



**OBSERVATOIRE DE PARIS  
LABORATOIRE NATIONAL DE MÉTROLOGIE ET D'ESSAIS  
SYSTÈMES  
DE RÉFÉRENCE TEMPS-ESPACE**

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI  
spécialité : physique**

**présentée par  
Frédéric CHAPELET**

**pour obtenir le titre de  
Docteur de l'Université Paris XI**

**Sujet :**

**FONTAINE ATOMIQUE DOUBLE DE CÉSIUM ET DE  
RUBIDIUM AVEC UNE EXACTITUDE DE QUELQUES  $10^{-16}$   
ET APPLICATIONS**

**Soutenue le 14 mai 2008 devant le jury composé de :**

M.	S.	<b>BIZE</b>	<b>Codirecteur de thèse</b>
M.	L.	<b>HILICO</b>	<b>Examineur</b>
Mme	M.	<b>HOUSSIN</b>	<b>Rapporteur</b>
M.	P.	<b>THOMANN</b>	<b>Rapporteur</b>
M.	S.	<b>THOMIN</b>	<b>Membre invité</b>
M.	P.	<b>TUCKEY</b>	<b>Directeur de thèse</b>
M.	C.	<b>WESTBROOK</b>	<b>Président du jury</b>



# Remerciements

Cette thèse et le stage qui l’a précédée m’ont permis passer quatre années exceptionnelles à l’Observatoire de Paris, sur une expérience phare du LNE-SYRTE. J’ai eu beaucoup de plaisir à travailler dans ce laboratoire, situé dans un cadre prestigieux, bénéficiant d’une ambiance très agréable, et où les rapports humains sont très enrichissants.

Je tiens à remercier en premier lieu Sébastien Bize pour son encadrement efficace. A son contact, j’ai beaucoup appris. J’ai apprécié sa rigueur scientifique et l’étendue de ses connaissances sur lesquelles j’ai toujours pu compter. Merci à lui pour sa disponibilité, ainsi que pour la confiance qu’il m’a accordée en me laissant les rênes de la manip. Merci encore pour ses remarques et suggestions pertinentes qui m’ont été d’une aide précieuse lors de l’élaboration du manuscrit et de la soutenance.

Je remercie André Clairon de m’avoir accueilli dans l’équipe de métrologie des fréquences micro-ondes. Je regrette de ne pas avoir su profiter davantage de son expérience et de son savoir immense dans le domaine. Merci à Philip Tuckey, mon directeur officiel de thèse ; je le remercie pour son écoute, en particulier pendant la période de rédaction, et ses remarques toujours constructives. Merci à Noël Dimarcq, “Monsieur le Directeur”, pour son soutien et sa confiance. Je tiens à mentionner ici aussi le Bureau National de Métrologie et l’Observatoire de Paris qui ont financé mon travail.

Mes remerciements vont également à Marie Houssin et Pierre Thomann qui ont accepté d’être rapporteurs de ma thèse, ainsi qu’à Laurent Hilico en tant qu’examineur. Je les remercie de leur lecture attentive du manuscrit et de leurs commentaires avisés. Merci à Stéphane Thommin d’avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, et merci enfin à Chris Westbrook d’en avoir assuré la présidence.

Une expérience comme FO2 fait appel à des spécialités variées. Je remercie tous ceux qui ont participé à ces travaux et m’ont prodigué leur aide et leurs conseils.

Je remercie Armel Legrand, qui a réalisé les plans des nouveaux collimateurs doubles, pour les échanges fructueux que j’ai eus avec lui autour de la conception de ces systèmes. Merci aussi à David Holleville qui a dessiné les cellules des 2D-MOT, pour ses conseils techniques et discussions amicales.

Un grand merci à Annie Gérard pour m’avoir fait partager ses connaissances en matière d’ultra-vide. Son aide a été déterminante lors de phases-clés du dévelop-

pement de FO2, je pense notamment au montage et à l'installation des 2D-MOT sur la fontaine.

Je remercie également pour leur savoir-faire, leur efficacité et leur jovialité, Jean-Pierre Aoustin et l'équipe de mécanique qui ont assuré, souvent dans l'urgence, les retouches les plus diverses, en particulier celles du collimateur double prototype et des nouveaux boîtiers lasers. Nous offrant un service de qualité et un précieux gain de temps, cet atelier est un réel atout pour notre laboratoire.

Les performances exceptionnelles de l'horloge FO2 reposent en grande partie sur l'électronique. Celle-ci se retrouve à tous les niveaux sur l'expérience, depuis le contrôle des lasers jusqu'à la synthèse du signal de référence. Si, au labo, tout expérimentateur se doit de savoir bricoler quelques montages basiques, il est cependant heureux de pouvoir compter sur l'expertise irremplaçable du service d'électronique. Longtemps à la tête de celui-ci, Giorgio Santarelli force l'admiration par sa science des radio-fréquences. Ses coups de gueule retentissants, sa bienveillance et les sympathiques petits surnoms teintés de couleurs italiennes vont me manquer. Je remercie aussi Michel Lours pour son soutien indéfectible, sa gentillesse, ses rires et l'efficacité du "service après-vente" des chaînes de synthèse micro-onde. A propos de ces dernières, je tiens à saluer le travail de Damien Chambon. De même, Graziano Governatori a été un maillon essentiel dans la mise au point des interrupteurs interférentiels micro-ondes. J'ai eu plaisir à collaborer avec eux. Merci encore à Laurent Volodimer et Michel Dequin pour leur prévenance quand j'étais en salle d'électronique et pour les montages divers qu'ils ont réalisés pour nous.

Sur FO2 en soi, l'effectif opérationnel était réduit au strict minimum, à savoir deux personnes pour l'essentiel de ma thèse. J'ai vécu quelques mois de recouvrement avec la thèse d'Harold Marion. Je le remercie de son amitié bienveillante. A mon arrivée, il s'est chargé de me présenter le laboratoire et ses intervenants, accélérant mon intégration, et, plus tard, il m'a enseigné les techniques du traitement de données sur FO2 et légué tout l'attirail de logiciels-maison nécessaires, un précieux héritage qui s'enrichit encore... Nous avons également accueilli en post-doc pendant quelques mois le brésilien Daniel Magalhães, unanimement apprécié au labo pour son application et sa bonhomie. Pendant ma thèse, nous avons pu compter sur l'aide de plusieurs stagiaires, successivement : Volny Fages, Charles Bouchart, Isaac Theurkauff et Laurine Brondeau. Ils ont su se plier aux exigences de la manip, assurant des tâches pas toujours amusantes (surtout en période estivale) ; j'ai eu plaisir à échanger avec eux et j'espère qu'ils garderont un bon souvenir de leur passage sur FO2. Enfin, au cours de ma dernière année à l'Observatoire, la responsabilité de la manip a été confiée à Jocelyne Guéna. Celle-ci a su avec courage relever le défi de s'approprier une expérience de dix ans d'existence, et ceci au cours d'une période difficile où Sébastien et moi-même étions monopolisés l'un par une nouvelle manip et l'autre par la rédaction du manuscrit. Je la remercie en particulier pour ses questions pertinentes qui m'ont poussé souvent à une réflexion plus profonde sur certains aspects de l'expérience.



Un merci tout spécial à Peter Wolf qui a été à l'origine du test inédit de l'invariance de Lorentz avec la fontaine atomique et qui m'a ainsi permis de co-signer un joli papier. J'ai apprécié ses explications pédagogiques, son pragmatisme et son humour caustique.

Je souhaite aussi exprimer ma reconnaissance envers Philippe Laurent, en charge de la fontaine atomique mobile FOM et récemment désigné à la tête de l'équipe de métrologie des fréquences micro-ondes. Ses commentaires judicieux à propos du manuscrit et en vue de la soutenance m'ont été très utiles.

J'en profite pour remercier les membres des équipes de métrologie des fréquences, les autres "fontainiers" et horlogers avec lesquels nous avons organisé des campagnes de comparaison : en particulier, Peter Rosenbusch pour la fontaine FO1 et Pierre Lemonde à la tête de l'horloge à réseau optique à atomes de strontium.

Lors des étalonnages du Temps Atomique International et Français, j'ai interagi avec Jean-Yves Richard et David Valat. Je tiens à saluer leur travail et les remercier de leur affabilité. La gestion des données des masers et des fontaines est maintenant assurée par Michel Abgrall. Merci à lui pour sa disponibilité et sa sympathie.

Je remercie chaleureusement l'équipe administrative du laboratoire, Catherine Laurent, pour son sourire radieux et son efficacité, Yertha Baïdomti et ses éclats de rire communicatifs, la baroque Anne Thomson, Véronique Benayoun, Marine Pailler, Katia Vadet, Thérèse Ecolasse... Merci aussi aux membres du service informatique et en particulier à Pascal Blondé pour sa compétence et sa gentillesse.

Je tiens à saluer les équipes des capteurs inertiels, que nous dénommons plus communément "les ateliers" ou "ceux d'en face". Je retiendrai les discussions très enrichissantes que j'ai eues avec l'intarissable Arnaud Landragin, responsable de ce groupe et, parallèlement, fournisseur officiel de champagne de l'Observatoire. Et j'ai suivi avec grand intérêt, et même délectation, les raisonnements souvent poussés à l'extrême de Franck Pereira dos Santos qui, sous des airs d'idéaliste désabusé, livrait avec une pointe de malice, à un public de jeunes padawans dont je faisais partie, sa vision parfois très cynique mais lucide de la société dans laquelle nous vivons.

Je salue amicalement le toulousain Stéphane Guérandel, en charge de l'expérience CPT, qui a montré un vif intérêt pour mes activités organistiques, en particulier sur Toulouse, capitale européenne de l'orgue. Merci à Cipriana Mandache et Daniele Rovera, qui partageaient mon bureau, pour nos sympathiques conversations. J'ai une pensée amicale également pour Roland Barillet, Ouali Acef et Emeric de Clercq.

Je souhaite exprimer un très grand merci à tous les thésards et post-docs avec lesquels j'ai partagé des moments privilégiés à l'Observatoire, ou en dehors, lors de soirées et autres "séminaires externes". Arrivé en même temps que moi en stage, Jacques Millo est devenu un ami fidèle ; ses fous rires inopinés sont contagieux bien que mystérieux et parfois inquiétants. Dès le début, j'ai pu compter sur le soutien de Céline Vian, alors en thèse sur la fontaine atomique historique FO1 (la solidarité des derniers thésards fontainiers!) ; par sa bonne humeur communicative et son

moral à toute épreuve, sous des airs ingénus, elle a su se faire une place dans ce milieu bien masculin. M'a rejoint au labo un copain de promo, Julien Le Gouët ; ce n'était pas prémédité, mais cela a été indéniablement un moteur mutuel, je pense, tout au long de nos thèses. Il faut noter que, grâce à lui, les midis de l'Observatoire ont énormément gagné en classe. Au Strontium, on retrouvait les frères d'armes Rodolphe Le Targat et Xavier Baillard. Quand l'un semblait passer l'essentiel de son temps en manip sous terre, l'autre était affairé à son PC devant la fenêtre. Je n'ai jamais bien compris la répartition des tâches sur cette expérience gourmande en ressources humaines... Reste que cette association fonctionnait. Malgré quatre années d'efforts acharnés, Rodolphe n'aura pas réussi à convertir le labo entier aux joies du foot et du soutien de l'équipe de France, et Xavier, pourtant brillant stratège et fin manipulateur, n'aura pas réussi non plus à nous faire adopter la "mi-cool-mi-branchouille" attitude, à base de TTC, technologies Apple et sacs Freitag... Élément-charnière entre deux générations de thésards, Loïc Duchayne a été le planificateur enthousiaste d'activités collectives en tout genre ; l'ambiance du labo lui doit beaucoup. Sur le plan scientifique, sa technique de *fit* mériterait son entrée dans les incontournables du traitement de données. Avant lui, l'un des grands artisans de l'ambiance du labo a été François Narbonneau, notre gentil organisateur de barbecues et soirées festives, adepte des nuits parisiennes. Duo de choc du gyro, Alexandre Gauguet et Benjamin Canuel se sont attachés, quant à eux, à faire vivre les commerces de proximité et nous invitaient à partager des heures joyeuses chez les Indiens ou à l'Académie. J'ajoute à la liste une récente recrue, la pétulante et directe Amandine Proia, qui nous a montré ses talents de meneuse d'hommes, notamment lors de la préparation des pots de thèse.

J'adresse un salut amical aux anciens thésards : Thomas Zanon, Stéphane Trémine, Audrey Quessada, Ivan Maksimovic, Shugang Zhang, Patrick Cheinet, François Impens ; aux actuels thésards auxquels je souhaite courage et persévérance (surtout à ceux qui sont en période de rédaction) : François-Xavier Esnault, Clément Lacroûte, Friedemann Reinhard, Arnaud Lecallier, Thomas Lévêque, Sébastien Merlet, Quentin Bodart ; sans oublier la "*danish connection*" : Anders Brusck, Michael Petersen, Kasper Therkildsen, Philip Westergaard ; les post-docs et autres : Mathilde Fouché, Jérôme Lodewyck, Natascia Castagna, Rodolphe Boudot, Oualid Chaïbi, Scott Crane, Sam Dawkins, Stéphanie Perrin, Pacôme Delva...

Je tiens enfin à remercier tous ceux extérieurs au labo qui m'ont accompagné et soutenu durant les quatre ans que j'ai passés auprès de FO2, une belle manip, qui tourne bien dans l'ensemble, mais qui n'en reste pas moins exigeante et assez accaparante. Je veux saluer tout spécialement ma famille et mes amis qui ont supporté mes passages à vide, prêté une oreille compatissante dans les moments difficiles et qui m'ont permis de réagir. Merci en particulier à mes parents, à ma sœur, à Julien, Abi, Cyril, Sandrine, Jean-Michel, Mélanie, Salim, Eva, Annie, Maud, Claire, Seb, à Raphaël, Vincent, Mathieu, Arnaud, François, Pierre... et à tous ceux (qu'ils me pardonnent de ne pas les citer nommément) qui, de près ou de loin, se sont intéressés à l'avancée de ma thèse.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique</b>	<b>5</b>
1.1 Les horloges atomiques . . . . .	5
1.1.1 Principe . . . . .	5
1.1.2 Stabilité et exactitude . . . . .	11
1.2 Fonctionnement d'une fontaine atomique . . . . .	14
1.2.1 Description d'un cycle d'interrogation . . . . .	14
1.2.2 Asservissement de la fréquence d'interrogation . . . . .	18
1.2.3 Un exemple de mesure . . . . .	20
1.3 Effets systématiques . . . . .	23
<b>2 L'expérience FO2</b>	<b>29</b>
2.1 Présentation générale du dispositif expérimental . . . . .	31
2.2 Les bancs lasers . . . . .	33
2.2.1 La synthèse optique césium . . . . .	33
2.2.2 Le nouveau banc rubidium . . . . .	38
2.3 Le 2D-MOT rubidium . . . . .	48
2.3.1 Conception et montage . . . . .	48
2.3.2 Mesures et optimisation . . . . .	51
2.4 Les collimateurs dichroïques . . . . .	71
2.4.1 Conception . . . . .	71
2.4.2 Montage . . . . .	74
2.4.3 Réglages . . . . .	75
2.4.4 Mesures sur les nuages atomiques . . . . .	88
2.5 La synthèse micro-onde . . . . .	90
2.5.1 L'oscillateur cryogénique à résonateur de saphir . . . . .	90
2.5.2 Les chaînes de synthèse césium et rubidium . . . . .	93

<b>3</b>	<b>Amélioration de l'exactitude de FO2</b>	<b>99</b>
3.1	Contrôle et évaluation des effets systématiques . . . . .	100
3.1.1	Le champ magnétique . . . . .	100
3.1.2	Le rayonnement du corps noir . . . . .	108
3.1.3	Le déplacement collisionnel . . . . .	116
3.2	Mesures de gradients de phase dans la cavité césium . . . . .	133
3.2.1	Principe de la mesure . . . . .	134
3.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	136
3.2.3	Modélisation . . . . .	141
3.2.4	Conclusion . . . . .	148
3.3	Les fuites micro-ondes . . . . .	149
3.3.1	L'interrupteur interférentiel . . . . .	149
3.3.2	Une boîte d'isolation . . . . .	154
3.4	Bilan d'exactitude de la fontaine FO2 . . . . .	156
<b>4</b>	<b>Expériences menées avec FO2</b>	<b>159</b>
4.1	Un étalon primaire de fréquence . . . . .	159
4.1.1	Comparaisons locales des fontaines césium du SYRTE .	160
4.1.2	Réalisation des échelles de temps atomique . . . . .	170
4.2	Comparaisons de fréquences atomiques . . . . .	177
4.2.1	Recherche d'une variation de $\alpha$ . . . . .	177
4.2.2	Mesure absolue de la fréquence hyperfine du rubidium .	182
4.2.3	Mesure absolue de la fréquence optique du strontium .	188
4.3	Test de l'Invariance de Lorentz . . . . .	190
4.3.1	Quelques éléments sur le SME . . . . .	190
4.3.2	Principe de la mesure . . . . .	192
4.3.3	Procédure expérimentale . . . . .	196
4.3.4	Résultats . . . . .	198
4.3.5	Conclusions . . . . .	203
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>205</b>
<b>A</b>	<b>Quelques données utiles</b>	<b>213</b>
A.1	Atome de césium 133 . . . . .	213
A.2	Atome de rubidium 87 . . . . .	215
A.3	Paramètres de la fontaine FO2 . . . . .	217
<b>B</b>	<b>Compléments</b>	<b>219</b>
<b>C</b>	<b>Cold Atom Clock Test of Lorentz Invariance in the Matter Sector</b>	<b>223</b>

**Bibliographie**

**229**



# Introduction

La métrologie du temps est intimement liée à l'essor de la navigation depuis le XVI<sup>ème</sup> siècle. Cette époque a vu la multiplication des longues expéditions maritimes vers les Indes et le Nouveau Monde sur les routes ouvertes par les grands découvreurs de la fin du XV<sup>ème</sup> siècle. La maîtrise des mers et de ces routes marchandes constituait dès lors un enjeu économique et politique considérable. Cependant un problème de taille se posait : la détermination des longitudes, dont l'imprécision causait retards et naufrages meurtriers. Ceci a poussé les gouvernements des grandes puissances maritimes d'alors (depuis l'Espagne jusqu'à la Hollande) à offrir des récompenses mirobolantes à qui pourrait le résoudre. A côté des méthodes astronomiques, complexes, apparaissait la solution du chronomètre mécanique, visant à mesurer précisément le temps écoulé depuis le port de départ. Ainsi encouragée, la métrologie du temps a fait de grandes avancées. Il a fallu néanmoins attendre le XVIII<sup>ème</sup> siècle pour que la précision de ces techniques atteignent la seconde sur la journée<sup>1</sup>, grâce notamment à l'opiniâtreté de l'horloger John Harrison<sup>2</sup>.

Aujourd'hui la métrologie du temps est à la base des systèmes de positionnement et de navigation par satellite comme le GPS américain, le GLONASS russe, ou le projet européen en développement, GALILEO. Les enjeux sont toujours militaires et civils, mais les applications se sont diversifiées, de la localisation de tout un chacun sur le globe jusqu'à la synchronisation dans le domaine des télécommunications.

A l'heure actuelle, les horloges les plus précises, c'est-à-dire stables et exactes, sont des étalons atomiques de fréquence. Ceux-ci ont d'ailleurs détrôné les mesures astronomiques dans le calcul des échelles de temps nationales au milieu du XX<sup>ème</sup> siècle. Depuis 1967, la seconde est ainsi définie à partir de la résonance hyperfine du niveau fondamental de l'atome de césium 133, fixée à 9 192 631 770 Hz. De nos jours, les meilleurs étalons primaires de

---

<sup>1</sup> Soit une résolution de  $\sim 500$  m sur l'équateur (pour un jour de navigation).

<sup>2</sup> Il a voué sa vie au concours lancé en 1707 par le Parlement anglais, le "*Longitude Act*", et ses travaux ont finalement récompensés en 1773.

fréquence, des horloges de type fontaine atomique, atteignent des exactitudes en fréquence relative de l'ordre de quelques  $10^{-16}$  <sup>(3)</sup>. Leur architecture, imaginée dès les années 1950, n'a pu voir le jour que grâce aux techniques de refroidissement des atomes par laser développées à la fin des années 1980.

Avec de tels instruments, la seconde est aujourd'hui l'unité du Système International qui est réalisée avec, de loin, la meilleure exactitude. Ces systèmes permettent donc d'envisager des expériences poussées de physique fondamentale, comme tester la Relativité Générale, à travers l'invariance de Lorentz ou le principe d'équivalence d'Einstein, en recherchant notamment une éventuelle variation des constantes fondamentales. A côté de cela, ces étalons atomiques de fréquence sont des outils privilégiés pour étudier la physique des atomes, depuis les champs qui perturbent l'énergie interne des atomes, jusqu'aux collisions froides et la formation de molécules froides...

Mon travail de thèse au LNE-SYRTE s'est porté sur la fontaine atomique double FO2. Celle-ci possède l'originalité de pouvoir fonctionner aussi bien avec le césium 133 qu'avec le rubidium 87. Parmi la dizaine de fontaines atomiques opérationnelles dans le monde, c'est la seule qui fonctionne à deux espèces atomiques. La principale motivation pour le développement d'un tel dispositif est la possibilité à terme de comparer en permanence les fréquences hyperfines des deux alcalins et d'accéder à une éventuelle variation temporelle de leur rapport et, par là, à une éventuelle variation temporelle de constantes fondamentales de la physique. Grâce à cette architecture double, on espère supprimer, au moins en partie, les perturbations liées aux fluctuations de l'environnement commun aux deux atomes et atteindre une résolution exceptionnelle sur la comparaison.

L'expérience FO2 a dix ans et son développement se poursuit encore aujourd'hui. En mode de fonctionnement au césium, la fontaine a obtenu une stabilité record de  $1,6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , qui est encore actuellement l'une des meilleures stabilités obtenues sur plusieurs jours pour un étalon atomique de fréquence. Les derniers travaux menés sur la partie césium au cours de ma thèse ont eu essentiellement pour objectif l'amélioration de l'exactitude. Celle-ci atteint aujourd'hui  $\sim 4 \times 10^{-16}$ , et compte parmi les toutes meilleures pour un étalon primaire de fréquence. La partie rubidium, quant à elle, a été l'objet d'une refonte complète sur le plan du chargement des atomes. Un nouveau banc laser a été construit, et nous avons pu tester une nouvelle source d'atomes. La fontaine rubidium, ainsi rénovée, affiche une stabilité de  $6,3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , un record pour un étalon de fréquence au rubidium. De par ses performances exceptionnelles, FO2 est un instrument de métrologie

---

<sup>3</sup> Soit l'équivalent d'une dérive de l'ordre de la seconde au bout de 300 millions d'années.



puissant, impliqué non seulement dans la réalisation de la seconde mais aussi dans des expériences de physique fondamentale. Nous avons ainsi pu mener un test, inédit jusqu'alors, de l'invariance de Lorentz.

L'un des principaux buts poursuivis au cours de ma thèse était d'amener FO2 au fonctionnement double rubidium-césium en simultané. Pour cela, de nouveaux systèmes optiques, chargés de mettre en forme des faisceaux lasers au niveau de la fontaine, devaient être conçus. Ces collimateurs devaient combiner les lumières utiles à la manipulation des atomes de rubidium et de césium. Leur réglage a demandé un soin particulier pour garantir une superposition parfaite des faisceaux et un alignement mécanique précis. En place sur l'expérience depuis l'été 2006, les nouveaux collimateurs ont permis d'obtenir des nuages d'atomes de rubidium et de césium simultanément. Mais un travail important reste à faire sur le plan de la synchronisation informatique des séquences des deux fontaines pour que le fonctionnement double soit pleinement opérationnel.

Ce manuscrit présente les avancées réalisées sur la fontaine FO2 au cours de ma thèse, et s'organise de la façon suivante :

▷ **Le chapitre 1** expose le principe de fonctionnement d'une fontaine atomique. Il explique plus généralement le principe d'une horloge atomique et se concentre ensuite sur les systèmes reposant sur l'atome de césium. Nous y décrivons la séquence d'interrogation des atomes dans les fontaines atomiques ainsi que le principe d'une mesure. Enfin, nous listerons les différents effets qui perturbent les atomes et altèrent la mesure.

▷ **Le chapitre 2** présente le dispositif expérimental de la fontaine FO2. Nous y décrivons la synthèse optique pour la manipulation des atomes, et en particulier le nouveau banc laser associé à la nouvelle source d'atomes de rubidium, source de type 2D-MOT. Ce 2D-MOT rubidium a fait l'objet d'une caractérisation approfondie dont nous détaillerons les résultats. Un autre point clé dans le développement de FO2 a été l'installation de nouveaux collimateurs pour la mise en forme des faisceaux lasers au niveau de la fontaine. Ceux-ci permettent désormais une manipulation simultanée du césium et du rubidium. Nous en donnerons le principe et nous attarderons sur la procédure de réglage et les performances atteintes. Enfin, nous présenterons la synthèse du signal micro-onde de référence qui est à la base de l'interrogation des atomes de césium et de rubidium.

▷ **Le chapitre 3** décrit les travaux réalisés sur les effets systématiques dans le but d'améliorer l'exactitude de l'horloge FO2. Nos efforts ont notamment porté sur le contrôle et l'évaluation du champ magnétique et de la température dans la fontaine. Nous décrivons également la méthode mise

au point pour mesurer le déplacement collisionnel, qui a longtemps constitué la principale limite des fontaines atomiques au césium. Dès lors, un autre effet apparaît comme limitant : l'effet lié aux gradients de phase dans les cavités d'interrogation. Nous présenterons l'étude que nous avons menée sur ce sujet, avec la partie césium de FO2, et qui met en relation nos résultats expérimentaux avec un modèle théorique. Nous verrons ensuite les améliorations apportées au niveau des fuites micro-ondes avec, en particulier, la mise en place d'un interrupteur micro-onde non-déphasseur. Nous concluons alors ce chapitre par un bilan des incertitudes dans la fontaine FO2.

▷ **Le chapitre 4** est consacré aux expériences de métrologie et de physique fondamentale menées avec FO2. La fontaine remplit sa fonction d'étalon primaire de fréquence en participant à la réalisation de la seconde et des échelles de temps atomique. Nous aborderons ainsi les comparaisons de notre dispositif avec d'autres étalons primaires au laboratoire mais aussi à l'étranger. Nous nous intéresserons également aux comparaisons avec des horloges atomiques reposant sur d'autres atomes. De par sa spécificité, la fontaine double a été impliquée dans plusieurs types de comparaisons, servant tour à tour d'étalon secondaire rubidium ou bien de référence de fréquence, en tant qu'étalon primaire césium. Ces mesures de rapport de fréquences atomiques, répétées dans le temps, s'inscrivent dans des tests de la stabilité des constantes fondamentales de la physique. Nous en introduirons les enjeux. Nous présenterons enfin l'expérience menée avec FO2 visant à tester l'invariance de Lorentz, postulat fondamental de la théorie de la Relativité, et qui a été la première expérience de ce type menée avec une fontaine atomique.

▷ **L'annexe A** donne différents paramètres et diagrammes d'énergie pour les atomes de césium 133 et de rubidium 87, et rassemble des paramètres de la fontaine double.

▷ **L'annexe B** fournit quelques notions sur la fonction de sensibilité utilisée au chapitre 3.

▷ **L'annexe C** reproduit un article publié au cours de cette thèse.

# Chapitre 1

## Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique

Dans ce chapitre nous rappelons brièvement le principe de fonctionnement des horloges atomiques et des fontaines. Pour une description détaillée de ces systèmes, on se reportera aux thèses suivantes : [1–4] concernant les horloges au césium, et plus particulièrement [5–7] consacrées à la fontaine FO2, auxquelles s'ajoute ma présente contribution, pour ne citer que les expériences menées à l'Observatoire de Paris, au Laboratoire Primaire des Temps et Fréquences devenu LNE-SYRTE.

### 1.1 Les horloges atomiques

#### 1.1.1 Principe

Une horloge atomique consiste à délivrer un signal de fréquence stable et universelle reposant sur une résonance atomique.

Dans l'état actuel de nos connaissances, les niveaux d'énergie d'un atome non perturbé sont a priori stables et universels. La transition d'un niveau d'énergie à l'autre est associée à une radiation électromagnétique à une fréquence  $\nu_{\text{at}}$  qui, selon la loi de Planck, est proportionnelle à l'écart d'énergie séparant les deux niveaux (fondamental  $|f\rangle$  et excité  $|e\rangle$ ) :

$$h \nu_{\text{at}} = \hbar \omega_{\text{at}} = E_{|e\rangle} - E_{|f\rangle}$$

où  $h$  est la constante de Planck ( $\hbar = h/2\pi$ ),  $E_{|f\rangle}$  et  $E_{|e\rangle}$  les énergies des niveaux fondamental et excité.

Le principe de base d'une horloge atomique est d'exciter une résonance atomique par un signal généré par un oscillateur macroscopique et d'utiliser la réponse des atomes pour asservir l'oscillateur en fréquence.

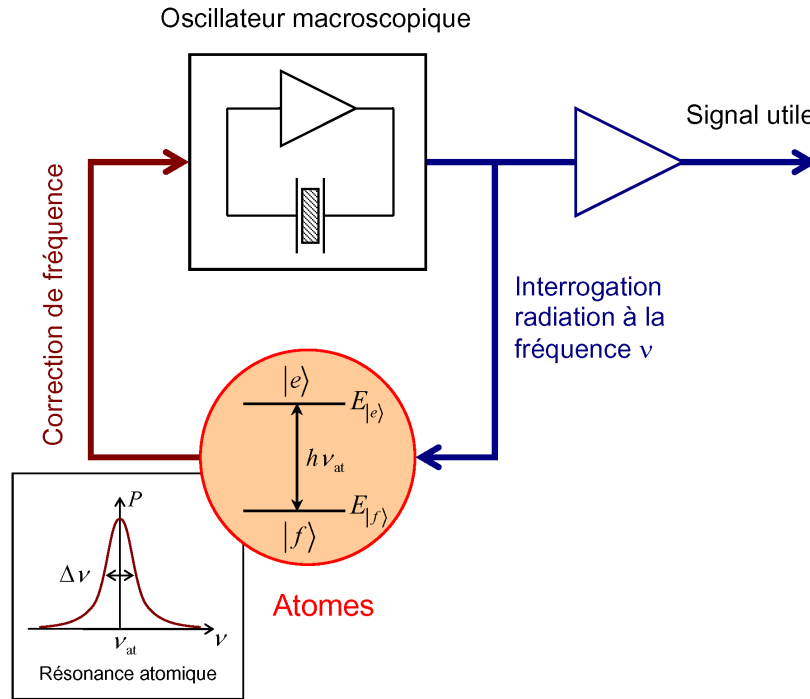


FIG. 1.1 – Principe de fonctionnement d’une horloge atomique.

Le schéma de principe d’une horloge atomique est présenté Fig. 1.1. La fréquence  $\nu$  d’un oscillateur macroscopique est asservie sur la fréquence  $\nu_{at}$  de la transition atomique. Le signal utile de l’horloge est celui délivré par l’oscillateur macroscopique asservi. L’oscillateur macroscopique est dans la plupart des cas un oscillateur à résonateur en quartz. Plus récemment, ont été développés des oscillateurs cryogéniques à résonateur en saphir [8], ou des oscillateurs reposant sur des cavités optiques ultra-stables.

Sur ce principe général, de nombreux types d’horloges peuvent être construits, vu la quantité de transitions atomiques exploitables. Historiquement, l’atome de césium 133 s’est vite présenté comme un candidat idéal pour son abondance naturelle et sa facilité de manipulation, avec une transition hyperfine dans le domaine micro-onde, accessible du point de vue technologique dans les années 1950, débuts de la métrologie du temps atomique. Au fil des développements, les horloges au césium se sont imposées en termes de fiabilité. Ainsi en 1967, l’unité de temps a été redéfinie comme 9 192 631 770 oscillations de Bohr de la transition hyperfine du niveau fondamental de l’atome de césium 133 non perturbé, faisant alors des horloges au césium des étalons primaires de fréquence. Cependant, par la suite, l’atome de césium a montré ses limites, ce qui a légitimé le développement d’horloges reposant

sur d'autres atomes et des ions. Actuellement, on étudie encore des transitions atomiques situées dans le domaine des fréquences micro-ondes avec l'hydrogène, le rubidium ou le mercure (...) mais les efforts se portent depuis quelques années dans le domaine des fréquences optiques avec le strontium, le calcium, le mercure ou encore l'ytterbium...

L'asservissement de la fréquence de l'oscillateur macroscopique sur la fréquence atomique est réalisé en quatre étapes :

- *la préparation* : les atomes sont préparés dans l'un des deux niveaux atomiques de la transition considérée,
- *l'interrogation* : ils sont excités avec une impulsion de la radiation à la fréquence  $\nu$  générée par l'oscillateur macroscopique proche de  $\nu_{\text{at}}$ . Selon le désaccord  $\delta = \nu - \nu_{\text{at}}$  les atomes transitent plus ou moins d'un niveau vers l'autre (c'est la "réponse" des atomes). La puissance et la durée de l'impulsion interrogatrice sont optimisées pour maximiser la réponse atomique. L'inversion de population atomique est ainsi obtenue pour une impulsion Rabi  $\pi$  ou plus généralement  $(2k + 1)\pi$  où  $k$  est un entier.
- *la détection* : les atomes sont ensuite détectés selon leur état atomique. La proportion de chacune des populations d'atomes permet de caractériser l'efficacité de l'excitation qui a été appliquée aux atomes.
- *la correction de la fréquence de l'oscillateur macroscopique* : enfin la fréquence de l'oscillateur d'interrogation est corrigée de façon à ce qu'elle reste asservie autour de l'optimum de la réponse atomique.

La quantité employée pour caractériser la réponse atomique est la probabilité de transition atomique  $P$ . Elle correspond au rapport du nombre d'atomes détectés peuplant le nouvel état atomique sur le nombre total d'atomes détectés dans les deux niveaux d'énergie atomique. Dans le cas où les atomes sont préparés dans le niveau fondamental  $|f\rangle$  la probabilité de transition s'écrit :

$$P = \frac{N_{|e\rangle}}{N_{|f\rangle} + N_{|e\rangle}}$$

avec  $N_{|e\rangle}$  la population du niveau excité et  $N_{|f\rangle}$  celle du niveau fondamental. Idéalement, à résonance, tous les atomes préparés dans l'état fondamental transitent dans l'état excité ; la probabilité de transition atomique vaut 1. Et à mesure que le désaccord  $\delta = \nu - \nu_{\text{at}}$  grandit, la probabilité tombe à 0.

Il est clair que la précision de l'asservissement de fréquence de l'oscillateur d'interrogation est limitée par la résolution du pic de résonance atomique. Typiquement, pour une durée d'interaction  $\tau$  entre les atomes et le champ électromagnétique interrogateur, la largeur à mi-hauteur de la résonance

spectrale est de l'ordre de  $1/\tau$ . On a alors tout intérêt à allonger cette durée d'interaction pour améliorer la finesse de la résonance et donc la sensibilité en fréquence de la probabilité de transition. Mais ceci était particulièrement difficile à optimiser sur les premières horloges atomiques développées qui étaient de simples jets thermiques d'atomes de césium traversant une cavité d'interrogation micro-onde. En 1950, Norman F. Ramsey proposa une méthode d'interrogation des atomes permettant d'améliorer notablement la sensibilité en fréquence [9] et qui sera exploitée dans les horloges atomiques jusqu'à nos jours.

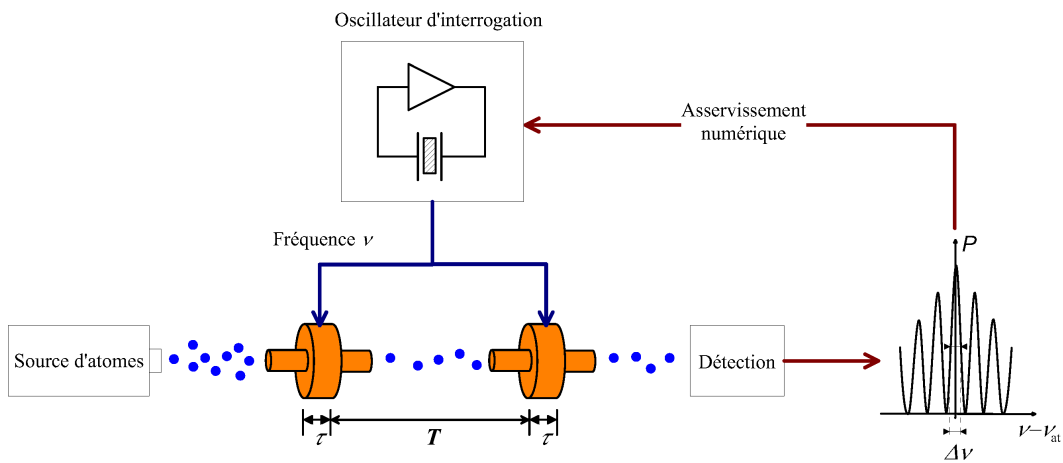


FIG. 1.2 – Principe de l'interrogation de Ramsey. Cette méthode crée des franges d'interférences atomiques. La largeur  $\Delta\nu$  de la frange centrale vaut  $\sim 1/2T$ , où  $T$  est le temps séparant les deux interactions du champ excitateur avec les atomes.

L'interrogation de Ramsey consiste à diviser l'interaction du champ électromagnétique interrogateur avec les atomes en deux parties séparées d'un temps de libre évolution de l'état interne des atomes. Son schéma de principe est représenté en Fig. 1.2. Le jet thermique d'atomes issu d'un four puis préparé dans un état atomique défini (après avoir traversé un dispositif de sélection *–non représenté ici–*) atteint une première cavité où les atomes interagissent une première fois pendant une durée  $\tau$  avec le champ micro-onde d'interrogation à la fréquence  $\nu$ . Les atomes y subissent une impulsion Rabi  $(2k + 1)\pi/2$  qui les place dans une superposition cohérente des états fondamental et excité de la transition. L'état interne des atomes évolue ensuite librement pendant un temps  $T$  jusqu'à ce qu'ils atteignent une seconde cavité, identique à la première. Là ils interagissent une seconde fois (toujours pendant une durée  $\tau$ ) avec le champ micro-onde d'interrogation à la fréquence  $\nu$  et subissent encore une impulsion Rabi  $(2k + 1)\pi/2$  destinée à projeter leur état interne sur les deux niveaux de la transition. Enfin les atomes parviennent au système

de détection où les populations de chaque niveau sont dénombrées et la probabilité de transition évaluée. Il apparaît alors sur le signal de probabilité de transition tracé en fonction de la fréquence d'interrogation un système de franges résultant des interférences atomiques créées par l'interrogation de Ramsey. Le système de franges, centré en  $\delta = 0$ , présente une période de  $1/T$  et s'atténue en s'éloignant de résonance. La largeur à mi-hauteur de la frange centrale vaut  $\Delta\nu = 1/2T$  tandis que la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe des franges est de l'ordre de  $1/\tau$ . Ainsi, grâce à cette méthode, la sensibilité en fréquence n'est plus limitée par la durée d'interaction  $\tau$  mais par le temps du vol libre  $T$  séparant les deux interrogations. On a intérêt à ce que ce dernier soit le plus long possible pour minimiser la largeur de la frange centrale, sur laquelle l'oscillateur d'interrogation est asservi. Une interprétation géométrique des franges de Ramsey est donnée dans les thèses [5, 6].

La largeur  $\Delta\nu$  permet de définir un des paramètres les plus importants pour caractériser une horloge atomique, le facteur de qualité atomique  $Q_{\text{at}}$  :

$$Q_{\text{at}} = \frac{\nu_{\text{at}}}{\Delta\nu}$$

Ce critère encourage l'utilisation de fréquences de transitions atomiques les plus élevées possibles, et donc la recherche d'atomes présentant des transitions exploitables dans le domaine optique (où les fréquences sont de l'ordre de la centaine de térahertz, soit  $\sim 10^{14}$  Hz).

Le schéma que nous avons présenté montre le fonctionnement des horloges à jet thermique. Les atomes se déplacent physiquement de la source au système de détection. La source est un four et les atomes se déplacent à une vitesse moyenne typique de 200 m/s. Dans ces dispositifs la zone d'interrogation ne dépasse pas  $\sim 1$  m car il devient d'autant plus difficile de maîtriser les effets parasites qui déplacent la fréquence d'horloge que les dimensions de l'horloge sont grandes. Ainsi, en pratique, la durée de la phase de vol libre est limitée à  $\sim 5$  ms dans ces systèmes. La frange centrale de Ramsey a par conséquent une largeur de  $\sim 100$  Hz et le facteur de qualité atomique pour un jet thermique de césium vaut typiquement  $Q_{\text{at}} \approx 9 \times 10^7$ .

Pour améliorer le facteur de qualité atomique sans changer de transition atomique, il faut donc allonger la durée de la phase de vol libre. Plusieurs solutions apparaissent. La première consiste à éloigner les deux cavités de l'interrogation Ramsey. Dans les faits, il est difficile d'allonger indéfiniment la zone d'interrogation, d'une part en raison de la divergence des jets thermiques (qui fait chuter le nombre d'atomes utiles avec la longueur du système), et d'autre part en raison du problème du contrôle des effets systématiques sur

une grande échelle. La seconde solution consisterait à ralentir les atomes. La première tentative allant dans ce sens fut celle de Zacharias en 1953 qui mit à profit la gravité. Le dispositif est alors placé verticalement et les atomes sont lancés vers le haut. Les atomes traversent une première fois une cavité d'interrogation, où ils interagissent avec le champ interrogateur, ralentissent sous l'effet de la pesanteur, rebroussement chemin et traversent une deuxième fois la même cavité, où ils interagissent à nouveau avec le champ interrogateur. Ils sont enfin détectés. Il s'agit donc d'une interrogation de Ramsey spatialement repliée. La première "fontaine atomique" fut ainsi réalisée avec un jet thermique vertical. Mais, en raison toujours de la divergence du jet thermique et de sa déficience en atomes lents, cette expérience resta sans résultat [10, 11].

A la fin des années 1980, le développement des techniques de refroidissement d'atomes par laser rendit cette idée réalisable. La première fontaine atomique fonctionna en 1989 avec des atomes de sodium [12]. Pour la première fois, des franges de Ramsey d'une largeur de 2 Hz furent observées en appliquant le schéma d'interrogation imaginé par Zacharias. Peu après, la première fontaine à atomes froids de césium fut réalisée à des fins métrologiques [13].

Dans une fontaine de  $\sim 1$  m de haut, la durée du vol libre vaut  $\sim 0,5$  s et la frange centrale de Ramsey a une largeur à mi-hauteur de 1 Hz. Ceci conduit à un facteur de qualité  $Q_{\text{at}} \approx 9 \times 10^9$ , soit un gain d'un facteur 100 par rapport au jet thermique fonctionnant avec le même atome de césium.

Le refroidissement laser des atomes permet d'imaginer d'autres méthodes pour allonger la durée de la phase de vol libre. L'une vise à s'affranchir de la pesanteur et à lancer les atomes très lentement dans la configuration d'interrogation à deux zones séparées. Dans l'espace, les techniques de refroidissement laser permettent de contrôler le lancement des atomes jusqu'à des vitesses de l'ordre de 5 cm/s ; le vol libre dure alors typiquement 5 s, ce qui permet de gagner en théorie un autre facteur 10 sur le facteur de qualité atomique par rapport aux fontaines à atomes froids. Le projet d'horloge spatiale à atomes froids de césium PHARAO repose sur ce principe [2, 3].

Pour aller encore plus loin, les atomes peuvent être maintenus fixes et la séquence d'interrogation doit alors être effectuée temporellement. C'est le cas par exemple des horloges à ions piégés. Le projet HORACE actuellement en développement au laboratoire a pour but l'envoi dans l'espace d'une horloge à atomes froids de césium qui seront maintenus dans la cavité micro-onde d'interrogation et la séquence Ramsey y sera réalisée temporellement.



### 1.1.2 Stabilité et exactitude

Pour juger de ses performances, une horloge atomique est caractérisée par sa stabilité et son exactitude. La fréquence du signal utile délivré par une horloge atomique peut s'écrire sous la forme :

$$\nu(t) = \nu_{\text{at}} \times [1 + \varepsilon + y(t)] \quad (1.1)$$

où  $\nu_{\text{at}}$  désigne la fréquence de résonance entre les deux niveaux de la transition d'horloge de l'atome non perturbé ;

$\varepsilon$  représente le déplacement en valeur relative de la fréquence moyenne du signal par rapport à  $\nu_{\text{at}}$  ;

$y(t)$  représente les fluctuations de fréquence de ce signal en valeur relative. Ces fluctuations déterminent la stabilité de fréquence de l'horloge, sa capacité à reproduire la même fréquence moyenne au cours du temps.

#### Stabilité

La stabilité de fréquence d'une horloge correspond à la résolution des mesures de fréquence qu'on peut effectuer avec le signal en fonction de la durée totale de mesure.

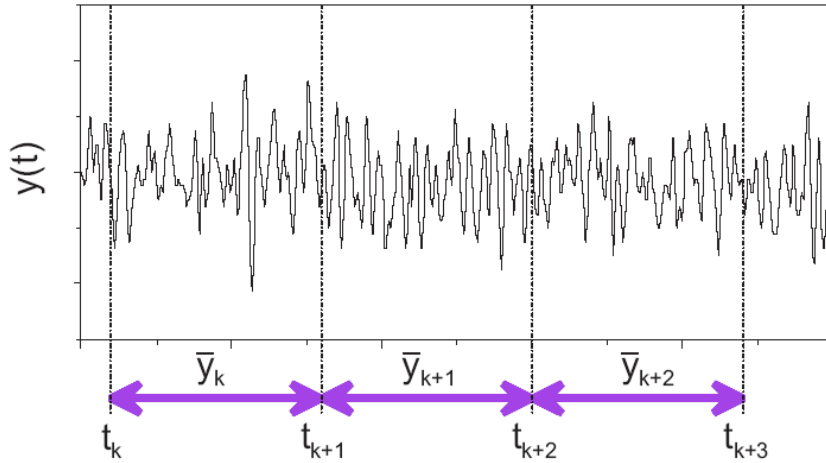


FIG. 1.3 – Principe du moyennage-échantillonnage d'un signal aléatoire  $y(t)$  pour le calcul de la variance d'Allan.

Pour caractériser la stabilité de fréquence d'un signal, on utilise un outil d'analyse statistique : la variance d'Allan [14]. On définit tout d'abord  $\bar{y}_k$  les

valeurs moyennes des fluctuations relatives de fréquence sur des intervalles successifs  $t \in [t_k, t_{k+1}]$  de durée  $\tau$  (voir Fig. 1.3):

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt$$

La variance d'Allan  $\sigma_y^2(\tau)$  est définie à partir de la variance usuelle des écarts successifs  $\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k$  :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \right] \end{aligned}$$

C'est l'écart-type d'Allan  $\sigma_y(\tau)$  qu'on désigne souvent par "stabilité de fréquence" d'un signal.

Dans le cas des fontaines atomiques et pour des durées  $\tau \geq 10$  s, les fluctuations des  $\bar{y}_k$  ne sont pas corrélées : il s'agit d'un bruit blanc de fréquence. Dans ce cas, on peut montrer qu'on a une dépendance caractéristique de la stabilité en  $\tau^{-1/2}$  :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_{\delta P}}{Q_{\text{at}}} \times \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (1.2)$$

où  $Q_{\text{at}}$  est le facteur de qualité atomique,  $\sigma_{\delta P}$  l'écart-type des mesures de probabilité de transition,  $T_c$  le temps de cycle soit la durée d'une interrogation complète (préparation-interrogation-détection), valant typiquement 1 s dans les fontaines atomiques, et le facteur  $2/\pi$  correspond à une interrogation de Ramsey optimisée.

L'écart-type d'Allan permet ainsi une description du bruit du signal d'horloge. Les effets à l'origine des fluctuations de fréquence du signal d'horloge sont de trois sortes :

- le bruit de fréquence de l'oscillateur d'interrogation lui-même ;
- le bruit de probabilité de transition produit par le système de détection, et qui, via l'asservissement, se traduit par des fluctuations sur les signaux de correction appliqués sur la fréquence de l'oscillateur d'interrogation ;
- le bruit blanc intrinsèque à la mesure de l'état interne des atomes à l'issue de l'interrogation de Ramsey, bruit intrinsèque aux mesures quantiques.

Sur des temps très longs, la stabilité de fréquence des horloges atomiques atteint un palier dû à des fluctuations incontrôlées des perturbations agissant sur les atomes. Dénommé "bruit de scintillation de fréquence", ce palier n'a pas encore été observé sur les fontaines (car  $< 10^{-16}$ ).

### Exactitude

$\varepsilon$  dans l'équation (1.1) représente le déplacement, en valeur relative, de la fréquence moyenne du signal délivré par l'horloge, par rapport à la fréquence de la transition atomique de l'atome non perturbé,  $\nu_{\text{at}}$ . L'origine de ce déplacement de la fréquence de l'horloge provient des effets qui perturbent de manière déterministe le processus d'interrogation des atomes, effets qualifiés de systématiques. Ce déplacement n'est pas gênant tant qu'on sait l'évaluer.

Les méthodes d'interrogation et les appareils utilisés sont conçus pour minimiser de tels effets. Les perturbations qu'on ne peut éviter sont évaluées par une modélisation des phénomènes physiques en jeu et par des mesures de fréquence faites pour plusieurs paramètres de fonctionnement de l'horloge. A l'issue de cette démarche, on peut donner une estimation de la valeur de  $\varepsilon$ . L'incertitude sur cette valeur est appelée "exactitude" de l'horloge. L'exactitude représente ainsi l'incertitude sur la réalisation de la fréquence d'horloge de l'atome non perturbé après correction des effets systématiques.

La qualité de la réalisation de l'unité de temps est donc déterminée par l'exactitude de l'horloge à césium utilisée. L'exactitude des fontaines atomiques à atomes froids de césium avoisine aujourd'hui les  $4 \times 10^{-16}$ .

La stabilité d'une horloge peut, pour des raisons pratiques, limiter son exactitude car l'évaluation des effets systématiques requiert un grand nombre de mesures de fréquence, avec une résolution égale ou inférieure à l'exactitude recherchée. Typiquement, l'exactitude d'une horloge ne peut être très inférieure à la stabilité de fréquence de cette horloge sur une durée d'une journée. Les meilleures fontaines atomiques au césium actuelles présentent des stabilités de l'ordre de  $2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  qui offrent alors une résolution de  $\sim 7 \times 10^{-17}$  en fréquence relative sur la journée.

## 1.2 Fonctionnement d'une fontaine atomique

### 1.2.1 Description d'un cycle d'interrogation

Le schéma Fig. 1.4 expose le principe de fonctionnement d'une fontaine atomique.

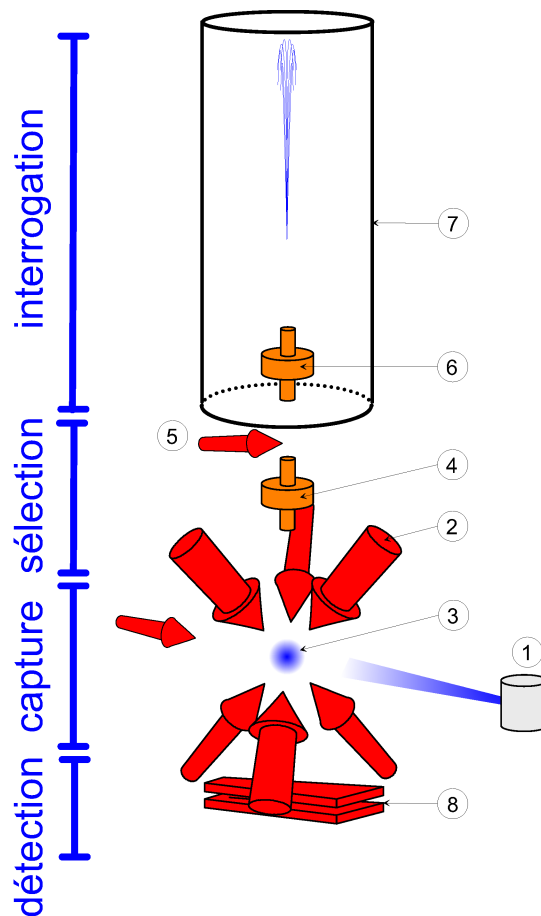


FIG. 1.4 – Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique.

Un cycle de fontaine se décompose en quatre opérations sur les atomes. Dans un souci de clarté, nous ferons référence ci-après exclusivement aux transitions de l'atome de césium 133. Le principe est transposable à d'autres atomes, en particulier le rubidium 87 dont la manipulation est en tout point similaire au césium.

## Manipulation des atomes

La fontaine atomique fut à la fin des années 1980 la première application technologique des méthodes de refroidissement d'atomes par laser développées durant la décennie. Ces techniques mettent en jeu des mécanismes d'interaction entre la lumière laser et les atomes. Elles ont ouvert tout un champ de recherche en physique atomique, le domaine des "atomes froids", et constituent une des avancées majeures de la physique atomique expérimentale du XX<sup>ème</sup> siècle. Ces travaux furent ainsi couronnés d'un prix Nobel en 1997 [15].

On considère le cas d'un atome possédant deux niveaux d'énergie séparés par une transition optique et dont le niveau excité présente un taux d'émission spontanée  $\Gamma$ . Lorsqu'un faisceau laser de vecteur d'onde  $\vec{k}_{\text{laser}}$  sature la transition entre les deux niveaux, l'atome effectue des cycles de fluorescence, passage dans le niveau excité par absorption d'un photon du faisceau laser suivi d'une désexcitation par émission spontanée d'un photon dans une direction aléatoire. Ces cycles de fluorescence s'effectuent au taux maximum de  $\Gamma/2$  cycles par unité de temps. L'atome reçoit donc par unité de temps une impulsion  $\hbar \vec{k}_{\text{laser}} \times \Gamma/2$  ( $\hbar = h/2\pi$  avec  $h$  la constante de Planck) provenant des photons absorbés dans l'onde laser, tandis qu'en moyenne, l'impulsion qu'il reçoit de l'émission spontanée de photons s'annule, en raison de l'isotropie du processus.

Le calcul de la décélération<sup>1</sup> obtenue pour la transition  $D_2$  de l'atome de césium (de longueur d'onde  $\lambda = 852$  nm) donne une valeur de  $\sim 6 \times 10^4$  m.s<sup>-2</sup>, décélération considérable capable de stopper en un temps de  $\sim 3,4$  ms et une distance de  $\sim 34$  cm un atome de vitesse initiale 200 m/s. La vitesse de recul  $v_{\text{recul}}$  vaut 3,52 mm/s dans le cas de transition  $D_2$  de l'atome de césium.

La force ainsi exercée par les faisceaux lasers permet de capturer un échantillon d'atomes issus d'une vapeur ou d'un jet thermique (au sortir d'un four ① –Fig. 1.4–) en réduisant considérablement leurs vitesses. Pour cela on utilise une "mélasse optique" formée par trois paires orthogonales

<sup>1</sup> Dans le cas simple du refroidissement Doppler, l'impulsion de l'atome reçue par unité de temps s'écrit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \vec{k}_{\text{laser}} \frac{\Gamma}{2}$$

L'accélération  $\vec{a}$  acquise par l'atome vaut par conséquent :

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\hbar \vec{k}_{\text{laser}}}{m} \frac{\Gamma}{2} = \vec{v}_{\text{recul}} \frac{\Gamma}{2}$$

où  $m$  est la masse de l'atome et  $\vec{v}_{\text{recul}} = \hbar \vec{k}_{\text{laser}}/m$  est la "vitesse de recul" de l'atome, changement de vitesse de l'atome dû à l'absorption d'un photon de l'onde laser.

(dans les trois directions de l'espace) de faisceaux lasers contrapropageants (②). La polarisation des lasers est choisie linéaire dans la plupart des cas. La mélasse est alors dite "*lin*  $\perp$  *lin*". Pour l'atome de césium, les lasers de refroidissement sont accordés sur le rouge ( $\sim 10$  MHz en dessous) de la transition cyclante  $6 S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=5)$  (lumière dite « refroidisseur »). S'ajoutent des faisceaux de faible intensité accordés sur la transition  $6 S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=4)$  (lumière dite « repompeur ») afin de réintroduire dans le cycle de refroidissement les atomes qui se seraient désexcités dans l'état  $6 S_{1/2}(F=3)$ .

Le nombre d'atomes capturés dans la mélasse optique (③) avoisine typiquement les  $10^8$  à  $10^9$  atomes en 1 s de chargement. La vitesse quadratique moyenne des atomes de césium piégés vaut alors  $\Delta v \approx 2v_{\text{recul}} \approx 7$  mm/s. La température effective du nuage d'atomes, donnée par la relation  $k_B T/2 = m \Delta v^2/2$ , est abaissée à  $\sim 1$   $\mu\text{K}$  (2).

Pour un rayon<sup>3</sup> de faisceau laser gaussien typique de  $\sim 10$  mm, les atomes dans la mélasse optique ont une distribution spatiale proche d'une gaussienne de rayon  $\sigma_r \sim 3$  mm. Afin d'améliorer l'efficacité de capture des atomes, on peut employer un piège magnéto-optique. Celui-ci ajoute une force de rappel vers le centre du piège qui permet de confiner les atomes. On crée alors, avec deux bobines en configuration anti-Helmholtz, un gradient de champ magnétique au niveau de la zone de capture tel que le champ s'annule au centre. En raison des problèmes liés à l'application nécessairement intermittente de ce champ magnétique, la capture des atomes dans notre fontaine est actuellement uniquement assurée par la mélasse optique.

La capture d'un nuage d'atomes froids pendant une durée de 0,1 à 1 s, constitue la première phase du cycle de la fontaine. La seconde phase consiste à utiliser les six faisceaux lasers pour lancer les atomes vers le haut par la technique de la « mélasse mouvante » [13]. Cette technique consiste à désaccorder les lasers de sorte à refroidir les atomes dans un référentiel en mouvement par rapport au repère de la fontaine. Elle permet de lancer les atomes tout en gardant une dispersion de vitesses étroite et de très bien contrôler la vitesse de lancement. Typiquement, on lance à une hauteur de 1 m au-dessus de la zone de capture, ce qui correspond à une vitesse de lancement de 4,5 m/s. A ce stade, on a obtenu l'échantillon d'atomes pour les étapes suivantes de sélection, d'interrogation et de détection.

<sup>2</sup> Pour atteindre de telles températures, il faut en fait invoquer un mécanisme de refroidissement plus complexe que le refroidissement Doppler : l'effet Sisyphé [16, 17].

<sup>3</sup> Sur la section du faisceau gaussien, il s'agit usuellement de la distance depuis le centre du faisceau pour laquelle l'intensité tombe à  $1/e^2$  du maximum.

### Sélection de l'état initial

Après le lancement, les atomes se trouvent dans un mélange statistique des sous-niveaux Zeeman (caractérisés par leur nombre magnétique quantique  $m_F$ ) de l'état hyperfin excité de la transition horloge,  $6 S_{1/2}(F=4)$  dans le cas du césium. Dans un souci d'optimisation du fonctionnement de l'horloge, seul l'état  $|F=3, m_F=0\rangle$  est sélectionné comme état initial. Pour ce faire, un faible champ magnétique est appliqué dans la fontaine pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Le niveau  $|F=3, m_F=0\rangle$  est alors peuplé grâce à une interaction micro-onde effectuée dans la cavité de sélection (④) à la fréquence de la transition  $|F=4, m_F=0\rangle \rightarrow |F=3, m_F=0\rangle$  et calibrée de sorte à produire une inversion totale de population entre les deux niveaux (impulsion Rabi  $\pi$ ). L'application du champ magnétique permet de séparer de manière bien résolue cette fréquence de celle des transitions  $|F=4, m_F \neq 0\rangle \rightarrow |F=3, m_F \neq 0\rangle$  sensibles à l'effet Zeeman au premier ordre. Après cette opération, les atomes restés dans les niveaux  $|F=4, m_F\rangle$  sont éliminés grâce à la pression de radiation d'un faisceau laser pousseur (⑤) accordé sur la transition  $6 S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=5)$ .

### Interrogation

Dans les fontaines atomiques la gravité est mise à profit pour réaliser une interrogation Ramsey repliée spatialement en faisant passer les atomes deux fois à travers la cavité d'interrogation (⑥). Ceci offre par ailleurs l'avantage de réduire efficacement un déplacement de l'horloge lié à une différence entre la phase des champs micro-ondes interrogateurs des deux cavités de l'interrogation de Ramsey classique (effet Doppler du premier ordre). La chute des atomes dans le champ de pesanteur terrestre limite le temps d'interrogation à  $\sim 0,5$  s dans un dispositif de taille raisonnable.

La zone d'interrogation est conçue pour préserver les atomes de perturbations de l'environnement. Le cylindre ⑦ symbolise plusieurs écrans thermiques et magnétiques. Comme la lumière parasite peut produire des déplacements conséquents de la fréquence de résonance atomique, les lasers pour la manipulation des atomes sont éteints pendant le vol balistique des atomes.

### Détection

Enfin, les atomes tombent à travers la zone de détection. Le nuage atomique est excité par plusieurs faisceaux lasers en formes de nappes (⑧). La première de ces nappes est une onde stationnaire qui excite la transition  $6 S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=5)$ . Le nuage atomique réémet de la lumière

par fluorescence. Celle-ci est collectée sur une photodiode. L'impulsion lumineuse qui reflète la forme du nuage atomique défilant à travers la détection est dénommée "signal de temps de vol". De l'aire du signal de temps de vol est déduit le nombre d'atomes  $N_{|F=4\rangle}$  peuplant le niveau hyperfin  $|F = 4\rangle$  au moment de la détection. Ces atomes sont ensuite poussés hors du système de détection par la pression de radiation d'une nappe laser où l'onde est progressive, accordée sur cette transition toujours. Ceci permet de ne garder pour la suite de la détection que les atomes restés dans l'état  $|F = 3, m_F = 0\rangle$  après l'interrogation Ramsey. Ceux-ci traversent alors une nappe stationnaire de lumière "repompeur" accordée sur la transition  $6 S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=4)$  qui permet de replacer tous les atomes dans l'état  $|F = 4, m_F = 0\rangle$  après désexcitation. Une dernière nappe laser stationnaire, de géométrie, taille et éclairage identiques à la première, accordée là aussi sur la transition  $6 S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6 P_{3/2}(F=5)$ , permet de dénombrer encore par fluorescence la population d'atomes  $N_{|F=3\rangle}$  venant d'être placée dans l'état  $|F = 4\rangle$  mais correspondant à la population du niveau hyperfin  $|F = 3\rangle$  en sortie d'interrogation Ramsey. A partir de là, la probabilité de transition  $P$  peut être calculée :

$$P = \frac{N_{|F=4\rangle}}{N_{|F=3\rangle} + N_{|F=4\rangle}}$$

et servir de critère pour l'asservissement de la fréquence d'interrogation.

### 1.2.2 Asservissement de la fréquence d'interrogation

Le tracé de la probabilité de transition en fonction du désaccord de la fréquence d'interrogation par rapport à la fréquence atomique est présenté Fig. 1.5. Il fait apparaître les franges de Ramsey, ici obtenues avec la fontaine FO2 du laboratoire fonctionnant avec l'atome de césium.

En mode de fonctionnement d'horloge, les deux côtés de la frange centrale sont sondés alternativement et à mi-hauteur en appliquant une modulation carrée à la fréquence de la micro-onde d'interrogation. De la différence des probabilités de transition mesurées de part et d'autre de la frange centrale est déduit l'écart de fréquence entre la micro-onde d'interrogation et la résonance atomique. Les différences successives sont utilisées comme signal d'erreur pour corriger l'oscillateur d'interrogation. Cette méthode d'asservissement conduit à égaliser les probabilités de transition mesurées de part et d'autre du pic central. Cette technique offre une grande sensibilité aux déviations de la fréquence interrogatrice par rapport à la fréquence atomique car sur les flancs de la frange centrale, la pente est maximale ce qui en fait un excellent discriminateur de fréquence.



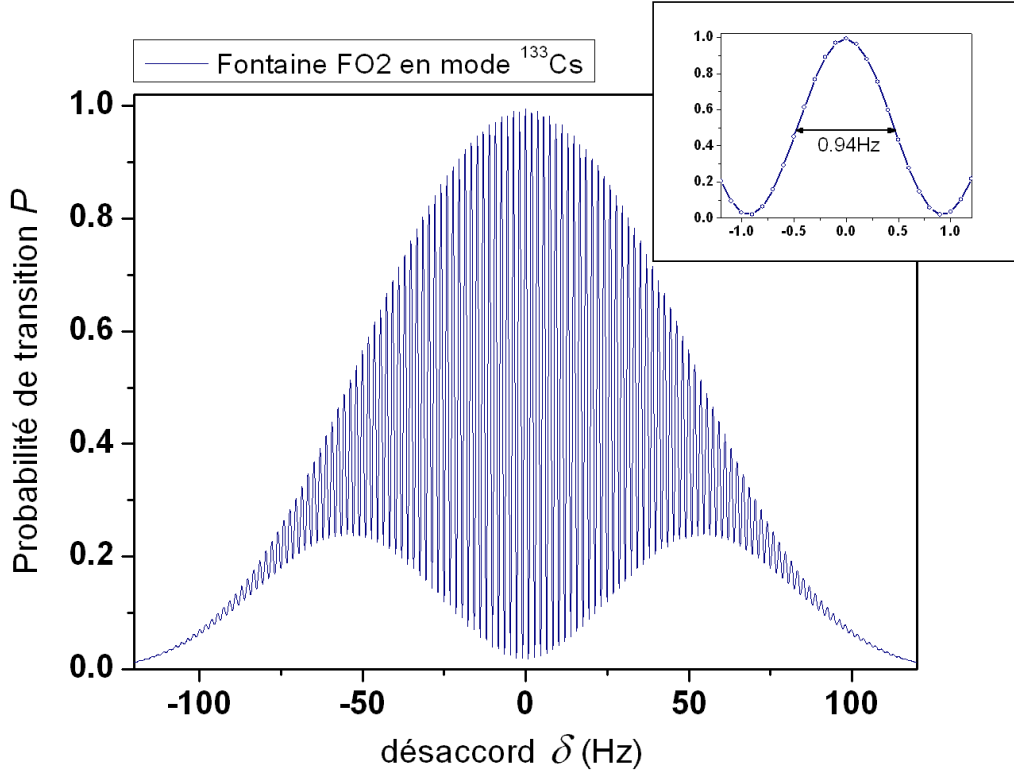


FIG. 1.5 – Franges de Ramsey obtenues avec la fontaine FO2 fonctionnant avec l'atome de césium  $^{133}\text{Cs}$ . La probabilité de transition est donnée en fonction du désaccord de la fréquence d'interrogation. La frange centrale (en insert) présente une largeur de 0,94 Hz et un contraste de 97,8%. Pour cette mesure la vitesse de lancement était de 4,1 m/s fixant l'apogée de la trajectoire des atomes à 86 cm au-dessus de la zone de capture (soit 34 cm au-dessus de la cavité d'interrogation). La température du nuage est de  $\sim 1,0 \mu\text{K}$ . La diminution du contraste des franges quand on s'écarte de résonance provient de la dispersion de la durée de vol libre due à la distribution de vitesses des atomes (les simulations numériques en rendent parfaitement compte [5]).

Sur le plan expérimental, la modulation carrée est réalisée par l'ordinateur de contrôle de la fontaine en pilotant un synthétiseur de fréquence à la fin de chaque cycle de fontaine. Ce synthétiseur offre une bonne résolution qui permet de modifier finement la fréquence micro-onde d'interrogation envoyée aux atomes. Ainsi le désaccord de fréquence  $\delta$  au  $k^{\text{ème}}$  cycle de fontaine s'écrit en fonction du précédent  $\delta^{(k-1)}$  :

$$\delta^{(k)} = \delta^{(k-1)} + (-1)^k \Delta\nu + f_{\text{Corr}}(P^{(k-1)} - P^{(k-2)})$$

où le deuxième terme correspond à la modulation carrée de fréquence (avec  $\Delta\nu$  la largeur à mi-hauteur de la frange centrale) et où le troisième terme

$f_{\text{Corr}}(\dots)$  est la correction de fréquence déduite des probabilités de transition  $P^{(k)}$  calculées aux 2 cycles précédents. Cette correction s'exprime comme :

$$f_{\text{Corr}}(P^{(k-1)} - P^{(k-2)}) = (-1)^k \cdot G \cdot [P^{(k-1)} - P^{(k-2)}]$$

avec  $G$  le gain de l'asservissement.

Ce processus itératif constitue un asservissement intégral, stable pour des valeurs négatives de  $G$  et pour des constantes de temps de l'ordre de 3 cycles [18].

Les corrections de fréquence cycle à cycle envoyées au synthétiseur sont enregistrées et l'ensemble de ces valeurs constitue le signal de la fontaine.

### 1.2.3 Un exemple de mesure

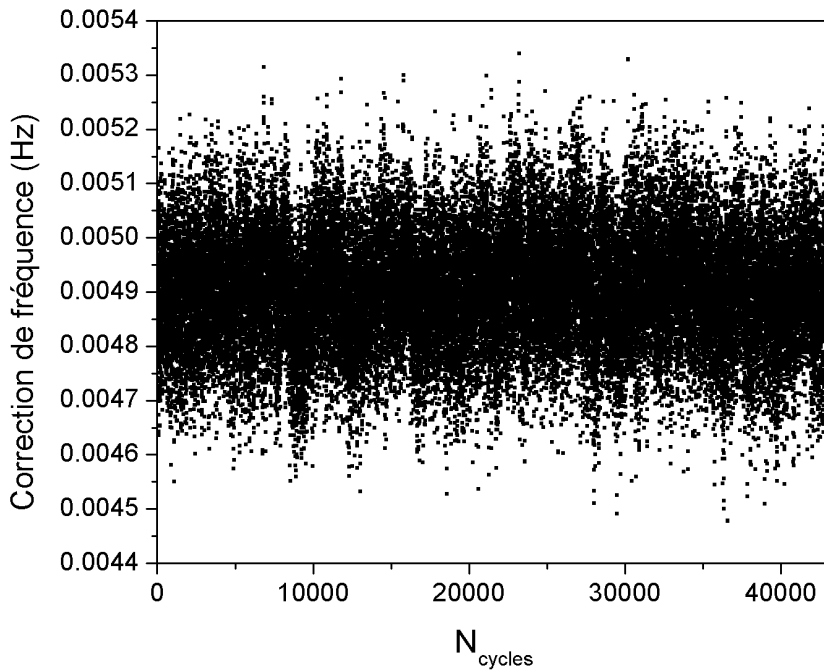


FIG. 1.6 – Collection temporelle des corrections de fréquence appliquées par la fontaine FO2 (fonctionnant avec l'atome de césium) au signal d'interrogation synthétisé à partir d'un maser à hydrogène. Les données sont tracées en fonction du numéro de cycle de la fontaine (1 cycle toutes les 1,7 secondes pour cette mesure). Cet échantillon de 43 200 points correspond à 2 jours de mesures.

La figure 1.6 représente la mesure par la fontaine FO2 d'un maser à hydrogène filtré par un oscillateur cryogénique et utilisé comme oscillateur

d'interrogation. Il s'agit du suivi temporel des corrections de fréquence qui ont été appliquées sur le synthétiseur à chaque cycle de fontaine. La valeur moyenne  $\langle \delta \rangle$  de ce signal ( $\simeq +4,9038 \times 10^{-3}$  Hz dans cet exemple) constitue un étalonnage du maser sur cette période de mesure.

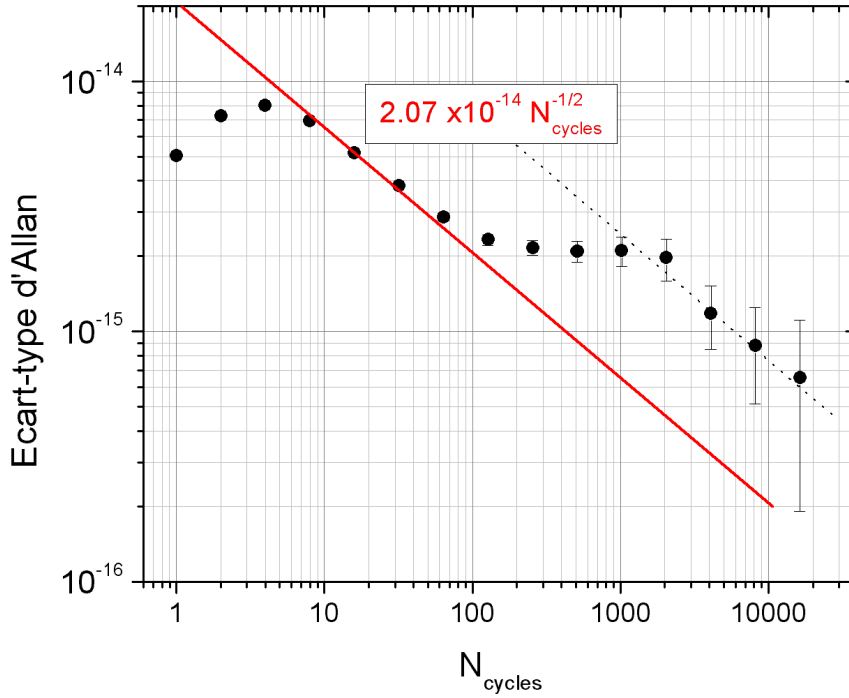


FIG. 1.7 – Ecart-type d'Allan en fréquence relative de l'échantillon présenté sur la figure 1.6. La droite représente la pente en  $N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  qui caractériserait un bruit blanc de fréquence.

La figure 1.7 montre l'écart-type d'Allan en fréquence relative de l'échantillon de corrections de fréquence tracé en Fig. 1.6. Nous avons représenté la droite de pente  $N_{\text{cycles}}^{-1/2}$ , qui caractérise un bruit blanc de fréquence, en prenant pour référence le point à 16 cycles. Les deux premiers points traduisent la réponse de la boucle d'asservissement du signal interrogateur sur les atomes (on peut vérifier que la constante de temps de l'asservissement est de quelques cycles). Au-delà de 100 cycles, l'écart-type dévie de la droite caractéristique de bruit blanc de fréquence pour rejoindre une autre droite en  $N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  (indiquée en pointillés sur la figure). Ceci est lié aux fluctuations de l'oscillateur local. En effet, sur ces temps d'intégration, la stabilité de l'oscillateur cryogénique se dégrade (*cf.* partie 2.5.1, Fig. 2.45), et la stabilité globale du signal interrogateur est alors donnée par le comportement moyen-terme

du maser à hydrogène (sur lequel l'oscillateur cryogénique est asservi avec une constante de temps de  $\sim 1000$  s). Sur des temps plus longs, on verrait apparaître la dérive du maser à hydrogène.

Sur la période d'intégration  $\tau \simeq 10$  à  $100$  s, les fluctuations relatives de fréquence de l'oscillateur cryogénique atteignent un minimum  $\lesssim 2 \times 10^{-16}$  (*cf.* Fig. 2.45), soit un ordre de grandeur plus bas que les stabilités affichées par notre échantillon de données sur cette période. On peut alors estimer que la stabilité en  $N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  observée sur cette période correspond à la stabilité propre de la fontaine. La valeur de l'intersection de cette droite avec la droite d'abscisse  $N_{\text{cycles}} = 1$  donne la stabilité de fréquence de la fontaine à 1 cycle,  $\sigma_y(N_{\text{cycles}} = 1) = 2,07 \times 10^{-14}$  ( $1,90 \times 10^{-4}$  Hz). Toujours dans l'hypothèse que la fontaine présente un pur bruit blanc de fréquence, l'intersection de cette droite avec l'axe d'abscisse correspondant au nombre total de points de mesure donne la résolution statistique sur la valeur moyenne  $\langle \delta \rangle$  de l'échantillon de données et vaut ici  $1,0 \times 10^{-16}$  ( $9,2 \times 10^{-7}$  Hz). Cette incertitude est dite de **type A**. Cependant, pour effectuer une calibration absolue du maser, il faut corriger  $\langle \delta \rangle$  des effets systématiques qui déplacent la fréquence d'horloge, incertitude de **type B**. Suivant la préconisation du CCTF (Comité Consultatif du Temps et des Fréquences), la distinction entre incertitude de **type A** et **type B** ne sera pas faite pour l'évaluation de l'incertitude sur les effets systématiques, car la plupart des effets qu'on cherche à mesurer sont déterminés par une combinaison d'incertitudes statistiques et systématiques.

## 1.3 Effets systématiques déplaçant la fréquence d'horloge

Entre la définition et la mise en pratique, il existe un grand nombre d'interactions qui déplacent la valeur de la résonance atomique. Il est alors nécessaire d'identifier clairement ces effets, d'en évaluer l'incidence sur la fréquence d'horloge pour être en mesure de les corriger. Nous allons ainsi passer en revue les effets systématiques connus à ce jour dans les fontaines.

### Le déplacement Zeeman quadratique

Ce déplacement de fréquence est lié à la présence d'un champ magnétique dans la zone d'interrogation [19]. Un champ magnétique directeur vertical est appliqué volontairement afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman des états hyperfins de la transition d'horloge. Les états sélectionnés pour la transition d'horloge sont insensibles au premier ordre au champ magnétique (états  $m_F = 0$ ) contrairement autres sous-niveaux  $m_F \neq 0$  dont le déplacement de fréquence est proportionnel à la valeur du champ et au nombre  $m_F$ . Mais ces niveaux présentent encore une dépendance du second ordre non négligeable. Le déplacement  $\Delta\nu$  de la transition d'horloge varie alors comme le carré du champ magnétique directeur  $\vec{B}$  :

$$\delta\nu = K_Z^{(2)} \times \|\vec{B}\|^2$$

où  $K_Z^{(2)}$  est le coefficient Zeeman du second ordre pour l'atome considéré (ses valeurs pour l'atome de  $^{133}\text{Cs}$  et pour l'atome  $^{87}\text{Rb}$  sont données en annexe A). Le contrôle et l'évaluation de cet effet dans la fontaine FO2 sont détaillés au chapitre 3.

### Le rayonnement du corps noir

Il s'agit du couplage des atomes avec le rayonnement électromagnétique induit par l'équilibre thermique avec les parois de la zone d'interrogation. Le couplage avec le champ magnétique oscillant induit un déplacement Zeeman du second ordre tandis que le couplage avec le champ électrique oscillant induit un déplacement Stark du second ordre. Le déplacement de fréquence total est en fait largement dominé par le déplacement Stark alternatif [1]. Ce déplacement peut s'exprimer en fonction de la température  $T$  environnant les atomes (exprimée en kelvins) comme :

$$\delta\nu = K_{BBR} \times \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^4 \times \left(1 + \epsilon \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^2\right)$$

Les valeurs de  $K_{BBR}$  et  $\epsilon$ , dépendant de l'atome, ont fait l'objet de nombreuses déterminations théoriques et expérimentales, sur lesquelles nous reviendrons dans le chapitre 3.

#### L'effet Doppler résiduel du 1<sup>er</sup> ordre

Cet effet est lié à la différence de phase du champ interrogateur entre les deux passages des atomes dans la cavité micro-onde. La géométrie de la fontaine, qui repose sur une seule cavité pour l'interrogation de Ramsey, permet une bonne compensation de cet effet. Néanmoins, les pertes dans les parois de la cavité font que l'onde n'est pas parfaitement stationnaire dans la cavité et créent des inhomogénéités de phase (gradients de phase) auxquels sont sensibles les atomes qui présentent des trajectoires non scrupuleusement verticales (c'est-à-dire passant par des endroits différents à l'aller et au retour dans la cavité). Cet effet rend la fontaine sensible à l'inclinaison et à l'alimentation micro-onde. L'effet des gradients de phase dans la cavité césium de FO2 sera plus amplement étudié dans le chapitre 3.

#### L'entraînement de fréquence par la cavité (*"cavity pulling"*)

Ce déplacement de fréquence est lié au désaccord du champ résonnant qui est induit par la présence des atomes dans la cavité [20].

#### Les fuites micro-ondes

Les fuites micro-ondes désignent le champ parasite micro-onde résonnant qui interagit avec les atomes en dehors de la cavité d'interrogation. Les récents travaux effectués dans le but de limiter au maximum ces fuites sur la fontaine FO2 sont décrits au chapitre 3.

#### Les impuretés du spectre micro-onde

Les imperfections de la source micro-onde d'interrogation comme une asymétrie du spectre ou une modulation de phase synchrone avec le cycle d'horloge provoquent des déplacements de fréquence [21].

#### Les transitions Rabi, Ramsey et Majorana

Des déplacements de la fréquence d'horloge sont induits par ces transitions atomiques parasites. Il s'agit de transitions qui traduisent un couplage entre les niveaux d'horloge  $m_F = 0$  et les autres sous-niveaux Zeeman.

- Les transitions Rabi désignent les transitions  $\Delta F = 1$  et  $\Delta m_F = 0$  et sont favorisées, lors de l'interrogation à résonance, par une dissymétrie des populations des niveaux  $\pm |m_F| \neq 0$ .
- Les transitions Ramsey sont telles que  $\Delta F = \pm 1$  et  $\Delta m_F = \pm 1$  et sont provoquées par la non-colinéarité du champ magnétique statique avec le champ magnétique micro-onde dans la cavité [22].

- Les transitions Majorana sont des transitions entre sous-niveaux Zeeman pour  $\Delta F = 0$ . Elles sont liées aux inhomogénéités du champ magnétique le long de la trajectoire atomique, tels de forts gradients ou des changements de signe [23, 24].

Toutefois, la contribution de ces effets a été évaluée à moins de  $10^{-16}$  en fréquence relative [25].

#### L'effet de recul

Il s'agit du déplacement de fréquence lié au recul de l'atome à l'absorption ou à l'émission d'un photon micro-onde dans la cavité d'interrogation. Le gain ou la perte d'énergie cinétique se manifeste par un déplacement de fréquence  $\delta\nu$  dont l'ordre de grandeur est donné par :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_{\text{at}}} = \frac{\delta\omega}{\omega_{\text{at}}} \simeq \frac{\hbar k}{2mc}$$

où  $k$  est la norme du vecteur d'onde,  $m$  la masse de l'atome, et  $c$  la célérité de la lumière. Pour le césium on trouve  $\delta\nu/\nu_{\text{Cs}} \simeq 1,5 \times 10^{-16}$ . Un modèle plus poussé, tenant compte de la distribution spatiale de la fonction d'onde des atomes, montre une dépendance avec la puissance micro-onde mais aussi avec la distribution en vitesse du nuage [26]. Pour la fontaine FO2 en condition de fonctionnement normal, les auteurs bornent l'effet à  $\sim 0,5 \times 10^{-16}$ .

#### Les effets relativistes

Il s'agit de l'effet Doppler du second ordre et du déplacement gravitationnel (communément appelé “*redshift*” même si dans notre cas il s'agit plutôt d'un décalage vers le bleu). Ces effets, prévus dans le cadre de la théorie de la Relativité, correspondent à une dilatation du temps dans le référentiel propre de l'atome par rapport au temps qui s'écoule dans le référentiel du laboratoire. L'écart énergétique qu'ils induisent est de la forme  $g h(t)/c^2$  pour le déplacement gravitationnel (où  $g$  est le champ de pesanteur terrestre,  $c$  la vitesse de la lumière et  $h(t)$  la hauteur des atomes par rapport à la cavité durant la phase d'interrogation) et  $-v^2/2c^2$  pour le déplacement Doppler du second ordre (avec  $v$  la vitesse des atomes). Ainsi la phase accumulée par les atomes au cours de leur vol balistique durant l'interrogation Ramsey peut être calculée en intégrant le temps propre le long de la trajectoire des atomes :

$$\omega_{\text{at}} \mathcal{T} = \omega_{\text{at}} \times \int_{-\tau-T/2}^{+\tau+T/2} \left( 1 + \frac{g h(t)}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v^2(t)}{c^2} \right) dt$$

où  $\mathcal{T}$  et  $t$  sont les temps propres dans les référentiels des atomes et du laboratoire respectivement. Dans les fontaines atomiques, les deux effets se compensent partiellement et donnent un déplacement total de l'ordre de  $1 \times 10^{-17}$  en fréquence relative.

Suite au déplacement gravitationnel “dynamique” que nous venons de voir, nous pouvons dire quelques mots sur le déplacement gravitationnel “statique”. Bien qu’il ne soit pas un effet systématique de la fontaine-même, celui-ci intervient lors de la comparaison de fréquence d’horloges situées à des altitudes différentes par rapport au géoïde<sup>4</sup>. Le déplacement relatif de fréquence lié à l’altitude des horloges s’exprime comme :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_{\text{at}}} = + \frac{g h_{\text{cav}}}{c^2}$$

où  $h_{\text{cav}}$  désigne la hauteur de la cavité d’interrogation Ramsey au-dessus du géoïde. Dans notre fontaine  $h_{\text{cav}}$  vaut  $(60,0 \pm 1,0)$  m, ce qui donne un effet de  $6,54 \times 10^{-15}$  avec une incertitude de  $1 \times 10^{-16}$  dont il faut tenir compte lors des comparaisons avec d’autres horloges.

#### Le déplacement collisionnel

Ce déplacement de fréquence est lié aux interactions entre atomes froids pendant la phase d’interrogation [27]. Les collisions entre atomes froids modifient l’état interne des atomes et peuvent en effet perturber notablement la transition d’horloge. Ce déplacement est proportionnel à la densité volumique d’atomes. Il a longtemps constitué la limitation majeure pour l’exactitude des fontaines de césium.

Dans le but de minimiser cet effet, la solution naturelle serait a priori de diminuer la densité d’atomes, mais ceci impliquerait une baisse du nombre d’atomes au niveau de la détection et par conséquent une dégradation de la stabilité de l’horloge. Il y a donc là un compromis à trouver. Pour dépasser la limite imposée par l’effet des collisions dans le cas du césium, une évaluation précise du déplacement est nécessaire. Ainsi une méthode d’évaluation en continu du déplacement collisionnel a été mise au point sur les fontaines césium du laboratoire. Ceci a permis d’améliorer d’un ordre de grandeur l’exactitude affichée par ces fontaines. Les derniers raffinements de cette méthode sont exposés dans [7]. Nous en expliquerons rapidement le principe au chapitre 3.

Une manière de contourner le problème est d’employer un autre atome que le césium, un atome présentant toutes les caractéristiques pour concevoir une horloge identique dans son principe, mais présentant un déplacement collisionnel nettement plus faible. Un autre candidat alcalin proche du césium promettait de remplir ces conditions : le rubidium. Les fontaines fondées sur le

---

<sup>4</sup> Le géoïde est une surface équipotentielle du potentiel de gravitation terrestre, proche du niveau moyen des océans et utilisée comme référence d’altitude pour la détermination de l’échelle de temps internationale.



rubidium semblaient ainsi présenter un atout de taille en terme d'exactitude face aux traditionnelles fontaines césium, légitimant leur développement.

Les mesures menées sur la fontaine Rubidium du laboratoire, point de départ de FO2, ont montré que le déplacement collisionnel de l'isotope  $^{87}\text{Rb}$  est au moins 50 fois plus petit que celui du  $^{133}\text{Cs}$  dans la configuration usuelle des fontaines atomiques. Toutefois, le gain en exactitude espéré n'est pas suffisant pour justifier une redéfinition de la seconde à partir de la transition hyperfine du rubidium. Et l'atome de césium reste malgré tout la référence actuelle. On peut dès lors imaginer une horloge fonctionnant simultanément avec le rubidium et le césium. Il serait alors possible d'effectuer des comparaisons de fréquence en éliminant certains effets systématiques, en raison des conditions expérimentales communes aux deux atomes, comme les fluctuations de la température, du champ magnétique, le bruit de phase du signal d'interrogation... C'est ainsi qu'est né le projet de fontaine double RbCs, « FO2 » du LNE-SYRTE.



## Chapitre 2

# L'expérience FO2

L'expérience FO2 du LNE-SYRTE a débuté avec la construction vers le milieu des années 1990 d'une deuxième fontaine atomique au laboratoire, complémentaire de la première, car fondée non pas sur l'atome de césium mais sur celui de rubidium. En 1999 commençaient les tests de celle-ci par comparaison avec les autres horloges césium du laboratoire. Un des résultats majeurs de ces travaux a été la détermination à  $2 \times 10^{-15}$  près de la fréquence absolue de la transition hyperfine du  $^{87}\text{Rb}$  :  $\nu_{\text{Rb}} = 6\,834\,682\,610,904\,335(12)$  Hz.

Les années 1999 et 2000 ont été consacrées à l'adaptation de la fontaine Rubidium pour la rendre capable de fonctionner également avec l'atome de césium, faisant ainsi de cette fontaine un dispositif unique : la seule fontaine double de rubidium et de césium au monde. Il a fallu ainsi concevoir une zone de capture accueillant deux sources atomiques, mais aussi un banc laser et des cavités micro-ondes de sélection et d'interrogation pour le césium. Une des principales difficultés de ce travail a été l'accord des cavités micro-ondes d'interrogation en cuivre, les cavités rubidium et césium devant être chacune précisément résonante avec leur type d'atomes pour une même température ambiante. Ces avancées expérimentales majeures ont été réalisées au cours des thèses d'Yvan Sortais [5] et Sébastien Bize [6]. Le schéma de principe de la fontaine double est représenté sur la figure 2.1.

La partie césium était prête en 2000. La fontaine RbCs, fonctionnant sur le rubidium ou le césium, a permis des mesures précises d'effets systématiques dans les deux configurations. En 2001, FO2 en configuration césium atteignait une stabilité de  $3,5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . En 2002, une nouvelle comparaison de FO2 en mode rubidium avec la fontaine césium FO1 livrait une nouvelle estimation de la fréquence absolue de la transition hyperfine du  $^{87}\text{Rb}$  :  $\nu_{\text{Rb}} = 6\,834\,682\,610,904\,324(4)(7)$  Hz. Celle-ci constituait la mesure la plus précise d'une fréquence atomique réalisée jusqu'alors, et a été recommandée par le BIPM comme fréquence de référence pour le rubidium en tant qu'étalon

secondaire de fréquence. En 2003, FO2 en configuration césium, affichant une stabilité record de  $1,6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , participait à la définition du Temps Atomique International.

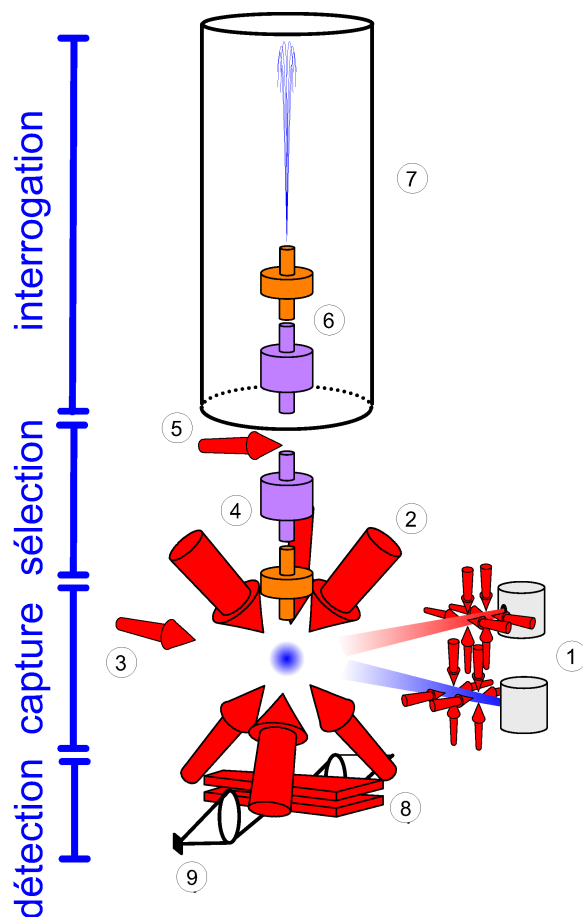


FIG. 2.1 – Principe de fonctionnement de la fontaine double rubidium-césium. En ① se situent les sources d'atomes. Le jet thermique de césium est collimaté par un système de refroidissement transversal et ralenti par un laser contrapropageant ③. La source de rubidium, quant à elle, a été équipée d'un piège magnéto-optique à deux dimensions en 2005. La capture et le lancement des atomes sont réalisés, au même endroit pour les deux espèces atomiques, par trois paires de faisceaux lasers contrapropageants ② formant une mélasse optique "*lin*  $\perp$  *lin*". L'état initial des nuages atomiques est préparé lors de la traversée des cavités micro-ondes de sélection ④ associées à un laser pousseur ⑤. Ensuite l'interrogation de Ramsey a lieu. Les atomes interagissent à l'aller et au retour avec le champ micro-onde interrogateur dans les cavités micro-ondes ⑥. Des blindages thermiques et magnétiques ⑦ isolent les atomes des perturbations environnantes. Enfin les populations d'atomes sont détectées par fluorescence au niveau des nappes lasers ⑧. La lumière qu'elles émettent à leur passage dans les nappes est collectée sur des photodiodes ⑨.

A mon arrivée sur l'expérience (mi-2004), FO2 ne fonctionnait qu'avec l'un ou l'autre des atomes tour à tour ; l'un des principaux buts poursuivis au cours de ma thèse était de mener FO2 au fonctionnement double en simultané. Le maillon essentiel de ce passage au fonctionnement synchrone des deux types d'atomes était la réalisation d'optiques permettant un refroidissement simultané et la détection du rubidium et du césium : les collimateurs « dichroïques ». Parallèlement, des améliorations ont été apportées au niveau du chargement des atomes de rubidium à travers la mise au point d'un système « 2D-MOT » créant un faisceau d'atomes froids dirigés vers la zone de capture. Le banc laser rubidium a été complètement refait pour alimenter ce dispositif. Son architecture a été repensée, intégrant de nouvelles sources lasers et de nouveaux systèmes d'asservissements dans le but d'une meilleure stabilité. Enfin, un travail important a été effectué sur la synthèse micro-onde.

## 2.1 Présentation générale du dispositif expérimental

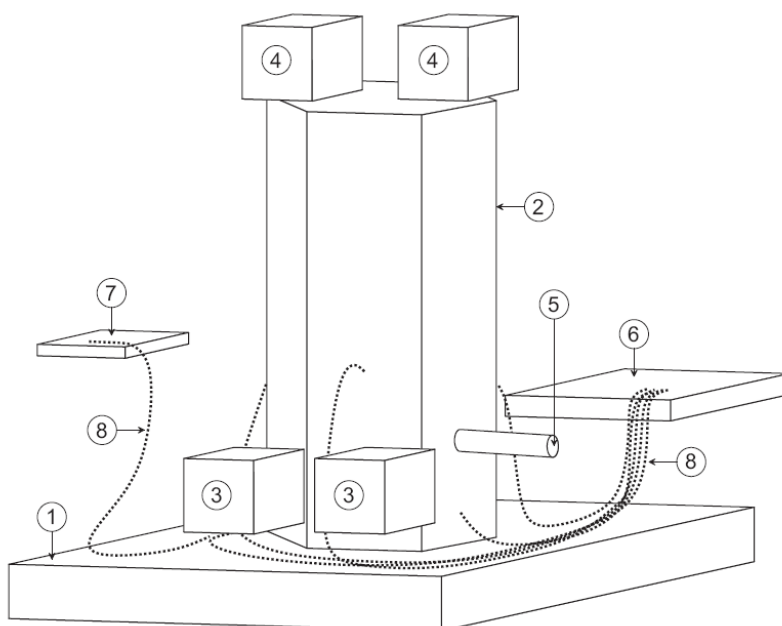


FIG. 2.2 – Schéma de l'ensemble expérimental de FO2.

L'ensemble expérimental de la fontaine double est schématisé sur la figure 2.2. Le corps de la fontaine occupe un volume d'environ  $0,6 \times 0,6 \times$

1,5 m<sup>3</sup>. L'ensemble, de  $\sim 200$  kg, repose sur une table en marbre (①) de  $1,8 \times 1,4$  m<sup>2</sup>. La chambre à vide est protégée par plusieurs épaisseurs de blindages magnétiques (②) qui atténuent d'un facteur  $\sim 10^6$  les fluctuations du champ magnétique ambiant, particulièrement élevées à cause de la proximité d'une ligne de métro. Le vide est assuré par quatre pompes ioniques de 25 ℓ/s chacune : deux pour la zone de capture (③) et deux pour la zone d'interrogation (④). Elles sont enfermées dans des blindages magnétiques indépendants hors des blindages de la fontaine. La pression dans la zone d'interrogation est de l'ordre de quelques  $10^{-10}$  mbar (soit quelques  $10^{-8}$  Pa) et est un peu plus élevée ( $\lesssim 10^{-9}$  mbar) dans la zone de capture.

Aux débuts de la fontaine RbCs et jusqu'en 2005, les sources d'atomes étaient des jets<sup>1</sup> issus de fours (⑤) situés à l'extérieur des blindages principaux, et ralentis par laser. Les sources lasers étaient réparties sur deux bancs optiques principaux (⑥), l'un dédié à la manipulation des atomes de césium, l'autre à celle du rubidium, auxquels s'ajoutaient deux petits bancs annexes (⑦) dédiés au ralentissement des jets atomiques. Aujourd'hui, suite à la réfection du banc laser et au changement de système de chargement pour la partie rubidium, le banc annexe rubidium a été supprimé. La partie césium devrait suivre la même évolution dans les prochains mois. La lumière laser est acheminée depuis les bancs optiques jusqu'à l'enceinte à vide par fibres optiques (⑧). Celles-ci offrent l'avantage de découpler les réglages des bancs optiques des alignements des faisceaux au niveau de l'enceinte à vide, et d'isoler mécaniquement les bancs du reste de l'expérience. Ces fibres monomodes polarisantes constituent par ailleurs de très bons filtres spatiaux et de très bons polariseurs, offrant ainsi de bonnes caractéristiques aux faisceaux qui en sortent. Les faisceaux lasers sont mis en forme au niveau de la fontaine par des collimateurs conçus par nos soins qui seront décrits plus loin (*cf.* partie 2.4).

Une grande partie de l'expérience est contrôlée par informatique. Deux PC gèrent les mesures, l'un dédié à la fontaine rubidium, l'autre dédié à la fontaine césium et aux paramètres globaux de l'expérience.

L'ensemble de l'expérience (regroupant le corps de la fontaine, les bancs lasers, les racks électroniques et informatiques...) occupe une surface au sol de  $\sim 15$  m<sup>2</sup> dans une salle régulée en température.

---

<sup>1</sup> Sur la fontaine double, il a été décidé dès le départ d'opter pour un chargement par jet atomique et non à partir d'une vapeur, principalement pour éviter la présence de vapeurs d'alcalins sur l'axe de la détection.

## 2.2 Les bancs lasers

Actuellement, l'expérience compte deux bancs lasers de  $90 \times 90 \text{ cm}^2$ , dédiés chacun à un alcalin, et un banc annexe ( $50 \times 50 \text{ cm}^2$ ) dédié au ralentissement du jet atomique source de césium. Le banc rubidium qui datait de la première fontaine rubidium (milieu des années 1990) a complètement été refait en 2005, utilisant un nouveau type de diodes lasers en cavité étendue et une nouvelle architecture promettant une meilleure stabilité. Le banc laser césium, conçu à la fin des années 1990, a subi quelques modifications depuis, dont les dernières s'inspirent des nouveautés apportées au banc rubidium.

### 2.2.1 La synthèse optique césium

#### Synthèse optique pour le refroidissement

Les sources lasers utilisées sont des diodes à semi-conducteur commerciales émettant pour la raie  $D_2$  du césium (à  $852 \text{ nm}$ ) et stabilisées sur réseau. Ces diodes commerciales délivrent, laissées libres, une puissance de  $\sim 60 \text{ mW}$  pour un courant d'injection de  $\sim 100 \text{ mA}$ . La diode semi-conducteur est placée sur un module à effet Peltier qui, couplé à une thermistance, permet d'en asservir la température. Mais une diode telle quelle n'offre pas un fonctionnement suffisamment stable pour le refroidissement laser. Afin de les stabiliser et de les affiner spectralement, elles sont placées dans une cavité externe, formée par un réseau de diffraction ( $1200 \text{ traits/mm}$ ) renvoyant l'ordre  $-1$  dans la diode, l'ordre zéro constituant la sortie du laser (montage de Litrow). Le réseau est monté sur une céramique piézo-électrique qui permet de contrôler finement la longueur de la cavité. Ces diodes lasers montées en cavité étendue délivrent un faisceau monomode large de  $\sim 100 \text{ kHz}$  et d'une puissance optique de  $\sim 15 \text{ mW}$ . Pour obtenir de la puissance optique tout en préservant la finesse spectrale obtenue, on injecte le faisceau dans des diodes lasers esclaves qui, pour certaines plages de courant et de température, sont forcés à émettre une lumière laser avec les mêmes caractéristiques spectrales que celle qui leur est injectée.

L'architecture du banc césium est schématisée sur la figure 2.3. Le laser maître (①), protégé par un isolateur optique, est asservi sur la transition  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=5)$  du césium par un montage d'absorption saturée (②). L'asservissement du laser est réalisé par détection homodyne du signal d'absorption saturée. La fréquence du laser est pour cela modulée à  $100 \text{ kHz}$  (par modulation du courant injectant la diode) avec une profon-

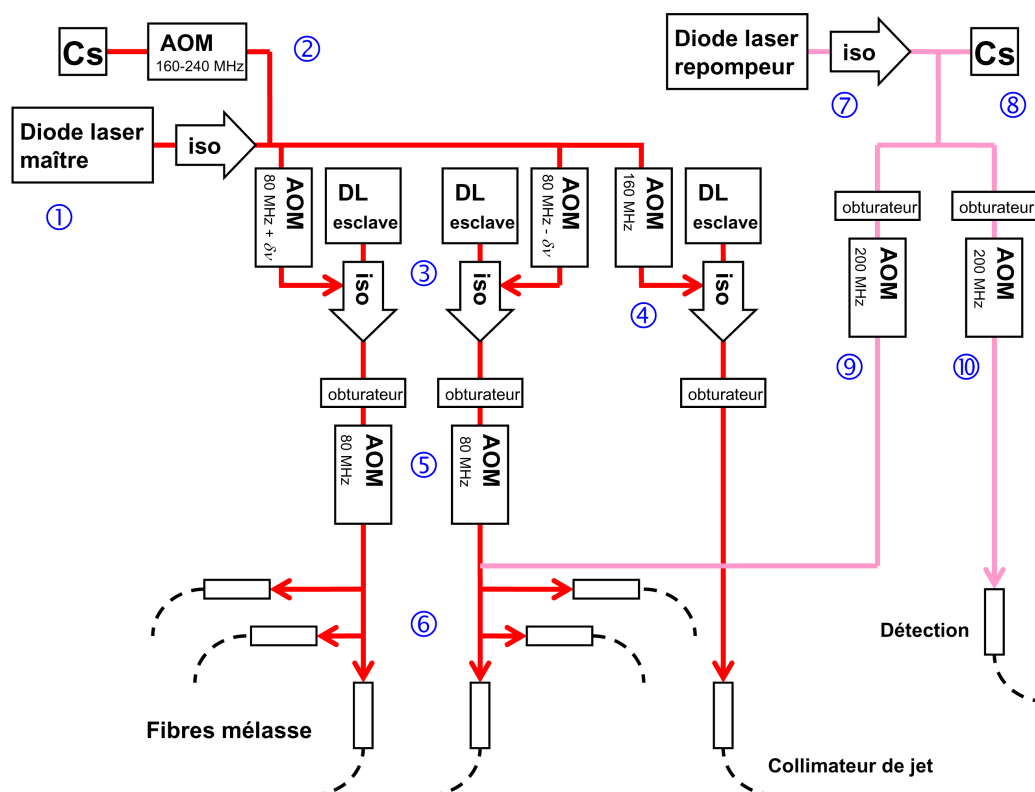


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la génération de fréquences et de puissances lasers du banc principal césium.

deur de modulation typique de quelques centaines de kilohertz<sup>2</sup>. A partir du signal d'erreur généré, l'électronique d'asservissement chargée de corriger les dérives et fluctuations de fréquence du laser agit sur la céramique piézo-électrique supportant le réseau (pour les fluctuations lentes) ainsi que sur le courant de la diode (pour les fluctuations rapides). Le faisceau "maître" est décalé de  $-160$  à  $-240$  MHz de la transition  $4 \rightarrow 5'$  par un modulateur acousto-optique (AOM) utilisé dans l'ordre  $+1$  (2). Le faisceau obtenu sert à injecter deux diodes lasers esclaves (3), pouvant délivrer 200 mW chacune, qui alimentent les deux triplets de fibres optiques (6) pour la capture et le lancement des atomes au pied de la fontaine. Le faisceau laser maître est une première fois décalé (au niveau de 3) par un modulateur acousto-optique à  $+80$  MHz  $\pm \delta\nu$  pour chaque voie. Le désaccord  $\delta\nu$  est appliqué pour la phase

<sup>2</sup> Il a été constaté que cette modulation du laser ne présentait pas d'inconvénient pour le refroidissement laser. Toutefois, une autre méthode d'asservissement, n'induisant pas de modulation du laser, a été mise au point et généralisée par la suite (cf. le laser de détection césium).



de lancement des atomes, et donc avec un signe différent selon qu’il s’agit des fibres de mélasse du bas ou du haut. Un deuxième étage de modulateurs acousto-optiques à +80 MHz (⑤) permet de se retrouver à proximité de la fréquence de résonance  $4 \rightarrow 5'$ .

Le désaccord laser pour l’optimisation de la capture des atomes est obtenu grâce au premier modulateur acousto-optique (②) via lequel le laser maître est asservi sur le signal d’absorption saturée. Le dosage de la puissance optique pour le refroidissement des atomes s’effectue en agissant sur la puissance radio-fréquence envoyée sur les modulateurs acousto-optiques ⑤, de manière indépendante pour les deux voies. La vitesse de lancement des atomes s’ajuste par le désaccord  $\delta\nu$  appliqu e sur la modulation acousto-optique en ③.

Une partie du faisceau maître injecte une diode laser esclave (④) destinée à alimenter le collimateur de jet atomique “zig-zag” [7]. Ce système inspir e de [28] avait été mis en place pour réduire drastiquement la consommation du four césium. Il utilise la pression de radiation d’un faisceau laser réfléchi entre deux miroirs légèrement non parallèles le long d’une cellule à vide munie de hublots, et ceci dans deux plans orthogonaux, pour ainsi obtenir une collimation transverse du jet d’atomes. Cette sorte de “mélasse 2D” augmente le flux d’atomes lents capables d’être capturés dans la mélasse 3D.

Un deuxième laser en cavité étendue à réseau (⑦) est asservi directement sur la transition  $6 S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6 P_{3/2}(F = 3)$  (⑧). Il est ainsi d ecal e de -200 MHz (*cf.* Fig. A.1 en annexe) par rapport à la transition  $6 S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6 P_{3/2}(F = 4)$  qui nous sert de “repompeur”. La fréquence de cette dernière est atteinte par un étage de modulateurs acousto-optiques (⑨ et ⑩). A partir de là, la lumière “repompeur” est distribuée à la détection d’une part (⑩), et d’autre part, superposée à la lumière “refroidisseur”<sup>3</sup> pour être dirigée vers la mélasse et vers le collimateur de jet (⑨).

Des obturateurs mécaniques sont dispos es en différents points clés du banc pour couper, en dehors de la phase de capture des atomes, les faisceaux envoy es vers l’enceinte à vide. Pour garantir l’absence de lumière parasite durant des phases critiques, telle la phase d’interrogation des atomes, les modulateurs acousto-optiques situ es juste en amont des fibres sont d ecal es de leur fréquence nominale, en plus de l’atténuation de puissance qu’on applique.

### Cas de la détection

Le laser de la détection césium emploie une diode commerciale du même type que précédemment. Là, ce sont la cavité externe et la méthode d’as-

<sup>3</sup> Plus usuellement qualifiée de “maître” sur nos bancs lasers.

servissement qui diffèrent, ceci dans un souci de plus grande fiabilité dans le temps et d'une diminution du bruit de détection des atomes. La cavité externe de ce laser repose non pas sur un réseau de diffraction mais sur un étalon mince à lame d'air. Ses principe et caractéristiques sont détaillés dans [6]. Ce montage est en quelque sorte « l'ancêtre » des cavités externes à étalon solide qui ont été développées par la suite au laboratoire et généralisées sur nos expériences d'atomes froids. Ceux-ci seront décrits plus en détail dans la partie 2.2.2 consacrée au nouveau banc rubidium. Le principal intérêt de l'étalon est qu'il offre une sensibilité angulaire bien moindre que celle du réseau équivalent, ce qui permet d'avoir une plus grande stabilité du réglage sur les longues durées. L'inconvénient de la configuration "étalon à lame d'air" est une trop grande sensibilité aux fluctuations d'indice de l'air, qui dérègle le laser selon les conditions climatiques. Ceci sera corrigé par l'utilisation d'un étalon solide.

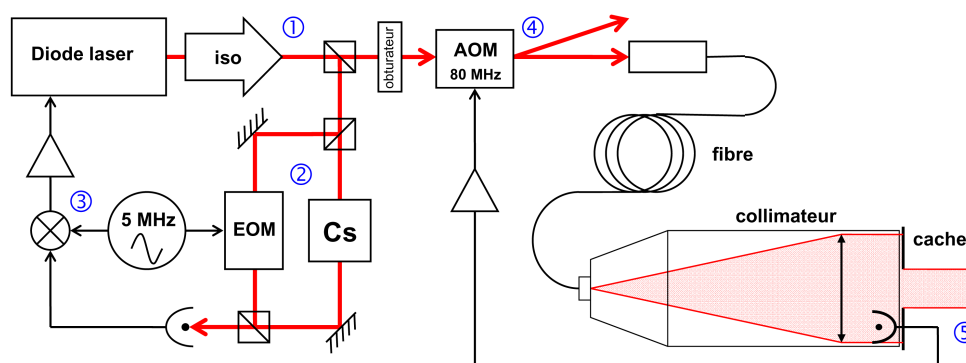


FIG. 2.4 – Schéma laser de la détection du banc césium. Principe de l'asservissement en fréquence du laser par absorption saturée et principe de l'asservissement de la puissance en sortie de fibre par contre-réaction sur un modulateur acousto-optique.

La figure 2.4 représente le principe de l'asservissement du laser de détection. Une partie du faisceau issu du laser ① passe à travers un modulateur électro-optique (EOM) et une cellule d'absorption saturée ②. Le modulateur électro-optique imprime une modulation de phase sur les atomes. Ce signal est alors détecté par homodyne ③ pour corriger la fréquence de la diode laser<sup>4</sup>. Par cette méthode, on évite ainsi de moduler la fréquence du faisceau utile. Le battement entre deux systèmes similaires a permis d'évaluer la largeur de raie d'un tel laser :  $\sim 7,7$  kHz [6].

La figure 2.4 montre aussi le système d'asservissement de la puissance du laser de détection au niveau des collimateurs de mise en forme sur la

<sup>4</sup> Ici la contre-réaction s'effectue uniquement sur le courant de la diode.

fontaine. Le modulateur acousto-optique ④ permet d'éliminer dans l'ordre 1 une partie de la puissance laser couplée dans la fibre. Une photodiode, fixée sur le cache qui dessine la nappe laser utile en sortie de collimateur, mesure l'éclairement du faisceau. Ce signal est utilisé pour contrôler la puissance radio-fréquence envoyée dans le modulateur acousto-optique ④. On corrige ainsi les fluctuations de puissance avec une bande passante de  $\gtrsim 100$  kHz, ce qui permet d'éliminer les fluctuations dues aux vibrations acoustiques dans les fibres. L'asservissement de puissance de la détection contribue à la reproductibilité à long terme de l'estimation du nombre d'atomes détectés.

### Le ralentissement du jet atomique

La source atomique de césium (décrite en détail dans [6]) se compose d'un four contenant des ampoules de césium, chauffé aux alentours de  $100^\circ\text{C}$ . Pour assurer une pré-collimation du jet atomique, la vapeur est éjectée par  $\sim 400$  micro-tubes de diamètre  $400\ \mu\text{m}$  et de longueur  $8\ \text{mm}$ . Ce dispositif seul ne permet pas un chargement satisfaisant de la mélasse. Il lui a été alors adjoint un système destiné à ralentir le jet atomique en utilisant la pression de radiation d'un faisceau laser contrapropageant.

Ce faisceau ralentisseur est composé de lumière "refroidisseur" et "repompeur" comme pour le piégeage des atomes. Elles sont fournies par deux diodes lasers en cavité étendue (à réseau) dédiées. Au fur et à mesure que les atomes ralentissent, ils sortent de résonance par effet Doppler. Afin de compenser cet effet, on module la fréquence des lasers. Pour cela une modulation sous la forme d'une rampe de courant est appliquée aux diodes lasers. Ce balayage de fréquence permet de rester en résonance avec des paquets d'atomes en train d'être ralentis (principe baptisé "*chirp cooling*" en anglais) [29, 25, 30]. Le même balayage est appliqué aux deux longueurs d'onde. Sur l'expérience, l'amplitude de la modulation vaut  $\sim 140$  MHz sur une période de  $4,2$  ms. Le ralentisseur de jet permet de gagner, par rapport au jet thermique seul, un facteur  $\sim 40$  sur le nombre d'atomes maximal capturés par la mélasse.

Le principe de l'asservissement des diodes lasers consiste à contrôler l'ensemble de la rampe de fréquence laser (plutôt que la fréquence centrale) par battement avec un laser de référence stabilisé sur le césium. Car il a été vérifié expérimentalement que ce sont les fluctuations de la fréquence finale et initiale qui sont les principales sources d'instabilité du ralentissement. Ainsi, pour la génération du signal d'erreur d'asservissement, une partie du faisceau issu du laser de détection (lumière "refroidisseur") est prélevée du banc césium principal et acheminée par fibre optique jusqu'au banc annexe afin d'y réaliser un battement avec le laser "maître". Le laser "repompeur" restait, quant à lui, asservi sur une absorption saturée. Mais, fin 2004, suite aux tests de photodiodes ultra-rapides menés en vue de la réfection du banc

rubidium, il a été possible d'envisager l'asservissement du laser "repompeur" sur le "maître" par battement optique, à près de 9,2 GHz donc.

## Perspectives

Les lasers du banc césium, bien qu'ils soient pour la plupart fondés sur une cavité externe à réseau, ont prouvé une certaine stabilité et une grande robustesse, du point de vue de la longévité des diodes à semi-conducteur et de leur résistance face aux coupures électriques. Ainsi leur remplacement par des lasers à étalon solide (ou à filtre interférentiel sur le modèle des nouveaux lasers du banc rubidium) ne revêt pas un caractère d'urgence pour le moment.

Nous avons remarqué que les problèmes de stabilité du nombre d'atomes capturés dans la mélasse étaient essentiellement imputables aux fluctuations de puissance laser au niveau du collimateur de jet ("zig-zag") et au niveau du ralentisseur. Le collimateur de jet a d'ailleurs perdu presque totalement son efficacité au fil du temps, à mesure que les hublots de la cellule se sont opacifiés... Une réaction chimique (ou photo-chimique?) entre le césium, la colle et les traitements anti-reflets des hublots semble en être l'origine. Au final, la lumière quasiment totalement diffusée par le dépôt blanchâtre formé sur les hublots n'offrait qu'un gain de l'ordre de 30% sur le nombre d'atomes capturés, alors que les fluctuations de puissance liées aux problèmes d'alignements du dispositif dégradaient considérablement la stabilité du chargement de la mélasse. Nous avons donc choisi de débrancher ce système courant 2006.

Aujourd'hui, la principale faiblesse, en terme de stabilité, de la fontaine césium est le banc laser dédié au ralentissement du jet atomique par *chirp cooling*. Ses lasers ont mal vieilli et présentent un comportement instable. Il est prévu à court terme de remplacer ce dispositif ainsi que le collimateur de jet par un piège magnéto-optique 2D ("2D-MOT") identique à celui réalisé pour la partie rubidium (*cf.* partie 2.3). Dans un premier temps, le banc césium principal n'aurait pas à être grandement modifié : la diode laser esclave (④ de Fig. 2.3) qui servait à alimenter le collimateur de jet pourrait par exemple être ré-employée comme source laser pour le nouveau piège.

### 2.2.2 Le nouveau banc rubidium

Le nouveau banc laser rubidium emploie des diodes lasers d'un nouveau type, conçues au laboratoire et mises en place sur différentes expériences d'atomes froids du SYRTE. Son architecture a été également entièrement repensée, tant du point de vue de la génération de puissance, que du point de vue des asservissements, et favorise désormais les battements optiques.

### Les lasers à filtre interférentiel

Le laboratoire a mis au point des diodes lasers en cavité étendue où la sélection en longueur d'onde est réalisée par un filtre interférentiel présentant de faibles pertes [31], au lieu du "classique" réseau de diffraction. Ceci autorise un arrangement colinéaire des optiques, réduisant notablement la sensibilité de la longueur d'onde du laser et du couplage-retour dans la diode ("*feedback*" en anglais) avec les désalignements. De plus, avec ce schéma, la sélection de la longueur d'onde d'émission et le retour optique sont assurés par deux éléments optiques différents, ce qui permet une optimisation indépendante, conduisant ainsi à une plus fine accordabilité du laser.

Le schéma classique de Littrow souffre d'une grande sensibilité du réseau aux désalignements optiques. De plus, la direction et la position du faisceau de sortie dépendent de la longueur d'onde, ce qui ne simplifie pas la procédure de réglage et encore moins le remplacement de ces lasers sur les bancs. Une alternative à ce montage est une configuration de cavité externe reposant sur un étalon Fabry-Pérot agissant en transmission, associé à un élément réfléchissant pour assurer le retour optique. L'étalon peut être constitué d'une lame d'air (comme c'est le cas pour le laser de détection du banc césium – cf. p.35–) ou bien d'une lame solide. Une des limitations de cet élément, outre sa fragilité souvent, est qu'il présente des résonances multiples. Sur ces points, un filtre interférentiel diélectrique passe-bande peut offrir une meilleure robustesse et un pic de transmission unique. Nous disposons pour nos montages de filtres à 780 nm (mais aussi à 852 nm) offrant  $\sim 90\%$  de transmission et sélectifs en longueur d'onde avec une largeur à mi-hauteur de  $\sim 0,3$  nm (soit  $\sim 2$  fois l'espacement typique entre les modes d'une diode laser). Il y a un compromis entre étroitesse du filtre et transmission maximale.

La courbe 2.5 montre la transmission du filtre à 780 nm en fonction de l'angle d'incidence. Le pic de transmission de 92% est obtenu pour une incidence de  $6,09^\circ$  et présente une largeur à mi-hauteur de  $0,95^\circ$ .

Le schéma du montage de la diode laser est présenté sur la figure 2.6. Le composant diode laser est une diode laser à semi-conducteur commerciale émettant typiquement à  $\sim 784$  nm et délivrant une puissance typique de 120 mW pour un courant d'injection de 140 mA. Conçue pour des applications "grand public" comme la gravure optique sur CD-R, elle est facile à trouver et bon marché, et offre un beau faisceau monomode transverse. La diode est placée sur un module à effet Peltier pour asservir sa température. Une lentille (LC) de courte focale assure la collimation du faisceau. Le filtre interférentiel est monté sur un support orientable. Il est prévu pour trans-

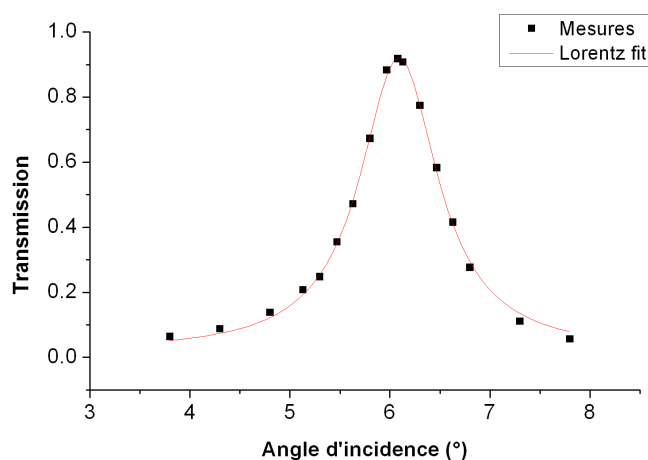


FIG. 2.5 – Transmission du filtre interférentiel en fonction de l’angle d’incidence, pour un faisceau laser de longueur d’onde 780 nm. Les points de mesure sont bien ajustés par une lorentzienne de largeur  $0,95^\circ$  centrée sur  $6,09^\circ$ .

mettre la longueur d’onde nominale pour un angle d’incidence de  $6^\circ$ . Le miroir coupleur est monté sur une cale piézo-électrique qui permet de contrôler finement la longueur de la cavité externe et d’asservir le mode longitudinal du laser. Le miroir est placé dans une configuration « œil de chat » avec la lentille L1. Ceci garantit une bonne conservation du taux de retour optique dans la diode laser en dépit du déplacement ou d’un éventuel angle<sup>5</sup> du coupleur. La lentille L2 assure la collimation du faisceau de sortie du laser. Afin de rendre cet alignement plus stable, le boîtier qui accueille le laser est lui-même réglé en température.

Dans ce montage, la dépendance de la longueur d’onde du laser avec l’angle du filtre a été estimée près de 60 fois moins sensible que celle avec l’angle du réseau dans la configuration de Littrow, garantissant une meilleure résistance du réglage face aux instabilités mécaniques. Autre point appréciable : le décalage transverse du faisceau de sortie avec la sélection de la longueur d’onde est au moins 2 fois plus faible que pour la configuration de Littrow [31]. Mais cette amélioration est bien peu devant l’énorme avantage que représente la préservation de la direction du faisceau de sortie lors de l’accord en longueur d’onde.

Pour optimiser le retour optique, des miroirs coupleurs de différentes réflectivités (15, 20, 25 et 30%) ont été testés. A température ambiante et pour un courant d’injection de la diode de 87 mA ( $\sim 4$  fois le courant de

<sup>5</sup> L’inhomogénéité de l’élongation la cale piézo-électrique peut notamment induire un tel angle, écart entre la normale du miroir coupleur et l’axe optique.

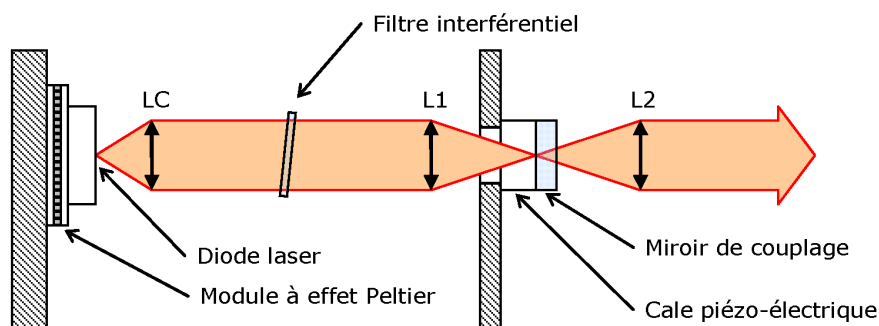


FIG. 2.6 – Schéma du laser en cavité étendue utilisant un filtre interférentiel pour l'ajustement de la longueur d'onde. Il est composé d'une diode laser à semi-conducteur refroidie par un module à effet Peltier, d'une lentille de collimation (LC), d'un miroir coupleur monté sur une cale piézo-électrique, d'une lentille (L1) formant un « œil de chat » avec le miroir-coupleur et une lentille (L2) assurant la collimation du faisceau de sortie.

seuil), nous avons obtenu les meilleures stabilités des modes lasers avec les miroirs de réflectivités 25% et 30%. On relève alors une puissance de sortie de  $\sim 25$  mW, et une dépendance de la fréquence laser  $\nu$  avec une modulation  $i$  du courant d'injection de la diode de  $\Delta\nu/\Delta i \approx 150$  MHz/mA.

Par battement entre deux lasers du même type, la largeur d'émission a été évaluée à  $\sim 15$  kHz.

### Architecture du banc Rb

L'architecture du banc rubidium a été repensée pour intégrer la synthèse optique nécessaire à la nouvelle source d'atomes de rubidium (2D-MOT), et également simplifiée au niveau du nombre d'absorptions saturées pour gagner en stabilité. Dorénavant, un seul laser est asservi directement sur les atomes, les autres lasers étant asservis sur le premier par battement, suivant en cela les améliorations apportées au banc de ralentissement du jet atomique de césium (*cf.* p.37).

Sur la figure 2.7, est schématisé le principe de la synthèse optique de la fontaine rubidium. La disposition des optiques du banc laser est représentée sur la figure 2.10 (p.47). Le laser maître du banc optique est une diode laser en cavité étendue à filtre interférentiel asservie sur une absorption saturée (①). Cet asservissement est similaire à celui mis au point auparavant pour le laser de détection du banc césium (*cf.* la partie précédente p.35). Il repose sur la détection par homodynage du signal d'absorption saturée modulé par l'intermédiaire d'un modulateur électro-optique (EOM). Le principal intérêt de cette méthode est qu'aucune modulation n'entache ainsi le faisceau utile issu

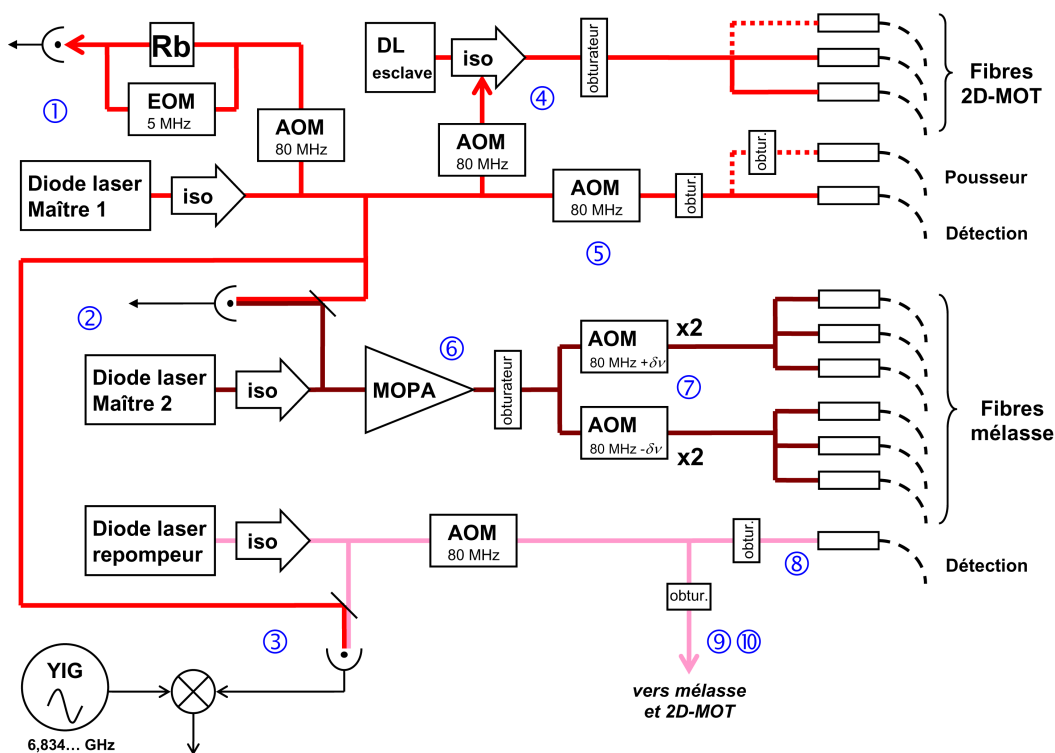


FIG. 2.7 – Schéma de principe de la génération de fréquences et de puissances lasers sur le banc rubidium.

du laser “maître”. La boucle d’asservissement agit sur la cale piézo-électrique du miroir de couplage (ajustant ainsi la taille de la cavité externe) et sur le courant de la diode pour corriger les dérives et fluctuations respectivement lentes et rapides de fréquence du laser (jusqu’à quelques dizaines de kilohertz). La fréquence du laser maître est asservie à 80 MHz en dessous de la transition “refroidisseur” ( $5 S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5 P_{3/2}(F=3)$ ) en utilisant l’ordre +1 du modulateur acousto-optique de la voie ①. Ce laser sert de référence au reste du banc optique rubidium : c’est le seul qui soit directement asservi sur une cellule d’atomes de rubidium. Sa fréquence est distribuée aux différents autres lasers du banc soit par injection, soit par battement. Ce dernier cas est celui du laser maître ② et du laser “repompeur” ③ qui sont tous deux des diodes lasers en cavité étendue à filtre interférentiel de conception identique au laser de référence du banc.

Le laser maître ② est un laser accordé à proximité de la transition “refroidisseur”. Le battement avec le laser de référence est envoyé sur une photodiode rapide et asservi dans la gamme 160–240 MHz. La fréquence de ce laser se trouve ainsi entre 80 et 160 MHz au-dessus de la transition  $2 \rightarrow 3'$ .



Le faisceau utile issu du laser maître ② présente une puissance de l'ordre de  $\sim 15$  mW, insuffisante pour le piégeage des atomes. Pour amplifier cette puissance, tout en préservant la fréquence et la finesse spectrale du faisceau, nous avons utilisé, non pas deux diodes lasers injectées comme pour le banc césium (et l'ancien banc rubidium), mais un "MOPA" (*Master Oscillator Power Amplifier*) (⑥). Il s'agit d'un composant semi-conducteur qui agit comme amplificateur optique. Le composant semi-conducteur, parallélépipédique, de volume inférieur au millimètre cube, est très semblable à celui d'une diode laser classique, excepté qu'il est à l'air libre (donc très fragile) et présente une face pour l'injection d'un faisceau laser focalisé. Le MOPA dont nous disposions était spécifié pour délivrer une puissance typique de 500 mW en sortie, pour un courant d'alimentation de 1,5 A et une puissance du faisceau en entrée de l'ordre de 25 mW (soit une amplification de 13 dB). Il faut aussi noter que l'orientation de la polarisation ainsi que la géométrie du mode du faisceau d'entrée ne sont pas préservées. Un travail de remise en forme du faisceau a donc été nécessaire en sortie du MOPA. Le composant est inséré sur un bloc de cuivre relié à des dissipateurs thermiques via un module à effet Peltier. Ce dernier, associé à une thermistance fixée dans le bloc de cuivre, permet de réaliser un asservissement de température assurant le refroidissement du MOPA. Nous avons vérifié expérimentalement qu'un tel dispositif suffisait et qu'un refroidissement par eau, lourd à mettre en place, n'était pas nécessaire dans notre cas.

La lumière "refroidisseur" délivrée par le MOPA est envoyée aux fibres optiques pour la mélasse après un double passage dans des modulateurs acousto-optiques (⑦) qui abaissent ainsi la fréquence de  $2 \times (80 \text{ MHz} \pm \delta\nu)$  pour approcher de résonance. Le désaccord  $2 \times \delta\nu$  ajouté pour un des triplets de fibres, et soustrait pour le second, permet de régler la vitesse de lancement des atomes de la mélasse. Le dosage de la puissance optique pour le refroidissement des atomes s'effectue en agissant sur la puissance radio-fréquence envoyée sur ces mêmes modulateurs acousto-optiques ⑦, de manière indépendante pour les deux voies. L'optimisation du désaccord laser pour la capture des atomes est réalisée au niveau de l'asservissement du battement du laser maître ② et peut être affinée à l'aide des modulateurs ⑦. Un obturateur mécanique sur le faisceau de sortie du MOPA permet de couper toute lumière parasite en dehors des phases de capture et de lancement. Le laser maître ② est d'ailleurs décalé en fréquence (via le battement avec la référence) pendant les phases critiques vis-à-vis de la lumière parasite.

Le laser "repompeur" ③ est accordé à 80 MHz en dessous de la transition  $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ . Il est asservi par battement avec le laser maître de référence du banc. Ce battement optique est donc dans le domaine micro-onde autour de 6,8 GHz. Il est envoyé sur une photodiode

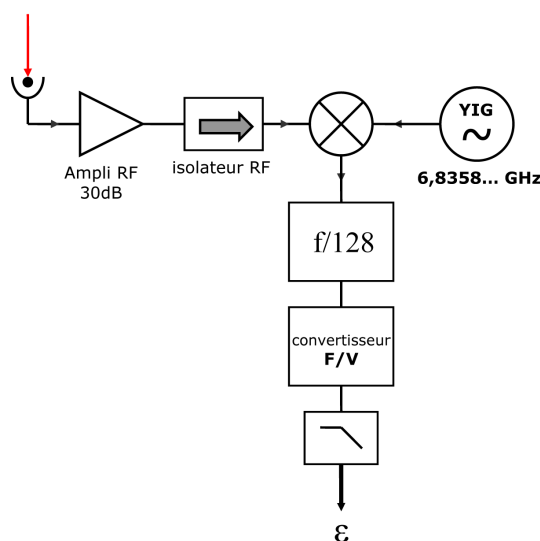


FIG. 2.8 – Génération du signal d'erreur pour l'asservissement d'un battement optique à une fréquence micro-onde. La fréquence du battement entre le signal de photodiode et celui d'un YIG est divisée, convertie en tension et filtré.

ultra-rapide, de bande passante 3 GHz, capable cependant de détecter, avec une atténuation de 15 dB, une modulation d'amplitude à 6,8 GHz. Ce signal est ensuite mélangé avec celui issu d'un oscillateur de référence YIG (*Yttrium-Iron Garnet*)<sup>6</sup> proche de la fréquence de transition hyperfine du rubidium. Le produit de ce mélange, de l'ordre de la centaine de mégahertz, peut alors être traité de la même manière que les battements vus jusqu'alors. Il est ainsi envoyé dans un diviseur de fréquence, puis dans un convertisseur fréquence/tension et enfin filtré. Le signal d'erreur ainsi fabriqué est utilisé pour asservir le courant de la diode et la tension de contrôle de la cale piézo-électrique du laser. Ces différentes étapes de traitement sont synthétisées sur la figure 2.8. Le faisceau “repompeur” est enfin décalé de +80 MHz par un modulateur acousto-optique avant d'être distribué à la détection (⑧) et aux fibres du 2D-MOT (⑨) et de la mélasse (⑩). La fréquence du YIG dans la configuration actuelle sur le banc a été mesurée à  $\sim 6,835\,82$  GHz. Le battement théorique entre la lumière “refroidisseur” et celle “repompeur” est de 6,834 682... GHz (transition hyperfine du niveau  $5S_{1/2}$ ) auxquels il faut retrancher les 267,2 MHz qui séparent les sous-niveaux  $F=2$  et  $F=3$  du niveau  $5P_{3/2}$ , soit  $\sim 6,567\,5$  GHz. Par conséquent, le battement issu du mélange avec le YIG doit être asservi autour de  $\sim 268$  MHz.

<sup>6</sup> Oscillateur utilisant la résonance paramagnétique d'un cristal YIG, à une fréquence micro-onde spécifiée au constructeur lors de la commande, précise à la dizaine de MHz, et ajustable sur une plage de quelques mégahertz.

Le laser “maître” de référence (①) est aussi utilisé pour injecter (après re-décalage de fréquence par modulateur acousto-optique) une diode laser esclave (voie ④) chargée d’alimenter en lumière “refroidisseur” le 2D-MOT pour le chargement des atomes de rubidium. Cette diode laser est une diode laser commerciale du même type que celle montée dans les lasers à cavité externe à filtre interférentiel rubidium. Refroidie par un module Peltier, elle offre plusieurs plages d’injection stables pour des valeurs de courant séparées de 20 mA. Nous la faisons fonctionner autour de 130 mA, courant pour lequel elle délivre  $\sim 90$  mW utiles (après l’isolateur, qui offre un couplage de  $\sim 80\%$ ).

L’essentiel de la puissance du faisceau “maître” ① est destiné à la détection (après re-décalage de fréquence par le modulateur acousto-optique ⑤). Une faible portion de ce faisceau est prélevée pour le faisceau “pousseur” pour la phase de sélection des atomes dans la fontaine.

### Premières conclusions

Depuis leur mise en service (mi-2005), les nouveaux lasers et asservissements du banc rubidium se sont montrés particulièrement stables et robustes. Pour donner une idée, les asservissements du banc résistent sans problème à des tapotements sur le *breadboard* avec les clés Allen utilisées pour nos serrages, ce qui induit des vibrations jusqu’à quelques dizaines de kilohertz. Le besoin de ré-asservissement manuel est rare : les lasers peuvent rester asservis des semaines, voire des mois. Et il est encore plus rare d’avoir à retoucher le filtre interférentiel de nos lasers pour retrouver la résonance recherchée, ce qui constitue un gain substantiel par rapport aux lasers à réseau.

Cependant, comme pour la partie césium (bien que l’effet soit ici moins grand), une des faiblesses du banc reste les désalignements optiques avec les variations de température et d’hygrométrie de la salle, en particulier celui de l’injection dans les fibres optiques. Il semblerait que ce soit notre méthode de fixation des optiques sur le banc qui en soit responsable. En effet, la plupart des supports de nos optiques sont collés (et non pas serrés mécaniquement comme il est courant de faire). Si la colle permet de fixer avec facilité, rapidité et précision les alignements optiques, elle semble évoluer avec les conditions atmosphériques et notamment se dilater avec l’humidité. Une solution à ce problème pourrait être de placer le banc dans une boîte régulant température et hygrométrie.

Par ailleurs, au bout d’un an de fonctionnement continu, on a constaté une baisse de puissance notable (de l’ordre de 20%) sur tous les lasers, baisse qui paraît être due au vieillissement du composant semi-conducteur des diodes lasers. Mais la baisse de puissance la plus importante et la plus préjudiciable

pour la fontaine rubidium est celle qui a touché le MOPA. Les relevés de puissance en sortie de l'amplificateur optique sont reportés sur la figure 2.9. Cette chute, dramatique, semble malheureusement inhérente à ce type de composant : un comportement similaire a pu être observé parallèlement sur d'autres expériences du laboratoire ; on constate conjointement un déplacement de la plage de gain vers les basses températures. Nous sommes donc contraints à terme d'envisager un remplacement régulier du MOPA si l'on souhaite une puissance optique suffisante pour une capture efficace des atomes de rubidium dans la mélasse.

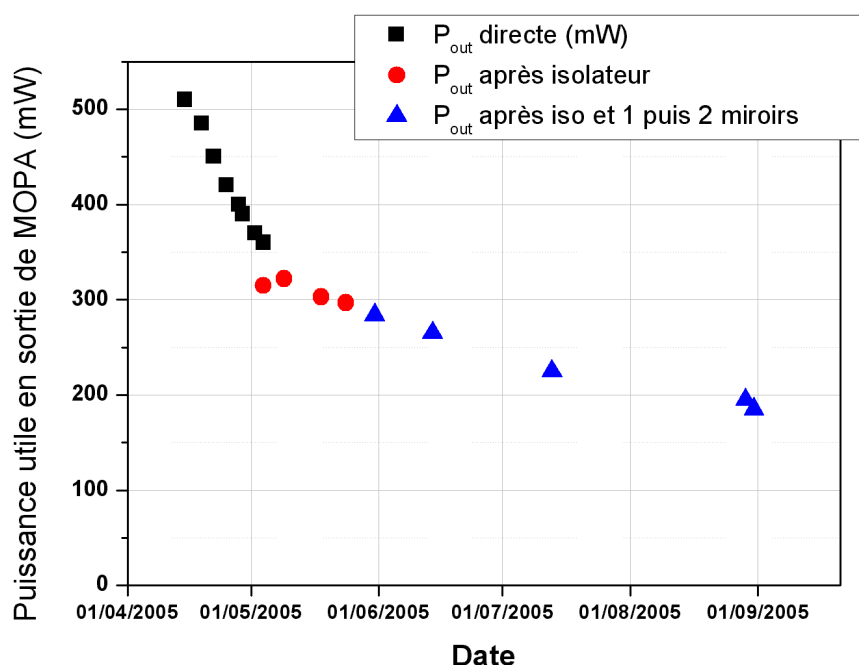


FIG. 2.9 – Evolution de la puissance optique en sortie de MOPA durant les premiers mois de son utilisation (après réoptimisation systématique de l'injection). Mesures de puissance effectuées au wattmètre, directement après le MOPA (■), puis après l'isolateur optique (●), puis des miroirs supplémentaires (▲). En septembre 2007, bien qu'il ait été ménagé pendant plusieurs mois, le MOPA ne délivrait plus que  $\sim 90$  mW sur les 500 mW nominaux.

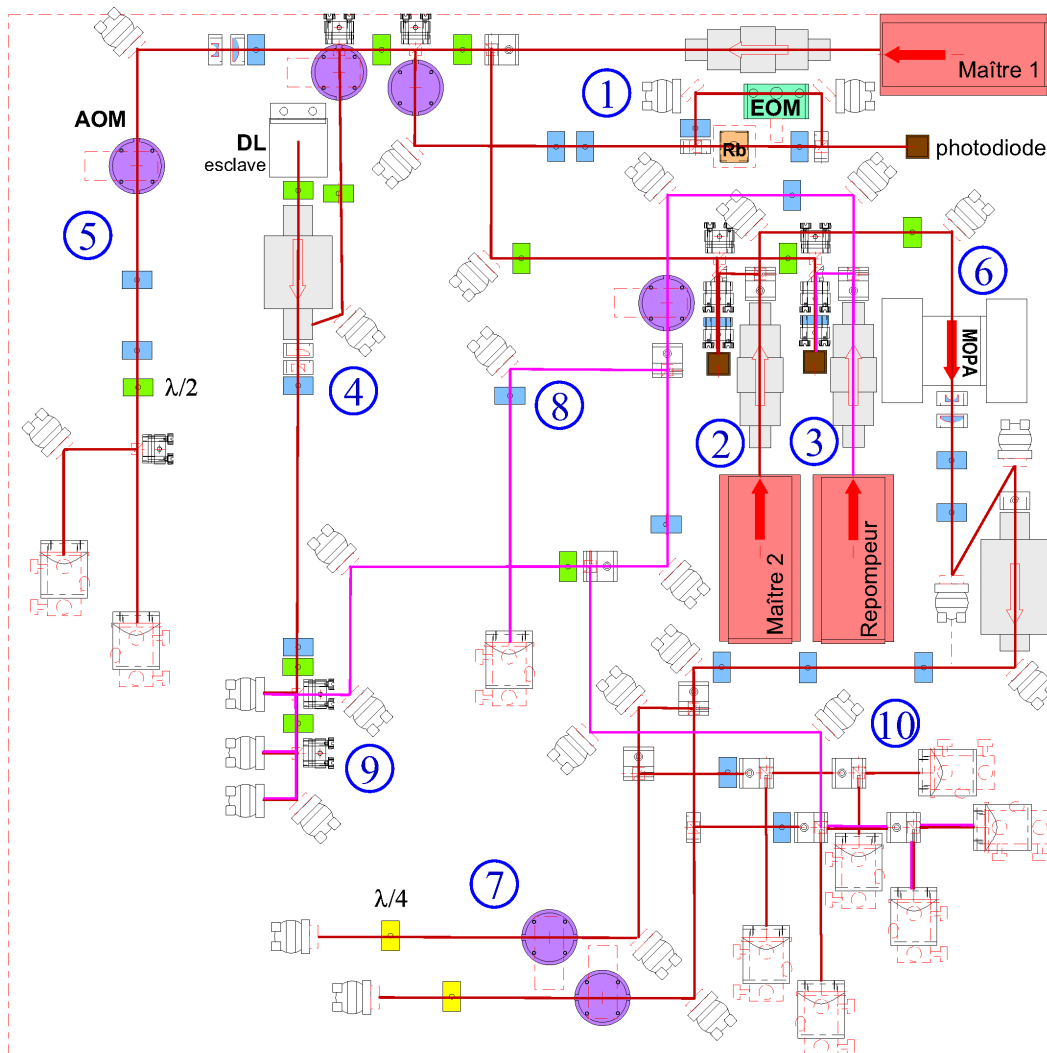


FIG. 2.10 – Le banc optique rubidium.

## 2.3 Le 2D-MOT rubidium

Pour augmenter l'efficacité du chargement des atomes au niveau de la mélasse, nous avons choisi de remplacer le four rubidium associé à un laser "chirpé" par un piège magnéto-optique deux dimensions, *2 Dimensional Magneto-Optical Trap* (2D-MOT). Ce type de système offre l'avantage d'une grande efficacité tout en étant peu gourmand en puissance lumineuse.

### 2.3.1 Conception et montage

Le 2D-MOT consiste en un piège magnéto-optique dans deux plans orthogonaux dans une cellule à vapeur atomique. L'intersection des deux plans définit l'axe du 2D-MOT selon lequel va être dirigé le faisceau d'atomes ralentis. Le système se présente comme une cellule parallélépipédique ( $80 \times 33 \times 33 \text{ mm}^3$ ) garnies de hublots longs. Sur l'axe du 2D-MOT, un petit trou (1,5 mm de diamètre) laisse échapper le faisceau d'atomes ralentis. Il garantit également un pompage différentiel entre la vapeur de rubidium et le reste de la fontaine. L'ultravide dans la cellule est assuré par une pompe *getter*, qui peut être assistée pour les opérations de remise sous vide d'une pompe ionique 3  $\ell/s$ .

Le 2D-MOT a pour but de réduire fortement les vitesses transverses des atomes de la vapeur (vitesses de l'ordre de 270 m/s à température ambiante) mais il agit aussi comme filtre de vitesses longitudinales. En effet, les atomes avec de trop grandes vitesses longitudinales, s'ils sont initialement hors d'axe, ne seront pas déviés suffisamment vers l'axe central du piège pour pouvoir sortir. Un avantage du 2D-MOT sur le classique four associé à un laser ralentisseur contrapropageant, dans le cas de l'atome de rubidium, est qu'il agit comme un discriminateur d'isotope. La source contient en effet du  $^{85}\text{Rb}$  et du  $^{87}\text{Rb}$  dans les proportions naturelles (*i.e.* 72% de  $^{85}\text{Rb}$  et 28% de  $^{87}\text{Rb}$ , celui qui nous intéresse). En ne refroidissant que le  $^{87}\text{Rb}$  au niveau du 2D-MOT, on retient le  $^{85}\text{Rb}$  dans la cellule et on évite ainsi de "polluer" l'expérience avec des atomes inutiles.

Pour concevoir le piège, nous sommes partis de l'étude de Dieckmann *et al.* [32] et nous avons profité de l'expérience de l'équipe du gravimètre atomique du SYRTE qui fut la première de notre laboratoire à employer ce type de systèmes.

Pour chacune des deux dimensions de piégeage, nous utilisons un faisceau laser issu d'une fibre optique et mis en forme par un collimateur anamorphoseur qui crée un faisceau collimaté de section oblongue. Cette source lumineuse est répartie en deux zones et dirigée vers le piège pour l'une par un

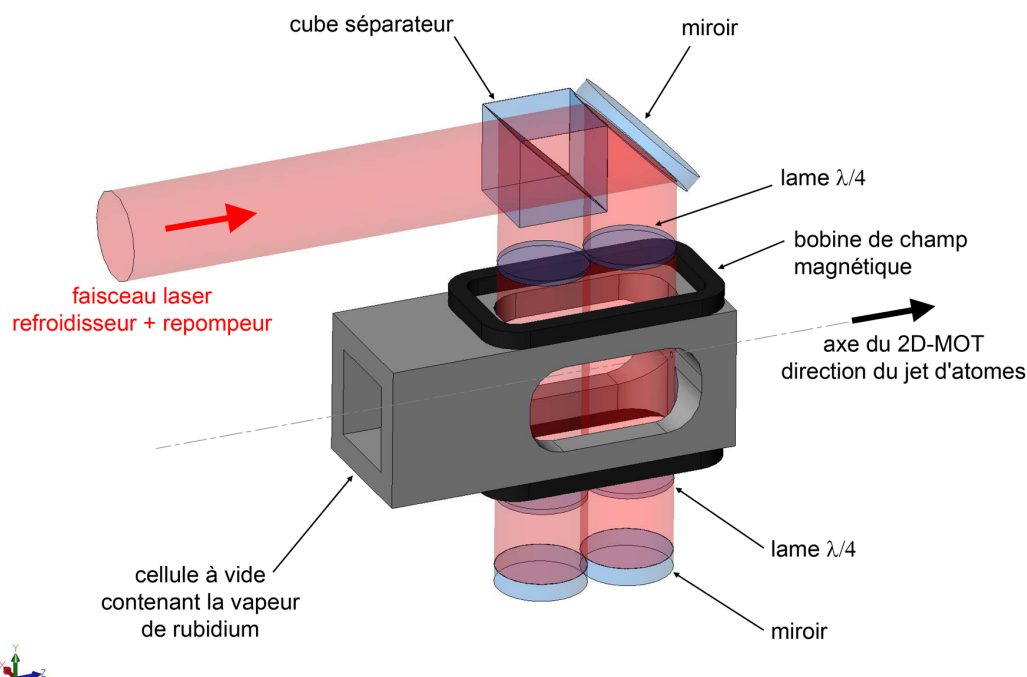


FIG. 2.11 – Représentation du piège magnéto-optique à 2 dimensions avec ses éléments optiques pour le refroidissement des atomes dans le plan  $Oyz$  (où  $z$  est l'axe du piège et  $y$  la verticale du lieu). On retrouve le même agencement dans le plan  $Oxz$ . Les atomes ralentis transversalement sortent du piège selon l'axe  $z$  par un trou de 1,5 mm de diamètre. Les hublots de la cellule de rubidium ne sont pas représentés.

cube, pour l'autre par un miroir (*cf.* Fig. 2.11 et 2.12). Les faisceaux contre-propageants sont obtenus par rétro-réflexion. Cette technique économique en puissance lumineuse peut cependant s'avérer inadaptée en cas de forte absorption dans la cellule (en cas donc de forte densité atomique) car il risque d'apparaître un déséquilibre de puissance entre les faisceaux contre-propageants et donc entre les pressions de radiation opposées, dégradant l'efficacité du piège.

La polarisation de la lumière, rectiligne en sortie de fibre, est obtenue circulaire  $\sigma^+$  dans le piège grâce à une lame  $\lambda/4$ . Une autre lame  $\lambda/4$  au niveau du miroir de rétro-réflexion permet de retourner la polarisation au retour ( $\sigma^-$ ). Deux bobines rectangulaires en configuration anti-Helmoltz assurent un gradient de champ magnétique statique constant dans la cellule. Le champ magnétique doit être nul au centre. On retrouve cette disposition selon les plans  $Oxz$  et  $Oyz$ . Ainsi on compte en tout quatre bobines de champ magnétique et deux collimateurs pour la mise en forme laser. A ceci s'ajoute un faisceau laser « pousseur », de très faible puissance (quelques dizaines de

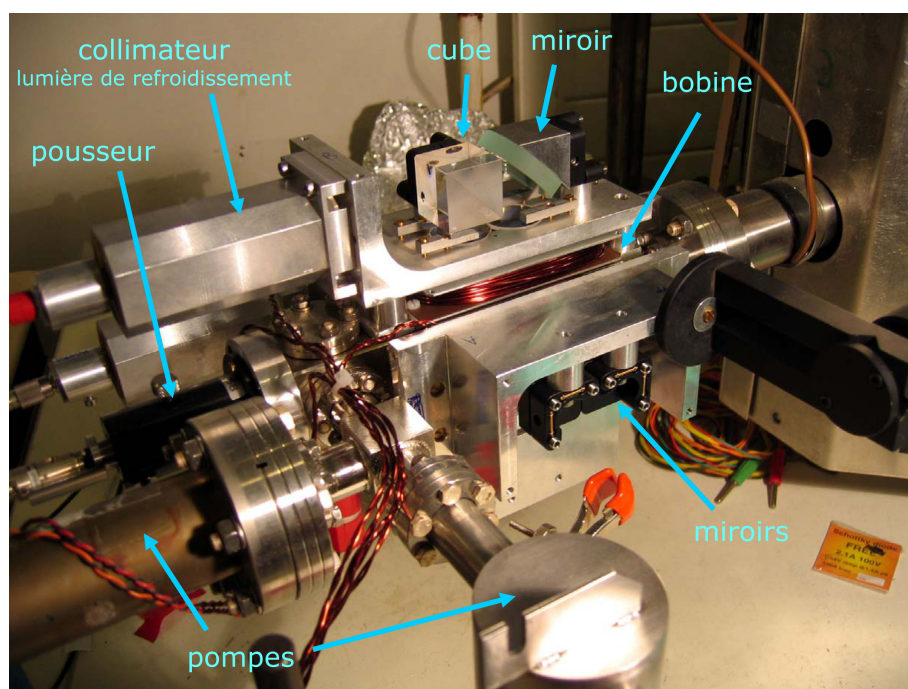


FIG. 2.12 – Photo du piège magnéto-optique 2D monté sur une enceinte à vide de test.

microwatts), le long de l'axe central  $z$  et dirigé vers la sortie du piège. Il a pour fonction d'augmenter le flux d'atomes sortant. Ainsi doté, un tel piège a été nommé « 2D<sup>+</sup>-MOT » dans [32].

Pour une meilleure résistance de l'ensemble, la cellule a été réalisée en titane, métal offrant un coefficient de dilatation proche de celui du verre BK7 des hublots. Les supports d'optiques et les cadres des bobines sont en Dural. Les collimateurs anamorphoseurs allient des pièces en Dural et en laiton, assurant un meilleur coulisement. Ces collimateurs créent à partir du faisceau laser issu d'une fibre optique un faisceau elliptique. La mise en forme du faisceau est réalisée par deux lentilles cylindriques plan-convexe.

La collimation a été réalisée par ajustement manuel de la tête-support de fibre en vérifiant le front d'onde au *Shear Plate Collimation Tester* de Melles-Griot (*cf.* réglages des collimateurs dichroïques pour plus de détails – p.77). Ceci nous a permis de constater l'importance des aberrations entachant le faisceau de sortie. Pour notre réglage, nous avons privilégié la planéité du front d'onde au centre du faisceau. Nous avons également vérifié la forme du faisceau diaphragmé à une distance de 5 m.

Schoser *et al.* [33] ont démontré l'importance de la taille de la zone de refroidissement vis-à-vis des classes de vitesses longitudinales sélectionnées et ses répercussions sur le flux d'atomes. Ainsi, on conçoit que plus le piège est



long, plus grand sera le nombre d'atomes rassemblés sur l'axe, et plus grandes seront les vitesses longitudinales concernées. De plus, avec la longueur, le taux de collision des atomes les plus lents augmente, diminuant leur proportion. Pour notre piège, la zone illuminée fait 2 pouces (soit  $\sim 5$  cm) de long, 1 pouce de moins que la première version de ce piège sur le gravimètre. De cette longueur va dépendre également la divergence du faisceau d'atomes. D'après les mesures de Schoser *et al.*, celle-ci correspond à l'angle solide d'acceptance des atomes au niveau du trou.

### 2.3.2 Mesures et optimisation

Pour sa caractérisation, le piège 2D a été placé sur une petite chambre ultravide de quelques litres, garnie de hublots. Il était connecté en position horizontale comme il le serait par la suite sur la fontaine (*cf.* Fig. 2.12). Les optiques ont tout d'abord été réglées de manière nominale. Le nouveau banc rubidium en cours de montage a pu être utilisé comme source laser. Pour chaque plan de piégeage, nous disposons typiquement de 25 mW de puissance optique, pour la lumière de refroidissement (accordée sur la transition  $5 S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5 P_{3/2}(F=3)$ ), et de quelques milliwatts pour la lumière "repompeur" (accordée sur  $5 S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5 P_{3/2}(F=2)$ ).

Le fonctionnement du piège était attesté par l'apparition, sur l'axe de la cellule, d'un filament d'atomes froids, bien visible au viseur infrarouge. Restait alors à caractériser le faisceau d'atomes en sortie de piège.

La chambre ultravide de test du 2D-MOT permettait de faire passer trois faisceaux lumineux en son centre (situé à une trentaine de centimètres de la sortie du 2D-MOT) : l'un vertical, et deux dans le plan horizontal à  $45^\circ$  du jet d'atomes. Dans un premier temps, nous avons mis en place la détection verticale. La lumière laser « maître » (accordée sur la transition  $5 S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5 P_{3/2}(F=3)$ ), d'une puissance de l'ordre de la dizaine de microwatts, était issue d'une fibre optique et mise en forme par un collimateur constitué d'un objectif de 120 mm de focale et de 30 mm de diamètre. Comme le signal de fluorescence des atomes était trop faible pour être détecté efficacement par les photodiodes dont nous disposions, nous avons donc choisi de nous concentrer sur l'exploitation du signal par absorption. Le signal utile était malheureusement au départ noyé dans les fluctuations de puissance lumineuse en sortie de fibre ainsi que dans du classique bruit à 50 Hz. Pour remédier au premier problème, nous avons réalisé un asservissement de la puissance de la détection : le faisceau sonde en sortie de collimateur a été diaphragmé par un cache ( $8 \times 14$  mm<sup>2</sup>) sur lequel était fixée une photodiode ; à partir du signal de celle-ci, une contre-réaction peut être appliquée sur un modulateur acousto-optique placé sur le banc laser avant la fibre. D'autre part, un effort a

été porté sur l'atténuation des vibrations pouvant affecter la fibre. Enfin, un programme informatique d'acquisition du signal d'absorption a permis par un traitement approprié de filtrer le bruit à 50 Hz. Au final, nous obtenions un rapport signal à bruit de l'ordre de 100 pour un signal d'absorption de l'ordre de  $10^{-3}$ , soit une résolution de  $10^{-5}$  sur le signal d'absorption.

### Mesures par spectroscopie

Les premières mesures effectuées pour caractériser le jet d'atomes du 2D-MOT étaient des mesures de spectroscopie Doppler. De telles mesures consistent à relever l'absorption des atomes en fonction de la fréquence lumineuse du laser sonde. Suivant leurs vitesses, les atomes vont être plus au moins résonants, par effet Doppler, avec la lumière. Ainsi la réponse des atomes fournit une information sur leur distribution de vitesses selon la direction du faisceau sonde. Ce signal Doppler est cependant convolué avec la réponse spectrale des atomes, fonction de leur section efficace de diffusion.

Sur le plan de la mise en œuvre expérimentale, le faisceau sonde était prélevé sur le laser maître du banc laser, décalé en fréquence par un modulateur acousto-optique avant d'être acheminé par fibre jusqu'à la chambre de test. La fréquence de modulation du modulateur acousto-optique était fixée par une tension qui pouvait être contrôlée par ordinateur. Pour effectuer rapidement les mesures, un programme informatique d'acquisition a été créé. Celui-ci permettait de s'affranchir des dérives lentes en alternant les mesures d'absorption des atomes résonants avec des mesures hors-résonance. Pour un balayage typique de  $\sim 20$  MHz, le faisceau était relativement peu dévié par le modulateur acousto-optique et restait suffisamment bien couplé dans la fibre pour ne pas avoir à réaligner celle-ci. Toutefois, en absolu, les spectres tracés sont entachés par la baisse du taux de couplage pour les forts désaccords.

#### Sonde à $90^\circ$ du faisceau d'atomes

La figure 2.13 montre le spectre d'absorption transverse du faisceau d'atomes (la sonde est placée perpendiculairement au jet atomique). Le profil Doppler de la résonance présente une largeur à mi-hauteur de 7,0 MHz. Sachant que la largeur naturelle de la résonance est de 6 MHz, on peut en déduire que l'élargissement de la raie dû à la distribution de vitesse est de l'ordre du mégahertz, ce qui correspond à des vitesses transverses de l'ordre de  $\sim 1$  m/s.

D'autre part, concernant l'information sur les vitesses, la méthode était ici quelque peu biaisée puisque la lumière sonde n'était pas une onde stationnaire. Les atomes résonant avec celle-ci subissent donc sa pression de radiation, non contrebalancée par un faisceau contrapropageant, et acquièrent

alors une vitesse selon la direction de la sonde. Ceci était particulièrement perceptible lorsqu'on augmentait la puissance de la sonde (*cf.* Fig. 2.14).

Nous avons cherché à observer l'effet d'un désalignement d'une optique du 2D-MOT sur le flux d'atomes. Nous avons retouché l'orientation du miroir à  $45^\circ$ , optique dont le réglage offrait une plus grande latitude comparée aux cubes. Il s'agissait du miroir assurant le piégeage dans le plan vertical et l'illumination de la zone la plus proche du trou de sortie du 2D-MOT. On constate sur la figure 2.15 que si, comme attendu, un dérèglement du miroir influe beaucoup sur le flux d'atomes refroidis, il n'a par contre quasiment aucune incidence sur la distribution en vitesses.

En se fondant sur le pic du signal d'absorption, nous avons pu optimiser sommairement le 2D-MOT. Nous avons ainsi joué sur les trois principaux

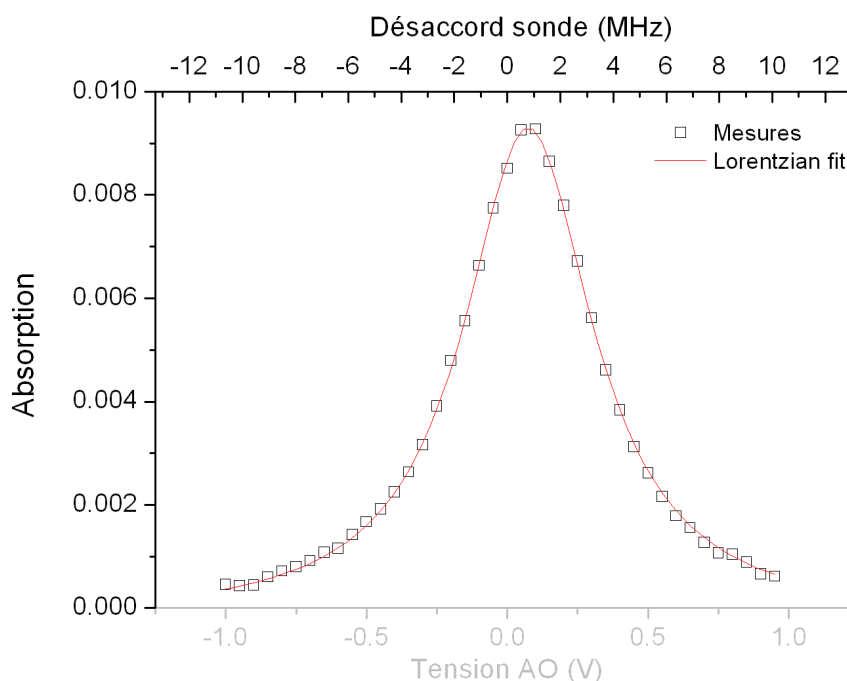


FIG. 2.13 – Spectre d'absorption transverse du faisceau d'atomes issu du 2D-MOT. Pour s'affranchir des dérives lentes du signal, chacun des points de ces spectres correspond à une mesure au désaccord voulu, encadrée de deux mesures hors-résonance, chacune d'une durée d'acquisition de 100 ms. Les mesures s'ajustent par une lorentzienne de largeur 7,0 MHz, centrée sur 0,8 MHz. Ce décalage, qui équivaudrait à une vitesse de 0,6 m/s dans la direction de la sonde (verticale, vers le bas), peut être en partie expliqué par la chute des atomes (qui acquièrent  $\sim 0,2$  m/s avec la gravité, à une trentaine de centimètres de l'embouchure du 2D-MOT pour une vitesse longitudinale de l'ordre de 15 m/s). Mais l'essentiel de ce décalage est imputable à la pression de radiation de la sonde sur les atomes.

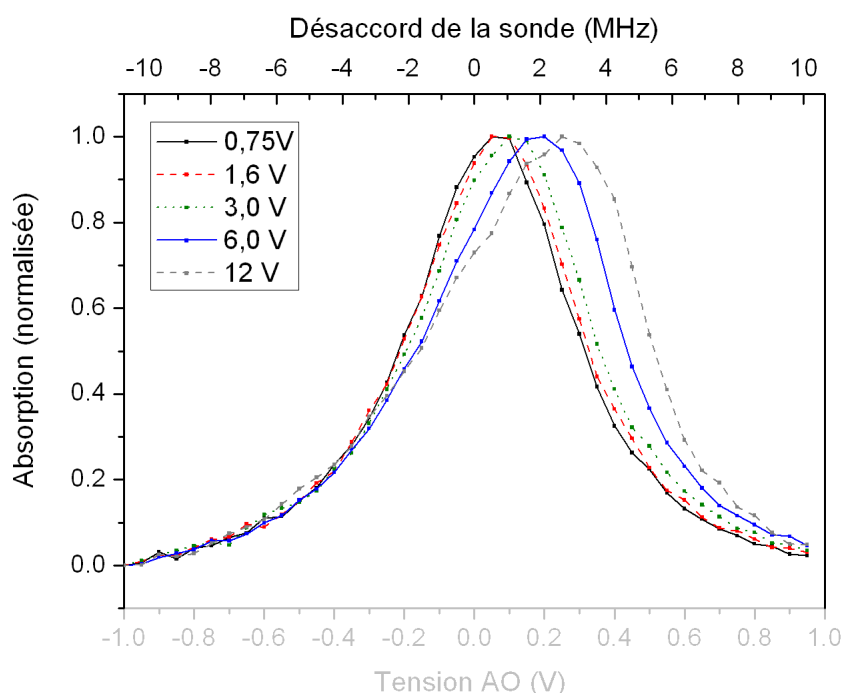


FIG. 2.14 – Déplacement du pic d'absorption avec la puissance du laser sonde. La tension indiquée pour chaque courbe correspond au signal DC hors résonance issu de la photodiode qui collecte le flux lumineux sonde (la calibration de la photodiode donne  $10,7 \mu\text{W}$  de puissance optique à  $780 \text{ nm}$  par volt). Pour chaque courbe, le maximum d'absorption (aux alentours de 6% avec des fluctuations de 10% selon les conditions de mesures) a été normalisé à 1 de façon à rendre plus clair l'effet.

paramètres dont nous disposons : la puissance et le désaccord du refroidissement laser, et le gradient de champ magnétique dans la cellule (*cf.* Fig. 2.16, 2.17 et 2.18).

Le laser maître du banc optique rubidium était à  $+80,0 \text{ MHz}$  de la transition de refroidissement. Le laser esclave qui assure le refroidissement pour le 2D-MOT est injecté par le laser maître via un modulateur acousto-optique qui rabaisse la fréquence optique au niveau de la résonance. Sur les courbes Fig. 2.16 et 2.17, c'est la modulation appliquée au modulateur acousto-optique qui est indiquée.

Suite à ces premières optimisations utilisant le signal des atomes, nous avons fixé le désaccord laser à  $-2\Gamma$  ( $-12 \text{ MHz}$ ), le courant d'injection de la diode laser de refroidissement à  $131 \text{ mA}$  (offrant ainsi  $2 \times 25 \text{ mW}$  au niveau des collimateurs du 2D-MOT), le courant des bobines à  $3,25 \text{ A}$  (assurant un gradient de champ magnétique de  $16 \text{ G/cm}$  au milieu de la cellule).

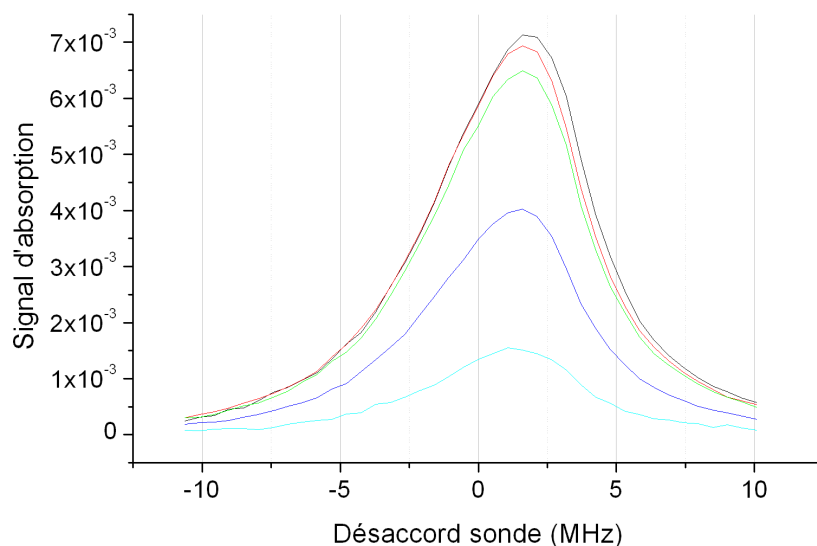
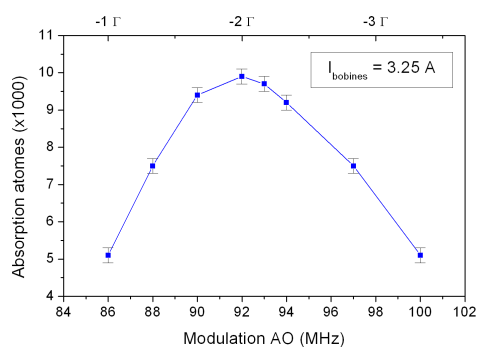
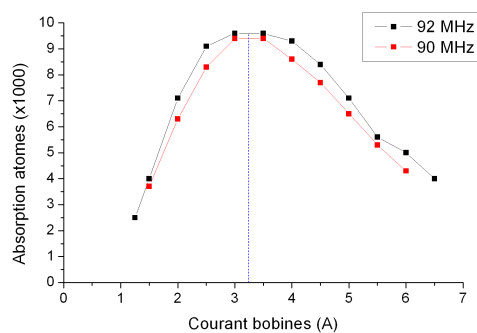


FIG. 2.15 – Effet de l’alignement d’un des miroirs du 2D-MOT sur le spectre d’absorption.

FIG. 2.16 – Optimisation du signal d’absorption avec le désaccord du laser de refroidissement. Le désaccord  $\delta$  se déduit de la modulation  $M$  appliquée à l’AOM placé sur l’injection de la diode laser esclave par  $\delta = 80 \text{ MHz} - M$ . La correspondance en largeurs de raie  $\Gamma$  du rubidium (6 MHz) est indiquée sur l’axe supérieur.FIG. 2.17 – Optimisation du signal d’absorption avec le gradient de champ magnétique (proportionnel au courant dans les bobines). Optimisation réalisée pour deux désaccords du laser de refroidissement différents : à  $-10 \text{ MHz}$  (modulation de l’AOM à  $90 \text{ MHz}$ ) et  $-12 \text{ MHz}$  (AOM à  $92 \text{ MHz}$ ) de la transition.

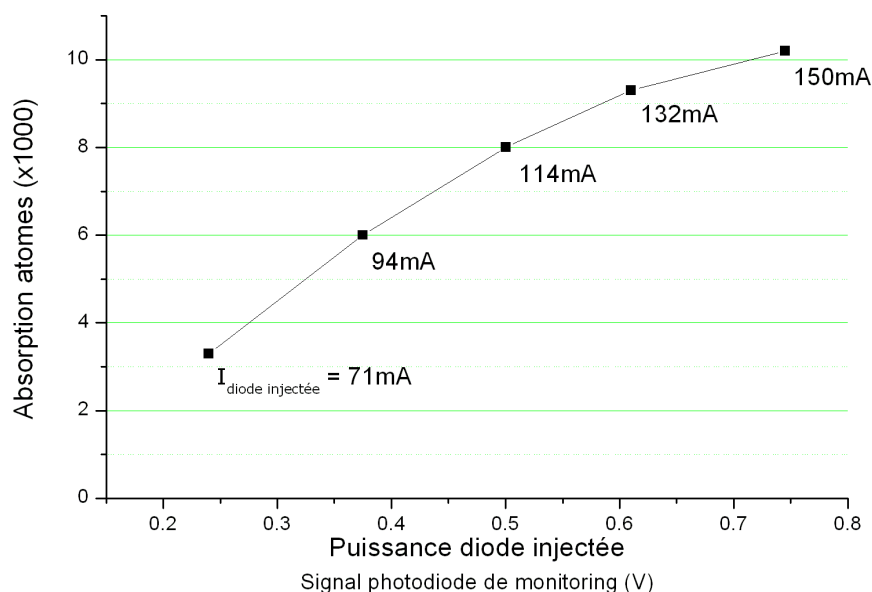


FIG. 2.18 – Maxima d'absorption en fonction de la puissance du laser de refroidissement. Les mesures d'absorption ont été réalisées pour les différentes plages d'injection de la diode laser esclave qui alimente le 2D-MOT.

### Sonde à 45° du faisceau d'atomes

Dans un second temps, pour obtenir une information sur la distribution de vitesses longitudinales du jet d'atomes, nous avons placé la sonde à 45° du jet atomique dans le plan horizontal. La figure 2.19 présente un spectre d'absorption typique. Dans ces conditions, l'effet Doppler au premier ordre nous donne une correspondance entre le désaccord laser  $\delta$  et les vitesses des atomes  $v$  telle que :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v}{\lambda}$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde de la transition. On pourrait s'attendre alors à ce que le spectre d'absorption traduise directement la distribution de vitesses des atomes. Toutefois ce signal Doppler est convolué avec la dépendance de la section efficace de diffusion des atomes avec la fréquence lumineuse.

La puissance lumineuse diffusée par l'atome dans un flux lumineux uniforme d'éclairement  $I$  est :

$$P_{\text{diff}} = \sigma \times I$$

avec  $\sigma$  la section efficace d'un atome.

Dans un éclairage uniforme, en supposant la densité atomique suffisamment faible pour que les atomes ne s'écrantent pas, l'absorption d'un

nuage atomique s'écrit donc :

$$A = -\frac{\Delta P}{P} = N_{\text{at}} \frac{\sigma}{S_{\text{eff}}}$$

où  $P$  est la puissance lumineuse totale du faisceau,  $-\Delta P$  la perte de puissance lumineuse en présence du nuage atomique sur le faisceau,  $N_{\text{at}}$  le nombre total d'atomes dans le faisceau, et  $S_{\text{eff}}$  la surface effective du faisceau sonde.

Dans le cas où l'intensité de la sonde est bien plus faible que l'intensité de saturation de la transition considérée, la section efficace de diffusion d'un atome est donnée par :

$$\sigma \approx \frac{\sigma_0}{1 + 4 \frac{(\delta_{\text{laser}} - \vec{k} \cdot \vec{v})^2}{\Gamma^2}} = \frac{\sigma_0}{1 + 4 \frac{(\delta_{\text{laser}} - \delta_{\text{Doppler}})^2}{\Gamma^2}}$$

avec  $\delta_{\text{laser}}$  le désaccord laser,  $\vec{v}$  la vitesse de l'atome,  $\lambda$  la longueur d'onde la transition,  $\Gamma$  la largeur naturelle de la transition,  $\vec{k}$  le vecteur d'onde, et  $\delta_{\text{Doppler}}$  le décalage de fréquence Doppler dû à la vitesse de l'atome considéré.

On en déduit que l'absorption du nuage atomique pour une valeur de désaccord laser fixée s'exprime comme :

$$A(\delta_{\text{laser}}) = \frac{N_{\text{at}}}{S_{\text{eff}}} \int p(\delta_{\text{Doppler}}) \cdot \sigma(\delta_{\text{laser}} - \delta_{\text{Doppler}}) d\delta_{\text{Doppler}}$$

où  $p(\delta_{\text{Doppler}})$  est la distribution de vitesses des atomes du nuage :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(\delta_{\text{Doppler}}) d\delta_{\text{Doppler}} = 1.$$

Ainsi le spectre Doppler est convolué avec une lorentzienne de la largeur naturelle de résonance  $\Gamma = 6$  MHz.

Les mesures du spectre d'absorption Fig. 2.19 sont ajustées par une lorentzienne de largeur 7 MHz, centrée sur un désaccord de +14,0 MHz. Ce décalage de fréquence, s'il était interprété comme un pur décalage Doppler, correspondrait à une vitesse centrale pour le jet d'atomes de 15,4 m/s, en tenant compte de l'angle de 45° entre le jet et la sonde. Il faut là encore noter que notre méthode de détection n'emploie pas une onde stationnaire et que, par conséquent, le faisceau sonde accélère les atomes de quelques dixièmes de mètres par seconde (ce qui reste négligeable comparé à l'ordre de grandeur des vitesses mises en évidence). Cette première évaluation de la vitesse longitudinale des atomes va être confirmée par les mesures de temps de vol. Le spectre d'absorption mesuré paraît parfaitement symétrique, ce qui semblerait a priori traduire une parfaite symétrie de la distribution de vitesses autour de la vitesse centrale. Cela paraît peu vraisemblable et, en effet, les

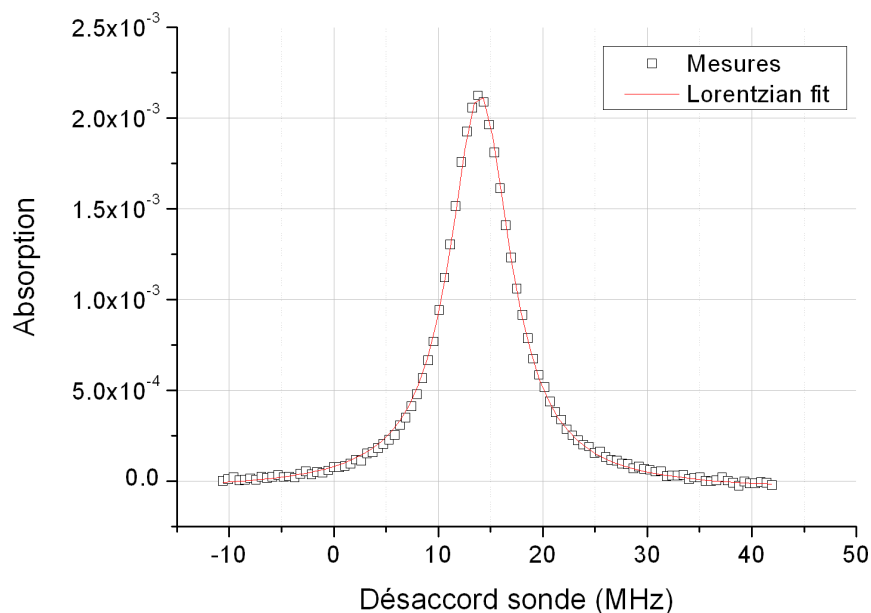


FIG. 2.19 – Spectre d’absorption du jet d’atomes, faisceau-sonde à  $45^\circ$ . Les mesures sont ajustées par une lorentzienne centrée sur 14,0 MHz et de largeur à mi-hauteur 7,1 MHz.

mesures de temps de vol vont infirmer cela. D’autre part, on relève encore une largeur de spectre (7 MHz) proche de la largeur naturelle de résonance de la transition du rubidium. Cela semble indiquer un faible étalement de la distribution de vitesses. Malheureusement, en raison du bruit sur ce spectre, sa déconvolution n’a pas permis d’obtenir d’informations plus précises sur la distribution en vitesses et le flux d’atomes.

Dans cette configuration de la sonde, nous avons pu vérifier l’efficacité du faisceau qui pousse les atomes vers la sortie du piège. La figure 2.20 montre deux spectres d’absorption réalisés avec et sans faisceau pousseur. Ce dernier permet non seulement de gagner plus d’un ordre de grandeur sur le signal d’absorption (relié au flux d’atomes), il modifie aussi la valeur centrale du désaccord (relié à la vitesse des atomes) comme on pouvait s’y attendre. Sans le pousseur, le désaccord central vaut  $\sim 10$  MHz, ce qui correspond à une vitesse longitudinale centrale de  $\sim 11,0$  m/s. Avec pousseur, le désaccord central vaut ici  $\sim 13$  MHz, soit une vitesse longitudinale de  $\sim 14,3$  m/s.

Nous avons utilisé cette configuration de sonde pour mesurer le profil vertical du jet. Le faisceau sonde a alors été diaphragmé au niveau du colimateur par une fente de largeur 1,2 mm. Pour garantir un éclairage suffisant, nous avons dû retirer le cache rectangulaire qui, associé à une photodiode, faisait partie du système d’asservissement de la puissance lumineuse



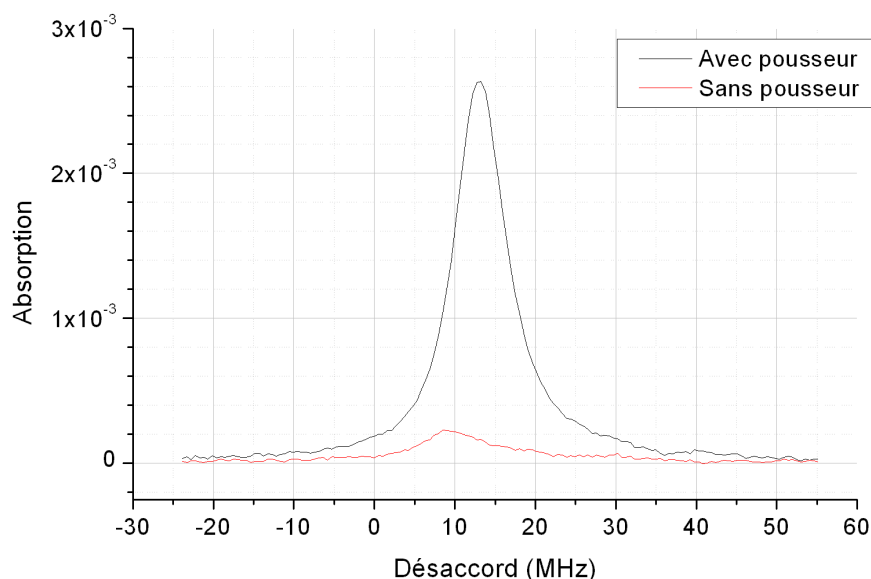


FIG. 2.20 – Effet du pousseur sur le signal d’absorption du jet atomique.

en sortie de fibre. Cependant, le signal d’absorption ayant été bien optimisé et les vibrations de la fibre atténuées, les fluctuations de puissance n’étaient plus aussi handicapantes qu’au début du réglage. La fente était placée sur une translation micrométrique qui offrait une excursion de  $\sim 15$  mm. Dans un souci de simplicité de notre montage, le collimateur était laissé fixe. La mesure consistait à relever, avec la fine nappe laser sonde créée, des spectres d’absorption à  $45^\circ$  du jet d’atomes pour différentes hauteurs et ainsi réaliser un profil du jet selon la verticale. Comme la fente était déplacée par rapport au collimateur, sur la plage des  $\sim 15$  mm couverte par la plateforme de translation, l’éclairement total ainsi que la largeur de la nappe sonde variaient. Toutefois, en raison du diamètre du collimateur ( $\sim 30$  mm), les variations de géométrie de la nappe (éloignée tout au plus de  $\sim 7,5$  mm en vertical du centre du collimateur) restaient négligeables devant les problèmes d’homogénéité d’éclairement. L’impact de ces derniers sur le spectre d’absorption était cependant restreint en raison de la méthode d’évaluation de chaque point, à la fois différentielle (des mesures hors-résonance étant sans cesse intercalées avec les mesures en résonance) et en relatif (différence de signal ramenée sur l’éclairement total mesuré hors résonance), et ce, pour chaque hauteur de sonde. Il restait alors un impact sur la section efficace de diffusion des atomes puisque celle-ci a une dépendance avec l’éclairement de la sonde. Mais, on peut affirmer que, pour ces mesures, l’intensité laser était

suffisamment faible devant l'intensité de saturation des atomes pour rendre cet effet négligeable. Quelques spectres sont rassemblés sur la figure 2.21.

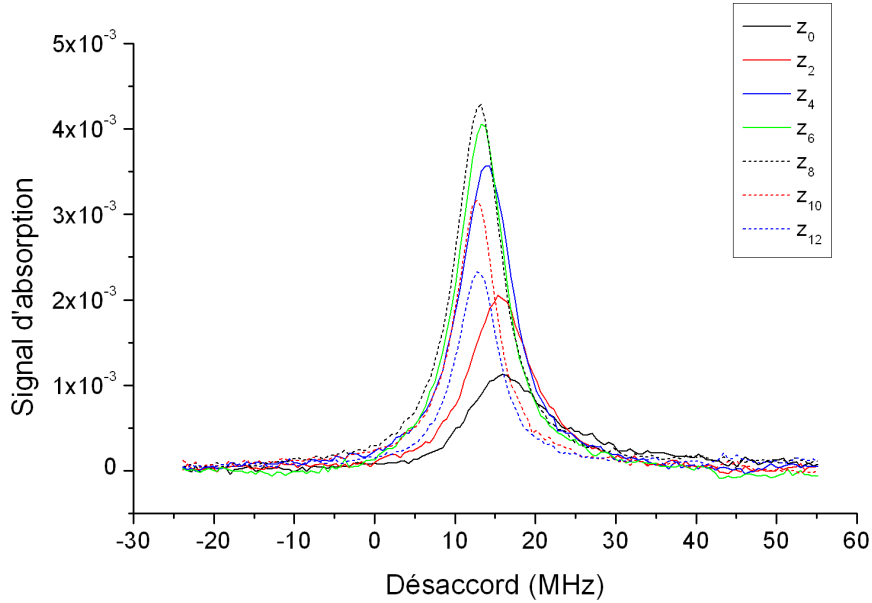


FIG. 2.21 – Spectres d'absorption du jet d'atomes, faisceau-sonde à  $45^\circ$ , pour différentes hauteurs  $z_i$  de la sonde (où  $i$  représente le nombre de tours de translation verticale, 1 tour valant  $\sim 1,2$  mm).

Les maxima d'absorption pour chaque hauteur de sonde nous donnent ainsi une idée du profil de la distribution d'atomes en sortie du 2D-MOT, comme le présente la figure 2.22. Ces mesures, rapidement ajustées par une gaussienne, donnent une largeur à mi-hauteur de  $\sim 12$  mm, soit une demie divergence du jet de  $\lesssim 20$  mrad (sachant que la zone de détection est à  $\sim 32$  cm du trou de sortie du piège).

On remarque sur la figure 2.21 que, suivant la hauteur de la sonde, la valeur centrale du spectre d'absorption change : dans la partie haute du jet, on trouve de plus faibles désaccords que dans la partie basse. Ceci semble vouloir dire que les atomes sont dans l'ensemble plus lents dans la partie haute du jet que dans la partie basse. On repère 3,5 MHz entre les sommets des spectres à  $z_0$  et  $z_{12}$ , ce qui correspondrait à un décalage Doppler de  $\sim 4$  m/s en vitesse longitudinale.

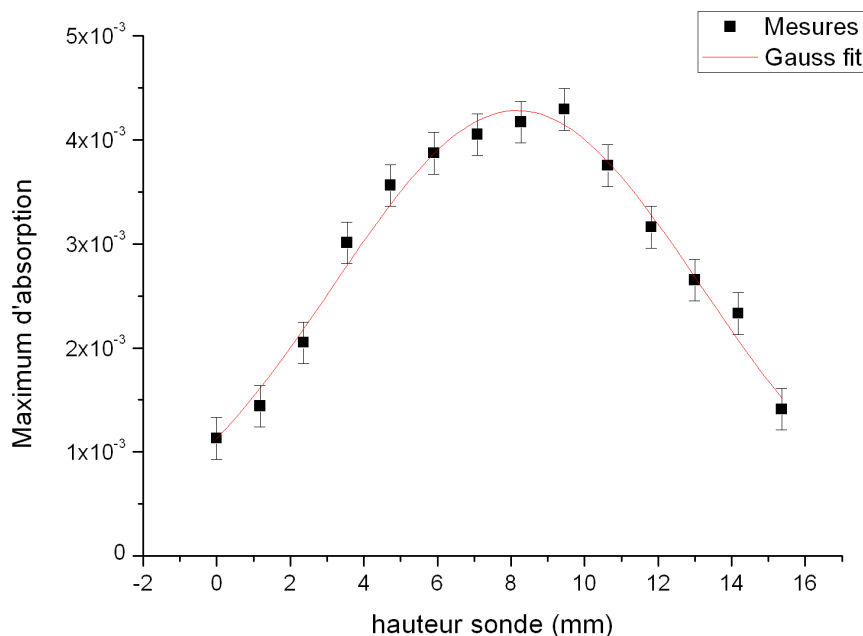


FIG. 2.22 – Profil selon la verticale du jet atomique du 2D-MOT, tracé à partir des maxima d’absorption des spectres réalisés pour différentes hauteurs de sonde.

### Mesures par temps de vol

Pour une meilleure caractérisation du jet atomique en flux et en vitesse, nous avons mis en place une méthode de détection par temps de vol. La méthode consiste à pouvoir bloquer le flux d’atomes issus du piège et de mesurer en fonction du temps la décroissance ou la croissance (suivant qu’on coupe ou qu’on débloque le jet atomique) du signal d’absorption (ou de fluorescence) au niveau de la détection en aval. On en déduit alors facilement la distribution de vitesses des atomes ainsi que le flux total.

Sur le plan expérimental, nous avons fait passer dans la cellule du 2D-MOT, au ras du trou de sortie, un faisceau laser résonnant, de section comparable à la taille du trou, de faible puissance ( $\sim 500 \mu\text{W}$ ) mais suffisante pour qu’il fasse office d’obturateur du jet atomique. Ce faisceau était prélevé sur le laser maître du banc rubidium, commandé via un modulateur acousto-optique (re-décalé de 80 MHz) et amené au piège par fibre optique. Le faisceau sonde a été placé perpendiculairement au jet atomique (pour limiter l’effet Doppler) en vertical, dirigé vers le bas. Et là encore, nous avons opté pour une détection des atomes par absorption. Le tout était piloté par informatique. Un programme d’acquisition a été conçu pour l’occasion. Celui-ci permettait de régler la cadence et la durée des pulses obturateurs, le délai

et la durée de l'acquisition, ainsi que le désaccord de la sonde. Il intégrait également un filtrage du 50 Hz consistant en deux acquisitions d'affilée en opposition de phase (*i.e.* séparées de  $k \times 20 \text{ ms} + 10 \text{ ms}$ ) et offrait la possibilité de moyenner les acquisitions pour améliorer le rapport signal sur bruit. Nous obtenions ainsi typiquement un rapport signal à bruit de 100 sur l'absorption en 1 seconde d'intégration, soit une sensibilité de notre détection de l'ordre de  $10^{-5}$ .

Il nous a paru plus sain de mesurer le comportement du 2D-MOT à la coupure du jet plutôt qu'à l'ouverture, et ainsi mesurer une perturbation du fonctionnement stationnaire du piège plutôt que le transitoire correspondant à l'établissement du jet atomique. Deux options se présentaient alors : effectuer un pulse « obturateur » très court ( $< 1 \text{ ms}$ ) et observer la réponse impulsionnelle du système, ou bien effectuer un pulse long qui annule totalement le signal d'absorption et ainsi mesurer la réponse du système à un échelon. Deux exemples sont montrés sur la figure 2.23.

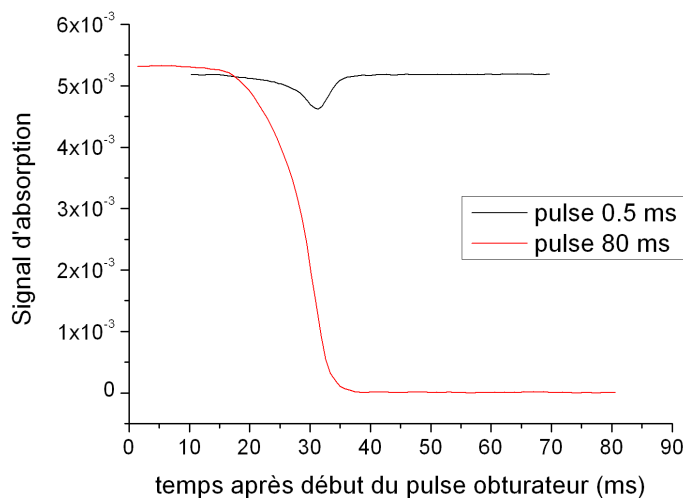


FIG. 2.23 – Temps de vol par absorption pour deux types de pulse « obturateur ».

Dans les deux cas, la variation d'absorption mesurée en fonction du temps nous donne la distribution de vitesses longitudinales des atomes. L'échelle de vitesse se déduit tout simplement de l'échelle des temps :  $v = D/t$  où  $v$  est la vitesse longitudinale,  $t$  le temps écoulé depuis le début du pulse obturateur et  $D$  la distance séparant le trou de sortie du 2D-MOT et le faisceau de détection ( $\sim 32 \text{ cm}$ ) comme illustré sur la figure 2.24.

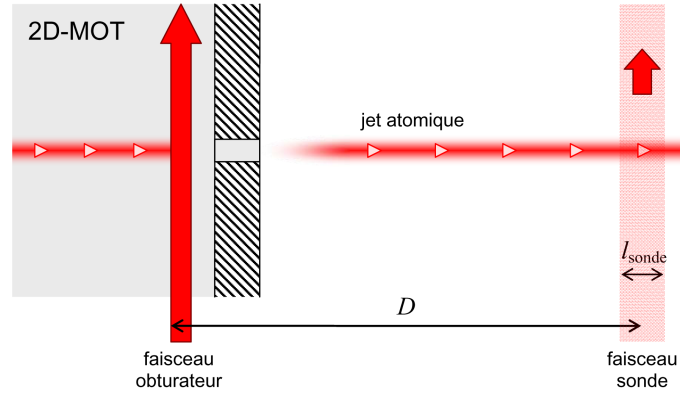


FIG. 2.24 – Schéma du dispositif de détection par temps de vol en sortie du 2D-MOT. Un faisceau laser obturateur vient bloquer le flux atomique juste avant le trou de sortie du piège. On observe alors la perturbation induite au niveau du faisceau sonde pour en déduire les caractéristiques de flux et de vitesses du jet d'atomes.

En supposant l'éclairement constant, le nombre d'atomes  $N_{\text{at}}$  d'un nuage atomique au niveau de la détection est relié au signal d'absorption  $A$  par la formule :

$$N_{\text{at}} = \eta A \quad \text{avec} \quad \eta \approx \frac{S_{\text{eff}}}{\sigma}$$

où  $S_{\text{eff}}$  est la section effective du faisceau sonde et  $\sigma$  la section efficace de diffusion d'un atome pour une longueur d'onde et une intensité du faisceau données.

En ce qui nous concerne, nous avons pris comme section efficace de diffusion  $\sigma$  :

$$\begin{aligned} \sigma \approx \sigma_0 &= \frac{3\lambda^2}{2\pi} \\ &\approx 2,905 \times 10^{-7} \text{ mm}^2 \end{aligned}$$

et comme surface effective  $S_{\text{eff}}$  du faisceau sonde (faisceau gaussien de waist  $w \approx 13$  mm, diaphragmé par un cache  $L \times l = 14 \times 8$  mm<sup>2</sup>) :

$$\begin{aligned} S_{\text{eff}} &= \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} e^{-2\frac{(x^2+y^2)}{w^2}} dx dy \\ S_{\text{eff}} &\approx 88 \text{ mm}^2 \end{aligned}$$

La répartition de vitesses des atomes est :

$$\frac{dN_{\text{at}}}{dv}(v) = \eta \frac{dA}{dv}$$

La densité de flux atomique est :

$$\frac{d\phi}{dv}(v) = \eta \frac{dA}{dv}(v) \frac{1}{\Delta t}$$

où  $\Delta t$  est le temps passé dans la détection, ici  $\Delta t = v/l_{\text{sonde}}$  avec  $l_{\text{sonde}}$  la largeur du faisceau sonde (8 mm dans notre cas).

Ce qui donne, en fonction du temps de vol, temps  $t$  écoulé depuis le début du pulse obturateur :

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dv}(v) &= \eta \frac{dA}{dt} \frac{dt}{dv} \frac{v}{l_{\text{sonde}}} \\ \frac{d\phi}{dv}(v) &= -\eta \frac{dA}{dt} \frac{D}{v^2} \frac{v}{l_{\text{sonde}}}\end{aligned}$$

La densité de flux se déduit ainsi du signal d'absorption par les formules suivantes :

– dans le cas d'un pulse obturateur long :

$$\frac{d\phi}{dv}(v) = -\eta \frac{dA}{dt} \times t \times \frac{1}{l_{\text{sonde}}} \quad (2.1)$$

– dans le cas d'un pulse obturateur court :

$$\frac{d\phi}{dv}(v) \approx -\eta \frac{\Delta A}{\tau} \times t \times \frac{1}{l_{\text{sonde}}} \quad (2.2)$$

où  $A$  est le signal d'absorption,  $\Delta A$  la différence d'absorption avec le niveau d'absorption de référence (piège non perturbé),  $\tau$  la durée du pulse (dans le cas d'un pulse court),  $t$  le temps écoulé depuis le début du pulse obturateur (lié à la vitesse considérée par  $v = D/t$ ),  $\eta = S_{\text{eff}}/\sigma$  (avec  $S_{\text{eff}}$  la surface effective du faisceau sonde et  $\sigma$  la section efficace de diffusion d'un atome) et  $l_{\text{sonde}}$  la largeur de la sonde dans la direction longitudinale.

La figure 2.25 présente le premier terme des équations (2.1) et (2.2) en fonction de la vitesse pour un pulse long et un pulse court. On note une nette différence d'amplitude entre les deux qui semble provenir du fait que pour les pulses courts, il faille prendre en compte la taille du faisceau obturateur, qui n'est pas infiniment fin et qui éjecte du jet atomique plus d'atomes que considérés dans notre modèle, amplifiant la perturbation par rapport à ce qui est attendu.

A partir de la densité de flux ainsi calculée, on obtient le flux total  $\Phi$  et la vitesse moyenne  $\bar{v}$  du jet d'atomes en intégrant sur la vitesse :

$$\Phi = \int \frac{d\phi}{dv} dv \quad (2.3)$$

$$\bar{v} = \frac{\int v \frac{d\phi}{dv} dv}{\Phi} \quad (2.4)$$

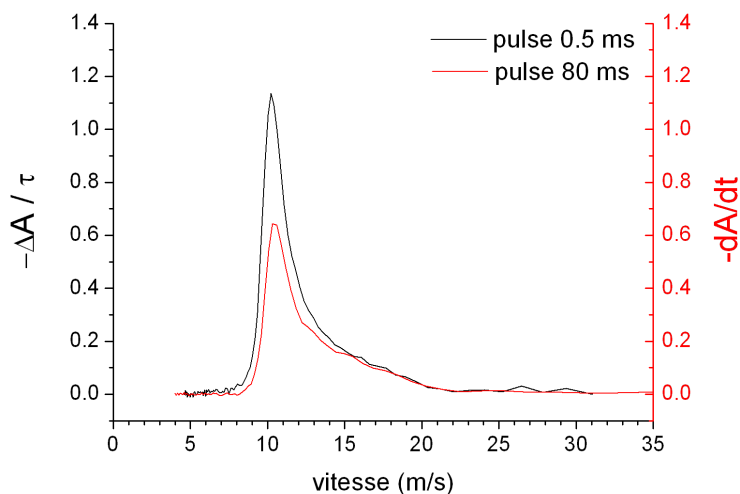


FIG. 2.25 – Traitement des temps de vol ci-contre donnant un aperçu de la distribution en vitesse des atomes. Notations explicitées dans le texte –*Equations (2.1) et (2.2)*–.

Ces deux éléments vont constituer nos critères d’optimisation du piège. Nous allons chercher à maximiser le flux d’atomes tout en gardant des vitesses faibles en vue d’un chargement plus efficace de la mélasse sur la fontaine.

Sur la figure 2.26, nous pouvons comparer les temps de vol pour différentes durées de pulse obturateur. La figure 2.27 rassemble les flux et vitesses moyennes calculés à partir des équations précédentes pour différentes durées de pulse obturateur. On peut y comparer les résultats fournis par les deux méthodes : « pulses courts » contre « pulses longs ». On constate que les valeurs de flux et de vitesses sont très comparables entre les deux méthodes pour les pulses “courts” de l’ordre de la milliseconde et pour les pulses “longs” supérieurs à 40 ms. En-deçà de la milliseconde, la méthode surestime le flux car elle ne tient pas compte de la taille du faisceau obturateur. L’effet s’aggrave à mesure que l’on diminue la durée du pulse. Au-delà de 10 ms, la méthode « pulses courts » sous-estime le nombre d’atomes. La méthode utilisant la dérivée de l’absorption ne peut s’employer, quant à elle, que lorsque le pulse obturateur est suffisamment long pour annuler le signal d’absorption (*i.e.* il n’y a plus aucun atome détecté), ce qui apparaît au bout de 30–40 ms, ceci pour une bonne prise en compte des atomes les plus lents. En dessous de ces temps, le calcul du flux (puis de la vitesse moyenne), tel qu’il est présenté plus haut, n’a pas de sens (d’où les points aberrants sur la figure 2.27). Il est rassurant de noter que les résultats obtenus pour la méthode « pulses longs » dans les conditions nominales (pulse interrupteur de 50 ms et plus) sont en bon accord avec ceux de la méthode « pulses courts » pour des durées de 1 à 4 ms.

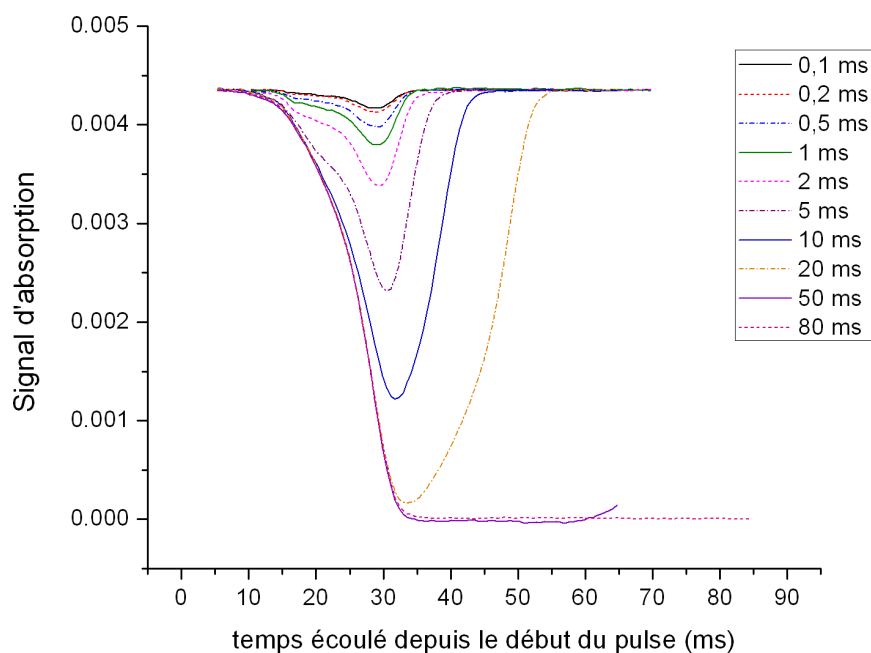


FIG. 2.26 – Temps de vol relevés en absorption pour différentes durées du pulse obturateur.

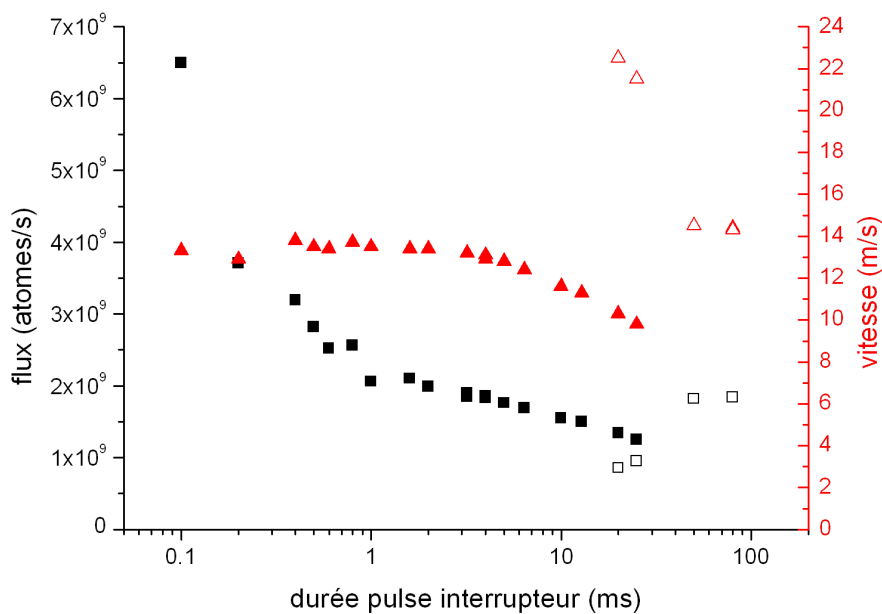


FIG. 2.27 – Flux (□) et vitesses moyennes (△) du jet atomique pour différentes durées du pulse obturateur, calculés selon deux méthodes légèrement différentes (méthode « pulses courts » en plein / méthode « pulses longs » en vide).



A partir de là, nous avons fait varier les quatre principaux paramètres du piège : la valeur du gradient transverse de champ magnétique, la température de la cellule de rubidium, la puissance et le désaccord laser de refroidissement. A chaque fois, nous mesurons les temps de vol pour différentes durées du pulse obturateur. Nous avons enregistré ainsi près de 250 temps de vol qui sont, chacun, la moyenne d'une centaine d'acquisitions (à une fréquence proche de 10 Hz) pour améliorer le rapport signal sur bruit. Une routine spécialement conçue pour traiter par lot ces données nous a permis d'obtenir pour chaque configuration étudiée le flux total et la vitesse moyenne du jet atomique, critères de notre optimisation.

Les mesures avec les différentes durées de pulse obturateur donnent des résultats identiques sur le plan qualitatif (en termes de comportement et d'optimisation du piège) mais différents sur le plan quantitatif (en termes de flux et de vitesse moyenne du jet d'atomes). Si toutes ces mesures sont équivalentes pour l'optimisation du 2D-MOT, nous avons choisi de ne montrer ici que les résultats obtenus par la méthode utilisant pulse long et dérivée du signal d'absorption : ils nous paraissent être les plus pertinents sur le plan quantitatif, bien que plus pessimistes en terme de flux atomique.

On a vu précédemment que le jet atomique au niveau de la zone de détection présentait une largeur à mi-hauteur de  $\sim 12$  mm. On voit donc qu'avec une détection de section  $14 \times 8$  mm<sup>2</sup>, une proportion non négligeable d'atomes n'est pas détectée. Les valeurs de flux que nous avons obtenues sont donc sous-estimées, ce qui est une bonne nouvelle pour l'efficacité du piège.

Les figures 2.28, 2.29 et 2.30 montrent l'évolution du flux et de la vitesse moyenne du jet atomique en fonction de la variation d'un paramètre du piège à chaque fois, en partant de la configuration par défaut. Cette configuration par défaut est celle issue de l'optimisation à partir des mesures par spectroscopie Doppler et correspond à une puissance laser de refroidissement en sortie des fibres alimentant le 2D-MOT de  $\sim 25$  mW (courant de la diode injectée de 131 mA), un gradient de champ magnétique de  $\sim 16$  G/cm au centre du piège (courant de bobines de 3,25 A), et un désaccord laser de refroidissement de  $-12$  MHz. Chaque figure est le fruit d'une campagne de mesures étalée dans le temps (typiquement 2 heures). Certains types de mesures demandaient des réoptimisations, en particulier celles faisant varier le désaccord laser qui demandaient un réalignement et une réoptimisation de l'injection de la diode esclave, si bien que la campagne pouvait durer 4 heures. Ceci explique les légères différences de flux relevées entre deux configurations apparemment strictement identiques.

Nous avons effectué quelques tests de chauffage de la source de rubidium ; les résultats sont récapitulés Fig. 2.31. Ces quelques essais avec chauffage nous ont montré que le gain de flux n'était pas conséquent et ne légitimait pas le

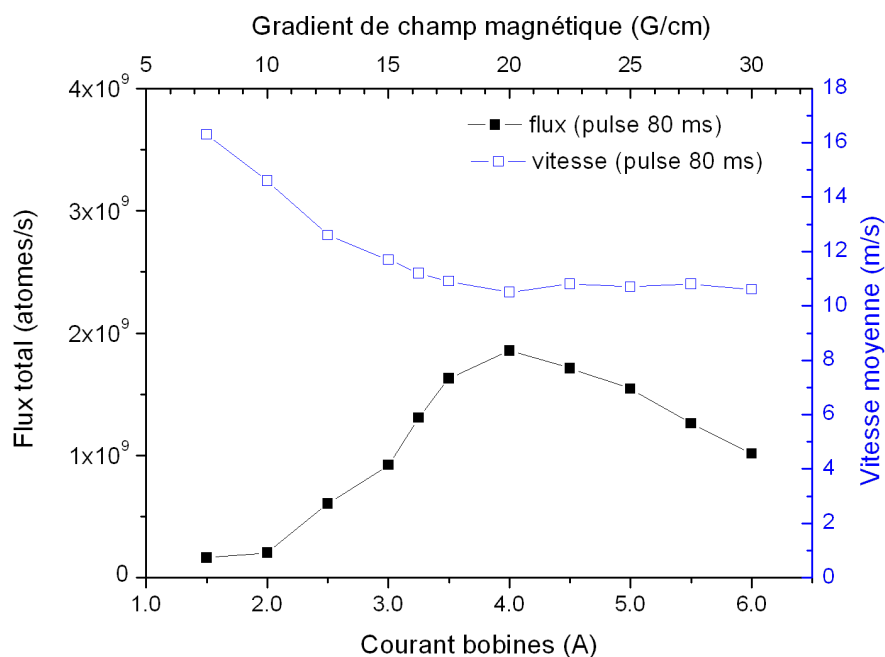


FIG. 2.28 – Flux d’atomes (■) et vitesse moyenne (□) du jet atomique mesurés en fonction du gradient de champ magnétique transverse au centre de la cellule du 2D-MOT, pour un désaccord laser de refroidissement fixe de  $-12$  MHz ( $= -2\Gamma$ ) et une puissance laser de  $\sim 25$  mW en sortie de chacune des deux fibres optiques alimentant le piège (courant d’injection de la diode laser de 131 mA).

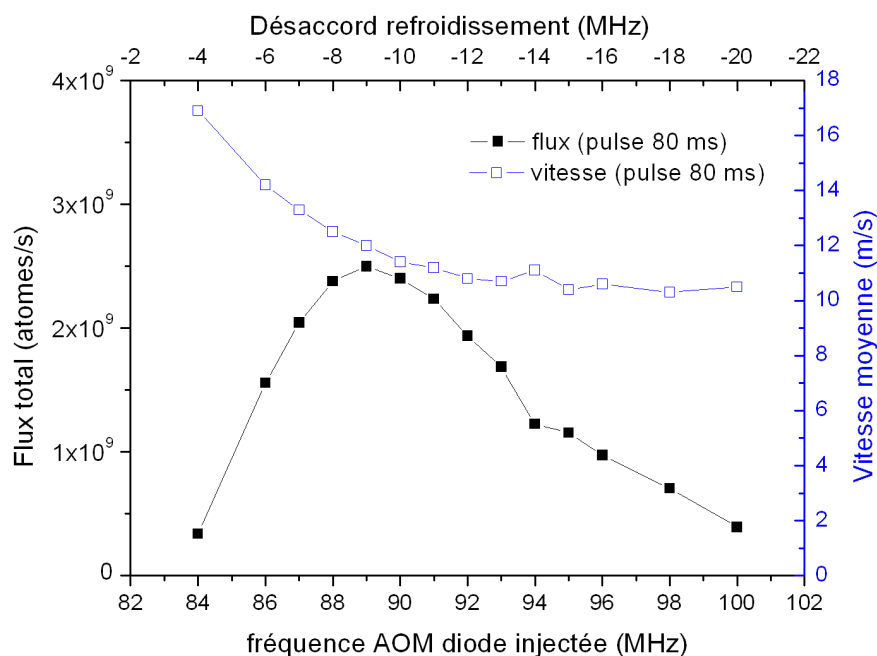


FIG. 2.29 – Flux d’atomes (■) et vitesse moyenne (□) du jet atomique mesurés pour différentes valeurs du désaccord laser de refroidissement, à gradient de champ magnétique fixé à  $\sim 16$  G/cm (courant de bobines de 3,25 A) et puissance laser de  $\sim 25$  mW pour chaque fibre optique alimentant le piège (courant d’injection de la diode laser de 131 mA).

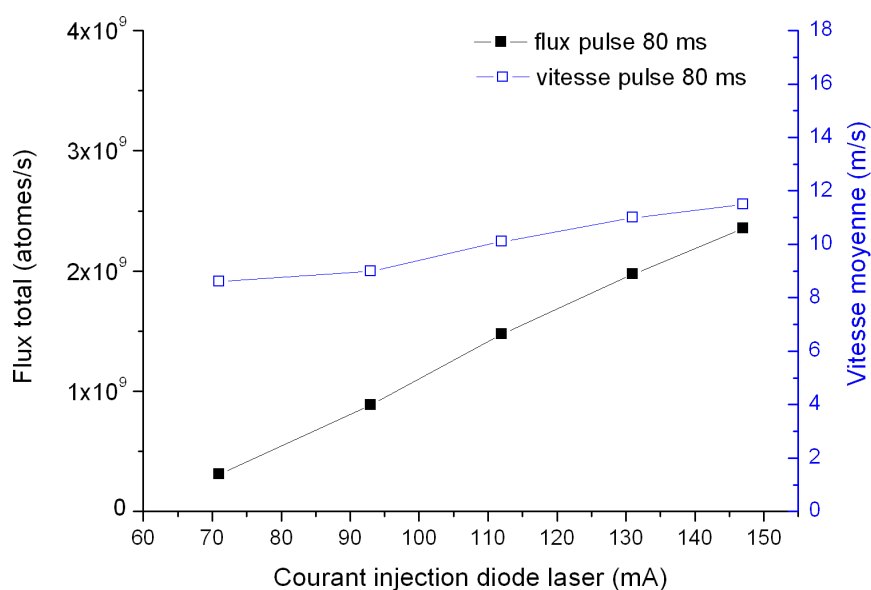


FIG. 2.30 – Flux d’atomes (■) et vitesse moyenne (□) du jet atomique mesurés pour différentes puissances laser de refroidissement, correspondant aux plages d’injection accessibles de la diode laser esclave. Mesures effectuées pour un gradient de champ magnétique de  $\sim 16$  G/cm (courant de bobines de 3,25 A) et un désaccord laser de refroidissement de  $-12$  MHz ( $= -2\Gamma$ ). On remarque une dépendance quasi-linéaire du flux et de la vitesse avec la puissance laser. Plus la puissance laser est grande, plus les atomes aux vitesses longitudinales élevées parviennent à être déviés et rassemblés sur l’axe central du piège.

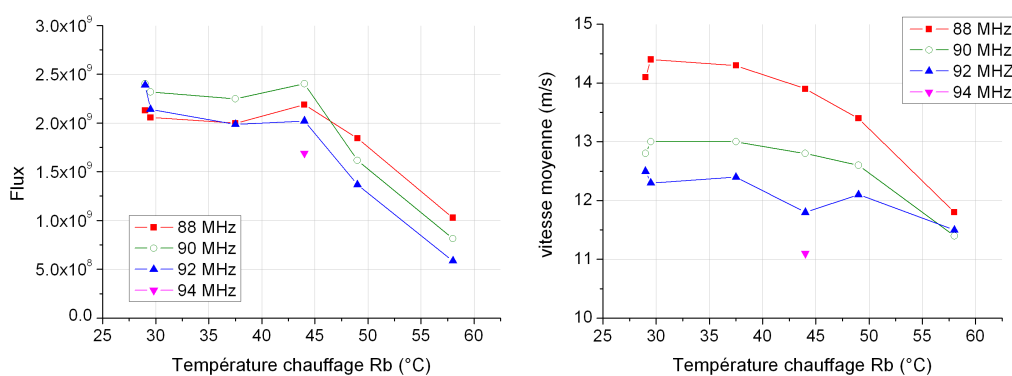


FIG. 2.31 – Flux et vitesse moyenne du jet atomique mesurés en fonction de la température de chauffage de la source de rubidium, pour différents désaccords laser de refroidissement, et un gradient de champ magnétique fixe ( $\sim 16$  G/cm).

chauffage de la source. D'ailleurs, des températures élevées dégradent l'efficacité du piège. Les atomes chauds ainsi introduits perturbent le jet d'atomes refroidis : en augmentant la pression de vapeur, on augmente la probabilité de collisions entre atomes. Des mesures d'absorption ont été menées sur la cellule du 2D-MOT et sur une cellule étalon. On trouve ainsi qu'à température ambiante ( $\sim 25^\circ\text{C}$ ), la température de la cellule du piège chauffée par la dissipation des bobines de champ magnétique vaut  $\sim 29^\circ\text{C}$  et la pression de la vapeur de rubidium dans la cellule du 2D-MOT vaut  $9,0 \times 10^{-7}$  mbar (égale à la pression de vapeur saturante).

Au final, on optimise le 2D-MOT pour :

- une puissance laser de  $\sim 25$  mW en sortie de fibre alimentant le piège (diode laser alimentée par 131 mA, ce qui reste raisonnable et permet de ménager le chip laser) ;
- un gradient de champ magnétique de  $\sim 16$  G/cm au centre du piège, obtenu pour un courant de bobines de 3,25 A, qui ne provoque pas un échauffement exagéré ;
- un désaccord laser de refroidissement de  $-9$  à  $-10$  MHz, soit  $\sim -1,6 \Gamma$  ;
- pas de chauffage de la source de rubidium.

Ces réglages nous permettent d'atteindre un flux de près de  $2,5 \times 10^9$  atomes par seconde pour une vitesse moyenne du jet atomique de  $\sim 12$  m/s.

Au cours du temps, nous avons noté des variations de flux atomique qui sont à relier directement aux fluctuations de puissance laser en sortie de fibre, et plus exactement aux fluctuations de la polarisation en sortie des fibres à maintien de polarisation. Ces fluctuations de polarisation modifient l'équilibre de puissance lumineuse (via le cube séparateur de polarisation) entre les zones de capture du piège. Ceci a motivé l'insertion d'un cube séparateur de polarisation supplémentaire au niveau du piège pour maintenir constante la proportion d'éclairement entre les deux zones de piègeage.

## 2.4 Les collimateurs dichroïques

L'un des objectifs principaux poursuivis au cours de ma thèse était le passage de la fontaine fonctionnant alternativement avec rubidium ou césium au fonctionnement double proprement dit avec les deux atomes simultanément. Pour cela il fallait pouvoir manipuler les deux atomes avec leur lumière laser respective en même temps. Plusieurs options s'étaient alors présentées pour recombinaison des faisceaux laser propres au césium avec ceux propres au rubidium. On pouvait envisager de combiner les faisceaux en sortie de banc juste avant leur couplage dans les fibres optiques. La solution la plus simple, et sans doute la plus stable, aurait été dans ce cas de créer un unique banc laser pour la manipulation des deux atomes. Cependant ce schéma nous privait de l'indépendance entre les parties rubidium et césium de l'expérience. En effet, séparer les bancs laser rubidium et césium présente l'intérêt de pouvoir effectuer des travaux de maintenance ou d'amélioration sur la partie dédiée à un atome tout en menant une campagne de mesure avec l'autre atome. Partant du principe qu'il fallait deux bancs indépendants, il restait la possibilité de recombinaison des faisceaux lasers sur un troisième banc, en y acheminant et redistribuant la lumière par fibres. Un tel schéma requiert trois jeux de fibres et promet des réalignements fréquents avec les fluctuations de température et d'hygrométrie. La solution alors adoptée fut celle qui consistait à recombinaison des faisceaux rubidium et césium à l'endroit-même où ils sont mis en forme pour la manipulation des atomes : les collimateurs qui sont fixés sur l'enceinte à vide. Ceci présentait l'avantage de préserver l'indépendance des bancs lasers et d'être économique en fibres optiques polarisantes. Les principaux inconvénients de cette solution sont la difficulté et la pérennité du réglage qui doit garantir une parfaite superposition des faisceaux.

### 2.4.1 Conception

Le schéma du collimateur est simple (Fig. 2.32). Le faisceau laser issu de la fibre optique est mis en forme par un unique objectif. Il s'agit d'un doublet achromatique, association d'un verre crown et d'un verre flint (offrant des signes de dispersion chromatique opposés), de diamètre 30 mm (ouverture effective de 27 mm) et de focale  $180,0 \pm 3,6$  mm. La différence de focale entre les longueurs d'onde 852 nm et 780 nm est de l'ordre du dixième de millimètre. On sent donc la nécessité d'une mécanique robuste et précise pour permettre un parfait ajustement des deux fibres dans le plan focal de l'objectif. Le doublet présente également une qualité de front d'onde meilleure que  $\lambda/4$ , une faible aberration sphérique et peu de coma. Après cet objectif, l'élément-clé de notre collimateur "double" est une lame séparatrice dichroïque tournée

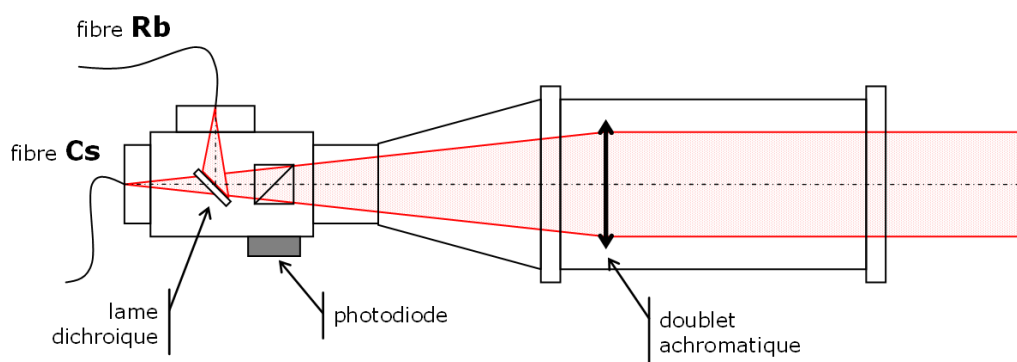


FIG. 2.32 – Schéma de principe d'un collimateur dichroïque.

à  $45^\circ$  par rapport à l'axe optique du collimateur : elle transmet efficacement la lumière de longueur d'onde 852 nm et réfléchit celle à 780 nm. La fibre optique venant du banc laser césium est ainsi connectée dans l'axe du collimateur et celle venant du banc rubidium se fixe perpendiculairement à cet axe sur la tête du collimateur.

Au niveau de la tête du collimateur, les fibres s'insèrent dans des supports fixés sur des cales et bloqués par trois vis. De façon à assurer la pérennité du réglage, tous ces éléments mobiles devaient être fixés de manière définitive. Le collimateur, une fois en place sur la fontaine, ne peut pas être re-réglé. Le montage n'en est que plus stable.

Cependant une difficulté devait être surmontée. La nouvelle géométrie des têtes des collimateurs était a priori incompatible avec les perçages des blindages magnétiques de la fontaine, réalisés précédemment pour les collimateurs simples, bien plus compacts. Pour éviter d'avoir à agrandir les trous des blindages, ce qui dégraderait l'efficacité des blindages et qui, de surcroît, est une opération lourde nécessitant l'étuvage des panneaux, le dessin des collimateurs a été allongé de sorte que la tête avec ses deux fixations de fibres soit complètement à l'extérieur des blindages. Ceci allait rendre la mise en place des nouveaux collimateurs sur la fontaine plus délicate qu'autrefois. En effet, l'opération devrait dorénavant se faire en trois temps : fixation des corps de collimateurs sur la fontaine, remise en place des blindages magnétiques, et enfin vissage des têtes de collimateurs sur les corps. C'est ici que se situe le point sensible de ces nouveaux collimateurs. Au cours du montage, la tête doit être dévissée et revissée sans que nous ayons la possibilité de régler le collimateur une fois en place. Le réglage du collimateur doit donc résister à un dévissage-revissage de la tête. Le design de la tête a dû prendre en compte ces contraintes, et un soin tout particulier a été apporté à la conception puis

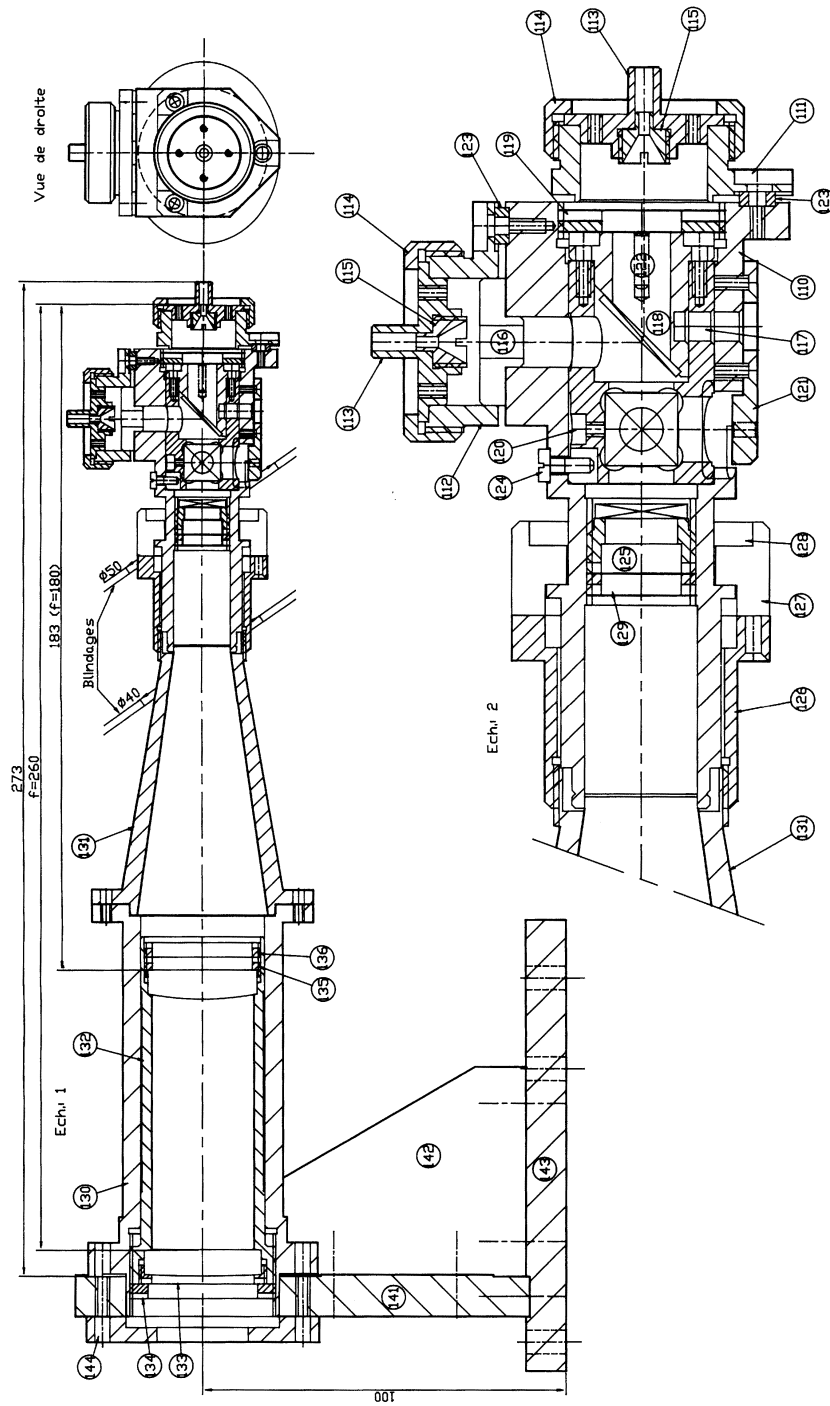


FIG. 2.33 – Coupes du collimateur dichroïque prototype.

à la réalisation mécanique de surfaces de référence qui garantissent un parfait positionnement des différentes parties du collimateur.

Un cube séparateur de polarisation est fixé dans la tête du collimateur. Il permet notamment de filtrer la polarisation en sortie de fibre et d'atténuer d'éventuelles fluctuations de polarisation (toutefois minimales avec ces fibres polarisantes). Sa fonction principale est de renvoyer sur une photodiode le flux lumineux issu du collimateur situé en vis-à-vis sur le piège de la fontaine. Ceci permet de vérifier et suivre l'évolution de la puissance des faisceaux lasers du piège.

### 2.4.2 Montage

Une première version du collimateur a été assemblée à l'été 2004. Le matériau choisi est le Dural pour la majorité des pièces ; les autres pièces, comme les bagues, sont en laiton pour faciliter leur mouvement (ou leur coulisement) sur celles en Dural. En effet, le contact Dural/laiton est moins sujet au blocage que le contact Dural/Dural qui, lui, grippe facilement. D'ailleurs, l'assemblage sans graisse est, dans ce dernier cas, particulièrement risqué.

Les essais de montage ont révélé de nombreuses imperfections gênantes au niveau de la réalisation des pièces. Il a alors fallu reprendre les pièces qui posaient problème à l'atelier de mécanique de l'Observatoire. Ces travaux ont monopolisé de l'énergie.

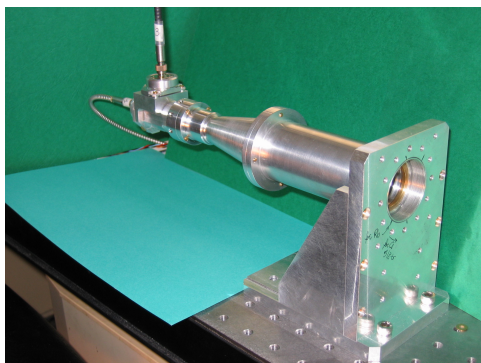


FIG. 2.34 – Le collimateur dichroïque prototype.

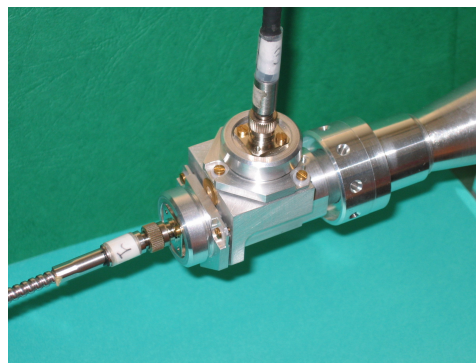


FIG. 2.35 – La fixation des fibres césium et rubidium.

Le collimateur prototype nous a permis de vérifier, d'une part, les plans et la pertinence de nos choix de conception et, d'autre part, la qualité de la réalisation mécanique auprès du sous-traitant. Le collimateur prototype nous a aussi servi à la mise au point de la procédure de réglage, à vérifier également sa faisabilité et surtout à estimer les performances de ces collimateurs. A



partir de là, nous avons corrigé nos plans et enfin lancé la fabrication des collimateurs définitifs à la fin de l'été 2004. Chaque collimateur se compose d'une vingtaine de pièces mécaniques. La réalisation de la mécanique a duré 5 mois.

Les pièces reçues, nous n'avons alors rencontré aucun problème à l'assemblage.



FIG. 2.36 – Les pièces des collimateurs à assembler.

Lors du montage, un effort particulier a été porté sur la lumière parasite. Tout l'intérieur des collimateurs a été recouvert d'une peinture satinée noire.

### 2.4.3 Réglages

Le réglage des collimateurs définitifs a occupé un trimestre fin 2005-début 2006. Un banc optique composé d'une source laser à 852 nm et d'une source à 780 nm était spécialement dédié à cette tâche. Une équerre spécialement conçue pour l'occasion accueillait le collimateur. La lumière laser était amenée par deux fibres polarisantes, l'une dédiée à la manipulation du rubidium, l'autre à celle du césium. Chaque collimateur a été réglé suivant la même procédure qui se décompose en quatre étapes : réglage de la polarisation, collimation, alignement et enfin centrage du faisceau.



FIG. 2.37 – Les collimateurs dichroïques finalisés.

## Polarisation

La première étape du réglage des collimateurs concernait la polarisation. La polarisation en sortie de collimateur est rectiligne de direction imposée par l'orientation du cube séparateur inclus dans la tête du collimateur. La fibre est fixée sur un disque qui permet d'ajuster son orientation. Le réglage consiste à maximiser le flux lumineux derrière le cube séparateur de polarisation. Une bague assure le blocage du disque-support de fibre dans la bonne position (*cf.* figure 2.35). De façon à optimiser ce réglage pour chacune des fibres dont nous disposons, chaque collimateur était destiné à un unique couple de fibres rubidium et césium. Toutefois, les fibres césium devaient rester sur la fontaine pour pouvoir mener des campagnes de mesures avec l'atome de césium pendant la mise au point des collimateurs doubles. Pour le côté césium, ne pouvant donc utiliser les fibres définitives, nous avons dû nous contenter d'un réglage employant, à leur place, des fibres polarisantes de même type mais dédiées à la partie rubidium. Le réglage devait être affiné une fois les collimateurs en place sur la fontaine, en utilisant les fibres césium dédiées. L'optimisation pouvait se faire aisément grâce aux photodiodes intégrées aux collimateurs. Ce réglage est le seul que nous sommes en mesure de refaire directement sur la fontaine.

En ce qui concerne l'orientation des collimateurs sur la fontaine, pour un

piège du type mélasse  $lin \perp lin$ , les polarisations sont rectilignes et perpendiculaires. Les précédents collimateurs avaient leur polarisation orientée selon la verticale pour le triplet du haut et selon l'horizontale pour le triplet du bas. De cette façon, les polarisations étaient bien perpendiculaires deux à deux, pour chaque couple de collimateurs. Cependant, avec cette géométrie, deux polarisations de collimateurs qui ne sont pas en vis-à-vis ne sont pas parfaitement perpendiculaires. C'est ce que nous avons voulu corriger pour les nouveaux collimateurs. Ainsi l'orientation des polarisations suit les arêtes de l'octaèdre de fixation des collimateurs comme cela est représenté sur la figure 2.38.

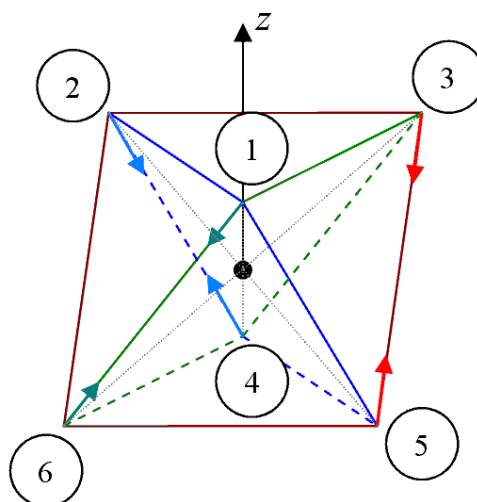


FIG. 2.38 – Orientation des polarisations des collimateurs (numérotés) sur la fontaine. Dans un souci de meilleure visualisation, les flèches représentent plus exactement la projection des polarisations des collimateurs sur les arêtes de l'octaèdre de fixation (les polarisations réelles sont orthogonales aux axes de fixation des collimateurs). L'axe  $z$  définit la verticale du piège, direction de lancement des atomes. Les plans ①②③ et ④⑤⑥ sont horizontaux dans le repère du laboratoire.

## Collimation

La deuxième étape du réglage était la collimation. Le doublet achromatique est inséré dans une bague filetée qui permet un ajustement fin de sa distance à l'embout de la fibre. La qualité de la collimation était vérifiée au *Shear-Plate Collimation Tester* de Melles Griot.

Il s'agit d'un interféromètre constitué d'une lame de verre dont les faces, d'une grande planéité, forment un coin. Cette lame est placée à  $45^\circ$  dans le faisceau laser à analyser. Les réflexions par chacune des faces sont projetées

sur un dépoli. Apparaît alors un système de franges dont l'orientation et la forme sont fonction de la courbure du front d'onde. Un front d'onde parfaitement plan est ainsi caractérisé par des franges parallèles à la ligne de référence de l'interféromètre. Si le faisceau est convergent ou divergent, les franges sont inclinées par rapport à cette ligne. S'il est entaché d'aberrations, les franges sont déformées. L'interféromètre se présente comme un cube de 8 cm d'arête et permet de déceler des courbures de rayon jusqu'au kilomètre. Ce modèle offre une résolution typique de  $80 \mu\text{rad}$  sur la convergence (ou la divergence) du faisceau, angle pour un diamètre de 50 mm, ce qui garantit des rayons de courbure  $\gtrsim 600 \text{ m}$ .

Malgré tout le soin qu'on pouvait apporter à la réalisation mécanique du collimateur, il était très difficile, voire impossible, d'obtenir parfaitement la collimation des deux longueurs d'onde simultanément d'entrée de jeu. Pour pallier ce problème, les supports des fibres rubidium et césium sur la tête du collimateur reposent chacun sur trois cales en laiton de 2 mm d'épaisseur qu'on peut rogner. Ainsi le réglage de la collimation pouvait être réalisé finement pour une des fibres par positionnement du doublet achromatique. Ensuite, pour la deuxième fibre, l'embout était amené dans le plan focal du doublet en limant les cales. Pour connaître avec précision l'épaisseur de cale à rogner, une fois les fibres en place sur leur support avec cales (réglage mécanique par défaut), il suffisait d'utiliser le doublet : relever la position du doublet correspondant à la collimation pour la première fibre, répéter l'opération pour la seconde fibre, et enfin évaluer le déplacement de la bague supportant le doublet dans le filetage. La mesure de l'arc correspondant à la rotation de la bague fileté s'effectuait avec une simple bande de papier plaquée contre le filetage et donnait typiquement une valeur de 50 mm avec une précision de 0,5 mm. On en déduit l'épaisseur de cale à rogner pour une des fibres :

$$\delta e_{\text{cale}} = \frac{a}{\pi \varnothing} \times p$$

avec  $a$  l'arc mesuré,  $\varnothing$  le diamètre du cylindre fileté ( $\varnothing = 38,5 \text{ mm}$ ) et  $p$  le pas du filetage ( $p = 0,75 \text{ mm}$ ).

On obtient ainsi une précision sur l'épaisseur de cale à rogner de 1%, soit  $3 \mu\text{m}$  pour un rognage typique de  $300 \mu\text{m}$ . Les cales étaient simplement limées à la main avec du papier de verre et du papier poté. Grâce à un mouvement régulier, l'épaisseur ôtée est facile à relier au temps de polissage. L'épaisseur des cales était enfin vérifiée au micromètre (*palmer*). Celui-ci offrait une précision de  $\sim 5 \mu\text{m}$ .

Malgré son côté fastidieux, cette méthode nous a permis de collimater les faisceaux lasers pour les deux longueurs d'onde au niveau des quelques microradians de résolution du *Shear-Plate Collimation Tester*.

## Alignement

La troisième étape du réglage des collimateurs était sans conteste la plus critique. Les faisceaux collimatés devaient alors être alignés sur l'axe de révolution du collimateur à la centaine de microradians près. De ce réglage allait dépendre la direction de lancement des atomes, ainsi que la déviation de ceux-ci après le vol balistique au-dessus de la zone de capture. En effet, une déviation de 0,1 mrad de la direction de lancement par rapport à la verticale de la fontaine conduit à un décalage de 0,4 mm du nuage atomique au niveau de la zone de capture après un vol balistique d'une hauteur de  $\sim 1$  mètre. Cette valeur est la déviation maximale acceptable que nous nous sommes fixée.

La déviation du faisceau après le doublet de collimation correspond à un décalage de la fibre dans le plan focal. L'alignement transverse du faisceau consiste donc à translater le support de la fibre de sorte que son cœur soit aligné sur l'axe de révolution du collimateur. La méthode d'alignement qui nous est apparue comme la plus appropriée est le réglage par autocollimation. Dans le principe, un miroir plan est plaqué sur la surface de référence du collimateur (normale à l'axe de révolution définissant l'axe optique) et le réglage consiste à recoupler le faisceau laser dans la fibre dont il est issu. Le critère de réglage est alors de maximiser le flux lumineux retour.

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2.39. Dans la pratique, la difficulté était de récupérer la lumière au retour de la fibre. Pour repérer plus facilement le faisceau retour, le support de fibre était laissé fixe et le miroir était dans un premier temps disposé sur un support mobile. Avec du doigté, de la patience et de la chance, on parvenait alors à observer subrepticement au viseur infrarouge la preuve d'un retour dans la fibre. Ensuite, on tentait d'orienter le miroir de sorte à maximiser ce faisceau, ce qui permettait alors d'aligner une photodiode dessus. Cependant, pour faciliter la visualisation des maxima et s'affranchir des variations lumineuses externes qui perturbaient notre signal de photodiode, nous appliquions une modulation sur le courant de la diode laser source, et donc sur la fréquence de la lumière émise. Ainsi, avec le peu de lumière-retour, il était tout de même possible d'observer nettement des figures d'interférences entre les réflexions sur les différents dioptrés ; franges dont l'amplitude apparaissait comme proportionnelle au flux retour et donc à la qualité de l'autocollimation.

Venait ensuite le réglage délicat. Le miroir était plaqué sur la surface de référence et la translation de la fibre dans le plan focal du doublet était réalisée manuellement en faisant glisser le support sur les cales. Le réglage étant très sensible, observer l'autocollimation puis fixer la fibre dans la bonne

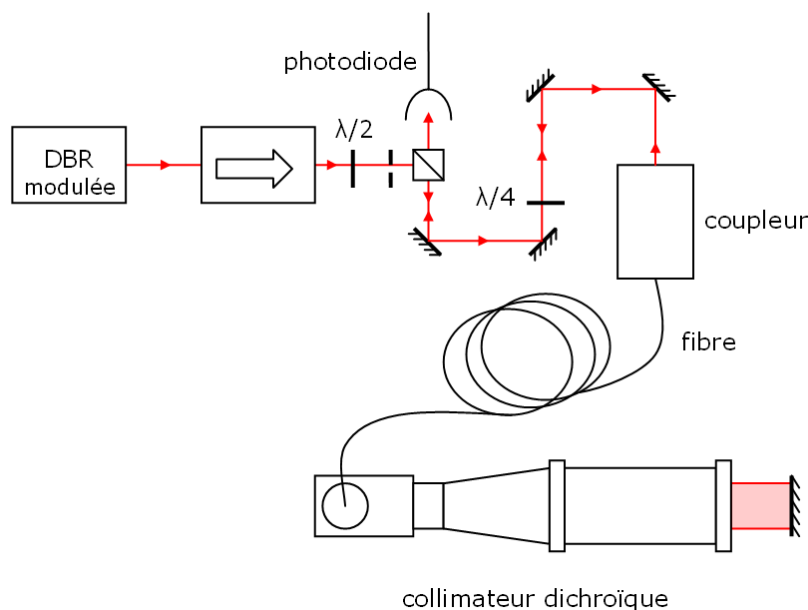


FIG. 2.39 – Schéma du montage expérimental pour le réglage d'autocollimation des collimateurs doubles. Le faisceau issu d'une diode laser DBR passe dans un isolateur optique puis un cube séparateur de polarisation avant d'être envoyé par fibre optique au collimateur double en sortie duquel est placé un miroir.

position n'étaient pas tâches faciles<sup>7</sup>. Dans les cas récalcitrants, pour s'aider, un diaphragme était placé au niveau du miroir d'autocollimation de façon à agrandir la tache de diffraction au niveau du retour dans la fibre.

En supposant que selon cette procédure, l'erreur maximale de désalignement que l'on puisse faire au niveau du recouplage dans la fibre correspond à un excentrement de la tache de diffraction-retour de l'ordre de la moitié du waist par rapport au cœur de la fibre<sup>8</sup>, on trouve que l'autocollimation garantit en absolu une déviation inférieure à  $10 \mu\text{rad}$ . Cependant, la mécanique du collimateur n'offre pas cette précision : une déviation inférieure à  $10 \mu\text{rad}$  suppose un parfait placage du miroir et un parallélisme des surfaces de référence à mieux que  $5 \mu\text{rad}$ .

<sup>7</sup> Il faut bien noter qu'un alignement à  $0,1 \text{ mrad}$  près impose dans notre cas (collimateur de focale  $180 \text{ mm}$ ) un positionnement manuel de la fibre à mieux que  $20 \mu\text{m}$  dans le plan focal.

<sup>8</sup> En supposant que le doublet Melles-Griot est limité par la diffraction (ce qui doit être le cas), on évalue le waist au niveau de la fibre à  $w = 3,5 \mu\text{m}$ , et on trouve qu'un excentrement de  $w/2$  dans le plan focal correspond à une inclinaison du miroir de  $5 \mu\text{rad}$ , soit une déviation du faisceau de  $0,01 \text{ mrad}$  ce qui est une sensibilité largement suffisante pour le réglage souhaité.

Pour assurer un bon placage du miroir et du collimateur, nous avons spécialement conçu une pièce tournée en Dural. De symétrie cylindrique, sa fabrication sur un tour devait garantir un bon parallélisme des faces qui accueilleraient pour l'une le collimateur et pour l'autre le miroir.

Enfin, la vérification ultime du réglage consistait à projeter avec le collimateur l'image d'un diaphragme de 5 mm de diamètre placé juste en sortie du collimateur à une distance de 4 m et à tourner le collimateur autour de son axe de révolution. Le diaphragme était fixe par rapport au banc de test. Le collimateur pouvait quant à lui être inséré sur son support de test (surface de référence) selon trois orientations différentes. Nous relevions alors le déplacement transversal maximal de la tache sur l'écran de projection pour évaluer la déviation du faisceau. Malgré la taille de l'image du diaphragme, il était possible de faire un relevé assez précis grâce à la figure de diffraction en anneaux concentriques qui présentait un centre noir de l'ordre du millimètre carré. L'alignement était jugé bon quand le déplacement transversal maximal ne dépassait pas 1 mm, soit  $\delta \approx \pm 0,5$  mm, ce qui correspond à une déviation de l'ordre de 0,1 mrad.

C'est par cette méthode également que nous vérifions la colinéarité des faisceaux rubidium et césium, elle-même assurée à l'ordre de la centaine de microradians.

L'ensemble des résultats obtenus pour les neuf collimateurs doubles réglés est récapitulé dans le tableau 2.1 (p.87).

A noter que par cette méthode nous avons pu vérifier que l'autocollimation est un réglage très fin auquel nous ne pouvons pas imputer les déviations observées. En effet, la précision de la méthode de l'autocollimation n'est pas à remettre en cause, puisqu'on a pu constater qu'un léger dérèglement faisant perdre les franges caractéristiques de notre autocollimation n'a pas de répercussion visible sur la position de la tache sur l'écran à 4 m. Le problème d'une éventuelle déviation est donc d'ordre mécanique : il peut s'agir d'un défaut de parallélisme entre les surfaces servant de références, ou encore d'un placage pas assez bon du miroir sur la surface de référence.

L'alignement par autocollimation était toutefois réalisé à deux reprises (au moins) dans la procédure de réglage de chaque collimateur. La première fois servait de prélude au centrage du faisceau : un réglage assez grossier était nécessaire pour une bonne évaluation et correction de l'excentrement du faisceau.

### Centrage

Après les trois premières étapes de réglage, nous obtenons en sortie de collimateur un faisceau collimaté, aligné sur l'axe de révolution du collima-



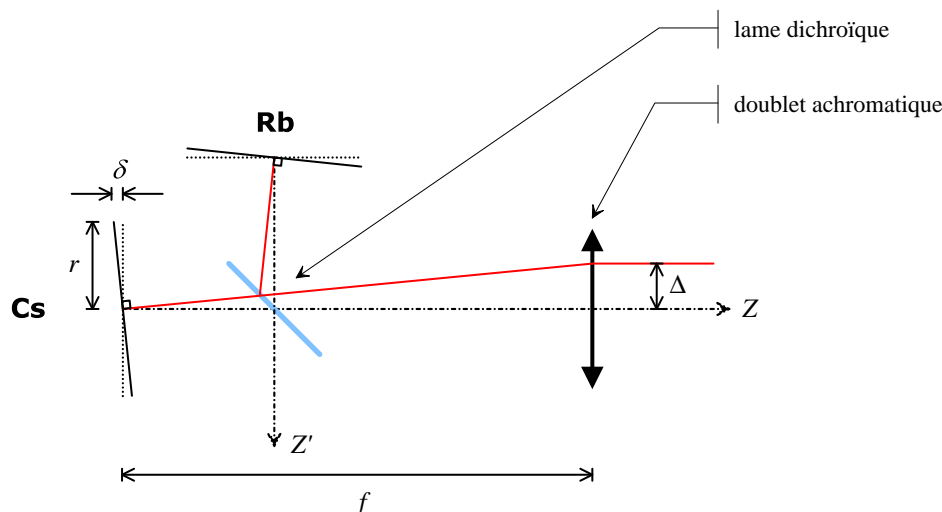


FIG. 2.40 – Schéma d'interprétation de l'excentrement du faisceau en sortie de collimateur. Un décalage transverse  $\Delta$  du maximum d'intensité du faisceau collimaté peut résulter d'un angle du faisceau source dans le plan focal du doublet, d'une valeur proche de  $\delta/r = \Delta/f$  au niveau du support de fibre.

teur, à la polarisation rectiligne orientée précisément, et ceci pour les deux longueurs d'onde. Il reste encore à centrer le maximum de flux lumineux.

Le centrage du flux après le doublet de collimation s'obtient par ajustement de l'angle du faisceau source au niveau du foyer (voir Fig. 2.40). Ainsi, après avoir diminué l'épaisseur des cales des supports de fibres pour obtenir la collimation, il nous faut encore les rogner de manière non-uniforme pour donner un angle aux supports.

Pour estimer le décalage du faisceau et l'angle à imposer aux supports de fibres, on relève le profil d'intensité du faisceau à l'aide d'un collecteur de flux "maison" constitué d'une photodiode, d'une lentille de collection et d'un diaphragme de diamètre 2 mm, le tout monté sur une plateforme micrométrique autorisant des translations selon les trois axes de l'espace. Sur notre banc de test, l'axe optique du collimateur est horizontal et définit l'axe  $\vec{Z}$  d'un trièdre direct. On prend l'axe optique du collimateur comme origine des axes  $\vec{X}$  (horizontal) et  $\vec{Y}$  (vertical) dans le plan transverse.

Quelques relevés sont présentés Fig. 2.41 pour le premier collimateur testé. On vérifie que le profil d'intensité est à peu près gaussien. On repère alors le maximum d'intensité. L'excentrement nous donne une estimation de l'angle à appliquer à la fibre dans le plan focal.

On en déduit le jeu de trois nouvelles cales qu'il nous faut pour obtenir cet



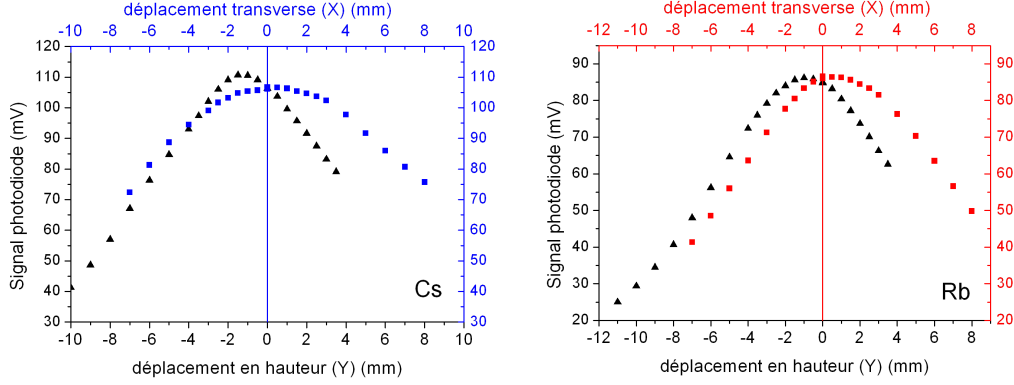


FIG. 2.41 – Profils d'intensité réalisés pour le collimateur de mélasse n°1 selon les axes  $\vec{X}$  (■) et  $\vec{Y}$  (▲) du plan transverse à l'axe optique. A gauche, les profils obtenus pour la fibre césium ; à droite, ceux pour la fibre rubidium. Pour la fibre césium, on relève ici un maximum d'intensité pour un déplacement de la platine micrométrique horizontal de  $X \approx 0,5$  mm et vertical de  $Y \approx -1,3$  mm. On notera que le waist du faisceau est plus petit selon  $\vec{Y}$ , ce qui semble lié à la traversée de la lame dichroïque à  $45^\circ$  (dont la transmission dépend de l'angle d'incidence de manière apparemment plus critique que la réflexion).

angle. La moyenne des trois épaisseurs doit rester la même que celle calculée à l'étape précédente pour préserver la bonne collimation. Les épaisseurs à rogner sur les cales césium nous sont alors données par les équations suivantes, en se référant au schéma 2.42 :

$$\begin{aligned}\delta_A &= -\frac{r \Delta}{f} \left( \frac{1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cos \varphi + \frac{-1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \sin \varphi \right) \\ \delta_B &= \frac{r \Delta}{f} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \varphi - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \right) \\ \delta_C &= \frac{r \Delta}{f} \left( \frac{-1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cos \varphi + \frac{1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \sin \varphi \right)\end{aligned}$$

où  $\delta_i$  (avec  $i = \{A, B, C\}$ ) est l'épaisseur de cale  $i$  à enlever (/à ajouter si négatif),  $r$  l'écart de la cale à l'axe optique,  $f$  la focale du doublet,  $\Delta$  l'excentrement et  $\varphi$  l'angle de la direction de l'excentrement par rapport à l'horizontale  $\vec{X}$  du banc test, définis à partir des excentrement  $\Delta_X$  et  $\Delta_Y$  relevés selon les directions transverses  $\vec{X}$  et  $\vec{Y}$  comme suit :

$$\Delta = \sqrt{\Delta_X^2 + \Delta_Y^2} \quad \text{et} \quad \varphi = \arctan \frac{\Delta_Y}{\Delta_X}$$

Les termes  $\frac{1+\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$  et  $\frac{-1+\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$  correspondent respectivement aux  $\cos(15^\circ)$  et  $\sin(15^\circ)$  introduits par l'angle entre la polarisation du collimateur et l'axe  $\vec{X}$  de notre banc de mesure.

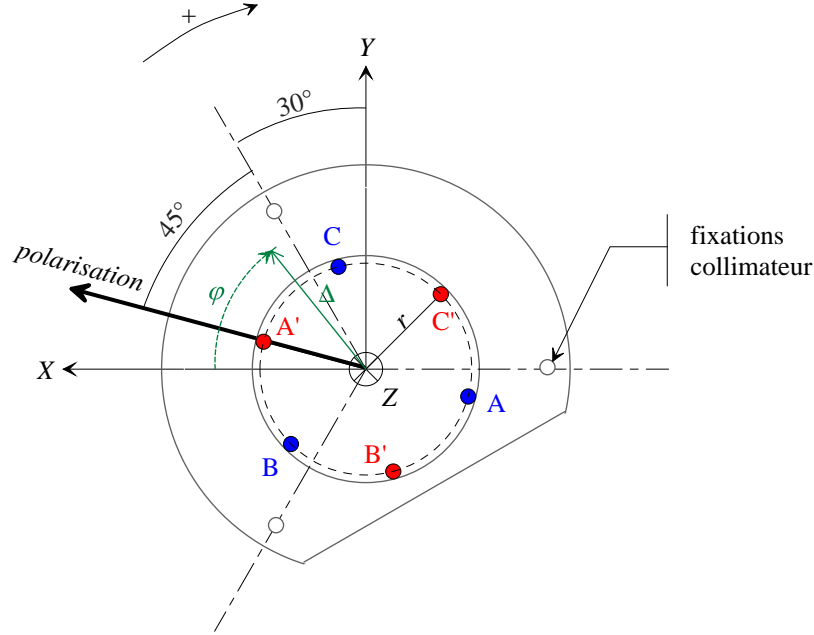


FIG. 2.42 – Projection des positions des cales des supports de fibres césium (A, B, C) et rubidium (A', B', C') dans le plan  $OXY$  dans lequel sont réalisés les relevés d'intensité. L'axe  $\vec{Z}$ , normal à ce plan, correspond à l'axe optique du collimateur. Sur la coquille de fixation du banc test, l'axe de référence pour la fixation du corps du collimateur est tourné de  $30^\circ$  par rapport à la verticale  $\vec{Y}$ . La direction de polarisation du collimateur est à  $45^\circ$  de cet axe de référence. Pour chaque support, les trois cales sont équidistribuées sur un cercle de rayon  $r$ . L'excentrement du faisceau est caractérisé par sa norme  $\Delta$  et son angle  $\varphi$  par rapport à  $\vec{X}$ .

Cette opération est évidemment beaucoup plus simple à appréhender pour le côté césium (dans l'axe) que pour le côté rubidium (pour lequel il faut tenir compte d'un renversement des axes dû à la lame à  $45^\circ$ ) :

$$\begin{aligned}\delta_{A'} &= \frac{r \Delta}{f} \left( \frac{1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cos \varphi + \frac{-1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \sin \varphi \right) \\ \delta_{B'} &= -\frac{r \Delta}{f} \left( \frac{-1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \cos \varphi + \frac{1 + \sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \sin \varphi \right) \\ \delta_{C'} &= -\frac{r \Delta}{f} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \varphi - \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \right)\end{aligned}$$

Dans le cas simple et intuitif où l'excentrement est selon la direction de polarisation du collimateur (c'est-à-dire,  $\varphi = 15^\circ$ ), on a :

$$\begin{aligned}\delta_A &= \frac{r \Delta}{f} \\ \delta_B &= \delta_C = \frac{r \Delta}{2f}\end{aligned}$$

Il faut rogner d'autant les cales B et C, et « rallonger » de la somme la cale A. On retrouve ainsi l'expression attendue naturellement :

$$\delta_{AB} = \delta_{AC} = \frac{3}{2} r \frac{\Delta}{f} = h \frac{\Delta}{f}$$

avec  $\delta_{AB} = \delta_B - \delta_A$  et  $h$  la hauteur du triangle équilatéral ABC.

Ainsi, pour un excentrement imposant une retouche (typiquement  $\Delta = 2$  mm), selon la direction de polarisation du collimateur, on trouve qu'il faut un écart d'épaisseur entre la cale A et les cales B et C de  $\sim 230$   $\mu\text{m}$  pour recentrer le faisceau. Dans la pratique, la méthode était plutôt efficace. Toutefois, le problème devenait un peu plus ardu pour le côté rubidium lorsque la lame à  $45^\circ$  était éloignée de sa position nominale et introduisait par conséquent un angle inconnu. Nous avons obtenu un centrage de l'ordre du millimètre. Les écarts finaux pour les différents collimateurs sont récapitulés dans le tableau 2.1 (p.87).

La figure 2.43 synthétise la procédure de réglage des collimateurs.

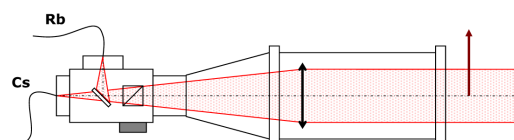
Chacun des collimateurs présentait des problèmes propres : mécaniques ou liés au mode laser en sortie de la fibre associée. Au final, pour la procédure de réglage proprement dite d'un collimateur (c'est-à-dire, en excluant les phases de conception, réalisation mécanique et montage), il fallait compter une semaine. Sur le total des neuf collimateurs, un soin particulier a été apporté aux six collimateurs de la mélasse optique.

### Mise en place sur la fontaine

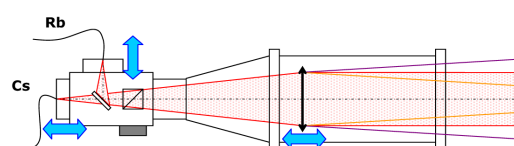
Les nouveaux collimateurs ont été fixés sur la fontaine au printemps 2006, après quelques dernières campagnes de mesures avec les anciens.

Avant la mise en place, nous avons vérifié que les collimateurs ne présentaient pas de champ magnétique parasite susceptible de perturber les atomes. Certaines vis en laiton n'étaient pas sûres de ce point de vue. Celles-ci, ainsi que la monture commerciale qui supporte le collimateur du faisceau pousseur, ont été vérifiées à l'aide d'une sonde de champ magnétique. Nous nous

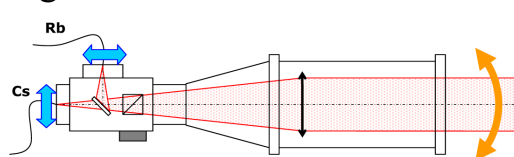
### Polarisation



### Collimation



### Alignement



### Centrage

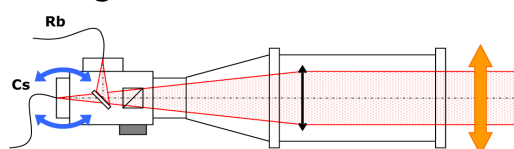


FIG. 2.43 – Les 4 étapes de réglage des collimateurs dichroïques. La polarisation est rectiligne, tournée de  $45^\circ$  par rapport au repère de fixation des collimateurs sur la fontaine. Nous avons obtenu une collimation avec une divergence inférieure à la centaine de microradians sur la largeur du faisceau (soit une courbure de front d'onde de rayon  $> 500$  m), une déviation inférieure à  $100 \mu\text{rad}$  et un centrage de l'ordre du millimètre.

sommes assurés que, collées à la sonde, les vis ne présentent pas un champ supérieur à 1 mG ; de même pour la monture placées à une dizaine de centimètres de la sonde.

Une fois les collimateurs mis en place par paires sur la fontaine<sup>9</sup>, on peut procéder au réglage précis de la polarisation pour le côté césium avec les fibres dédiées issues du banc à proximité. On utilise la photodiode du collimateur d'en face pour mesurer le flux lumineux. Après l'ajustement de la polarisation césium sur place, les collimateurs sont transportés à nouveau sur le banc de test pour un dernier réglage de l'alignement par autocollimation. Dans la majorité des cas, l'optimum était très proche. Pour fixer définitivement le réglage, les cales et vis de la tête sont alors bloquées au vernis. Enfin, les collimateurs sont replacés sur la fontaine et sont opérationnels.

Une fois les nouveaux collimateurs posés sur la fontaine, nous avons cherché à ré-obtenir rapidement des mélasse avec les atomes de césium. Celles-ci ont été assez faciles à retrouver. Nous avons pu vérifier la forme de

Collimateur	Alignement Déviation (mm) mesurée à 3,5 m			Centrage Ecart à l'axe optique (mm) en sortie de collimateur	
	$\delta$ Cs	$\delta$ Rb	écart Rb-Cs	$\Delta$ Cs	$\Delta$ Rb
Mélasse n°1	–	–	–	1,3	1,1
Mélasse n°2	$\lesssim 0,5$	$\simeq 0,3$	–	1,0	0,4
Mélasse n°3	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 0,8$	–	1,3	–
Mélasse n°4	$\gtrsim 0,5$	$\gtrsim 0,5$	$\sim 0$	0,6	0,9
Mélasse n°5	$\simeq 0,3$	$\simeq 0,5$	$\sim 0$	0,4	0,7
Mélasse n°6	$\lesssim 0,5$	$\simeq 0,5$	$\lesssim 0,5$	1,6	0,3
Détection n°1	–	–	–	0,4	0,4
Détection n°2	–	–	1	0,1	0,3
Pousseur	–	–	$\simeq 1,5$	–	–
		$\pm 0,2$		$\pm 0,1$	

TAB. 2.1 – Synthèse des résultats de déviation et d'excentrement obtenus pour les différents collimateurs. Dans certains cas (collimateurs de détection et pousseur), nous n'avons pas jugé pertinent d'effectuer des mesures précises, nous nous sommes contentés d'évaluations qualitatives. Pour les collimateurs de la mélasse optique, certaines mesures n'ont été instaurées qu'en cours de procédure.

<sup>9</sup> La mise en place des nouveaux collimateurs a été un instant décisif, ne serait-ce que du point de vue mécanique. La conception des nouveaux collimateurs reposaient sur des plans de la fontaine dessinés 10 ans auparavant, sans pouvoir vérifier *in situ*. Heureusement, nous n'avons pas eu de mauvaises surprises.

la mélasse à la caméra CCD. L'observation de franges d'interférences lumineuses conduisant à une capture inhomogène des atomes nous a d'ailleurs incités à légèrement désaligner les paires de collimateurs en introduisant un coin sur les coquilles de fixation. Cependant nous n'avons pas profité longtemps de ces mélasses. Peu après l'obtention de nos premiers atomes froids avec les nouveaux collimateurs, nous avons été interrompus en pleine réoptimisation du nombre d'atomes capturés par une panne sèche de césium dans le four. Ce contretemps a été l'occasion de lancer la partie rubidium : mettre en service le nouveau banc et le piège magnéto-optique 2D. Les premières mélasses rubidium ont été obtenues quelques semaines après et nous ont permis d'optimiser le 2D-MOT *in situ*.

La dernière étape a été la remise en place des blindages magnétiques sur la fontaine. Cette opération s'avérait délicate à plusieurs niveaux. En premier lieu, le réassemblage des blindages était rendu plus difficile par la taille des nouveaux collimateurs, plus volumineux que les anciens, surtout que la forme des panneaux métalliques a pu quelque peu évoluer avec le temps. Mais la question essentielle portait sur le comportement des collimateurs suite à un dévissage-revissage de la tête, nécessaire pour la mise en place des blindages. Les tests menés pour chaque collimateur sur le banc de réglage ont montré que l'alignement par autocollimation était plutôt résistant et bien préservé.

#### 2.4.4 Mesures sur les nuages atomiques

L'optimisation du nombre d'atomes capturés en mode rubidium nous a alors conduits à retoucher l'inclinaison de la fontaine. Cependant ceci ne nous a éloignés que d'une centaine de microradians de la précédente position.

Lorsque la fontaine a été de nouveau opérationnelle en mode césium, nous avons lancé des intégrations différentielles similaires à celle effectuées pour l'étude des gradients de phase dans la cavité Ramsey<sup>10</sup> mais, cette fois, pour s'assurer que, malgré le changement de collimateurs, la trajectoire des atomes n'avait pas changé notablement. L'objectif était de retrouver l'inclinaison pour laquelle il y a annulation de la différence de fréquence entre les deux configurations en alimentation asymétrique de la cavité Ramsey. La dernière mesure de ce type effectuée avec les anciens collimateurs à l'été 2005 donnait une inclinaison optimale de la fontaine de  $+300 \mu\text{rad}$  selon la direction de couplage de la micro-onde dans la cavité. Pour cette valeur, les premières mesures avec les nouveaux collimateurs en novembre 2006 ont donné une différence de fréquence relative entre les alimentations asymétriques gauche

---

<sup>10</sup> Le principe de ces mesures est décrit en détail dans la partie 3.2 consacrée aux gradients de phase (*cf.* p.134).

et droite de  $\delta = 17,4 \times 10^{-16}$  avec une résolution statistique de  $1,9 \times 10^{-16}$ . En se fondant sur le coefficient trouvé lors de la campagne de mesures de l'été 2005 (dépendance de la différence relative de fréquence avec l'inclinaison de  $\sim 4 \times 10^{-15}/\text{mrad}$  pour la différence asymétrique-symétrique, donc  $C \simeq 8 \times 10^{-15}/\text{mrad}$  entre les deux configurations asymétriques), nous avons corrigé l'inclinaison de la fontaine de  $\delta/C \approx 220 \mu\text{rad}$  pour se fixer au final à une valeur de  $+100 \mu\text{rad}$  selon la direction de couplage. Pour cet angle, la mesure différentielle a donné une différence de fréquence de  $0,7 \times 10^{-16}$  avec une résolution statistique de  $2,2 \times 10^{-16}$ , compatible avec zéro. Nous avons ainsi vérifié que le changement de collimateurs sur la fontaine n'a pas grandement modifié la trajectoire des atomes. La modification de l'inclinaison de la fontaine est de l'ordre de grandeur de la précision de réglage de la déviation des collimateurs. Notons aussi que les collimateurs ancienne version n'avaient pas été réglés avec autant de soins. Il est alors rassurant de constater que la nouvelle valeur d'inclinaison de la fontaine se rapproche de zéro. Cette faible valeur d'inclinaison révèle un bon alignement mécanique *ab initio* de la fontaine.

A la mise en place des nouveaux collimateurs, la mélasse optique pour les atomes de césium a été réoptimisée sommairement. La taille du nuage atomique apparaît plus gros à la caméra CCD qu'avec les anciens collimateurs. Nous obtenons des températures de nuages d'atomes froids de  $1,4 \mu\text{K}$  ce qui est légèrement plus chaud qu'avec les mélasses précédentes ( $1,2 \mu\text{K}$ ). Le nombre d'atomes détectés est beaucoup plus faible que précédemment : nous avons été contraints de doubler le temps de chargement (passant à 600 ms) pour obtenir un nombre d'atomes comparable à ce que nous avions avant (cependant 25% inférieur). Les raisons de cette perte notable de densité atomique sont encore en cours d'investigation. Il faut noter que le dosage des puissances lumineuses dans les collimateurs n'a pas été réoptimisé dans son ensemble pour le moment ; nous nous sommes contentés de le reprendre en partant du précédent réglage, ce qui nous a peut-être conduits à un maximum local. De la même manière, nous n'avons que très légèrement retouché les désaccords lasers qui optimisaient la précédente mélasse. Ceci reste à faire dans un futur proche. La mise en place d'un 2D-MOT pour le césium et la modification partielle du banc laser césium seront sans doute l'occasion de reprendre complètement les réglages de la mélasse césium.

## 2.5 La synthèse micro-onde

Pour la génération des fréquences de résonance du césium et du rubidium, on utilise des chaînes de synthèse hyperfréquence qui recopient au mieux les performances d'un oscillateur local. Depuis 2000, le laboratoire utilise comme base du signal métrologique disséminé à ses différentes expériences de temps et fréquences un oscillateur cryogénique à résonateur de saphir (OCRS), ultra-stable, développé par l'University of Western Australia (UWA)<sup>11</sup>. Afin de réduire sa dérive long-terme, celui-ci est asservi en phase sur un des masers à hydrogène du laboratoire dont le signal à 100 MHz sert de référence et contribue à l'échelle de temps locale (et au Temps Atomique International, TAI) via différents systèmes de transferts temps-fréquence.

### 2.5.1 L'Oscillateur Cryogénique à Résonateur de Saphir

L'OCRS constitue une expérience en soi. Il a notamment servi à des tests d'invariance de Lorentz [34, 35].

#### Description

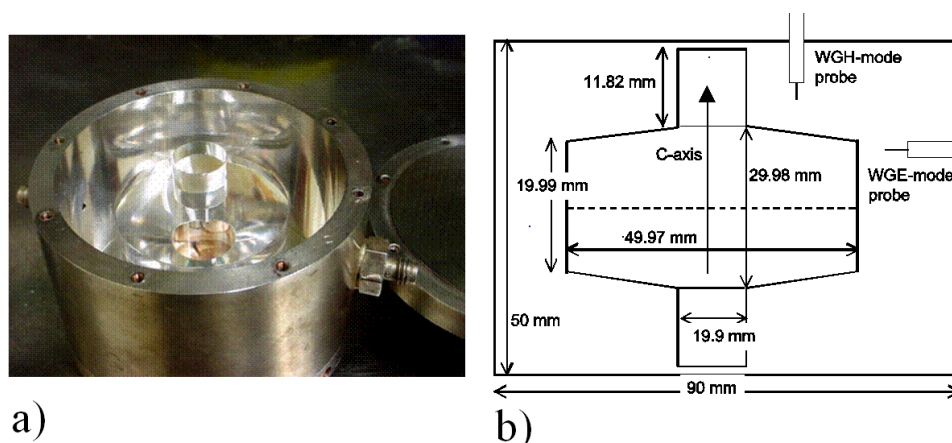


FIG. 2.44 – Photographie (a) du résonateur en saphir de l'OCRS dans sa cavité en cuivre, et coupe schématique (b) de la cavité avec les dimensions calculées pour une température de 4 K. La sonde de champ magnétique est verticale, celle de champ électrique horizontale. Le facteur de qualité du résonateur est de l'ordre de  $10^9$ .

L'oscillateur cryogénique à résonateur en saphir (OCRS) utilise un mode de galerie ( $H_{14,1,1}$ ) du champ électromagnétique, de fréquence 11,932 GHz,

<sup>11</sup> Il est connu au laboratoire sous le nom de "Molly" que lui ont donné ses créateurs.



confiné dans un barreau de saphir monocristallin (Fig. 2.44). A des températures de quelques kelvins, ce mode possède un facteur de qualité  $Q \approx 4 \times 10^9$  extrêmement élevé du fait des très faibles pertes du matériau. De plus, la dépendance en température de la fréquence du mode s'annule autour de 6 K grâce une compensation entre la dilatation et la variation d'indice du saphir, et la variation avec la température de l'indice du dopage paramagnétique. Le résonateur est placé dans une cavité en cuivre. L'onde évanescente à l'extérieur du résonateur en saphir se couple à la cavité en cuivre ce qui permet d'observer le mode grâce à deux antennes. L'ensemble est placé dans le cœur d'un cryostat à 4 K, dewar contenant  $\sim 250$  litres d'hélium 4 liquide, qui nécessite un remplissage tous les  $\sim 25$  jours. La cavité en cuivre et le résonateur en saphir sont chauffés et régulés en température au voisinage du point de compensation ( $\sim 6$  K). Les oscillations du résonateur sont entretenues grâce à un circuit d'amplification situé à l'extérieur du cryostat. Pour obtenir une très bonne stabilité de fréquence, on maintient le point de fonctionnement de l'oscillateur au sommet de la résonance en compensant activement les variations de phase de ce circuit. La puissance micro-onde dans le résonateur et le point de fonctionnement du modulateur de phase sont eux-mêmes contrôlés activement.

L'ensemble du dispositif (OCRS et électronique) est enfermé dans une cage faite de couvertures de survie, régulée en température. Température de l'air, température du chapeau du dewar et champ magnétique y sont mesurés régulièrement.

### Performances

La stabilité de fréquence de l'OCRS utilisé ici a été mesurée à l'University of Western Australia en comparant celui-ci à un oscillateur identique (*cf.* Fig. 2.45). Il affiche une stabilité de fréquence  $\sigma_y(t) = 5,4 \times 10^{-16} \tau^{-1/2}$  entre 1 et 4 s, et  $\sigma_y(t) \approx \text{cste} \approx 2-3 \times 10^{-16}$  jusqu'à 100 s. C'est une des meilleures stabilités de fréquence à court terme obtenues à ce jour<sup>12</sup>.

### Asservissement sur le maser à hydrogène

L'OCRS est comparé en permanence avec le maser à hydrogène. Un exemple d'écart-type d'Allan de cette mesure est présenté sur la figure 2.46. Jusqu'à 800 s, la stabilité de l'OCRS (*cf.* Fig. 2.45) est nettement meilleure que celle affichée ici, c'est donc la stabilité de fréquence du maser qu'on voit

<sup>12</sup> Nos masers se situent plutôt à  $\sim 7 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  et les fontaines atomiques à  $\sim 2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  sur cette échelle de temps.

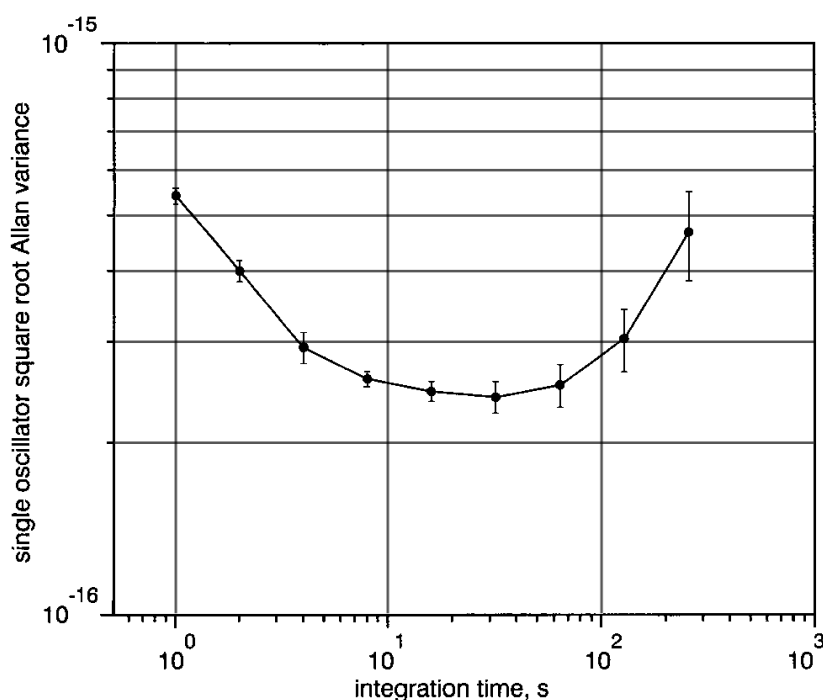


FIG. 2.45 – Ecart-type d’Allan du battement de deux OCRS identiques réalisés à l’UWA. Entre 1 s et 4 s, ces oscillateurs présentent un comportement de bruit blanc de fréquence avec une pente de  $\sim 5,4 \times 10^{-16} \tau^{-1/2}$ . La stabilité relative de fréquence atteint un minimum de  $\sim 2,4 \times 10^{-16}$  pour un temps d’intégration  $\tau$  de 32 s. Pour des temps d’intégration plus longs que 100 s la stabilité de fréquence de l’oscillateur se dégrade avec une pente de  $\sim 3 \times 10^{-17} \tau^{1/2}$ . Cette figure est issue des articles de l’équipe de A.N. Luiten [36, 8].

directement descendre en  $\sim 7 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Après 1000 s, on observe la dérive de l’OCRS. Celle-ci vaut  $\sim 1,5 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  en valeur relative.

Ainsi l’OCRS présente une meilleure stabilité à court terme que le maser, et le maser est plus stable à long terme que l’OCRS. Il est alors légitime de chercher à combiner les performances à court terme de l’OCRS et celles à long terme du maser, et générer à partir de là un signal de distribution ultra-stable. On utilise alors l’OCRS pour filtrer le signal du maser en le verrouillant en phase sur le maser. D’après la comparaison maser–OCRS (Fig. 2.46), on trouve la constante de temps idéale pour ce filtre :  $\sim 1000$  s.

L’asservissement en phase de l’OCRS sur le maser est assuré par un “*down-converter*”. Celui-ci permet aussi la génération d’un signal de distribution ultra-stable à 100 MHz, et plus récemment à 1 GHz (*cf.* Fig. 2.48 et texte p.95) pour les différentes expériences du laboratoire, ainsi qu’un signal ultra-stable dans le domaine hyperfréquence à 11,98 GHz pour le fonctionnement de FO2 [37].

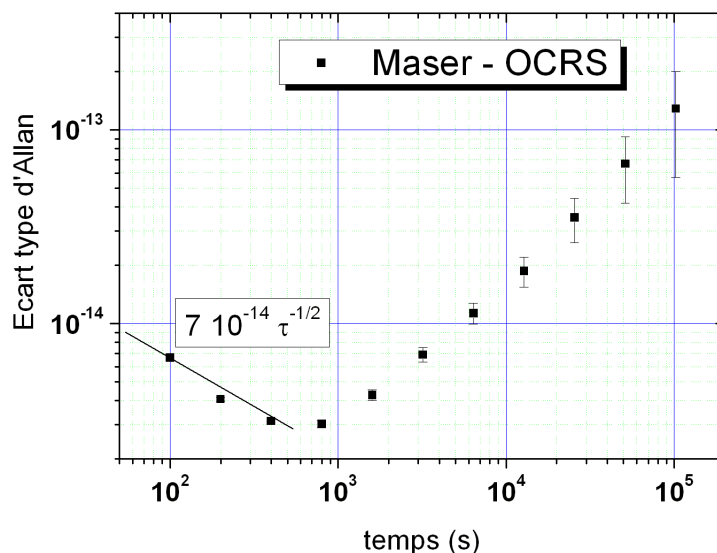


FIG. 2.46 – Comparaison du maser à hydrogène avec l’OCRS (mesure de janvier 2004 tirée de [7]). Jusqu’à 800 s on voit la stabilité de fréquence descendre. Il s’agit de celle du maser, puisque la stabilité de l’OCRS est nettement meilleure sur ces temps d’intégration  $\tau$ . Après 1000 s, on voit la dérive de l’OCRS en  $\sim 1,5 \times 10^{-18}\tau$ .

## 2.5.2 Les chaînes de synthèse césium et rubidium

Du fait de la courte distance (3 m) entre FO2 et l’OCRS, il est possible de transférer directement le signal ultra-stable à 11,98 GHz à travers un câble à faible perte et de générer directement la fréquence de transition du césium à 9,192 GHz. Cette synthèse directe dans le domaine micro-onde offre deux avantages : ceci réduit, d’une part, la modulation de phase parasite à 50 Hz (et fréquences harmoniques) due à l’alimentation électrique générale, et d’autre part, le bruit de phase par rapport à un système incluant des multiplicateurs de fréquence. Le schéma de cette chaîne de synthèse est explicité ci-après. A l’origine, la synthèse de la fréquence du rubidium était calquée sur le même principe. La chaîne double dans son ensemble est décrite dans [7, 37]. Cependant, la partie rubidium ne donnant pas satisfaction, il a été décidé de changer l’architecture de la synthèse. La nouvelle chaîne de synthèse du rubidium utilise ainsi un signal de référence à 1 GHz, dont la genèse est détaillée p.95.

### La chaîne 9,192... GHz

La figure 2.47 représente le principe de la chaîne de synthèse de fréquence qui permet de générer, à partir du signal ultra-stable à 11,98 GHz issu de l'OCRS asservi sur le maser, la fréquence de transition d'horloge du césium. Le signal à 11,98 GHz est divisé en fréquence par 4 et mélangé avec lui-même pour produire un battement à 8,985 GHz. Ce signal est alors mélangé avec celui d'un oscillateur DRO (*Dielectric Resonator Oscillator*) à 8,792 GHz pour produire un battement à 191,701 MHz, qui est alors mélangé avec le 11,98 GHz divisé 60 fois. Le signal résultant, à 7,965 MHz, est comparé, via un détecteur phase/fréquence (symbolisé par " $\phi/f$ " sur Fig. 2.47) au signal d'un synthétiseur numérique de fréquence ("DDS" pour "*Direct Digital Synthesizer*"), ce qui permet d'asservir et d'ajuster la fréquence du DRO. Enfin, le signal du DRO est mélangé avec le 11,98 GHz divisé 30 fois ( $\sim 400$  MHz) pour obtenir la fréquence du césium à 9,192 GHz. Toutes ces étapes de divisions et mélanges permettent au final de verrouiller en phase l'oscillateur DRO sur le signal de référence à 11,98 GHz. La fréquence du DRO est décalée de 400 MHz pour réduire les effets de fuites micro-ondes sur la fontaine atomique. La puissance du signal de sortie à 9,192 GHz est

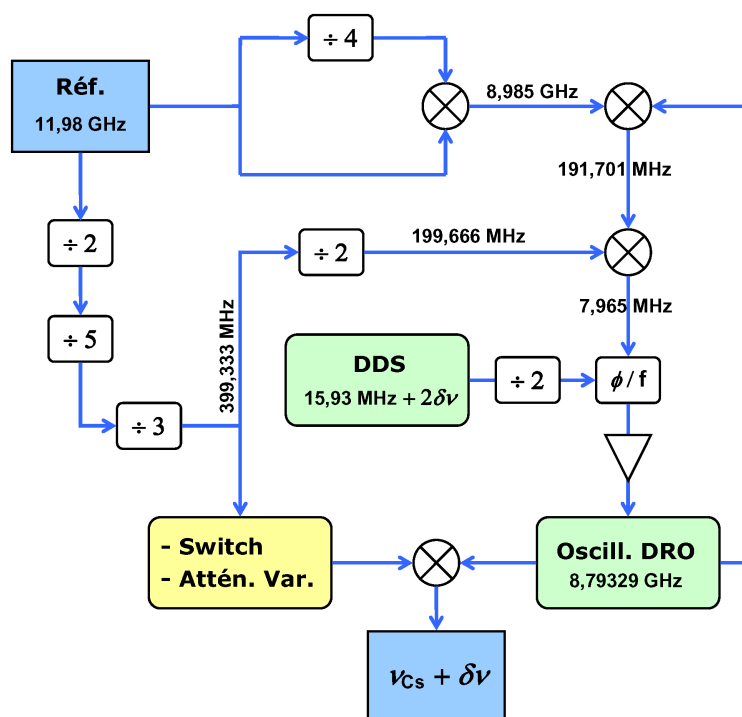


FIG. 2.47 – Schéma de principe de la chaîne de synthèse pour l'interrogation du césium.



asservissant en phase un oscillateur DRO par l'intermédiaire d'une DDS, elle-même référencée au signal du maser à hydrogène (*cf.* Fig. 2.48). Ce système nous permet de combiner sur le signal 11,98 GHz les performances court-terme de l'OCRS et long-terme du maser en stabilité de fréquence. La DDS offre une grande finesse sur l'accord du DRO avec une résolution en fréquence de 1  $\mu$ Hz. Ce montage permet au signal 11,98 GHz de recopier fidèlement les performances en bruit de phase de l'OCRS. Reste à imprimer ce bas bruit de phase et cette haute stabilité de fréquence sur le signal de distribution à 1 GHz. La figure 2.48 décrit le principe de la chaîne employée pour cette conversion. Le signal à 1 GHz issu d'un oscillateur à onde acoustique de surface (SAW – *Surface Acoustic Wave oscillator*) est amplifié et injecté dans une diode SRD (*Step Recovery Diode*). Cette diode génère un peigne de fréquences harmoniques du 1 GHz. Nous sélectionnons le 12<sup>ème</sup> harmonique avec un filtre passe-bande à 12 GHz. Nous faisons battre ce signal à 12 GHz avec celui à 11,98 GHz déjà généré et comparons le mélange à 20 MHz, via un détecteur phase/fréquence, avec un signal à 20 MHz obtenu par division de fréquence du SAW. Ce battement est utilisé pour verrouiller en phase l'oscillateur SAW 1 GHz sur le signal à 11,98 GHz. Enfin, le signal de l'oscillateur SAW divisé par 10 est battu avec le 100 MHz du maser pour assurer, via un PC, une boucle à verrouillage de phase lente (avec une constante de temps de  $\sim 1000$  s) contrôlant la fréquence de la DDS.

Pour évaluer les performances de ce dispositif, deux chaînes de synthèse identiques ont été construites et nous avons fait battre leur signal à 1 GHz. La densité spectrale de bruit du dispositif a été ainsi évaluée. Elle se caractérise par un bruit "flicker" valant  $S_\phi(f) = -117$  dBrad<sup>2</sup>/Hz à 1 Hz de la porteuse, avec un palier de bruit blanc de  $-145$  dBrad<sup>2</sup>/Hz. La mesure de la stabilité de fréquence donne  $\sigma_y(\tau) = 1,2 \times 10^{-15}$  à 1 s et atteint les  $10^{-18}$  au bout de 20 000 s d'intégration [38].

### La chaîne 6,834... GHz

La figure 2.49 représente le principe de la chaîne de synthèse qui génère à partir du signal de référence à 1 GHz le signal pour la transition d'horloge du rubidium à 6,834... GHz. Le signal 1 GHz est injecté dans une diode SRD générant un peigne de fréquences. Un filtre passe-bande permet de sélectionner le 7<sup>ème</sup> harmonique, qu'on fait battre avec un oscillateur DRO à 7,034 68... GHz. Le battement à 34,68 MHz est ensuite mélangé avec un signal à 40 MHz issu du signal de référence à 1 GHz, divisé 25 fois. Le battement à 5,32 MHz est comparé, via un détecteur phase/fréquence, avec le signal délivré par une DDS afin de verrouiller en phase le DRO. Le signal d'horloge de la DDS est obtenu par la division du signal 1 GHz par 25.

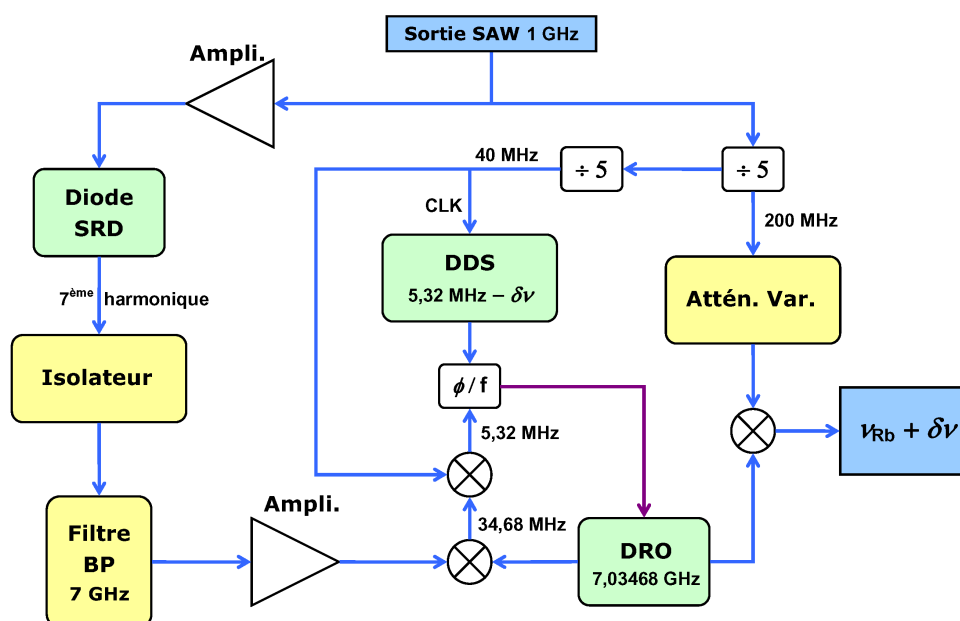


FIG. 2.49 – Schéma de principe de la chaîne de synthèse pour l'interrogation du rubidium.

Enfin, le signal de sortie du DRO à 7,034 68... GHz est mélangé avec un signal à 200 MHz obtenu par division du signal 1 GHz. La puissance du signal résultant à 6,834 682... GHz (autour de  $-60$  dBm) est ajustée avec un atténuateur contrôlé en tension sur le 200 MHz. La DDS permet de régler finement la fréquence du DRO avec une résolution de  $1 \mu\text{Hz}$ . Comme vu précédemment pour le césium, ce schéma décale la fréquence du DRO de la fréquence de transition d'horloge et évite donc de générer directement une forte puissance à fréquence résonante, réduisant ainsi fortement les fuites micro-ondes vers la fontaine atomique.

Sur ce même modèle, deux chaînes de synthèse identiques ont été construites pour le césium. Leur battement a permis de caractériser leur bruit de phase et d'évaluer leur stabilité de fréquence. La stabilité de fréquence est de  $\sigma_y(\tau) = 1,2 \times 10^{-15}$  à 1 s et atteint un niveau  $\leq 10^{-18}$  après 20 000 s d'intégration [38], ce qui est pleinement compatible avec l'exactitude de  $10^{-16}$  recherchée pour les fontaines atomiques. La chaîne rubidium reposant sur les mêmes éléments, on est en droit d'attendre des performances similaires.

Cette nouvelle chaîne de synthèse pour le rubidium a été mise en place au cours du troisième trimestre 2007.





## Chapitre 3

# Amélioration de l'exactitude de FO2

Dans ce chapitre nous exposerons le travail visant à améliorer l'exactitude de l'horloge FO2, mené au cours de cette thèse. Ce travail consistait donc en un meilleur contrôle et une meilleure évaluation des effets systématiques, poursuivant les efforts déjà effectués notamment au niveau des déplacements de fréquence induits par le champ magnétique, le rayonnement du corps noir et les collisions atomiques. Ces effets, qui sont responsables des plus grands déplacements de fréquence sur la fontaine, ont été traités de manière prioritaire par les expérimentateurs qui m'ont précédé sur FO2. Ils sont aujourd'hui bien contrôlés dans le sens où ils ne constituent plus la limitation principale pour l'exactitude de la fontaine. Nous avons donc concentré nos efforts sur deux autres effets qui, à mon arrivée sur l'expérience, contribuaient le plus fortement au bilan d'incertitude de la fontaine : les gradients de phase micro-onde dans la cavité d'interrogation du césium et les fuites micro-ondes.

Dans une première partie, nous reviendrons sur le contrôle et l'évaluation des trois principaux effets systématiques dans les fontaines atomiques que sont le déplacement Zeeman quadratique, le déplacement dû au rayonnement du corps noir et le déplacement collisionnel. Puis nous présenterons une étude expérimentale des déplacements de fréquence imputables aux inhomogénéités du champ micro-onde dans la cavité Ramsey. Et enfin, nous détaillerons les efforts portés sur l'atténuation du champ micro-onde parasite susceptible de perturber les atomes.

## 3.1 Contrôle et évaluation des effets systématiques

### 3.1.1 Le champ magnétique

Le champ magnétique est source de perturbation des énergies des niveaux atomiques. Ceci se répercute sur la transition d'horloge à travers l'effet Zeeman quadratique. Or un champ magnétique directeur est nécessaire dans la zone d'interrogation des atomes pour éviter des transitions indésirables comme celles de Majorana. Un champ statique est également requis au niveau des cavités de sélection pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Ces champs induisent par conséquent un déplacement de la fréquence d'horloge qu'il nous faut quantifier avec précision pour le corriger. Une parfaite maîtrise du champ magnétique dans la fontaine, en particulier au niveau de la zone d'interrogation, est donc essentielle pour limiter au maximum l'incertitude liée à l'effet Zeeman. Ceci implique la mise en place de protections aussi bien passives qu'actives pour lisser les fluctuations du champ magnétique ambiant et imposer un champ directeur fixe<sup>1</sup>, ainsi que des mesures de précision pour estimer la valeur moyenne du champ et pouvoir corriger le déplacement moyen de fréquence d'horloge.

#### Contrôle du champ magnétique dans la fontaine

La fontaine FO2 se trouve dans un environnement magnétique assez défavorable. Le laboratoire est situé à quelques dizaines de mètres des lignes 4 et 6 du métro parisien et B du RER, auxquelles on peut imputer l'essentiel des perturbations magnétiques du lieu (comme le révèle la figure 3.1).

Afin de limiter les effets de ces perturbations sur les atomes, la fontaine est équipée de trois couches de blindages magnétiques cylindriques autour de la zone d'interrogation, auxquelles s'ajoutent deux couches hexagonales de  $\mu$ -métal englobant l'ensemble du dispositif à vide. En plus de ces protections passives qui écrantent les fluctuations du champ magnétique ambiant, le champ magnétique dans la fontaine est contrôlé et asservi à l'intérieur des blindages hexagonaux à l'aide d'une sonde de champ et de bobines. Quatre bobines hexagonales sont ainsi disposées le long de la fontaine à l'intérieur du deuxième blindage. Associées à une sonde de champ magnétique placée à proximité de la zone de capture des atomes, elles permettent d'effectuer un asservissement proportionnel de la composante verticale du champ magnétique. Cet asservissement, agissant de manière globale sur les quatre bobines, a permis de gagner un facteur 10 sur la stabilité du champ magnétique [7]. Le système a été encore amélioré en introduisant un gain indépendant pour

<sup>1</sup> Sur la fontaine, il a été choisi vertical dirigé vers le bas.

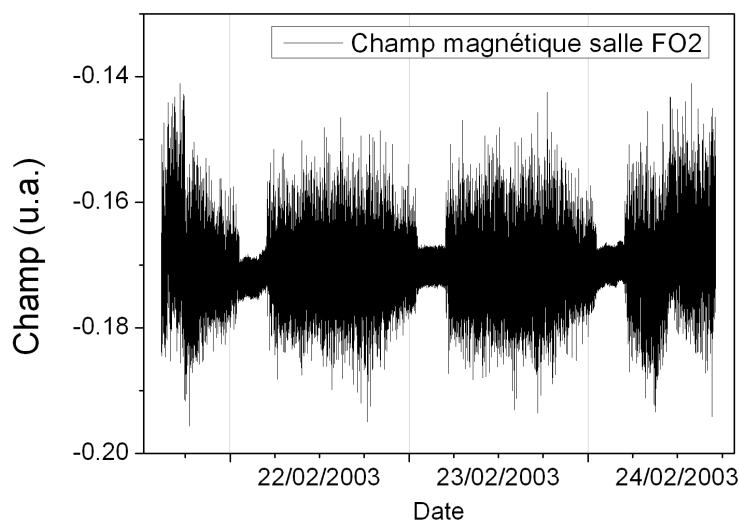


FIG. 3.1 – Mesures de la composante verticale du champ magnétique dans la salle FO2, réalisées sur un week-end. Il apparaît une nette différence jour/nuit qui coïncide avec la suspension de service des métros et RER entre 1h et 5h. La valeur moyenne du champ vertical dirigé vers le bas dans la pièce est de  $\sim 370$  nT. Pour des constantes de temps supérieures à  $\sim 30$  s, la stabilité est presque 10 fois meilleure la nuit que le jour [7].

chaque bobine, ce qui a permis de gagner encore un facteur 30 sur la stabilité [7]. Au final, l’instabilité à court terme sur le champ magnétique dans la fontaine est inférieure au picoTesla ( $\Leftrightarrow 10^{-5}$  mG).

Par ailleurs, l’asservissement permet de stabiliser rapidement le champ à l’issue de l’impulsion de champ magnétique intense (de près de 200 mG sur quelques millisecondes) utilisée dans le cadre du passage adiabatique au niveau de la sélection des atomes (voir la partie 3.1.3).

Par le réglage des quatre bobines, on s’arrange pour que le champ vertical reste compris entre 10 mG et 2 mG, de la base de la fontaine à la zone d’interrogation, et ne s’annule pas afin d’éviter les transitions de Majorana.

### Mesure du champ magnétique avec les atomes

La fontaine constitue un excellent magnétomètre. Il est en effet possible d’employer les atomes comme sondes et de mesurer précisément le champ magnétique “vu” par les atomes. On utilise pour cela des états atomiques sensibles à l’effet Zeeman au premier ordre, comme par exemple les sous-niveaux Zeeman  $m_F = 1$  des niveaux d’horloges du césium 133 et du rubidium

87. Les transitions  $|F = 3, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 1\rangle$  du  $^{133}\text{Cs}$  et  $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$  du  $^{87}\text{Rb}$  sont alors étudiées. Les franges de Ramsey obtenues pour la transition  $|3, 1\rangle \rightarrow |4, 1\rangle$  du césium sont présentées sur la figure 3.2.

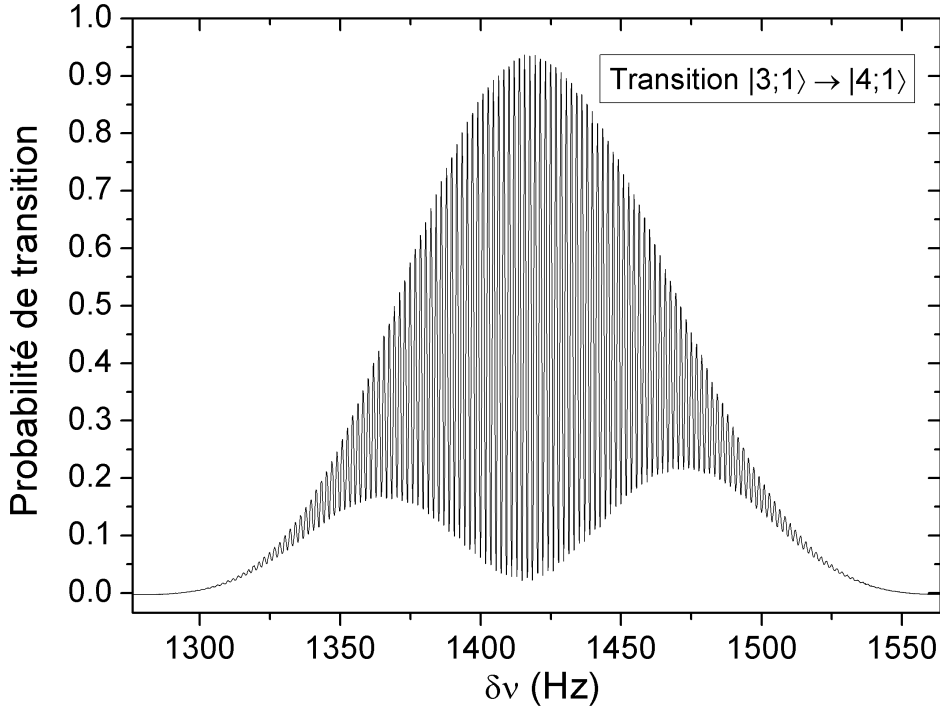


FIG. 3.2 – Franges de Ramsey sur la transition  $|F = 3, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 1\rangle$  du césium, dépendant linéairement du champ magnétique. Mesure réalisée pour une hauteur de lancement de 86 cm, soit 34 cm au-dessus de la cavité. Les atomes ont été préalablement préparés (sélectionnés) dans l'état  $|F = 3, m_F = 1\rangle$ . La frange centrale présente un contraste de 92% et se trouve à 1421,1 Hz, ce qui correspond à un champ de 2,0277 mG.

Cette valeur de 2 mG a été choisie de sorte que les transitions entre sous-niveaux Zeeman soient bien résolues et qu'elle ne risquent pas d'interférer. En effet, les franges de Ramsey obtenues pour le césium (*cf.* Fig. 1.5) sont comprises dans  $\sim 250$  Hz, soit 0,36 mG. Un champ de 2 mG place les premières transitions  $\sigma$  ( $|3, 0\rangle \rightarrow |4, \pm 1\rangle$ ) à  $\sim 700$  Hz et les premières transitions  $\pi$  ( $|3, \pm 1\rangle \rightarrow |4, \pm 1\rangle$ ) à  $\sim 1400$  Hz de la transition  $m_F = 0$ . On aurait pu choisir un champ plus faible ( $\sim 0,6$  mG) mais les franges de Ramsey s'élargissent dans le cas d'interrogations micro-ondes  $n \times \pi$  pour des tests de puissance.

Le déplacement de fréquence, dû à l'effet Zeeman du premier ordre, s'écrit :

$$\delta\nu_{\text{Zeeman}}^{(1)} = K_Z^{(1)} \int g(t) \cdot B(t) dt = K_Z^{(1)} \langle B \rangle \quad (3.1)$$

où  $K_Z^{(1)}$  est le coefficient Zeeman du premier ordre et  $\langle B \rangle$  est le champ statique  $B(t)$  intégré sur le vol des atomes entre les deux interrogations, pondéré par la fonction de sensibilité  $g(t)$  normalisée (*cf.* Annexe B).

La difficulté pour remonter à la valeur du champ  $\langle B \rangle$  à partir des franges de Ramsey (Fig. 3.2) est d'identifier clairement la frange centrale et son déplacement de fréquence. La marche à suivre consiste alors à lancer les atomes à différentes hauteurs en partant du centre de la cavité Ramsey. En effet, lorsque l'apogée de la trajectoire des atomes correspond au centre de la cavité, il n'y a qu'une seule interaction micro-onde et donc une seule large résonance de Rabi. Au fur et à mesure qu'on augmente la hauteur de lancement des atomes, le nombre et la finesse des franges de résonance augmentent. De proche en proche, on parvient ainsi à suivre la frange centrale, et à déterminer sans ambiguïté la valeur de son déplacement de fréquence pour la hauteur de lancement voulue. De cette façon, on peut réaliser une carte de champ magnétique  $\langle B \rangle = f(h_{\text{lancement}})$  dans la fontaine, sur toute la hauteur de la zone d'interrogation. De telles cartes sont dressées régulièrement aussi bien pour le césium (Fig. 3.3) que pour le rubidium (Fig. 3.4).

On remarque sur les cartes de champ du césium une discontinuité au niveau de la sortie de la cavité Ramsey. Par contre, celle-ci n'apparaît pas sur les cartes de champ avec le rubidium. Cette anomalie n'a pas encore été élucidée. Cependant, on estime qu'à hauteur de lancement standard ( $\sim 440$  mm au-dessus des cavités Ramsey), la contribution à l'effet Zeeman quadratique des gradients de champ magnétique dans le bas de la zone d'interrogation est négligeable par rapport à celle à l'apogée des trajectoires atomiques, sur le critère du temps passé par les atomes dans ces zones.

Sur la figure 3.5 nous avons regroupé les cartes de champ magnétique réalisées avec le césium et le rubidium à quelques jours d'intervalle. Si le gradient de champ suit bien une évolution similaire sur les deux cartes, la valeur du champ est en revanche nettement différente ( $2,0 \mu\text{G}$  d'écart). Cette différence de la valeur du champ  $\langle B \rangle$  intégré sur le vol des atomes pourrait être imputable à leur différence de trajectoires, ce qu'il faudrait vérifier par des simulations numériques. Nous soupçonnons plutôt un dysfonctionnement de l'électronique d'asservissement du champ magnétique ou encore des problèmes au niveau de la synchronisation des séquences de lancement du rubidium et du césium par rapport aux impulsions de champ du passage adiabatique. Ces anomalies mériteraient une investigation plus poussée lorsque la fontaine sera pleinement opérationnelle en fonctionnement double simultané.

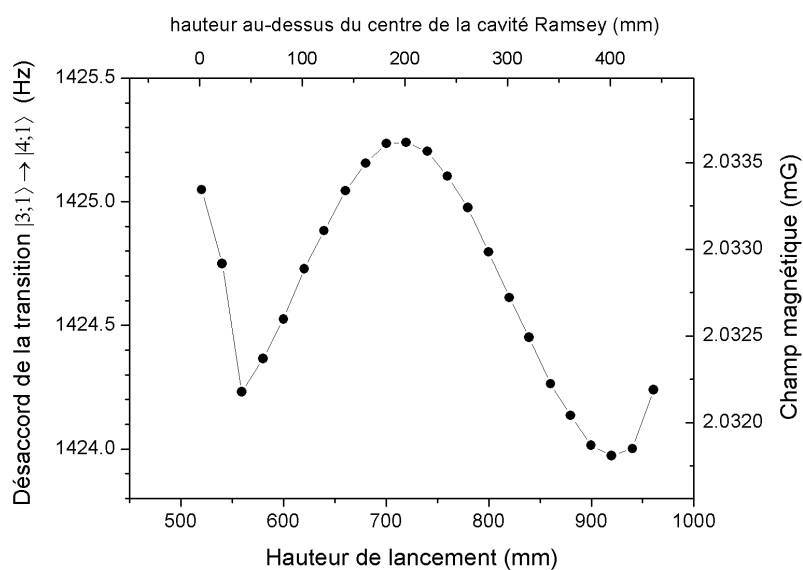


FIG. 3.3 – Carte de champ magnétique,  $\langle B \rangle$  en fonction de la hauteur de lancement, réalisée avec l'atome de césium. L'inhomogénéité de champ est de  $1,8 \mu\text{G}$  pic à pic. On note une discontinuité à la sortie de la cavité césium, anomalie qui n'a pas été élucidée jusqu'à maintenant. Le gradient de champ à hauteur standard de lancement ( $\sim 957 \text{ mm}$ ) vaut  $17 \text{ nG/mm}$  (un déplacement Zeeman du premier ordre de  $\sim 12 \text{ mHz/mm}$ ).

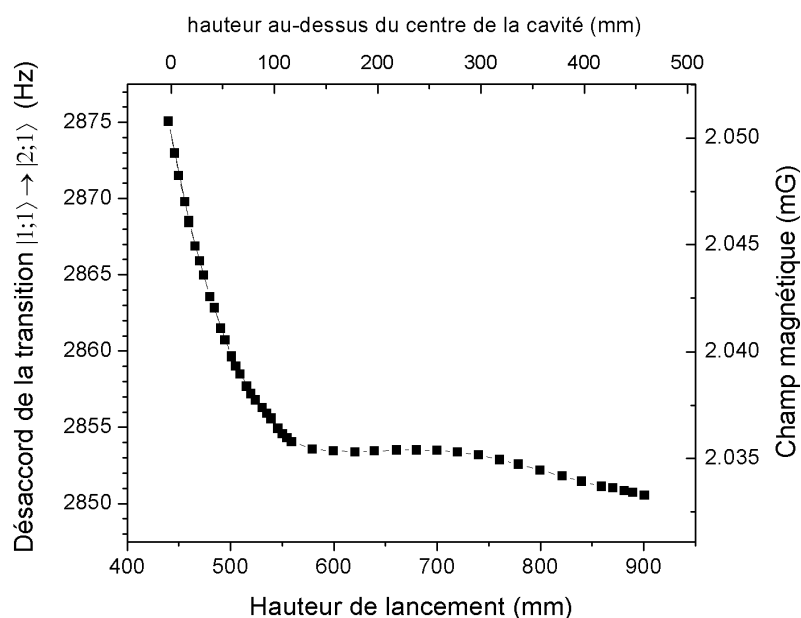


FIG. 3.4 – Carte de champ magnétique réalisée avec l'atome de rubidium. Dans la partie haute de la zone d'interrogation (au-dessus d'une hauteur de lancement de  $600 \text{ mm}$ ), l'inhomogénéité du champ est inférieure à  $3 \mu\text{G}$ .

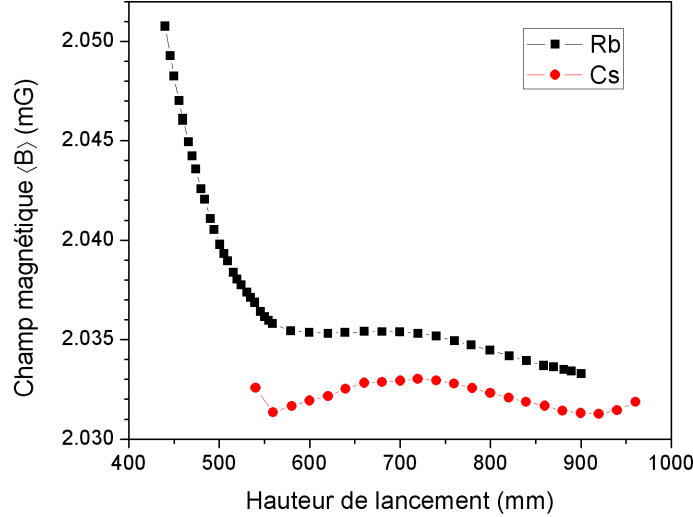


FIG. 3.5 – Comparaison des cartes de champ magnétique  $\langle B \rangle$  obtenues avec le rubidium (■) et le césium (●). Mesures de fin mars et début avril 2007. L'écart notable entre les deux courbes peut s'expliquer par une différence de  $\langle B \rangle$  intégré sur le vol de chaque type d'atomes, mais également par des différences dans les séquences de lancement par rapport aux impulsions de champ magnétique pour le passage adiabatique.

### Correction de l'effet Zeeman quadratique

La transition d'horloge est perturbée au second ordre par l'effet Zeeman. Le déplacement de la fréquence d'horloge avec le champ magnétique s'écrit :

$$\delta\nu_{\text{Zeeman}}^{(2)} = K_Z^{(2)} \int g(t) \cdot B^2(t) dt = K_Z^{(2)} \langle B^2 \rangle \quad (3.2)$$

avec  $K_Z^{(2)}$  le coefficient Zeeman du second ordre et  $\langle B \rangle$  le champ statique  $B(t)$  intégré sur le vol des atomes entre les deux interrogations, pondéré par la fonction de sensibilité  $g(t)$ .

Le déplacement peut alors être calculé et donc corrigé sur la fréquence d'horloge pour peu qu'on ait une mesure précise du champ magnétique. Ceci est effectué au cours des mesures d'horloge sur FO2 en insérant régulièrement des mesures de la résonance impliquant les états  $|m_F = 1\rangle$ . Ainsi sur FO2, toutes les 20 minutes, la séquence d'intégration est interrompue pour permettre une évaluation du champ magnétique. Pour une hauteur de lancement standard, un spectre large de  $\sim 2$  Hz est réalisé autour de la valeur attendue de la résonance (d'après les cartes de champ magnétique tracées

préalablement). A partir de la dizaine de points du spectre un ajustement sinusoïdal permet de déterminer le centre de la frange de résonance. La figure 3.6 présente un exemple typique du suivi automatique de la transition  $|m_F = 1\rangle$  au cours d'une mesure d'horloge avec le césium sur près d'un mois.

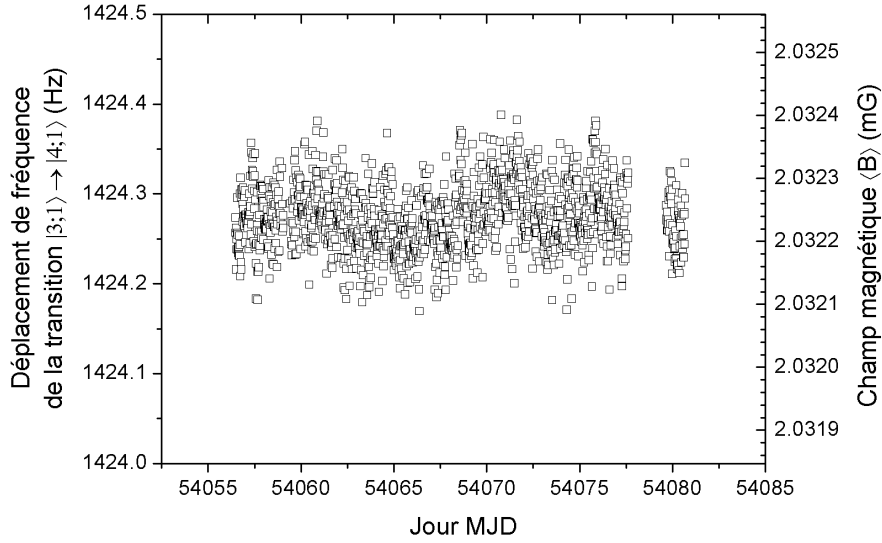


FIG. 3.6 – Exemple de suivi de la transition  $|F = 3, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 1\rangle$  du césium au cours d'une intégration réalisée avec FO2 pendant près d'un mois (de novembre à décembre 2006). Le fonctionnement d'horloge est interrompu toutes les 20 minutes pour effectuer une mesure avec l'état  $|m_F = 1\rangle$  et ainsi fournir une évaluation du champ magnétique  $\langle B \rangle$ .

Les fluctuations du champ magnétique sont, via l'effet Zeeman quadratique, sources d'instabilité de fréquence sur la transition d'horloge. La valeur de cette instabilité peut s'approcher par :

$$\sigma_{\delta\nu_{\text{Zeeman}}^{(2)}} \simeq 2 K_Z^{(2)} \overline{\langle B \rangle} \sigma_{\langle B \rangle} \quad (3.3)$$

où  $\sigma_{\langle B \rangle}$  sont les fluctuations du champ magnétique  $\langle B \rangle$  et  $\overline{\langle B \rangle}$  la moyenne du champ sur l'échantillon de données.

L'écart-type d'Allan des points présentés en Fig. 3.6 est tracé en Fig. 3.7. Sur cet échantillon assez représentatif de ce qu'on peut observer habituellement sur FO2, le champ magnétique présente une stabilité relative de  $\sim 2 \times 10^{-5}$  à 1 coup (soit  $\sim 30$  mHz sur la détermination de la résonance  $|3,1\rangle \rightarrow |4,1\rangle$ ) et de  $\sim 7 \times 10^{-6}$  sur la journée (soit  $\sim 10$  mHz). Lors de mesures de plusieurs jours avec la fontaine, les effets systématiques dus à



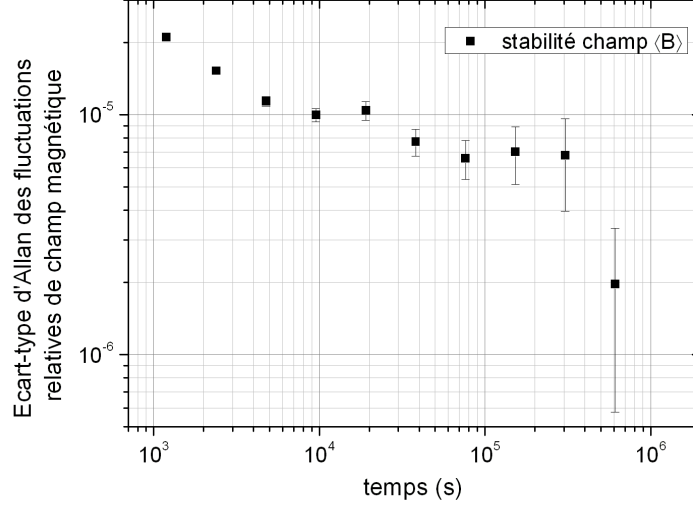


FIG. 3.7 – Instabilité relative du champ magnétique correspondant à l'échantillon présenté sur Fig. 3.6.

l'environnement comme le champ magnétique ambiant et la température sont évalués et corrigés pour la journée. Ainsi la précision atteinte pour l'évaluation du champ magnétique sur la journée est de l'ordre de  $\sim 7 \times 10^{-6}$  en valeur relative, soit  $\sim 1,4$  pT ( $\sim 14$  nG). On en déduit que l'incertitude sur le déplacement de la fréquence d'horloge, par effet Zeeman quadratique, qui est associée à l'instabilité du champ magnétique dans la fontaine vaut  $\sim 2,6 \times 10^{-18}$ . A ceci s'ajoute l'incertitude sur le coefficient  $K_Z^{(2)}$  lui-même. Si on considère que celui-ci est connu à  $10^6$  Hz/T<sup>2</sup> près [39] (*i.e.*  $K_Z^{(2)}(\text{Cs}) = (427,45 \pm 0,01) \times 10^8$  Hz/T<sup>2</sup>, soit une incertitude relative de  $\sim 2 \times 10^{-5}$ ), on obtient une incertitude de  $\sim 4 \times 10^{-18}$  sur le déplacement de la fréquence d'horloge (pour un champ magnétique moyen de  $\sim 2$  mG).

Enfin, à ce niveau de précision, les inhomogénéités de champ entrent en compte aussi. En effet, nous avons mis en évidence, lors de l'expérience menée sur l'invariance de Lorentz décrite au chapitre 4, une légère différence systématique de trajectoire entre les atomes suivant leur état  $m_F$ . Associé aux gradients de champ magnétique dans la fontaine, ceci doit introduire un biais entre l'évaluation du champ avec les atomes  $m_F = 1$  et le champ effectif vu par les atomes  $m_F = 0$ .

Au final, on estime que l'effet Zeeman quadratique est maîtrisé dans FO2 au niveau de  $10^{-17}$  et n'est donc pas l'effet systématique limitant dans la fontaine.

### 3.1.2 Le rayonnement du corps noir

#### Effet Stark et rayonnement thermique

L'effet Stark traduit le déplacement des niveaux d'énergie atomique sous l'action d'un champ électrique statique. La présence d'un tel champ dans la zone d'interrogation peut ainsi produire un déplacement de la fréquence d'horloge. Cet effet résulte d'une interaction du second ordre entre le moment dipolaire des atomes et le champ électrique. Le déplacement de la fréquence d'horloge par effet Stark quadratique différentiel prend la forme :

$$\delta\nu_{\text{Stark}} = k_E E^2 \quad (3.4)$$

où  $E$  est le champ électrostatique. Le coefficient  $k_E$  a fait l'objet de nombreuses évaluations aussi bien théoriques [40–47], qu'expérimentales [48–54] en particulier pour l'atome de césium. La fontaine césium FO1 du SYRTE a notamment servi à sa détermination en 1997 [51]. Parmi les différents résultats obtenus de par le monde, des mesures récentes par l'*Istituto Elettrotecnico Nazionale* de Turin, Italie (devenu INRIM) [52, 53] se sont distinguées car elles sont éloignées de 15% de la valeur communément admise jusque-là, donnant alors lieu à une controverse. Ces résultats ont été tout d'abord confirmés puis infirmés par de nouveaux travaux théoriques [44–47]. Ceci a poussé en 2006 l'équipe de FO1 à réitérer et compléter son expérience de 1997 afin d'éliminer toute ambiguïté à un niveau de quelques  $10^{-17}$  sur le déplacement relatif de fréquence [54].

Dans les fontaines atomiques, l'environnement électrostatique est relativement bien contrôlé : tous les différents éléments de l'enceinte à vide sont connectés électriquement de façon à ce qu'ils soient tous équipotentiels, et qu'il n'y ait donc pas de champ électrostatique parasite. Cependant les atomes subissent le rayonnement thermique de l'enceinte, auquel est associée une densité d'énergie électromagnétique. Celle-ci est proportionnelle à la moyenne quadratique du champ électrique :

$$\rho = \varepsilon_0 \langle E^2 \rangle$$

avec  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide. Dans le cas d'un rayonnement de corps noir, cette densité d'énergie est donnée aussi par la loi de Stefan :

$$\rho = a T^4$$

où  $T$  est la température du corps noir exprimée en kelvins et  $a$ , constante de radiation, est reliée à la constante de Stefan-Boltzmann  $\sigma$  par la relation

$a = \frac{4}{c}\sigma$  et vaut  $7,5657 \times 10^{-16} \text{ J.m}^{-3}.\text{T}^{-4}$ . Il existe ainsi une relation entre le champ électrique moyen et la température du rayonnement thermique environnant les atomes :

$$\langle E^2 \rangle = E_{300}^2 \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^4$$

où  $E_{300} \simeq 831,9 \text{ V/m}$  est le champ électrique moyen à 300 K dérivé de la loi de Stefan-Boltzmann.

Le déplacement de la fréquence d'horloge par effet Stark dû au rayonnement du corps noir (*blackbody radiation shift*) prend donc la forme :

$$\delta\nu_{BBR} = k_E E_{300}^2 \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^4$$

Itano *et al.* [43] ont calculé ce déplacement de fréquence de la transition d'horloge pour le césium et affinent la formule par un terme en  $T^6$  :

$$\delta\nu_{BBR} = k_E E_{300}^2 \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^4 \left( 1 + \epsilon \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^2 \right) \quad (3.5)$$

Dans leur étude, la précision sur  $k_E$  était limitée par la connaissance qu'on avait alors de la polarisabilité statique du césium ; celle-ci avait été déduite de précédentes mesures expérimentales de l'effet Stark statique présentant une incertitude de l'ordre de quelques %. Avec des données plus actuelles, leur méthode donne  $k_E = -2,273 \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V/m})^2$  et  $\epsilon = 1,4 \times 10^{-2}$ . Récemment, Angstmann *et al.* ont recalculé le coefficient  $\epsilon$  par des méthodes *ab initio* et estimé celui-ci à  $1,3 \times 10^{-2}$  [45].

### Evaluation expérimentale du coefficient Stark

L'expérience menée en 1997 et en 2007 dans la fontaine atomique FO1 [51, 54] consistait à vérifier l'équation (3.5) en exposant les atomes de césium à un champ électrique statique durant l'interrogation Ramsey. Le champ était créé par deux plaques parallèles en cuivre, de  $0,1 \times 0,3 \text{ m}^2$ , placées verticalement, le long de la trajectoire atomique, au-dessus de la cavité Ramsey, éloignées l'une de l'autre de 2 cm et chargées à un potentiel de 1 à 3 kV. Sur la gamme de champ électrostatique explorée, allant de 2 à  $50 \times E_{300}$ , aucune déviation significative par rapport à la loi parabolique n'a été observée. La mesure de 2007 corrobore celle de 1997. Leur moyenne donne  $k_E = -2,272(4) \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V/m})^2$  (pour l'atome  $^{133}\text{Cs}$ ).

Une seconde expérience fut mise en œuvre sur FO1. Il s'agissait là de mesurer directement le déplacement de fréquence induit par le rayonnement

de corps noir. Pour cela, un tube de graphite de 30 cm de long a été inséré dans l'enceinte à vide en lieu et place des plaques de cuivre mentionnées ci-dessus. Embobiné dans un fil électrique chauffant non-magnétique<sup>2</sup>, ce tube pouvait être porté à une température de 500 K<sup>(3)</sup>. Ce dispositif, décrit plus en détail dans [54], a permis de mesurer le déplacement de la fréquence d'horloge en fonction de la température du graphite, et de vérifier encore l'équation (3.5). Les données expérimentales suivent bien la dépendance en  $T^4$  et conduisent à  $k_E = -2,23(9) \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V}/\text{m})^2$ , valeur qui, avec ses barres d'erreur, est en bon accord avec l'évaluation directe du déplacement Stark qui précède.

Les principales évaluations théoriques et expérimentales du coefficient Stark  $k_E$  pour le césium sont récapitulées sur la figure 3.8.

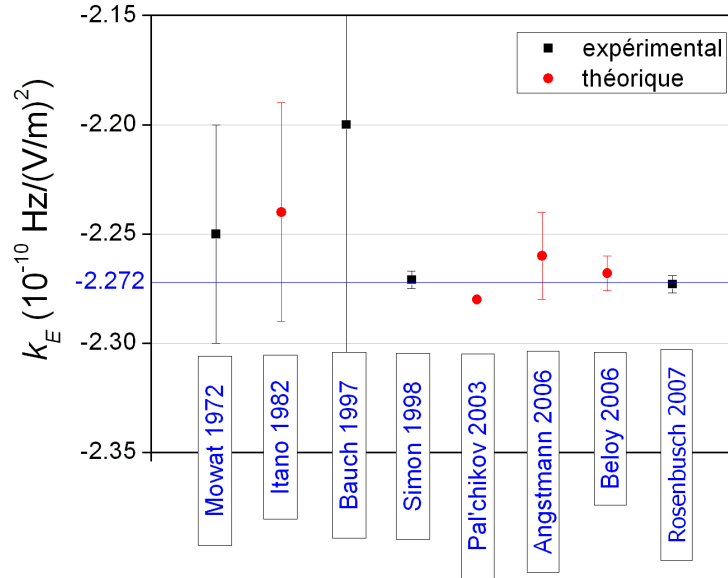


FIG. 3.8 – Principales évaluations expérimentales et théoriques du coefficient Stark  $k_E$  pour le césium. Les derniers modèles de Pal'chikov *et al.* [55], Angstmann *et al.* [45] et Beloy *et al.* [46] sont en très bon accord avec les évaluations expérimentales réalisées sur la fontaine FO1 du LNE-SYRTE (Simon *et al.* 1998 [51] et Rosenbusch *et al.* 2007 [54]) et confirment le résultat d'Itano *et al.* de 1982 [43] alors limité par leur connaissance de la polarisabilité statique du césium mais dont le calcul donne aujourd'hui  $k_E = -2,273 \times 10^{-10} \text{ Hz}/(\text{V}/\text{m})^2$ .

<sup>2</sup> Le chauffage était induit par un courant alternatif afin d'éviter une magnétisation des blindages de la fontaine.

<sup>3</sup> Des blindages thermiques et un refroidissement à eau permettaient d'isoler le tube chauffant de graphite du reste de l'enceinte à vide qui était ainsi maintenue à la température de la salle.

### Contrôle et évaluation de l'effet sur FO2

Il est difficile de stabiliser de manière active la température ambiante au niveau de la zone d'interrogation. L'expérience a montré que, dans ces conditions, les gradients de température sont inévitables et induisent un déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir qui varie le long de la trajectoire atomique. Pour corriger avec précision ce déplacement, il faudrait réaliser une modélisation poussée de la température effective "vue" par les atomes, qui utiliserait les différentes émissivités des différents matériaux utilisés sur la fontaine. Néanmoins, une approche plus simple consiste à laisser la température s'équilibrer dans l'expérience et dériver avec la température de la salle, et à mesurer régulièrement cette dernière. Ceci offre l'avantage de minimiser les gradients de température au niveau du tube de la fontaine, et de manière plus globale, sur l'ensemble de la chambre à vide, limitant par la même occasion les courants thermoélectriques (responsables de perturbations magnétiques). Cette bonne homogénéité de température assure ainsi un rayonnement thermique qui peut être assimilé à celui d'un corps noir<sup>4</sup>.

C'est cette dernière approche qui a été choisie pour le fonctionnement

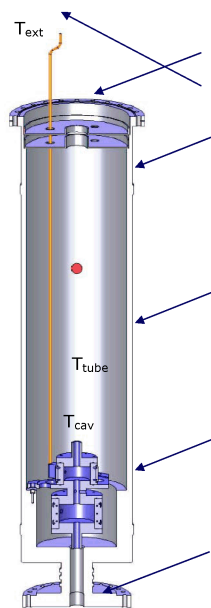


FIG. 3.9 – Coupe longitudinale de la zone d'interrogation de la fontaine FO2 et disposition des différentes sondes de température le long du tube à vide (indiquées par les flèches). En bas du tube sont montrées les cavités Ramsey rubidium et césium.

<sup>4</sup> Dans le sens où l'homogénéité de température nous autorise à ne pas tenir compte des émissivités du tube dans les calculs qui vont suivre.

standard de la fontaine FO2. La température de la pièce est régulée par une climatisation autour de 25°C, et l'homogénéisation est assurée par un ventilateur supplémentaire situé à l'opposé dans la salle. La température au niveau de la fontaine est mesurée par des capteurs disposés en différents points du tube. Ces capteurs sont des résistances de platine, Pt100, du même type, calibrées à partir de l'une d'entre elles qui a été étalonnée et certifiée par les laboratoires du LNE. Elles assurent ainsi une exactitude de l'ordre de 0,1 K sur la mesure de température absolue, et meilleure que 0,01 K en différentiel. Leurs positions le long du tube à vide de la fontaine sont présentées sur la figure 3.9. Les différentes valeurs sont relevées 2 à 3 fois par heure pour un suivi régulier et pour ainsi permettre une correction synchrone du déplacement dû au rayonnement du corps noir sur les données de fréquence de l'horloge. La figure 3.10 présente l'évolution de la température pendant un mois.

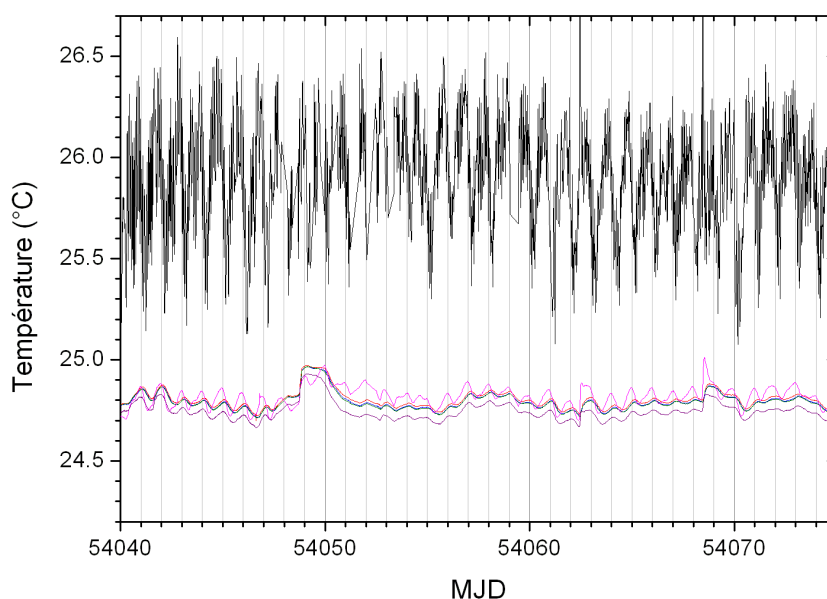


FIG. 3.10 – Suivi de la température en différents points de la fontaine réalisé sur 5 semaines (l'échelle des abscisses est en jours juliens modifiés). La courbe noire correspond à une sonde placée à proximité de la climatisation de la pièce. Les 5 autres courbes correspondent à des thermistances calibrées placées sur le corps de la fontaine. D'emblée on remarque la période journalière des fluctuations de température dans la pièce.

Sur la zone agrandie en Fig. 3.11, on constate que le gradient de température le long du tube est inférieur à 0,02 K. Les fluctuations sur la journée (période typique sur laquelle est évalué et corrigé le déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir) sont inférieures à 0,2 K. C'est cette valeur que

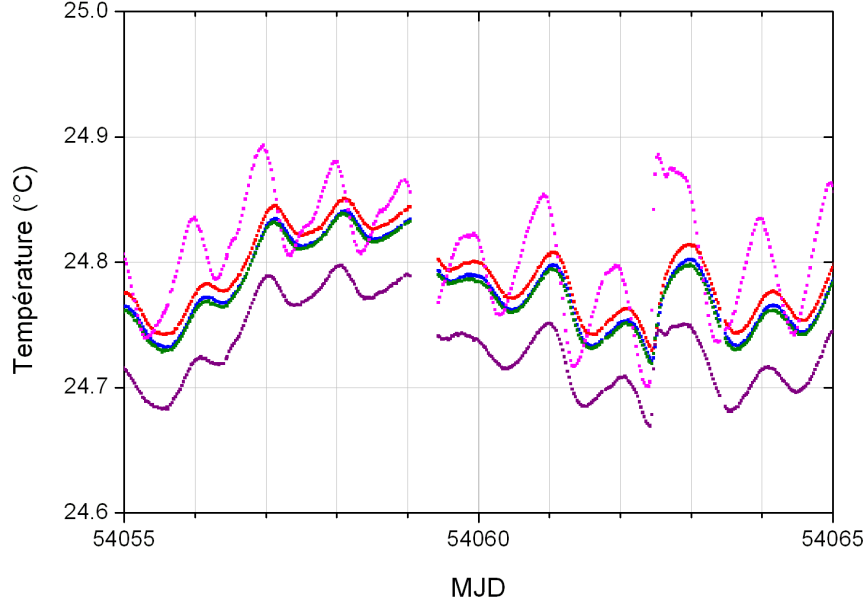


FIG. 3.11 – Agrandissement du graphique 3.10 montrant l'évolution de la température au niveau de la fontaine sur 10 jours. Les courbes rose et violette correspondent aux sondes situées respectivement au sommet de l'enceinte à vide et au niveau de la zone de capture. Les courbes rouge, bleue et verte correspondent aux 3 sondes fixées le long du tube à vide (cf. Fig. 3.9). Le gradient de température entre les deux extrémités du tube est inférieur à 0,02 K. La période de mesure ici retracée inclut des sauts de la climatisation (ainsi que des trous de mesure, dus à des interventions sur la fontaine). On remarque cependant qu'ils sont suffisamment courts pour ne pas affecter notablement la température du tube. A l'échelle de la journée, les fluctuations de température au niveau du tube sont inférieures à 0,1 K sur cet échantillon de données. Nous utilisons la moyenne des mesures représentées par la courbe bleue (sonde thermique à mi-hauteur du tube) pour l'évaluation et la correction du déplacement de fréquence dû au rayonnement de corps noir.

nous avons prise comme incertitude sur la détermination de la température effective de rayonnement dans la zone d'interrogation. A partir de là, nous pouvons estimer l'incertitude sur l'évaluation du déplacement dû au rayonnement du corps noir dans la fontaine. En reprenant l'équation (3.5), nous pouvons écrire le déplacement en fréquence :

$$\delta\nu_{BBR} = K_{BBR}^{Cs} \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^4 \left( 1 + \epsilon^{Cs} \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^2 \right) \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad K_{BBR}^{Cs} &= k_E E_{300}^2 = -1,572(3) \times 10^{-4} \text{ Hz} \\ \epsilon^{Cs} &= 1,4(1) \times 10^{-2} \\ T &= (298,0 \pm 0,2) \text{ K} \end{aligned}$$

Ceci nous donne les incertitudes relatives suivantes :

- pour la contribution liée à la connaissance du coefficient en  $T^4$  :  

$$\frac{1}{\nu_{\text{Cs}}} \delta K_{BBR}^{\text{Cs}} \approx 3,0 \times 10^{-17}$$
- pour la contribution liée à la connaissance du coefficient en  $T^6$  :  

$$\frac{1}{\nu_{\text{Cs}}} K_{BBR}^{\text{Cs}} \times \delta \epsilon^{\text{Cs}} \approx 1,7 \times 10^{-17}$$
- pour la contribution due à l'incertitude sur  $T$  :  

$$\frac{1}{\nu_{\text{Cs}}} 4 K_{BBR}^{\text{Cs}} \times \frac{\delta T}{300\text{K}} \approx 4,6 \times 10^{-17}$$

On en déduit une incertitude totale sur le déplacement dû au rayonnement du corps noir  $\sigma_{BBR} \approx 6 \times 10^{-17}$  en fréquence relative pour l'atome de césium.

Pour l'atome de rubidium, aucune évaluation expérimentale du coefficient Stark aussi précise que pour l'atome de césium n'a été réalisée pour le moment. Pour le traitement des données de FO2, nous utilisons la valeur  $k_E = -1,23(1) \times 10^{-10}$  Hz/(V/m)<sup>2</sup> démontrée expérimentalement par Mowat en 1972 [49]<sup>5</sup> et à partir de laquelle nous déduisons le coefficient en  $T^4$  du déplacement dû au rayonnement de corps noir :  $K_{BBR}^{\text{Rb}} = -8,6(1) \times 10^{-5}$  Hz. L'incertitude sur ce coefficient conduit à une incertitude de  $\sim 1,5 \times 10^{-16}$  sur l'évaluation du déplacement du corps noir en fréquence relative.

### Température des cavités Ramsey

En observant les figures 3.9 et 3.10 on peut s'interroger sur la température réelle des cavités Ramsey d'interrogation. Celles-ci ne sont pas solidaires du tube à vide : elles reposent sur des pieds isolants qui évitent les échanges thermiques et électriques par conduction avec l'enceinte à vide. Par contre, elles sont connectées thermiquement à l'environnement de la fontaine via les câbles d'alimentation micro-onde en cuivre. Ainsi les cavités Ramsey reçoivent les flux de chaleur venant des câbles par conduction et du tube par rayonnement. Dès lors, on peut modéliser les cavités de cuivre comme un corps gris<sup>6</sup> absorbant, d'une part, le rayonnement du tube, considéré comme un corps noir non perturbé par le rayonnement des cavités et, d'autre part, le flux conduit par les quatre câbles coaxiaux d'alimentation micro-onde.

La figure 3.12 schématise la dépendance de la température des cavités avec les températures de la pièce ( $T_{\text{ext}}$ ) et du tube ( $T_{\text{tube}}$ ). La température

<sup>5</sup> Mowat trouve un rapport  $K_{BBR}^{\text{Rb}}/K_{BBR}^{\text{Cs}} = 0,546(5)$  (avec donc une incertitude de 1%). En 1972, il donnait alors  $k_E^{\text{Rb}} = -1,23 \times 10^{-10}$  avec une incertitude de 3% limitée par la connaissance de  $k_E^{\text{Cs}}$ . Aujourd'hui,  $k_E^{\text{Cs}}$  est connu avec une incertitude de 2‰, ce qui permet d'abaisser l'incertitude sur  $k_E^{\text{Rb}}$  à 1%.

<sup>6</sup> Le flux thermique émis par un corps gris est donné par la loi de Stefan-Boltzmann et prend la forme  $\phi = \varepsilon \sigma T^4$  où  $T$  est la température du corps,  $\varepsilon$  l'émissivité du matériau et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann.



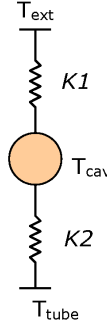


FIG. 3.12 – Schéma des échanges thermiques au niveau des cavités Ramsey (voir texte).

des cavités ( $T_{\text{cav}}$ ) se déduit simplement :

$$T_{\text{cav}} = \frac{K1 \cdot T_{\text{ext}} + K2 \cdot T_{\text{tube}}}{K1 + K2} \quad (3.7)$$

où la conductance des câbles est  $K1 = 4 \rho_{\text{Cu}} \times S_{\text{câble}}/L_{\text{câble}} \approx 7 \times 10^{-3}$  W/K (avec  $\rho_{\text{Cu}}$  la conductivité thermique du cuivre,  $S_{\text{câble}}$  et  $L_{\text{câble}}$  les section et longueur des câbles) et le coefficient de transmission par rayonnement du tube est  $K2 = \frac{d\phi}{dT} = 4 \varepsilon S_{\text{cav}} \sigma T_{\text{tube}}^3 \approx 5 \times 10^{-3}$  W/K (avec  $\varepsilon$  l'émissivité du cuivre,  $S_{\text{cav}}$  la surface externe de la cavité et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann).

Pour un écart de 1 K entre la température de la pièce et celle du tube à vide, toutes deux autour de 25°C, on trouve une température des cavités égale à environ la moyenne des deux températures, montrant que la contribution de la conduction des câbles est quasi-équivalente à celle du rayonnement du tube. Au vu des écarts de température entre le tube et l'environnement immédiat des blindages d'une part ( $\lesssim 0,5$  K), et d'autre part, au vu du temps passé par les atomes à proximité des cavités micro-ondes (de l'ordre de  $2 \times 50$  ms) comparativement à celui passé dans le tube ( $\sim 500$  ms), on peut estimer que la perturbation de rayonnement de corps noir introduite par les cavités est équivalente à une incertitude de  $\sim 0,1$  K sur la température effective sur la trajectoire des atomes. Ceci ne dégrade pas notablement l'incertitude sur l'évaluation du déplacement dû au rayonnement du corps noir que nous avons déterminée plus haut.

Le déplacement de fréquence lié au rayonnement du corps noir est ainsi bien contrôlé et évalué dans la fontaine FO2. Depuis les efforts d'homogénéisation de la température dans la pièce et les mesures précises de l'effet Stark réalisées sur FO1 (appuyées par de nouveaux résultats théoriques [46]), le rayonnement thermique ne constitue désormais plus un effet limitant pour l'exactitude de la fontaine césium.

### 3.1.3 Le déplacement collisionnel

Les collisions tiennent un rôle crucial dans la physique des atomes froids. Elles interviennent dans le processus de la condensation de Bose-Einstein par le biais du refroidissement évaporatif et se révèlent problématiques dans le cas de l'atome de césium 133. Dans les fontaines atomiques au césium, les collisions qui ont lieu à l'intérieur du nuage pendant l'interrogation Ramsey sont ainsi responsables d'un important déplacement de fréquence, difficile à évaluer, qui est resté longtemps la principale limitation pour l'exactitude de ces horloges. Cet effet étant proportionnel à la densité du nuage atomique, un moyen de le limiter est de travailler avec un faible nombre d'atomes, typiquement  $\lesssim 10^6$ . Mais ceci dégrade la stabilité de fréquence de l'horloge qui est alors limitée par le bruit de projection quantique de la détection [56]. En 1997, une étude théorique de Kokkelmans *et al.* [57] prédisait pour le rubidium 87 un déplacement de fréquence dû aux collisions froides (« déplacement collisionnel ») 15 fois plus faible que pour le césium 133 (<sup>7</sup>). Les fontaines au rubidium pourraient donc fonctionner avec un plus grand nombre d'atomes, apparaissant ainsi comme une alternative intéressante aux étalons standards de fréquence césium. C'est la raison principale qui a motivé la réalisation d'une fontaine double à atomes froids de césium et rubidium.

#### Quelques éléments théoriques

Ici seront rappelés brièvement les concepts théoriques qui permettent d'établir une expression du déplacement de fréquence dû aux collisions atomiques dans les fontaines. Ce sujet a été traité en profondeur dans la thèse d'Yvan Sortais [5].

Dans les fontaines atomiques, le nuage d'atomes étant dilué, on peut considérer que l'essentiel des collisions est du type collisions élastiques à deux corps. La diffusion élastique de deux particules identiques, de masse  $m$ , se ramène à l'étude, dans le système du centre de masse, de la diffusion de la particule relative, particule fictive de masse réduite  $\mu = m/2$ , par un potentiel d'interaction  $V(\vec{r})$  (<sup>8</sup>). La fonction d'onde  $\psi(\vec{r})$  associée à cette particule vérifie l'équation de Schrödinger :

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$$

<sup>7</sup> Une théorie plus récente de l'équipe de C. Williams [58] prévoit un déplacement collisionnel 30 fois plus petit, et les premières mesures avec la fontaine rubidium de notre laboratoire ont montré un rapport de 50 au moins entre les deux alcalins [59].

<sup>8</sup> Ce problème a été largement traité dans la littérature. On pourra par exemple se reporter aux cours suivants [60, 61].

où  $E$  est l'énergie totale de la particule,  $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ . La solution a le comportement asymptotique suivant ( $r \rightarrow \infty$ ) :

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \propto e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

avec  $\vec{k}$  la demi-différence des vecteurs d'onde des deux particules et  $r$  la distance séparant les deux particules. Le premier terme de l'équation correspond à une onde plane ; le second à une onde sphérique où  $f(k, \theta)$  est l'amplitude de diffusion dans la direction  $\theta$ .

Dans le cas d'un potentiel d'interaction central ( $V$  ne dépendant que de  $r = |\vec{r}|$ ), les fonctions d'onde solutions peuvent se décomposer en un produit d'harmoniques sphériques et d'une composante radiale de la forme  $u_{kl}(r)/r$ . L'équation de Schrödinger devient :

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} u_{kl}(r) + \left( V(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right) u_{kl}(r) = 0$$

et  $u_{kl}(0) = 0$

qui fait intervenir  $l$  le moment cinétique de la particule. La particule fictive est donc comme plongée dans un potentiel effectif  $V_{\text{eff}}(r)$ , somme du potentiel d'interaction  $V(r)$  et d'un potentiel centrifuge  $\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2}$ . Les solutions de ce système se présentent comme des paquets d'ondes planes, eux-mêmes décomposables en ondes sphériques. A grande distance, chacune de ces ondes sphériques est la somme d'une onde sphérique entrante, en  $e^{-ikr}/r$ , et d'une onde sphérique sortante, en  $e^{+ikr}/r$ , entre lesquelles le potentiel  $V(r)$  introduit un déphasage  $\delta_l(k)$ .

Pour des températures très basses du nuage atomique (ce qui est le cas dans les fontaines où les nuages ont une température typique de  $1 \mu\text{K}$ ), on est dans la limite des basses énergies, et la diffusion est essentiellement en onde "s" ( $l = 0$ ). L'ensemble de la physique des collisions peut alors être décrite à l'aide d'un unique paramètre, la longueur de diffusion  $a$ , définie comme :

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0(k)}{k}$$

avec  $\delta_0(k)$  le déphasage accumulé par la particule après collision.

D'ailleurs, dans le cas où l'on ne considère plus que la diffusion en onde s, la diffusion est isotrope, l'amplitude de diffusion  $f(k)$  ne dépend plus de l'angle  $\theta$  et on trouve la relation suivante :

$$\lim_{k \rightarrow 0} f(k) = -a$$

Dans ces conditions, on peut remplacer le potentiel réel (du type Van der Waals) par un potentiel de contact du type

$$V(r) = b \delta(\vec{r})$$

où  $\delta(\vec{r})$  désigne la fonction de Dirac au point  $\vec{r}$  et où  $b$  est une constante de couplage conduisant à la même longueur de diffusion que le vrai potentiel. Cette constante permet de décrire simplement l'ensemble des propriétés du milieu diffusant.

Dans le cadre de l'approximation de Born, qui s'applique lorsque la profondeur du potentiel est faible devant l'énergie cinétique de confinement de la particule dans la zone d'action du potentiel, on trouve la valeur de la constante de couplage du potentiel de contact [61] :

$$b = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a$$

En réintégrant cette valeur dans l'hamiltonien de collision, on montre alors que pour un gaz non-dégénéré de  $N_{\text{at}}$  atomes, tous dans l'état  $|\alpha\rangle$ , l'énergie totale d'interaction est :

$$E_{\text{coll}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \times a \times \bar{n}_\alpha \times N_{\text{at}}$$

où  $\bar{n}_\alpha$  est la densité atomique moyenne dans l'état  $|\alpha\rangle$ . De là, on peut en déduire le déplacement de fréquence induit par ces collisions :  $\delta\nu = (E_{\text{coll}}/N_{\text{at}})/h$ .

Lorsque toute la population d'atomes, de densité  $\bar{n}$ , est transférée de l'état  $|\alpha\rangle$  à l'état  $|\beta\rangle$ , le déplacement collisionnel prend la forme :

$$\delta\omega = 2\pi\delta\nu = \frac{4\pi\hbar}{m} (a_{\beta\beta} - a_{\alpha\alpha}) \bar{n}$$

avec  $a_{\alpha\alpha}$  (ou  $a_{\beta\beta}$ ) la longueur de diffusion pour la collision de deux atomes dans le même état interne  $|\alpha\rangle$  (ou  $|\beta\rangle$ ).

D'une manière plus générale, il faut considérer les cas où d'autres états internes sont peuplés. L'expression générale du déplacement collisionnel dans une fontaine s'écrit alors [57] :

$$\delta\nu = \frac{2\hbar}{m} \sum_j n_j (1 + \delta_{\alpha j})(1 + \delta_{\beta j})(a_{\beta j} - a_{\alpha j}) \quad (3.8)$$

où  $j = \alpha, \beta, \gamma$  fait référence à un état atomique  $|F, m_F\rangle$ .  $\alpha$  et  $\beta$  désignent respectivement les niveaux fondamental et excité de la transition hyperfine de

l'horloge. Il s'agit des niveaux  $m_F = 0$ . Pour  $^{133}\text{Cs}$ ,  $|\alpha\rangle = |3, 0\rangle$ ,  $|\beta\rangle = |4, 0\rangle$ ; et pour  $^{87}\text{Rb}$ ,  $|\alpha\rangle = |1, 0\rangle$ ,  $|\beta\rangle = |2, 0\rangle$ .  $\gamma$  désigne les sous-niveaux Zeeman autres que  $\alpha$  et  $\beta$ .

$n_j$  est la densité volumique de population dans l'état  $|j\rangle$ .  $a_{ij}$  est la longueur de diffusion concernant la collision entre un atome dans l'état  $|i\rangle$  et un autre dans l'état  $|j\rangle$ .  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker.

Dans les fontaines, les densités partielles  $n_j$  varient tout au long du vol balistique des atomes. Il faut donc tenir compte de l'évolution du nuage pendant l'interrogation. La valeur du déplacement collisionnel mesurée correspond à l'intégration de l'équation (3.8) sur la durée de l'interrogation Ramsey.

Plusieurs travaux ont été consacrés à la modélisation de l'évolution du nuage et de sa densité [5]. Au final, l'expression du déplacement collisionnel dans la fontaine peut être ramenée à une forme simple du type :

$$\delta\nu = \bar{n}\mathcal{K} \quad (3.9)$$

où  $\bar{n}$  est la densité d'atomes moyennée sur le temps, pondérée par la fonction de sensibilité  $g(t)$  et intégrée sur la trajectoire des atomes, et  $\mathcal{K}$  le coefficient du déplacement collisionnel.

Dans le cas du césium, s'ajoute une difficulté supplémentaire. Bien que dans les fontaines la température du nuage d'atomes soit faible, nous ne sommes pas dans le régime de Wigner qui considère que la valeur du coefficient  $\mathcal{K}$  est indépendante de l'énergie cinétique des atomes. Le seuil de ce régime est de 10 nK pour  $^{133}\text{Cs}$  contre 100  $\mu\text{K}$  pour  $^{87}\text{Rb}$  [58]. Il faut donc tenir compte de l'énergie cinétique relative  $E$  des atomes dans l'expression du déplacement collisionnel. Celle-ci diminue avec la densité atomique au cours de l'expansion du nuage. La modélisation du déplacement collisionnel devient ardue.

$$\begin{aligned} \delta\nu &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} g(t) \delta\nu(t) dt \\ &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \iiint g(t) \cdot n(\vec{r}, \vec{v}_1, \vec{v}_2, t) \cdot \mathcal{K}(E(\vec{r}, \vec{v}_1, \vec{v}_2, t)) d\vec{r} d\vec{v}_1 d\vec{v}_2 dt \end{aligned}$$

où  $T$  est le temps écoulé entre les deux passages dans la cavité d'interrogation Ramsey,  $\delta\nu(t)$  est le déplacement collisionnel instantané,  $g(t)$  la fonction de sensibilité,  $\vec{r}, \vec{v}_1, \vec{v}_2$  la position et les vitesses des atomes entrant en collision.

Une simplification consiste à fixer la valeur de l'énergie cinétique relative moyenne des atomes sur la trajectoire. Mais celle-ci reste difficile à évaluer car elle dépend fortement des conditions expérimentales. Par conséquent, il n'est pas possible de déterminer un  $\mathcal{K}$  absolu valable une fois pour toutes pour l'expérience.

### Evaluation par méthode différentielle

Comme il se révèle difficile de modéliser l'évolution de la densité du nuage et d'en déduire une évaluation théorique du déplacement collisionnel dans la fontaine, il faut chercher une estimation expérimentale. Nous avons vu que le déplacement collisionnel est proportionnel à la densité  $\bar{n}$  du nuage atomique intégrée sur sa trajectoire. La procédure expérimentale la plus intuitive consisterait donc à moduler la densité d'atomes et à mesurer la variation induite du déplacement de fréquence. Ainsi, à une configuration en haute densité (HD) doit correspondre un fort déplacement collisionnel ; à une configuration en basse densité (BD), un plus faible déplacement. En alternant ces deux configurations, il paraît alors possible d'estimer le coefficient du déplacement collisionnel. En reprenant l'équation simplifiée (3.9), on obtient la différence entre les deux déplacements de fréquence :

$$\delta\nu^{\text{HD}} - \delta\nu^{\text{BD}} = \mathcal{K}^{\text{HD}}\bar{n}^{\text{HD}} - \mathcal{K}^{\text{BD}}\bar{n}^{\text{BD}}$$

Les coefficients  $\mathcal{K}$  des déplacements à haute et basse densités ne sont a priori pas les mêmes. Toutefois, si on suppose  $\mathcal{K}^{\text{HD}} = \mathcal{K}^{\text{BD}}$ , il est alors possible de factoriser l'expression précédente :

$$\delta\nu^{\text{HD}} - \delta\nu^{\text{BD}} = \mathcal{K}(\bar{n}^{\text{HD}} - \bar{n}^{\text{BD}})$$

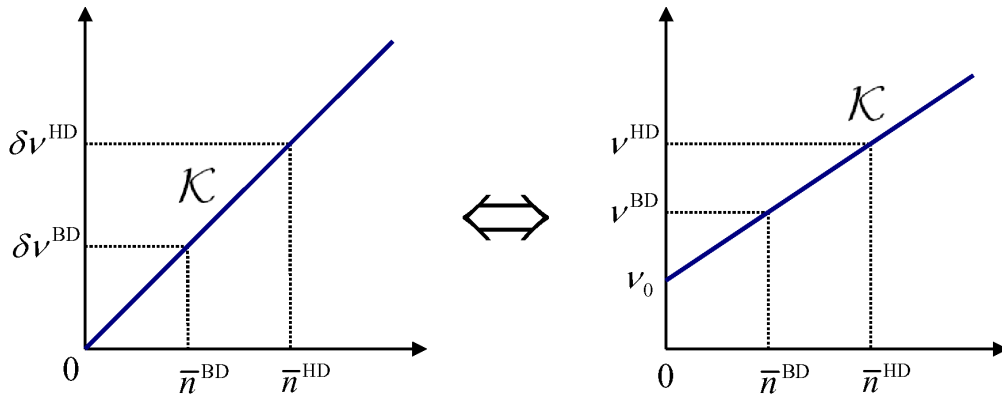


FIG. 3.13 – Correction du déplacement collisionnel à partir des fréquences mesurées ( $\nu^{\text{HD}}$  et  $\nu^{\text{BD}}$ ) à haute et basse densité atomique ( $\bar{n}$ ) par extrapolation linéaire de la fréquence d'horloge à densité d'atomes nulle.

Ainsi, la fréquence d'horloge corrigée du déplacement collisionnel  $\nu_0$  se déduit simplement des fréquences mesurées à haute et basse densités par extrapolation linéaire à densité d'atomes nulle (*cf.* Fig. 3.13) :

$$\nu_0 = \nu^{\text{HD}} - \mathcal{K}\bar{n}^{\text{HD}} = \nu^{\text{BD}} - \mathcal{K}\bar{n}^{\text{BD}} \quad (3.10)$$

avec donc  $\mathcal{K} = \frac{\nu^{\text{HD}} - \nu^{\text{BD}}}{\bar{n}^{\text{HD}} - \bar{n}^{\text{BD}}}$ .

Pour déterminer  $\nu_0$ , la connaissance de  $\mathcal{K}$ ,  $\bar{n}^{\text{HD}}$  et  $\bar{n}^{\text{BD}}$  n'est pas nécessaire en absolu. Seule importe une parfaite maîtrise du rapport des densités comme l'illustrent les expressions suivantes :

$$\nu_0 = \nu^{\text{HD}} - \frac{\nu^{\text{HD}} - \nu^{\text{BD}}}{1 - \frac{\bar{n}^{\text{BD}}}{\bar{n}^{\text{HD}}}} = \nu^{\text{BD}} - \frac{\nu^{\text{HD}} - \nu^{\text{BD}}}{\frac{\bar{n}^{\text{HD}}}{\bar{n}^{\text{BD}}} - 1}$$

Ceci implique une certaine rigueur dans la préparation des densités haute et basse. Cette rigueur est d'autant plus souhaitable qu'elle participe à la justification de l'hypothèse  $\mathcal{K}^{\text{HD}} = \mathcal{K}^{\text{BD}}$ . Nous verrons plus loin les méthodes mises en œuvre pour le contrôle la densité atomique dans la fontaine.

Auparavant, remarquons que, si nous n'avons pas accès directement à la densité d'atomes pour chaque nuage lancé dans la fontaine, nous mesurons par contre à chaque coup les signaux de temps de vol des atomes au niveau des nappes lasers de détection. Ces signaux nous permettent de déduire les populations atomiques des deux états d'horloge et de remonter au nombre total d'atomes détectés  $N_{\text{det}}$ . Certaines techniques de préparation que nous verrons ci-après permettent de faire varier  $N_{\text{det}}$  de manière directement proportionnelle à la densité moyenne  $\bar{n}$ . Alors, en reprenant l'équation (3.9), nous pouvons réécrire le déplacement de fréquence sous la forme :

$$\delta\nu = \mathcal{K}_{\text{coll}} N_{\text{det}}$$

avec  $\mathcal{K}_{\text{coll}}$  coefficient fonction des paramètres expérimentaux qui régissent l'évolution de la densité et de l'énergie du nuage atomique.

Par analogie avec le raisonnement précédent sur la densité atomique, on trouve l'équivalent de l'équation (3.10) donnant la fréquence d'horloge corrigée du déplacement collisionnel en fonction des fréquences et des nombres d'atomes mesurés à haute et basse densités :

$$\nu_0 = \nu^{\text{HD}} - \mathcal{K}_{\text{coll}} N_{\text{det}}^{\text{HD}} = \nu^{\text{BD}} - \mathcal{K}_{\text{coll}} N_{\text{det}}^{\text{BD}} \quad (3.11)$$

$$\text{avec } \mathcal{K}_{\text{coll}} = \frac{\nu^{\text{HD}} - \nu^{\text{BD}}}{N_{\text{det}}^{\text{HD}} - N_{\text{det}}^{\text{BD}}}$$

Ce sont ces expressions qui sont utilisées dans le traitement des données haute et basse densités de la fontaine FO2. Là encore, la détermination absolue des  $N_{\text{det}}^{\text{HD}}$  et  $N_{\text{det}}^{\text{BD}}$  n'est pas nécessaire. La connaissance précise de leur rapport suffit ici, ce qui nous épargne la calibration absolue du nombre d'atomes détectés dans la fontaine, qui reste un point très délicat [5].

Par l'alternance des mesures en haute et basse densités, le déplacement collisionnel peut ainsi être évalué en continu sur la fontaine. La mesure différentielle, présentée dans [59]<sup>9</sup>, offre l'intérêt de s'affranchir de l'instabilité long terme de l'oscillateur local. Elle permet ainsi d'isoler un effet particulier, ici le déplacement collisionnel (et par la même occasion, tout autre effet dépendant linéairement de la densité atomique, comme le *cavity pulling*), en rejetant les fluctuations de l'oscillateur d'interrogation mais aussi les fluctuations lentes du champ magnétique, de la température ambiante ou encore du nombre d'atomes pour des constantes de temps supérieures à la période d'alternance des mesures.

Dans le cas de la fontaine FO2, l'alternance est effectuée tous les 50 cycles d'horloge pour optimiser le bruit : sur ces temps d'intégration, l'ensemble {fontaine-oscillateur local} présente un bon comportement en bruit blanc de fréquence (*cf.* Fig. 1.7).

### Le transfert adiabatique de population

Pour obtenir dans la fontaine deux configurations de densités atomiques différentes, deux méthodes s'offrent à nous. La première consiste à intervenir sur le chargement des atomes. Pour cela, on peut jouer sur la durée de la phase de mélasse optique ou encore sur la puissance des lasers de capture. Cependant, ces techniques présentent l'inconvénient de modifier la distribution de vitesse, la géométrie et la position du nuage, ce qui entrave un contrôle parfait de la densité atomique. La seconde méthode consiste à intervenir sur le processus de sélection. Ainsi, sans toucher au chargement des atomes, il est possible en jouant sur la puissance micro-onde de la sélection de modifier le nombre d'atomes préparés dans l'état fondamental au sortir de la sélection. Une impulsion Rabi  $\pi$  dans la cavité micro-onde de sélection permet de transférer toute la population du niveau horloge excité ( $|F = 4, m_F = 0\rangle$  du  $^{133}\text{Cs}$ ) dans le niveau horloge fondamental ( $|F = 3, m_F = 0\rangle$ ). On peut alors par une impulsion  $\pi/2$  n'en transférer que la moitié. Les atomes qui statistiquement sont dans le niveau excité, ainsi que dans tous les autres sous-niveaux Zeeman ( $|F = 4, m_F \neq 0\rangle$  du  $^{133}\text{Cs}$ ) non-concernés par la transition micro-onde de sélection, sont poussés hors du nuage par le faisceau laser pousseur (accordé sur  $4 \rightarrow 5'$ ). On obtient ainsi un nuage de densité égale à la moitié de celle obtenue en fonctionnement standard avec une impulsion  $\pi$ . Toutefois, si aucune précaution particulière n'est prise au niveau des impulsions micro-ondes appliquées, les problèmes d'inhomogénéité du champ micro-onde dans la cavité font que tous les atomes, selon leur position par

<sup>9</sup> Les fontaines atomiques de notre laboratoire ont été les premières au monde à utiliser en continu cette méthode pour l'évaluation du déplacement collisionnel.



rapport à la trajectoire idéale, ne “voient” pas les impulsions parfaitement  $\pi/2$  (ou  $\pi$ ). Ceci rend la sélection des atomes inhomogène et se répercute sur la forme du nuage et la distribution de vitesse des atomes. Tout comme la première méthode, cette technique affecte donc l'évolution du nuage et par conséquent ne garantit pas un contrôle adéquat du rapport des densités atomiques entre les configurations haute et basse densités. Les travaux d'Yvan Sortais [5] ont ainsi conclu que les fluctuations de la densité atomique dans la fontaine introduisaient une incertitude de 10 à 20% (dans le meilleur des cas) sur l'évaluation du déplacement collisionnel, ce qui cantonne l'exactitude de la fontaine dans la gamme des  $10^{-15}$ .

Pour vaincre la limitation que constitue le déplacement collisionnel, il faut mettre au point une méthode de sélection qui, quelle que soit la géométrie du nuage, transfère les atomes avec la même efficacité. La méthode du transfert de population par passage adiabatique, bien connue en imagerie médicale (RMN) et en optique quantique [62, 63], est une réponse possible. Cette méthode repose sur un balayage simultané de la puissance et de la fréquence de la micro-onde durant la sélection [64, 65]. Appliquée à la sélection dans la fontaine, elle permet la préparation de nuages de densités dans un rapport 1/2 avec une précision relative meilleure que le %.

Le transfert de population par passage adiabatique, son principe et sa mise en œuvre sur FO2 sont décrits en détail dans la thèse d'Harold Marion [7]. J'en donnerai ici les grandes lignes.

Partant de l'hamiltonien d'interaction entre un atome à deux niveaux (fondamental  $|f\rangle$  et excité  $|e\rangle$ , séparés d'une énergie  $\hbar\omega_0$ ) et un champ électromagnétique monochromatique (de pulsation  $\omega$ ), on se place dans le formalisme de “l'atome habillé” [16, 62]. La diagonalisation de l'hamiltonien permet de construire les états “habillés”. Il s'agit de doublets ( $|+\rangle$  et  $|-\rangle$ ) de combinaisons linéaires des états  $|f, n+1\rangle$  et  $|e, n\rangle$  (atome dans l'état fondamental ou excité, entouré de  $n+1$  ou  $n$  photons dans le champ micro-onde) :

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \sin\theta |f, n+1\rangle + \cos\theta |e, n\rangle \\ |-\rangle &= \cos\theta |f, n+1\rangle - \sin\theta |e, n\rangle \end{aligned}$$

où l'angle  $\theta$  est donné par la relation  $\tan 2\theta = -\Omega/\delta$ , avec  $\Omega$  la pulsation de Rabi et  $\delta = \omega - \omega_0$  le désaccord du champ micro-onde par rapport à la résonance atomique.

Les énergies propres de ces états habillés sont :

$$E_{|\pm\rangle} = (n+1)\hbar\omega - \frac{\hbar\delta}{2} \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \quad (3.12)$$

L'évolution du troisième terme de (3.12) en fonction de  $\delta/\Omega$  est tracée en Fig. 3.14. Les états habillés se repoussent mutuellement, ce qui crée un croisement évité à résonance. En ce point, leur séparation est de  $\hbar\Omega$ .

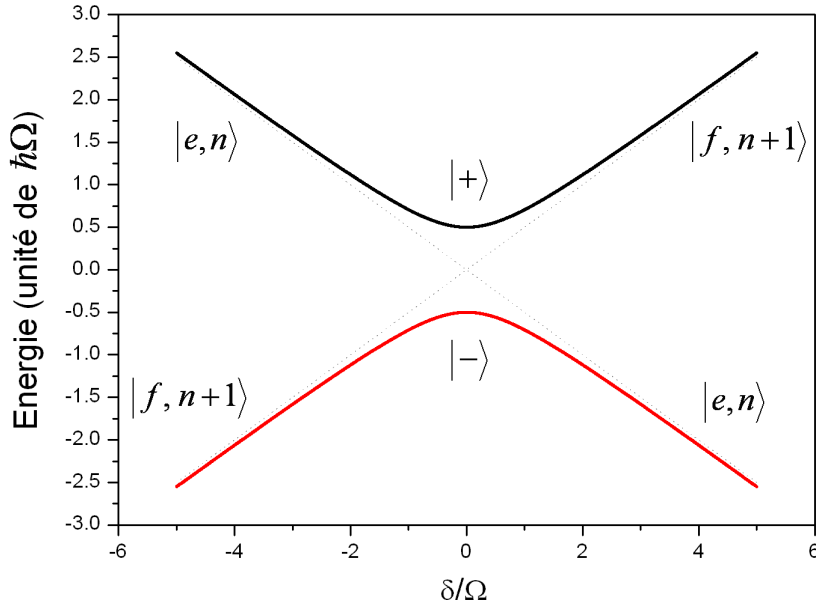


FIG. 3.14 – Terme d'énergie différenciant les états propres  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  dans le modèle de l'atome "habillé", en fonction du désaccord  $\delta$  du champ micro-onde d'interaction. Quand  $\delta \rightarrow -\infty$ , la fonction d'onde  $|-\rangle$  de l'atome habillé est bien approchée par  $|f, n+1\rangle$  : l'atome est dans son état interne fondamental et il y a  $n+1$  photons dans le champ. Quand  $\delta \rightarrow +\infty$ ,  $|-\rangle$  tend vers  $|e, n\rangle$  : l'atome est dans son état interne excité, "habillé" de  $n$  photons. Le passage adiabatique consiste à réaliser la transition  $|f, n+1\rangle \rightarrow |e, n\rangle$  : il s'agit de maintenir le système dans l'état  $|-\rangle$  (ou  $|+\rangle$ ) tout en faisant varier  $\delta$  (et/ou la pulsation de Rabi  $\Omega$ ).

Dans ce modèle, le passage adiabatique consiste à ce que le système atome–champ suive un même état habillé lorsqu'on fait varier  $\delta$  et  $\Omega$ . Il s'agit de réaliser la transition  $|f, n+1\rangle \rightarrow |e, n\rangle$  en maintenant le système dans l'état habillé de départ. Pour garantir ceci, il faut satisfaire le critère d'adiabaticité :

$$\left| \langle - | \frac{\partial |+\rangle}{\partial t} \right| \ll \frac{\Delta E}{\hbar}$$

dans le cas où  $|+\rangle$  est l'état dans lequel le système doit rester ; avec  $\Delta E$  la différence d'énergie entre les deux états habillés.

Autour de résonance, où le passage adiabatique est le plus critique, le critère d'adiabaticité s'écrit :

$$\left| \dot{\delta}(t) \right|_{\delta \approx 0} \ll \Omega^2(t) \quad (3.13)$$

Ceci nous conduit à opter pour un balayage conjoint du désaccord  $\delta$  et de la puissance micro-onde (à travers le carré de la pulsation de Rabi  $\Omega$ ). La relation (3.13) implique en particulier que le balayage en fréquence soit lent lorsque la puissance est faible et qu'il soit rapide lorsque celle-ci est élevée.

Afin de minimiser les excitations non résonantes, la forme de l'impulsion est choisie de type fenêtre de Blackman<sup>10</sup> selon l'exemple de [67, 68]. L'évolution de la pulsation de Rabi suit alors l'expression :

$$\Omega(t) = \Omega_{\max} \left[ 0,42 - 0,50 \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) + 0,08 \cos\left(\frac{4\pi t}{\tau}\right) \right]$$

où  $\tau$  est la durée de l'impulsion Blackman. On obtient l'équation de l'évolution du désaccord en intégrant l'équation différentielle  $\dot{\delta}(t) \propto \Omega^2(t)$ . La figure 3.15.a donne la dépendance temporelle de la pulsation de Rabi et du désaccord dans ces conditions.

La méthode de passage adiabatique permet de transférer les atomes d'un niveau à l'autre avec un maximum d'efficacité. Si on interrompt le balayage à résonance ( $\delta = 0$ ), comme présenté sur Fig. 3.15.b, on met les atomes dans une superposition cohérente et égale des niveaux horloge. Après application du faisceau pousseur, on obtient alors une densité dans l'état  $|3, 0\rangle$  égale à la moitié de la densité obtenue pour un passage adiabatique complet. Le fait remarquable est que, lorsque le critère d'adiabaticité est vérifié, cette situation de demi-Blackman est, tout comme celle du Blackman complet, indépendante de la pulsation de Rabi  $\Omega_{\max}$  [7, 69]. Ceci est illustré sur la figure 3.16.

Cette indépendance vis-à-vis de la puissance micro-onde à partir d'un certain seuil (ici  $\Omega_{\max}/2\pi = 2$  kHz sur la Fig. 3.16) garantit l'insensibilité de la méthode aux inhomogénéités de champ et réciproquement à la forme du nuage : la probabilité de transition est ainsi indépendante de la position des atomes dans la cavité. Des simulations numériques et les mesures expérimentales l'ont démontré à un niveau de  $10^{-3}$  [7, 69]. Ceci garantit une grande reproductibilité dans le rapport 1/2 entre les densités obtenues pour un Blackman complet et un demi-Blackman. La méthode différentielle exposée précédemment devient alors parfaitement exploitable. Le seul point critique est la fréquence finale du balayage dans le cas du demi-Blackman<sup>11</sup>.

<sup>10</sup> Cf. tout bon livre de traitement du signal, ainsi que la référence [66].

<sup>11</sup> Dans les conditions standard de fonctionnement ( $\Omega_{\max}/2\pi = 7,5$  kHz,  $\delta_{\max}/2\pi = 5$  kHz et  $\tau = 4$  ms), on trouve une sensibilité linéaire de la probabilité de transition au désaccord final de  $6,9 \times 10^{-5}/\text{Hz}$ . Par conséquent, pour obtenir une précision de  $10^{-3}$  sur la probabilité de transition, il faut contrôler la fréquence finale du demi-Blackman à mieux que  $\sim 10$  Hz.

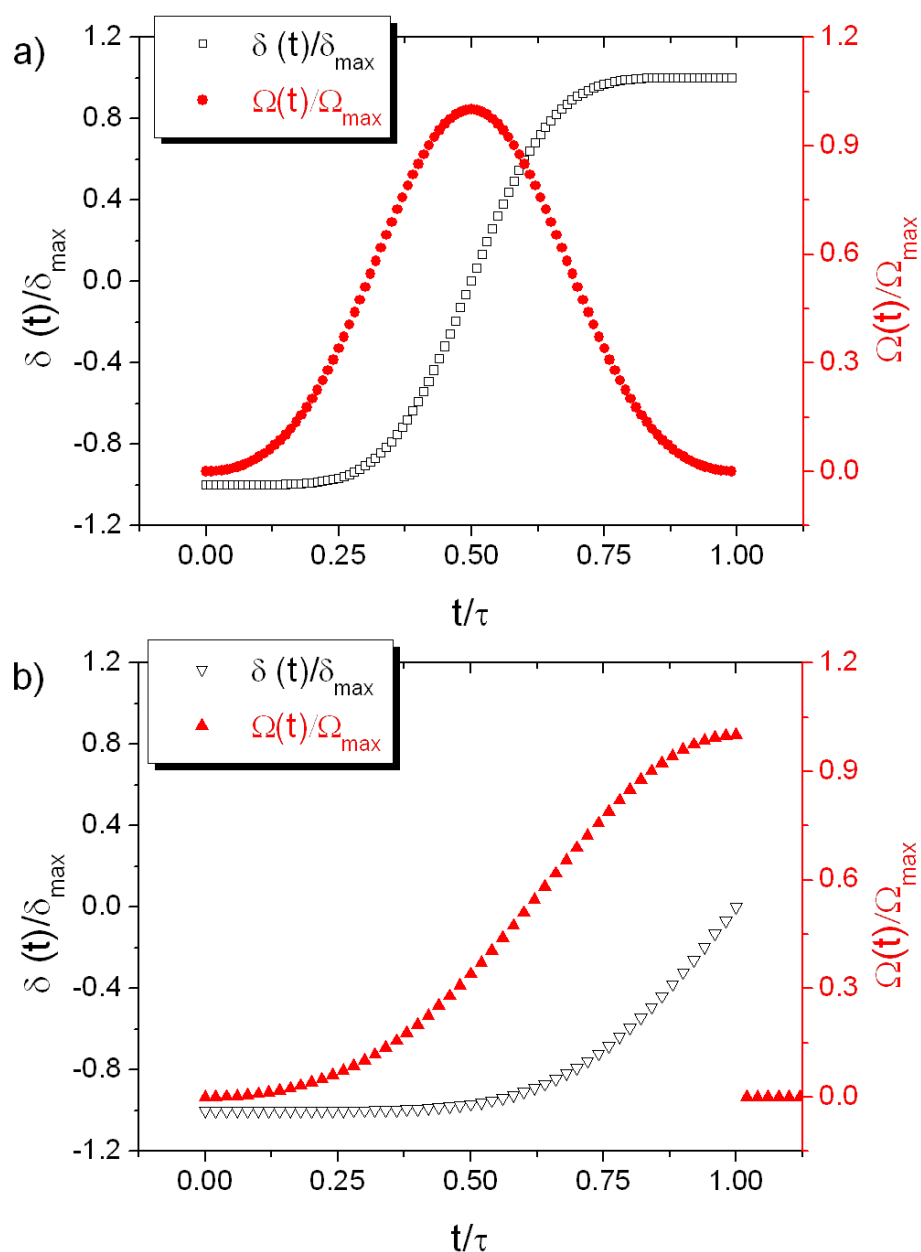


FIG. 3.15 – a) Dépendance temporelle de l'impulsion Blackman (●), balayée en fréquence dans le sens positif (□), pour une durée d'impulsion  $\tau$ , afin de réaliser un transfert adiabatique de population complet (probabilité de transition 1). b) Impulsion demi-Blackman (▲) avec balayage en fréquence (▽) interrompu à résonance ( $\delta = 0$ ). Elle laisse le nuage dans une superposition équiprobée d'atomes dans les niveaux horloge. Après application du faisceau pousseur on obtient une densité moitié moindre dans l'état  $|3, 0\rangle$  (probabilité de transition 0,5) pour une durée  $\tau$  (figures tirées de [7]).

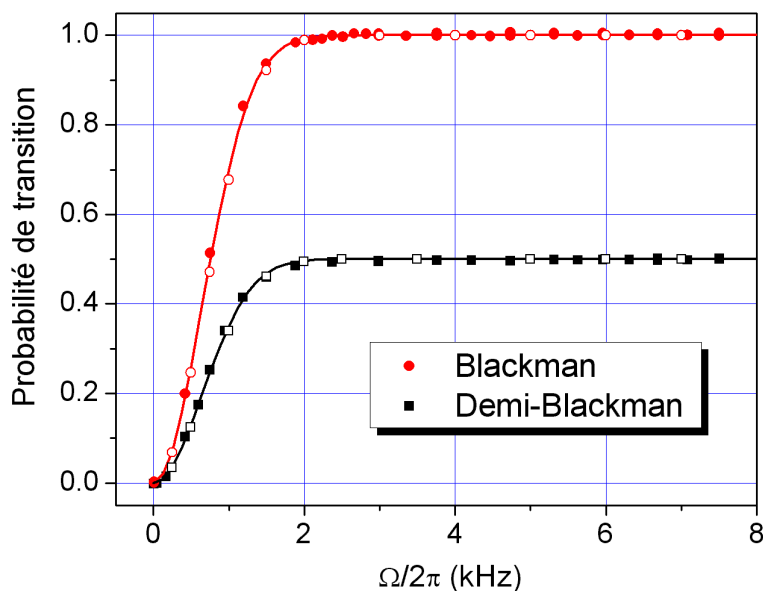


FIG. 3.16 – Probabilité de transition pour  $\tau = 4$  ms,  $\delta_{\max}/2\pi = 5$  kHz en fonction de  $\Omega_{\max}/2\pi$  pour des impulsions Blackman et demi-Blackman. La simulation en trait plein donne l'évolution de la probabilité de transition d'un atome au centre du nuage en présence d'un champ micro-onde. Les symboles creux figurent une simulation tenant compte du mode  $TE_{011}$  de la cavité pour un nuage avec une distribution en vitesses et en positions. Les symboles pleins sont les mesures expérimentales [7].

### Dispositif expérimental

Les fonctions puissance  $\Omega(t)$  et désaccord  $\delta(t)$  des impulsions Blackman et demi-Blackman sont générées par l'ordinateur de la fontaine. Celui-ci pilote un synthétiseur numérique de fréquence générateur de fonctions arbitraires dont la sortie, autour de 7,3 MHz, est mélangée avec un signal à 9,2 GHz (issu de la multiplication du signal maser à 100 MHz). Ce synthétiseur assure un contrôle de la fréquence finale du demi-Blackman à  $\sim 10$  mHz près, soit mille fois mieux que ce qui est requis pour assurer une précision de  $10^{-3}$  sur la probabilité de transition (*cf.* note 11).

En sortie de la chaîne de synthèse, un atténuateur pilotable en tension, offrant 60 dB de dynamique, permet de moduler la puissance micro-onde envoyée dans la cavité sélection. Le PC approche l'expression de l'évolution temporelle de la pulsation de Rabi  $\Omega(t)$  par un échantillon de 500 points. Il a été vérifié que l'amplitude micro-onde ainsi synthétisée suit la forme recherchée avec un bon accord ( $\sim 2\%$ ).

Pour s'assurer que la méthode est parfaitement insensible aux fluctuations de l'amplitude micro-onde, on travaille avec une fréquence de Rabi

$\Omega_{\max}/2\pi = 7,5$  kHz (*cf.* Fig. 3.16), ce qui est une puissance élevée. La probabilité d'exciter des transitions entre sous-niveaux Zeeman est alors de 15%, en considérant le champ magnétique statique de quelques milligauss dans la fontaine. Afin d'éviter ces transitions parasites, nous appliquons au moment de la sélection un fort champ magnétique chargé d'éloigner par effet Zeeman les résonances voisines indésirables. Deux bobines placées autour de la cavité de sélection assurent un champ de 180 mG pendant l'impulsion. L'effet Zeeman quadratique déplace la transition  $|4, 0\rangle \rightarrow |3, 0\rangle$  de près de 14 Hz dont nous tenons compte pour effectuer correctement le balayage en fréquence. Cette impulsion de champ magnétique, bien qu'interrompue une fois le nuage d'atomes hors de la cavité de sélection, peut perturber ensuite l'interrogation de Ramsey par des effets de rémanence dans les blindages magnétiques. La méthode de compensation active du champ, exposée dans la partie 3.1.1, permet de contrebalancer cet effet pendant la phase d'interrogation.

### Mesures et correction du déplacement

La méthode différentielle alternant mesures à haute et basse densités et reposant sur le transfert de population par passage adiabatique est utilisée de manière systématique et routinière sur la fontaine en fonctionnement d'horloge. Nous alternons tous les 50 cycles de fontaine une sélection haute densité par passage adiabatique complet (densité « 100% ») et une sélection basse densité par passage adiabatique interrompu à résonance (densité « 50% »). Le calcul des aires des signaux de temps de vol des nuages dans la détection nous permet d'évaluer en continu le nombre d'atomes et le rapport des densités. Pour les atomes dans l'état  $|F = 4\rangle$ , ce rapport est :

$$R_4 = \frac{\bar{n}_{|F=4\rangle}^{(50)}}{\bar{n}_{|F=4\rangle}^{(100)}} \approx \frac{N_{|F=4\rangle}^{(50)}}{N_{|F=4\rangle}^{(100)}} \approx \frac{A_{|F=4\rangle}^{(50)}}{A_{|F=4\rangle}^{(100)}}$$

où  $\bar{n}_{|F=4\rangle}^{(100)}$  et  $\bar{n}_{|F=4\rangle}^{(50)}$  sont les densités des atomes dans l'état  $|F = 4\rangle$  après respectivement un passage adiabatique complet et un passage adiabatique interrompu à résonance ;  $N_{|F=4\rangle}$  est le nombre d'atomes détectés dans l'état  $|F = 4\rangle$  et qui est supposé être directement proportionnel à l'aire  $A_{|F=4\rangle}$  du signal de temps de vol correspondant.

De même, on calcule le rapport de densités pour les atomes dans l'état  $|F = 3\rangle$  :

$$R_3 = \frac{\bar{n}_{|F=3\rangle}^{(50)}}{\bar{n}_{|F=3\rangle}^{(100)}} \approx \frac{N_{|F=3\rangle}^{(50)}}{N_{|F=3\rangle}^{(100)}} \approx \frac{A_{|F=3\rangle}^{(50)}}{A_{|F=3\rangle}^{(100)}}$$

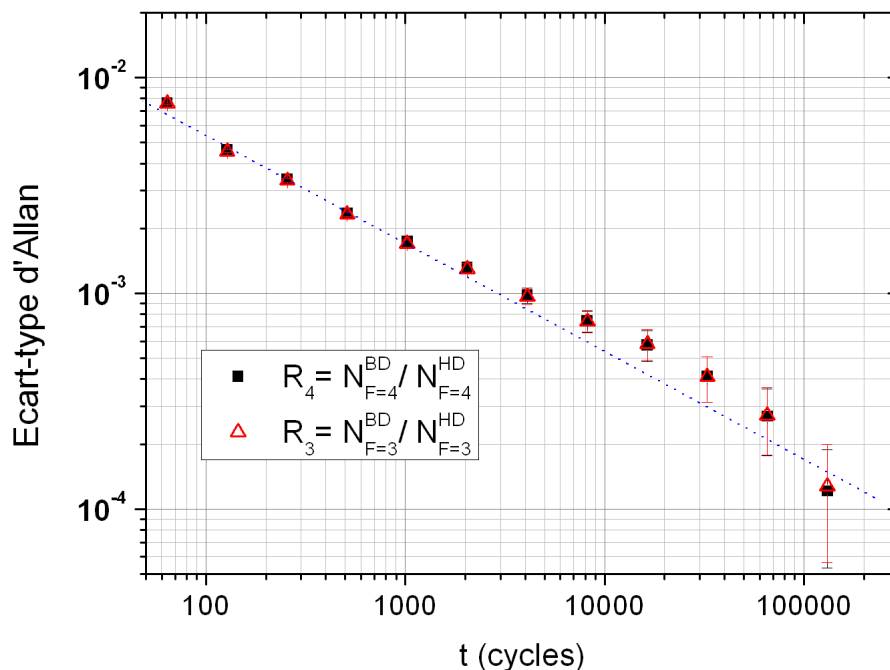


FIG. 3.17 – Ecart-type d'Allan (en relatif) des rapports  $R_4$  et  $R_3$  au cours d'une campagne de mesure typique avec FO2 (18 jours d'intégration en mai 2005) alternant 50 cycles de haute (HD) puis basse densité (BD). A partir de 100 cycles de fontaine, les rapports se moyennent comme du bruit blanc. Après 480 000 cycles dans chaque configuration, on obtient  $\langle R_4 \rangle = 0,50111(4)$  et  $\langle R_3 \rangle = 0,50390(4)$ . La stabilité autour de 500 cycles est en  $\sim 5,5 \times 10^{-2} N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  : une résolution statistique inférieure à  $10^{-3}$  est atteinte en une heure de mesures.

La figure 3.17 présente l'écart-type d'Allan des rapports  $R_4$  et  $R_3$  au cours d'une campagne de mesure de 18 jours sur FO2 (960 000 cycles de fontaine) alternant entre haute et basse densités tous les 50 cycles. Ces rapports se moyennent comme du bruit blanc avec une pente en  $\sim 5,5 \times 10^{-2} N_{\text{cycles}}^{-1/2}$ . Une résolution statistique inférieure à  $10^{-3}$  est ainsi atteinte en une heure de mesures. On trouve au final :

$$R_4 = \frac{1}{2} (1 + 2 \times 10^{-3})$$

$$R_3 = \frac{1}{2} (1 + 8 \times 10^{-3})$$

Ces résultats sont représentatifs de ce que nous obtenons sur FO2. Pour le rapport  $R_4$ , la différence avec  $1/2$ , de  $2 \times 10^{-3}$ , est un peu plus grande que ce que les simulations numériques prédisaient [7]. Cette dégradation peut

s'expliquer par la non-linéarité de la détection, qui est sensible au fait que l'épaisseur optique du nuage atomique n'est pas la même entre haute et basse densité. Le rapport  $R_3$  quant à lui s'écarte plus nettement de la valeur  $1/2$ . Ceci est dû à la présence résiduelle d'atomes dans les états  $|F = 3, m_F \neq 0\rangle$  non repompés lors du lancement<sup>12</sup> ou provenant du dépompage des états  $|F = 4, m_F\rangle$  vers  $|F = 3, m_F\rangle$  par le faisceau laser pousseur de la sélection. Cette fraction d'atomes n'a pas pu être éradiquée. La contribution de ces atomes au déplacement collisionnel fait l'objet de la partie 4.8 de [7]. On estime que son effet est inférieur à  $10^{-16}$  sur l'incertitude associée à l'évaluation du déplacement collisionnel.

La méthode du passage adiabatique a été testée expérimentalement et validée pour différentes configurations de températures de nuage atomique. Elle a été comparée à la méthode de sélection standard (impulsion micro-onde créneau) ainsi qu'à la méthode modifiant le temps de chargement des atomes lors de la phase de mélasse optique [69, 7].

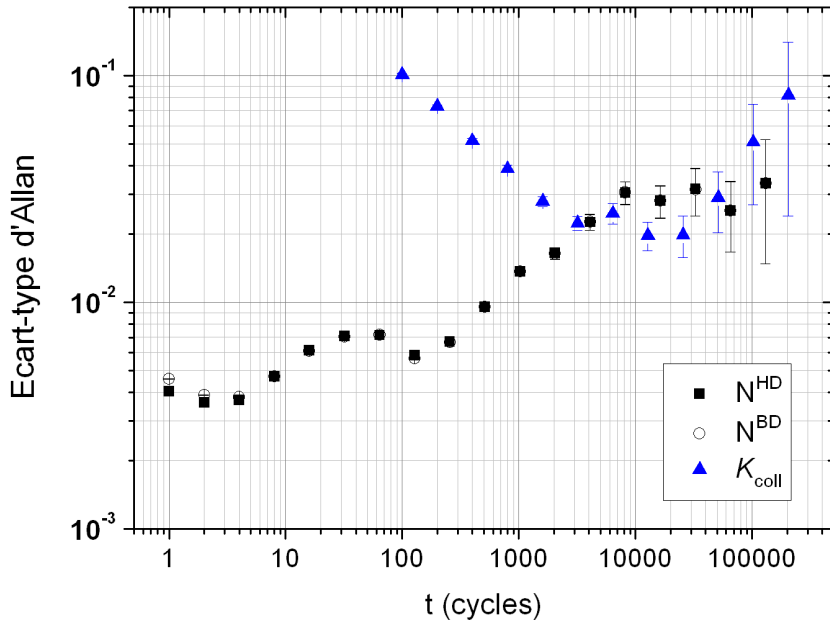


FIG. 3.18 – Fluctuations relatives du nombre d'atomes à haute densité (■) et basse densité (○) au cours d'une campagne de mesure typique avec FO2 (mai 2005). Est aussi représenté ici l'écart-type d'Allan des fluctuations relatives du coefficient  $K_{coll}$  (▲) évalué sur des paquets de 100 mesures (soit un cycle complet de mesures haute et basse densités).

<sup>12</sup> L'installation d'un faisceau repompneur supplémentaire selon la verticale a permis de limiter leur nombre.



La figure 3.18 montre les fluctuations relatives du nombre d'atomes à haute et basse densité. Le nombre d'atomes diverge vite, dès 3 cycles d'horloge. La méthode différentielle permet de s'affranchir de ces fluctuations à partir de 50 cycles et fixe ainsi l'incertitude sur le nombre d'atomes en dessous du % d'après Fig. 3.18. L'écart-type d'Allan du coefficient  $\mathcal{K}_{\text{coll}}$  évalué tous les 100 cycles d'horloge est représenté également sur la figure 3.18. L'évaluation du déplacement collisionnel n'est en effet pas pertinente sur des durées inférieures à un cycle complet de mesures haute et basse densités. On constate que l'estimation de  $\mathcal{K}_{\text{coll}}$  se moyenne comme du bruit blanc jusqu'à des temps d'intégration de  $\sim 5\,000$  cycles, elle atteint alors un palier et diverge au-delà de 30 000 cycles. Pour atteindre la meilleure résolution statistique sur l'évaluation du déplacement collisionnel, il faut donc attendre plusieurs heures d'intégration, voire une journée. C'est ainsi que nous avons choisi d'évaluer sur la journée le déplacement collisionnel par cette méthode, lorsque les conditions de fonctionnement de la fontaine sont suffisamment stables. Nous appliquons alors sur les données de fréquence de la fontaine une correction du déplacement collisionnel telle que :

$$\nu_0^i = \nu_{\text{mes}}^i - \mathcal{K}_{\text{coll}}^{\text{journée}} \times N_{\text{det}}^i$$

où  $\nu_0^i$  est la fréquence corrigée du déplacement collisionnel au cycle d'horloge  $i$ ,  $\nu_{\text{mes}}^i$  est la mesure de fréquence,  $N_{\text{det}}^i$  est le nombre d'atomes évalué à partir des signaux de temps de vol, et  $\mathcal{K}_{\text{coll}}^{\text{journée}}$  est la moyenne du coefficient du déplacement collisionnel sur la journée.

La figure 3.19 montre l'écart-type d'Allan des données de fréquence relative pour les configurations à haute et basse densités ainsi que leur valeur corrigée du déplacement collisionnel à l'aide d'un coefficient  $\mathcal{K}_{\text{coll}}$  évalué sur la journée. Cette figure montre également l'écart-type d'Allan de la différence des données corrigées ( $\Delta$ ). Celle-ci descend comme du bruit blanc en  $\sim 2,6 \times 10^{-14} N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  (soit  $\sim 2,9 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  avec un temps de cycle  $\tau = 1,235$  s), à l'exception d'une bosse vers 10 000 cycles. Cette bosse tend à montrer que, concernant le déplacement collisionnel, cet échantillon de données aurait gagné à être traité sur  $2 \times 10\,000$  cycles (soit des tronçons de  $\sim 4\text{h}30$ ) plutôt que sur la journée, comme le laissait entrevoir le minimum de la variance du coefficient  $\mathcal{K}_{\text{coll}}$  représentée en Fig. 3.18. La correction totale du déplacement collisionnel (et du *cavity pulling*) appliquée sur l'ensemble de cet échantillon vaut  $-2,89 \times 10^{-14}$ . On estime que la méthode du passage adiabatique est responsable d'une incertitude de l'ordre du ‰. Notre méthode semble donc plutôt limitée ici par les fluctuations à court terme du nombre d'atomes, légèrement inférieures au ‰ sur les constantes de temps inférieures à la durée d'alternance de la méthode différentielle (*cf.* Fig. 3.18).

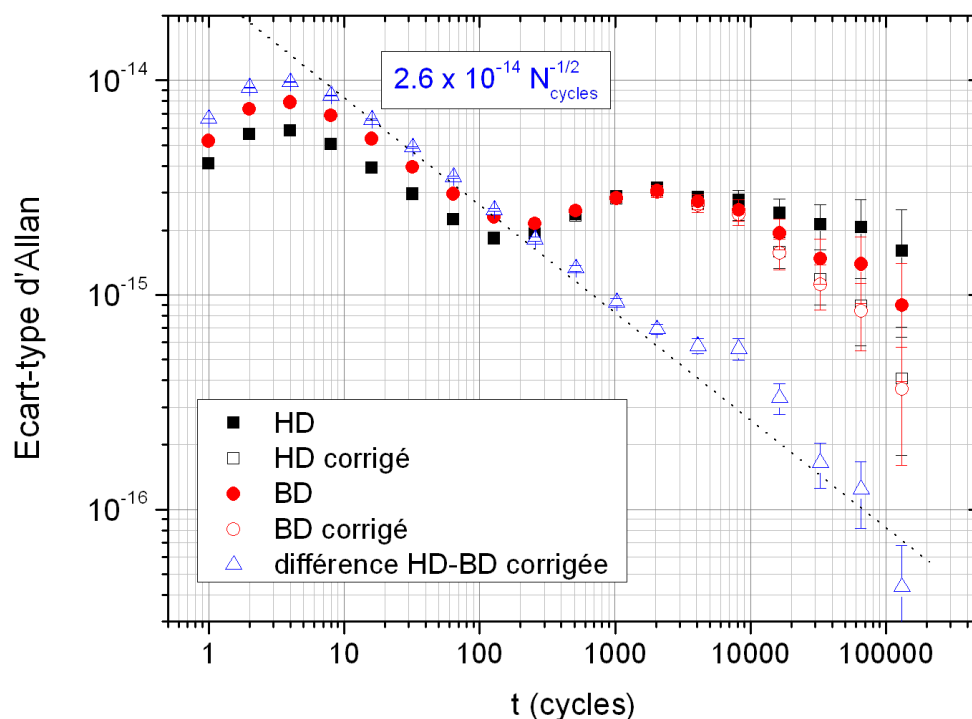


FIG. 3.19 – Ecart-type d'Allan des données de fréquence relative de FO2 à haute densité (■) et basse densité (●) brutes (symboles pleins) et corrigées du déplacement collisionnel (symboles vides), ainsi que leur différence ( $\Delta$ ) au cours de la campagne de mesure de mai 2005. Rappelons que la perte de stabilité observée sur les données haute et basse densité vers 300 cycles d'intégration est liée aux fluctuations de fréquence de l'oscillateur local : la stabilité court-terme exceptionnelle de l'OCRS se dégrade et l'ensemble rejoint le comportement du maser. La descente en  $N_{\text{cycles}}^{-1/2}$  de la mesure différentielle HD–BD sur cette même période est révélatrice du bon comportement en bruit blanc de fréquence de notre fontaine.

Nous prenons alors comme incertitude sur notre estimation de la correction déplacement collisionnel une incertitude relative de 1%. Dans le cas précis de la mesure de mai 2005, l'incertitude estimée sur les effets liés au nombre d'atomes interrogés valait ainsi  $2,9 \times 10^{-16}$ .

Ces effets qui constituaient la principale limitation pour l'exactitude des horloges à atomes froids de césium sont donc maintenant maîtrisés au niveau de quelques  $10^{-16}$ . En diminuant le nombre d'atomes, et en utilisant toujours cette même méthode d'évaluation, on peut faire descendre encore cette limite pour atteindre  $10^{-16}$ , mais il est difficile d'envisager une meilleure exactitude.

## 3.2 Mesures de gradients de phase dans la cavité césium

Le champ micro-onde dans la cavité Ramsey lors de l'interrogation des atomes n'est en pratique pas rigoureusement stationnaire. En effet, le matériau du résonateur ne présente pas une conductivité électrique infinie. Ainsi un flux d'énergie est induit vers les parois de cuivre. La répartition de ce flux dépend de la géométrie de la cavité, des taille et forme des iris de couplage micro-onde et aussi des guides sous coupure (*“cut-offs”*). Elle peut être également modifiée par le mode d'alimentation (nombre d'iris de couplage utilisés). Le couplage micro-onde est en effet réalisé par ondes évanescentes. Les orifices de couplage sont de dimensions bien plus faibles que la longueur d'onde, rendant imparfaite l'adaptation au mode de la cavité. Le facteur de qualité en charge  $Q_{\text{cav}}$  de la résonance de la cavité rend compte de ces pertes. Le flux d'énergie associé aux ondes progressives résiduelles provoque par effet Doppler un déplacement de fréquence.

Pour un atome unique se déplaçant selon une trajectoire quelconque à travers la cavité, les variations de phase rencontrées engendrent une perturbation sur la probabilité de transition, qui s'écrit :

$$\delta P = \frac{1}{2} \int g(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt = \frac{1}{2} \int g(t) \vec{\nabla}\phi(t) \cdot \vec{v}(t) dt \quad (3.14)$$

où  $\phi(t)$  est le déphasage accumulé par les atomes au cours de l'interrogation, pondéré par la fonction de sensibilité des atomes  $g(t)$ . La seconde formulation fait apparaître le gradient de phase  $\vec{\nabla}\phi(t)$  et la vitesse instantanée  $\vec{v}(t)$ .

Le déplacement de fréquence par effet Doppler s'écrit alors :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = \frac{1}{\pi Q_{\text{at}}} \int g(t) \vec{\nabla}\phi(t) \cdot \vec{v}(t) dt \quad (3.15)$$

avec  $Q_{\text{at}} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$  le facteur de qualité de la résonance atomique.

La géométrie de la fontaine atomique permet de réduire fortement cet effet puisque les deux impulsions micro-ondes ont lieu dans la même cavité. Ainsi, pour un atome évoluant sur une trajectoire parfaitement verticale, le déplacement de fréquence est nul, quels que soient les profils d'amplitude et de phase du champ micro-onde<sup>13</sup>. Dans ce cas, la vitesse transverse est nulle, et donc seule sa composante verticale contribue à l'effet Doppler. La fonction de sensibilité et le gradient de phase restent identiques à la montée et à la

<sup>13</sup> A condition que ceux-ci soient stables dans le temps, et plus précisément entre les deux passages de l'atome.

descente des atomes, alors que la composante de vitesse verticale change de signe, ce qui, au final, sur l'interrogation complète des atomes, annule l'effet.

Pour une trajectoire quelconque, le déphasage moyen accumulé ne s'annule pas, et il subsiste un effet Doppler résiduel. Celui-ci a deux origines. La première provient du profil d'amplitude transverse non homogène du champ dans la cavité. La seconde est liée aux variations transverses de la phase. De plus, comme les atomes sont dans ce cas animés d'une vitesse transverse, ils sont sensibles non seulement à la composante longitudinale mais aussi à la composante transverse du gradient de phase. Toutefois, vitesses longitudinale et transverse sont séparées d'au moins deux ordres de grandeur, ce qui rend les atomes beaucoup plus sensibles aux variations du gradient de phase longitudinal dans la cavité :

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} \approx \frac{1}{\pi Q_{\text{at}}} \int g(t) \frac{d\phi(t)}{dz} v_z(t) dt \quad (3.16)$$

Pour être en mesure de corriger quasi-parfaitement l'effet Doppler, il faudrait connaître précisément la carte du gradient de phase dans la cavité. Les mesures *in situ* sont malheureusement inenvisageables, puisqu'une sonde (pour peu qu'on réussirait à l'introduire dans la cavité) perturberait la répartition du champ micro-onde. Une autre option expérimentale consiste à utiliser les atomes comme sonde [70], mais cette approche ne permet pas de caractériser directement les gradients de phase dans la cavité. Il reste la modélisation. De nombreux articles ont été publiés sur le sujet, reposant sur des méthodes et hypothèses différentes, et aboutissant à des conclusions diverses [71–74]. La confrontation avec l'expérience permet alors la validation d'un modèle théorique.

Les différents modes d'alimentation micro-onde de la cavité Ramsey césium de FO2 nous ont permis d'imaginer une étude expérimentale des gradients de phase, à l'image de ce qui avait été fait quelques années auparavant sur la fontaine mobile FOM [3]. Ces mesures ont été menées pendant l'été 2005. Nous avons ensuite confronté les résultats à un modèle proposé par Li et Gibble en 2004 [73].

### 3.2.1 Principe de la mesure

La cavité Ramsey de FO2 peut être alimentée par deux iris de couplage situés à mi-hauteur. Une alimentation "asymétrique" consiste à alimenter la cavité par un seul côté, une charge  $50 \Omega$  est alors connectée à l'autre antenne. La disposition de cette charge assure la reproductibilité d'adaptation de la ligne, indispensable au réglage. Cette situation entraîne cependant un flux d'énergie directement entre les deux alimentations, se traduisant par une

dépendance transverse du gradient de phase. L'alimentation "symétrique" consiste à alimenter la cavité par les deux côtés. Ceci implique une égalisation de la puissance micro-onde des deux voies et de la phase entre elles au centre de la cavité. Ceci est réalisé sur FO2 grâce à un atténuateur variable et un déphaseur disposés sur une des voies, offrant une précision de l'ordre du % sur l'amplitude et de 80 mrad sur la phase. On utilise alors les atomes comme sonde. Le schéma de l'alimentation symétrique est présenté sur la figure 3.20.

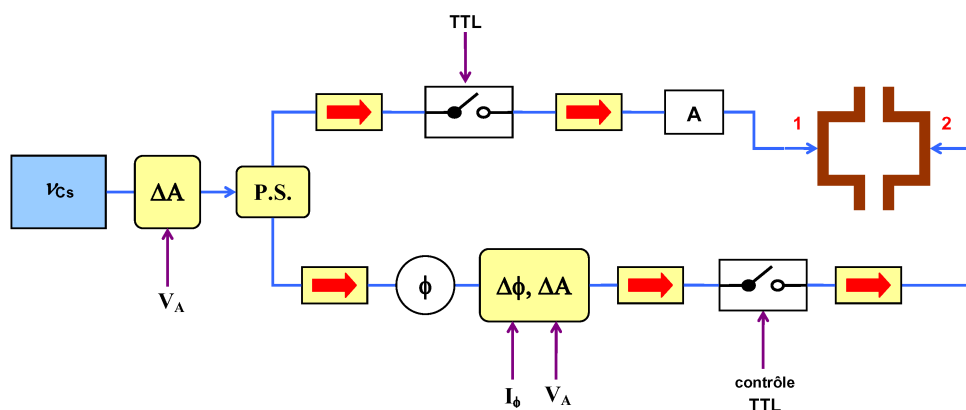


FIG. 3.20 – Schéma de l'alimentation symétrique de la cavité Ramsey césium. La micro-onde d'interrogation  $\nu_{Cs}$ , dont le niveau de puissance est ajusté via un atténuateur variable contrôlé en tension, est distribuée sur deux voies grâce à un *power splitter* (P.S.). Chacune des voies comporte un interrupteur micro-onde piloté par signal TTL, permettant de choisir l'entrée d'alimentation micro-onde dans la cavité Ramsey. La symétrisation de la puissance entre les deux voies s'effectue avec un atténuateur variable pilotable en tension sur l'un des bras, ainsi qu'avec des atténuateurs fixes (A). Un déphaseur manuel ( $\phi$ ), pour un réglage grossier, et un déphaseur pilotable en courant ( $\Delta\phi$ ), pour le réglage fin, permettent d'ajuster précisément le déphasage entre les deux voies. Des isolateurs sont disposés tout le long de chaque bras pour limiter les champs parasites réfléchis aux connexions SMA entre les différents composants. La symétrisation de l'alimentation est optimisée sur la réponse atomique.

Dans la configuration asymétrique, nous nous attendons à ce que soit créé un flux d'énergie depuis un couplage vers l'autre. Ce flux d'énergie et la distribution de phase associée peuvent alors être modulés en alternant configuration d'alimentation asymétrique et configuration symétrique.

Afin de mettre en évidence et de mesurer les déplacements de fréquence dus aux gradients de phase dans la cavité Ramsey, nous avons lancé des intégrations différentielles alternant configurations asymétriques et symétrique pour différentes inclinaisons de la fontaine. La fontaine est montée sur un marbre qui repose sur trois pieds réglables en hauteur manuellement. Ceci permet d'incliner toute l'expérience et donc la direction de lancement des

atomes par rapport à la gravité. Ainsi nous décalons la position du centre du nuage atomique entre les deux interactions Ramsey ce qui permet d'explorer la distribution de phase dans la cavité.

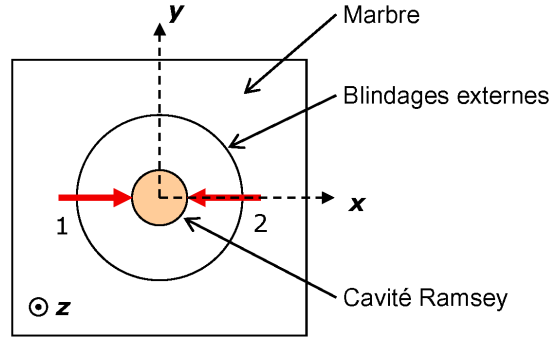


FIG. 3.21 – Définition des axes pour la mesure. Le corps de la fontaine et son marbre sont schématisés vus du dessus. La cavité Ramsey est représentée au centre avec ses 2 couplages micro-ondes pour l'alimentation (flèches rouges). L'axe  $x$  est selon la direction de couplage micro-onde et l'axe  $y$  est perpendiculaire.

Pour ces mesures, nous avons incliné la fontaine suivant deux axes dans le plan horizontal ( $Oxy$ ) : l'un parallèle (axe  $Ox$ ) à la direction de l'alimentation micro-onde, l'autre perpendiculaire (axe  $Oy$ ) (cf. Fig. 3.21). Nous avons mesuré l'angle d'inclinaison à l'aide de niveaux à bulle de précision qui offrent une résolution de  $\sim 0,025$  mrad. L'intégration différentielle consistait à alterner les trois configurations d'alimentation micro-onde (alimentation symétrique, alimentation asymétrique par l'iris "1" et alimentation asymétrique par l'iris opposé "2"), passant de l'une à l'autre tous les 50 cycles de fontaine. Pour chaque angle d'inclinaison de la fontaine, cette séquence de mesures a été répétée pendant 1 à 2 jours afin d'atteindre une résolution statistique de  $2-3 \times 10^{-16}$  en fréquence relative.

### 3.2.2 Résultats expérimentaux

La figure 3.22 regroupe les différences moyennes de fréquence relative mesurées entre les configurations d'alimentations asymétriques et symétrique pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$  et des inclinaisons de la fontaine selon la direction de l'alimentation micro-onde allant jusqu'à  $\pm 2$  mrad<sup>14</sup>. Nous observons une nette dépendance du déplacement de fréquence avec l'inclinaison parallèle à la direction de couplage. La pente est de  $4 \times 10^{-15}$ /mrad.

<sup>14</sup> L'inclinaison maximale (2 mrad) que nous avons pu atteindre est limitée par la troncation du nuage atomique. Pour 2 mrad, nous perdons presque la moitié des atomes détectés.

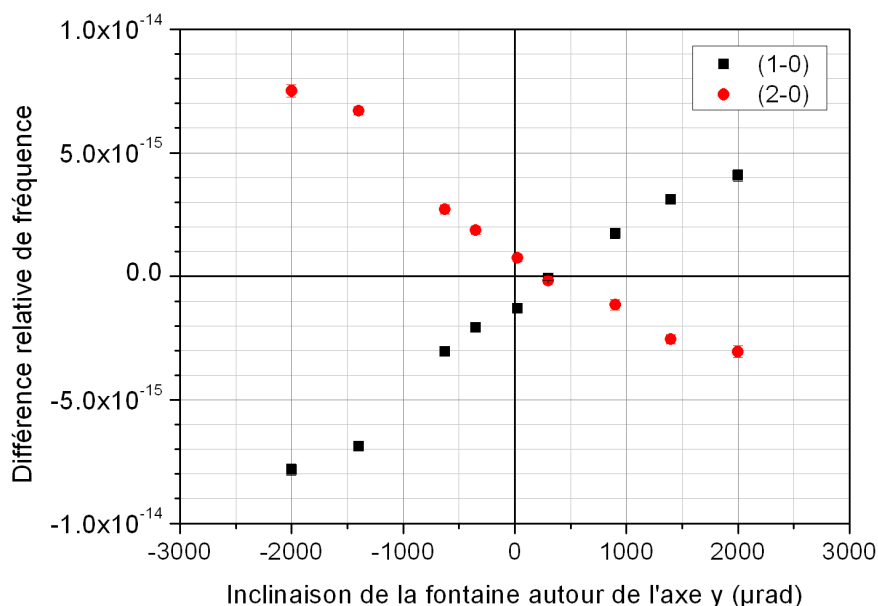


FIG. 3.22 – Différence relative de fréquence mesurée entre les configurations d’alimentation micro-onde “asymétriques” (1 et 2) et “symétrique” (0) en fonction de l’inclinaison de la fontaine dans la direction du couplage micro-onde (*i.e.* inclinaison autour de l’axe  $y$ ). Mesures réalisées pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$  et une inclinaison nulle autour de l’axe  $x$ . Les carrés (■) correspondent à l’alimentation par le côté “1” ; les disques (●) à l’alimentation par le côté “2” opposé.

Par ailleurs, on note une bonne symétrie entre les deux configurations d’alimentation asymétriques. Le déplacement de fréquence entre configurations symétrique et asymétriques s’annule pour une inclinaison de  $300 \mu\text{rad}$ , ce qui semble indiquer un bon alignement *ab initio* de la mécanique et des optiques de la fontaine.

La figure 3.23 présente les mesures réalisées pour une inclinaison de la fontaine autour de l’axe perpendiculaire au précédent. Comme attendu selon le modèle simple d’un flux d’énergie suivant la direction des iris de couplage, les déplacements de fréquence sont bien moins grands que précédemment (dans un rapport  $\gtrsim 5$ ). De plus, la dépendance semble plutôt être du deuxième ordre.

La figure 3.25 réunit des mesures similaires pour différentes puissances micro-ondes (impulsions Ramsey  $\pi/2$ ,  $3\pi/2$  et  $5\pi/2$ ), pour des inclinaisons de la fontaines suivant les axes parallèle et perpendiculaire au couplage micro-onde. A chaque fois, il s’agit de mesures différentielles entre les configurations asymétriques et symétrique pour une même puissance micro-onde intracavité. Pour alléger le graphique, seules sont présentées les mesures correspondant à

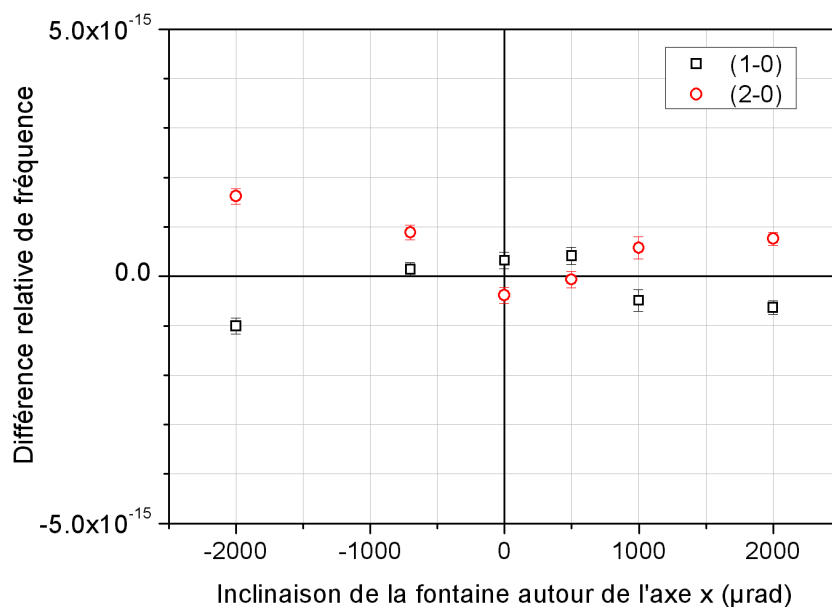


FIG. 3.23 – Différence relative de fréquence mesurée entre les configurations d'alimentation micro-onde asymétriques (1 et 2) et symétrique (0) en fonction de l'inclinaison de la fontaine dans la direction perpendiculaire au couplage micro-onde (*i.e.* inclinaison autour de l'axe  $x$ ). Mesures réalisées pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$  et une inclinaison nulle selon l'axe  $y$ .  $\square$  = alimentation par le côté "1" ;  $\circ$  = alimentation par le côté "2".



FIG. 3.24 – Différence relative de fréquence mesurée entre les configurations d'alimentation micro-onde asymétriques (1 et 2) et symétrique (0) en fonction de l'inclinaison de la fontaine dans la direction parallèle au couplage micro-onde (symboles pleins) et dans la direction perpendiculaire (symboles vides), pour des impulsions Ramsey  $3\pi/2$ .



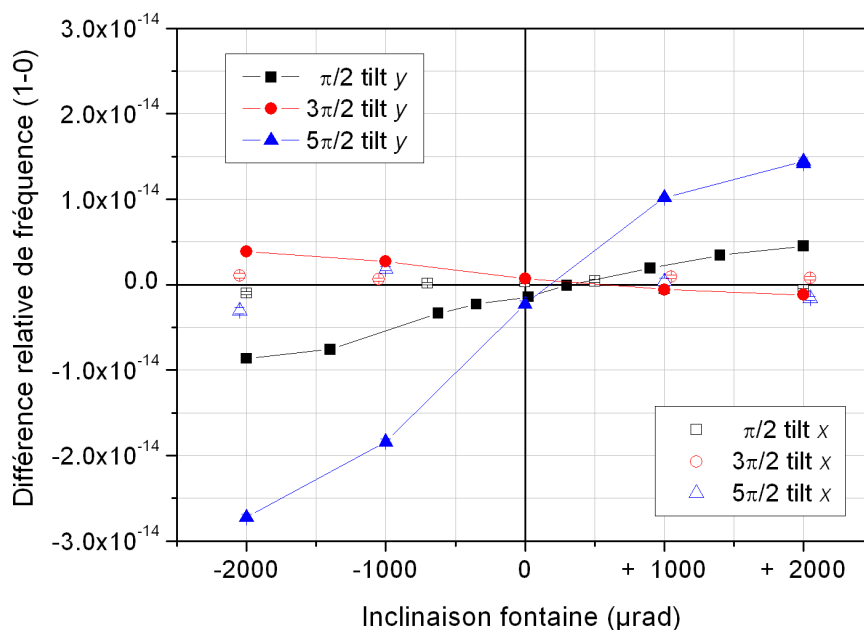


FIG. 3.25 – Graphe synthétique des différences relatives de fréquence mesurées entre les configurations d'alimentation micro-onde asymétrique par le côté 1 et symétrique (0) en fonction de l'inclinaison de la fontaine dans la direction parallèle au couplage micro-onde (symboles pleins) et dans la direction perpendiculaire (symboles vides), et suivant la puissance micro-onde : impulsions Ramsey  $\pi/2$  (■),  $3\pi/2$  (●) et  $5\pi/2$  (▲).

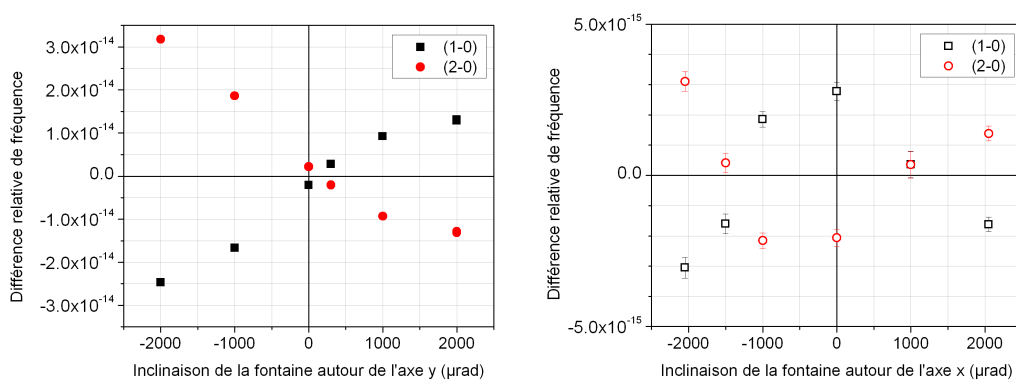


FIG. 3.26 – Différence relative de fréquence mesurée entre les configurations d'alimentation micro-onde asymétriques (1 et 2) et symétrique (0) en fonction de l'inclinaison de la fontaine dans la direction parallèle au couplage micro-onde (symboles pleins) et dans la direction perpendiculaire (symboles vides), pour des impulsions Ramsey  $5\pi/2$ .

la configuration d'alimentation asymétrique par le côté "1", l'autre configuration asymétrique donnant les mêmes décalages de fréquence avec un signe opposé (*cf.* Fig. 3.24 et Fig. 3.26). Là encore, on note que les déplacements de fréquence obtenus selon l'axe perpendiculaire au couplage (c'est-à-dire pour une inclinaison de la fontaine autour de l'axe  $x$ , parallèle au couplage) sont bien moindres que selon l'axe de couplage. Et il est difficile d'en déduire une dépendance simple du déplacement avec l'inclinaison (*cf.* Fig. 3.24 et 3.26 droites). On constate surtout qu'avec l'augmentation de la puissance micro-onde, la sensibilité à l'inclinaison de la fontaine change drastiquement. Ceci ne peut être expliqué par la vision naïve du flux d'énergie traversant la cavité. D'autant plus qu'on remarque pour des impulsions Ramsey  $3\pi/2$  une diminution de la pente et une inversion de signe par rapport aux mesures à  $\pi/2$ . Ce comportement a été d'ailleurs déjà observé dans la fontaine mobile FOM [3]<sup>15</sup>, malgré une géométrie de la cavité Ramsey profondément différente.

D'autres mesures nous ont conduits à observer une forte dépendance du déplacement de fréquence en configuration asymétrique avec la puissance

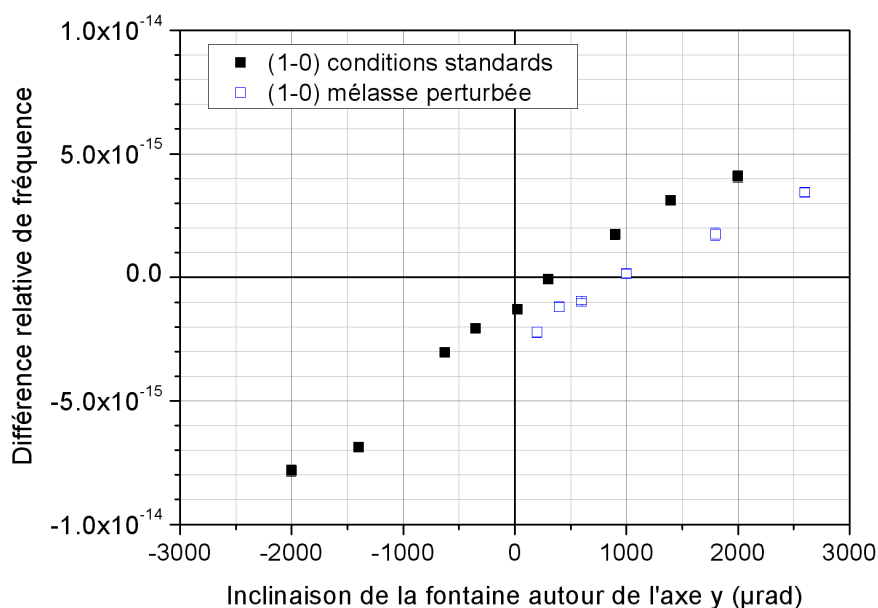


FIG. 3.27 – Différence relative de fréquence mesurée entre les configurations d'alimentation micro-onde asymétrique par le côté 1 et symétrique (0) en fonction de l'inclinaison de la fontaine dans la direction parallèle au couplage micro-onde, pour deux types de chargement et de lancement des atomes. Un déséquilibre de l'ordre de 10–20% a été appliqué aux puissances des faisceaux lasers "refroidisseurs" réalisant la mélasse ( $\square$ ).

<sup>15</sup> Toutefois, la résolution des mesures était 10 fois moins bonne, ce qui ne permettait pas une identification catégorique de l'effet.

laser des faisceaux assurant la capture et le lancement des atomes. On imagine facilement qu'un déséquilibre de la puissance laser au niveau de la mélasse puisse, d'une part, modifier la forme et déplacer le centre du nuage atomique, et d'autre part, changer la direction de lancement. Comme illustré sur la figure 3.27, un déséquilibre de puissance de 10–20% produit un changement de la direction effective de lancement de  $\sim 500 \mu\text{rad}$ .

### 3.2.3 Modélisation

Li et Gibble ont proposé [73] un calcul analytique des variations de phase pour un mode  $\text{TE}_{011}$  dans une cavité cylindrique dont les parois présentent des pertes dues à la conductivité électrique finie du cuivre. Cependant ils ont considéré des chapeaux de cavité non troués et des iris de couplages infiniment fins.

Partant du principe que le champ électromagnétique total dans la cavité satisfait les équations d'onde suivantes :

$$\begin{aligned} \left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{H}(\vec{r}) &= 0, \\ \left( \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{r}) &= 0 \end{aligned}$$

(où  $\vec{H}(\vec{r})$  et  $\vec{E}(\vec{r})$  sont les champs magnétiques et électriques, et ont une dépendance temporelle en  $e^{-i\omega t}$ , avec  $\omega$  la pulsation de l'onde), ils développent les expressions selon la méthode des perturbations et appliquent les conditions aux limites imposées par la cavité. Ils utilisent ensuite le fait que les horloges atomiques sont principalement sensibles à la phase de la composante verticale du champ magnétique ( $H_z(\vec{r})$ ) qui est:

$$\Phi = -\arctan [\mathcal{I}m(H_z(\vec{r})) / \mathcal{R}e(H_z(\vec{r}))].$$

Et enfin, ils proposent une décomposition de la distribution de phase en modes propres :

$$\Phi(\vec{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1+\delta_{m,0}}^{\infty} \Theta_{m,p}(r, z, \phi) \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \Theta_{m,p}(r, z, \phi) &= \delta \gamma_p \times \left( 1 + \frac{2k_1^2 R}{\gamma_1^2 D} \right) \\ &\times \frac{1 - (-1)^p}{2(1 + \delta_{m,0})} \times \frac{J_0(\gamma_1 R)}{J'_m(\gamma_p R)} \frac{J_m(\gamma_p r)}{J_0(\gamma_1 r)} \frac{\cos(k_p z)}{\cos(k_1 z)} \cos(m\phi) \quad (3.18) \end{aligned}$$

où  $\delta = \sqrt{2/\mu_0\omega\sigma}$  est « l'épaisseur de peau », avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide et la conductivité du cuivre  $\sigma = 5,8 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ ,  $k_p = p\pi/D$ ,  $\gamma_p = \sqrt{\omega^2/c^2 - k_p^2}$ ,  $\delta_{m,j}$  symbole de Kronecker,  $R$  et  $D$  sont respectivement le rayon et la longueur de la cavité,  $J_m(x)$  sont les fonctions de Bessel et  $J'_m(x)$  leurs dérivées<sup>16</sup>.

Le terme  $\left(1 + \frac{2k_p^2 R}{\gamma_1^2 D}\right)$  correspond à la correction à prendre en compte pour des chapeaux de conductivité électrique finie.

### Simulation numérique

Dans le but de comparer nos mesures à ce modèle, nous avons créé une simulation numérique qui donne le comportement des termes dominants de l'équation (3.17). Il s'agit d'une simulation Monte Carlo qui repose sur un tirage aléatoire de trajectoires atomiques en accord avec les distributions de positions et de vitesses évaluées expérimentalement. Pour chaque trajectoire l'évolution de l'état interne d'un atome est calculée suivant le modèle de l'atome à 2 niveaux en utilisant une méthode Runge-Kutta avec un pas temporel adaptatif. La troncation du nuage atomique par la cavité y est prise en compte à l'aller comme au retour des atomes. Pour chaque trajectoire, la probabilité de transition est calculée de chaque côté de la frange de résonance. Comme pour l'expérience physique dont on cherche à simuler le comportement, la différence entre les deux probabilités de transition sert de signal d'erreur pour une boucle d'asservissement numérique, identique à celle utilisée dans le programme de la fontaine. Dans cette simulation, l'amplitude du champ micro-onde est modélisée par un mode cylindrique TE<sub>011</sub> parfait. Nous avons pris pour phase du champ micro-onde successivement chacun des termes  $\Theta_{m,p}$  de l'équation (3.17). Nous avons lancé la simulation et évalué les déplacements de fréquence pour différentes inclinaisons du système modélisé par rapport à la gravité et pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$ ,  $3\pi/2$ ,  $5\pi/2$  et  $7\pi/2$ . Nous avons aussi lancé le calcul pour un nuage atomique décentré de 2 mm dans le plan horizontal selon la direction du couplage micro-onde. Comme notre procédure expérimentale reposait sur la mesure de la différence de fréquence entre configurations d'alimentation symétrique et asymétriques, elle ne pouvait mettre en évidence que les termes de phase impairs ( $m = 1, 3, 5, \dots$ ). Ce sont ces termes qui seront présentés dans la suite.

Les figures 3.28 à 3.31 montrent les résultats de la simulation numérique obtenus pour les termes  $\Theta_{m=1,p=1}$  et  $\Theta_{m=1,p=3}$  pour un nuage atomique centré

<sup>16</sup> Pour des petites valeurs de  $r$ , ces fonctions peuvent être approchées par  $J_m(\gamma_p r) \approx \gamma_p^m r^m / 2^m m!$

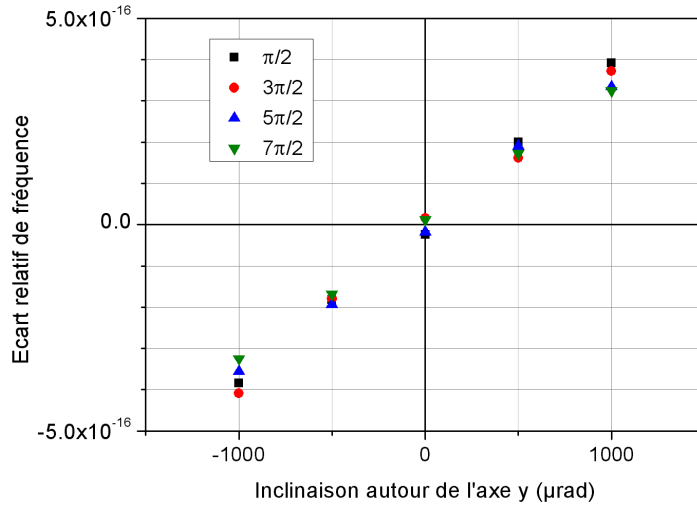


FIG. 3.28 – Déplacement relatif de fréquence induit par le terme  $\Theta_{m=1,p=1}$  en fonction de l'inclinaison de la fontaine selon la direction du couplage micro-onde ( $\perp$  axe  $y$ ), calculé pour différentes puissances micro-ondes Ramsey et pour un nuage atomique centré.

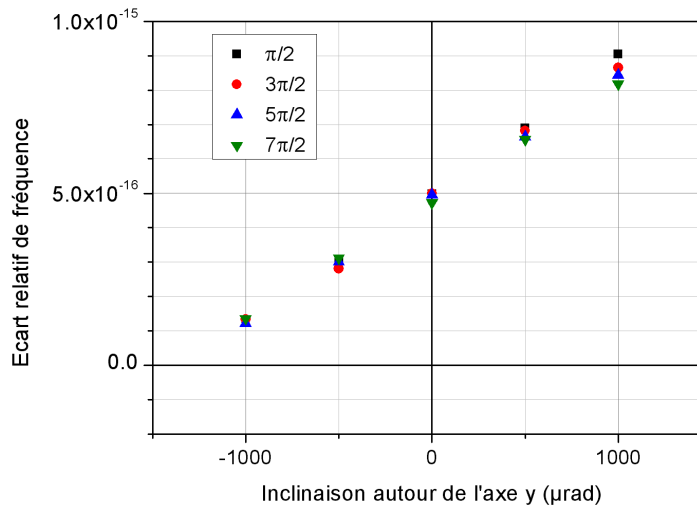


FIG. 3.29 – Déplacement relatif de fréquence induit par le terme  $\Theta_{m=1,p=1}$ , calculé pour un nuage atomique décentré au départ de  $\Delta x = -2$  mm.

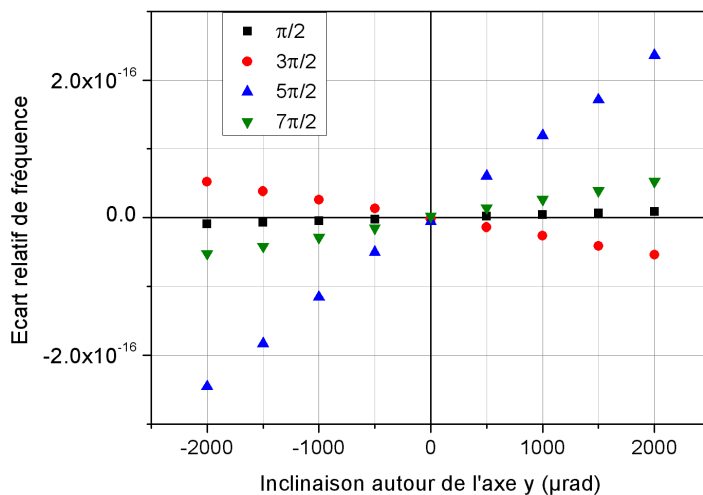


FIG. 3.30 – Déplacement relatif de fréquence induit par le terme  $\Theta_{m=1,p=3}$  en fonction de l'inclinaison de la fontaine selon la direction du couplage micro-onde ( $\perp$  axe  $y$ ), calculé pour différentes puissances d'impulsions Ramsey et pour un nuage atomique centré.

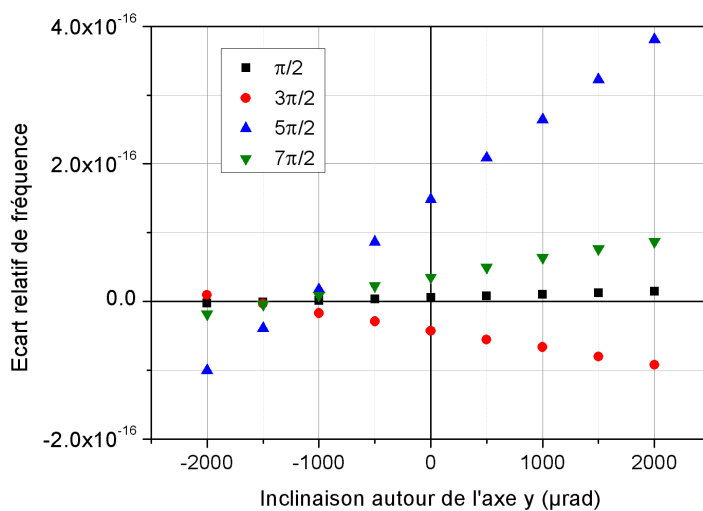


FIG. 3.31 – Déplacement relatif de fréquence induit par le terme  $\Theta_{m=1,p=3}$ , calculé pour un nuage atomique décentré au départ de  $\Delta x = -2$  mm.

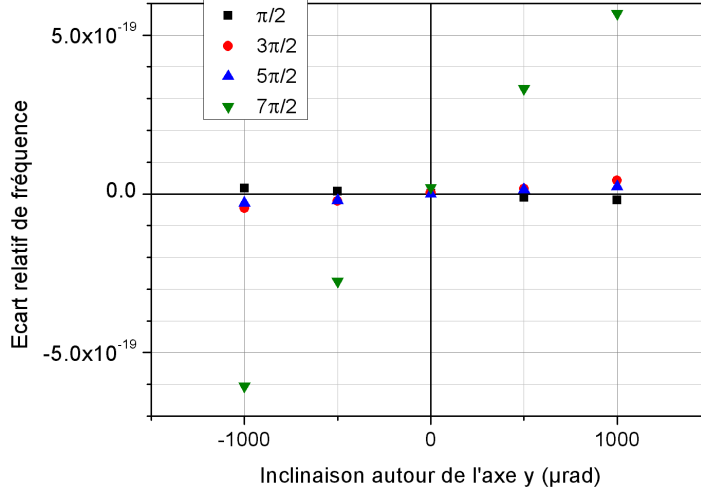


FIG. 3.32 – Déplacement relatif de fréquence induit par le terme  $\Theta_{m=1,p=5}$  en fonction de l'inclinaison de la fontaine selon la direction du couplage micro-onde ( $\perp$  axe  $y$ ), calculé pour différentes puissances d'impulsions Ramsey et pour un nuage atomique centré.

sur l'axe de la fontaine (Fig. 3.28 et 3.30) et pour un nuage décentré de  $\Delta x = -2$  mm (Fig. 3.29 et 3.31). Nous constatons que le premier terme  $\Theta_{m=1,p=1}$  est quasiment insensible à l'amplitude micro-onde. Par contre, le terme  $\Theta_{m=1,p=3}$  présente des variations de signe et d'amplitude très similaires à celles que nous avons observées dans nos mesures expérimentales. Par ailleurs, il est intéressant de vérifier qu'un simple excentrement du nuage atomique dans le plan de capture produit bien un décalage du point d'annulation du déplacement de fréquence avec l'inclinaison de la fontaine et ne modifie pas la pente de ces courbes.

La figure 3.32 montre les résultats obtenus pour le terme  $\Theta_{m=1,p=5}$ . Nous y relevons un intéressant changement de signe de la dépendance du déplacement de fréquence avec l'inclinaison du système entre les données à  $\pi/2$  et celles à  $3\pi/2$ , tandis que celles à  $3\pi/2$  et à  $5\pi/2$  présentent le même signe. Nous avons poursuivi ces simulations pour des termes d'ordres plus élevés. Cependant les termes avec  $m > 1$  ne présentent pas de nette variation de fréquence avec l'inclinaison de la fontaine. Comme cela a été mis en évidence dans [73], on s'attend à ce que l'influence des termes d'ordres supérieurs décroisse de manière exponentielle. Nous avons également réalisé des simulations pour des inclinaisons du système perpendiculaires au couplage micro-onde, et ainsi vérifié que les déplacements de fréquences obtenus ne sont pas significatifs.

### Confrontation aux mesures expérimentales

L'analyse précédente semble suggérer qu'il soit possible de reproduire le comportement observé sur nos mesures à partir des seulement deux ou trois termes  $\Theta_{m,p}$  d'ordres les plus bas. Pour cela, nous avons réalisé un ajustement numérique de nos mesures en supposant que la composante impaire de la distribution de phase était une simple combinaison linéaire des termes  $\Theta_{m=1,p=1}$  et  $\Theta_{m=1,p=3}$ . Nous avons ainsi trouvé :

$$\Phi(r, z, \phi) = 4,7 \times \Theta_{m=1,p=1} + 120 \times \Theta_{m=1,p=3}$$

Les valeurs des pentes pour les différentes impulsions Ramsey testées, issues des simulations et de leur combinaison linéaire, sont rassemblées avec les valeurs expérimentales dans le tableau 3.1 pour comparaison. L'accord entre l'ajustement numérique et les mesures est étonnamment bon, en dépit de la simplicité du modèle.

Impulsions Ramsey	Sensibilité mesurée (Hz/rad)	Sensibilité calculée par simulation (Hz/rad)	Rapport
$\pi/2$	0,029	0,022	0,74
$3\pi/2$	-0,013	-0,012	0,95
$5\pi/2$	0,12	0,14	1,2

TAB. 3.1 – Sensibilités à l'inclinaison de la fontaine mesurées pour différentes amplitudes d'impulsion micro-onde Ramsey et sensibilités déduites du meilleur ajustement numérique reposant sur le modèle de [73] et sur une simulation Monte Carlo ( $\Phi(r, z, \phi) = 4,7 \times \Theta_{m=1,p=1} + 120 \times \Theta_{m=1,p=3}$ ).

Nous avons également essayé un ajustement numérique incluant en plus le terme  $\Theta_{m=1,p=5}$ . Nous avons alors trouvé des poids similaires aux précédents (à 20% près) pour les termes  $\Theta_{m=1,p=1}$  et  $\Theta_{m=1,p=3}$ .

A partir de ces résultats, nous pouvons estimer une valeur du gradient de phase selon l'axe du couplage micro-onde au centre de la cavité. Nous trouvons un gradient de  $\sim 93 \mu\text{rad}/\text{mm}$  avec une contribution de  $\sim 79 \mu\text{rad}/\text{mm}$  pour le terme  $\Theta_{m=1,p=1}$  et  $\sim 14 \mu\text{rad}/\text{mm}$  pour le terme  $\Theta_{m=1,p=3}$ . Il est intéressant de noter que ceci concorde avec l'ordre de grandeur qui est prévu pour ce gradient par Schröder *et al.* [72]. Ceux-ci proposent pour la phase dans la cavité une expression de la forme :

$$\Phi(x) \approx \left( \frac{1}{V} + \alpha_c x \right) \tan(\beta x)$$

où  $x$  est l'axe selon le couplage micro-onde et a pour origine le centre de la cavité,  $\alpha_c$  est le facteur d'atténuation du cuivre,  $\beta = 2\pi/\lambda$  est le vecteur



d'onde selon  $x$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans la cavité.

$$\frac{1}{V} = \frac{(1 - R_{1,2})\pi}{2Q_{\text{cav}}}$$

où  $R_{1,2}$  traduit l'efficacité du couplage symétrique : il vaut 1 quand celle-ci est parfaite.

A partir de ces expressions, la valeur du gradient de phase au centre de la cavité vaut :

$$\left. \frac{d\Phi}{dx} \right|_0 \approx \frac{1}{V}\beta$$

Dans le cas de notre cavité, en alimentation asymétrique, on obtient  $2\pi/\lambda \times \pi/(2Q_{\text{cav}}) \approx 50 \mu\text{rad}/\text{mm}$ , ce qui est proche des valeurs déterminées par la confrontation de nos données expérimentales avec le modèle de Li et Gibble.

Les poids que nous avons trouvés pour les deux premiers termes impairs du modèle diffèrent nettement de ceux prédits dans [73] reproduits dans l'équation (3.18). Avec nos notations, un parfait accord avec [73] correspondrait à des poids unités. Cela semble indiquer que le modèle proposé par Gibble n'est pas parfaitement adapté à la description de notre cavité. Une des explications probables de ce désaccord est que le modèle suppose des iris de couplage micro-onde infiniment petits, et donc un facteur de qualité de cavité égal à la limite théorique, soit  $Q_{\text{cav}} = 27\,000$  <sup>(17)</sup>. La cavité Ramsey de FO2 possède des iris de couplage de 5 mm de diamètre ce qui conduit à une cavité surcouplée avec un facteur de qualité de 6600. Il est alors intéressant de remarquer que le poids du premier terme de phase  $\Theta_{m=1,p=1}$  que nous avons trouvé est proche du rapport entre les deux facteurs de qualité :  $27\,000/6\,600 \approx 4,1$ . Le terme  $\Theta_{m=1,p=3}$  reste cependant  $\sim 25$  fois plus large.

Une raison probable de ces grands poids observés sur les premiers  $\Theta_{m,p}$  par rapport au modèle théorique [73] pourrait être que les iris de 5 mm de diamètre de notre cavité diffractent plus dans les termes  $\Theta_{m,p}$  d'ordre peu élevé que des couplages infiniment petits.

Forts de ces résultats, Gibble et Li ont travaillé sur un modèle plus sophistiqué prenant en compte les trous dans les chapeaux de la cavité et la

<sup>17</sup> Pour une cavité telle que rayon=longueur, et un cuivre de conductivité  $\sigma = 5,8 \times 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , le facteur de qualité intrinsèque lié aux pertes dans les parois est de  $\sim 27\,000$  à 9,2 GHz ([75] p.45). Cette valeur est approximative dans la mesure où la conductivité dépend de la fréquence et de la température, varie d'un type de cuivre à l'autre, et est sensible à l'état d'oxydation du cuivre en surface.

contribution des guides sous coupure. Ils démontrent ainsi l'existence de variations de phase très fortes et très localisées. Toutefois, le modèle étant encore à l'état d'ébauche, ils ne donnent aucune évaluation de l'incertitude typique associée à ces variations. Ils nous ont fourni une carte de phase dans la cavité, déduite de leur calcul, afin que nous puissions la tester dans notre simulation numérique. Ceci demanderait quelques adaptations de notre programme (ainsi que plusieurs jours de calculs) et reste encore à faire.

### 3.2.4 Conclusion

En temps normal, pour des conditions optimales du fonctionnement de l'horloge, nous réglons l'inclinaison de la fontaine pour annuler les déplacements de fréquence mis en évidence sur la figure 3.22 (ce qui correspond à un angle de  $+300 \mu\text{rad}$  selon la direction du couplage) et la cavité est alimentée de manière symétrique. On estime que la direction de lancement reste stable dans une plage de  $100 \mu\text{rad}$ , ce qui induit un déplacement relatif de fréquence lié à l'alimentation micro-onde asymétrique restant inférieur à  $4 \times 10^{-16}$ . Dans une vision peut-être un peu naïve, nous nous attendons à ce que la configuration symétrique, par une meilleure répartition du flux d'énergie dans la cavité, annule ce terme au niveau des  $10^{-17}$ , et ce, même pour des imperfections relativement grandes des ajustements des amplitudes et phases micro-ondes entre les deux sources. Mais c'est peut-être sous-estimer l'effet des termes de phase non compensés par l'alimentation symétrique (à l'exemple des modes  $m$  et  $p$  pairs du modèle de Gibble). Ceux-ci ne pourraient être mis en évidence que par des mesures différentielles menées en configuration symétrique alternant des inclinaisons de fontaine différentes, ce qui est inenvisageable expérimentalement. Aussi, actuellement, nous fixons l'incertitude résiduelle à quelque  $\sim 3 \times 10^{-16}$ , valeur que nous considérons comme une borne supérieure sur les termes non compensés par l'alimentation symétrique, et qui correspond aux premières estimations faites pour cet effet.

En raison de la difficulté de leur estimation, les gradients de phase représentent l'une des plus sérieuses limitations à l'exactitude des fontaines atomiques.

### 3.3 Les fuites micro-ondes

Les fuites micro-ondes constituent un des effets techniques les plus difficiles à évaluer pour le bilan d'exactitude d'une fontaine atomique. Pour diminuer considérablement leur impact dans notre expérience, nous avons mis au point d'une part, une boîte d'isolation visant à supprimer la contribution parasite des éléments électroniques les plus critiques de ce point de vue, et d'autre part, un interrupteur (*switch*) interférentiel non-déphaseur chargé de couper le champ micro-onde dans la cavité Ramsey lorsque les atomes n'y sont plus.

#### 3.3.1 L'interrupteur interférentiel

Le fonctionnement séquentiel de la fontaine permet la coupure du champ micro-onde lorsque les atomes sont en dehors de la cavité d'interrogation. Mais cette solution attractive présente une difficulté majeure : les interrupteurs micro-ondes causent de forts transitoires de phase avec des constantes de temps de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. Plusieurs tests avec des technologies variées d'interrupteurs radio-fréquences ont été menés au laboratoire et conduisent malheureusement tous à l'observation de grands transitoires allant de  $20 \mu\text{rad}$  à  $200 \mu\text{rad}$  d'amplitude, tels que l'exemple présenté sur la figure 3.33.

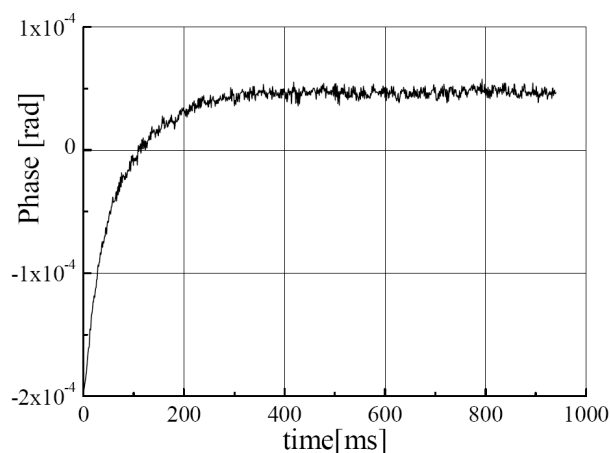


FIG. 3.33 – Transitoire de phase typique du comportement d'un interrupteur radio-fréquence (mesure à 9,2 GHz).

Dans l'hypothèse d'une perturbation de phase  $\Delta\phi$  synchrone avec le cycle d'interrogation de la fontaine et se produisant durant le temps  $T$  qui sépare les deux interactions Ramsey, la fréquence centrale de résonance se trouve

alors déplacée de  $\Delta\nu = \Delta\phi/(2\pi T)$ . Dans ce cas particulièrement défavorable, une petite perturbation de phase de valeur moyenne  $\Delta\phi = 10 \mu\text{rad}$  conduit à un déplacement relatif de fréquence  $\gtrsim 3 \times 10^{-16}$ , inacceptable au vu des exactitudes visées pour les fontaines atomiques.

Depuis quelques années, le service d'électronique du SYRTE développe un nouveau type d'interrupteur micro-onde exempt de transitoires de phase.

### Interrupteur micro-onde sans transitoires de phase

Le principe de ce type d'interrupteur micro-onde repose sur un interféromètre Mach-Zehnder micro-onde dont l'un des bras contient un interrupteur hyperfréquence à diode PIN. L'interféromètre est réglé de sorte que lorsque l'interrupteur est fermé, il y ait interférence destructive entre les signaux issus des deux voies, et ainsi annulation du signal en sortie. Autrement dit, pour que le signal micro-onde soit transmis en sortie d'interféromètre, il faut que l'un des bras soit coupé. Dans un des bras, le signal ne traverse que des composants passifs afin que la commutation en mode passant n'induisse aucun transitoire de phase sur le signal transmis. La figure 3.34 montre le schéma de réalisation d'un tel interféromètre. L'emploi d'isolateurs micro-ondes améliore l'isolation et l'adaptation d'impédance. Le réglage grossier de l'interféromètre en phase et en amplitude est réalisé par ajustement de la longueur des câbles et par des atténuateurs fixes. Le réglage fin est assuré par un atténuateur-déphaseur offrant une plage d'accord de  $30^\circ$  en phase et de 3 dB en amplitude. L'interrupteur à diode PIN, commandé par un signal

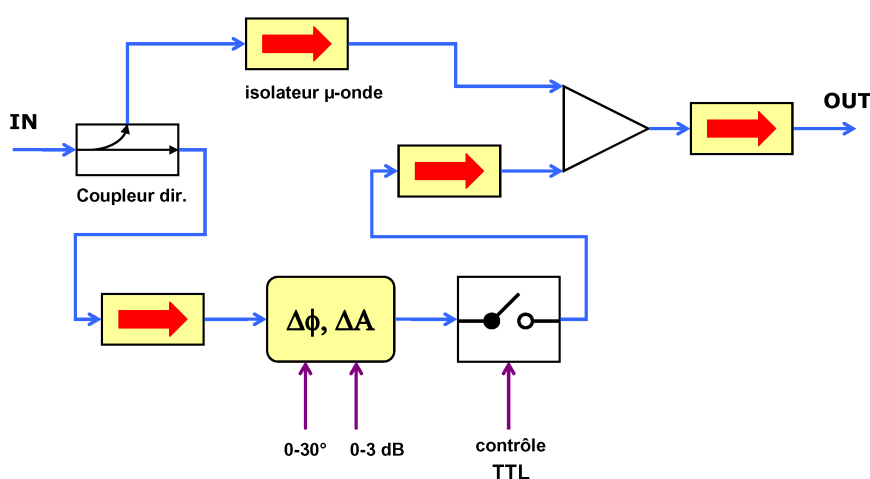


FIG. 3.34 – Schéma de l'interrupteur interférentiel hyperfréquence.

TTL, offre une atténuation de 80 dB. Une extinction de 60–75 dB peut ainsi être obtenue en sortie de l'interféromètre. Le temps de commutation du système est dominé par celui des diodes PIN et est inférieur à 100 ns. Les pertes d'insertion sont assez élevées (17 dB).

La phase en sortie de l'interféromètre lors de la commutation a été mesurée précisément à l'échelle du microradian grâce à un analyseur hétérodyne de transitoires de phase développé parallèlement au laboratoire [76]. A cette échelle (une résolution de mesure de 2–3  $\mu\text{rad}$ ), aucune signature claire de transitoire de phase n'a été détectée, et ce pour différents niveaux de puissance.

### Intégration sur FO2

La mise en place d'un tel interrupteur micro-onde sur la fontaine ne pouvait être efficace si le système générait lui-même un rayonnement électromagnétique parasite à la fréquence d'horloge. Comme illustré sur la figure 3.35, l'interrupteur a donc été placé sur la voie radio-fréquence en amont du dernier mélangeur de la chaîne de synthèse césium (représentée en Fig. 2.47). La fréquence de transition d'horloge du césium est obtenue en sommant les 8,793... GHz issus d'un oscillateur DRO et les  $\sim 400$  MHz obtenus par divisions successives du signal de référence à 11,98 GHz de l'OCRS. Par ailleurs, un des avantages de cet agencement de l'interrupteur est que les réglages de phase et d'amplitude sont grandement facilités dans le domaine radio-fréquence. De plus, un amplificateur radio-fréquence bas coût permet d'abaisser les pertes d'insertion en dessous de 2 dB. L'interrupteur offre une extinction stable de 60 dB, sans exiger un système de contrôle de température.

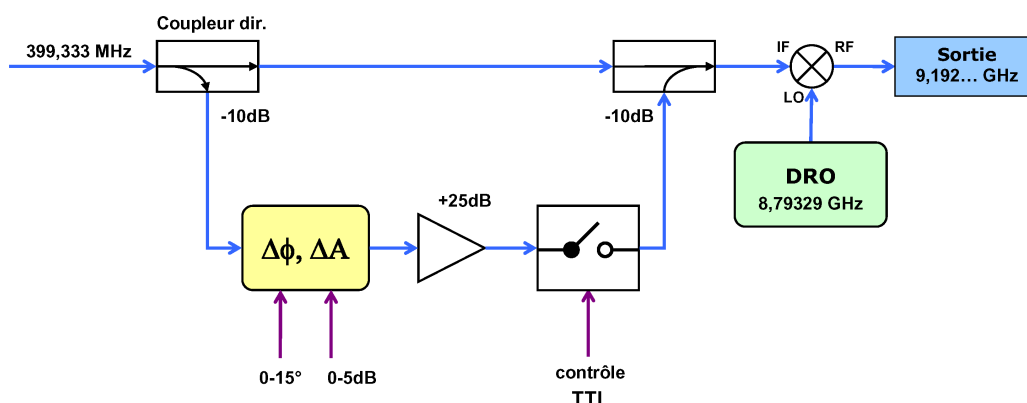


FIG. 3.35 – Schéma de l'interrupteur interférentiel radio-fréquence intégré à la synthèse micro-onde de la fontaine césium.

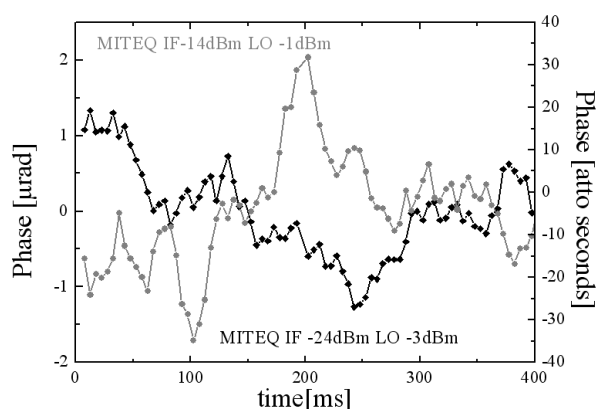


FIG. 3.36 – Transitoires de phase mesurés sur l’association de l’interrupteur interférentiel avec un mélangeur selon le montage en Fig. 3.35. Tests réalisés pour plusieurs niveaux de puissance micro-onde sur les entrées du mélangeur. On voit que les transitoires restent dans une gamme inférieure à  $5 \mu\text{rad}$ .

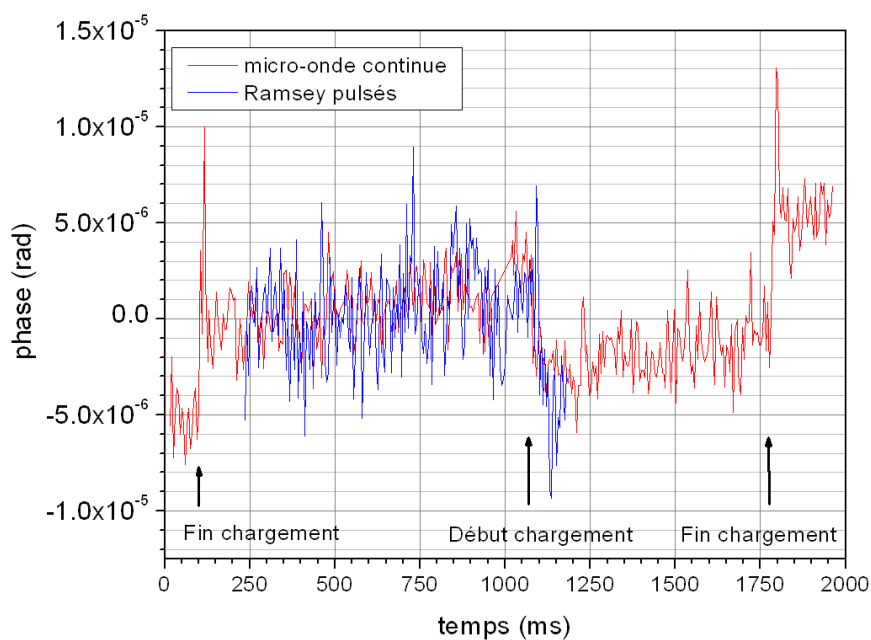


FIG. 3.37 – Mesures de phase directement sur le signal de la chaîne césium de FO2 avec l’interrupteur micro-onde laissé passant (–) ou en fonctionnement séquentiel (–) (août 2007). Avec une résolution de l’analyseur de phase de l’ordre du microradian [76], on constate que la manipulation de l’interrupteur interférentiel micro-onde n’ajoute pas de transitoire de phase notable par rapport au fonctionnement continu classique. Les nets transitoires de  $\sim 5 \mu\text{rad}$  observés en début et fin de chargement de mélasse, dans les deux configurations indifféremment, sont apparemment dus aux perturbations électriques provoquées par les contrôleurs des obturateurs mécaniques des bancs optiques.

Au niveau du microradian, aucun transitoire de phase n'a été détecté sur une très large gamme de puissances en entrée lors des tests menés sur un montage préliminaire (*cf.* Fig. 3.36). Par la suite, le signal issu de la chaîne de synthèse césium de FO2 a été directement analysé et nous avons pu vérifier le bon comportement de l'interrupteur (*cf.* Fig. 3.37).

### Mise en évidence de fuites micro-ondes

L'interrupteur micro-onde nous a permis d'étudier plus en détail les fuites micro-ondes au niveau de la fontaine. Nous avons comparé la configuration où le champ micro-onde pour l'interrogation Ramsey est laissé continu, à une configuration où le champ micro-onde est envoyé dans la cavité seulement au moment du passage du nuage d'atomes dans celle-ci. Les temps de passage des atomes dans les guides sous coupure de la cavité Ramsey ont été calculés précisément et intégrés dans la séquence temporelle qui contrôle l'interrupteur micro-onde.

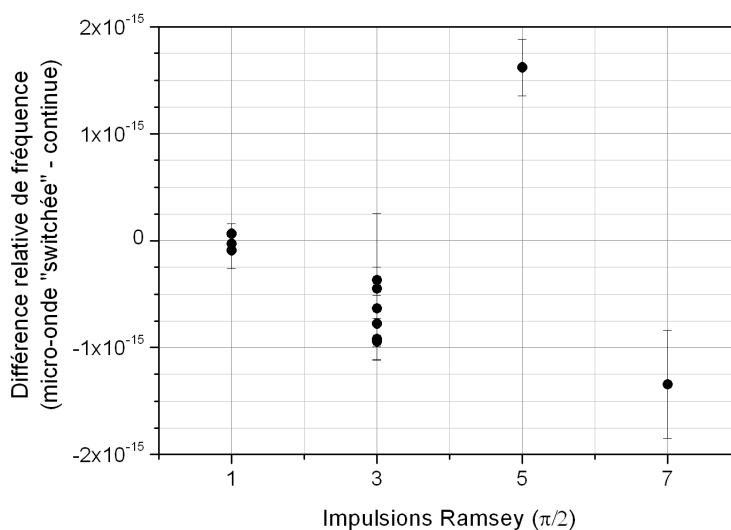


FIG. 3.38 – Différence relative de fréquence entre la configuration où le champ micro-onde pour l'interrogation Ramsey est continu et celle où il est coupé lorsque les atomes sont en dehors de la cavité. Mesures réalisées pour différents niveaux de puissance d'interrogation.

La figure 3.38 rassemble les résultats des mesures différentielles lancées entre les deux configurations pour différentes puissances micro-ondes d'interrogation. Chaque point de mesure correspond à une intégration d'une journée

(pour atteindre une résolution statistique suffisante, de l'ordre de  $2-3 \times 10^{-16}$  pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$ ), alternant les deux configurations tous les 50 cycles de fontaine. Grâce à cette méthode différentielle et à l'interrupteur non-déphasseur, l'effet d'une fuite micro-onde est bien isolé de tout autre effet dépendant de l'amplitude micro-onde, comme des effets de gradients de phase ou de déplacement collisionnel. Sur la figure 3.38 on relève un déplacement de fréquence croissant de signe oscillant. Ceci peut être la signature d'une fuite micro-onde. On note également que dans les conditions normales de fonctionnement d'horloge, c'est-à-dire pour des impulsions Ramsey  $\pi/2$ , le déplacement de fréquence reste inférieur à  $2 \times 10^{-16}$ . L'utilisation permanente de l'interrupteur non-déphasseur apparaît désormais comme une solution permettant d'éliminer complètement l'effet des fuites micro-ondes. On peut alors estimer que la contribution des fuites micro-ondes dans le bilan d'exactitude de la fontaine FO2(Cs), améliorée par l'interrupteur micro-onde, descend dans la gamme des  $10^{-17}$ . Nous pensons être assez prudents en fixant une incertitude de  $5 \times 10^{-17}$  sur cet effet.

### 3.3.2 Une boîte d'isolation

L'interrupteur interférentiel n'a été installé sur la fontaine FO2 qu'à la fin de l'année 2005. Jusqu'alors, l'atténuation des fuites micro-ondes reposait uniquement sur l'isolation des sources rayonnant du champ micro-onde résonnant dans la salle FO2, qui sont, pour l'essentiel, les connexions des câbles RF et certains composants électroniques. Pour limiter efficacement l'intensité de ces fuites micro-ondes, la solution la plus simple consiste donc à emmitoufler les zones critiques dans de l'absorbant micro-onde. Nous disposons d'un tel matériau sous forme de mousse polymère noire, malheureusement mal-commode car difficile à mettre en forme et source d'une poussière très tenace. La méthode montre ses limites en particulier pour les découpleurs de masse (*"DC blocks"*). Ces composants qui permettent d'éviter des boucles de masse en isolant la fontaine des chaînes de synthèse, tout en transmettant le signal micro-onde, constituent en effet la principale source de rayonnement de champ micro-onde parasite. Nous nous sommes alors résolus à placer ceux-ci dans un bain de gel à base d'eau comme isolant micro-onde, la protection des éléments électroniques étant assurée par du joint silicone classique. Ce système s'est avéré être d'une efficacité redoutable. Cependant, le montage, un peu sommaire, a mal vieilli, et l'eau a fini par s'infiltrer dans les composants électroniques.

Nous avons alors envisagé une nouvelle version de ce montage, plus ambitieuse. Le schéma en est présenté sur la figure 3.39. Son principe consiste à placer les sources de champ micro-onde résonnant dans une enceinte métallique



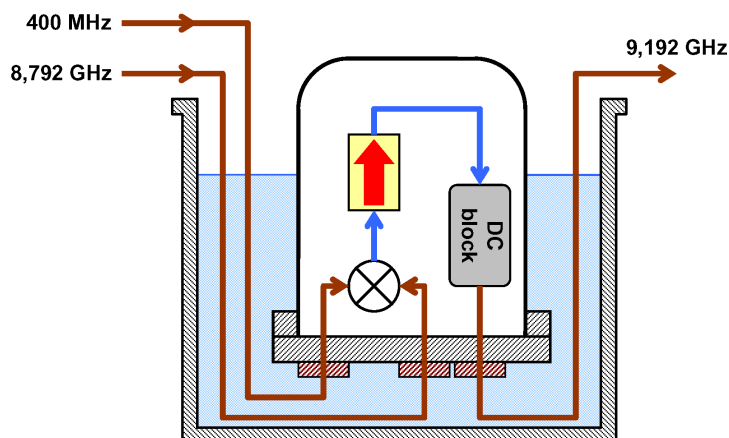


FIG. 3.39 – Schéma en coupe de la boîte d'isolation micro-onde. Pour supprimer toute fuite micro-onde, les composants électroniques sont placés dans une enceinte métallique étanche plongée dans une substance aqueuse. Les signaux micro-ondes et radio-fréquences sont acheminés via des câbles coaxiaux micro-ondes en cuivre semi-rigides.

hermétiquement fermée et plongée dans du gel à base d'eau pour bloquer les fuites micro-ondes au niveau des joints. L'enceinte, les brides et les joints, de technologie adaptée au vide, devraient éloigner tout problème d'étanchéité, tout en facilitant des opérations de maintenance. L'enceinte contient des isolateurs micro-ondes, les découpleurs de masse, et le mélangeur constituant la dernière étape de la génération de la fréquence de résonance atomique. Les signaux micro-ondes sont acheminés par des câbles coaxiaux semi-rigides en cuivre. Pour garantir l'étanchéité, ceux-ci sont soudés aux brides qui se serrent sur l'enceinte. La boîte d'isolation contient pour chaque alcalin deux jeux de mélangeurs, isolateurs et découpleurs de masse : un pour chaque voie de l'alimentation symétrique de la cavité Ramsey.

La conception de cette boîte d'isolation micro-onde a été effectuée parallèlement à la mise au point de l'interrupteur interférentiel. Finalement, ce dernier ayant démontré son efficacité, l'installation de la nouvelle boîte d'isolation n'a pas paru d'une importance primordiale. Toutefois, son utilisation conjointe avec l'interrupteur interférentiel renforcerait notre confiance dans l'atténuation des fuites micro-ondes et rendrait négligeable leur contribution dans le bilan d'exactitude de la fontaine.

### 3.4 Bilan d'exactitude de la fontaine FO2

Pour conclure ce chapitre, il convient de récapituler les incertitudes statistiques et systématiques sur la détermination des fréquences de transition d'horloge du césium et du rubidium par notre fontaine.

Le tableau 3.2 dresse les bilans d'exactitude de la fontaine FO2 en mode césium aujourd'hui et à mon arrivée sur l'expérience en 2004. FO2(Cs) affichait en 2004 une exactitude de  $6,5 \times 10^{-16}$ . Aujourd'hui l'exactitude atteint  $3,8 \times 10^{-16}$ . Celle-ci reste limitée par l'incertitude sur l'évaluation des déplacements de fréquence liés aux gradients de phase dans la cavité faite d'un modèle théorique décrivant parfaitement ce phénomène dans FO2.

Le tableau 3.3 dresse le bilan d'exactitude de la partie rubidium de FO2 en 2004 et une évaluation de l'exactitude actuelle. L'exactitude de FO2(Rb) était évaluée en 2004 à  $7,3 \times 10^{-16}$ . Des travaux similaires à ceux effectués pour la partie césium sont en cours. La fontaine rubidium bénéficie ainsi déjà de l'interrupteur interférentiel micro-onde précédemment inauguré pour la fontaine césium. L'estimation de l'exactitude actuelle de FO2(Rb) donnée ici ( $4,7 \times 10^{-16}$ ) reste à confirmer par des investigations plus poussées maintenant que la fontaine rubidium est pleinement opérationnelle (depuis fin 2007). De plus, concernant les gradients de phase, l'incertitude affichée est une transposition simpliste des évaluations prudentes effectuées pour le césium ; une étude similaire à ce qui a été réalisé pour la cavité d'interrogation césium reste à faire. Dresser un nouveau bilan d'incertitude complet pour la fontaine rubidium est l'une des priorités de l'année 2008.

La fontaine FO2(Cs) est à ce jour l'étalon primaire de fréquence présentant la meilleure stabilité et la meilleure exactitude. C'est non seulement un instrument concourant à la réalisation de la seconde et de l'échelle de temps atomique internationale mais aussi un outil privilégié pour des expériences de physique fondamentale.

Effet	Valeur FO2(Cs) $\times 10^{16}$	
	en 2004	en 2007
Collisions froides		
et entraînement par la cavité	$-357,5 \pm 2,0$	$-84,7 \pm 1,0$
Effet Zeeman quadratique	$1927,3 \pm 0,3$	$1919,3 \pm 0,1$
Rayonnement du corps noir	$-168,2 \pm 2,5$	$-168,2 \pm 0,6$
Pureté spectrale et fuites micro-ondes	$< 4,3$	$< 0,5$
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre	$< 3,0$	$< 3,0$
Transitions Ramsey & Rabi	$< 1,0$	$< 1,0$
Effet de recul micro-onde	$< 1,4$	$< 1,4$
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	$< 0,1$	$< 0,1$
Collisions avec le gaz résiduel	$< 1,0$	$< 1,0$
<b>Incertitude totale</b>	<b><math>\pm 6,5</math></b>	<b><math>\pm 3,8</math></b>

TAB. 3.2 – Bilan d'exactitude (en fréquence relative) de la fontaine FO2(Cs) en novembre 2004 et en avril 2007.

Effet	Valeur FO2(Rb) $\times 10^{16}$	
	en 2004	en 2007
Collisions froides		
et entraînement par la cavité	$0,0 \pm 1,0$	$0,0 \pm 1,0$
Effet Zeeman quadratique	$3207,0 \pm 4,7$	$3479,6 \pm 0,1$
Rayonnement du corps noir	$-127,0 \pm 2,1$	$-121,2 \pm 1,6$
Pureté spectrale et fuites micro-ondes	$< 2,8$	$< 0,5$
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre	$< 3,8$	$< 3,8$
Transitions Ramsey & Rabi	$< 1,0$	$< 1,0$
Effet de recul micro-onde	$< 1,4$	$< 1,4$
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	$< 0,1$	$< 0,1$
Collisions avec le gaz résiduel	$< 1,0$	$< 1,0$
<b>Incertitude totale</b>	<b><math>\pm 7,3</math></b>	<b><math>\pm 4,7</math></b>

TAB. 3.3 – Bilan d'exactitude (en fréquence relative) de la fontaine FO2(Rb) en 2004 et en 2007. Les valeurs de 2007 sont des résultats préliminaires qui méritent des travaux plus poussés maintenant que la fontaine rubidium est de nouveau pleinement opérationnelle.



# Chapitre 4

## Expériences menées avec FO2

Ce chapitre présente les expériences de métrologie et de physique fondamentale menées avec la fontaine FO2. Par ses performances exceptionnelles, la fontaine en mode césium prend une part importante dans la réalisation des échelles de temps atomique, dont l'exactitude est ainsi assurée de nos jours à un niveau de  $10^{-15}$ . Ceci nous permet de comparer notre dispositif à d'autres étalons primaires de fréquence à l'échelle mondiale. Nous en présenterons le principe, et nous nous intéresserons en particulier aux comparaisons directes d'étalons primaires car elles offrent des résolutions permettant de vérifier l'exactitude estimée de ces systèmes. FO2 intervient aussi dans des comparaisons de fréquence avec des étalons reposant sur d'autres espèces atomiques. De par sa spécificité, la fontaine double peut servir tantôt de référence de fréquence, en tant qu'étalon primaire césium, tantôt d'étalon secondaire rubidium. L'étude du rapport de fréquences atomiques s'inscrit dans des tests de la stabilité des constantes fondamentales de la physique. Nous en introduirons les enjeux et exposerons les résultats obtenus sur une décennie avec la fontaine en mode rubidium dans la deuxième partie de ce chapitre. Enfin, nous décrirons le test de l'invariance de Lorentz mené avec FO2, test mettant en jeu les sous-niveaux Zeeman extrêmes des niveaux hyperfins de l'atome de césium, et qui a été la première expérience de ce type menée avec une fontaine atomique.

### 4.1 Un étalon primaire de fréquence

En tant qu'étalon primaire de fréquence, FO2 "réalise" la seconde par définition. Elle concourt à la réalisation des échelles de temps atomique. Mais, avant toute chose, il convient de vérifier l'exactitude estimée de l'horloge. Un bon moyen pour cela est de la comparer avec d'autres étalons primaires. Au

LNE-SYRTE, nous avons la chance de disposer d'un parc de trois fontaines césium : ceci permet de mener des mesures comparatives d'un même oscillateur d'interrogation à un niveau de  $10^{-16}$ .

### 4.1.1 Comparaisons locales des fontaines césium du SYRTE

La comparaison directe consiste à utiliser les fontaines comme des étalons primaires de fréquence mesurant chacun la fréquence d'un oscillateur d'interrogation commun.

Ces trois dernières années, nous avons mené deux grandes campagnes de comparaison locale de fontaines, l'une en mai 2004, l'autre en novembre 2006 impliquant les trois fontaines du laboratoire, *i.e.* la fontaine césium FO1, la fontaine double rubidium-césium FO2 et la fontaine transportable césium FOM. Durant la période de deux ans et demi qui séparent ces deux grandes campagnes, de nombreux développements ont été réalisés sur chacune de ces expériences. Et depuis le printemps 2007, ces systèmes maintenant quasiment aboutis sont utilisés régulièrement en mode de fonctionnement d'horloge, donnant ainsi lieu à des comparaisons plus fréquentes que par le passé.

#### Dispositif de comparaison des horloges du SYRTE

La figure 4.1 présente la synthèse de fréquence et le dispositif de dissémination du signal développés au laboratoire autour de l'oscillateur cryogénique à résonateur de saphir. Ces systèmes, décrits en détail dans la partie 2.5, sont conçus pour induire une dégradation minimale de la stabilité remarquable de l'OCRS (*cf.* partie 2.5.1).

Pour la fontaine FO2, la proximité de l'OCRS permet une synthèse directe dans le domaine micro-onde (*cf.* partie 2.5.2) du signal à 9,192 GHz nécessaire à l'interrogation du césium à partir du signal ultra-stable à 11,98 GHz issu de l'asservissement de l'OCRS sur le maser à hydrogène. Le signal d'interrogation résultant présente une stabilité de  $\sim 3 \times 10^{-15}$  à 1 s. Jusqu'en 2006, les autres horloges du laboratoire devaient par contre se "contenter" d'un signal de distribution ultra-stable à 100 MHz à multiplier. Ces étapes dégradent sensiblement la stabilité du signal d'interrogation :  $\sim 1 \times 10^{-14}$  à 1 s dans le cas du lien avec la fontaine FO1 ( $\sim 200$  m). Le développement d'un lien à 1 GHz (*cf.* p.95) a permis d'améliorer la stabilité du signal distribué et des signaux d'interrogation ainsi générés.

Pour les comparaisons locales d'horloges, nous avons choisi de synchroniser les PC de contrôle des expériences par le réseau informatique du laboratoire : les données de chaque expérience sont référencées en temps en

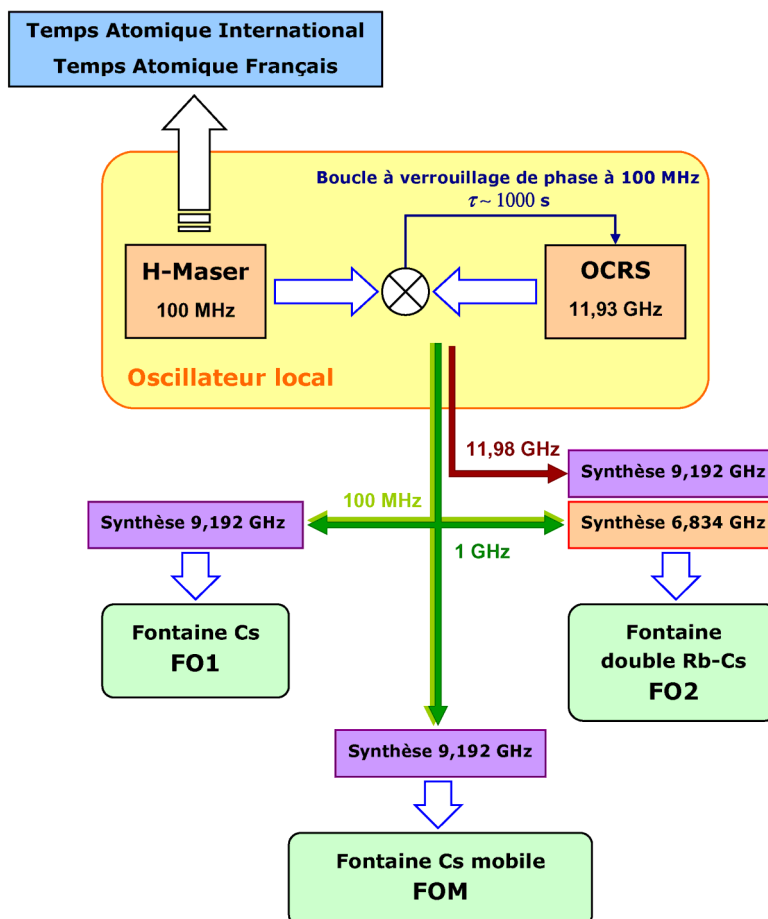


FIG. 4.1 – Schéma de dissémination du signal de l'oscillateur d'interrogation au LNE-SYRTE. Le signal du maser à hydrogène, filtré par l'OCRS grâce à une boucle à verrouillage de phase avec une constante de temps de  $\sim 1000$  s (*cf.* p.91), est distribué aux trois fontaines atomiques via des liens à 100 MHz et 1 GHz. Bénéficiant de la proximité de l'OCRS, la synthèse césium FO2 est réalisée directement à partir du signal à 11,98 GHz de l'OCRS asservi sur le maser.

utilisant le protocole NTP [77] et se trouvent ainsi référencées à la même échelle locale de temps, UTC(OP)<sup>1</sup>. Ceci permet de supprimer efficacement en post-traitement les fluctuations de fréquence du signal de référence commun dans la comparaison.

Chaque horloge enregistre ainsi à chaque cycle, la date UTC(OP), une correction de fréquence et divers paramètres. En post-traitement, les données

<sup>1</sup> Il s'agit de l'échelle de Temps Universel Coordonné de l'Observatoire de Paris (*cf.* partie 4.1.2 et les échelles de temps p.170).

sont corrigées des différents effets systématiques estimés, calculés ou mesurés sur la période. Les données corrigées et référencées en temps peuvent alors être comparées. Comme il est difficile de faire correspondre les temps de cycle de chaque expérience, les données sont regroupées et moyennées par paquets de quelques dizaines de secondes (100 s typiquement). La statistique est alors réalisée sur les seuls paquets synchrones.

### Comparaison de mai 2004

D'avril à juin 2004, le laboratoire a mené une comparaison directe des fontaines césium FO1 et FO2, utilisant l'OCRS comme oscillateur d'interrogation. Ceci constituait la première comparaison directe de deux fontaines atomiques utilisant un oscillateur cryogénique à résonateur de saphir comme oscillateur d'interrogation [78, 79]. Ce dernier a permis d'atteindre en quelques jours une résolution inégalée jusqu'alors.

L'acheminement du signal de référence jusqu'à l'horloge FO1 reposait sur le lien à 100 MHz : un signal à 100 MHz, généré à partir du signal ultra-stable issu de l'OCRS asservi sur le maser, est envoyé par câble radiofréquence de haute stabilité à FO1 où il est multiplié à 9,192 GHz.

Les deux fontaines fonctionnaient en mode différentiel haute et basse densité pour une évaluation et une correction du déplacement collisionnel en temps réel (*cf.* partie 3.1.3). Les effets systématiques évalués sur la période de la comparaison sont rassemblés dans le tableau 4.1.

Effet	Valeur $\times 10^{16}$	
	FO1	FO2(Cs)
Collisions froides		
et entraînement par la cavité	$-197,9 \pm 2,4$	$-357,5 \pm 2,0$
Effet Zeeman quadratique	$1199,7 \pm 4,5$	$1927,3 \pm 0,3$
Rayonnement du corps noir	$-162,8 \pm 2,5$	$-168,2 \pm 2,5$
Pureté spectrale et fuites micro-ondes	$< 3,3$	$< 4,3$
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre	$< 3,0$	$< 3,0$
Transitions Ramsey & Rabi	$< 1,0$	$< 1,0$
Effet de recul micro-onde	$< 1,4$	$< 1,4$
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	$< 0,1$	$< 0,1$
Collisions avec le gaz résiduel	$< 1,0$	$< 1,0$
<b>Incertitude totale</b>	<b><math>\pm 7,5</math></b>	<b><math>\pm 6,5</math></b>

TAB. 4.1 – Bilan d'exactitude (en fréquence relative) des fontaines FO1 et FO2(Cs) en 2004.



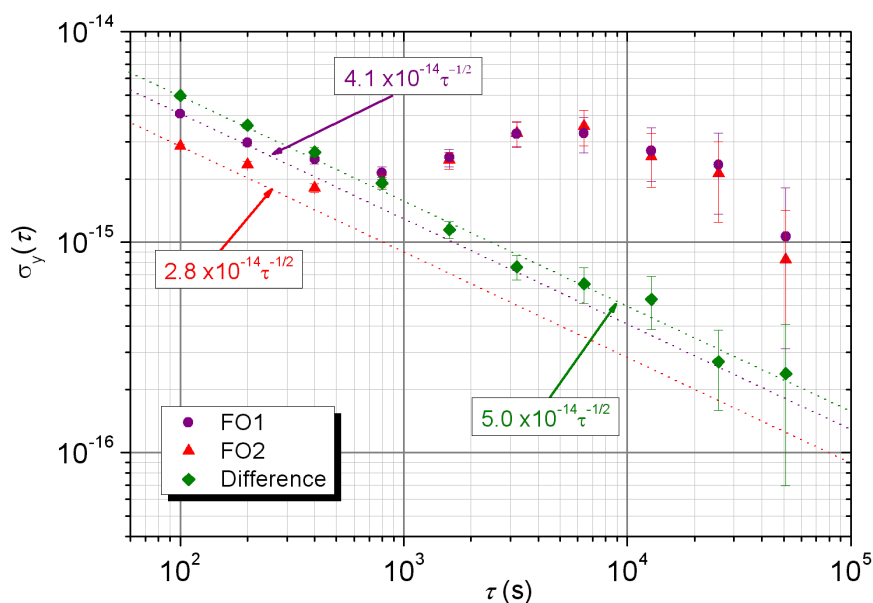


FIG. 4.2 – Stabilité de fréquence relative (en écart-type d’Allan) des fontaines césium FO1 et FO2 durant la comparaison de mai 2004.

La figure 4.2 montre les stabilités de fréquence relative des deux fontaines, calculées à partir des données corrigées (incluant aussi bien les données haute densité que basse densité) synchrones sur des intervalles de 100 s sur une période de 5 jours en mai 2004. Autour de temps d’intégration  $\tau = 100$  s, FO2 présente ici une stabilité de  $2,8 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  et FO1 affiche une stabilité de  $4,1 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Pour des temps d’intégration supérieurs, les deux horloges mesurent les fluctuations de fréquence du signal de référence. La figure 4.2 montre également l’écart-type d’Allan de la différence des fréquences relatives des deux fontaines. Sa stabilité descend en  $5,0 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , suivant un comportement de bruit blanc, prouvant l’efficacité de la synchronisation des données et la parfaite élimination des fluctuations de l’oscillateur local. Une résolution de  $2,2 \times 10^{-16}$  est ainsi atteinte en 50 000 s.

La différence moyenne de fréquence (FO2–FO1) vaut  $(4 \pm 2,2) \times 10^{-16}$ . Cette valeur est pleinement en accord avec les exactitudes affichées des fontaines qui sont présentées dans le tableau 4.1.

Cette comparaison, la première directe entre deux étalons primaires de fréquence à reposer sur un oscillateur cryogénique, a non seulement démontré qu’il était possible d’effectuer des mesures au niveau de  $10^{-16}$  sur des échelles de temps raisonnables comme la journée, mais surtout elle a permis de confirmer l’exactitude des deux horloges.

### Comparaison de novembre 2006

Deux ans plus tard, en novembre 2006, était organisée une grande comparaison impliquant les trois fontaines césium du laboratoire (FO1, FO2(Cs) et la fontaine mobile FOM) [80] et aussi l’horloge optique au Strontium (mesure sur laquelle nous reviendrons plus loin –*cf. partie 4.2.3*–). Il va sans dire qu’entre temps, les trois fontaines césium avaient subi des modifications notables et bénéficié d’améliorations substantielles pour des performances accrues. Ainsi, sur FO1, le banc laser a été complètement renouvelé, un 2D-MOT a été installé et les couplages micro-ondes de la cavité Ramsey ont été réajustés. FO2 venait de voir l’installation des nouveaux collimateurs. Et sur les deux fontaines, pour lutter contre les fuites micro-ondes, un interrupteur micro-onde interférentiel (*cf. partie 3.3.1*) a été mis en place. FOM, quant à elle, a subi une complète reconstruction : l’enceinte à vide a été modifiée pour accueillir une nouvelle cavité Ramsey, le banc optique a été renouvelé et l’ensemble a été repensé pour un transport plus facile. FOM présentait alors une stabilité court-terme de  $6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ .

Le bilan d’exactitude évalué sur la comparaison pour les trois fontaines césium est présenté dans le tableau 4.2. FO1 et FO2 affichent une exactitude de  $\sim 4 \times 10^{-16}$  tandis que celle de FOM est de  $\sim 12 \times 10^{-16}$ . Le principal terme d’incertitude dans le bilan de FOM par rapport aux deux autres fontaines est lié aux fuites micro-ondes. En effet, bien que la chaîne de synthèse micro-

Effet	Valeur $\times 10^{16}$		
	FO1	FO2(Cs)	FOM
Collisions froides			
et entraînement par la cavité	$-182,1 \pm 2,2$	$-129,3 \pm 1,3$	$-39,5 \pm 6,7$
Effet Zeeman quadratique	$1238,7 \pm 0,3$	$1920,4 \pm 0,1$	$210,2 \pm 1,1$
Rayonnement du corps noir	$-165,1 \pm 0,6$	$-168,7 \pm 0,6$	$-160,5 \pm 0,6$
Pureté spectrale			
et fuites micro-ondes	$< 0,6$	$< 0,5$	$< 10$
Effet Doppler du 1 <sup>er</sup> ordre	$< 3,2$	$< 3,0$	$< 3,2$
Transitions Ramsey & Rabi	$< 1,0$	$< 1,0$	$< 1,0$
Effet de recul micro-onde	$< 1,4$	$< 1,4$	$< 1,4$
Effet Doppler du 2 <sup>nd</sup> ordre	$< 0,1$	$< 0,1$	$< 0,1$
Collisions avec le gaz résiduel	$< 0,3$	$< 1,0$	$< 1,0$
<b>Incertitude totale</b>	<b><math>\pm 4</math></b>	<b><math>\pm 4</math></b>	<b><math>\pm 12</math></b>

TAB. 4.2 – Bilan d’exactitude (en fréquence relative) des trois fontaines césium du LNE-SYRTE en novembre 2006.

onde de FOM possède la même fonctionnalité de coupure que celle offerte par les interrupteurs interférentiels équipant désormais FO1 et FO2, les mesures de la comparaison ont été menées avec un signal sonde continu dans FOM, augmentant l'incertitude sur les fuites micro-ondes. Par ailleurs, la deuxième source d'incertitude sur FOM porte sur l'évaluation du déplacement dû aux collisions froides. FOM n'utilise pas la méthode du passage adiabatique. Si FO1 et FO2 ont mesuré en continu leur déplacement collisionnel par l'alternance de configurations haute et basse densité, sur FOM, la mesure du déplacement a été réalisée juste avant la comparaison et la correction déduite a été ensuite appliquée sur toute la période de la comparaison avec une incertitude appropriée tenant compte des possibles variations.

Pour cette comparaison, FO1 et FOM ont profité du lien à 1 GHz : le signal de référence à 1 GHz, généré par un *down-converter* (cf. Fig. 2.48) à partir du signal ultra-stable issu de l'OCRS asservi sur le maser, est distribué par câble radiofréquence de haute stabilité.

En post-traitement, les données de correction de fréquence de chaque fontaine ont été corrigées des effets systématiques évalués sur la période de la comparaison. Nous en avons extrait les mesures synchrones entre couple de fontaines, moyennées sur des intervalles de 100 s. C'est alors à partir de ces données qu'ont été calculées la stabilité combinée de fréquence et la différence moyenne de fréquence entre fontaines.

Les figures 4.3 et 4.4 montrent les écarts-types d'Allan calculés sur les mesures synchrones (en fréquence relative) de FO1 et FO2 d'une part, et FO2 et FOM d'autre part. Sur la première, la stabilité combinée de FO1 et FO2 suit une pente en  $5,9 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  (un peu moins bonne qu'au printemps 2004) jusqu'à 10 000 s où apparaît une bosse, qui semble traduire un terme journalier, limitant la stabilité autour de  $10^{-15}$ . La différence de fréquence donne ensuite l'impression de se moyennner à nouveau comme du bruit blanc. Les fluctuations se moyennent ainsi jusqu'à  $\sim 4 \times 10^{-16}$  au bout de quelques jours d'intégration. Compte tenu de ce comportement dont nous n'avons malheureusement pas clairement identifié la raison, nous considérons que l'incertitude statistique sur cette comparaison est de  $4 \times 10^{-16}$ . Sans cette instabilité, l'incertitude de la mesure aurait eu toutes les chances de descendre en dessous des  $10^{-16}$ . La différence moyenne de fréquence FO1–FO2 vaut  $(8 \pm 4) \times 10^{-16}$ . Ceci est dans la limite des exactitudes évaluées pour les deux fontaines.

En Fig. 4.4, la stabilité combinée de FO2 et FOM présente un comportement de bruit blanc sur tout l'échantillon de mesure avec une pente de  $9,1 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Une résolution de  $2 \times 10^{-16}$  est ainsi atteinte en 2 jours d'intégration. En extrapolant la stabilité de comportement de bruit blanc sur tout l'échantillon de mesure (soit 7,4 jours), on trouve une incertitude

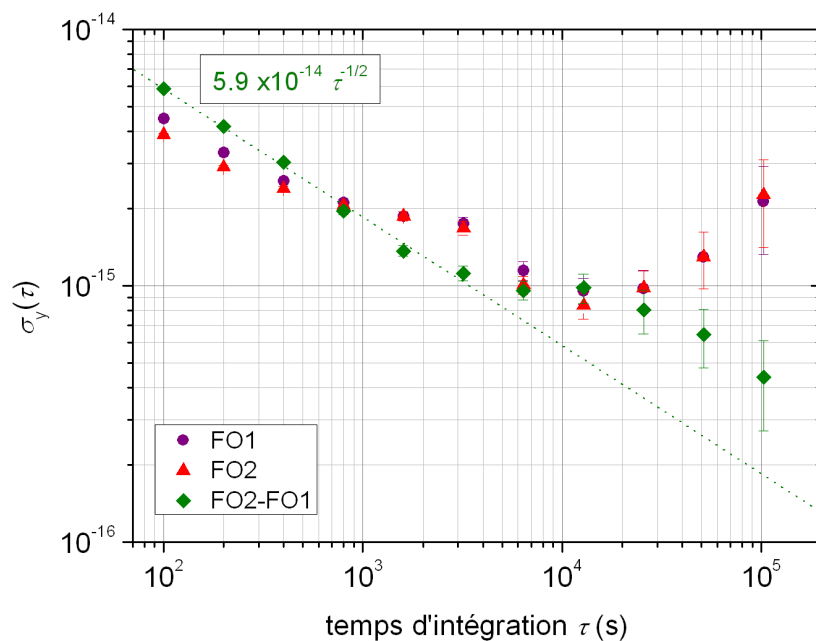


FIG. 4.3 – Stabilité de fréquence relative (en écart-type d’Allan) des fontaines FO1 et FO2(Cs) durant la comparaison de novembre 2006 (6,4 jours de données synchrones réparties sur 19 jours de mesures).

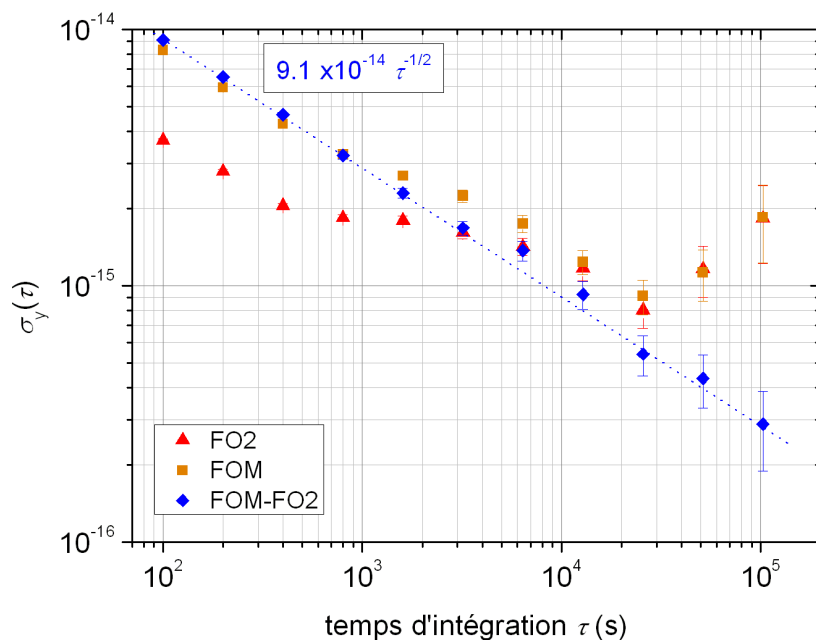


FIG. 4.4 – Stabilité de fréquence relative (en écart-type d’Allan) des fontaines FO2(Cs) et FOM durant la comparaison de novembre 2006 (7,4 jours de données synchrones réparties sur 12 jours de mesures).

statistique de  $1,1 \times 10^{-16}$  sur la comparaison entre les deux étalons primaires de fréquence. La différence moyenne des données synchrones de fréquence FOM–FO2 vaut  $(8 \pm 1) \times 10^{-16}$ , ce qui est compatible avec les exactitudes des deux fontaines.

Pour information, la différence moyenne des mesures synchrones FOM–FO1 donne  $7 \times 10^{-16}$ . Au vu des différences moyennes FO1–FO2 et FOM–FO2 ce résultat peut sembler surprenant de prime abord, mais il s’explique par le fait que ces moyennes ne concernent pas rigoureusement les mêmes plages de mesure du maser : nous avons regardé des échantillons synchrones pour les fontaines deux à deux et non communs aux trois fontaines en même temps.

En dépit de ces écarts de plusieurs  $10^{-16}$  bien résolus, il faut souligner la bonne concordance de ces résultats pour des systèmes significativement différents (en ce qui concerne la forme et le facteur de qualité des cavités Ramsey, le biais de champ magnétique, la position de la zone de détection, le déplacement collisionnel...) et après tous les changements plus ou moins profonds qui leur ont été apportés. On voit ici toute l’importance de telles comparaisons directes entre étalons de fréquence pour pouvoir confirmer des exactitudes dans la gamme des  $10^{-16}$ .

### Comparaisons d’avril et mai 2007

Sur l’expérience FO2, les premiers mois de 2007 ont été consacrés à la remise en route de la fontaine rubidium. Au printemps 2007, nous avons re-basculé la fontaine FO2 en mode césium pour mener deux campagnes de comparaison des trois fontaines du LNE-SYRTE<sup>2</sup>.

Les résultats de ces comparaisons sont rassemblés dans le tableau 4.3. On y donne les différences moyennes de fréquence obtenues sur les échantillons synchrones de données par couple de fontaines, ainsi que la résolution atteinte par chaque mesure. Les figures réunies p.169 représentent les écarts-types d’Allan des différences de fréquence pour chaque couple de fontaines et donnent la valeur de la stabilité court-terme de fréquence mesurée. Le bilan d’exactitude des trois fontaines était sensiblement le même que celui de novembre 2006 (*cf.* Tab. 4.2).

La figure 4.5 montre les différences de fréquence mesurées entre les trois fontaines avec les incertitudes de type A et de type B associées. La comparaison d’avril donne un bon accord entre FO1, FO2(Cs) et FOM. Par contre, la mesure de mai fait apparaître un fort écart ( $\sim 2 \times 10^{-15}$ ) entre FO1 et les deux autres fontaines. Ce problème n’a pas pu être expliqué pour le moment. Les dernières comparaisons menées fin 2007 et début 2008 ont de nouveau montré

<sup>2</sup> La mesure d’avril utilisait le maser 40 889, celle de mai le maser 40 890.

un très bon accord entre FO1 et FOM : une différence relative moyenne de  $7 \times 10^{-17}$  sur environ un mois de mesure.

2007		données synchrones (nombre de jours)	différence de fréquence	résolution ( $\sigma_A$ )	exactitude combinée ( $\sigma_B$ )
Avril	FO1-FO2	8,8	-2,5	0,9	6
	FOM-FO2	18,8	2,2	0,7	13
	FOM-FO1	9,4	1,6	1,0	13
Mai	FO1-FO2	5,4	24	1,0	6
	FOM-FO2	5,8	6,7	1,3	13
	FOM-FO1	5,3	-18	1,3	13

$\times 10^{-16}$

TAB. 4.3 – Résultats des comparaisons des trois fontaines césium du LNE-SYRTE d'avril et mai 2007. Les résolutions données ici ont été toutes calculées de la même manière à partir des stabilités court-terme déduites des figures p.169 et des durées effectives des comparaisons, supposant un parfait comportement en bruit blanc de fréquence. Elles sont par conséquent plutôt optimistes par rapport à la réalité.

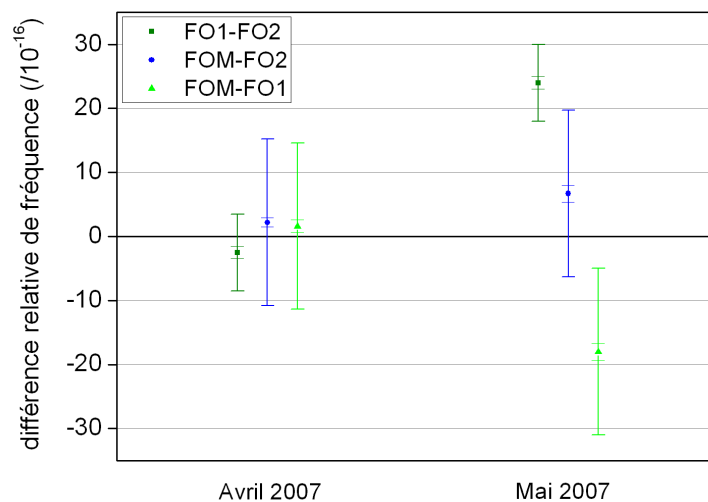
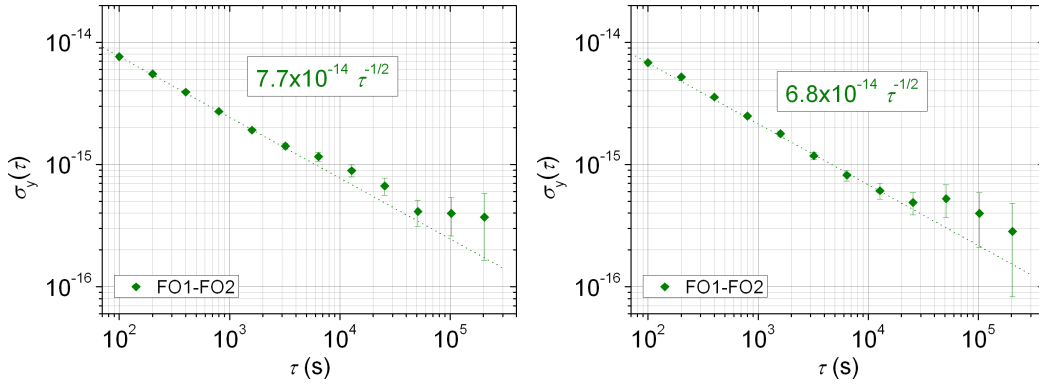
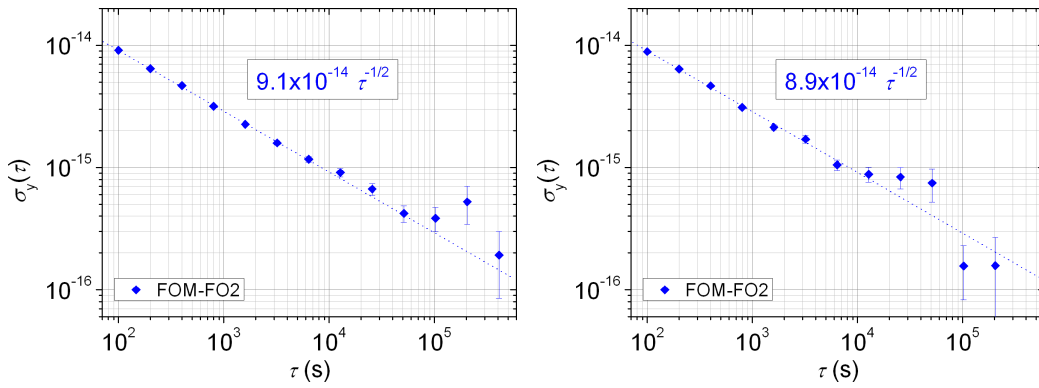


FIG. 4.5 – Différences de fréquence mesurées entre les trois fontaines césium du LNE-SYRTE au printemps 2007, avec report de la résolution statistique (de l'ordre de  $1 \times 10^{-16}$ ) et des exactitudes combinées des fontaines ( $\sim 6 \times 10^{-16}$  pour la comparaison FO1-FO2,  $\sim 13 \times 10^{-16}$  pour les comparaisons avec FOM).

## FO1–FO2(Cs)



## FOM–FO2(Cs)



## FOM–FO1

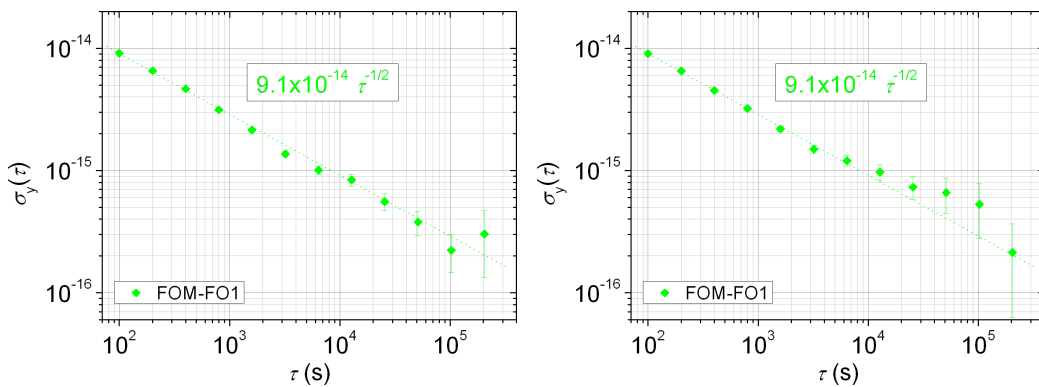


FIG. 4.6 – Stabilité (en écart-type d’Allan) de la différence de fréquence relative entre les fontaines FO1, FO2(Cs) et FOM, deux à deux, en avril (à gauche) et mai 2007 (à droite). Dans tous les cas, la différence de fréquence tend à se moyennner comme du bruit blanc de fréquence. On relève toutefois une bosse (qui paraît traduire un terme journalier) sur les courbes de mai impliquant FO1, et également une dispersion des points autour de  $\tau = 10^5$  s sur les courbes de FOM–FO2.

### 4.1.2 Contribution à la réalisation des échelles de temps atomique

Une des applications premières de l'expérience FO2 est la contribution à la réalisation du Temps Atomique International (TAI) et du Temps Atomique Français (TAF). Ainsi nous effectuons régulièrement des étalonnages des masers à hydrogène du laboratoire qui sont comparés en permanence au TAI (*cf.* Fig. 4.1).

#### Les échelles de temps

##### Echelles astronomiques

La rotation diurne de la Terre autour de son axe a longtemps semblé suffisamment uniforme pour servir de base à l'échelle de temps utilisée par les astronomes : l'échelle de Temps Universel (UT). La seconde y est définie comme  $1/86\,400^{\text{ème}}$  de jour solaire moyen. Mais lorsqu'on s'est aperçu que la Terre ralentissait (en constatant, par exemple, que la Lune s'éloignait de la Terre d'une manière qui n'était pas en accord avec les calculs théoriques), les astronomes ont été conduits à construire une autre échelle de temps fondée sur le mouvement orbital de la Terre autour du Soleil : l'échelle de Temps des Ephémérides (ET) qui fut en usage entre 1960 et 1967. Fondée sur l'observation de la longitude du Soleil dans le ciel au cours de l'année, elle reposait sur une équation définie par Newcomb [81], polynôme du second degré du temps (voir par exemple [82]). La durée de l'année n'étant cependant pas stable non plus et on a été amené à nouveau à changer d'échelle de temps.

##### EAL et TAI

C'est ainsi que 1967 vit l'adoption d'une échelle de temps reposant non plus sur une définition astronomique mais sur une définition physique, une transition atomique. A partir de la nouvelle définition de la seconde fondée sur l'atome de césium, fut créée l'échelle du Temps Atomique International. C'est actuellement le Bureau International des Poids et Mesures [83] qui est en charge du calcul du TAI. Cet organisme collecte les données d'environ 300 horloges atomiques réparties dans  $\sim 70$  laboratoires à travers le monde. La moyenne pondérée des échelles locales de temps atomique des différents laboratoires donne l'Echelle Atomique Libre (EAL). Incluant toutes sortes d'horloges atomiques, cette échelle ne donne pas directement la seconde SI mais offre une très bonne stabilité. L'exactitude du TAI est obtenue par ajustements de l'EAL à l'aide d'étalons primaires, et ceci fait l'objet d'une publication mensuelle du BIPM (la circulaire T). Le calcul du TAF suit le même principe mais ne prend en compte que les laboratoires français. La



stabilité et l'exactitude du TAI sont de l'ordre de  $10^{-15}$ . Le mode de calcul du TAI permet d'obtenir une certaine pérennité. En effet, une horloge qui cesse de fonctionner peut très facilement être remplacée par une autre sans que le comportement global du TAI en soit affecté.

### UTC

L'utilisation du TAI, très stable, va entraîner un décalage avec la rotation de la Terre et l'échelle de Temps Universel. Ainsi une seconde est ajoutée de temps en temps, le 31 décembre ou le 31 juillet, selon les variations de la rotation de la Terre, pour que l'échelle de temps atomique utilisée ne s'écarte pas de plus d'une seconde du temps astronomique. Cette échelle de temps atomique modifiée par l'ajout régulier de secondes intercalaires est appelé le Temps Universel Coordonné (UTC).

### Étalonnages de masers

En 2004, le laboratoire disposait de deux masers à hydrogène<sup>3</sup>. En juin 2005, deux nouveaux masers de fabrication russe s'y sont ajoutés<sup>4</sup>. Ainsi le LNE-SYRTE dispose actuellement de quatre masers opérationnels. Le but poursuivi à terme est de fabriquer à partir des quatre masers un signal pondéré, mesuré quasi-continûment par les étalons primaires du laboratoire, et qui servira au pilotage de l'échelle de temps du laboratoire. Pour le moment, les masers sont comparés en permanence mais un seul d'entre eux fournit le signal métrologique qui, filtré par l'OCRS, est distribué aux différentes expériences du laboratoire et qui est à la base des comparaisons avec les différents instituts de métrologie du temps de par le monde.

La figure 4.7 montre les étalonnages du maser 40 890 par les fontaines FO1 et FO2(Cs) durant les mois de novembre et décembre 2006. Le traitement des données de FO2(Cs) a été réalisé quotidiennement. Sur cette période de mesure les corrections de FO1 et FO2 sont en bon accord. On constate que la fréquence du maser a présenté une dérive particulièrement forte, jusqu'à  $\sim 1,5 \times 10^{-15}$  par jour, alors que, sur les mesures menées auparavant, cette dérive était plutôt de  $2-3 \times 10^{-16}$  par jour.

Le tableau 4.5 récapitule les étalonnages de maser réalisés par FO2(Cs) durant ma thèse. Ces étalonnages destinés à la réalisation du TAI et de l'EAL sont envoyés au BIPM qui impose pour son calcul qu'ils soient effectués sur des durées multiples de 5 jours et commencent à une date MJD en 4 ou 9. La valeur moyenne  $\langle \nu \rangle_{\text{maser-FO2}}$  de la fréquence du maser évaluée sur cette période de mesure ainsi que les incertitudes sont données en fréquence relative

<sup>3</sup> Masers auxquels le BIPM a attribué les références 40 805 et 40 816.

<sup>4</sup> Désignés par les références 40 889 et 40 890.

Année	Période MJD	Maser	$L_{\text{maser-FO2}}(\text{Cs})$	$\sigma_A$	$\sigma_B$	$\sigma_{\text{lien-maser}}$	$\sigma_{\text{lien-TAI}}$	$\sigma_{\text{total}}$	$L_{\text{FO2}(\text{Cs})\text{-TAI}}$	$L_{\text{EAL-FO2}(\text{Cs})}$
2004	53304–53329 (nov.)	816	3283,5	2,0	6,7	1,5	12	14	39	6860
	53379–53399 (jan.)	805	6393,1	0,4	7,6	1,0	15	17	46	6849
2005	53489–53504 (mai)	805	5736,6	0,5	7,3	1,1	20	21	71	6886
	53639–53664 (oct.)	890	-1332,1	0,7	5,8	1,4	12	13	49	6819
2006	53764–53789 (fév.)	890	-1853,0	1,5	6,1	1,0	12	14	15	6829
	54054–54069 (nov.)	890	-3684,9	1,8	3,9	1,2	6	8	10	6807
	54069–54079 (déc.)	890	-3770,5	1,1	3,8	1,5	9	10	15	6797
	54089–54094 (déc.)	890	-3800,1	6,9	4,1	1,7	16	18	31	6781
2007	54104–54109 (jan.)	890	-3649,3	2,5	4,0	1,1	–*	–	–	–
	54194–54219 (avr.)	890	-3836,3	1,8	3,9	1,1	4	6	28	6774
	54224–54249 (mai)	889	-12014,0	3,0	4,6	4,6	4	8	42	6760
	54249–54279 (juin)	889	-12371,9	2,6	4,6	1,2	3	6	22	6777
	54279–54309 (juil.)	889	-12770,7	4,1	4,5	1,0	3	7	24	6772

$\times 10^{-16}$

TAB. 4.5 – Etalonnages des masers 40816, 40805, 40890 et 40889 du LNE-SYRTE par FO2 (fréquences relatives) pour le TAI et le TAF (\* = TAF seulement) au cours des trois dernières années. Pour les mesures d'avant novembre 2004, se reporter à [7] (p.144). Ces données, tirées des rapports soumis au BIPM et des circulaires T publiées par ce dernier, sont disponibles sur le site internet du BIPM et accessibles directement sur le serveur <ftp://ftp2.bipm.org/pub/tai/publication/>.

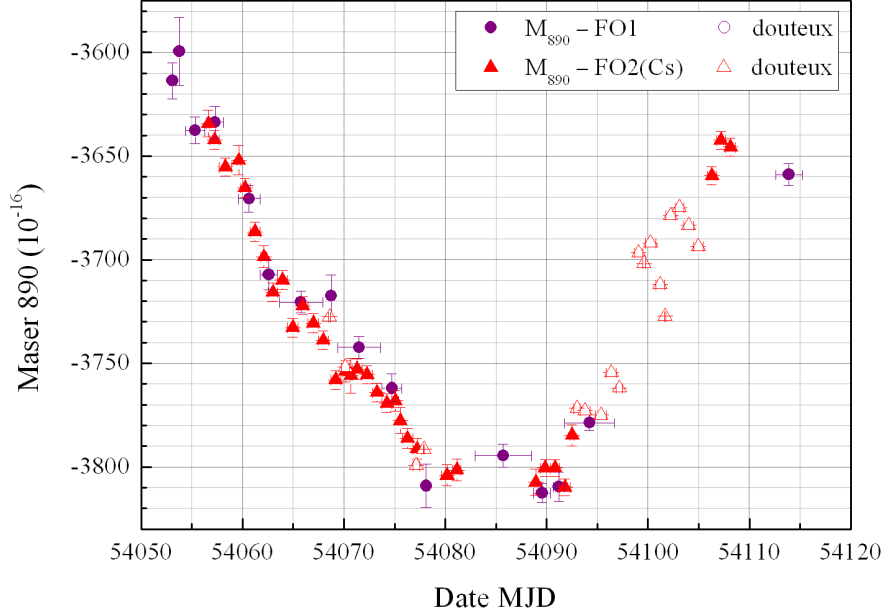


FIG. 4.7 – Suivi de la fréquence du maser 40890 mesurée par les fontaines FO1 et FO2(Cs) durant les mois de novembre et décembre 2006. Les barres d’incertitude verticales représentent la somme quadratique de la résolution statistique de l’échantillon et de l’incertitude sur les effets systématiques de la fontaine, estimées sur la période de mesure indiquée par les barres horizontales (typiquement 1 jour). Le maser présente une dérive de  $\sim 1,5 \times 10^{-15}$  par jour sur le mois de novembre. Les points qualifiés de “douteux” pour FO2 (comme pour FO1) correspondent à un comportement inhabituel et problématique sur l’expérience qui ne permet pas une évaluation correcte des effets systématiques (d’où l’absence de barres d’incertitude verticales). Dans le cas précis de décembre 2006 sur FO2, il y a eu un problème au niveau du suivi de la frange de résonance des atomes  $m_F = 1$ , ne permettant pas une bonne évaluation du champ magnétique dans la fontaine et donc de l’effet Zeeman quadratique sur la transition horloge.

en unité de  $10^{-16}$ . L’incertitude de type A,  $\sigma_A$ , concerne la statistique de la mesure. L’incertitude  $\sigma_B$  représente l’exactitude de la fontaine estimée sur la période de mesure.  $\sigma_{\text{lien-maser}}$  représente l’incertitude sur la dissémination locale du signal du maser par câble et inclue l’incertitude associée à la dérive du maser durant les temps morts de la mesure<sup>5</sup>.  $\sigma_{\text{lien-TAI}}$  est l’incertitude sur le transfert de temps entre le maser et le TAI (lien satellite).

La figure 4.8 réunit les contributions à l’EAL des principales fontaines dans le monde (ainsi que du jet à pompage optique du LNE-SYRTE) au

<sup>5</sup> Les temps morts peuvent être accidentels (dysfonctionnement du système) ou bien intentionnels pour la maintenance de la fontaine (réalignements optiques, réalisation d’une carte de champ magnétique...)

cours de l'année 2006. Les fontaines sont en accord à mieux que  $3\sigma$ . Sur ce graphe figure également la dérive de l'EAL par rapport au TAI. On observe que peu à peu les fontaines sont rejointes par ce dernier. En effet, à mesure que les fontaines gagnent en exactitude et que, à côté de cela, leur nombre augmente, leur poids prend de l'importance dans le calcul du TAI par rapport aux autres standards. Dès lors, le TAI devient essentiellement piloté par les fontaines.

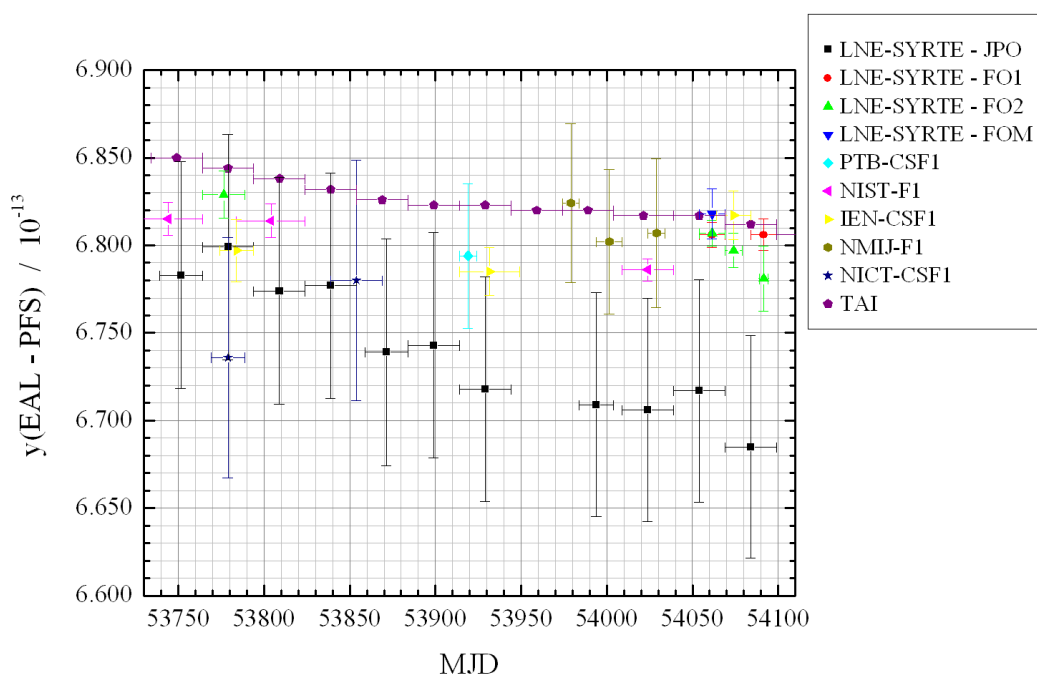


FIG. 4.8 – Participation des principaux étalons primaires de fréquence mondiale à la réalisation de l'Echelle de temps Atomique Libre durant l'année 2006. Le LNE-SYRTE est ici représenté par ses trois fontaines césium, FO1, FO2 et FOM, ainsi que par le Jet à Pompage Optique (JPO). Apparaissent également les fontaines césium des laboratoires allemand (PTB) –à noter que les jets de césium *PTB-Cs1* et *PTB-Cs2* fonctionnent en continu comme horloges participant au TAI, et ne sont pas représentés ici–, américain (NIST), italien (INRIM, ex-IEN), japonais (NMIJ et NICT). Nous avons aussi donné ici la dérive de l'EAL par rapport au TAI.

### Transferts de temps par satellite

Pour le lien avec le BIPM ou, de manière plus générale, pour la comparaison de nos fontaines avec celles d'autres instituts de métrologie dans le monde, il est nécessaire d'employer une liaison par satellite. Actuellement

deux méthodes sont utilisées : le système GPS (Global Positioning System) et le lien TWSTFT (Two Way Satellite Time and Frequency Transfer).

▷ GPS. Il s'agit du principal système de localisation par satellite mondial actuel. Lancé par l'armée américaine à la fin des années 1970, il est actuellement le seul à être entièrement opérationnel. Il est constitué d'une constellation de 24 satellites qui contiennent chacun des horloges atomiques assurant la synchronisation. La méthode par vue commune permet de calculer la différence de phase entre deux horloges  $A$  et  $B$ , utilisant le GPS comme référence de temps  $T$ , à partir des différences synchrones  $T - A$  et  $T - B$ .

▷ TWSTFT. Cette technique repose sur l'utilisation de satellites géostationnaires de télécommunications pour effectuer des transferts de temps et fréquences. Le signal est envoyé d'un laboratoire à l'autre via les répéteurs d'un satellite en même temps qu'un signal en sens inverse est reçu. Cela permet de réduire au maximum les erreurs systématiques. Par rapport au GPS, cette méthode présente le désavantage d'un coût élevé puisqu'elle nécessite un dispositif émetteur-récepteur et l'allocation de temps d'utilisation du satellite.

Ainsi, dès le début des années 2000, les campagnes de comparaisons de nos étalons primaires ont été étendues outre-Rhin avec la PTB et outre-Atlantique avec le NIST. En 2001, une résolution de  $6 \times 10^{-16}$  était atteinte au bout de 2 semaines d'intégration lors d'une comparaison de nos fontaines avec celles du NIST et de la PTB utilisant le lien GPS [84]. En 2004, la comparaison entre notre laboratoire et la PTB atteignait une résolution de  $2 \times 10^{-15}$  en une journée avec le lien TWSTFT [85].

En novembre 2004, une grande comparaison a été organisée impliquant non seulement les fontaines FO1 et FO2(Cs) du laboratoire mais aussi les fontaines italienne IEN-CsF1 et anglaise NPL-CsF1. Pour cette comparaison, deux méthodes de transfert GPS et le lien TWSTFT ont été mises en œuvre [86]. Les résultats de la comparaison des fontaines FO2(Cs), IEN-CsF1 et NPL-CsF1 obtenus pour les différentes méthodes de transfert sont regroupés dans le tableau 4.6. Les données de chaque fontaine ont été moyennées sur des intervalles de 2 heures. La statistique et les moyennes ont été ensuite calculées sur les échantillons synchrones pour chaque paire de fontaines. L'incertitude sur ces résultats descend à  $2 \times 10^{-15}$  pour les méthodes TWSTFT et GPS-CP, et  $4 \times 10^{-15}$  pour le GPS-P3. FO2(Cs), IEN-CsF1 et NPL-CsF1 affichaient des exactitudes respectivement de  $0,7 \times 10^{-15}$ ,  $1,1 \times 10^{-15}$  et  $1,0 \times 10^{-15}$ . Si les fontaines FO2 et du NPL sont en très bon accord (au niveau de  $1\sigma$ ), un écart relatif de fréquence, significatif, de  $\sim 4 \times 10^{-15}$  apparaît avec celle de l'IEN, problème non élucidé à l'époque.

	IEN–SYRTE	IEN–NPL	SYRTE–NPL
	(fréquence relative / $10^{-15}$ )		
TWSTFT	3	5	1
GPS-CP	5	5	0
GPS-P3	3	6	1

avec une incertitude  $\sigma = 2 \times 10^{-15}$

TAB. 4.6 – Différences de fréquence mesurées entre les fontaines FO2(Cs) du SYRTE, CsF1 de l'IEN (Italie) et CsF1 du NPL (Royaume-uni) lors de la comparaison de novembre 2004.

Le développement des fontaines FO1 et FOM du LNE-SYRTE touchant à sa fin, celles-ci devraient être utilisées en mode classique d'horloge plus souvent, permettant des comparaisons récurrentes avec les étalons primaires des différents instituts de métrologie mondiaux.

## 4.2 Comparaisons de fréquences atomiques

L'un des grands projets pour FO2 est la mesure d'une éventuelle variation de la constante de structure fine  $\alpha$  par une comparaison ultra-précise des fréquences des transitions hyperfines du rubidium et du césium [6, 7]. Cette mesure s'inscrit dans les tests de la stabilité des constantes fondamentales, tests qui pourraient remettre en cause le Principe d'Equivalence énoncé par Einstein dans le cadre de la théorie de la Relativité Générale.

### 4.2.1 Recherche d'une variation de la constante de structure fine $\alpha$

Depuis la formulation de l'hypothèse des grands nombres de Dirac en 1937 [87, 88]<sup>6</sup>, de nombreux travaux ont été consacrés à tester la "constance" des constantes fondamentales de la physique dans le temps. Ces travaux sont motivés par le fait que la plupart des théories développées pour unifier la gravitation aux autres forces autorisent ou même impliquent la variation spatiale et temporelle des constantes fondamentales, ce qui va à l'encontre des fondements de la Relativité Générale.

Dans la Relativité Générale, comme toute théorie géométrique classique de l'interaction gravitationnelle, les variations dans le temps et l'espace des constantes fondamentales non-gravitationnelles sont interdites : elles violeraient le Principe d'Equivalence d'Einstein. Celui-ci impose une invariance locale de position établissant que, dans un référentiel local en chute libre, le résultat de toute expérience locale non-gravitationnelle ne dépend ni de la date, ni du lieu où elle est menée.

Cependant la théorie de la Relativité Générale, dont maintes expériences vérifient la description de la gravitation, ne forme pas un ensemble cohérent avec la description quantique utilisée pour les autres interactions. Les théories développées dans le but d'unifier la gravitation aux autres forces d'interactions abandonnent alors une description purement géométrique de la gravitation. Ces théories prennent en considération le couplage d'un ou plusieurs champs  $\varphi$ , rendant compte de l'interaction gravitationnelle avec le champ électromagnétique et avec la matière. Ce couplage conduit à une violation du Principe d'Equivalence et à une dépendance des énergies internes (à tra-

---

<sup>6</sup> En 1937, Dirac s'est intéressé au rapport d'intensité entre les forces électrostatique et gravitationnelle et a trouvé un rapport de l'ordre de  $10^{40}$ , comparable au rapport entre la taille de l'univers observable (égale au produit  $ct$ , avec  $c$  la célérité de la lumière et  $t$  l'âge de l'univers) et celle d'une particule. Il a relevé par la suite d'autres coïncidences de ce type et a émis l'hypothèse d'une relation entre ces grandeurs, impliquant une variation de constantes fondamentales de la physique avec l'âge de l'univers [89].

vers des constantes de couplage comme la constante de structure fine  $\alpha$ ) et des masses des particules avec la valeur locale du champ  $\varphi$ . Ces théories prévoient une variation des constantes fondamentales au voisinage des objets massifs, et également une variation lente avec le temps, due à l'expansion de l'Univers.

Une telle variation des propriétés de la physique est d'une importance capitale pour toutes les études physiques expérimentales et théoriques impliquant des échelles de temps cosmologiques. En raison de la faiblesse de l'amplitude attendue de ces variations temporelles, la mise en évidence de celles-ci sur le plan expérimental requiert soit des très longs temps d'observation, soit des sensibilités exceptionnelles. Trois principaux types de mesures sont mis en œuvre :

- des mesures de physique nucléaire, portant sur des réactions nucléaires naturelles ou sur des échantillons météoritiques, avec des échelles de temps géologiques de l'ordre de  $10^9$  années.
- des mesures astrophysiques considérant des objets très lointains, donc très anciens, portant sur des échelles de temps très grandes  $\gtrsim 10^9$  années.
- des expériences de laboratoire, portant essentiellement sur des transitions atomiques et se restreignant à des échelles de temps très courtes : les mesures sont répétées sur quelques années.

Les deux premières catégories de tests ont d'ores et déjà permis de poser des limites très contraignantes sur une éventuelle variation des constantes fondamentales. En particulier, l'analyse du réacteur nucléaire naturel d'Oklo (Gabon) a montré que la valeur de la constante de structure fine n'avait pas bougé de plus de  $10^{-7}$  en relatif en  $2 \times 10^9$  ans [90, 91]. Citons également les expériences de spectroscopie de nuages interstellaires menées en utilisant la lumière émise par les quasars lointains et qui ont conclu à une variation relative de  $\alpha$  comprise entre  $-2,5 \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$  et  $+1,2 \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$  sur près de  $10^{10}$  années [92, 93]<sup>7</sup>. Ces tests nous livrent des indications sur des temps reculés mais ne nous permettent pas de conclure quant à une éventuelle variation à notre époque, à moins de faire une extrapolation linéaire.

<sup>7</sup> Ce dernier résultat est venu infirmer les conclusions controversées de l'analyse de Murphy et Webb [94, 95]. Réalisée sur une centaine de systèmes d'absorption, issus principalement des observations du télescope Keck, l'étude [94] suggérait une claire variation de  $\alpha$  :  $\Delta\alpha/\alpha = (-0,72 \pm 0,18) \times 10^{-5}$  sur l'échelle de temps observée. Ce résultat a ensuite été reprécisé dans [95], concluant à  $\Delta\alpha/\alpha = (-0,574 \pm 0,102) \times 10^{-5}$ . A partir d'observations du VLT, similaires et couvrant la même échelle de temps, l'étude de Srianand et Chand [92, 93] aboutit à  $\Delta\alpha/\alpha = (-0,06 \pm 0,06) \times 10^{-5}$ . La réponse de Murphy et Webb est cinglante [96], et la polémique se poursuit avec la réponse de Srianand et Chand [97].



A côté de ceci, les expériences métrologiques menées en laboratoire permettent de sonder le présent sur des échelles de quelques années. L'avantage de ces tests est qu'ils peuvent être répétés et offrent ainsi la possibilité de traquer les erreurs systématiques en modifiant les conditions expérimentales. Ces expériences reposent sur des comparaisons de fréquences de transitions atomiques entre étalons de fréquence [98–100]. Ces mesures sont devenues très compétitives puisque les étalons de fréquence atteignent maintenant communément des stabilité et exactitude de  $10^{-15}$ . De plus, une large gamme d'horloges atomiques est aujourd'hui disponible, mettant en jeu différentes espèces atomiques, depuis les très répandus masers à hydrogène jusqu'aux horloges optiques à atomes neutres ou à ions, en passant par les fontaines atomiques bien sûr.

La fréquence  $\nu_{\text{hf}}$  d'une transition hyperfine peut s'exprimer comme :

$$\nu_{\text{hf}}^{(i)} \simeq R_{\infty} c A^{(i)} g^{(i)} \left( \frac{m_e}{m_p} \right) \alpha^2 F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \quad (4.1)$$

où  $i$  fait référence à l'espèce atomique,  $A^{(i)}$  est un coefficient numérique,  $R_{\infty}$  est la constante de Rydberg,  $c$  la vitesse de la lumière,  $g^{(i)}$  est le facteur de Landé du noyau,  $m_e$  la masse de l'électron,  $m_p$  la masse du proton,  $\alpha$  la constante de structure fine<sup>8</sup>.  $F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha)$  est une fonction dite de "Casimir" qui tient compte d'effets relativistes [100] notamment pour prendre en compte la probabilité de présence non nulle de l'électron de valence à proximité du noyau.

La dérivée logarithmique de l'équation (4.1) traduit la sensibilité de  $\nu_{\text{hf}}^{(i)}$  aux différentes constantes :

$$\delta \ln \left( \frac{\nu_{\text{hf}}^{(i)}}{R_{\infty} c} \right) \simeq \frac{\delta g^{(i)}}{g^{(i)}} + \frac{\delta(m_e/m_p)}{(m_e/m_p)} + \left( 2 + \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \right) \frac{\delta \alpha}{\alpha} \quad (4.2)$$

On introduit la fonction :

$$L_d F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \equiv \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln \left( F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \right) \quad (4.3)$$

La figure 4.9 montre sa forte dépendance avec le numéro atomique  $Z^{(i)}$ .

<sup>8</sup> La constante de structure fine, constante sans dimension qui mesure le couplage de la force électromagnétique, est définie comme :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137,036}$$

avec  $e$  la charge de l'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et  $\hbar$  la constante de Planck réduite.

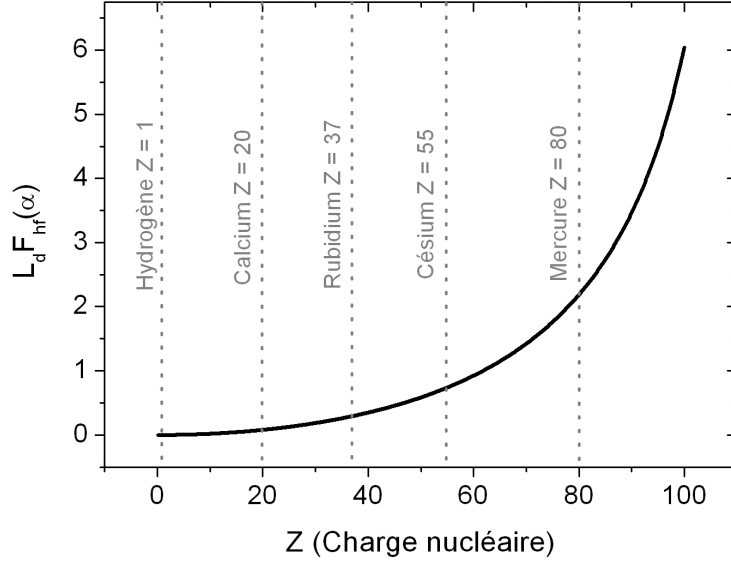


FIG. 4.9 – La fonction  $L_d F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha)$  tracée en fonction du numéro atomique  $Z^{(i)}$ . La référence [101] donne 0,34 pour le rubidium et 0,83 pour le césium.

De même on peut exprimer la fréquence d'une transition électronique (utilisée dans les horloges optiques et à ions) par:

$$\nu_{\text{élec}}^{(i)} \simeq C^{(i)} R_{\infty} c f^{(i)}(\alpha) \quad (4.4)$$

où  $C^{(i)}$  est un coefficient numérique et  $f^{(i)}(\alpha)$  est une fonction qui tient compte d'effets relativistes, du couplage spin-orbite et d'effets à N-corps.

En comparant différents types d'horloges, on peut avoir trois dépendances distinctes :

$$\frac{\nu_{\text{élec}}^{(b)}}{\nu_{\text{élec}}^{(a)}} \propto \frac{f^{(b)}(\alpha)}{f^{(a)}(\alpha)} \quad (4.5)$$

$$\frac{\nu_{\text{hf}}^{(b)}}{\nu_{\text{élec}}^{(a)}} \propto \alpha^2 g^{(b)} \frac{m_e}{m_p} \frac{F_{\text{hf}}^{(b)}(\alpha)}{f^{(a)}(\alpha)} \quad (4.6)$$

$$\frac{\nu_{\text{hf}}^{(b)}}{\nu_{\text{hf}}^{(a)}} \propto \frac{g^{(b)} F_{\text{hf}}^{(b)}(\alpha)}{g^{(a)} F_{\text{hf}}^{(a)}(\alpha)} \quad (4.7)$$

La comparaison de deux horloges optiques (Eq. (4.5)) ne dépend que de  $\alpha$  et constitue donc le test idéal pour l'interaction électromagnétique pure. Le cas d'une comparaison d'horloge optique avec une horloge à transition

hyperfine (Eq. (4.6)) est a priori plus riche car il permet de tester les variations des constantes  $g^{(i)}$ ,  $m_e$ ,  $m_p$ ,  $\alpha$ ,  $F_{\text{hf}}^{(i)}$  et  $f^{(i)}$ . Enfin, une comparaison entre fréquences hyperfines (Eq. (4.7)) est sensible au rapport des  $g^{(i)}$  et des  $F_{\text{hf}}^{(i)}$ . Les rapports  $F_{\text{hf}}^{(b)}(\alpha)/F_{\text{hf}}^{(a)}(\alpha)$  ont été calculés pour certaines combinaisons d'atomes dans [100, 102].

Flambaum *et al.* [101], se fondant sur un modèle de grande unification [103], proposent de relier  $g^{(i)}$  à des paramètres fondamentaux de la chromodynamique quantique (QCD), tels que l'échelle  $\Lambda_{\text{QCD}}$  (homogène à une masse), ainsi que la masse du quark,  $m_q$ . Le rapport  $m_q/\Lambda_{\text{QCD}}$  est donc sans dimension. Pour le  $^{87}\text{Rb}$  et le  $^{133}\text{Cs}$ , Flambaum et Tedesco [104] établissent dans leur modèle le plus récent les relations :

$$\begin{aligned}\delta \ln \left( \frac{\nu_{\text{hf}}^{\text{Rb}}}{R_{\infty} c} \right) &\simeq 2,34 \frac{\delta \alpha}{\alpha} - 0,016 \frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})} + \frac{\delta(m_e/m_p)}{(m_e/m_p)} \\ \delta \ln \left( \frac{\nu_{\text{hf}}^{\text{Cs}}}{R_{\infty} c} \right) &\simeq 2,83 \frac{\delta \alpha}{\alpha} + 0,009 \frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})} + \frac{\delta(m_e/m_p)}{(m_e/m_p)}\end{aligned}$$

Notons qu'en faisant des hypothèses théoriques lourdes, on peut relier la variation de  $\alpha$  à celle de  $m_q/\Lambda_{\text{QCD}}$  [105, 106, 101] :

$$\frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{m_q/\Lambda_{\text{QCD}}} \sim 35 \frac{\delta \alpha}{\alpha}$$

Par ailleurs, S. Karshenboïm s'est attaché à relier, à l'aide du modèle de Schmidt, une variation du rapport des fréquences hyperfines du rubidium et du césium à une variation du rapport des moments magnétiques nucléaires  $g$ . Pour des atomes de  $A$  et  $Z$  impairs, le moment magnétique de Schmidt,  $g^s$ , ne dépend que du rapport gyromagnétique,  $g_p$ , du proton. Ce qui, dans notre cas, peut être exprimé comme [107] :

$$\frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \left( \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) \simeq \frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \left( \frac{g_{\text{Rb}}^s}{g_{\text{Cs}}^s} \right) \simeq 2$$

Là encore, au prix d'hypothèses lourdes, on peut relier la variation de  $g_p$  à celle de  $\alpha$ .

L'attribution exclusive de la variation du rapport  $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$  à une seule constante fondamentale comme  $\alpha$  ou  $g_p$  est purement artificielle. Les théories actuelles qui autorisent une variation de  $\alpha$  autorisent de la même manière une variation de l'intensité des interactions forte et électrofaible. Ceci n'exclut donc pas une variation conjointe des autres constantes. Par exemple,

[106] affirme que, dans une théorie de grande unification, une variation temporelle de  $\alpha$  s'accompagnerait nécessairement d'une variation des constantes de couplage des autres interactions. Pour tester indépendamment la stabilité des trois interactions fondamentales, il est alors nécessaire de mener plusieurs comparaisons d'espèces atomiques différentes, mettant en jeu plusieurs types de transitions.

## 4.2.2 Mesure absolue de la fréquence hyperfine du rubidium

### Premières campagnes

Depuis que la fontaine rubidium est opérationnelle (1998), plusieurs campagnes de mesure de la fréquence hyperfine du rubidium contre celle du césium, référence absolue, ont été menées au laboratoire. La fontaine FO2 ne pouvant pas encore fonctionner en mode simultané rubidium-césium, il a été nécessaire de faire appel aux autres fontaines atomiques césium du laboratoire pour déterminer la fréquence de référence.

Dans son principe, la mesure est en tout point semblable aux comparaisons locales de fontaines atomiques césium vues dans la partie précédente 4.1.1. Il s'agit de faire mesurer par une fontaine rubidium et une fontaine césium le signal issu d'un même oscillateur local. Le schéma du dispositif de comparaison est celui présenté précédemment en Fig. 4.1. Dans les premiers temps, la mesure s'effectuait uniquement par le biais du maser à hydrogène. Et la synchronisation des mesures des fontaines manquait de précision par rapport à la méthode actuelle par intranet [7] mise en place en 2003. Ceci n'a toutefois pas empêché la comparaison d'octobre 2002 d'atteindre une résolution de  $10^{-15}$ .

La comparaison de 2002 a été réalisée avec FO2(Rb) et FOM, encadrée par deux séries de mesures communes de FO2(Cs) et FOM pour parfaire la calibration du césium. Elle a abouti à la détermination suivante de la fréquence hyperfine du rubidium 87 [108] :

$$\nu_{\text{Rb}}(2002) = 6\,834\,682\,610,904\,324(4)(7) \text{ Hz}$$

avec dans le premier groupe de parenthèses l'incertitude de type A, concernant la statistique de la comparaison ; et dans le second, l'incertitude de type B incluant les incertitudes de FOM, FO2(Rb) et FO2(Cs).

Cette mesure était alors la mesure absolue la plus précise d'une fréquence de transition atomique [autre que celle de référence du césium]. Elle a été recommandée, par le Comité Consultatif du Temps et des Fréquences (CCTF) en 2004, comme fréquence de définition de l'étalon secondaire de fréquence

rubidium 87, avec la valeur de :

$$\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF}) = 6\,834\,682\,610,904\,324(21) \text{ Hz}$$

soit une incertitude relative de  $3 \times 10^{-15}$ .

Nous avons réitéré la mesure en 2004. Cependant la résolution atteinte a été moins bonne, principalement à cause du temps de mesure assez court et de la stabilité court-terme de FOM, dégradée à cette époque.

#### Comparaison de 2007

La dernière campagne de comparaison rubidium–césium a eu lieu au dernier trimestre 2007, se poursuivant début 2008. FO2(Rb) a été mesurée par rapport à FOM. FO1 présentait alors des problèmes, qui n'ont été résolus que sur la fin de la comparaison.

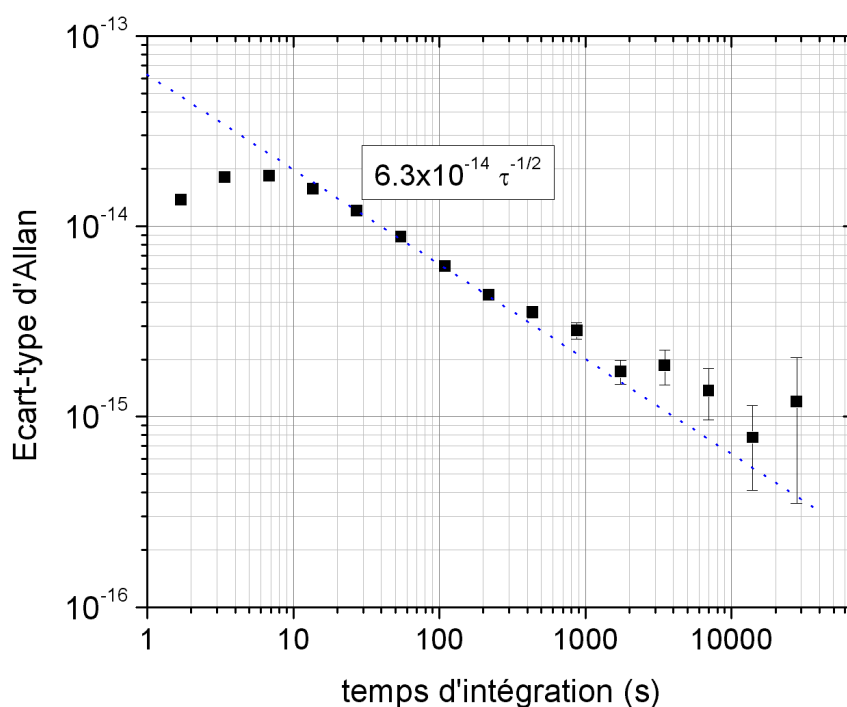


FIG. 4.10 – Fluctuations relatives de fréquence (représentées en écart-type d'Allan) de FO2(Rb) mesurée contre l'OCRS (mars 2007). La stabilité court-terme est de  $6,3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , ce qui est la meilleure stabilité observée jusqu'alors avec l'atome de rubidium.

La figure 4.10 montre une courbe de stabilité de FO2(Rb) à cette époque. La fontaine rubidium affichait ainsi une stabilité court-terme de  $6,3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , un record pour un étalon de fréquence utilisant le rubidium.

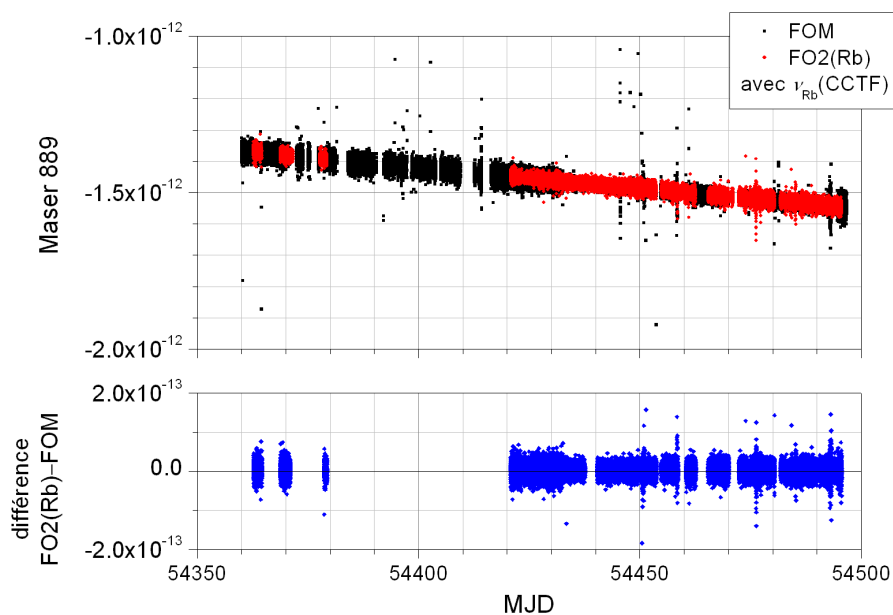


FIG. 4.11 – Mesure de fréquence relative du maser 40 889 par les fontaines FOM et FO2(Rb) de fin septembre 2007 à fin janvier 2008. La valeur de la fréquence hyperfine du rubidium utilisée ici est celle déduite nos mesures de 2002, recommandée par le CCTF en 2004. Les données de chaque fontaine sont moyennées sur des intervalles de 100 s. En bas de la figure est représentée la différence de fréquence relative entre les deux fontaines calculée sur les échantillons synchrones.

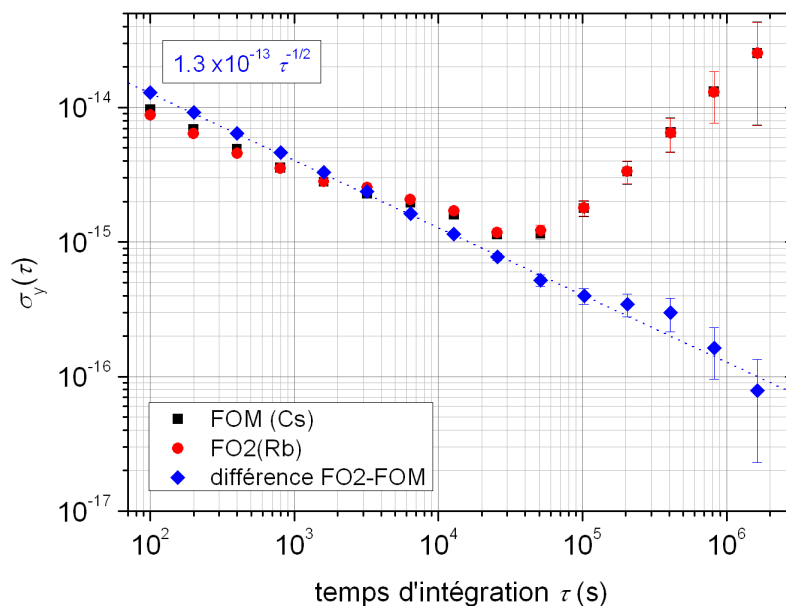


FIG. 4.12 – Fluctuations relatives de fréquence (en écart-type d'Allan) de FO2(Rb) et FOM mesurées contre l'OCRS, statistique réalisée sur les échantillons synchrones (à partir du MJD 54420). La différence de fréquence se moyenne comme du bruit blanc de fréquence en  $1,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ .

Sur la figure 4.11 est représentée l'évolution de la fréquence du maser 40 889 par les fontaines FOM et FO2(Rb) de fin septembre 2007 à fin janvier 2008. En bas de la figure est représentée la différence relative de fréquence entre la mesure par FO2(Rb) et de celle par FOM. Pour cette comparaison, nous avons utilisé la valeur de fréquence du rubidium  $\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF})$  comme référence pour FO2(Rb). Les données de chaque fontaine ont été moyennées sur des intervalles de 100 s. Le calcul statistique a été alors effectué sur les échantillons synchrones à partir du MJD 54 420.

La figure 4.12 montre l'écart-type d'Allan des fluctuations de la fréquence mesurée par chacune des fontaines, ainsi que celui de la différence de mesure de fréquence par FO2(Rb) et par FOM. La différence montre un bon comportement de bruit blanc de fréquence avec une pente en  $1,3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  qui indique une bonne réjection de l'oscillateur local. On obtient pour cette comparaison 48 000 paquets de 100 s synchrones, ce qui correspond à 55,6 jours effectifs de comparaison. On atteint ainsi une résolution statistique de  $\sim 6 \times 10^{-17}$ .

La différence moyenne des fréquences relatives entre FOM et FO2(Rb) lors de cette campagne vaut :

$$\frac{\nu_{\text{Rb}}^{\text{FO2}}(2007)}{\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF})} - \frac{\nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}(2007)}{\nu_{\text{Cs}}} = -2,2(1,1) \times 10^{-15}$$

L'incertitude donnée ici inclue la résolution statistique de la mesure et les exactitudes de FOM (estimée à  $\sim 9 \times 10^{-16}$ ) et FO2(Rb) (estimée à  $\sim 5 \times 10^{-16}$  –cf. partie 3.4–).

Comme la fréquence de l'oscillateur local mesuré par FOM,  $\nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}$ , est considérée comme la référence, cela conduit à l'égalité suivante :

$$\frac{\nu_{\text{Rb}}^{\text{FO2}}(2007)}{\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF})} - 1 = -2,2(1,1) \times 10^{-15}$$

qui nous donne directement la différence relative de fréquence entre la mesure de 2007 et la mesure de 2002 (CCTF) de la transition hyperfine du rubidium.

## Bilan des comparaisons sur dix ans

La figure 4.13 et le tableau 4.7 font le bilan des comparaisons Rb–Cs effectuées au LNE-SYRTE depuis 1998.

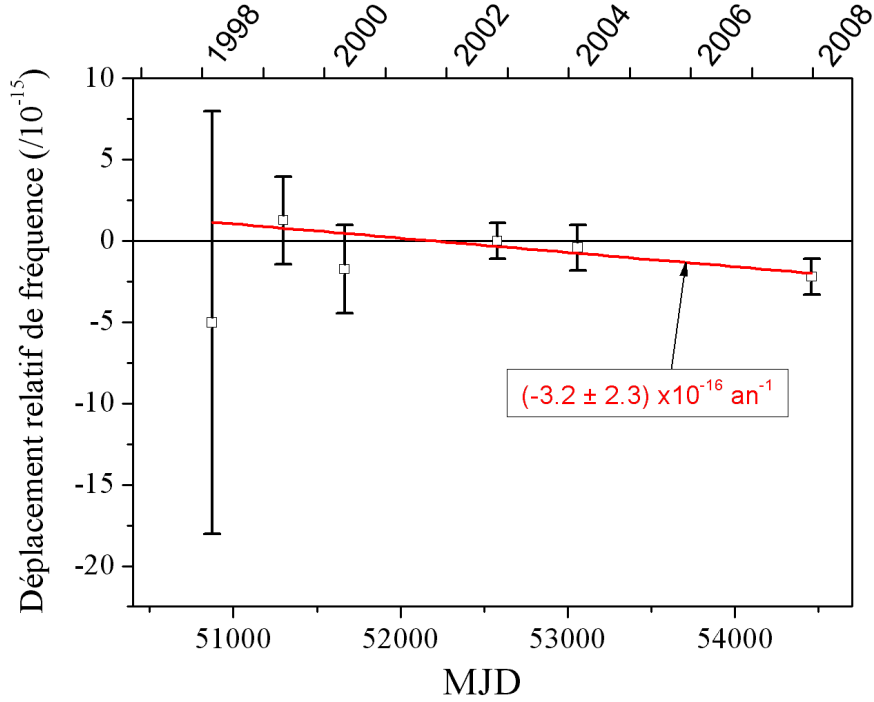


FIG. 4.13 – Mesures de la fréquence hyperfine du rubidium 87 au fil des différentes campagnes de comparaisons Rb–Cs au LNE-SYRTE depuis 1998. Un ajustement numérique linéaire des données, pondéré par les barres d’erreur, donne une variation relative de  $\nu_{\text{Rb}}$  comme  $(d/dt) \ln(\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}) = (-3,2 \pm 2,3) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$ .

Un ajustement numérique linéaire des données, pondéré par les barres d’erreur, donne :

$$\frac{d}{dt} \ln \left( \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) = \frac{\frac{d}{dt} \left( \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right)}{\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}}} = \frac{d}{dt} \ln \left( \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF})} \right) = (-3,2 \pm 2,3) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

Ce résultat fait apparaître une légère tendance penchant pour une variation temporelle du rapport  $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ . Cependant, au vu de la statistique, il n’est pas incompatible avec une non-variation : la pente décelée est à  $1,5\sigma$  de zéro<sup>9</sup>.

<sup>9</sup> Rappelons que des barres d’erreur fixées à respectivement  $1\sigma$ ,  $1,5\sigma$  et  $2\sigma$  (avec  $\sigma$



<b>Campagne</b>	$\nu_{\text{Rb}} - \nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF})$	$\sigma$
mars 1998	-5,02	13
mai 1999	1,27	2,7
mai 2000	-1,73	2,7
novembre 2002	0	1,1
février 2004	-0,40	1,4
décembre 2007	-2,20	1,1

(en fréquence relative /10<sup>-15</sup>)

TAB. 4.7 – Différences de fréquence relative sur la mesure de la fréquence hyperfine du rubidium 87 obtenues au fil des différentes campagnes de comparaison Rb–Cs au LNE-SYRTE depuis 1998. La mesure de 2002, recommandée par le CCTF en 2004, est prise comme référence. L'incertitude  $\sigma$  regroupe la résolution statistique de la mesure et les exactitudes des fontaines impliquées dans la comparaison.

#### Liens avec les constantes fondamentales

A partir des équations (4.2), (4.3), (4.7) et des coefficients issus de la figure 4.9, on trouve la relation :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \ln \left( \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) &= \frac{\dot{g}_{\text{Rb}}}{g_{\text{Rb}}} - \frac{\dot{g}_{\text{Cs}}}{g_{\text{Cs}}} + \left( L_d F_{\text{hf}}^{(\text{Rb})} - L_d F_{\text{hf}}^{(\text{Cs})} \right) \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \\ &= \frac{\dot{g}_{\text{Rb}}}{g_{\text{Rb}}} - \frac{\dot{g}_{\text{Cs}}}{g_{\text{Cs}}} + (-0,49) \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \end{aligned}$$

On peut alors écrire :

$$\frac{d}{dt} \ln \left( \frac{g_{\text{Rb}}}{g_{\text{Cs}}} \alpha^{-0,49} \right) = (-3,2 \pm 2,3) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

ou encore, en faisant le lien avec la QCD [104] :

$$\frac{d}{dt} \ln \left[ \alpha^{-0,49} \left( \frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}} \right)^{-0,025} \right] = (-3,2 \pm 2,3) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

(l'écart-type) correspondent à des intervalles de confiance de 68%, 87% et 95%; ce qui signifie que, dans un échantillon de points suivant une statistique gaussienne, on s'attend à ce que 95% des points soient à moins de  $2\sigma$  de la valeur moyenne et que 5% soient au-delà. Au vu de ces probabilités, on peut estimer qu'une moyenne de points statistiques qui tombe à moins de  $2\sigma$  de zéro est pleinement compatible avec zéro, et considérer qu'un effet devient clairement résolu lorsque la moyenne atteint les 3 à 4  $\sigma$ .

Le coefficient de 0,49 constitue en quelque sorte la sensibilité d'une comparaison Rb–Cs à  $\alpha$ .

En suivant l'hypothèse de Prestage *et al.* [100] ( $\dot{g}_{\text{Cs}} = \dot{g}_{\text{Rb}} = 0$ ), on obtient :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (6,5 \pm 4,7) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

Malgré la légère tendance qu'il semble indiquer, ce résultat est compatible avec zéro dans les  $1,5\sigma$  d'incertitude. Ainsi nos mesures réalisées sur dix ans n'indiquent pas de claire variation de  $\alpha$ . La résolution obtenue est similaire à celle des tests les plus contraignants sur  $\alpha$ , de type géophysique (Oklo) ou astrophysique (absorption du spectre lumineux de quasars par des nuages interstellaires).

### 4.2.3 Mesure absolue de la fréquence optique du strontium

Au début des années 2000, le laboratoire s'est lancé dans le développement d'étalons de fréquences optiques. La motivation est double. En premier lieu, les horloges optiques devraient permettre de dépasser les limites d'exactitude atteintes par les fontaines atomiques et d'envisager dans quelques années une nouvelle définition de la seconde. D'autre part, la multiplication de références de fréquences atomiques au laboratoire favorise des tests de variation des constantes fondamentales.

La grande comparaison de novembre 2006 a été l'occasion de mesurer avec une rare précision la fréquence de l'horloge au strontium du LNE-SYRTE. Pour une description complète de cette horloge, on se reportera aux thèses suivantes : [109–112]. On trouve également un descriptif de l'horloge telle qu'elle se présentait en 2006 dans [113]. Et plus particulièrement, la mesure de novembre 2006 est exposée dans [114].

L'horloge repose sur la transition  $1S_0 \rightarrow 3P_0$  de l'atome de strontium, à une longueur d'onde de 698 nm. Cette transition est sondée par un laser référencé sur une cavité ultra-stable. Sa fréquence est mesurée en permanence à l'aide d'un laser femtoseconde, lui-même référencé sur le signal métrologique à 1 GHz généré à partir de l'OCRS et du maser, et transmis jusqu'à l'expérience par un lien par fibre optique.

La figure 4.14 montre la stabilité de la comparaison horloge Sr contre FO2(Cs) de novembre 2006. Lors de cette campagne, FO2(Cs) affichait une stabilité court-terme de  $\sim 3,4 \times 10^{-14}$  à 1 s. La stabilité court-terme des données de fréquence de l'horloge Sr contre FO2(Cs) est de  $\sim 5,2 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Cette valeur, comparable aux meilleures stabilités de comparaisons entre fontaines atomiques (*cf.* partie 4.1.1), est la meilleure stabilité de fréquence obtenue à ce jour pour une comparaison optique/micro-onde. Une résolution de

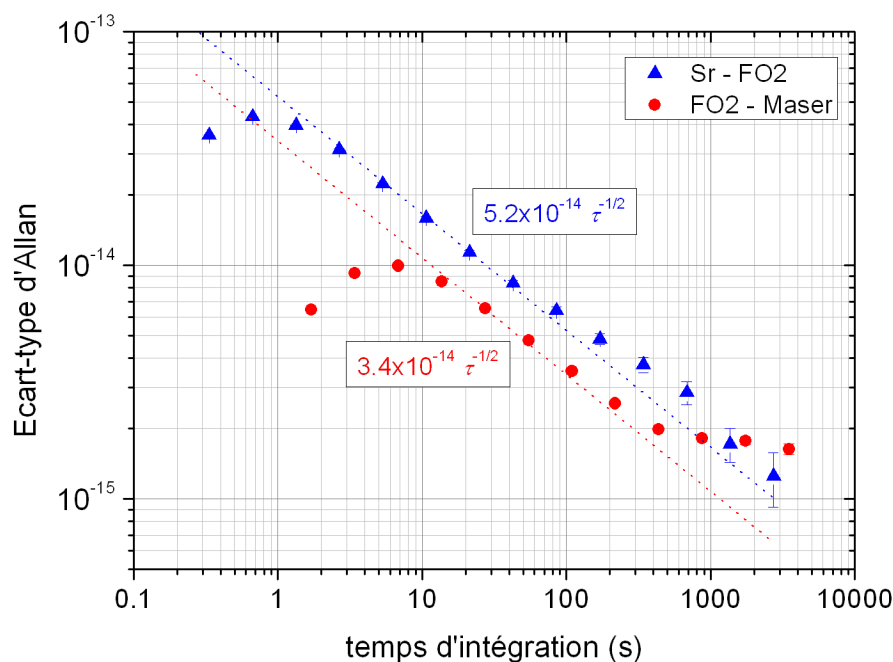


FIG. 4.14 – Stabilité des mesures de fréquence relative de FO2(Cs) contre le maser, et de l’horloge strontium ( $^{87}\text{Sr}$ ) contre FO2(Cs) (novembre 2006).

$\sim 10^{-15}$  est ainsi atteinte en une heure d’intégration.

Cette campagne de mesure conclut à la valeur suivante pour la transition d’horloge du strontium 87 :

$$\nu_{87\text{Sr}} = 429\,228\,004\,229\,873,6(1,1) \text{ Hz}$$

(valeur corrigée des différents effets systématiques).

L’incertitude globale, de  $2,6 \times 10^{-15}$  en relatif, correspond à la somme quadratique des incertitudes sur les effets systématiques évalués pour les deux horloges. L’incertitude statistique de la comparaison est au niveau des  $10^{-16}$  (soit au niveau de 0,1 Hz en valeur absolue).

La valeur  $\nu_{87\text{Sr}}$  obtenue est en excellent accord avec deux autres mesures récentes, réalisées à l’Université de Tokyo [115] et au JILA [116]. Son incertitude est l’une des meilleures obtenues à ce jour pour la mesure absolue d’une fréquence d’une horloge optique à atomes neutres (après celle de  $2,5 \times 10^{-15}$  présentée récemment par le groupe du JILA [117]).

Répétées dans les années qui viennent, ces comparaisons devraient apporter de nouvelles indications et limites sur une éventuelle variation des constantes fondamentales et  $\alpha$  en particulier (*cf.* Eq. (4.6)).

### 4.3 Test de l’Invariance de Lorentz

L’invariance de Lorentz est le postulat fondamental de la Théorie de la Relativité élaborée par Einstein au début du XX<sup>ème</sup> siècle. Elle est ainsi au cœur de toutes les théories physiques établies depuis. Elle caractérise l’invariance d’une quantité physique sous l’application d’une transformation de Lorentz, ce qui revient à une invariance des lois physiques dans les référentiels galiléens, ou inertiels, sous des changements de vitesse ou d’orientation. Cependant certaines des théories d’unification développées ces dernières décennies suggèrent une possible violation de l’invariance de Lorentz. Ceci a motivé la mise au point d’expériences permettant de tester celle-ci.

Un cadre théorique pour décrire des violations de l’invariance de Lorentz dans les différents champs de la physique actuelle a été développé relativement récemment en particulier par Kostelecký et son équipe [118–120] : il s’agit de l’Extension du Modèle Standard sur la violation de l’invariance de Lorentz (*“Lorentz violating SME”*).

A travers le cadre du SME, nous avons mené avec la fontaine FO2 une nouvelle expérience visant à tester l’invariance de Lorentz en recherchant une éventuelle dépendance des fréquences de transition atomique avec l’orientation du spin des atomes par rapport à un éventuel référentiel privilégié.

#### 4.3.1 Quelques éléments sur l’Extension du Modèle Standard

Développée suite aux prédictions de certaines théories unificatrices suggérant une possible violation de l’invariance de Lorentz [121], l’Extension du Modèle Standard (SME) est une version du modèle standard lagrangien enrichie de paramètres supplémentaires qui s’annulent tous lorsque l’invariance de Lorentz est vérifiée. Elle inclue tous les termes qui proviennent de champs d’interaction connus (interactions électromagnétique, forte et faible) et qui sont susceptibles de violer l’invariance de Lorentz, et prend également en compte la gravitation [120].

Les paramètres du SME sont dépendants du référentiel dans lequel ils sont calculés et par conséquent sont fonction du système de coordonnées choisi pour analyser une expérience donnée. Par convention, le référentiel choisi pour analyser et comparer les expériences du SME est un repère héliocentrique non-tournant, comme défini dans [122]. La procédure générale consiste à calculer les perturbations relevant du SME pour une observable expérimentale dans le repère local du laboratoire et ensuite de leur appliquer une transformation pour obtenir les valeurs des paramètres SME dans le référentiel héliocentrique conventionnel. Cette transformation va introduire

une variation temporelle liée au mouvement du repère du laboratoire par rapport au référentiel héliocentrique. Typiquement, dans le cas d'une expérience fixe sur Terre, les paramètres SME calculés dans le repère héliocentrique doivent ainsi montrer une variation temporelle de période sidérale et semi-sidérale.

Dans sa forme minimale, le SME caractérise une violation de l'invariance de Lorentz dans le secteur de la matière à l'aide de 44 paramètres par particule, dont 40 sont accessibles à des expériences terrestres et varient au premier ordre en  $v_{\oplus}/c$  (où  $v_{\oplus}$  est la vitesse orbitale de la Terre, soit  $\sim 30$  km/s, et  $c = 299\,792\,458$  m/s).

Des limites ont été déterminées pour le proton ( $p^+$ ), le neutron ( $n$ ) et l'électron ( $e^-$ ) à partir de comparaisons d'horloges et d'expériences de magnétométrie mettant en jeu différentes espèces atomiques [[123] et ses références, [124–127]], mais aussi à partir d'expériences reposant sur des résonateurs [128–131] ou encore des expériences de type Ives-Stilwell (qui testent la dilatation du temps) [132, 133]. Elles sont présentées dans le tableau 4.8.

paramètre	$p^+$	$n$	$e^-$	références
$\tilde{b}_X, \tilde{b}_Y$	$10^{-27}$	$10^{-31}$	$10^{-29}$	[126], [124], [127]
$\tilde{b}_Z$	–	–	$10^{-28}$	[127]
$\tilde{b}_T, \tilde{g}_T, \tilde{H}_{JT}, \tilde{d}_{\pm}$	–	$10^{-27}$	–	[125]
$\tilde{d}_Q, \tilde{d}_{XY}, \tilde{d}_{YZ}$	–	$10^{-27}$	–	[125]
$\tilde{d}_X, \tilde{d}_Y$	$10^{-25}$	$10^{-29}$	$10^{-22}$	[123], [125], [123]
$\tilde{d}_{XZ}, \tilde{d}_Z$	–	–	–	
$\tilde{g}_{DX}, \tilde{g}_{DY}$	$10^{-25}$	$10^{-29}$	$10^{-22}$	[123], [125], [123]
$\tilde{g}_{DZ}, \tilde{g}_{JK}$	–	–	–	
$\tilde{g}_c$	–	$10^{-27}$	–	[125]
$\tilde{g}_-, \tilde{g}_Q, \tilde{g}_{TJ}$	–	–	–	
$\tilde{c}_Q$	$10^{-22(-11)}$	–	$10^{-9}$	[132, 133]
$\tilde{c}_X, \tilde{c}_Y$	$10^{-24}$	$10^{-25}$	$10^{-19}$	[123], [128–130]
$\tilde{c}_Z, \tilde{c}_-$	$10^{-24}$	$10^{-27}$	$10^{-19}$	[123], [128–130]
$\tilde{c}_{TJ}$	$10^{-20(-8)}$	–	$10^{-6}$	[132, 133]

TAB. 4.8 – Ordres de grandeur des limites actuelles (en GeV) sur les paramètres du SME minimal dans le secteur de la matière, pour le proton ( $p^+$ ), le neutron ( $n$ ) et l'électron ( $e^-$ ), et références correspondantes. Les indices  $J, K$  sont mis pour  $X, Y, Z$  avec  $J \neq K$ . Les limites déduites de l'expérience que nous avons menée avec FO2 sont données en gras, avec les précédentes limites (s'il y en avait) entre parenthèses.

Nous avons mené un test de l'invariance de Lorentz reposant sur la comparaison de transitions atomiques particulières (avec des orientations des spins nucléaires différentes) dans l'atome de césium 133 dans une fontaine atomique. C'était la première fois qu'une fontaine atomique était employée dans des expériences de ce type (expériences de Hughes-Drever, qui testent l'isotropie de l'espace). Ceci nous a permis d'étudier une région encore peu explorée du SME, de fixer les premières limites sur certains paramètres et d'améliorer jusqu'à 13 ordres de grandeur les limites sur d'autres.

### 4.3.2 Principe de la mesure

Pour cette expérience, la fontaine FO2 fonctionnait en mode césium, sur la transition hyperfine d'horloge  $|F=3\rangle \leftrightarrow |F=4\rangle$  du niveau  $6S_{1/2}$ . Ces deux niveaux hyperfins sont dégénérés respectivement en sous-niveaux Zeeman  $m_F = [-3, 3]$  et  $m_F = [-4, 4]$ . On rappelle qu'en temps normal de fonctionnement, la transition d'horloge concerne les sous-niveaux  $m_F = 0$  qui sont insensibles au champ magnétique au premier ordre. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment (*cf.* partie 3.1.1), on emploie régulièrement les transitions Zeeman ( $|F=3, m_F=i\rangle \leftrightarrow |F=4, m_F=i\rangle$  avec  $i = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ) qui dépendent du champ magnétique au premier ordre, et en particulier celle mettant en jeu les sous-niveaux  $m_F = +1$ , pour mesurer et caractériser le champ magnétique, et ainsi corriger l'effet Zeeman quadratique sur la transition d'horloge. Ces transitions Zeeman vont ici être mises à profit pour évaluer des paramètres du SME.

Les articles [123, 134] donnent une description détaillée du SME minimal appliqué à la perturbation des niveaux d'énergie d'un atome et des fréquences de transition associées. Le déplacement de fréquence calculé à partir du modèle de Schmidt pour la transition hyperfine du césium  $|3, m_F\rangle \leftrightarrow |4, m_F\rangle$  prend la forme suivante dans le SME :

$$\begin{aligned} \delta\nu &= \frac{m_F}{14h} \left( \beta_p \tilde{b}_3^p - \delta_p \tilde{d}_3^p + \kappa_p \tilde{g}_d^p \right) - \frac{m_F^2}{14h} (\gamma_p \tilde{c}_q^p) \\ &\quad - \frac{m_F}{2h} \left( \beta_e \tilde{b}_3^e - \delta_e \tilde{d}_3^e + \kappa_e \tilde{g}_d^e \right) \\ &\quad + m_F K_Z^{(1)} B + \left( 1 - \frac{m_F^2}{16} \right) K_Z^{(2)} B^2 \end{aligned} \quad (4.8)$$

pour un axe de quantification du champ magnétique pris selon la direction verticale descendante ( $z$  négatifs) dans le repère du laboratoire.

Les trois premiers termes dans (4.8) sont des déplacements de fréquence induisant une violation de l'invariance de Lorentz dans le SME. Les deux derniers termes de (4.8) représentent le déplacement de fréquence dû à l'effet

Zeeman des premier et second ordres, avec  $B$  le champ magnétique vu par les atomes et  $K_Z^{(1,2)}$  les coefficients Zeeman des premier et second ordres. Nous négligeons ici les termes en  $B^3$  et d'ordres supérieurs.  $h$  est la constante de Planck. Les quantités "tildées" sont des combinaisons linéaires des paramètres du SME dans le secteur de la matière, dans le repère du laboratoire ; les indices et exposants  $p$  et  $e$  font référence respectivement au proton et à l'électron. Les quantités  $\beta_w, \delta_w, \kappa_w, \gamma_w, \lambda_w$  (avec  $w = p, e$ ) dépendent de la structure nucléaire et électronique de l'atome, et sont explicitées dans le tableau Tab. II de [134] et récapitulées dans le tableau 4.9.

$\beta_p$	$\delta_p$	$\kappa_p$	$\gamma_p$	$\lambda_p$	$\beta_e$	$\delta_e$	$\kappa_e$
$\frac{7}{9}$	$-\frac{7}{33}K_p$	$\frac{28}{99}K_p$	$-\frac{1}{9}K_p$	0	-1	$\frac{1}{3}K_e$	$-\frac{1}{3}K_e$

TAB. 4.9 – Coefficients de l'équation (4.8) pour une transition  $^{133}\text{Cs } |F = 4, m_F\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F\rangle$ . On définit  $K_p = \langle p^2 \rangle / m_p^2$ , soit le double de l'énergie cinétique rapportée à la masse du proton dans le modèle nucléaire de Schmidt, et de même,  $K_e = \langle p^2 \rangle / m_e^2$  pour l'électron de valence ;  $K_p \approx 10^{-2}$  et  $K_e \approx 10^{-5}$  [134].

Le SME prévoit que les quantités "tildées" varient avec le mouvement du repère local (ici associé à l'axe de quantification défini par le champ magnétique) dans le repère héliocentrique. Ceci doit entraîner une modulation du déplacement de fréquence de l'équation (4.8) à des périodes sidérales et semi-sidérales, ainsi qu'annuelles et biannuelles, que nous avons alors cherché à déceler.

L'équation (4.8) fait apparaître que la transition d'horloge utilisant les  $m_F = 0$  est insensible aussi bien au déplacement Zeeman du premier ordre qu'à une éventuelle violation de l'invariance de Lorentz, alors que les transitions Zeeman ( $m_F \neq 0$ ) sont sensibles aux deux effets. De là, on voit qu'une mesure directe d'une transition Zeeman par rapport à la transition d'horloge permet de tester l'invariance de Lorentz à travers le SME. Malheureusement les variations du champ magnétique risquent d'être une limitation sérieuse pour une telle expérience. Pour réduire cet effet, nous avons mené une mesure quasi-simultanée<sup>10</sup> des transitions  $m_F = 3$ ,  $m_F = -3$  et  $m_F = 0$  et créé l'observable  $\nu_c$  définie par :

$$\nu_c \equiv \nu_{+3} + \nu_{-3} - 2\nu_0$$

où  $\nu_i$  est la mesure de la fréquence de la transition  $|F = 3, m_F = i\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = i\rangle$ . A partir de (4.8), nous obtenons :

$$\nu_c = \frac{1}{7h} K_p \tilde{c}_q^p - \frac{9}{8} K_Z^{(2)} B^2 \quad (4.9)$$

<sup>10</sup> Voir la partie 4.3.3 ci-après.

en utilisant le fait que  $\gamma_p = -K_p/9$  d'après [134] ( $K_p = \langle p^2 \rangle / m_p^2 \approx 10^{-2}$  dans le modèle nucléaire de Schmidt). Le choix des états  $m_F = \pm 3$  par rapport aux états  $m_F = \pm 1$  nous garantit une sensibilité 9 fois plus grande au paramètre  $\tilde{c}_q^p$  du SME. En contrepartie, la préparation des états  $m_F = \pm 3$  est plus délicate sur le plan expérimental.

Par construction, notre observable  $\nu_c$  devrait annuler les effets systématiques de la fontaine non liés au champ magnétique et communs aux trois types de mesures (en supposant que leur valeur est la même pour les trois configurations). L'équation (4.9) fait apparaître que l'observable est insensible à l'effet Zeeman du premier ordre et doit être nulle à moins qu'apparaisse une correction due à l'effet Zeeman du second ordre et/ou un déplacement de fréquence à travers le paramètre  $\tilde{c}_q^p$  qui indiquerait alors une violation de l'invariance de Lorentz.

Le paramètre  $\tilde{c}_q^p$  dans le repère du laboratoire peut être relié aux paramètres du SME dans le repère héliocentrique conventionnel (paramètres du tableau 4.8). Comme nous l'avons évoqué plus haut, cette transformation introduit une variation temporelle liée au mouvement du repère local par rapport au repère considéré comme étant fixe [134]. Le paramètre  $\tilde{c}_q^p$  dans le repère héliocentrique conventionnel prend alors la forme :

$$\begin{aligned} \tilde{c}_q^p = \tilde{B} &+ \tilde{C}_{\omega_{\oplus}} \cos(\omega_{\oplus} t) + \tilde{S}_{\omega_{\oplus}} \sin(\omega_{\oplus} t) \\ &+ \tilde{C}_{2\omega_{\oplus}} \cos(2\omega_{\oplus} t) + \tilde{S}_{2\omega_{\oplus}} \sin(2\omega_{\oplus} t) \end{aligned}$$

où  $\omega_{\oplus}$  est la fréquence de rotation de la Terre, et  $t$  le temps. Les coefficients  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{C}_{\omega_{\oplus}}$ ,  $\tilde{S}_{\omega_{\oplus}}$ ,  $\tilde{C}_{2\omega_{\oplus}}$ ,  $\tilde{S}_{2\omega_{\oplus}}$  sont fonction de 8 paramètres constants du SME du référentiel héliocentrique :  $\tilde{c}_X^p$ ,  $\tilde{c}_Y^p$ ,  $\tilde{c}_Z^p$ ,  $\tilde{c}_Q^p$ ,  $\tilde{c}_-^p$ ,  $\tilde{c}_{TX}^p$ ,  $\tilde{c}_{TY}^p$ ,  $\tilde{c}_{TZ}^p$  (voir [134] pour les détails).

Ceci conduit à une expression pour l'observable  $\nu_c$  de la forme :

$$\begin{aligned} \nu_c = A &+ C_{\omega_{\oplus}} \cos(\omega_{\oplus} T_{\oplus}) + S_{\omega_{\oplus}} \sin(\omega_{\oplus} T_{\oplus}) \\ &+ C_{2\omega_{\oplus}} \cos(2\omega_{\oplus} T_{\oplus}) + S_{2\omega_{\oplus}} \sin(2\omega_{\oplus} T_{\oplus}) \end{aligned} \quad (4.10)$$

où  $T_{\oplus}$  est le temps écoulé depuis le début de l'expérience (selon les définitions de [122]).  $A$ ,  $C_{\omega_{\oplus}}$ ,  $S_{\omega_{\oplus}}$ ,  $C_{2\omega_{\oplus}}$  et  $S_{2\omega_{\oplus}}$  sont donnés en fonction des paramètres du SME dans le repère héliocentrique dans le tableau 4.10.

Dès lors, toute variation sidérale et semi-sidérale dans l'observable que nous utilisons, si elle sort du bruit et des limites imposées par les autres effets systématiques de la fontaine, serait le signe d'une violation de l'invariance de Lorentz.



---

$A$	$\frac{K_p}{28h} (1 + 3 \cos(2\chi)) (\tilde{c}_Q + \beta (\sin(\Omega_\oplus T_\oplus) \tilde{c}_{TX} + \cos(\Omega_\oplus T_\oplus) (2 \sin \eta \tilde{c}_{TZ} - \cos \eta \tilde{c}_{TY}))) - \frac{9}{8} K_Z^{(2)} B^2$
$C_{\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin(2\chi) (\tilde{c}_Y + \beta (\sin(\Omega_\oplus T_\oplus) \tilde{c}_{TZ} - \cos(\Omega_\oplus T_\oplus) \sin \eta \tilde{c}_{TX}))$
$S_{\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin(2\chi) (\tilde{c}_X - \beta \cos(\Omega_\oplus T_\oplus) (\sin \eta \tilde{c}_{TY} + \cos \eta \tilde{c}_{TZ}))$
$C_{2\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin^2 \chi (\tilde{c}_- + \beta (\sin(\Omega_\oplus T_\oplus) \tilde{c}_{TX} + \cos(\Omega_\oplus T_\oplus) \cos \eta \tilde{c}_{TY}))$
$S_{2\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin^2 \chi (\tilde{c}_Z + \beta (\sin(\Omega_\oplus T_\oplus) \tilde{c}_{TY} - \cos(\Omega_\oplus T_\oplus) \cos \eta \tilde{c}_{TX}))$

---

TAB. 4.10 – Coefficients de l'Eq. (4.10) au premier ordre en  $\beta \equiv v_\oplus/c$  en fonction des paramètres du SME dans le repère héliocentrique.  $\Omega_\oplus$  est la vitesse angulaire du mouvement orbital terrestre,  $T_\oplus$  est le temps écoulé depuis le début de la mesure,  $\chi = 41,2^\circ$  est la colatitude du laboratoire, et  $\eta = 23,3^\circ$  est l'inclinaison de l'orbite terrestre.

### 4.3.3 Procédure expérimentale

Pour s'assurer que les fluctuations long-terme du champ magnétique ne limitent pas la mesure, nous avons employé la méthode différentielle (*cf.* p.120) mais avec l'alternance la plus rapide possible : les mesures des différentes fréquences de transition sont ici entrelacées<sup>11</sup>. En premier lieu, les atomes dans l'état  $|3, +3\rangle$  sont sélectionnés et nous sondons la transition  $|3, +3\rangle \rightarrow |4, +3\rangle$  à mi-hauteur, du côté rouge de la résonance (à 0,528 Hz en dessous de la résonance). Au cycle suivant de fontaine, les atomes dans l'état  $|3, -3\rangle$  sont sélectionnés et nous sondons la transition  $|3, -3\rangle \rightarrow |4, -3\rangle$  à mi-hauteur, également du côté rouge de la résonance. Aux troisième et quatrième cycles de fontaine, les mêmes transitions sont sondées mais du côté bleu de la résonance (0,528 Hz au-dessus). Cette séquence de 4180 ms est répétée de sorte que deux boucles d'asservissement numériques suivent les centres des résonances correspondant aux deux transitions, et déterminent ainsi  $\nu_{+3}$  et  $\nu_{-3}$ . Tous les 400 cycles de fontaine, cette séquence est interrompue pour une mesure, durant 10 s, de la transition d'horloge classique  $|3, 0\rangle \rightarrow |4, 0\rangle$  afin de calibrer la fréquence de référence  $\nu_0$  avec une incertitude statistique convenable. Avec ce dispositif, les fluctuations de champ magnétique sur des échelles de temps supérieures à 4 s sont éliminées dans l'observable  $\nu_c$  et la stabilité est dominée par les fluctuations de champ magnétique court-terme ( $\tau < 4$  s).

La préparation de l'état initial des atomes est réalisée par passage adiabatique (*cf.* partie 3.1.3 et p.122) dans la cavité micro-onde de sélection et par un laser pousseur. Le champ magnétique appliqué pour cette étape permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Chacun des états  $|3, m_F\rangle$  peut être préparé en ajustant la fréquence de la micro-onde de sélection et ceci avec un haut degré de pureté (quelques  $10^{-3}$ ). Cependant, les disparités du nombre d'atomes sélectionnés entre les différentes configurations  $m_F$  nous ont contraints à fortement diminuer le nombre d'atomes (avec un temps de chargement divisé par 10 par rapport au fonctionnement normal) pour rendre négligeable la contribution différentielle du déplacement collisionnel dans cette expérience. Le nombre d'atomes a été ainsi abaissé à  $2 \times 10^7$ , réduisant le déplacement collisionnel sur  $\nu_c$  à moins de 0,1 mHz et ses fluctuations journalières en dessous du microhertz. En effet, il était difficilement envisageable d'intercaler dans ces mesures entrelacées de transitions Zeeman des mesures différentielles haute et basse densité (*cf.* partie 3.1.3). Cette réduction du nombre d'atomes n'a pas eu d'impact sur la statistique :

<sup>11</sup> Cette technique d'entrelacement des mesures doit, par la même occasion, nous permettre d'éliminer les fluctuations long-terme d'autres effets systématiques de la fontaine, comme ceux liés à la température, au nombre d'atomes,...

celle-ci était en effet dominée par les fluctuations de champ magnétique.

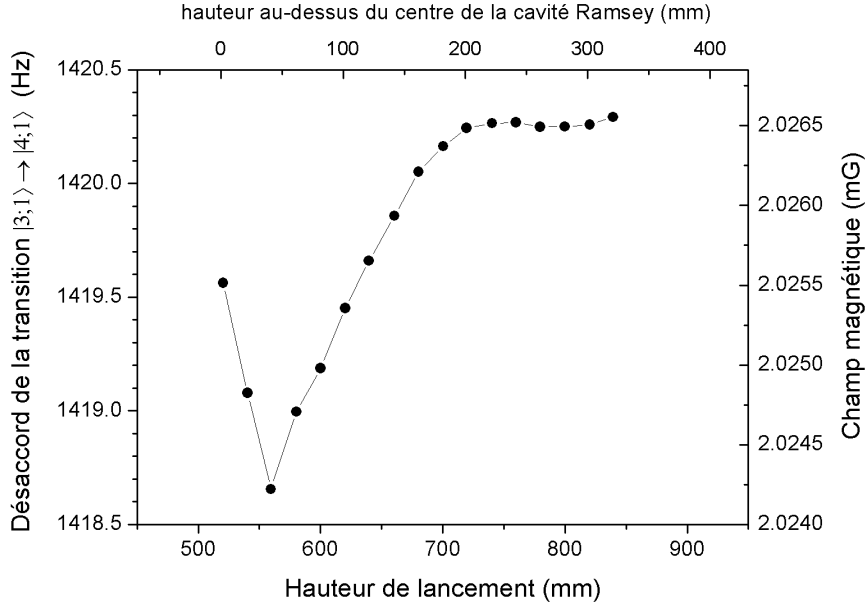


FIG. 4.15 – Carte de champ magnétique réalisée avec l'atome de césium (avril 2005). L'in-homogénéité de champ est de  $\lesssim 2,5 \mu\text{G}$  pic à pic. Le gradient de champ à la hauteur de lancement ( $\sim 791$  mm au-dessus de la zone de capture) vaut  $\sim 100$  pG/mm ( $\sim 10^{-14}$  T/mm, correspondant à un déplacement Zeeman du premier ordre de  $\sim 70 \mu\text{Hz/mm}$ ).

L'homogénéité et la stabilité du champ magnétique dans la région d'interrogation constituent un point crucial de l'expérience. De la même manière que ce qui est réalisé pour les mesures habituelles d'horloge, nous avons ajusté la valeur des courants des bobines de compensation du champ magnétique qui sont placées autour de la zone d'interrogation de sorte à lisser et minimiser les gradients de champ à hauteur de lancement. La carte du champ magnétique sondé en utilisant la transition  $|3,1\rangle \rightarrow |4,1\rangle$  est tracée sur la figure 4.15. Ces mesures montrent une variation spatiale pic à pic de 230 pT sur une plage de 320 mm au-dessus de la cavité d'interrogation, avec un gradient de champ minimal proche de 0,01 pT/mm autour de 79 cm au-dessus de la zone de capture. C'est à cette hauteur que nous avons fixé l'apogée de la trajectoire des atomes<sup>12</sup> afin de réduire au maximum la sensibilité de l'expérience aux fluctuations de champ magnétique. Des mesures de la

<sup>12</sup> La vitesse de lancement a été ainsi abaissée par rapport au fonctionnement habituel de l'horloge césium, passant de 4,33 m/s (hauteur de lancement de 95,7 cm au-dessus de la zone de capture) à 3,94 m/s (la hauteur de lancement de 79,1 cm). Le cycle de fontaine était alors de 1045 ms.

même transition à la hauteur de lancement de 79,1 cm montrent une stabilité de champ magnétique descendant en  $2 \text{ pT}/\sqrt{\tau}$  jusqu'à quelques heures d'intégration. Le comportement à long terme fait apparaître des variations résiduelles du champ magnétique de  $\sim 0,7 \text{ pT}$  pour  $\tau = 10\,000 \text{ s}$ , dues essentiellement aux fluctuations de température<sup>13</sup>.

#### 4.3.4 Résultats

Nous avons mené trois campagnes de mesures selon cette procédure au cours de l'année 2005 : 22 jours en février, 21 jours en avril et 14 jours en septembre. Les données brutes et leurs écarts-types d'Allan sont représentés sur les figures 4.16, 4.17 et 4.18. Chaque point des figures en insert correspond à une séquence complète de mesure de l'observable  $\nu_c \equiv \nu_{+3} + \nu_{-3} - 2\nu_0$ , incluant 200 cycles de mesure de  $\nu_{+3}$ , autant pour  $\nu_{-3}$  et 10 pour  $\nu_0$  comme décrit ci-dessus, soit une séquence de  $\sim 440 \text{ s}$  en moyenne. Sur les données d'avril et septembre, on observe un comportement essentiellement de bruit blanc qui indique que la séquence expérimentale rejette avec succès les fluctuations

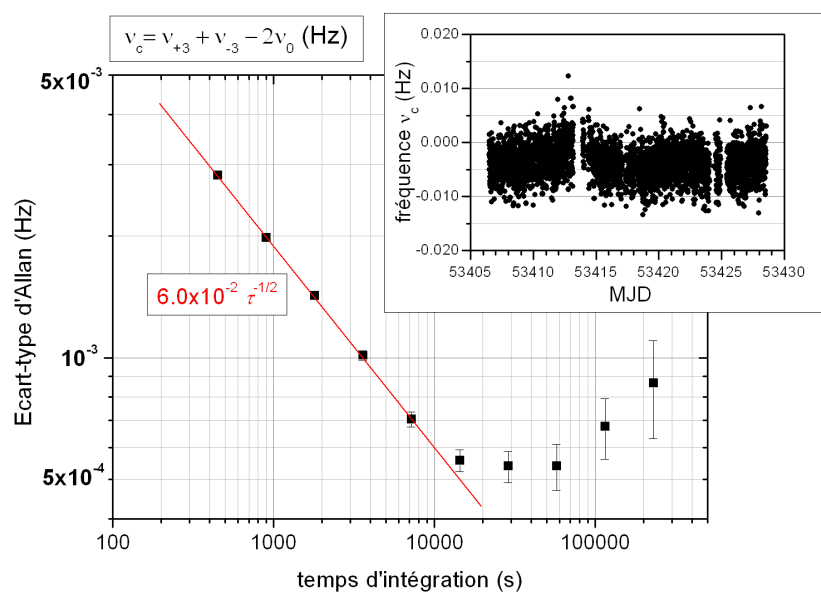


FIG. 4.16 – Stabilité de fréquence et données brutes (en insert) de l'observable  $\nu_c$  sur un échantillon de 22 jours de mesures en février 2005.

<sup>13</sup> Les variations de température ont une incidence sur le courant dans le solénoïde qui applique le champ magnétique directeur, sur la géométrie-même du solénoïde, mais encore sur les courants thermo-électriques résiduels, la perméabilité des blindages magnétiques...

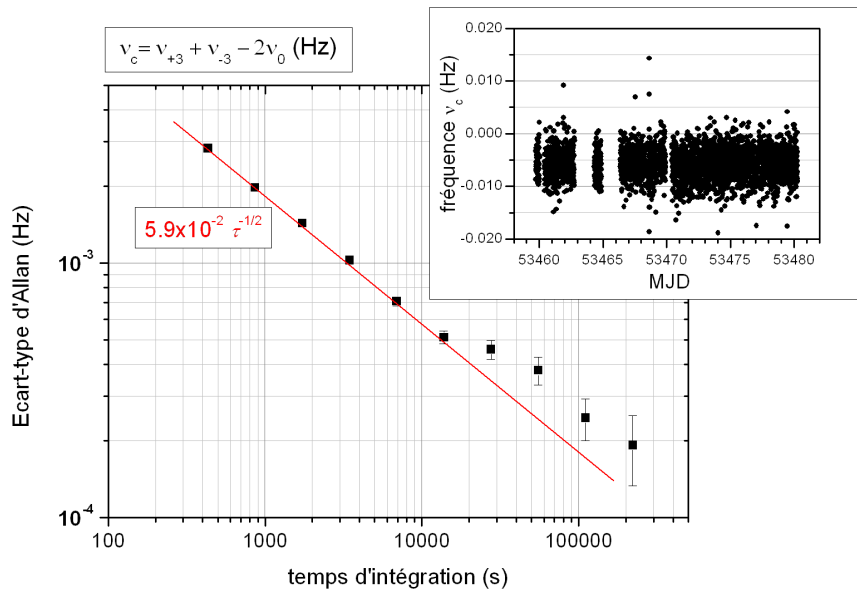


FIG. 4.17 – Stabilité de fréquence et données brutes (en insert) de l'observable  $\nu_c$  sur un échantillon de 21 jours de mesures en avril 2005.

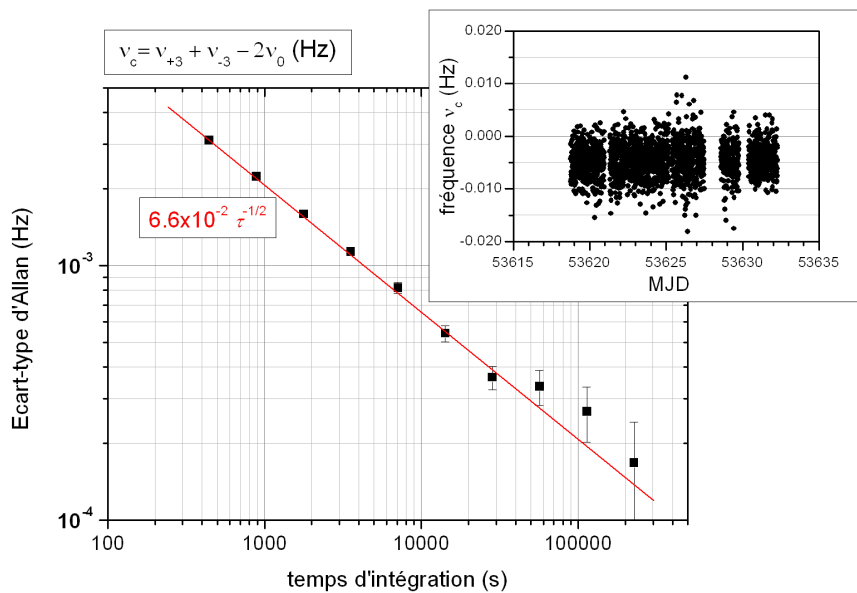


FIG. 4.18 – Stabilité de fréquence et données brutes (en insert) de l'observable  $\nu_c$  sur un échantillon de 14 jours de mesures en septembre 2005.

long-terme du champ magnétique et des autres sources de perturbations. Avec une stabilité descendant en  $\sim 0,06 \text{ Hz} \cdot \tau^{-1/2}$ , 15 jours d'intégration permettent d'atteindre une résolution statistique de  $\sim 0,05 \text{ mHz}$ . Les mesures de février, quant à elles, dérivent sur des échelles de temps de l'ordre de la journée. Il est apparu que les fluctuations long-terme de la fréquence mesurée étaient corrélées avec les variations de la puissance laser en sortie des fibres au niveau de la fontaine. Celles-ci ont été particulièrement importantes (jusqu'à 30%) au cours de cette campagne de mesure. Elles se répercutent sur l'efficacité du chargement des atomes et sur la forme du nuage. Nous avons alors choisi d'exclure cet échantillon de données.

Un ajustement des données d'avril et septembre par la méthode des moindres carrés nous fournit une estimation des coefficients de l'équation (4.10) et de leurs incertitudes. Ceux-ci sont rassemblés dans le tableau 4.11.

coefficient de l'Eq.(4.10)	valeur (mHz)		
$A$	-5,3	(0,04)	(25)
$C_{\omega_{\oplus}}$	0,1	(0,06)	(0,03)
$S_{\omega_{\oplus}}$	-0,03	(0,06)	(0,03)
$C_{2\omega_{\oplus}}$	0,04	(0,06)	(0,03)
$S_{2\omega_{\oplus}}$	0,03	(0,06)	(0,03)

TAB. 4.11 – Coefficients de la formule (4.10) déduits de l'expérience menée sur FO2. Les valeurs mesurées sont données avec leur incertitude statistique puis systématique entre parenthèses.

On remarque un écart significatif des données brutes avec zéro : la moyenne de l'observable  $\nu_c$  vaut  $-5,3 \text{ mHz}$  avec une résolution statistique de  $0,04 \text{ mHz}$ . Ceci s'explique en partie par le déplacement Zeeman du second ordre mis en évidence dans l'équation (4.9) : le terme  $-\frac{9}{8}K_Z^{(2)}B^2$  vaut  $-2,0 \text{ mHz}$  pour un champ magnétique moyen mesuré de  $202,63(2) \text{ nT}$ . Les  $-3,3 \text{ mHz}$  restants seraient-ils donc la preuve d'une violation de l'invariance de Lorentz ? Les résultats obtenus lors de la première mesure en février nous suggèrent plutôt la présence d'un effet systématique sous-estimé jusque-là.

Nos soupçons se sont portés sur un effet résiduel de l'effet Zeeman du premier ordre, auquel cette expérience est particulièrement sensible. On imagine facilement qu'en présence d'un gradient de champ magnétique, une légère différence de trajectoire des atomes  $m_F = +3$  et  $m_F = -3$  peut provoquer un décalage de fréquence différent par effet Zeeman, au premier ordre, et donc une annulation imparfaite de l'observable  $\nu_c$ . C'est dans ce sens que nous avons analysé les signaux de temps de vol mesurés pour chaque configuration. Et effectivement, cette étude a révélé une différence systématique

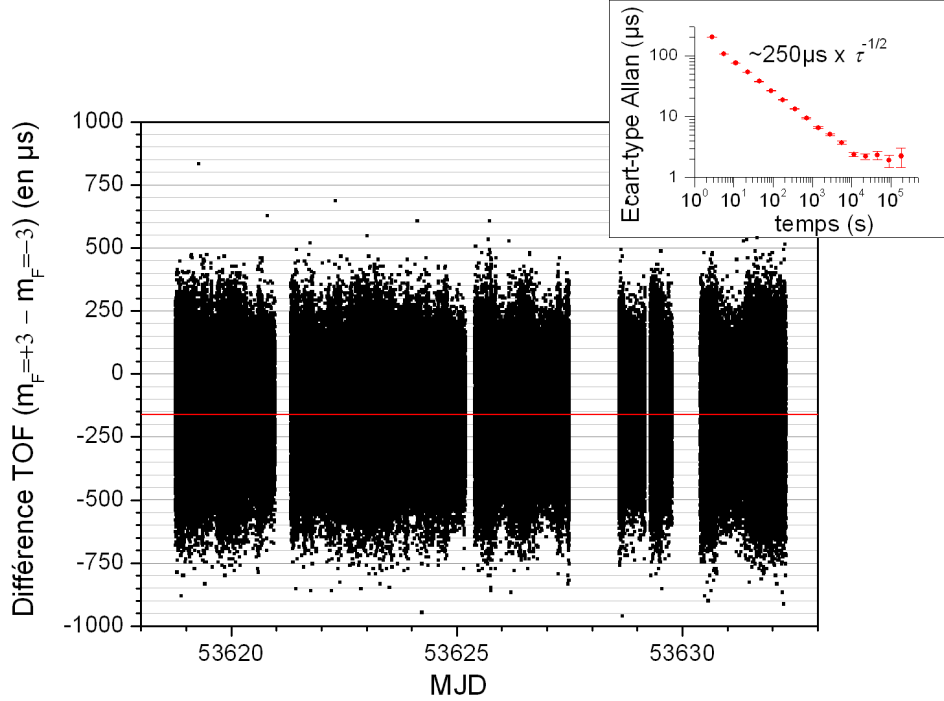


FIG. 4.19 – Différence de temps d’arrivée entre les centres des nuages atomiques  $|F = 4, m_F = \pm 3\rangle$  et stabilité associée en insert. Ce suivi des temps de vol a été réalisé pendant la campagne de mesure de septembre 2005. La différence moyenne sur cet échantillon vaut  $\sim 160 \mu\text{s}$  (droite rouge). La courbe de stabilité montre un comportement de bruit blanc jusqu’à une journée, durée d’intégration pour laquelle une résolution de  $\sim 2 \mu\text{s}$  est atteinte.

de  $\sim 160 \mu\text{s}$  dans les temps d’arrivée entre les centres des nuages atomiques  $m_F = \pm 3$  au niveau de la détection (voir Fig. 4.19). Ceci correspond à une séparation verticale de  $\sim 680 \mu\text{m}$  <sup>(14)</sup> entre les deux nuages. Les inhomogénéités de champ dans la zone de capture peuvent en être la cause. Nous avons utilisé ces paramètres dans une simulation Monte Carlo reproduisant par un tirage aléatoire de trajectoires atomiques le comportement de la fontaine. Nous y avons inclus des gradients de champ magnétique vertical et horizontal de l’ordre de grandeur de ceux mesurés dans la fontaine. Nous avons ainsi estimé que la valeur “réelle” (c’est-à-dire déconvoluée de la fonction de sensibilité des atomes) du gradient vertical au sommet de la trajectoire des atomes devait être de  $\sim 0,4 \text{ pT/mm}$ . La confrontation du contraste des franges de Ramsey pour les différents états  $m_F = \{0, \pm 1, \pm 2, \pm 3\}$  obtenu par la simulation numérique à celui observé expérimentalement nous a per-

<sup>14</sup> La vitesse des atomes est de  $4,25 \text{ m/s}$  au niveau de la détection.

mis d'évaluer le gradient horizontal à  $\sim 6$  pT/mm <sup>(15)</sup>. En appliquant ces gradients dans la simulation Monte Carlo et en faisant varier la position initiale du nuage atomique dans les proportions mesurées expérimentalement, nous avons trouvé une dépendance très légère de la fréquence  $\nu_c$  vis-à-vis du gradient de champ vertical mais très nette vis-à-vis du gradient de champ horizontal (dans un rapport  $\sim 1\,000$ ). En supposant une séparation horizontale des nuages  $m_F = \pm 3$  identique à celle mesurée selon la verticale, nous obtenons un décalage de fréquence de  $\sim 25$  mHz. Nous estimons que cette valeur devrait constituer une borne supérieure pour l'effet résiduel Zeeman du premier ordre. Elle a été alors prise comme incertitude systématique sur l'écart de  $\nu_c$  par rapport à zéro (coefficient  $A$  dans Tab. 4.11). Dans le but d'obtenir les incertitudes systématiques correspondant aux modulations sidérales et semi-sidérales de  $\nu_c$ , nous avons appliqué le modèle (4.10) aux données de différence de temps de vol des  $m_F = \pm 3$ . Aucun signal significatif n'a été repéré. Les valeurs obtenues par ajustement par les moindres carrés ont servi de base pour l'évaluation de l'erreur systématique sur les coefficients de l'équation (4.10) présentés dans Tab. 4.11.

paramètre	valeur (GeV)
$\tilde{c}_Q$	$= -0,3 (2,2) \times 10^{-22}$
$\tilde{c}_-$	$= -1,8 (2,8) \times 10^{-25}$
$\tilde{c}_J$	$= \{0,6 (1,2) ; -1,9 (1,2) ; -1,4 (2,8)\} \times 10^{-25}$
$\tilde{c}_{TJ}$	$= \{-2,7 (3,0) ; -0,2 (3,0) ; -0,4 (2,0)\} \times 10^{-21}$

TAB. 4.12 – Résultats de nos mesures avec FO2 pour les paramètres  $\tilde{c}$  du SME pour le proton (avec  $J = \{X, Y, Z\}$ ).

Enfin, nous avons utilisé les données du tableau 4.11 et les relations adaptées de [134] (récapitulées dans Tab. 4.10) pour déterminer les valeurs des huit paramètres  $\tilde{c}$  du SME pour le proton. Ces dernières sont réunies dans le tableau 4.12. Tous ces résultats sont compatibles avec zéro, à l'exception du paramètre  $\tilde{c}_Y$  dont la valeur est en dehors de la barre d'erreur à  $1\sigma$  associée mais reste cependant dans les  $2\sigma$  d'incertitude.

<sup>15</sup> Pour vérifier cette valeur expérimentalement, nous avons incliné la fontaine de  $\sim 1,8$  mrad (de la même manière que lors de l'étude des gradients de phase *-cf.* partie 3.2-) et mesuré le décalage de fréquence induit sur la transition Zeeman  $m_F = +1$ . La valeur de gradient de champ magnétique horizontal a été ainsi estimée à  $\sim 2$  pT/mm, ce qui est un peu moins grand que la valeur déduite des simulations. Cependant nous considérons que cette méthode est moins précise et nous avons retenu pour la suite la valeur obtenue à partir des simulations du contraste des franges.



### 4.3.5 Conclusions

Des données de notre expérience et de l'analyse des effets systématiques nous ne pouvons déduire aucune indication d'une violation de l'invariance de Lorentz. Toutefois, cette expérience nous a permis de fixer les premières limites sur quatre paramètres du SME ( $\tilde{c}_X$ ,  $\tilde{c}_Y$ ,  $\tilde{c}_Z$  et  $\tilde{c}_-$ ) relatifs au proton, et d'améliorer de 11 et 13 ordres de grandeur les anciennes limites [132] sur quatre autres ( $\tilde{c}_{TX}$ ,  $\tilde{c}_{TY}$ ,  $\tilde{c}_{TZ}$  et  $\tilde{c}_Q$ ).

Malgré trois campagnes de mesures, cette expérience menée avec la fontaine FO2 réserve encore du potentiel. En effet, la reprise de l'expérience régulièrement au cours d'une année (ou plus) devrait permettre de décorréliser de manière statistique les trois paramètres  $\tilde{c}_{TJ}$  par rapport aux cinq autres en raison de leur modulation annuelle. D'autre part, il faut attendre d'autres améliorations et de nouvelles mesures découlant du fonctionnement double de FO2 avec deux espèces atomiques simultanément. Les sensibilités différentes du  $^{87}\text{Rb}$  et du  $^{133}\text{Cs}$ , à la fois à la violation de Lorentz [134] et au champ magnétique, devrait permettre une mesure de tous les paramètres SME intervenant dans l'équation (4.8) et ce en dépit de l'effet Zeeman du premier ordre.

Enfin, les missions spatiales, comme ACES, ouvrent de nouvelles perspectives. Dans l'espace, il sera possible d'envisager de mener sur des horloges atomiques embarquées des expériences similaires avec des modulations plus rapides du signal<sup>16</sup> et des mesures s'intégrant plus rapidement.

---

<sup>16</sup> Par exemple, dans le cas du projet ACES, une horloge embarquée sur la station internationale aura une période orbitale de 90 min.



# Conclusions

Durant ces quatre dernières années, l'expérience FO2 a subi d'importantes modifications, en particulier pour la partie rubidium dont la synthèse optique a été complètement renouvelée. Parallèlement à la réfection de la fontaine rubidium, nous avons poursuivi le travail d'investigation et de maîtrise des effets systématiques de la fontaine césium. Nous avons pu alors mener des expériences de métrologie et de physique fondamentale à des niveaux de précision exceptionnelle, atteignant couramment la gamme des  $10^{-16}$  sur les mesures de fréquence.

Sur le plan expérimental, de nombreuses améliorations ont été apportées, et sont encore en cours.

Le piège magnéto-optique à deux dimensions (2D-MOT) nouvellement installé sur la partie rubidium améliore l'efficacité du chargement des atomes au niveau de la mélasse optique. Dans le cas du rubidium, ce système est doublement avantageux par rapport à un classique four : il dirige vers la zone de capture un faisceau d'atomes refroidis et effectue également une sélection isotopique qui évite de "polluer" le reste de l'expérience avec des atomes inutiles de rubidium 85. Les tests que nous avons réalisés sur une petite enceinte annexe nous ont permis de déterminer le flux et la vitesse moyenne du jet d'atomes. L'optimisation nous donne un flux de près de  $2,5 \times 10^9$  atomes par seconde avec une vitesse moyenne du jet atomique de  $\sim 12$  m/s, pour une puissance optique de  $\sim 25$  mW.

Utilisés en continu depuis près de trois ans sur le banc optique rubidium, les nouveaux lasers à filtre interférentiel offrent une grande stabilité de fonctionnement. Leur asservissement par battement optique s'est montré très robuste. Dans les années qui viennent, il est prévu de concevoir un nouveau banc optique césium intégrant ces lasers à filtre interférentiel asservis par battement. A l'heure actuelle, la principale faiblesse des bancs lasers de l'expérience est la sensibilité des alignements optiques aux variations de température et d'hygrométrie.

Tout récemment (février 2008), un 2D-MOT a été installé pour la partie césium de la fontaine. Réalisé sur le modèle du 2D-MOT rubidium, ce

système devrait offrir un chargement d'atomes plus rapide et plus stable. Des modifications sont actuellement apportées au banc laser césium, avec notamment l'installation d'un MOPA<sup>17</sup> chargé de fournir la puissance lumineuse nécessaire à ce nouveau dispositif.

Profitant de l'arrêt de la fontaine imposé par la mise en place du 2D-MOT césium, des travaux sont aussi en cours sur le banc laser rubidium. Le MOPA pour la mélasse rubidium est sur le point d'être remplacé, et devrait offrir au moins 5 fois plus de puissance optique qu'actuellement. Ceci devrait améliorer considérablement l'efficacité de la capture des atomes, qui semble pour l'instant limitante pour la stabilité de la fontaine rubidium.

Le réglage et la mise en place des collimateurs doubles constituent une étape importante dans le développement de la fontaine double : il est désormais possible de manipuler simultanément les atomes de césium et ceux de rubidium. Sur le plan de la conception et du montage, ces systèmes optiques représentaient un défi technique puisqu'ils devaient combiner à partir de deux fibres optiques les faisceaux lasers nécessaires à la manipulation de chaque espèce atomique et garantir leur parfaite superposition. Au final, nous avons obtenu une collimation avec un rayon de courbure de l'ordre du kilomètre, une déviation des faisceaux inférieure à 100  $\mu$ rad et un centrage de l'ordre du millimètre. Une fois les collimateurs installés sur la fontaine, nous avons pu charger et lancer des nuages d'atomes de césium et rubidium simultanément. Toutefois, il n'est pas encore possible de mener des campagnes métrologiques avec les deux atomes en même temps. Il reste essentiellement à résoudre des problèmes logiciels (conflits entre les PC de contrôle) et des problèmes d'adaptation des séquences temporelles des fontaines rubidium et césium, auxquels on n'avait pas forcément réfléchi lors de la conception de la fontaine (initialement uniquement dédiée au rubidium). Il faut en effet tenir compte de contraintes en particulier au niveau de la sélection (à cause de la perturbation liée à l'impulsion de champ magnétique nécessaire au passage adiabatique du césium), le long de la trajectoire (possibilité d'éviter une rencontre des nuages atomiques), et surtout au niveau de la détection qui ne discrimine pas les nuages de césium et de rubidium.

Au cours de cette thèse, nous avons poursuivi les efforts apportés au contrôle des effets systématiques, en particulier sur la fontaine césium. Le champ magnétique et la température au niveau de la zone d'interrogation des atomes sont aujourd'hui bien maîtrisés. L'incertitude sur les déplacements de fréquence qu'ils induisent est réduite à la gamme des  $10^{-17}$ . Le contrôle des collisions entre atomes froids de césium a constitué le principal défi de mes

---

<sup>17</sup> *Master Oscillator Power Amplifier* (cf. p.43).

prédécesseurs sur FO2. Proportionnel à la densité d'atomes, le déplacement de fréquence associé peut être évalué grâce à des mesures différentielles alternant configurations "haute" et "basse densité". Les valeurs de fréquence corrigées correspondent alors à l'extrapolation à densité nulle. Cependant il a fallu la mise au point d'une méthode de sélection des atomes par transfert adiabatique de population, permettant de faire varier la densité du nuage d'atomes dans un rapport 1/2 avec une précision relative de l'ordre du ‰, pour que l'incertitude sur l'évaluation du déplacement collisionnel soit abaissée au niveau des quelques  $10^{-16}$ . Ainsi affranchis du déplacement collisionnel, nous pouvons travailler avec un grand nombre d'atomes, ce qui améliore le rapport signal à bruit et la stabilité court-terme de l'horloge.

Ces dernières années, nous avons concentré notre attention sur des effets liés aux inhomogénéités de phase du champ micro-onde dans la cavité d'interrogation Ramsey et sur les fuites micro-ondes perturbant les atomes en dehors de la cavité. Ce dernier problème a été en grande partie résolu par l'installation d'un interrupteur micro-onde chargé de couper le champ interrogateur lorsque les atomes sont hors de la cavité d'interrogation et qui n'introduit pas de transitoire de phase à l'échelle de la dizaine de microradians. Ceci a d'ailleurs été l'occasion de concevoir un analyseur de transitoires de phase qui a permis d'étudier les perturbations synchrones du signal d'interrogation de la fontaine au niveau du microradian. Les gradients de phase dans la cavité apparaissent, quant à eux, comme l'une des limitations les plus sérieuses pour l'exactitude de la fontaine. L'utilisation d'une alimentation micro-onde symétrique permet de les réduire substantiellement. Les mesures que nous avons réalisées nous ont conduits à ajuster l'inclinaison de la fontaine pour optimiser cette compensation. Nous avons pu également rapprocher nos observations expérimentales d'un modèle théorique qu'il faut encore affiner pour reproduire au mieux le phénomène dans notre cavité d'interrogation césium. Nous espérons que la poursuite de ces travaux permettra de diminuer l'incertitude liée aux gradients de phase au niveau des  $10^{-17}$ .

En trois ans, nous avons pu ainsi améliorer de 40% l'exactitude de la fontaine césium, qui atteint aujourd'hui les  $3,8 \times 10^{-16}$ . Ces avancées ont également profité à la fontaine rubidium qui affiche désormais une exactitude de  $\sim 4,7 \times 10^{-16}$ .

Par ses performances exceptionnelles, FO2 prend une part importante dans la réalisation des échelles de temps en tant qu'étalon primaire de fréquence (en trois ans, la fontaine a contribué par 12 fois à l'étalonnage du temps atomique international); elle est aussi un outil privilégié pour des expériences de physique fondamentale et de physique atomique.

La fontaine a été impliquée dans de nombreuses comparaisons, tant à

l'échelle locale que mondiale. Mi 2004, nous avons mesuré une différence de fréquence relative de  $4 \times 10^{-16}$  entre les fontaines FO1 et FO2(Cs) du laboratoire, avec une stabilité combinée de  $\sim 5 \times 10^{-14}$  à 1 s, se moyennant comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à  $\sim 2 \times 10^{-16}$ . En 2006, la comparaison avec la fontaine mobile FOM atteignait une résolution statistique de  $\sim 1 \times 10^{-16}$ ; la différence de fréquence présentait une stabilité combinée de  $\sim 9 \times 10^{-14}$  à 1 s et une valeur moyenne de  $8 \times 10^{-16}$ , compatible avec l'exactitude des fontaines. La comparaison d'avril 2007 a là encore permis de vérifier l'exactitude de nos étalons primaires. FO2(Cs) a été également comparée à des fontaines césium de laboratoires étrangers grâce à des liens satellitaires. En 2004, la comparaison avec nos homologues anglais du NPL a donné un accord au niveau de  $1\sigma = 10^{-15}$ .

La fontaine FO2 a servi de référence absolue de fréquence pour la détermination de la fréquence optique de l'horloge au strontium du laboratoire. La stabilité de la comparaison était de  $\sim 5,2 \times 10^{-14}$  à 1 s, ce qui permettait d'atteindre une résolution de  $\sim 10^{-15}$  en une heure d'intégration. C'est la meilleure stabilité de fréquence obtenue à ce jour pour une comparaison optique/micro-onde. L'incertitude totale de cette mesure, de  $2,6 \times 10^{-16}$ , est l'une des meilleures atteintes pour la mesure absolue d'une fréquence optique.

En dix ans, à six reprises, nous avons procédé à la détermination absolue de la fréquence hyperfine du rubidium 87 avec FO2(Rb) comparée à FO1 et/ou FOM<sup>18</sup>. Ces comparaisons de fréquences atomiques espacées dans le temps ont permis de fixer une nouvelle contrainte sur une possible variation temporelle de la constante de structure fine  $\alpha$ . La dernière mesure de 2007 a fait apparaître une légère pente dans l'ajustement linéaire de nos points :  $(d/dt) \ln(\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}) = (-3,2 \pm 2,3) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$ . Ce résultat reste cependant dans les  $1,5 \sigma$  d'incertitude. Ainsi, nous n'observons pas de claire variation temporelle du rapport  $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ . Au prix d'hypothèses non triviales, on peut faire le lien entre la variation de ce rapport de fréquence et celle de la constante de structure fine. On trouve ici :  $\dot{\alpha}/\alpha = (6,5 \pm 4,7) \times 10^{-16} \text{ an}^{-1}$ . La résolution obtenue est similaire à celle des tests les plus contraignants sur  $\alpha$  de type géophysique ou astrophysique.

Enfin, une des grandes expériences de physique fondamentale menées récemment avec FO2 a été le test de l'invariance de Lorentz, qui consistait à rechercher une éventuelle dépendance des fréquences de transition atomique avec l'orientation du spin des atomes par rapport à un référentiel privilégié. C'était la première fois qu'une fontaine atomique était employée dans des

<sup>18</sup> Ces mesures ont permis d'établir la valeur retenue en 2004 par le CCTF comme valeur officielle de la fréquence hyperfine du rubidium 87 en tant qu'étalon secondaire de fréquence :  $\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF}) = 6\,834\,682\,610,904\,324(21) \text{ Hz}$ .

expériences de type Hughes-Drever. Analysés dans le cadre de l'Extension du Modèle Standard (SME), nos résultats ne donnent aucune indication d'une violation de l'invariance de Lorentz, mais ils permettent de fixer les premières limites sur quatre paramètres du SME dans le secteur de la matière et d'améliorer de 11 et 13 ordres de grandeur les anciennes limites sur quatre autres. D'autre part, cette expérience mettait en jeu des sous-niveaux Zeeman des états hyperfins de l'atome de césium particulièrement sensibles aux fluctuations du champ magnétique, ce qui nous a poussés à étudier de près le piégeage, les trajectoires et notamment la stabilité des temps de vol des atomes des états  $m_F \neq 0$  pour expliquer certaines erreurs systématiques. Ces travaux sur le champ magnétique ont donc aussi profité à l'horloge.

## Perspectives

Le fonctionnement double proprement dit pour la fontaine FO2 semble à portée de main. Il s'agit pour l'essentiel de résoudre des problèmes logiciels. Lorsque la fontaine double sera pleinement opérationnelle, il sera alors possible de réaliser une comparaison quasi continue des fréquences hyperfines du rubidium et du césium dans la même enceinte. La comparaison directe des deux atomes devrait permettre d'éliminer certains effets systématiques liés aux perturbations de leur environnement commun (champ magnétique, température ambiante par exemple), et d'atteindre une résolution inégalée, et donc de contraindre encore plus fortement une possible variation de la constante de structure fine<sup>19</sup>. De la même manière, les sensibilités différentes du <sup>87</sup>Rb et du <sup>133</sup>Cs à différents effets devraient apporter de nouveaux résultats dans le test de l'invariance de Lorentz dans le cadre du SME. Par ailleurs, on s'attend à ce que la présence des deux alcalins dans la fontaine permette d'étudier les propriétés collisionnelles des deux atomes, et d'observer peut-être la formation de molécules froides de RbCs. Les fontaines atomiques s'avèrent être de précieux outils d'investigation de la physique des atomes froids. Ainsi l'étude des propriétés collisionnelles du césium sur FO2 a déjà donné lieu à l'observation inattendue de résonances de Feshbach pour de faibles champs magnétiques, ce qui constitue un des grands résultats de [7].

---

<sup>19</sup> Il semble raisonnable d'atteindre un niveau de quelques  $10^{-17}$  par an.

Bien sûr, le travail sur l'exactitude de FO2, aussi bien en mode césium qu'en mode rubidium, se poursuit. L'objectif est de tendre au maximum vers la limite de  $10^{-16}$  qui apparaît comme la limite ultime des horloges de type fontaine. La barre des  $2 \times 10^{-16}$  semble proche pour la fontaine césium et repose sur la capacité à modéliser les gradients de phase dans la cavité d'interrogation. D'autre part, l'amélioration de la stabilité de la fontaine passe par l'augmentation du nombre d'atomes. Les travaux en cours (installation d'un 2D-MOT césium, changement du MOPA du banc laser rubidium) vont dans ce sens.

FO2 restera un des éléments clés des comparaisons locales de fréquences atomiques au LNE-SYRTE. Le développement d'étalons de fréquences optiques est en plein essor au laboratoire. Ceux-ci devraient dépasser les limites d'exactitude atteintes par les fontaines atomiques. De plus, la variété de références de fréquences atomiques est un atout pour les tests de variation des constantes fondamentales. Au laboratoire, l'horloge optique à atomes de strontium commence à fournir des résultats; et la construction d'un second modèle identique a récemment été lancée. Une horloge optique à atomes neutres de mercure est actuellement en cours de montage. Il sera ainsi bientôt possible de mener localement des comparaisons optiques/micro-ondes avec quatre atomes différents. La sensibilité à une éventuelle dérive de la constante de structure fine dépend fortement de la différence de masse atomique des atomes comparés, ce qui rend très favorable une comparaison Rb-Hg.

Les comparaisons se poursuivront également à l'échelle mondiale. Cela implique de déterminer les limites des méthodes de transfert de temps-fréquence par satellite comme la méthode par GPS et le TWSTFT. L'enjeu est de pouvoir comparer des horloges lointaines à un niveau de quelques  $10^{-16}$ . Un projet de lien par fibre optique est actuellement en développement pour transmettre un signal métrologique entre le LNE-SYRTE, la PTB et le NPL. Ce dispositif fonctionne déjà avec succès entre l'Observatoire de Paris et l'Université de Villetaneuse [135]. L'avantage par rapport aux méthodes par satellite est qu'il donne accès à des comparaisons sur les temps courts. Il permettra de mettre en commun les ressources de différents instituts européens.

Plusieurs projets sont en cours en vue de réaliser des horloges spatiales de grande exactitude<sup>20</sup>. Le projet ACES de l'agence spatiale européenne vise à faire voler à bord de la station spatiale internationale ISS un ensemble d'horloges incluant l'horloge à atomes froids de césium PHARAO du CNES.

---

<sup>20</sup> On peut citer notamment PARCS et RACE de l'agence spatiale américaine.



Ces dispositifs devraient permettre de réaliser des comparaisons de fréquence entre les laboratoires de métrologie du monde entier avec une exactitude dans la gamme des  $10^{-16}$ . Il est prévu que FO2, ainsi que FO1 et FOM<sup>21</sup>, prennent part à ces expériences. Ces fontaines seront un élément clé du segment sol de PHARAO-ACES. En favorisant les comparaisons entre des horloges utilisant des espèces atomiques et des types de transition différents, les horloges spatiales permettront aux mesures de fréquence de grande exactitude de tester avec une précision accrue les principes qui sont à la base de la physique actuelle.

En une vingtaine d'années, la technologie des fontaines atomiques est arrivée à maturité et ces systèmes semblent atteindre aujourd'hui leurs limites. À côté de cela, les horloges optiques, même si elles ne sont pas encore compétitives en terme de fiabilité sur de longues durées d'intégration, gagnent du terrain en termes d'exactitude et de stabilité, si bien qu'on soulève déjà la question d'une redéfinition de la seconde à partir d'une transition atomique optique. Pour autant, le règne des fontaines atomiques dans la métrologie des fréquences est loin d'être fini : ces dispositifs resteront encore longtemps les outils assurant la mesure la plus précise de fréquences hyperfines, permettant ainsi d'accéder à la structure hyperfine de l'atome et d'étudier l'interaction forte.

---

<sup>21</sup> FOM sera impliquée depuis le CNES à Toulouse.



# Annexe A

## Quelques données utiles

### A.1 Atome de césium 133

quantité	valeur
numéro atomique $Z$	55
masse atomique	$2,207 \times 10^{-25}$ kg
fréquence hyperfine	$\equiv 9\,192\,631\,770$ Hz
longueur d'onde, raie D2	852 nm
fréquence optique, raie D2	$3,52 \times 10^{14}$ Hz
largeur de raie D2	$\Gamma/2\pi \simeq 5,3$ MHz
intensité de saturation, raie D2	$I_{sat} \simeq 1,09$ mW.cm <sup>-2</sup>
vitesse de recul	$v_{rec} \simeq 3,52$ mm.s <sup>-1</sup>
déplacement du corps noir $\Delta\nu = K_{BBR} \times (T/300 \text{ K})^4$	$K_{BBR} = -1,572(3) \times 10^{-4}$ Hz
déplacement Zeeman d'ordre 1 de la transition $ m_F = 1\rangle \rightarrow  m_F = 1\rangle$ $\Delta\nu = K_Z^{(1)} B$	$K_Z^{(1)} = 7,008\,4$ Hz.nT <sup>-1</sup>
déplacement Zeeman d'ordre 2 $\Delta\nu = K_Z^{(2)} B^2$	$K_Z^{(2)} = 427,45 \times 10^8$ Hz.T <sup>-2</sup>

TAB. A.1 – Quelques données sur l'atome de <sup>133</sup>Cs.

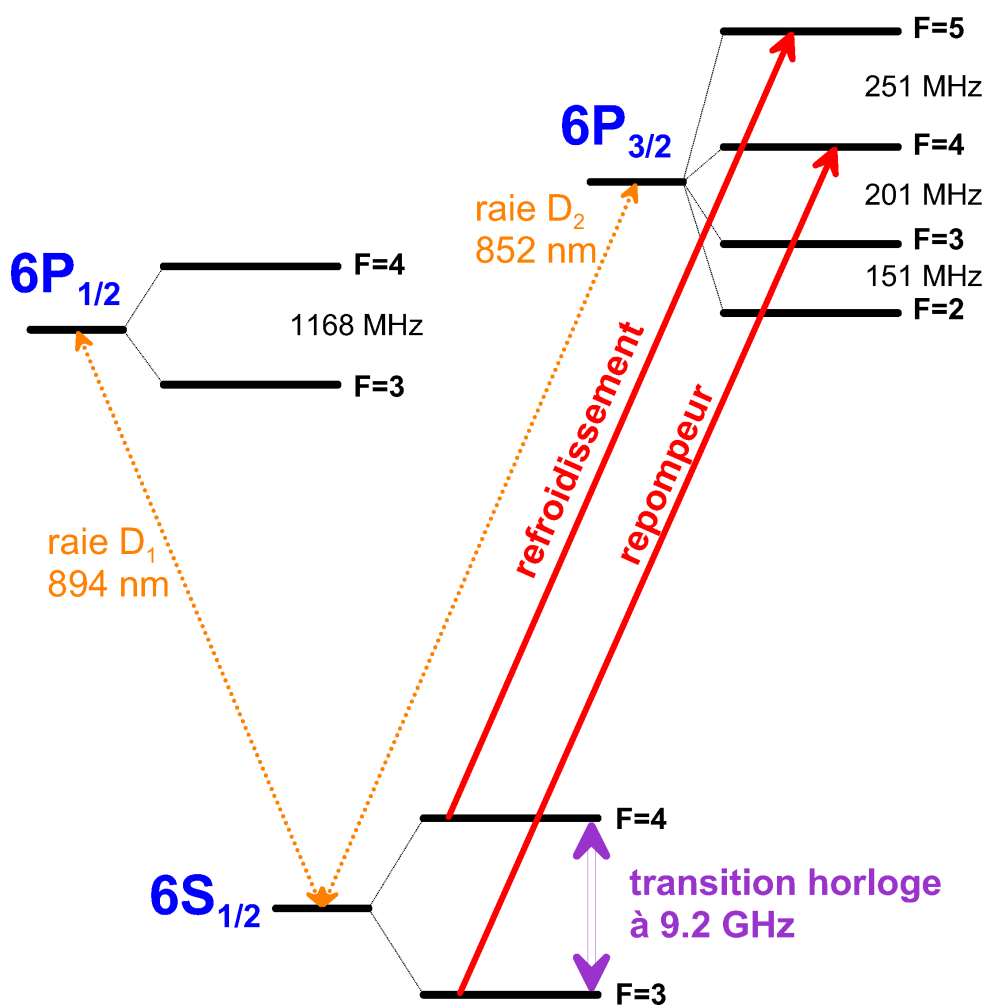


FIG. A.1 – Niveaux d'énergie du césium 133 utilisés pour la manipulation des atomes dans la fontaine FO2.

## A.2 Atome de rubidium 87

quantité	valeur
numéro atomique $Z$	37
masse atomique	$1,443 \times 10^{-25}$ kg
fréquence hyperfine	6 834 682 610,904 324(4)(7) Hz
longueur d'onde, raie D2	780 nm
fréquence optique, raie D2	$3,84 \times 10^{14}$ Hz
largeur de raie D2	$\Gamma/2\pi \simeq 5,9$ MHz
intensité de saturation, raie D2	$I_{sat} \simeq 1,65$ mW.cm <sup>-2</sup>
vitesse de recul	$v_{rec} \simeq 5,89$ mm.s <sup>-1</sup>
déplacement du corps noir $\Delta\nu = K_{BBR} \times (T/300 \text{ K})^4$	$K_{BBR} = -8,6(2) \times 10^{-5}$ Hz
déplacement Zeeman d'ordre 1 de la transition $ m_F = 1\rangle \rightarrow  m_F = 1\rangle$ $\Delta\nu = K_Z^{(1)} B$	$K_Z^{(1)} = 14,019 4$ Hz.nT <sup>-1</sup>
déplacement Zeeman d'ordre 2 $\Delta\nu = K_Z^{(2)} B^2$	$K_Z^{(2)} = 575,14 \times 10^8$ Hz.T <sup>-2</sup>

TAB. A.2 – Quelques données sur l'atome de <sup>87</sup>Rb.

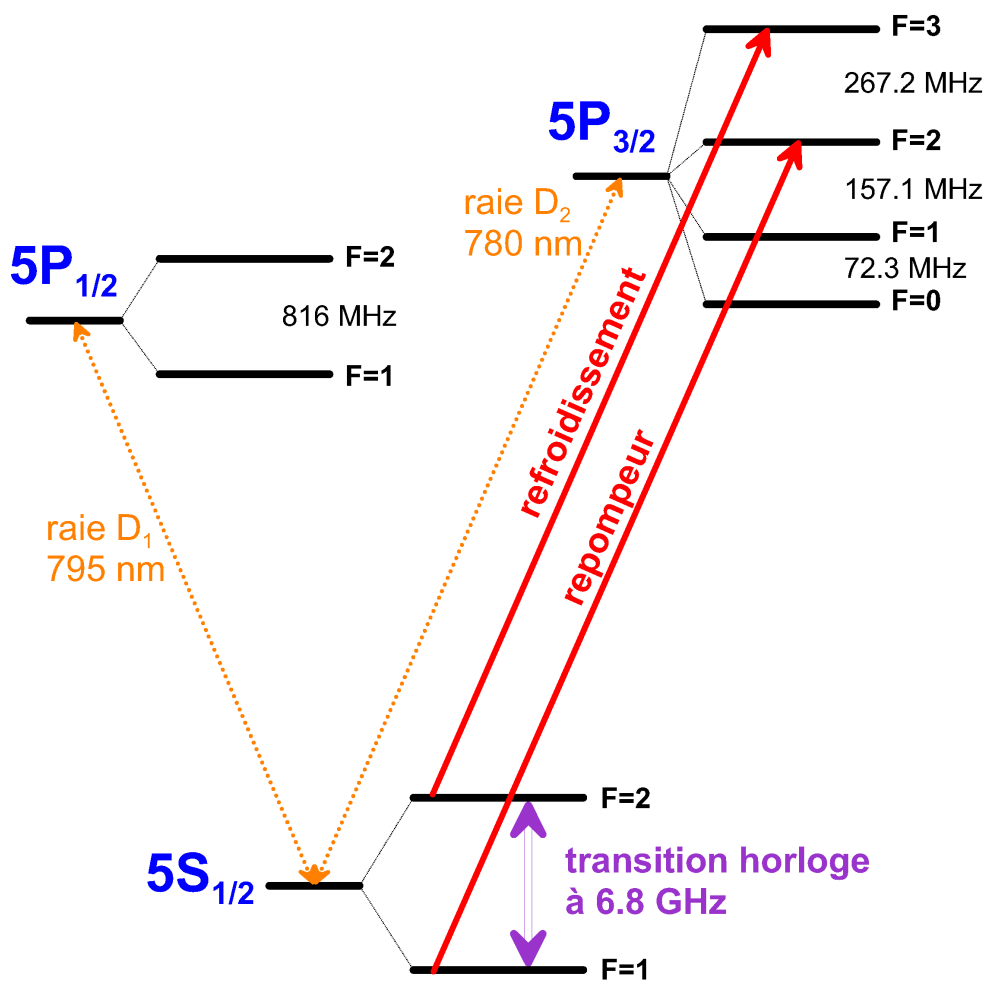


FIG. A.2 – Niveaux d'énergie du rubidium 87 utilisés pour la manipulation des atomes dans la fontaine FO2.

### A.3 Paramètres de la fontaine FO2

quantité	valeurs Cs		Rb
hauteur du centre de la cavité			
au-dessus du piège	518,5	442,4	mm
longueur de la cavité	26,9	36,1	mm
diamètre de la cavité	50,0	67,2	mm
volume du mode	6,77	16,5	cm <sup>3</sup>
diamètre des guides de passage des atomes	12	12	mm
facteur de qualité de la cavité $Q_{cav}$	6600	7600	
vitesse de lancement des atomes	4,334	4,158	m/s
hauteur de lancement des atomes	957,4	881,2	mm
et au-dessus du centre de la cavité	438,9	438,8	mm
vitesse dans la cavité	2,934	2,934	m/s
hauteur de la détection par rapport au piège	-130,0	-130,0	mm
vitesse dans la détection	4,619	4,454	m/s
durée totale du vol balistique	913	878	ms
largeur à mi-hauteur			
de la frange Ramsey centrale	0,882	0,882	Hz

TAB. A.3 – Caractéristiques des cavités micro-ondes d’interrogation et des vols balistiques des atomes.





# Annexe B

## Compléments

### La fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité  $g(t)$  est définie comme la réponse impulsionnelle de la probabilité de transition atomique  $P$  à un désaccord  $\delta\omega$  de la micro-onde d'interrogation :

$$\delta P = \frac{1}{2} \int_0^{T+2\tau} g(t) \delta\omega(t) dt \quad (\text{B.1})$$

avec  $T + 2\tau$  la durée totale de l'interrogation de Ramsey (où  $\tau$  est le temps d'interaction des atomes dans la cavité à l'aller et au retour, et  $T$  le temps de libre évolution de l'état atomique entre les deux impulsions).

On montre que si le champ micro-onde d'interrogation est pair (respectivement impair), la fonction de sensibilité l'est aussi.

Le déplacement de fréquence induit sur l'horloge par une perturbation de la résonance atomique s'écrit :

$$\delta\nu = \frac{1}{T_{\text{eff}}} \int_{T+2\tau} g(t) \delta\nu_{\text{at}} dt = \int_{T+2\tau} g_N(t) \delta\nu_{\text{at}} dt$$

où  $T_{\text{eff}}$  est la durée effective d'interrogation et  $g_N(t)$  la fonction de sensibilité normalisée.

Dans une fontaine atomique, la fonction de sensibilité en fonction du temps prend la forme :

$$\begin{cases} g(t) = \sin \theta(t) & \text{pour } 0 \leq t \leq \tau \\ g(t) = 1 & \text{pour } \tau \leq t \leq T + \tau \\ g(t) = g(T + 2\tau - t) & \text{pour } t \in [0, T + 2\tau] \\ g(t) = 0 & \text{pour } t \notin [0, T + 2\tau] \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

avec  $\theta(t)$  l'angle caractérisant l'amplitude du champ micro-onde intégré par les atomes dans la cavité (dépendant de la puissance délivrée par la source micro-onde d'interrogation et de la géométrie du mode) :

$$\theta(t) = \int_0^t b(t') dt' \quad (\text{B.3})$$

où  $b(t)$  est le profil d'amplitude de la composante verticale du champ magnétique le long de la trajectoire des atomes dans la cavité<sup>1</sup>.

La troisième équation du système (B.2) traduit les propriétés de symétrie de la fonction de sensibilité.

Dans notre type de cavité, le profil d'amplitude du champ micro-onde vu par les atomes, résonnant sur le mode  $\text{TE}_{011}$ , peut s'approcher sur la trajectoire atomique par la fonction  $\cos \frac{2\pi v(t)t}{\lambda}$  avec  $v(t)$  la vitesse moyenne des atomes et  $\lambda$  la longueur d'onde du champ, en prenant l'origine des temps au centre de la cavité. Ceci nous donne dans des conditions standard de fonctionnement un profil de champ du type :

$$b(t) \simeq \frac{\pi}{2 \tau_{\text{eff}}} \frac{(2k+1)\pi}{2} \sin \frac{2\pi t}{2\tau}$$

où le premier terme est un coefficient de normalisation (pour l'équation B.3),  $\frac{(2k+1)\pi}{2}$  ( $k$  entier) est le type d'impulsion Ramsey appliquée,  $\tau_{\text{eff}}$  est la durée effective de l'interaction micro-onde dans la cavité, et l'origine des temps est prise à l'entrée des atomes dans la cavité pour la première interaction micro-onde.

L'allure de la fonction de sensibilité est alors représentée en Fig. B.1.

Pour plus de détails, on se reportera aux chapitre 3 de [2], chapitre 1 de [5], partie 4.1 de [6] et partie 3.4 de [3].

---

<sup>1</sup>  $\theta(\tau)$  donne directement  $\Omega_0 \tau_{\text{eff}}$ , produit de la pulsation de Rabi et de la durée effective d'interaction. On rappelle que la pulsation de Rabi s'exprime comme  $\hbar\Omega_0 = \mu_B B_0$  avec  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr et  $B_0$  l'amplitude maximale du champ magnétique selon la verticale dans la cavité d'interrogation.

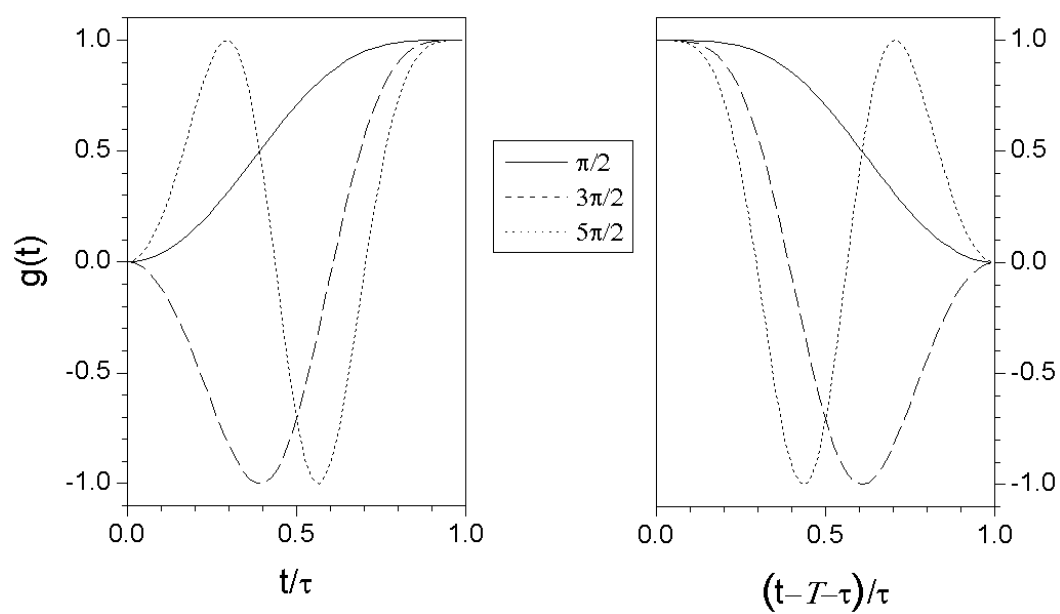


FIG. B.1 – Fonction de sensibilité  $g(t)$  pendant la première ( $0 \leq t \leq \tau$ ) et la seconde ( $T + \tau \leq t \leq T + 2\tau$ ) interaction avec le champ micro-onde dans la cavité Ramsey, pour des impulsions  $\pi/2$ ,  $3\pi/2$  et  $5\pi/2$ .



## Annexe C

# Cold Atom Clock Test of Lorentz Invariance in the Matter Sector

## Cold Atom Clock Test of Lorentz Invariance in the Matter Sector

Peter Wolf,\* Frédéric Chapelet, Sébastien Bize, and André Clairon

*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

(Received 16 November 2005; published 15 February 2006)

We report on a new experiment that tests for a violation of Lorentz invariance (LI), by searching for a dependence of atomic transition frequencies on the orientation of the spin of the involved states (Hughes-Drever type experiment). The atomic frequencies are measured using a laser cooled  $^{133}\text{Cs}$  atomic fountain clock, operating on a particular combination of Zeeman substates. We analyze the results within the framework of the Lorentz violating standard model extension (SME), where our experiment is sensitive to a largely unexplored region of the SME parameter space, corresponding to first measurements of four proton parameters and improvements by 11 and 13 orders of magnitude on the determination of four others. In spite of the attained uncertainties, and of having extended the search into a new region of the SME, we still find no indication of LI violation.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.060801

PACS numbers: 06.30.Ft, 03.30.+p, 11.30.Cp

Lorentz Invariance (LI) is the fundamental postulate of Einstein's 1905 theory of relativity, and therefore at the heart of all accepted theories of physics. It characterizes the invariance of the laws of physics in inertial frames under changes of velocity or orientation. This central role, and indications from unification theories [1–3] hinting toward a possible LI violation, have motivated tremendous experimental efforts to test LI.

A comprehensive theoretical framework to describe violations of LI in all fields of present day physics has been developed over the last decade [4]: the Lorentz violating standard model extension (SME), motivated initially by possible Lorentz violating phenomenological effects of string theory [1]. In its minimal form the SME characterizes Lorentz violation by 19 parameters in the photon sector and 44 parameters per particle [5,6] in the matter sector, of which 40 are accessible to terrestrial experiments at first order in  $v_{\oplus}/c$  [6] ( $v_{\oplus}$  is the orbital velocity of the Earth and  $c = 299\,792\,458$  m/s). Existing bounds for the proton ( $p^+$ ), neutron ( $n$ ), and electron ( $e^-$ ) come from clock comparison and magnetometer experiments using different atomic species [see [5] and references therein, [7–10]], from resonator experiments [11–13], and from Ives-Stilwell experiments [14,15]. They are summarized in Table I, together with the results reported in this work.

Based on the SME analysis of numerous atomic transitions in [5,6], we have chosen to measure a particular combination of transitions in the  $^{133}\text{Cs}$  atom. This provides good sensitivity to the quadrupolar SME energy shift of the proton [as defined in [5]] in the spin 7/2 Cs nucleus, while being largely insensitive to magnetic perturbations (first order Zeeman effect). The corresponding region of the SME parameter space has been largely unexplored previously, with first limits on some parameters set only very recently [14] by a reanalysis of the Doppler spectroscopy experiment (Ives-Stilwell experiment) of [15]. Given the large improvements (11 and 13 orders of magnitude on four parameters) we obtain with respect to those results, and the qualitatively new region explored (first measure-

ments of four parameters), our experiment had comparatively high probability for the detection of a Lorentz violating signal. However, our results clearly exclude that possibility.

We use one of the laser cooled fountain clocks operated at the Paris observatory, the  $^{133}\text{Cs}$  and  $^{87}\text{Rb}$  double fountain FO2 [see [16] for a detailed description]. We run it in Cs mode on the  $|F = 3\rangle \leftrightarrow |F = 4\rangle$  hyperfine transition of the  $6S_{1/2}$  ground state. Both hyperfine states are split into Zeeman substates  $m_F = [-3, 3]$  and  $m_F = [-4, 4]$ , respectively. The clock transition used in routine operation is  $|F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$  at 9.2 GHz, which is magnetic field independent to first order. The first order magnetic field dependent Zeeman transitions ( $|3, i\rangle \leftrightarrow |4, i\rangle$  with  $i = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ) are used regularly for measurement and characterization of the magnetic field, nec-

TABLE I. Orders of magnitude of present limits (in GeV) on Lorentz violating parameters in the minimal SME matter sector and corresponding references. Indices  $J, K$  run over  $X, Y, Z$  with  $J \neq K$ . Limits from the present work are in bold type, with previous limits, when available, in brackets.

Parameter	$p^+$	$n$	$e^-$	Reference
$\tilde{b}_X, \tilde{b}_Y$	$10^{-27}$	$10^{-31}$	$10^{-29}$	[7], [8], [9]
$\tilde{b}_Z$	...	...	$10^{-28}$	[9]
$\tilde{b}_T, \tilde{g}_T, \tilde{H}_{JT}, \tilde{d}_{\pm}$	...	$10^{-27}$	...	[10]
$\tilde{d}_Q, \tilde{d}_{XY}, \tilde{d}_{YZ}$	...	$10^{-27}$	...	[10]
$\tilde{d}_X, \tilde{d}_Y$	$10^{-25}$	$10^{-29}$	$10^{-22}$	[5], [10], [5]
$\tilde{d}_{XZ}, \tilde{d}_Z$	...	...	...	
$\tilde{g}_{DX}, \tilde{g}_{DY}$	$10^{-25}$	$10^{-29}$	$10^{-22}$	[5], [10], [5]
$\tilde{g}_{DZ}, \tilde{g}_{JK}$	...	...	...	
$\tilde{g}_c$	...	$10^{-27}$	...	[10]
$\tilde{g}_-, \tilde{g}_Q, \tilde{g}_{TJ}$	...	...	...	
$\tilde{c}_Q$	<b><math>10^{-22(-11)}</math></b>	...	$10^{-9}$	[14,15]
$\tilde{c}_X, \tilde{c}_Y$	<b><math>10^{-25}</math></b>	$10^{-25}$	$10^{-19}$	[5], [11–13]
$\tilde{c}_Z, \tilde{c}_-$	<b><math>10^{-25}</math></b>	$10^{-27}$	$10^{-19}$	[5], [11–13]
$\tilde{c}_{TJ}$	<b><math>10^{-21(-8)}</math></b>	...	$10^{-6}$	[14,15]

essary to correct the second order Zeeman effect of the clock transition.

A detailed description of the minimal SME as applied to the perturbation of atomic energy levels and transition frequencies can be found in [5,6]. Based on the Schmidt nuclear model [17] one can derive the frequency shift of a Cs  $|3, m_F\rangle \leftrightarrow |4, m_F\rangle$  transition in the SME

$$\delta\nu = \frac{m_F}{14h} \sum_{w=p,e} (\beta_w \tilde{b}_3^w - \delta_w \tilde{d}_3^w + \kappa_w \tilde{g}_d^w) - \frac{m_F^2}{14h} (\gamma_p \tilde{c}_q^p) + m_F K_Z^{(1)} B + \left(1 - \frac{m_F^2}{16}\right) K_Z^{(2)} B^2 \quad (1)$$

for the quantization magnetic field in the negative  $z$  direction (vertically downward) in the lab frame. The first two terms in (1) are Lorentz violating SME frequency shifts; the last two describe the first and second order Zeeman frequency shift (we neglect  $B^3$  and higher order terms). The tilde quantities are linear combinations of the SME matter sector parameters of Table I in the lab frame, with  $p, e$  standing for the proton and electron, respectively. The quantities  $\beta_w, \delta_w, \kappa_w, \gamma_w, \lambda_w$  depend on the nuclear and electronic structure—they are given in Table II of [6]— $h$  is Planck's constant,  $B$  is the magnetic field seen by the atom,  $K_Z^{(1)} = 7.0084 \text{ Hz nT}^{-1}$  is the first order Zeeman coefficient,  $K_Z^{(2)} = 427.45 \times 10^8 \text{ Hz T}^{-2}$  is the second order coefficient [18]. The tilde quantities in (1) are time varying due to the motion of the lab frame (and hence the quantization field) in a cosmological frame, inducing modulations of the frequency shift at sidereal and semisidereal frequencies, which can be searched for.

From (1) we note that the  $m_F = 0$  clock transition is insensitive to Lorentz violation or the first order Zeeman shift, while the Zeeman transitions ( $m_F \neq 0$ ) are sensitive to both. Hence, a direct measurement of a Zeeman transition with respect to the clock transition allows a LI test. However, such an experiment would be severely limited by the strong dependence of the Zeeman transition frequency on  $B$ , and its diurnal and semidiurnal variations. To avoid such a limitation, we “simultaneously” (see below) measure the  $m_F = 3, m_F = -3$ , and  $m_F = 0$  transitions and form the combined observable  $\nu_c \equiv \nu_{+3} + \nu_{-3} - 2\nu_0$ .

From (1)

$$\nu_c = \frac{1}{7h} K_p \tilde{c}_q^p - \frac{9}{8} K_Z^{(2)} B^2, \quad (2)$$

where we have used  $\gamma_p = -K_p/9$  from [6] ( $K_p \sim 10^{-2}$  in the Schmidt nuclear model). This observable is insensitive to the first order Zeeman shift, and should be zero up to the second order Zeeman correction and a possible Lorentz violating shift in the first term of (2).

The lab frame parameter  $\tilde{c}_q^p$  can be related to the conventional sun-centered frame parameters of the SME (the parameters of Table I) by a time dependent boost and rotation [see [6] for details]. This leads to a general expression for the observable  $\nu_c$  of the form

$$\nu_c = A + C_{\omega_\oplus} \cos(\omega_\oplus T_\oplus) + S_{\omega_\oplus} \sin(\omega_\oplus T_\oplus) + C_{2\omega_\oplus} \cos(2\omega_\oplus T_\oplus) + S_{2\omega_\oplus} \sin(2\omega_\oplus T_\oplus), \quad (3)$$

where  $\omega_\oplus$  is the frequency of rotation of the Earth,  $T_\oplus$  is time since 30 March 2005 11 h 19 min 25 s UTC [consistent with the definitions in [19]], and with  $A, C_{\omega_\oplus}, S_{\omega_\oplus}, C_{2\omega_\oplus}$ , and  $S_{2\omega_\oplus}$  given in Table II as functions of the sun frame SME parameters. A least squares fit of (3) to our data provides the measured values given in Table II, and the corresponding determination of the SME parameters.

The FO2 setup is sketched in Fig. 1. Cs atoms effusing from an oven are slowed using a chirped counterpropagating laser beam and captured in a lin  $\perp$  lin optical molasses. Atoms are cooled by six laser beams supplied by preadjusted optical fiber couplers precisely attached to the vacuum tank. Compared to typical FO2 clock operation [16], the number of atoms loaded in the optical molasses has been reduced to  $\sim 2 \times 10^7$  atoms captured in 30 ms. This reduces the collisional frequency shift of  $\nu_c$  to below 0.1 mHz, and even less ( $< 1 \mu\text{Hz}$ ) for its variation at  $\omega_\oplus$  and  $2\omega_\oplus$ .

Atoms are launched upwards at  $3.94 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  by using a moving optical molasses and cooled to  $\sim 1 \mu\text{K}$  in the moving frame by adiabatically decreasing the laser intensity and increasing the laser detuning. Atoms are then selected by means of a microwave excitation in the selection cavity performed in a bias magnetic field of  $\sim 20 \mu\text{T}$ , and of a push laser beam. Any of the  $|3, m_F\rangle$  states can be

TABLE II. Coefficients of (3) to first order in  $\beta \equiv v_\oplus/c$ , where  $\Omega_\oplus$  is the angular frequency of the Earth's orbital motion,  $T$  is time since the March equinox,  $\chi = 41.2^\circ$  is the colatitude of our lab, and  $\eta = 23.3^\circ$  is the inclination of the Earth's orbit. The measured values (in mHz) are shown together with the statistical (first bracket) and systematic (second bracket) uncertainties.

$A$	$\frac{K_p}{28h} [1 + 3 \cos(2\chi)] (\tilde{c}_Q + \beta [\sin(\Omega_\oplus T) \tilde{c}_{TX} + \cos(\Omega_\oplus T) (2 \sin \eta \tilde{c}_{TZ} - \cos \eta \tilde{c}_{TY})]) - \frac{9}{8} K_Z^{(2)} B^2$	$-5.3(0.04)(25)$
$C_{\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin(2\chi) (\tilde{c}_Y + \beta [\sin(\Omega_\oplus T) \tilde{c}_{TZ} - \cos(\Omega_\oplus T) \sin \eta \tilde{c}_{TX}])$	$0.1(0.06)(0.03)$
$S_{\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin(2\chi) (\tilde{c}_X - \beta \cos(\Omega_\oplus T) (\sin \eta \tilde{c}_{TY} + \cos \eta \tilde{c}_{TZ}))$	$-0.03(0.06)(0.03)$
$C_{2\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin^2 \chi (\tilde{c}_- + \beta [\sin(\Omega_\oplus T) \tilde{c}_{TX} + \cos(\Omega_\oplus T) \cos \eta \tilde{c}_{TY}])$	$0.04(0.06)(0.03)$
$S_{2\omega_\oplus}$	$-\frac{3K_p}{14h} \sin^2 \chi (\tilde{c}_Z + \beta [\sin(\Omega_\oplus T) \tilde{c}_{TY} - \cos(\Omega_\oplus T) \cos \eta \tilde{c}_{TX}])$	$0.03(0.06)(0.03)$

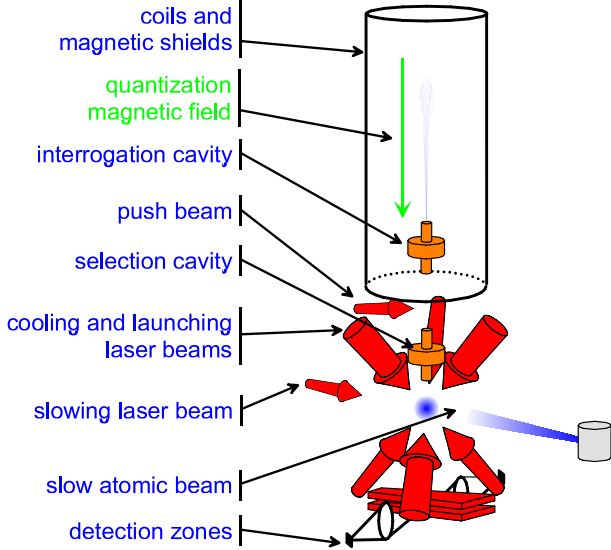


FIG. 1 (color online). Schematic view of an atomic fountain.

prepared with a high degree of purity (few  $10^{-3}$ ) by tuning the selection microwave frequency. 52 cm above the capture zone, a cylindrical copper cavity (TE<sub>011</sub> mode) is used to probe the  $|3, m_F\rangle \leftrightarrow |4, m_F\rangle$  hyperfine transition at 9.2 GHz. The Ramsey interrogation method is performed by letting the atomic cloud interact with the microwave field a first time on the way up and a second time on the way down. After the interrogation, the populations  $N_{F=4}$  and  $N_{F=3}$  of the two hyperfine levels are measured by laser induced fluorescence, leading to a determination of the transition probability. From the transition probability, measured on both sides of the central Ramsey fringe, we compute an error signal to lock the microwave interrogation frequency to the atomic transition using a digital servo loop. The frequency corrections are applied to a high resolution direct digital synthesizer in the microwave generator and used to measure the atomic transition frequency with respect to the local reference.

The homogeneity and the stability of the magnetic field in the interrogation region is a crucial point for the experiment. A magnetic field of 203 nT is produced by a main solenoid (length 815 mm, diameter 220 mm) and a set of 4 compensation coils, surrounded by 5 cylindrical magnetic shields. Furthermore, magnetic field fluctuations are actively stabilized by acting on 4 additional hexagonal coils. The magnetic field in the interrogation region is probed using the  $|3, 1\rangle \leftrightarrow |4, 1\rangle$  atomic transition. Measurements of the transition frequency as a function of the launch height show a peak to peak spatial dependence of 230 pT over a range of 320 mm above the interrogation cavity with a variation of  $\leq 0.1$  pT/mm around the apogee of the atomic trajectories. Measurements of the same transition as a function of time at the launch height of 791 mm show a magnetic field instability near  $2 \text{ pT}/\sqrt{\tau}$ . The long term behavior exhibits residual variations of the magnetic field

( $\sim 0.7$  pT at  $\tau = 10000$  s) induced by temperature fluctuations.

The experimental sequence is tailored to circumvent the limitation that the long term magnetic field fluctuations could cause. First  $|3, -3\rangle$  atoms are selected and the  $|3, -3\rangle \leftrightarrow |4, -3\rangle$  transition is probed at half maximum on the red side of the resonance (0.528 Hz below the resonance center). The next fountain cycle,  $|3, +3\rangle$  atoms are selected and the  $|3, +3\rangle \leftrightarrow |4, +3\rangle$  transition is also probed at half maximum on the red side of the resonance. The third and fourth fountain cycles, the same two transitions are probed on the blue side of the resonances (0.528 Hz above the resonance centers). This 4180 ms long sequence is repeated so as to implement two interleaved digital servo loops finding the line centers of both the  $|3, -3\rangle \leftrightarrow |4, -3\rangle$  and the  $|3, +3\rangle \leftrightarrow |4, +3\rangle$  transitions. Every 400 fountain cycles, the above sequence is interrupted and the regular clock transition  $|3, 0\rangle \leftrightarrow |4, 0\rangle$  is measured for 10 s allowing for an absolute calibration of the local frequency reference with a suitable statistical uncertainty. Using this sequence, magnetic field fluctuations over time scales  $\geq 4$  s are rejected in the combined observable  $\nu_c$  and the stability is dominated by the short term ( $\tau < 4$  s) magnetic field fluctuations.

We have taken two data sets implementing the experimental sequence described above (21 days in April 2005 and 14 days in September 2005). The complete raw data (no post-treatment) is shown in Fig. 2, each point representing a  $\sim 432$  s measurement sequence of  $\nu_{+3} + \nu_{-3} - 2\nu_0$  as described above. Figure 2 also shows the frequency stability of a 10 day continuous stretch of data in the April set. We note the essentially white noise behavior of the data, indicating that the experimental sequence successfully rejects all long term variations of the magnetic field or of other perturbing effects. A least squares fit of the model (3) to the complete data provides the 5 coefficients and statistical uncertainties given in Table II.

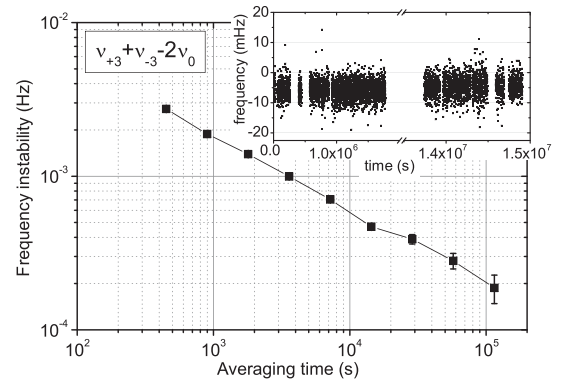


FIG. 2. Frequency stability (Allan deviation) of a  $\sim 10$  day continuous stretch of measurements of  $\nu_c$ . The inset shows the raw data as a function of time since 30 March 2005 17 h 39 min 18 s UTC.



TABLE III. Results for SME Lorentz violating parameters  $\tilde{c}$  for the proton, in GeV and with  $J = X, Y, Z$ .

$\tilde{c}_Q = -0.3(2.2) \times 10^{-22}$	$\tilde{c}_\pm = -1.8(2.8) \times 10^{-25}$
$\tilde{c}_J = [0.6(1.2), -1.9(1.2), -1.4(2.8)] \times 10^{-25}$	
$\tilde{c}_{TJ} = [-2.7(3.0), -0.2(3.0), -0.4(2.0)] \times 10^{-21}$	

We note a statistically significant offset of the data from zero [ $-5.3(0.04)$  mHz]. This is partly due to the second order Zeeman shift [second term in (2)] which amounts to  $-2.0$  mHz. The remaining  $-3.3$  mHz are either due to a systematic effect or indicate a genuine Lorentz violating signal.

The dominant systematic effect in our experiment is a residual first order Zeeman shift. This arises when the  $m_F = +3$  and  $-3$  atoms have slightly different trajectories in the presence of a magnetic field gradient. The result is a difference in first order Zeeman shift and hence incomplete cancellation in the combined observable  $\nu_c$ . The presence of this effect in our experiment is confirmed by the measured times of flight (TOF), which show a systematic difference of  $\sim 158 \mu\text{s}$  between the centers of the  $m_F = \pm 3$  atomic clouds, which corresponds to a vertical separation of  $\leq 623 \mu\text{m}$  at apogee. Using this in a Monte Carlo (MC) simulation with the measured vertical and horizontal ( $\sim 6$  pT/mm) magnetic field gradients we obtain a total offset in  $\nu_c$  of  $\sim 25$  mHz, assuming that the horizontal separation between the  $m_F = \pm 3$  atoms is identical to the measured vertical one. We consider this to be an upper limit (the horizontal separation is likely to be less than the vertical one due to the absence of gravity), and take it as the systematic uncertainty on the determined offset ( $A$  in Table II). To obtain the corresponding systematic uncertainty on the sidereal and semisidereal modulations of  $\nu_c$  we have fitted the model (3) to the  $m_F = \pm 3$  TOF difference. We find no significant amplitudes, so we take the uncertainties of the least squares fit as the maximum value of the modulations, leading to the systematic uncertainties on the amplitudes in Table II.

Finally we use the five measurements and the relations in Table II to determine the values of the eight SME parameters. In doing so, we assume that there is no correlation between the three  $\tilde{c}_{TJ}$  parameters and the other five parameters, and determine them independently. The results are given in Table III.

In conclusion, we have carried out a test of Lorentz invariance in the matter sector of the minimal SME using Zeeman transitions in a cold  $^{133}\text{Cs}$  atomic fountain clock. From our data and extensive analysis of systematic effects we see no indication of a violation of LI at the present level of experimental uncertainty. Using a particular combination of the different atomic transitions we have set first limits on four proton SME parameters and improved previous limits [14] on four others by 11 and 13 orders of magnitude.

Continuing the experiment regularly over a year or more will allow statistical decorrelation of the three  $\tilde{c}_{TJ}$  parameters from the other five, due to their modulation at the annual frequency ( $\Omega_\oplus T$  terms in Table II). Further improvements, and new measurements could come from the unique capability of our fountain clock to run on  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{133}\text{Cs}$  simultaneously. The different sensitivity of the two atomic species to Lorentz violation [see [6]] and magnetic fields should allow a measurement of all SME parameters in (1) in spite of the presence of the first order Zeeman effect. Ultimately, space clocks, like the planned ACES mission [20], will provide the possibility of carrying out similar experiments but with faster (90 min orbital period) modulation of the putative Lorentz violating signal, and correspondingly faster data integration.

\*On leave from Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, 92312 Sèvres Cedex, France.

- [1] V. A. Kostelecký and S. Samuel, Phys. Rev. D **39**, 683 (1989).
- [2] T. Damour, gr-qc/9711060.
- [3] R. Gambini and J. Pullin, Phys. Rev. D **59**, 124021 (1999).
- [4] D. Colladay and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997); **58**, 116002 (1998); V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **69**, 105009 (2004).
- [5] V. A. Kostelecký and C. D. Lane, Phys. Rev. D **60**, 116010 (1999).
- [6] R. Bluhm *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 125008 (2003).
- [7] C. J. Berglund *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1879 (1995); D. F. Phillips *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 111101 (2001); M. A. Humphrey, Phys. Rev. A **68**, 063807 (2003); **62**, 063405 (2000).
- [8] D. Bear *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5038 (2000).
- [9] L.-S. Hou, W.-T. Ni, and Y.-C. M. Li, Phys. Rev. Lett. **90**, 201101 (2003); R. Bluhm and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. Lett. **84**, 1381 (2000).
- [10] F. Cané *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 230801 (2004).
- [11] H. Müller, Phys. Rev. D **71**, 045004 (2005).
- [12] P. Wolf *et al.*, Phys. Rev. D **70**, 051902(R) (2004).
- [13] H. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 020401 (2003).
- [14] C. D. Lane, Phys. Rev. D **72**, 016005 (2005).
- [15] G. Saathoff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 190403 (2003).
- [16] S. Bize *et al.*, J. Phys. B **38**, S449 (2005).
- [17] As discussed in [5], the Schmidt nuclear model only allows an approximate calculation of the SME frequency shift, with more complex models generally leading to dependences on additional SME parameters. Nonetheless, the model is sufficient to derive the leading order terms and has been used for the analysis of most experiments providing the bounds in Table I.
- [18] J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Hilger, London, 1989).
- [19] A. V. Kostelecký and M. Mewes, Phys. Rev. D **66**, 056005 (2002).
- [20] C. Salomon *et al.*, C. R. Acad. Sci. Paris **2**, 1313 (2001).



# Bibliographie

- [1] E. Simon. *Vers une stabilité et une exactitude de  $10^{-16}$  pour les horloges atomiques : le rayonnement du corps noir, la détection optique*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1997.
- [2] P. Lemonde. *Pharao : Etude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1997.
- [3] M. Abgrall. *Evaluation des performances de la fontaine atomique PHARAO. Participation à l'étude de l'horloge spatiale PHARAO*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2003.
- [4] S. Zhang. *Déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir dans une fontaine atomique à césium et amélioration des performances de l'horloge*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2004.
- [5] Y. Sortais. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{133}\text{Cs}$ ; étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2001.
- [6] S. Bize. *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2001.
- [7] H. Marion. *Contrôle des collisions froides du  $^{133}\text{Cs}$ . Tests de la variation de la constante de structure fine à l'aide d'une fontaine atomique double Rubidium-Césium*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2005.
- [8] A.G. Mann, S. Chang, and A.N. Luiten. Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50(2):519, 2001.
- [9] N.F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78:695, 1950.

- 
- [10] J.G. King and J. Zacharias. In *Quart. Prog. Rep. (MIT Research Laboratory of Electronics)*, volume 48, page 55, 1958.
- [11] R.A. Naumann and H.H. Stroke. Apparatus Upended: A Short History of the Fountain A-Clock. *Physics Today*, page 89, May 1996.
- [12] M.A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R.G. DeVoe. RF spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 63:612, 1989.
- [13] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W.D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16:165, 1991.
- [14] D.W. Allan. *Proc. IEEE*, 54:221, 1966.
- [15] Le Prix Nobel de Physique 1997 récompensait Steven Chu (Stanford University, USA), Claude Cohen-Tannoudji (Ecole Normale Supérieure, France) et William D. Phillips (National Institute of Standards and Technology, USA) pour leur développement des méthodes de refroidissement et de piégeage d'atomes par lumière laser. Site web : <http://nobelprize.org/>.
- [16] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2:1707, 1985.
- [17] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:2023, 1989.
- [18] C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi, and A. Clairon. Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Trans. Ultr. Ferr. Freq. Contr.*, 45:877, 1998.
- [19] J. Vanier and C. Audouin. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Adam Hilger, Bristol, 1989.
- [20] S. Bize, Y. Sortais, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon. Cavity frequency pulling in cold atom fountains. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 50(2):503–506, 2001.
- [21] C. Audoin, Lacey, and L.S. Cutler. Frequency offset due to spurious line in cesium beam standards. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, IM27:325, 1978.

- [22] L. Cutler, C. Flory, R. Giffard, and A. de Marchi. Frequency pulling by hyperfine  $\sigma$ -transitions in cesium atomic frequency standards. *J. Appl. Phys.*, 69:2780, 1991.
- [23] E. Majorana. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Nuovo Cimento*, 9:43, 1932.
- [24] A. Bauch and R. Schröder. Frequency shift in cesium atomic clock due to Majorana transitions. *Ann. Physik*, 2:421, 1993.
- [25] S. Ghezali. *Première évaluation de l'exactitude d'une fontaine d'atomes froids de césium à  $2 \cdot 10^{-15}$  et perspectives*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1997.
- [26] P. Wolf and C.J. Bordé. Recoil effects in microwave ramsey spectroscopy. *ArXiv:quant-ph/0403194*, 2004.
- [27] K. Gibble and S. Chu. A laser cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultra-cold collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 70:177, 1993.
- [28] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F.Saverio Pavone, F. Perales, C.S. Unnikrishnan, and M. Leduc. White light transverse cooling of a helium beam. *Eur. Phys. J. D*, 7:311–316, 1999.
- [29] W.D. Phillips. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70:721–741, 1998.
- [30] H. Metcalf and P. van der Straten. Laser cooling and trapping of atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5):887, 2003.
- [31] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266:609–613, 2006.
- [32] K. Dieckmann, R.J.C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J.T.M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58(5):3891, 1998.
- [33] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y.B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev A*, 66:023410, 2002.

- [34] P. Wolf, S. Bize, A. Clairon, A.N. Luiten, G. Santarelli, and M.E. Tobar. Tests of Lorentz Invariance using a microwave resonator. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 90:060402, 2003.
- [35] P. Ball. Back to the future. *Nature*, 427:482, 2004.
- [36] S. Chang, A.G. Mann, and A.N. Luiten. Improved cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability. *IEEE Electron. Lett.*, 36(5):480, 2000.
- [37] D. Chambon, S. Bize, M. Lours, F. Narbonneau, H. Marion, A. Clairon, G. Santarelli A. Luiten, and M. Tobar. Design and realization of a flywheel oscillator for advanced time and frequency metrology. *Review of Scientific Instruments*, 76:094704, 2005.
- [38] D. Chambon, M. Lours, F. Chapelet, S. Bize, M.E. Tobar, A. Clairon, and G. Santarelli. Design and metrological features of microwave synthesizers for atomic fountain frequency standard. *IEEE Trans. Ultr. Ferr. Freq. Contr.*, 54(4):729–735, 2007.
- [39] A. De Marchi, G.D. Rovera, and A. Premoli. Pulling by neighbouring transitions and its effects on the performance of caesium-beam frequency standards. *Metrologia*, 20:37–47, 1984.
- [40] J.D. Feichtner, M.E. Hoover, and M. Mizushima. Stark effect of the hyperfine structure of Cesium-133. *Phys. Rev.*, 137:A702, 1965.
- [41] P.G.H. Sandars. Differential polarizability in the ground state of the hydrogen atom. *Proc. Phys. Soc. London*, 92:857, 1967.
- [42] J.R.P. Angel and P.G.H. Sandars. The hyperfine structure Stark effect. I. Theory. *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, 305:125, 1968.
- [43] W.M. Itano, L.L. Lewis, and D.J. Wineland. Shift of  $^2S_{1/2}$  hyperfine splittings due to blackbody radiation. *Phys. Rev. A*, 25:1233, 1982.
- [44] S. Ulzega, A. Hofer, P. Moroshkin, and A. Weis. Reconciliation of experimental and theoretical electric tensor polarizabilities of the cesium ground state. *Europhys. Lett.*, 76:1074, 2006.
- [45] E.J. Angstmann, V.A. Dzuba, and V.V. Flambaum. Frequency shift of hyperfine transitions due to blackbody radiation. *Phys. Rev. A*, 74: 023405, 2006.

- [46] K. Beloy, U.I. Safronova, and A. Derevianko. High-accuracy calculation of the blackbody radiation shift in the  $^{133}\text{Cs}$  primary frequency standard. *Phys. Rev. Lett.*, 97:040801, 2006.
- [47] S. Ulzega, A. Hofer, P. Moroshkin, R. Müller-Siebert, D. Nettels, and A. Weis. Measurement of the forbidden electric tensor polarizability of Cs atoms trapped in solid  $^4\text{He}$ . *Phys. Rev. A*, 75:042505, 2007.
- [48] R.D. Haun and J.R. Zacharias. Stark effect on Cesium-133 hyperfine structure. *Phys. Rev.*, 107:107, 1957.
- [49] J.R. Mowat. Stark effect in alkali-metal ground-state hyperfine structure. *Phys. Rev. A*, 5:1059, 1972.
- [50] A. Bauch and R. Schröder. Experimental verification of the shift of the cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 78:622, 1997.
- [51] E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon. Measurement of the stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 57(1):436, 1998.
- [52] F. Levi, D. Calonico, L. Lorini, S. Micalizio, and A. Godone. Measurement of the blackbody radiation shift of the  $^{133}\text{Cs}$  hyperfine transition in an atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 70:033412, 2004.
- [53] A. Godone, D. Calonico, F. Levi, S. Micalizio, and C. Calosso. Stark-shift measurement of the  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 3 \rightarrow F = 4$  hyperfine transition of  $^{133}\text{Cs}$ . *Phys. Rev. A*, 71:063401, 2005.
- [54] P. Rosenbusch, S. Zhang, and A. Clairon. Blackbody radiation shift in primary frequency standards. In *Proc. of 21<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Geneva, Switzerland, 2007.
- [55] V.G. Pal'chikov, Yu S. Domnin, and A.V. Novoselov. Black-body radiation effects and light shifts in atomic frequency standards. *J. Opt. B*, 5:S131, 2003.
- [56] G. Santarelli and P. Laurent and P. Lemonde and A. Clairon and A.G. Mann and S. Chang and A. N. Luiten and C. Salomon. Quantum projection noise in an atomic fountain: a high stability cesium frequency standard. *Phys. Rev. Lett.*, 82(23):4619, 1999.
- [57] S. Kokkelmans, B. Verhaar, K. Gibble, and D. Heinzen. Predictions for laser cooled Rb clocks. *Phys. Rev. A.*, 56:R4389, 1997.

- [58] P.J. Leo, P.S. Julienne, F.H. Mies, and C.J. Williams. Collisional frequency shifts in  $^{133}\text{Cs}$  fountains clock. *Phys. Rev. Lett.*, 81:951, 1998.
- [59] Y. Sortais and S. Bize and C. Nicolas and A. Clairon and C. Salomon and C. Williams. Cold collision frequency shifts in a  $^{87}\text{Rb}$  atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15):3117–3120, 2000.
- [60] C. Cohen-Tannoudi, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique Quantique*, volume 2. Hermann, 1992. ISBN 2 7056 6074 7.
- [61] C. Cohen-Tannoudji, Cours de physique atomique et moléculaire du Collège de France, <http://www.phys.ens.fr/cours/college-de-france/>, 1998-1999.
- [62] J.C. Camparo and R.P. Frueholz. A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage. *J. Phys. B*, 17:4169, 1984.
- [63] H. Perrin. *Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1998.
- [64] M.M.T. Loy. Observation of population inversion by optical adiabatic rapid passage. *Phys. Rev. Lett.*, 32:814–817, 1974.
- [65] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, and C. Salomon. Three dimensional Raman cooling using velocity selective rapid adiabatic passage. In Keith Burnett, editor, *OSA TOPS on Ultracold Atoms ab Bose Einstein Condensates*, volume 7, Washington, DC, 1996. Optical Society of America.
- [66] F.J. Harris. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete fourier transform. *Proc. IEEE*, 66:51, 1978.
- [67] M. Kasevich and S. Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69:1741, 1992.
- [68] G.A. Yolkin, A.V. Novoselov, V.N. Barychev, Yu.L. Sokolov, V.G. Pal'chikov, and Yu.S. Dornin. Adiabatic inversion and interferometry of atomic states on alkaline atoms. In *Proc. of 18<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [69] F. Pereira, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon, and C. Salomon. Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 89:233004, 2002.



- [70] A. Bauch, T. Heindorff, and R. Schöder. Measurement of the frequency shift due to distributed cavity phase difference in an atomic clock. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 34:136, 1985.
- [71] A. Khursheed, G. Vecchi, and A. De Marchi. Spatial variations of field polarization and phase in microwave cavities: application to the cesium fountain cavity. *IEEE Trans. Ultr. Ferr. Freq. Contr.*, 43(2):201, 1996.
- [72] R. Schröder and U. Hübner and D. Greibsch. Design and realization of the microwave cavity in the PTB caesium atomic fountain clock CSF1. *IEEE Trans. Ultr. Ferr. Freq. Contr.*, vol. 49(3):pp. 383–392, 2002.
- [73] R. Li and K. Gibble. Phase variations in microwave cavities for atomic clocks. *Metrologia*, 41:376–386, 2004.
- [74] S.R. Jefferts, J.H. Shirley, N. Ashby, E.A. Burt, and G.J. Dick. Power dependence of distributed cavity phase-induced frequency biases in atomic fountain frequency standards. *IEEE Trans. Ultr. Ferr. Freq. Contr.*, 52(12):2314, 2005.
- [75] D. Kajfez and P. Guillon. *Dielectric Resonators*. Artech House Inc., Dedham, MA, USA, 1986.
- [76] G. Santarelli, G. Governatori, M. Lours, D. Chambon, F. Chapelet, S. Bize, M.E. Tobar, T. Potier, and A. Clairon. Phase transient measurement at the microradian level for atomic fountain clocks. In *Proc. of 20<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Braunschweig, Germany, 2006.
- [77] Détails sur la page *Serveurs de temps NTP de l’Observatoire de Paris* : [http://lne-syrte.obspm.fr/gen/ntp\\_infos.html](http://lne-syrte.obspm.fr/gen/ntp_infos.html).
- [78] S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon. Advances in atomic fountains. *C. R. Physique*, 5: 829–843, 2004.
- [79] C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, M. Abgrall, D. Chambon, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, A. Luiten, M.E. Tobar, and C. Salomon. Frequency comparison between two atomic fountain clocks at the  $10^{-16}$  level. In *Proc. of 19<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Besançon, France, 2005.

- [80] F. Chapelet, J. Guéna, D. Rovera, P. Laurent, P. Rosenbusch, G. Santarelli, S. Bize, A. Clairon, M.E. Tobar, and M. Abgrall. Comparisons between 3 fountain clocks at Ine-syrte. In *Proc. of 21<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Geneva, Switzerland, 2007.
- [81] S. Newcomb. Tables of the motion of the earth on its axis and around the sun. In *Tables of the four inner planets, vol. VI*. Astronomical Papers prepared for the use of the American Ephemeris and Nautical Almanac, 1895.
- [82] F. Vernotte. *Les Echelles de Temps Modernes*, Deuxième définition de la seconde (de 1960 à 1967) : <http://www.obs-besancon.fr/tf/equipes/vernotte/echelles/node4.html>.
- [83] Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, 92312 Sèvres Cedex, France. <http://www.bipm.org/>.
- [84] T.E. Parker, *et al.* First comparison of remote cesium fountains. In *Proc. of the 2001 IEEE Intl. Freq. Cont. Symp.*, 2001.
- [85] J.-Y. Richard, *et al.* Comparison of remote cesium fountains using GPS P3 and TWSTFT links. In *Proc. of 18<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [86] D. Calonico, L. Lorini, F. Levi, S. Bize, H. Marion, F. Chapelet, J.-Y. Richard, A. Clairon, C. Salomon, K. Szymaniec, W. Chalupczak, and D. Henderson. Comparison between remote Cs fountain primary frequency standards. In *Proc. of 19<sup>th</sup> European Freq. and Time Forum*, Besançon, France, 2005.
- [87] P.A.M. Dirac. A new basis for cosmology. *Proc. Roy. Soc. A*, 165(921): 199, 1937.
- [88] P.A.M. Dirac. The cosmological constants. *Nature*, 139:323, 1937.
- [89] P.A.M. Dirac. Cosmological models and the large numbers hypothesis. *Proc. Roy. Soc. A*, 338(1615):439, 1974.
- [90] T. Damour and F. Dyson. The Oklo bound on the time variation of the fine-structure constant revisited. *Nucl. Phys. B*, 480:37, 1996.
- [91] Y. Fujii, A. Iwamoto, T. Fukahori, T. Ohnuki, M. Nakagawa, H. Hidaka, Y. Oura, and P. Möller. Nuclear data in Oklo and time-variability of fundamental coupling constants. *ArXiv:hep-ph/0205206*, 2002.

- 
- [92] R. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, and B. Aracil. Limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars. *Phys. Rev. Lett.*, 92:121302, 2004.
- [93] H. Chand, R. Srianand, P. Petitjean, and B. Aracil. Probing the cosmological variation of the fine-structure constant: Results based on VLT-UVES sample. *Astron. Astrophys.*, (417):853, 2004.
- [94] J.K. Webb, M.T. Murphy, V.V. Flambaum, V.A. Dzuba, J.D. Barrow, C.W. Churchill, J.X. Prochaska, and A.M. Wolfe. Further evidence for cosmological evolution of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 87(9):091301, 2001.
- [95] M.T. Murphy. *Probing variations in the fundamental constants with quasar absorption lines*. Thèse de doctorat de l'Université de New South Wales, Sydney, Australia, 2002.
- [96] M.T. Murphy, J.K. Webb, and V.V. Flambaum. Comment on “limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars”. *Phys. Rev. Lett.*, 99:239001, 2007.
- [97] R. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, and B. Aracil. A reply to the comment by M.T. Murphy, J.K. Webb, and V.V. Flambaum. *Phys. Rev. Lett.*, 99:239002, 2007.
- [98] J.P. Turneure, C.M. Will, B.F. Farrel, E.M. Mattison, and R.F.C. Vessot. Test of the principle of equivalence by a null gravitational red-shift experiment. *Phys. Rev. D*, 27:1705, 1983.
- [99] A. Godone, C. Novero, P. Tavella, and K. Rahimullah. New experimental limits to the time variations of  $g_p(m_e/m_p)$  and  $\alpha$ . *Phys. Rev. Lett.*, 71:2364, 1993.
- [100] J.D. Prestage, R.L. Tjoelker, and L. Maleki. Atomic clocks and variations of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3511, 1995.
- [101] V.V. Flambaum, D.B. Leinweber, A.W. Thomas, and R.D. Young. Limits on variations of quark masses, QCD scale, and fine structure constant. *Phys. Rev. D*, 69:115006, 2004.
- [102] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, and J.K. Webb. Space-time variation of physical constants and relativistic corrections in atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 82(5):888–891, 1999.

- [103] W.J. Marciano. Time variation of the fundamental “constants” and Kaluza-Klein theories. *Phys. Rev. Lett.*, 52:489, 1984.
- [104] V.V. Flambaum and A.F. Tedesco. Dependence of nuclear magnetic moments on quark masses and limits on temporal variation of fundamental constants from atomic clock experiments. *Phys. Rev. C*, 73:055501, 2006.
- [105] T. Damour and A.M. Polyakov. The string dilaton and a least coupling principle. *Nucl. Phys. B*, 423:532, 1994.
- [106] X. Calmet and H. Fritzsch. Symmetry breaking and time variation of gauge couplings. *Eur. Phys. J. C*, 24:639–642, 2002.
- [107] S.G. Karshenboim. Some possibilities for laboratory searches for variations of fundamental constants. *Can. J. Phys.*, 47:639, 2000.
- [108] H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, and C. Salomon. Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 90(15):150801, 2003.
- [109] I. Courtyllo. *Première observation de la transition fortement interdite  $^1S_0$ - $^3P_0$  du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés*. Thèse de doctorat de l’Université Paris VI, 2003.
- [110] A. Quessada-Vial. *Développement d’une horloge optique à atomes de strontium piégés : réalisation d’un laser ultra-stable et stabilité de fréquence*. Thèse de doctorat de l’Université Paris VI, 2005.
- [111] R. Le Targat. *Horloge à réseau optique au Strontium : une deuxième génération d’horloges à atomes froids*. Thèse de doctorat de l’Université Paris VI, à paraître courant 2008.
- [112] X. Baillard. *Horloge à réseau optique à atomes de Strontium*. Thèse de doctorat de l’Université Paris VI, 2008.
- [113] R. Le Targat, X. Baillard, M. Fouché, A. Bruschi, O. Tcherbakoff, G.D. Rovera, and P. Lemonde. Accurate optical lattice clock with  $^{87}\text{Sr}$  atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 97:130801, 2006.
- [114] X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat, P.G. Westergaard, A. Lecallier, F. Chapelet, M. Abgrall, G.D. Rovera, P. Laurent, P. Rosenbusch,

- S. Bize, G. Santarelli, A. Clairon, P. Lemonde, G. Grosche, B. Lipphardt, and H. Schnatz. An optical lattice clock with spin-polarized  $^{87}\text{Sr}$  atoms. *Eur. Phys. J. D*, pages DOI: 10.1140/epjd/e2007-00330-3, 2007.
- [115] M. Takamoto, F.L. Hong, R. Higashi, Y. Fujii, M. Imae, and H. Katori. Improved frequency measurement of a one-dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic  $^{87}\text{Sr}$  isotope. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 75:104302, 2006.
- [116] A.D. Ludlow, M.M. Boyd, T. Zelevinsky, S.M. Foreman, S. Blatt, M. Notcutt, T. Ido, and J. Ye. Systematic study of the  $^{87}\text{Sr}$  clock transition in an optical lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 96:033003, 2006.
- [117] M.M. Boyd, A.D. Ludlow, S. Blatt, S.M. Foreman, T. Ido, T. Zelevinsky, and J. Ye.  $^{87}\text{Sr}$  lattice clock with inaccuracy below  $10^{-15}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 98:083002, 2007.
- [118] D. Colladay and V.A. Kostelecký. CPT violation and the standard model. *Phys. Rev. D*, 55(11):6760, 1997.
- [119] D. Colladay and V.A. Kostelecký. Lorentz-violating extension of the standard model. *Phys. Rev. D*, 58:116002, 1998.
- [120] V.A. Kostelecký. Gravity, Lorentz violation, and the standard model. *Phys. Rev. D*, 69:105009, 2004.
- [121] V.A. Kostelecký and S. Samuel. Spontaneous breaking of Lorentz symmetry in string theory. *Phys. Rev. D*, 39(2):683, 1989.
- [122] V.A. Kostelecký and M. Mewes. Signals for Lorentz violation in electrodynamics. *Phys. Rev. D*, 66:056005, 2002.
- [123] V.A. Kostelecký and C.D. Lane. Constraints on Lorentz violation from clock-comparison experiments. *Phys. Rev. D*, 60:116010, 1999.
- [124] D. Bear, R.E. Stoner, R.L. Walsworth, V.A. Kostelecký, and C.D. Lane. Limit on Lorentz and CPT violation of the neutron using a two-species noble-gas maser. *Phys. Rev. Lett.*, 85(24):5038, 2000.
- [125] F. Canè, D. Bear, D.F. Phillips, M.S. Rosen, C.L. Smallwood, R.E. Stoner, R.L. Walsworth, and V.A. Kostelecký. Bound on Lorentz and CPT violating boost effects for the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, 93:230801, 2004.

- 
- [126] D.F. Phillips, M.A. Humphrey, E.M. Mattison, R.E. Stoner, R.F.C. Vessot, and R.L. Walsworth. Limit on Lorentz and CPT violation of the proton using a hydrogen maser. *Phys. Rev. D*, 63:111101, 2001.
- [127] Li-Shing Hou, Wei-Tou Ni, and Yu-Chu M. Li. Test of cosmic spatial isotropy for polarized electrons using a rotatable torsion balance. *Phys. Rev. Lett.*, 90:201101, 2003.
- [128] H. Müller, S. Herrmann, C. Braxmaier, S. Schiller, and A. Peters. Modern Michelson-Morley experiment using cryogenic optical resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 91:020401, 2003.
- [129] H. Müller. Testing Lorentz invariance by the use of vacuum and matter filled cavity resonators. *Phys. Rev. D*, 71:045004, 2005.
- [130] P. Wolf, S. Bize, A. Clairon, G. Santarelli, M.E. Tobar, and A.N. Luiten. Improved test of Lorentz invariance in electrodynamics. *Phys. Rev. D*, 70:051902(R), 2004.
- [131] P.L. Stanwix, M.E. Tobar, P. Wolf, M. Susli, C.R. Locke, E.N. Ivanov, J. Winterflood, and F. van Kann. Test of Lorentz invariance in electrodynamics using rotating cryogenic sapphire microwave oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 95:040404, 2005.
- [132] C.D. Lane. Probing Lorentz violation with Doppler-shift experiments. *Phys. Rev. D*, 72:016005, 2005.
- [133] G. Saathoff, S. Karpuk, U. Eisenbarth, G. Huber, S. Krohn, R. Muñoz Horta, S. Reinhardt, D. Schwalm, A. Wolf, and G. Gwinner. Improved test of time dilation in Special Relativity. *Phys. Rev. Lett.*, 91:190403, 2003.
- [134] R. Bluhm, V. A. Kostelecký, C.D. Lane, and N. Russell. Probing Lorentz and *CPT* violation with space-based experiments. *Phys. Rev. D*, 68:125008, 2003.
- [135] F. Narbonneau. *Dissémination ultra-stable d'étalons de fréquence par fibre optique du réseau télécom métropolitain*. Thèse de doctorat de l'Université de Rennes I, à paraître courant 2008.



## Résumé

Les fontaines atomiques constituent le développement le plus abouti des horloges atomiques fondées sur l'atome de césium, atome dont une résonance hyperfine est depuis 1967 à la base de la définition la seconde. Ces systèmes sont aujourd'hui parmi ceux qui réalisent la seconde avec la meilleure exactitude. Nous présentons les dernières avancées de la fontaine double à atomes froids de césium et de rubidium du LNE-SYRTE. Combinant deux types d'atomes, ce dispositif unique au monde permet d'envisager des tests de physique fondamentale reposant sur la comparaison de fréquences de transition atomique avec une résolution exceptionnelle. Afin d'autoriser le fonctionnement à deux atomes simultanément, nous avons conçu, testé et mis en place de nouveaux systèmes optiques, chargés de mettre en forme et combiner les lumières utiles à la manipulation des deux espèces atomiques. Sans attendre le fonctionnement double, par la comparaison de notre fontaine rubidium avec une autre fontaine césium, nous avons pu tester sur dix ans la stabilité de la constante de structure fine au niveau de  $5 \times 10^{-16}$  par an. Nous avons poursuivi le travail d'amélioration de l'exactitude de l'horloge et focalisé nos efforts sur les effets liés aux gradients de phase dans la cavité d'interrogation et sur l'atténuation des fuites micro-ondes. L'exactitude de la fontaine a alors été évaluée à  $4 \times 10^{-16}$  pour la partie césium et  $5 \times 10^{-16}$  pour la partie rubidium complètement rénovée. Instrument de métrologie puissant, notre fontaine a été impliquée dans de nombreuses comparaisons d'horloges et a contribué à maintes reprises à l'étalonnage du Temps Atomique International. Nous avons également pu mener avec elle un test inédit de l'invariance de Lorentz.

## Mots-clés

Métrologie temps-fréquence, horloge atomique, atomes froids, invariance de Lorentz, constante de structure fine, Temps Atomique International.

## Abstract

Atomic fountains are the most accomplished development of the atomic clocks based on the cesium atom whose hyperfine resonance defines the SI second since 1967. Today these systems are among those which realize the second with the best accuracy. We present the last developments of the cold cesium and rubidium atom dual fountain experiment at LNE-SYRTE. This unique dual setup would allow to obtain an outstanding resolution in fundamental physics tests based on atomic transition frequency comparisons. In order to enable operation with both atomic species simultaneously, we designed, tested and implemented on the fountain new collimators which combine the laser lights corresponding to each atom. By comparing our rubidium fountain to another cesium fountain over a decade, we performed a test of the stability of the fine structure constant at the level of  $5 \times 10^{-16}$  per year. We carried on the work on the clock accuracy and we focused on the phase gradients effects in the interrogation cavity and on the microwave leakage. The fountain accuracy has been evaluated to  $4 \times 10^{-16}$  for the cesium clock and to  $5 \times 10^{-16}$  for the refurbished rubidium clock. As a powerful instrument of metrology, our fountain was implicated in many clock comparisons and contributed many times to calibrate the International Atomic Time. Furthermore, we used the fountain to perform a new test of Lorentz local invariance.

## Key words

Time and frequency metrology, atomic clock, cold atoms, Lorentz invariance, fine structure constant, International Atomic Time.