systems. www.menlosystems.com.
- [44] D. A. Steck. Rubidium 85 d line data, revision 2.1.6, 20 September 2013. <http://steck.us/alkalidata>.
- [45] 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, 2013.
- [46] 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.
- [47] Brynle Barrett. *Techniques for measuring the atomic recoil frequency using a grating-echo atom interferometer*. PhD thesis, York University, 2012.
- [48] 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.

- [49] 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.
- [50] V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran, and C. S. Unnikrishnan. Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact $2\text{D}^+-3\text{D}$ MOT set-up. *Journal of Physics B*, 44 :115307, 2011.
- [51] 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.
- [52] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G.M. Tino, and M. Inguscio. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *European Physical Journal D*, 3 :113–118, 1998.
- [53] 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.
- [54] 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.
- [55] F. Sievers, S. Wu, N. Kretzschmar, 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.
- [56] 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.
- [57] 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.
- [58] 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.
- [59] C. Cohen-Tannoudji. Nouveaux mécanismes de refroidissement laser - Étude générale de la configuration Λ , 1991-1992. Cours du Collège de France.
- [60] 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.
- [61] Guillaume Salomon. *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K* . PhD thesis, Institut d'Optique Graduate School, 2014.
- [62] B. Lounis and C Cohen-Tannoudji. Coherent population trapping and Fano profiles. *J. Phys. II France*, 2 :579–592, 1992.
- [63] Iain Chan. *Development of coherent transient techniques for measurements of atomic G -factor ratios*. PhD thesis, York University, 2011.
- [64] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, and D. S. Jin. Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb . *Physical Review A*, 65 :021402, 2002.
- [65] 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.

- [66] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46 :87–94, 2009.
- [67] 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.
- [68] J. K. Stockton, X. Wu, and M. A. Kasevich. Bayesian estimation of the differential interferometer phase. *Physical review A*, 76 :033613, 2007.
- [69] A. Fitzgibbon, M. Pilu, and R. B. Fisher. Direct least square fitting of ellipses. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 21(5) :476–480, 1999.
- [70] 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.
- [71] Z. L. Szpak, W. Chojnacki, and A. van den Hengel. Guaranteed Ellipse Fitting with a Confidence Region and an Uncertainty Measure for Centre, Axes, and Orientation. *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, 2014.
- [72] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland. Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems. *Physical Review A*, 47(5) :3354, 1993.
- [73] C. M. Will. The confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 9(3), 2006.
- [74] Loïc Duchayne. *Transfert de temps de haute performance : le lien micro-onde de la mission ACES*. PhD thesis, Observatoire de Paris, 2008.
- [75] T. Damour. Testing the equivalence principle : why and how? *Classical and Quantum Gravity*, 13 :A33–A41, 1996.
- [76] P. G. Roll, R. Krotkov, and R. H. Dicke. The equivalence of inertial and passive gravitational mass. *Annals of Physics*, 26 :442–517, 1964.
- [77] V. B. Braginskii and V. I. Panov. Verification of the equivalence of inertial and gravitational mass. *Sov. J. Exp. Th. Ph.*, 34(3) :463–676, 1972.
- [78] 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.
- [79] 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.
- [80] 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.
- [81] 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.
- [82] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. *Physical Review A*, 88 :043615, 2013.
- [83] 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.
- [84] 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.
- [85] Tour de Brême. www.zarm.uni-bremen.de.
- [86] 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.
- [87] Institut für Quantenoptik. www.iqo.uni-hannover.de.
- [88] 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.
- [89] J. Hartwig, C. Schubert, D. Schlippert, H. Ahlers, 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 interferometer. *New Journal of Physics*, 17 :035011, 2015.
- [90] J. Rudolph, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, T. A. Schulze, S. T. Seidel, C. Rode, V. Schkolnik, W. Ertmer, E. M. Rasel, H. Müntinga, T. Könnemann, 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 J. Reichel. Degenerate Quantum Gases in Microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 23 :287–292, 2011.
- [91] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, and P. Bouyer. Dual Matter-Wave Inertial Sensors in Weightlessness. [arXiv :1609.03598](https://arxiv.org/abs/1609.03598) [physics.atom-ph], 2016.
- [92] 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.
- [93] 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.
- [94] Bureau gravimétrique international. bgi.obs-mip.fr.
- [95] Benjamin Canuel. *Étude d'un gyromètre à atomes froids*. PhD thesis, Université de Paris XI, 2007.
- [96] A. Aspect, C. Fabre, and G. Grynberg. *Optique Quantique 1 : Lasers, Tome I*. École polytechnique, majeure de Physique, Ed 2005.
- [97] Julien Le Gouët. *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.

- [98] D. Schlippert. *Quantum Tests of the Universality of Free Fall*. PhD thesis, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2014.
- [99] 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.
- [100] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New Journal of Physics*, 13 :065025, 2011.
- [101] W.J. Riley. Handbook of frequency stability analysis. *NIST Special Publication 1065*, 2008.
- [102] A. Roura, W. Zeller, and W. P. Schleich. Overcoming loss of contrast in atom interferometry due to gravity gradients. *New Journal of Physics*, 16 :12312, 2014.
- [103] 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.