

Evaluation métrologique
de l'étalon primaire de fréquence
à atomes froids de césium FOCS-2

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences
par :

Laurent Devenoges

Ingénieur physicien diplômé de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

acceptée le 04 04 2012 par les membres du jury :

Prof. P. Thomann	Co-Directeur
Prof. G. Miletì	Co-Directeur
Dr. G. Di Domenico	Rapporteur
Dr. S. Bize	Corapporteur
Dr. S. Weyers	Corapporteur
Prof. A. Stefanov	Corapporteur

Neuchâtel, septembre 2012

IMPRIMATUR POUR LA THESE

Evaluation métrologique de l'étalon primaire de fréquence à atomes froids de césium FOCS-2

Laurent DEVENOGES

UNIVERSITE DE NEUCHATEL

FACULTE DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury

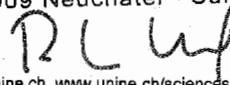
Prof. hon. Pierre Thomann, co-directeur de thèse, UniNe
Dr Gaetano Mileti, co-directeur de thèse, UniNe
Dr Gianni Di Domenico, UniNe
Dr Sébastien Bize, SYRTE, Observatoire de Paris, F
Prof. André Stefanov, Université de Berne
Dr Stefan Weyers, PTB, Braunschweig, D

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 21 août 2012

Le doyen :

P. Kropf
UNIVERSITE DE NEUCHATEL
FACULTE DES SCIENCES
Secrétariat-décanat de la faculté
Rue Emile-Argand 11 - CP 158
2009 Neuchâtel - Suisse



A mes parents.

Mots clés : Horloge atomique, stabilité de fréquence, atomes froids, métrologie

Keywords : Atomic clock, frequency stability, cold atoms, metrology

Résumé Ce travail de recherche s'inscrit dans la continuité des études, menées depuis 20 ans à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel, pour réaliser un étalon primaire de fréquence fonctionnant avec un jet continu d'atomes froids et lents. Ces développements théoriques et expérimentaux ont conduit à la construction de deux horloges à fontaine continue FOCS-1 et FOCS-2. Ce document expose les dernières améliorations et les premières mesures d'évaluation du second étalon primaire de fréquence effectuées ces trois dernières années au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel.

Dans la première partie, nous présentons le développement et l'implémentation d'une nouvelle méthode de préparation d'état utilisée pour améliorer la stabilité de fréquence à court terme de l'étalon. Nous avons montré qu'en utilisant un schéma de pompage optique à deux lasers, il est possible de combiner simultanément préparation d'état et refroidissement Sisyphé. Grâce à cette technique, nous avons réussi à préparer $\sim 60\%$ des atomes dans le niveau $|F = 3, m_F = 0\rangle$, soit un gain d'un facteur 6.5 du signal utile par rapport à la situation sans préparation d'état. Nous avons montré que ce nouveau schéma de pompage optique n'affectait pas le rapport signal-sur-bruit de l'horloge et nous avons mesuré une stabilité de $6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ avec préparation d'état. Ce résultat constitue la première démonstration expérimentale que la fontaine continue n'est pas limitée par le bruit de phase de l'oscillateur local.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous avons analysé et mesuré quatre effets systématiques dont l'influence ou la méthode d'évaluation sont propres au fonctionnement continu de l'horloge. Le déplacement radiatif provoqué par la lumière des faisceaux de refroidissement et le déplacement Zeeman du 2^e ordre ont ainsi été évalués avec une incertitude inférieure à 10^{-15} . Le déplacement de fréquence lié à la phase du mode électromagnétique présent dans la cavité micro-onde coaxiale a fait l'objet d'études préliminaires. Nous avons mis en évidence la présence d'un important gradient de phase radial dans la section des trous de passage des atomes. Si nous ne sommes aujourd'hui pas capables d'évaluer cet effet en conditions de fonctionnement, le problème a été identifié et nous pensons être en mesure de le résoudre rapidement. Finalement, nous avons cherché à mesurer la perturbation de fréquence provoquée par les interactions entre les atomes du jet continu. Bien qu'à ce jour la présence des gradients de phase limite la précision de cette évaluation, les mesures effectuées sont compatibles avec les prédictions théoriques de $-3.3 \cdot 10^{-16}$.

En décembre 2011, la fontaine continue FOCS-2 présentait au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel un budget d'incertitude intermédiaire de $(60.5 \pm 1.6) \cdot 10^{-15}$.

Remerciements

Ce travail de recherche a été effectué au Laboratoire Temps-Fréquence (LTF) de l'Université de Neuchâtel. Il a été financé par le Fonds National Suisse pour la Recherche scientifique (FNRS) et l'Office Fédéral de Métrologie (METAS). Cette thèse a été rendue possible grâce au soutien de nombreuses personnes auxquelles je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements.

Mes premiers mots sont pour Gianni Di Domenico qui, de mon arrivée au Laboratoire Temps-Fréquence en septembre 2008 pour la réalisation de mon travail de Master aux dernières corrections de ce manuscrit, m'a toujours soutenu, guidé et encouragé. Sa compréhension des phénomènes physiques et sa capacité de synthèse autant que son enthousiasme et sa gentillesse m'ont énormément apportés durant ces trois dernières années. Je tiens à le remercier chaleureusement et je lui en suis très reconnaissant.

Bien évidemment, j'exprime la même gratitude envers mon directeur de thèse Monsieur le professeur Pierre Thomann, qui a eu l'amabilité de m'accueillir au sein de son équipe et de diriger ma thèse malgré qu'il ait officiellement pris sa retraite en août 2011. Ses conseils avisés et sa clairvoyance ont toujours été d'une aide précieuse dans les moments difficiles, tandis que son immense expérience du domaine fut une source d'enrichissement permanent.

Un grand merci à André Stefanov, chef du laboratoire Temps-Fréquence à l'Office Fédéral de Métrologie pour la collaboration fructueuse que nous avons eue, sa disponibilité et l'attention portée à ce travail dont il a accepté de faire partie du jury.

Merci également à Alain Joyet dont la longue liste de références faites à son travail présentes dans ce manuscrit atteste de son appui précieux fourni pour chacun des aspects théoriques abordés.

Je remercie aussi Gaetano Mileti, mon co-directeur de thèse qui a accepté et pris le temps de me suivre pendant ces derniers instants de labeur.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers Sébastien Bize et Stefan Weyers pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Bien évidemment j'ai une pensée affectueuse pour mes amis et collègues doctorants et assimilés : Vladimir Dologvskiy, Lionel Tombez, Nikola Bucalovic, Danijela Miletic, Thejesh Bandi, Mathieu Pellaton, Florian Gruet, Joab Di Francesco et Claire Dumas avec qui j'ai eu le plaisir de partager l'entier ou une partie de ces années passées dans le Laboratoire-Temps Fréquence.

Merci aux scientifiques du groupe qui se sont intéressés de près ou de loin à mon travail avec qui nous avons partagé des discussions, des exploits sportifs ou simplement des repas, en particulier Christophe Affolderbach, Evelina Breschi, Daniel Hofstetter, Renaud Matthey, Stéphane Schilt, Luc Schneller et Christian Schori.

Je tiens à remercier également Muriel Vallery, notre dynamique et souriante secrétaire ainsi que toute l'équipe technique du Laboratoire Temps-Fréquence et de la faculté des Sciences de l'Université pour leur travail toujours méticuleux et chaque fois irremplaçable : Jean-Pierre Bourquin, André Cornu, Thierry Delhove, Marc Durrenberger, Isidro Fernandez, Christian Hêche, Dominique Schenker, Patrick Scherler et Daniel Varidel.

Enfin, un grand merci également à tous mes amis proches ou lointains, à mes parents Dominique et Pierre-Alain qui m'ont toujours encouragé et soutenu dans mes choix, Sophie, ma famille et toutes les personnes qui un jour m'ont donné leur soutien.

Table des matières

Introduction	1
1 Les étalons de fréquence atomiques	5
1.1 Principe de fonctionnement	6
1.1.1 Résonateur atomique	7
1.2 Exactitude et stabilité	8
1.2.1 Exactitude	10
1.2.2 Stabilité	10
1.3 La fontaine continue	11
2 Description de la fontaine continue FOCS-2	17
2.1 Introduction	17
2.2 Résonateur atomique	17
2.2.1 Source du jet continu	19
2.2.2 Résonateur micro-onde	28
2.2.3 Détection	32
2.3 Table optique	35
2.3.1 Faisceaux de refroidissement	36
2.3.2 Faisceaux pour la préparation d'état	39
2.3.3 Faisceau de détection des atomes froids	40
2.3.4 Faisceau repompeur	40
3 Stabilité de fréquence de l'étalon	41
3.1 Introduction	41
3.1.1 Stabilité de fréquence théorique	42
3.1.2 Bruit d'intermodulation	43
3.2 Préparation d'état quantique	44
3.2.1 Principe	47
3.2.2 Réalisation pratique	49
3.2.3 Efficacité du pompage à deux lasers	51
3.2.4 Refroidissement simultané	54
3.2.5 Rôle du laser pompeur	57
3.3 Stabilité de fréquence de l'étalon	58

3.3.1	Rapport signal-sur-bruit	58
3.3.2	Mesure de la stabilité de fréquence	60
3.3.3	Limite de la stabilité	62
3.3.4	Effet de la préparation d'état	63
3.4	Conclusion	65
4	Evaluation métrologique de la fontaine continue	67
4.1	Introduction	67
4.2	Déplacement radiatif	68
4.2.1	Introduction	68
4.2.2	Mesure du déplacement radiatif	71
4.2.3	Déplacement radiatif à la détection	72
4.3	Déplacement Zeeman du 2 ^e ordre	73
4.3.1	Introduction	73
4.3.2	Analyse de Fourier des franges de Ramsey	75
4.3.3	Spectroscopie Zeeman à résolution temporelle	91
4.3.4	Incertitude relative due au déplacement Zeeman du 2 ^e ordre	101
4.4	Déplacement dû à la phase dans la cavité micro-onde coaxiale	104
4.4.1	Introduction	104
4.4.2	Déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ entre les deux zones d'interaction	107
4.4.3	Déplacement de fréquence dû à un gradient de phase dans chacune des deux zones d'interaction	111
4.4.4	Discussion	120
4.5	Déplacement collisionnel	122
4.5.1	Introduction	122
4.5.2	Principe	123
4.5.3	Mesure sans compensation du temps de transit	126
4.5.4	Mesure avec compensation du temps de transit	131
4.5.5	Discussion	134
4.6	Conclusion	136
4.6.1	Budget d'incertitude de la fontaine FOCS-2	138
4.6.2	Perspectives	140
	Conclusion	143
A	L'atome de césium 133	147
A.1	Structure des niveaux d'énergie	148
A.1.1	Structure de base	148
A.1.2	Structure fine	149
A.1.3	Structure hyperfine	149
A.1.4	Structure Zeeman	149

A.2	Transitions de la raie D_2	151
A.2.1	Probabilités de transition	153
B	Analyse des résultats expérimentaux	155
B.1	Suppression de la dérive du maser	155
B.2	Déplacement de fréquence moyen et incertitude	156
C	Autres déplacements de fréquence	159
C.1	Déplacements relativistes	159
C.1.1	Déplacement gravitationnel	159
C.1.2	Déplacement dû à l'effet Doppler du 2 ^e ordre	160
C.2	Déplacement dû au rayonnement du corps noir	161
C.3	Rabi pulling	162
C.4	Tirage par la cavité actif et passif	163
C.4.1	Tirage par la cavité actif	163
C.4.2	Tirage par la cavité passif	164
D	Equations de Bloch magnétiques	165
D.0.3	Equations de Bloch	165
D.0.4	Interrogation de Ramsey	166
D.0.5	Probabilité de transition	167
E	Bruit de phase du synthétiseur SDI	169
F	Publications et conférences	173
	Bibliographie	186

Introduction

Depuis toujours, la vie des hommes est rythmée par les cycles journaliers et saisonniers de la rotation et de la révolution de la Terre. La mesure du temps au travers de ces échelles naturelles a d'ailleurs longtemps été l'apanage des astronomes, qui, en les subdivisant en unités plus petites, garantissaient la définition de la seconde et sa dissémination au travers de garde temps de plus en plus précis. Ainsi, du gnomon à l'horloge à balancier en passant par la clepsydre et le sablier, la métrologie du temps était une affaire d'observation. Au début du XX^e siècle, les progrès techniques ont pourtant radicalement modifié cette perception. Le développement des premières horloges atomiques au début des années 50 et le remplacement des mesures d'intervalles de temps par des mesures de fréquence ont permis un gain en précision de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux horloges mécaniques d'alors. La précision de ces étalons de fréquence, asservis sur la fréquence d'une transition atomique, étant même supérieure à l'unité produite par la division du temps de révolution terrestre, la nécessité de créer une nouvelle échelle à partir de l'atome s'est rapidement imposée. Ainsi, au milieu du XX^e siècle, la décision de modifier la définition de la seconde fut prise par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), qui, perdant ses lettres de noblesse célestes, passa d'astronomie à atomique :

*La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Césium 133*¹

Actuellement, les meilleures horloges atomiques sont des étalons primaires de fréquence atteignant des exactitudes en fréquence relative proche de 10^{-16} (²). La réalisation de la seconde du Système International d'unité (S.I.) est assurée par moins de dix de ces instruments de haute précision, les fontaines atomiques pulsées, nommées ainsi en raison de leur géométrie et de leur mode de fonctionnement particulier, répartis dans les différents instituts nationaux

1. Définition de l'unité de temps choisie par le Bureau International des Poids et Mesures lors de sa 13^e conférence générale en 1967 (1967-1968, Résolution 1 ; CR, 103 et Metrologia, 1968, 4(1), 43).

2. L'équivalent d'un décalage d'une seconde sur une période de 300 millions d'années.

de métrologie.

L'horloge développée pour l'Office Fédéral Suisse de Métrologie (METAS) se distingue des autres étalons primaires de fréquence en opération dans le monde par l'utilisation d'un jet atomique continu. Ce travail décrit la construction, le développement de méthodes d'évaluation et les premiers résultats métrologiques obtenus sur la fontaine continue à atomes froids de césium FOCS-2 (FOntaine Continue Suisse) au Laboratoire Temps-Fréquence (LTF) de l'Université de Neuchâtel.

La structure du présent manuscrit est organisée en quatre chapitres principaux suivis de six annexes regroupant des informations plus spécifiques :

Le *chapitre 1* expose le principe de fonctionnement des étalons de fréquence atomique et propose au lecteur peu familier avec ce domaine quelques notions utiles à la compréhension de ce travail.

Le *chapitre 2* contient une description relativement détaillée de la fontaine continue FOCS-2. Nous présentons les principaux éléments et les nouveautés présentes sur le résonateur atomique par rapport à la première fontaine FOCS-1 et nous décrivons également brièvement les différents composants optiques utiles au fonctionnement de l'horloge.

Le *chapitre 3* aborde les questions liées à la stabilité de fréquence de l'étalon. Nous y présentons une technique de préparation d'état utilisée pour augmenter le flux utile. Nous exposons dans ce chapitre un nouveau schéma de pompage optique à deux lasers produisant simultanément un refroidissement transverse du jet. Nous discutons de son efficacité et de son influence sur le bruit du jet. Nous montrons finalement que, grâce à l'augmentation du signal d'horloge obtenue, nous mesurons une instabilité de fréquence inférieure à la limite de l'effet Dick, provoqué par le bruit de fréquence de l'oscillateur à quartz, habituellement présent sur les fontaines pulsées.

Le *chapitre 4* présente les résultats de l'évaluation métrologique actuelle. Nous y étudions les principaux effets systématiques responsables des déplacements de la fréquence d'horloge. Nous exposons les méthodes d'évaluation et les déplacements de fréquence spécifiques au fonctionnement continu. Nous abordons ainsi les problèmes provoqués par le déplacement radiatif, l'évaluation du champ magnétique responsable de l'effet Zeeman du 2^e ordre, nous discutons des premiers résultats concernant la mesure des gradients de phase de la cavité coaxiale, des mesures du déplacement collisionnel dans le jet continu et nous terminons le chapitre par la présentation du premier budget d'incertitude de la fontaine continue.

L' *annexe A* regroupe différents paramètres et propriétés physiques utiles de l'atome de césium 133.

L' *annexe B* expose la méthode d'analyse et de traitement des résultats expérimentaux utilisée dans le chapitre 4.

L' *annexe C* décrit l'évaluation des biais communs aux différents étalons de fréquence calculés et estimés selon les caractéristiques particulières de la fontaine continue FOCS-2.

L' *annexe D* expose brièvement les équations de Bloch magnétiques utilisées lors du calcul des probabilités de transition de l'interrogation de Ramsey et des déplacements de fréquence étudiés de manière théorique.

L' *annexe E* présente les mesures du bruit de phase du synthétiseur de fréquence de chez *SpectraDynamics Incorporated* et les résultats utilisés pour le calcul du bruit d'intermodulation décrit dans le chapitre 3.

L' *annexe F* fournit les références aux publications et aux conférences dans lesquelles nous avons présenté certains résultats de ce travail.

Chapitre 1

Les étalons de fréquence atomiques

La seconde est l'unité du Système International du Bureau International des Poids et Mesures réalisée avec la plus grande précision. En effet, depuis 1967, sa réalisation pratique est assurée par des étalons de fréquence atomiques aux performances sans cesse améliorées. Actuellement, l'échelle de temps construite à partir de cette définition, le Temps Atomique International (TAI), est garantie par la comparaison et le moyennage de plus de 300 étalons de référence répartis dans les différents instituts nationaux de métrologie. Parmi ces horloges, nous pouvons distinguer les étalons secondaires et les étalons primaires de fréquence. Pratiquement, les étalons secondaires assurent la réalisation continue et la stabilité de l'échelle de temps mais ne garantissent pas son exactitude. En clair, ces horloges ne réalisent pas la définition exacte de la seconde mais sont contrôlées de manière à fournir en permanence un signal stable et régulier utile à la construction du Temps Atomique International. A l'inverse, les étalons primaires de fréquence sont des instruments dont l'architecture plus complexe ne permet habituellement pas un fonctionnement permanent. Concrètement, ces derniers sont utilisés périodiquement pour la calibration de l'échelle de temps. Ainsi, en réalisant la seconde au plus près de sa définition, les horloges primaires garantissent l'immuabilité et la précision de la taille des échelons de l'échelle atomique.

Dans ce chapitre nous allons décrire brièvement le fonctionnement et les principales caractéristiques des étalons primaires de fréquence atomique, des jets thermiques à la fontaine continue FOCS-2. Précisons néanmoins que le but n'est ni de faire un historique complet du développement des horloges atomiques, ni d'être exhaustif dans la présentation de ces dispositifs plusieurs fois décrits [1, 2, 3], mais simplement de permettre au lecteur non familier avec ce domaine d'acquérir les bases nécessaires à la compréhension des chapitres suivants.

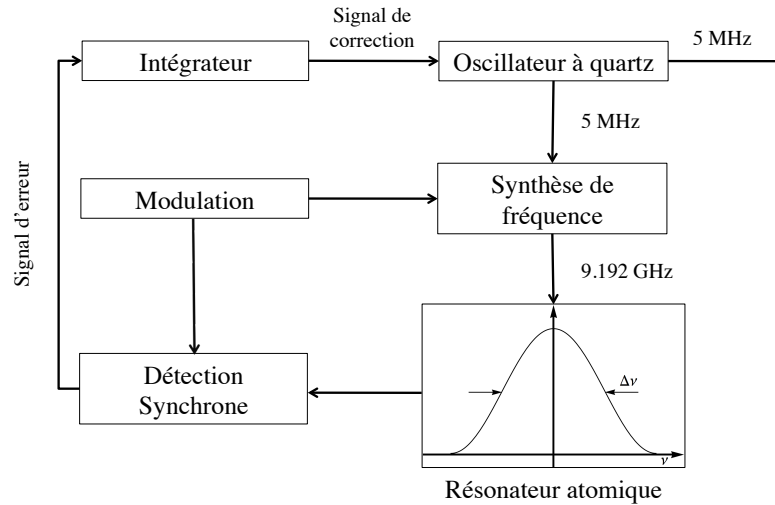


Figure 1.1: Principe de fonctionnement d'une horloge atomique. Le signal de l'oscillateur local est multiplié et modulé de manière à pouvoir interroger la résonance atomique à 9 192 631 770 Hz qui grâce au signal d'erreur produit permet de corriger la fréquence du quartz et de délivrer le signal utile à 5 MHz ou 10 MHz.

1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de base d'un étalon de fréquence atomique consiste à utiliser un signal de fréquence de référence issu d'une transition atomique¹ pour asservir un oscillateur à quartz. Formellement, l'idée est donc de transférer les propriétés d'universalité et de stabilité supposées des atomes au signal de sortie d'un oscillateur macroscopique dont la fréquence mal définie peut varier avec le temps. Le principe de fonctionnement d'une horloge atomique passive ou plus précisément de l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur à quartz sur la transition atomique est exposé sur la figure 1.1. Le signal de sortie de l'oscillateur local (5 MHz) est multiplié et mélangé à celui d'un synthétiseur pour atteindre la fréquence la plus proche possible de la fréquence de la transition atomique². Ce signal électromagnétique est alors modulé en fréquence (ou en phase) de manière à utiliser la résonance atomique comme un discriminateur de fréquence. La réponse du résonateur est ensuite démodulée par détection synchrone et un signal d'erreur linéairement proportionnel à la fréquence atomique est créé. Finalement, le signal de correction calculé après amplification par un filtre PI (Intégrateur) permet de

1. La fréquence de la radiation électromagnétique associée à la transition atomique d'un niveau d'énergie E_a à un niveau d'énergie E_b est donnée par la relation de Planck-Einstein : $E_b - E_a = h \nu_{at}$, où h est la constante de Planck.

2. Sans perturbation extérieure, cette fréquence est exactement de 9 192 631 770 Hz pour le césium 133.

corriger la fréquence de l'oscillateur macroscopique par rapport à la fréquence atomique. Typiquement, le signal utile délivré par l'oscillateur asservi a une fréquence de 5 MHz ou 10 MHz. Notons qu'actuellement l'oscillateur à quartz est de plus en plus remplacé par des oscillateurs cryogéniques à résonateur en saphir [4] ou des oscillateurs reposant sur des cavités optiques ultra-stables [5] dont les propriétés de stabilité à court terme sont intrinsèquement meilleures.

1.1.1 Résonateur atomique

Le coeur physique d'un étalon de fréquence est le résonateur atomique dans lequel les atomes de césium 133 sont interrogés. La figure 1.2 illustre de manière simplifiée la production d'un signal de référence atomique sur un étalon à jet thermique. Dans ce type d'horloge, que nous décrivons ici autant pour des raisons historiques que pratiques, les atomes de césium interrogés sont produits dans un four chauffé à 100°C de manière à créer un jet horizontal se déplaçant à une vitesse moyenne de 200 m/s.

Sélection d'état La première étape consiste en la préparation des atomes dans un des deux niveaux de la transition considérée. En effet, à l'équilibre thermique, les deux états hyperfins fondamentaux $F = 3$ et $F = 4$ du niveau $6^2S_{1/2}$ de l'atome de césium 133 sont peuplés de manière presque équiprobable tandis qu'une différence de population entre ces deux niveaux est nécessaire à l'interrogation. Historiquement cette sélection d'état était produite par déflexion magnétique (Stern-Gerlach) et la moitié des atomes sortant du four étaient directement perdus.

Interrogation micro-onde Les atomes traversent ensuite la région d'interrogation dans laquelle ils effectuent la transition d'horloge, c'est-à-dire qu'ils passent de l'état $F = 3$ à $F = 4$ ou inversement. L'interaction avec le champ micro-onde est effectuée dans deux zones spatialement séparées selon la méthode proposée par N. F. Ramsey en 1949 [6, 7]. Pratiquement, les atomes sont excités une première fois au moyen d'une impulsion électromagnétique de fréquence ν pendant une durée τ dans le premier bras de la cavité micro-onde (c.f. figure 1.2). Si la puissance et la fréquence de l'onde injectée sont ajustées de sorte à produire un pulse $\pi/2$ (c.f. annexe D) dans chacune des zones d'interaction, les atomes soumis au champ micro-onde passent de l'état initial à l'état final après avoir évolué librement pendant un temps T dans une superposition cohérente des niveaux $F = 3$ et $F = 4$. Dans ces conditions, lorsque la fréquence du champ micro-onde correspond exactement à la fréquence de la transition atomique $\delta = \nu_0 - \nu = 0$, la probabilité de transition est maximale et tous les atomes sont transférés d'un état à l'autre.

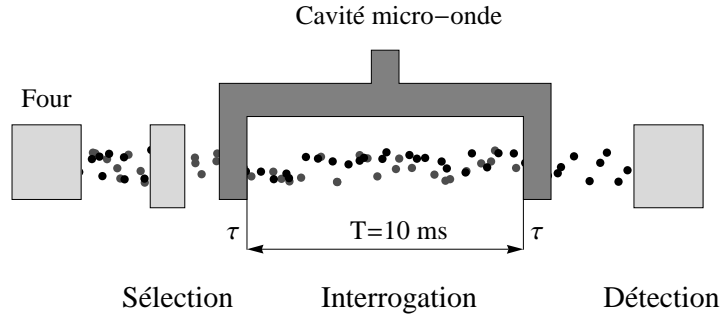


Figure 1.2: Schéma du principe de l'interrogation de Ramsey sur un jet thermique. Nous distinguons le four dans lequel le jet d'atomes $F = 3$ et $F = 4$ est créé, la région permettant la sélection d'un seul état quantique F , la cavité micro-onde et la détection sélective des atomes selon leur état quantique.

Détection Les atomes sont finalement détectés selon leur état atomique. Cette détection peut se faire par déflection magnétique suivie d'une mesure du courant ionique provoqué par le flux d'atomes sélectionné sur un détecteur à ionisation de surface ou par mesure de la lumière de fluorescence émise par les atomes du jet excité par un faisceau laser. Les populations respectives permettent de quantifier l'efficacité de l'excitation et donc la valeur du désaccord δ entre la fréquence d'interrogation et la fréquence atomique. Le signal de résonance produit à partir de cette double interrogation micro-onde est formé d'un ensemble de franges d'interférence, les *franges de Ramsey* reposant sur un niveau plus large, le *piédestal de Rabi*. Dans ces conditions, la fréquence de l'oscillateur à quartz est asservie sur la frange centrale de la résonance de sorte à conserver un signal maximal, c'est-à-dire d'ajuster sa fréquence à celle de la transition d'horloge des atomes de césium.

1.2 Exactitude et stabilité

Afin de caractériser les performances d'un étalon primaire de fréquence, deux grandeurs sont utilisées : l'exactitude relative de fréquence et la stabilité. La figure 1.3 représente de manière schématique la différence entre ces deux termes. De manière plus formelle, le signal produit par le résonateur atomique peut s'écrire :

$$\nu(t) = \nu_0 \times [1 + \epsilon + y(t)] \quad (1.1)$$

où ν_0 est la fréquence d'horloge de l'atome interrogé non perturbé, ϵ représente un déplacement de fréquence relatif par rapport à la transition atomique considérée et $y(t)$ désigne les fluctuations de fréquence du signal de référence en valeur relative.

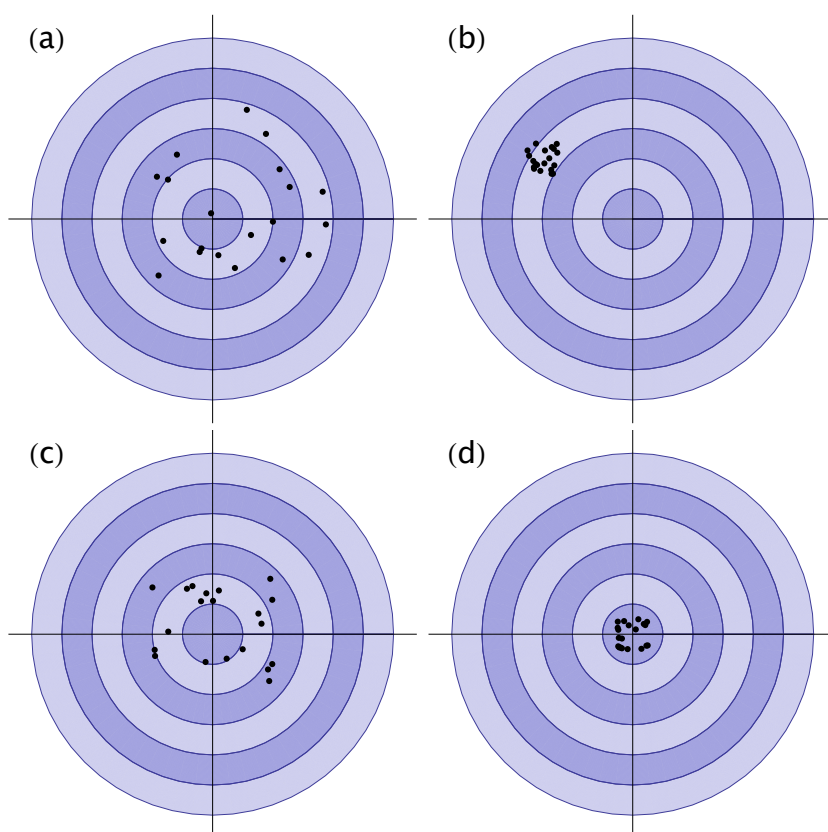


Figure 1.3: Représentation schématique de la différence entre exactitude et stabilité. Cette analogie repose sur "l'équivalence" entre précision (pour la cible) et stabilité (pour l'étalon de fréquence). (a) Mauvaise stabilité, mauvaise exactitude; (b) Bonne stabilité, mauvaise exactitude; (c) Mauvaise stabilité, bonne exactitude; (d) Bonne exactitude, bonne stabilité

1.2.1 Exactitude

L'exactitude relative de fréquence d'un étalon primaire désigne sa capacité à reproduire la fréquence de la transition d'horloge au plus près de sa définition. En effet, si la stabilité et l'universalité de la fréquence des atomes sont en principe garanties, précisons que dans les faits l'atome interrogé est soumis à toutes sortes de perturbations qui déplacent sa fréquence d'une quantité ϵ de manière déterministe (citons entre autres la présence de champs magnétiques et électriques, d'effets liés au déplacement des atomes, à la lumière, etc.). Dans ces conditions, l'inexactitude d'un étalon est donnée par la racine carrée de la somme des carrés des différentes incertitudes relatives à la détermination indépendante de chacun des effets systématiques. Actuellement l'inexactitude relative des meilleures horloges atomiques à fontaine de césium approche les $2 \cdot 10^{-16}$.

1.2.2 Stabilité

La stabilité de fréquence relative d'un étalon de fréquence représente sa capacité à maintenir la même fréquence ν sur un intervalle de temps donné τ . Cette grandeur est caractérisée dans le domaine temporel par la déviation Allan $\sigma_y(\tau)$ [8]. Expérimentalement, cet écart-type à deux échantillons est calculé à partir des mesures de la différence de fréquence relative entre le signal de l'étalon à évaluer et une référence intrinsèquement plus stable. Ainsi, avec les valeurs moyennes des fluctuations relatives de fréquence sur des intervalles de temps successifs $t \in [t_k, t_{k+1}]$ de durée τ données par [9] :

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt \quad (1.2)$$

La variance Allan $\sigma_y^2(\tau)$ d'un étalon de fréquence est définie en calculant la variance usuelle des écarts successifs $\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k$ [2] :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2 p_1} \sum_{k=1}^{p_1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

où $p_1 = \text{int}(\frac{M}{n}) - 1$ est le nombre de paires de valeurs \bar{y}_k qui peuvent être formées sur les M échantillons de fréquence \bar{y}^{τ_0} mesurés. La figure 1.4 représente schématiquement ces échantillons successifs pour des intervalles de temps $\tau = n\tau_0$ en prenant $n = 3$ et $M = 15$, et où τ_0 est l'intervalle de temps de mesure minimale. Afin d'exploiter au mieux l'ensemble des données mesurées il est également possible de calculer la déviation Allan pour chaque intervalle de temps τ sur les $p_2 = M - 2n + 1$ paires de points superposés telles

que représentées sur la figure 1.4. La formule suivante expose la méthode de calcul de la variance Allan superposée habituellement utilisée :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2p_2} \sum_{k=1}^{p_2} (\bar{y}'_{k+n} - \bar{y}'_k)^2 \quad (1.4)$$

Pratiquement, la stabilité d'un étalon de fréquence est limitée par plusieurs effets liés ou non au résonateur atomique. Les fluctuations de fréquence dépendent ainsi notamment du bruit de l'oscillateur utilisé pour produire le champ électromagnétique d'interrogation, du bruit produit par le système de détection et du bruit de grenaille du jet atomique. Ainsi, à court ($\tau \lesssim 10$ s) et à long terme ($\tau \gtrsim 10^5$ s), la stabilité mesurée est limitée soit par l'oscillateur local (quartz), soit par les variations des conditions environnementales et le vieillissement des composants du résonateur. Toutefois, entre 10 s $\lesssim \tau \lesssim 10^5$ s, les fluctuations des \bar{y}_k ne sont plus corrélées par le système d'asservissement et la stabilité dépend des caractéristiques de l'étalon atomique selon :

$$\sigma_y(\tau) \sim \frac{1}{Q_{\text{at}}(S/N)} \tau^{-1/2} \quad (1.5)$$

où S/N est le rapport signal-sur-bruit du signal d'horloge et Q_{at} est le facteur de qualité de la résonance atomique défini en fonction de la fréquence de la transition d'horloge ν_0 et de sa largeur $\Delta\nu \sim 1/2T$ par :

$$Q_{\text{at}} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (1.6)$$

Nous remarquons ainsi à travers ces deux dernières équations que plus la largeur de la résonance est étroite et le rapport signal-sur-bruit élevé, plus l'horloge sera intrinsèquement stable³.

1.3 La fontaine continue

Si la stabilité et l'exactitude permettent de caractériser un étalon de fréquence, ses performances finales résultent en réalité d'un compromis technique entre ces deux grandeurs. Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que l'instabilité d'une horloge est directement proportionnelle à la largeur de la résonance atomique qui, elle-même, dépend du temps de transit T passé par les atomes entre les deux bras de la cavité micro-onde. Dans ces conditions, toute augmentation de la longueur de la cavité va influencer positivement la stabilité de fréquence. Toutefois, en pratique, à partir de dimensions trop importantes, la perte de signal par divergence du jet et

3. Notons que ce résultat simplifié sera discuté de manière plus détaillée dans le chapitre 3.

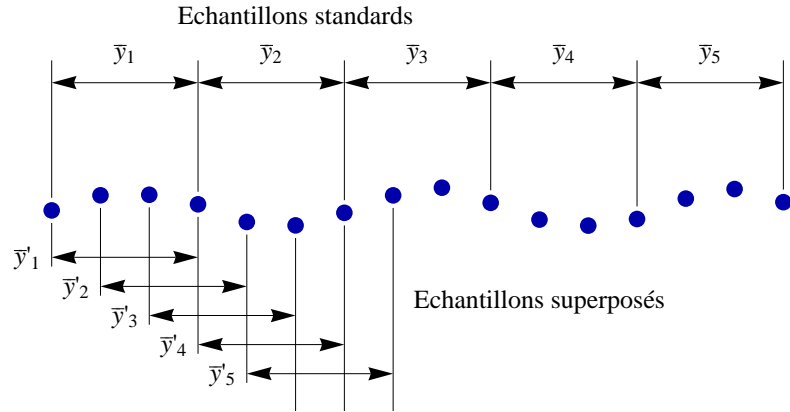


Figure 1.4: Représentation schématique des valeurs moyennes \bar{y}_k , respectivement \bar{y}'_k , utilisées sur les intervalles de temps successifs $t \in [t_k, t_{k+1}]$ pour le calcul de la variance Allan standard et de la variance Allan superposée.

la difficulté de conserver la maîtrise de l’environnement des atomes et des perturbations apportées à la fréquence de la transition atomique limitent les performances de l’horloge.

Dans un étalon primaire à jet thermique, avec une distance typique entre les deux bras de la cavité de 1 m et une vitesse moyenne des atomes du jet dans le résonateur d’environ 100 m/s, le temps de transit est de $T = 10$ ms et la largeur de la frange centrale de la résonance de Ramsey prend la valeur de $\Delta\nu \simeq 50$ Hz. Ainsi, avec un facteur de qualité atomique $Q_{\text{at}} \simeq 2 \cdot 10^8$, les performances atteintes sont de l’ordre de 10^{-14} pour l’exactitude et de quelques $10^{-12} \tau^{-1/2}$ pour la stabilité [10].

Plutôt que d’augmenter le temps de transit dans la cavité en allongeant la longueur de l’horloge, nous pouvons également réduire la vitesse des atomes interrogés. Si dans un jet thermique il est difficile de sélectionner les atomes plus lents sans trop atténuer le jet atomique et diminuer de manière importante le rapport signal-sur-bruit, la possibilité d’utiliser la gravité terrestre pour augmenter le temps de transit fut proposée par Zacharias dans les années 50 [11]. Son idée originale était de positionner l’étalon thermique verticalement, de sorte que, sous l’effet de la pesanteur, les atomes lents du jet rebrousse chemin et soient interrogés une seconde fois dans la cavité microonde. Toutefois, la première fontaine atomique à jet thermique vertical ainsi construite, ne fonctionna jamais en raison de la divergence et des interactions entre les atomes chauds et les atomes lents du jet [12]. A partir du milieu des années 80, le développement du refroidissement d’atomes par laser permit de donner un nouvel élan à la proposition de Zacharias. La possibilité de ralentir et manipuler les atomes offre en effet des conditions favorables à

la réalisation pratique de la géométrie verticale. Ainsi, dès 1989, la première fontaine atomique fonctionnant avec des atomes de sodium refroidis [13] était opérationnelle avec des franges de Ramsey d'une largeur de 2 Hz et au cours des années 90, le premier étalon primaire de fréquence à atomes froids de césium fonctionnant en mode pulsé fut construit [14, 15]. Dans ce dispositif, un piège magnéto-optique capture 10^8 atomes à chaque cycle. Le nuage d'atomes froids créé est lancé verticalement à une vitesse ajustable comprise entre 3 m/s et 4.5 m/s. Sous l'effet de la gravité terrestre, le nuage effectue un vol parabolique dégénéré le long d'un axe vertical et grâce à cette trajectoire repliée, une interrogation de Ramsey a lieu dans la même cavité micro-onde. La probabilité de transition est mesurée à la détection à l'aide de la lumière de fluorescence émise par les atomes excités par un faisceau laser. Grâce au vol parabolique libre, les atomes étant typiquement lancés 40 cm au-dessus de la cavité micro-onde, le temps de transit T des atomes est augmenté d'un facteur 100 par rapport à un jet thermique au résonateur de dimensions comparables.

Dans une fontaine atomique, le temps de transit vaut environ $T = 0.5$ s et la largeur de la frange centrale prend la valeur de $\Delta\nu \simeq 1$ Hz. Par conséquent, le facteur de qualité atomique est également deux ordres de grandeurs plus grand que celui d'un jet thermique et vaut typiquement $Q_{\text{at}} \simeq 10^{10}$. Actuellement, les fontaines pulsées sont les meilleurs étalons primaires de fréquence avec des inexactitudes inférieures à 10^{-15} pour des stabilités comprises entre $0.3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et $3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ [16, 17, 18, 19, 20, 21].

Toutefois, malgré le gain indéniable apporté par ce type d'étalons à atomes froids, deux inconvénients majeurs autrefois inexistantes sur un jet thermique sont associés à son fonctionnement séquentiel. Premièrement, pour obtenir un rapport signal-sur-bruit suffisant, la densité des nuages atomiques doit être relativement élevée. Dans ces conditions, les interactions entre les atomes froids provoquent un déplacement de fréquence de la transition atomique important difficile à évaluer. Bien qu'actuellement l'incertitude sur cet effet ait été réduite à un niveau inférieur à 10^{-16} pour les meilleurs étalons, ces mesures nécessitent des techniques complexes à mettre en oeuvre. Le second effet potentiellement limitant provient de l'asservissement de l'oscillateur local réalisé sur ce type d'horloge [22, 23]. Pratiquement, il a été montré qu'en interrogeant les atomes de manière cyclique, la stabilité de l'étalon passif était dégradée par le repliement du spectre de bruit de phase de l'oscillateur local dans la bande passante de la boucle d'asservissement de l'horloge. Ainsi, bien que l'utilisation d'oscillateurs ultra-stables permette de diminuer cette limitation, ces solutions apportent des complications technologiques non négligeables [4, 5, 24].

Le développement d'un étalon primaire de fréquence en Suisse a été entrepris depuis le début des années 90 à l'Observatoire de Neuchâtel sur mandat de l'Office Fédéral de Métrologie et d'Accréditation et l'idée d'utiliser un jet continu s'est rapidement imposée. Pratiquement, en plus de diversifier le panel des étalons primaires de fréquence, ce mode de fonctionnement permet théoriquement d'éviter les deux problèmes mentionnés précédemment. Historiquement, le développement de la technologie nécessaire au fonctionnement continu a débuté en 1991 par l'étude des processus de capture et des mécanismes d'entraînement possibles de nuage d'atomes froids [25, 26, 27, 28]. En 1998, une seconde génération d'expériences a été menée dans le but d'augmenter le flux d'atomes produit par le piège magnéto-optique développé précédemment et de mettre en évidence des techniques d'extraction plus performantes afin d'obtenir un jet compatible avec la réalisation d'une fontaine continue en tant qu'étalon primaire de fréquence [29, 30, 31]. Ces travaux ont conduit à la réalisation du premier étalon primaire de fréquence basé sur une géométrie de fontaine continue FOCS-1 avec pour objectif de démontrer une exactitude de 10^{-15} et une stabilité de $7 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$. La figure 1.5 représente schématiquement ce type de fonctionnement intermédiaire entre la réalisation des fontaines pulsées et les caractéristiques des jets thermiques standards. De manière simplifiée, une vapeur thermique d'atomes de césium est utilisée pour charger la mélasse mouvante tridimensionnelle. Les atomes capturés sont refroidis à $75 \mu\text{K}$ et lancés verticalement à une vitesse de 4 m/s. Le jet atomique est ensuite collimaté par un réseau optique et les atomes sont dépompés optiquement dans l'état $F = 3$. Au cours de leur passage dans la cavité micro-onde, les atomes sont soumis à un premier pulse $\pi/2$. Ils évoluent alors librement pendant environ $T = 0.5$ s dans une superposition d'état avant de recevoir un second pulse $\pi/2$ lors de leur second passage dans le résonateur. Finalement, la probabilité de transition entre les états $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ est mesurée en collectant dans la zone de détection la lumière de fluorescence des atomes $F = 4$. Les premières franges de Ramsey obtenues sur une fontaine continue ont été mesurées en l'an 2000 et, à l'époque, différentes mesures métrologiques de démonstration furent réalisées sur cet étalon [32, 33, 34, 3]. Parallèlement à ce développement, de nouvelles techniques de collimation du jet atomique et de chargement de la mélasse mouvante ont été mises au point sur une fontaine expérimentale en vue de la réalisation d'une seconde version de l'étalon continu [35, 36, 37, 38, 39]. La construction de la fontaine continue FOCS-2 a débuté en 2003 à l'Observatoire Cantonal de Neuchâtel. La première phase de l'évaluation métrologique a été menée depuis 2009 au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel et actuellement l'horloge a été déménagée à l'Office Fédéral de Métrologie dans le but de contribuer au Temps Atomique International.

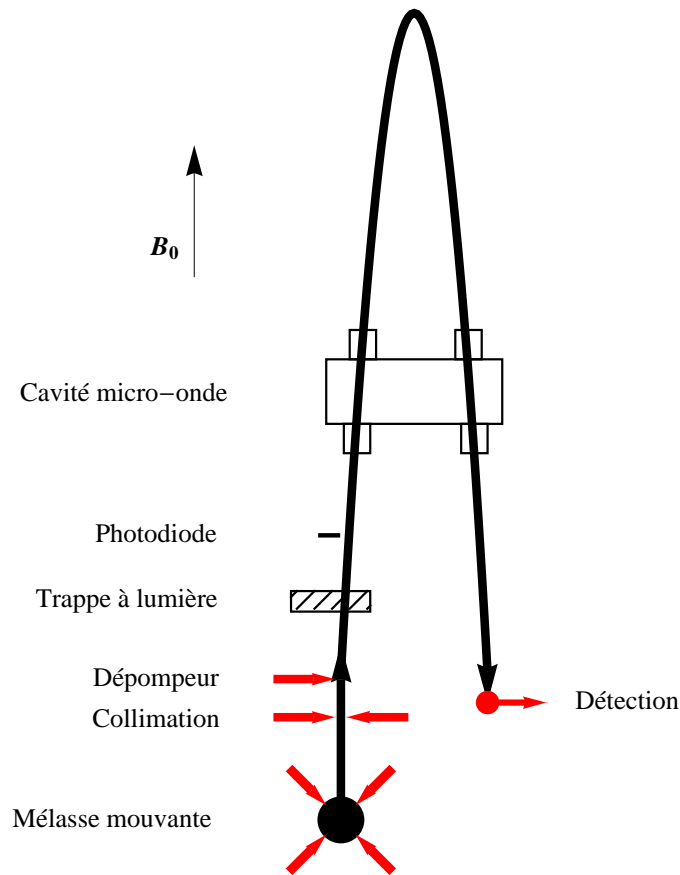


Figure 1.5: Principe de fonctionnement de la fontaine continue FOCS-1. Les atomes d'une vapeur thermique sont capturés, refroidis à $75 \mu\text{K}$ et lancés verticalement à une vitesse de 4 m/s par la mélasse mouvante tridimensionnelle. Le jet atomique est ensuite collimaté par un réseau optique et les atomes sont dépompés optiquement dans l'état $F = 3$. Au cours de leur passage dans la cavité micro-onde, les atomes sont soumis à un premier pulse $\pi/2$. Ils évoluent alors librement pendant environ $T = 0.52 \text{ s}$ dans une superposition d'état avant de recevoir un second pulse $\pi/2$ lors de leur second passage dans le résonateur. Finalement, la probabilité de transition entre les états $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ est mesurée dans la zone de détection en collectant la lumière de fluorescence des atomes $F = 4$.

Chapitre 2

Description de la fontaine continue FOCS-2

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous atteler à la description des principaux éléments constituant la fontaine continue FOCS-2. Bien que de conception fortement similaire à la première fontaine FOCS-1, décrite de manière détaillée dans la thèse d'Alain Joyet [3], nous nous permettons de reprendre dans ce chapitre une description globale du système en faisant part des modifications apportées par rapport au premier modèle. Précisons toutefois que le but n'est pas d'offrir ici un mode d'emploi complet du dispositif mais bel et bien de familiariser le lecteur au fonctionnement d'une fontaine continue. Avec l'électronique d'asservissement de la fréquence, deux parties principales constituent la fontaine continue FOCS-2 : le résonateur atomique dans lequel les atomes de césium sont interrogés et la table optique renfermant tous les lasers nécessaires au fonctionnement de l'horloge (c.f. figure 2.1).

2.2 Résonateur atomique

La figure 2.2 représente une coupe longitudinale tridimensionnelle du résonateur de la fontaine continue FOCS-2, tandis que la figure 2.3 expose les dimensions de l'ensemble sur un plan en coupe bidimensionnel. Le résonateur atomique peut être décomposé en trois parties principales ayant chacune un rôle spécifique pour le fonctionnement de l'horloge : la source du jet atomique (A), le résonateur micro-onde (B) et la détection du jet continu (C). La source du jet atomique regroupe toutes les étapes du refroidissement et de la préparation du jet atomique. Le résonateur micro-onde, dédié à l'interrogation de la fréquence des atomes de césium, comprend la cavité micro-onde, la génération du champ magnétique statique (champ C), l'isolation aux champs

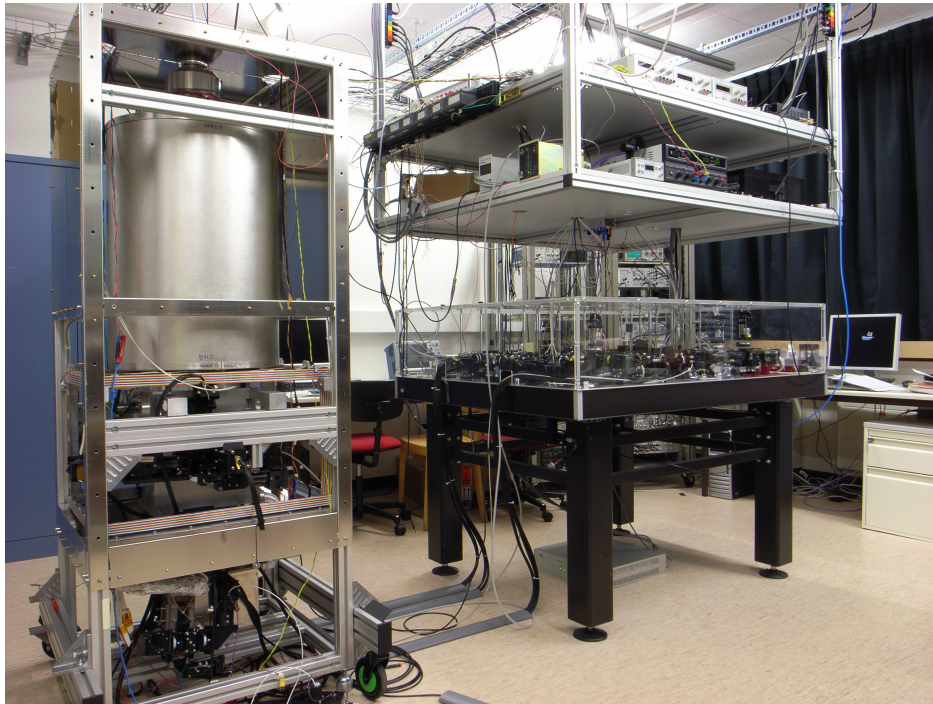


Figure 2.1: Vue de la fontaine continue FOCS-2 au Laboratoire Temps-Fréquence. Sur la gauche nous remarquons le résonateur atomique dans lequel les atomes de césium sont interrogés tandis que sur la droite apparaît la table optique renfermant tous les lasers nécessaires au fonctionnement de l'horloge.

magnétiques extérieurs et le système de chauffage nécessaire à l'accord de la cavité. Enfin, la dernière partie constitue une zone isolée optiquement du reste du résonateur où le signal atomique est détecté, converti en tension et envoyé au système d'asservissement de l'horloge.

Afin de réduire au maximum les perturbations magnétiques, l'ensemble du système à vide du résonateur a été réalisé en alliage d'aluminium du type *AVIONAL AA 2007*. L'étanchéité entre les différents composants constituant l'enceinte : la trappe magnéto-optique (1), la cuve et ses hublots (2), le cylindre central (3), les brides de transition inférieure (4), centrale (5) et supérieure (6), la traversée tournante (7) et l'extérieur du système à vide est assurée au moyen de joints en indium. Le volume sous vide, estimé à $\sim 60 \text{ dm}^3$, est pompé continuellement au moyen d'une unique pompe ionique (8) *VACION PLUS 75 STARCELL* fixée en dessous de la cuve principale et isolée de l'enceinte au moyen de blindages magnétiques. Au final, avec une pression résiduelle de $2 \cdot 10^{-8}$ mbar au niveau de la source, le vide obtenu est suffisant pour la production d'atomes froids et la création d'un jet atomique continu.

2.2.1 Source du jet continu

Trappe magnéto-optique bidimensionnelle

La trappe magnéto-optique bidimensionnelle constitue un élément nouveau majeur de la fontaine continue FOCS-2 par rapport à sa grande soeur FOCS-1. Chargée à partir d'une vapeur thermique d'atomes de césium chauds, la densité du jet atomique de FOCS-1 est limitée par l'efficacité de capture de la mélasse optique. Afin d'augmenter le rendement de la source, le flux de la fontaine et finalement la stabilité à court terme (c.f. chapitre 3) de l'horloge, la possibilité de charger la mélasse optique au moyen d'un jet orienté d'atomes froids et lents a été étudiée au cours du travail de thèse de Natascia Castagna [39, 37]. Dans cette perspective, si l'utilisation d'une trappe magnéto-optique bidimensionnelle n'était pas nouvelle [29, 40, 41, 42], leur conception volumineuse n'était guère adaptée au montage particulier que nécessite notre résonateur atomique. Ainsi, au cours du travail cité, un modèle compact, produisant un jet d'atomes lents suffisamment intense pour répondre aux contraintes du fonctionnement continu a été développé. Dans ce paragraphe, nous exposons brièvement la configuration utilisée sur la fontaine FOCS-2.

Les différents composants constituant la trappe magnéto-optique sont représentés sur la figure 2.4.a. Le coeur du dispositif (1) est constitué d'une cage de verre ($30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$) connectée à la cuve principale par l'intermédiaire d'un couvercle de transition en titane (7). Cette pièce cen-

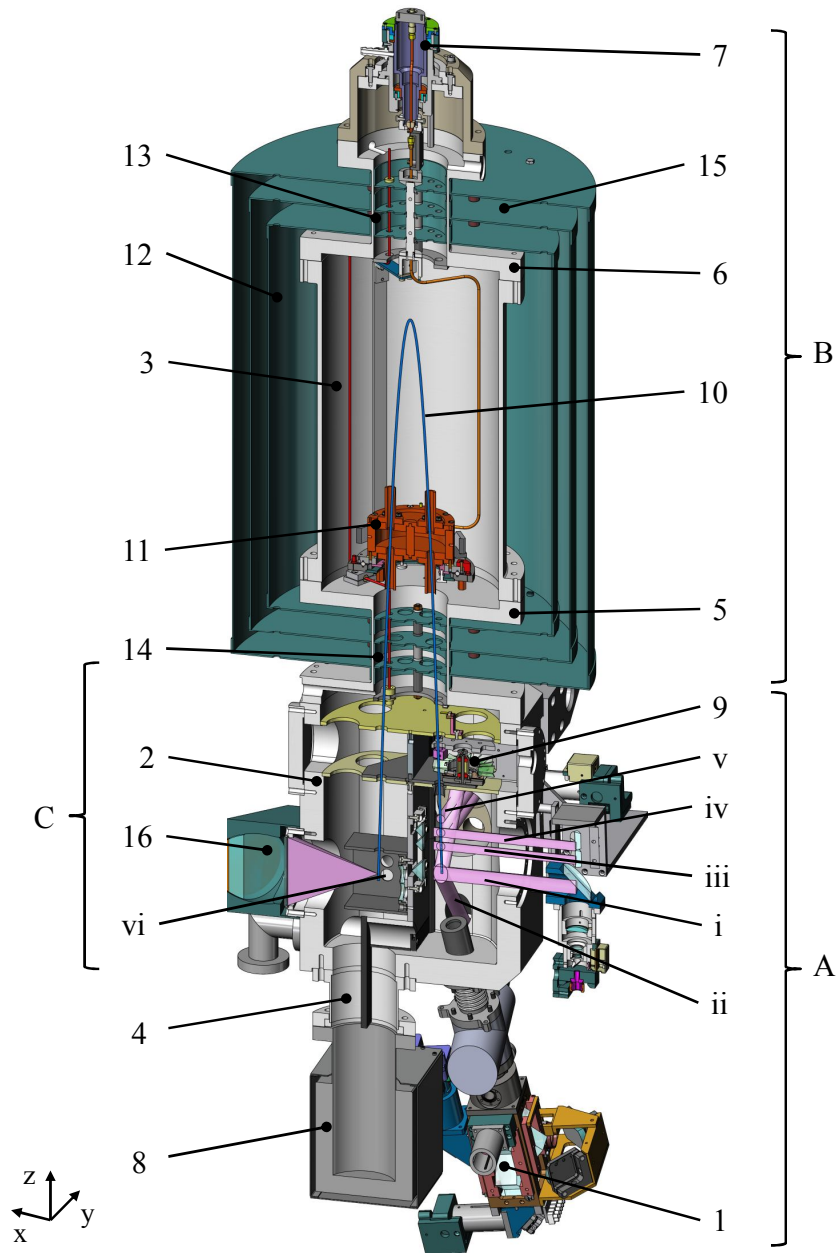


Figure 2.2: Coupe longitudinale du résonateur atomique de la fontaine continue FOCS-2. 1 : Trappe magnéto-optique ; 2 : Cuve inférieure ; 3 : Cylindre central ; 4, 5 et 6 : Bride de transition inférieure, centrale et supérieure ; 7 : Traversée tournante ; 8 : Pompe ionique ; 9 : Trappe à lumière rotative ; 10 : Jet atomique ; 11 : Cavité micro-onde ; 12 : Solénoïde du champ C ; 13 et 14 : Bobines de compensation des champs de fuite ; 15 : Blindages magnétiques ; 16 : Système de détection ; i : Faisceaux X de refroidissement ; ii : Faisceaux de refroidissement à 45° ; iii : Faisceaux de refroidissement transverse ; iv : Faisceaux de préparation d'état ; v : Faisceau dépompeur ; vi : Faisceau sonde (direction Oy)

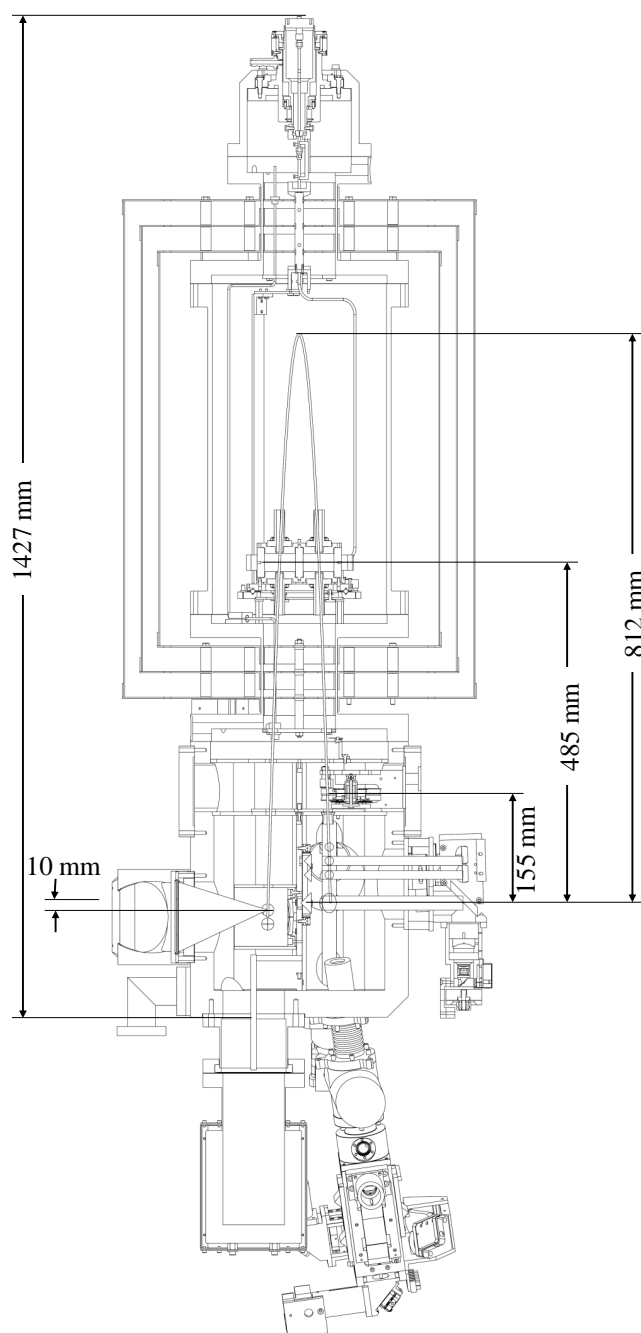


Figure 2.3: Vue en coupe du résonateur atomique. La parabole représente le jet atomique qui part de la source pour rejoindre la zone de détection. Les dimensions principales sont données en millimètres.

trale, servant à la fois d'entrée pour la vapeur thermique de césium chaud et de sortie pour les atomes refroidis, est directement reliée à un tube ajustable permettant de régler l'orientation du jet en direction du centre de la mélasse optique. Le gradient de champ magnétique $\vec{\nabla}B$ nécessaire à la concentration des atomes est généré au moyen de quatre bobines rectangulaires (4) connectées en série et fixées autour de la cage en verre renfermant les atomes. La configuration quadripolaire du champ magnétique créé est telle que les forces de rappel parallèles aux forces de friction de la mélasse sont orientées en direction du centre du piège. La mélasse optique bidimensionnelle produite à l'intérieur de la cage en verre est réalisée au moyen d'un unique faisceau laser (3) séparé en deux composantes perpendiculaire de même intensité mais de polarisation circulaire opposée au moyen d'un dispositif optique entourant l'ensemble de la pré-source (6). Les deux faisceaux de refroidissement créés sont recyclés par réflexion totale interne sur une série de prismes droits (2) recouverts d'un revêtement argenté¹. Ainsi, lorsque le faisceau incident arrive sur le premier prisme (42.4 mm × 42.4 mm × 30.0 mm), celui-ci est réfléchi par ses faces à 45° avant de repartir à travers la cage de verre dans la direction opposée tout en étant translaté de 30 mm. Successivement, le faisceau est ensuite réfléchi par les prismes suivants jusqu'à arriver sur le dernier de la cage de verre. De dimensions plus petites (21.2 mm × 21.2 mm × 30 mm), le dernier prisme ne permet pas de décaler le faisceau, si bien que celui-ci est rétro-réfléchi sur lui-même et effectue le chemin inverse (c.f. figure 2.4.b). Initialement, le montage prévoyait quatre zones de refroidissement et l'alternance des polarisations $\sigma^+ - \sigma^-$ nécessaire à la création d'une trappe magnéto-optique entre les faisceaux contre-propageants devait être assurée par les réflexions sur les revêtements métalliques des prismes. Toutefois, nous avons montré dans [43] qu'en raison du déphasage entre les composantes parallèle et perpendiculaire du champ électromagnétique accumulé pour chaque réflexion², l'utilisation d'une trappe magnéto-optique plus petite améliorerait l'efficacité de refroidissement. Un dernier faisceau laser (5), parallèle au jet atomique et dirigé en direction du centre de la cuve principale est utilisé de manière à pousser une partie des atomes qui, trop lents, n'atteindraient pas la mélasse optique.

Actuellement, la fontaine continue FOCS-2 utilise, pour la trappe magnéto-optique, une configuration à trois zones de refroidissement, telle que représentée schématiquement sur la figure 2.4.b. En fonctionnement optimal, les puissances initiales sont ajustées à 90 mW pour les deux composantes du faisceau de refroidissement et 7.5 mW pour le faisceau pousseur. Leurs fré-

1. Ce revêtement est nécessaire pour diminuer le déphasage entre les composantes parallèle et perpendiculaire du champ électromagnétique induit par les réflexions totales à l'interface air-verre

2. Expérimentalement, nous avons mesuré un déphasage entre les composantes parallèle et perpendiculaire de 21° par réflexion.

quences sont accordées 12 MHz dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (c.f. annexe A) et le gradient de champ magnétique de $1.15 \cdot 10^{-2}$ T/m⁽³⁾ est optimisé de telle manière à augmenter le flux du jet continu.

Mélasse optique tridimensionnelle

La mélasse optique mouvante constituant la source du jet atomique de la fontaine continue a fait l'objet de nombreuses études [31] et a été utilisée avec succès, et sur la fontaine expérimentale FOCS-X [38, 39], et sur l'horloge FOCS-1 [3]. La lumière de refroidissement nécessaire à son fonctionnement est amenée aux collimateurs fixés sur le système à vide depuis la table optique par des fibres optiques mono-mode à maintien de polarisation. Les faisceaux sont collimatés puis injectés dans la source du jet au travers de hublots spécialement traités antireflets pour la longueur d'onde utilisée, soit $\lambda = 852.1$ nm. Les collimateurs produisent un faisceau de lumière de profil gaussien de diamètre $\phi_{e-2} = 11.5$ mm. Afin de ralentir les atomes dans les trois directions de l'espace, trois paires de faisceaux laser contre-propageants sont nécessaires. Dans les faits, en raison des contraintes techniques imposées par le fonctionnement continu, le refroidissement dans la direction X est assuré par un seul faisceau (i) retro-réfléchi sur un prisme fixé à la paroi interne de l'horloge séparant la source du jet de la détection, et quatre autres collimateurs injectent la lumière de refroidissement dans un plan Oyz à 45° par rapport à la verticale (ii). La polarisation de la lumière de chaque paire de faisceaux est linéaire et orientée à 45° par rapport au plan d'injection tout en étant choisie orthogonale pour les faisceaux contre-propageants (l'orthogonalité selon l'axe -X étant approximativement assurée par la rétro-réflexion sur le prisme droit). A l'intersection des trois paires de faisceaux, la configuration des polarisations individuelles associée à la fréquence désaccordée dans le rouge de la transition sus-mentionnée, crée une mélasse optique dite *lin-perp-lin* assurant le ralentissement et la capture des atomes du jet formé dans la trappe magnéto-optique bidimensionnelle. Avec une vitesse résiduelle aléatoire des atomes de quelques centimètre par seconde, correspondant à quelques dizaines de micro Kelvin⁴ un nuage d'atomes froids apparaît au sein du volume d'intersection des faisceaux ($3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$). Afin de former le jet continu, ces derniers sont en réalité refroidis dans un référentiel

3. Notons que la valeur de ce gradient est environ un ordre de grandeur plus faible que celui utilisé dans [41] et que, par conséquent, son influence sur l'homogénéité du champ magnétique est limitée. Cette différence est explicable par l'important diamètre de sortie de la trappe magnéto-optique (16 mm) qui autorise le chargement de la mélasse mouvante par un large faisceau d'atomes froids.

4. Ces valeurs ont été précisément mesurées sur la fontaine expérimentale FOCS-X au moyen d'analyse des temps de vol du nuage. Typiquement, une température résiduelle de $80 \mu\text{K}$, correspondant à une vitesse quadratique moyenne $v_{\text{rms}} \cong 7.1 \text{ cm/s}$, a été obtenue dans une configuration similaire à celle utilisée actuellement.

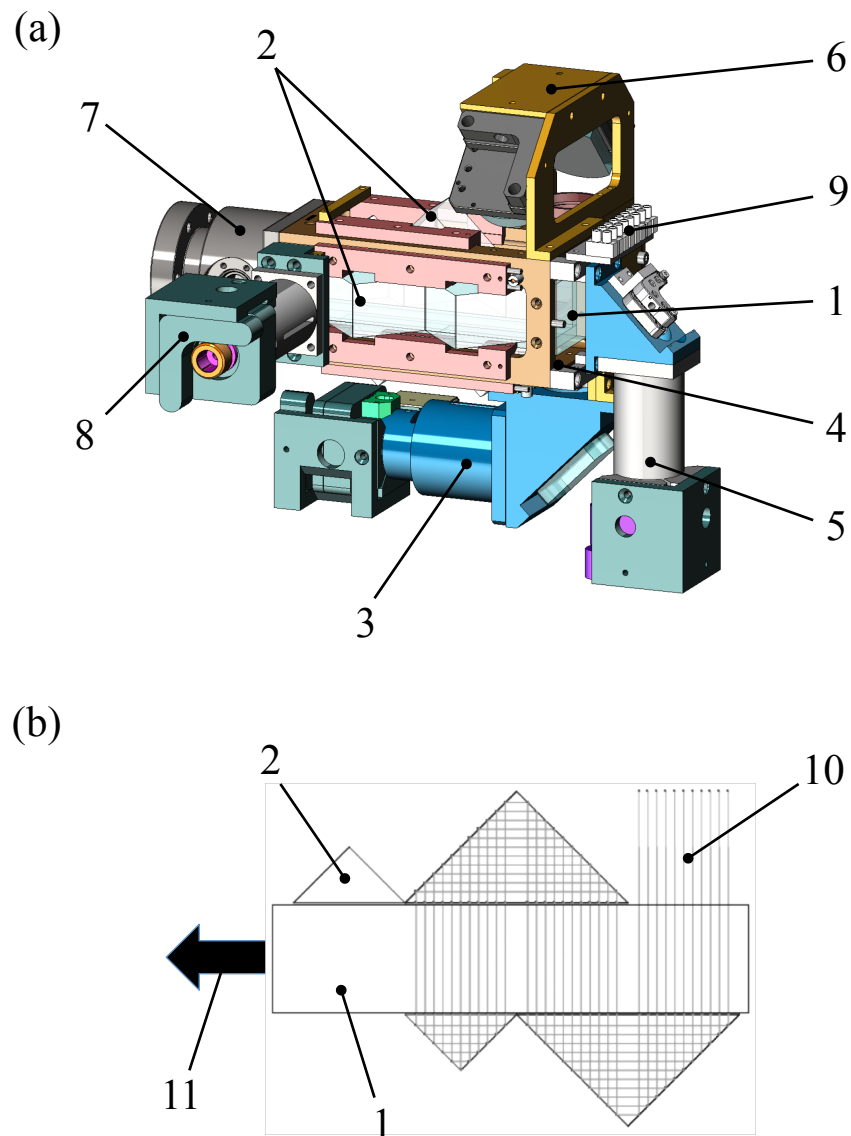


Figure 2.4: (a) Trappe magnéto-optique bidimensionnelle. 1 : Cellule en verre (plaques collées); 2 : Prismes droits avec revêtement en argent; 3 : Collimateur du faisceau de refroidissement; 4 : Bobines rectangulaires pour le gradient magnétique; 5 : Collimateur du faisceau pousseur; 6 : Partie optique divisant le faisceau principal en deux composantes; 7 : Couvercle de transition en titane; 8 : Collimateur pour le contrôle de la pression de césium; 9 : Connecteurs électriques. (b) Représentation schématique bidimensionnelle de la géométrie de la trajectoire du faisceau de refroidissement à l'intérieur de la trappe magnéto-optique à trois zones. 10 : Faisceau laser de refroidissement; 11 : Jet atomique.

en mouvement par rapport au laboratoire. Plus précisément, en désaccordant asymétriquement les fréquences des faisceaux de refroidissement montant et descendant, les atomes sont ralentis de manière anisotrope dans la direction Oz . Ainsi, si la vitesse résiduelle dans le plan horizontal est effectivement proche de 7 cm/s, la vitesse atomique verticale dépend du décalage de fréquence df des deux paires de faisceaux contre-propageants à 45° par rapport au faisceau X. Nous pouvons montrer que la vitesse théorique moyenne de lancement de la mélasse mouvante est donnée par :

$$v_{\text{MM}}^{\text{théorique}} = \sqrt{2} \lambda df \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière des faisceaux de refroidissement. Dans notre cas, l'expression ci-dessus devient :

$$v_{\text{MM}}^{\text{théorique}} = \frac{1.205 \cdot df}{10^6} \text{ [m/s]} \quad (2.2)$$

Imposée par la géométrie de la fontaine continue, la vitesse de lancement nominale du jet est de $v_{\text{MM}}^{\text{théorique}} = 4.01$ m/s. Dès lors, selon l'équation 2.1 la valeur du désaccord des faisceaux que nous devons appliquer pour optimiser le flux à la détection vaut $df = 3.33$ MHz⁽⁵⁾.

Pour terminer, notons encore que le champ magnétique de l'ensemble de la zone de refroidissement est contrôlé au moyen de trois paires orthogonales de bobines en configuration de type Helmholtz afin d'offrir des conditions magnétiques garantissant une efficacité de refroidissement maximale et de définir un axe de quantification verticale pour la préparation d'état ($B_z \approx 1 \mu\text{T}$).

Refroidissement transverse

Lorsque le jet quitte la mélasse mouvante, la température résiduelle de quelques 80 μK est encore relativement élevée. L'expansion thermique des atomes du jet au cours du vol balistique et le passage de celui-ci à travers les nombreux diaphragmes présents le long de la trajectoire diminuent le flux initial d'un facteur ~ 200 . Afin de prévenir cette perte de signal, nous nous efforçons de réduire cette vitesse transverse résiduelle en collimatant le jet au sortir de la mélasse au moyen d'un processus de refroidissement transverse supplémentaire (iii) situé 4 cm au-dessus de la mélasse mouvante. Sur la fontaine FOCS-2, cette étape s'effectue à l'aide d'un réseau optique replié tel que développé dans [38] et représenté sur la figure 2.5. Le faisceau de refroidissement collimaté en sortie de fibre de profil gaussien et de diamètre

5. En pratique, en raison de l'alignement critique des différents faisceaux de refroidissement, la vitesse de lancement permettant d'obtenir un flux atomique maximum est de 4.04 m/s. Dans ces conditions, le désaccord que nous appliquons aux faisceaux lasers vaut 3.35 MHz.

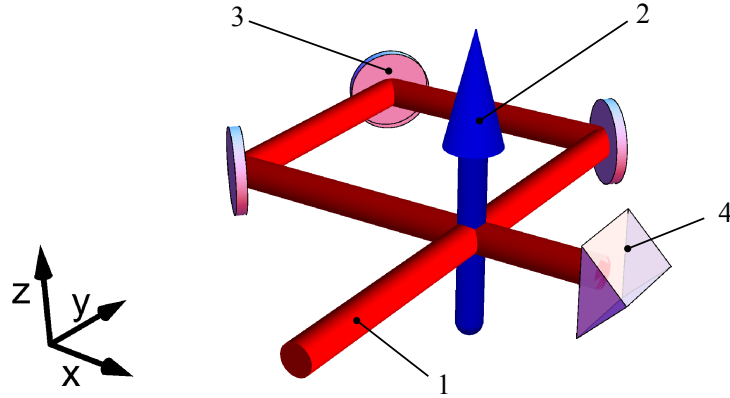


Figure 2.5: Géométrie du réseau optique replié (1) utilisé pour le refroidissement transverse du jet atomique (2). Le jet atomique est vertical, tandis que le réseau optique est dans un plan perpendiculaire orienté de 1.6° par rapport à l'horizontale selon l'axe Ox . Le réseau optique est replié et rétro-réfléchi sur un prisme de manière à créer un réseau bidimensionnel stable. Sa polarisation d'entrée est linéaire orientée à 45° par rapport à l'axe vertical Oz , toutefois les multiples réflexions sur les miroirs métalliques (3) et le prisme de rétro-réflexion (4) introduisent de l'ellipticité. La fréquence du faisceau de refroidissement est accordée $+160$ MHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et sa puissance d'entrée est de 8.5 mW.

de $\phi_{e-2} \cong 5.68$ mm est injecté dans le système à vide avec une polarisation linéaire orientée à 45° perpendiculairement au plan de la trajectoire atomique. Trois miroirs métalliques externes à la cuve inférieure permettent au faisceau ressortant à travers le hublot opposé à son point d'entrée de pénétrer à nouveau dans l'enceinte, perpendiculairement à sa direction initiale. De manière identique au faisceau X de la mélasse optique, celui-ci est alors rétro-réfléchi sur lui-même au moyen d'un prisme droit fixé à la paroi interne séparatrice de la zone source et de la détection de l'horloge. Les réflexions successives sur les miroirs métalliques (c.f. figure 2.5) autorisent la formation d'un fort gradient de polarisation à l'intersection du réseau, propice au refroidissement Sisyphe. Ainsi, en ajustant la puissance et la fréquence aux valeurs expérimentalement mesurées dans [38], nous pouvons refroidir transversalement le jet jusqu'à des températures résiduelles limites comprises entre $3 \mu\text{K}$ et $4 \mu\text{K}$, ceci sans pèjorer notablement la température longitudinale (température finale $\sim 100 \mu\text{K}$). L'ensemble du montage est incliné autour de l'axe Oy d'un angle de 1.57° par rapport à la verticale de manière à incliner le jet atomique. Ce changement de direction des atomes est nécessaire pour que le jet puisse effectuer la trajectoire parabolique ouverte et traverser deux fois la cavité micro-onde.

Préparation d'état

Sur la fontaine continue FOCS-2, un second réseau optique replié (iv), situé 2.5 cm au-dessus du premier, est utilisé pour préparer les atomes du jet dans l'unique état quantique $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Son développement, basé sur un schéma de pompage à deux lasers, et son efficacité sont décrits de manière détaillée dans le chapitre 3.

Dépompage

Afin de diminuer le bruit apporté par les atomes non pompés, un dernier faisceau laser (v) accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ est utilisé pour compléter le dépeuplement du niveau $F = 4$ (c.f. figure 2.2). Ce faisceau, de caractéristiques géométriques similaires à ceux utilisés pour les réseaux optiques et situé 2 cm au-dessus de la préparation d'état, est envoyé transversalement par rapport au plan de la parabole du jet atomique et rétro-réfléchi sur lui-même afin d'éviter de dévier les atomes du jet par pression de radiation. En conditions optimales, son efficacité permet de diminuer les atomes résiduels $F = 4$ à un niveau $< 5\%$.

Trappe à lumière

Par principe, le fonctionnement de l'horloge continue ne permet à aucun moment d'éteindre les faisceaux laser nécessaires à son opération. En effet, contrairement aux fontaines pulsées, il n'existe intrinsèquement aucun temps mort dans le cycle d'interrogation des atomes. Dans ces conditions, toute perturbation lumineuse atteignant la cavité micro-onde se traduit par un déplacement radiatif constant de la fréquence de la transition d'horloge des atomes. Ainsi, dans le but d'empêcher aussi bien la lumière de fluorescence que la lumière des faisceaux diffusée dans l'enceinte à vide d'atteindre la cavité micro-onde, une trappe à lumière (9), ou piège à lumière, a été développé. Sa conception ayant fait l'objet d'une étude poussée dans la thèse d'Alain Joyet (c.f. référence [3] pp.318-349), nous nous contentons de résumer ici son fonctionnement global en reprenant ses explications et en soulevant les changements apportés depuis la version initiale. La figure 2.6 illustre cette description.

L'idée fondamentale de fonctionnement du piège à lumière rotatif tire parti de la grande différence de vitesse existant entre les atomes du jet et la vitesse des photons émis par la source. En déplaçant horizontalement un miroir incliné à 45° , par rapport à la verticale, à une vitesse horizontale correspondante à la composante verticale de la vitesse des atomes, nous constatons que ce dernier n'entrave pas leur mouvement. A l'inverse, à cette vitesse le miroir semble fixe pour les photons qui sont inévitablement réfléchis à l'horizontale, hors de la trajectoire atomique. Afin de réaliser ce principe de fonctionnement de

manière continue et dans un espace restreint, le moyen le plus simple imaginé a été de monter une succession de miroirs à 45° sur la circonférence d'un disque tournant. De ce qui précède, en faisant tourner cet ensemble à une vitesse de rotation telle que la vitesse circonférentielle moyenne des miroirs corresponde à la vitesse verticale des atomes, le piège permet au jet de passer tout en bloquant la lumière perturbatrice.

Dans la fontaine FOCS-2, la trappe à lumière est située 7 cm au-dessus du faisceau dépompeur, juste avant que les atomes ne pénètrent dans la zone d'interrogation protégée par les blindages magnétiques. Sa réalisation pratique consiste en une succession de 18 pales de verre (*Schott BG42*) orientées à 45° et réparties uniformément autour de l'axe de rotation de la turbine. Le rotor est entraîné à vitesse constante au moyen d'un moteur électrostatique développé conjointement par notre laboratoire et l'École Polytechnique de Lausanne. Spécialement conçu pour fonctionner sous vide, ce dernier est composé d'un stator sur lequel 60 électrodes sont polarisées alternativement à une tension triphasée de $600 \sin(\omega t + 0)$ V, $600 \sin(\omega t + 2\pi/3)$ V et $600 \sin(\omega t + 4\pi/3)$ V, et d'un rotor en verre, qui après être polarisé pendant quelques minutes, suit en tournant la tension des charges électriques appliquées à la partie fixe du moteur. Pour plus d'informations sur la fabrication et les différents composants du moteur, nous renvoyons le lecteur à la référence [44] ainsi qu'au rapport technique de Dominique Schenker [45].

Comme expliqué précédemment, connaissant la composante verticale de la vitesse des atomes il est possible d'ajuster en conséquence la vitesse de la turbine. La fréquence de rotation f_{turb} est reliée à la vitesse circonférentielle v_c^P des pales de rayon moyen $R_{\text{co}} = 34.1$ mm par la relation [3] :

$$f_{\text{turb}} = \frac{v_c^P}{2\pi R_{\text{co}}} \quad (2.3)$$

tandis que la vitesse circonférentielle d'une trappe de dimension finie dépend de la vitesse verticale moyenne des atomes \bar{v}_z^P et de la "courbure" apparente des pales selon $x_P = v_{\text{c_opt}}^P / \bar{v}_z^P = 1.007$ pour les dimensions réelles du moteur. Ainsi, avec une vitesse moyenne des atomes au niveau de la trappe à lumière de $\bar{v}_z^P = 3.6$ m/s, la fréquence de rotation optimale est évaluée à 17 Hz. Pratiquement, cette dernière est assurée constante en contrôlant la tension alternative appliquée aux électrodes du stator au moyen d'une carte *National Instruments* commandée par une routine *LabView*.

2.2.2 Résonateur micro-onde

Cavité micro-onde coaxiale

La nature continue du jet atomique impose que celui-ci suive une trajectoire parabolique ouverte. Ainsi, à l'instar des horloges à jet thermique, l'in-

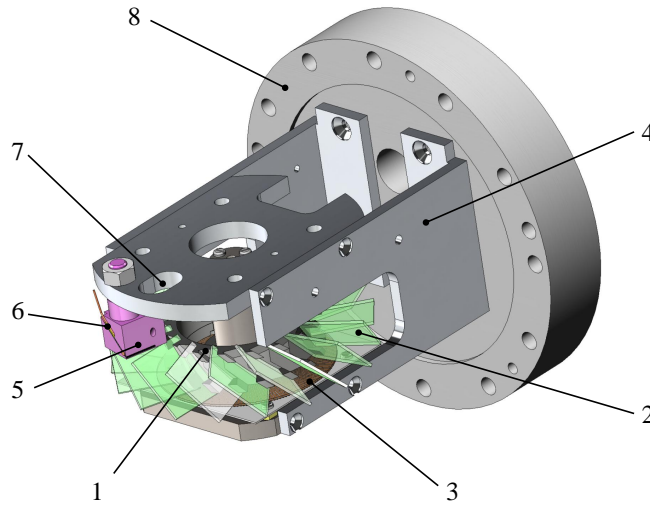


Figure 2.6: Trappe ou piège à lumière rotatif. 1 : Turbine ; 2 : Pales en verre (BG 42) ; 3 : Stator ; 4 : Support du moteur ; 5 : Piège à lumière en graphite ; 6 : Photodiode de mesure de la lumière parasite ; 7 : Ouverture du passage du jet ; 8 : Bride de connexion à la cuve inférieure.

terrogation micro-onde de Ramsey ne peut avoir lieu qu'en deux endroits séparés spatialement et les cavités cylindriques des fontaines pulsées ne peuvent être utilisées. Lors de la conception de la fontaine FOCS-1, l'étude d'une cavité adaptée au fonctionnement continu a fait l'objet d'analyses théoriques avancées (c.f. référence [3] pp.136-163). Les contraintes sur le profil d'intensité et la phase perçus par les atomes lors de leur double interrogation, sans oublier la fréquence de résonance souhaitée ajustable à la fréquence d'horloge ont poussé les concepteurs à développer une cavité coaxiale telle que représentée sur la figure 2.7. Le mode du champ magnétique utilisé pour l'interrogation est du type TE_{021} et sa fréquence de résonance, imposée par les dimensions internes de la cavité, se situe aux alentours de 9.194 GHz à 22°C. Son accordage à la fréquence d'horloge, soit environ 2 MHz au-dessous, est effectué en augmentant son volume par dilatation (c.f. paragraphe suivant). D'un point de vue technique la cavité montée dans la fontaine FOCS-2 a été réalisée en cuivre électrolytique (OFHC) par usinage mécanique au diamant et le contact entre les différents composants visibles sur la figure 2.7 (couvercles, "cut-off", etc.) est assuré par des joints d'indium. L'injection de la micro-onde dans la cavité est réalisée au travers de deux iris symétriques ($\phi = 8$ mm) alimentés par des tronçons de guide d'onde et les câbles coaxiaux qui traversent la bride supérieure de l'enceinte à vide (c.f. figure 2.2). En fonctionnement optimal, la puissance injectée devrait être ajustée indé-

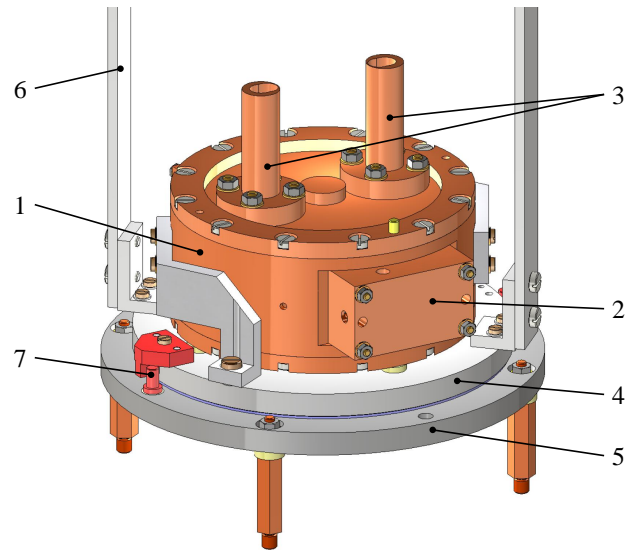


Figure 2.7: Cavité micro-onde coaxiale. 1 : Cavité en cuivre électrolytique OFHC ; 2 : Coupleur de l'onde électromagnétique ; 3 : Guides d'onde sous la coupure (*cut-off*) supérieurs ; 4 : Support tournant supérieur ; 5 : Support de la cavité ; 6 : Bras d'entraînement ; 7 : Butée de retournement.

pendamment dans chacun des coupleurs de sorte à compenser les différences entre les deux facteurs de couplage. En pratique, cette différence étant inférieure à 15%, nous utilisons une injection symétrique de la micro-onde dans la cavité.

De manière similaire aux étalons thermiques [1] et comme mentionné dans [3], nous savons qu'il peut exister un déplacement de la fréquence des atomes provoqué par une différence de phase du champ magnétique entre les deux zones d'interaction micro-onde. Afin de pouvoir évaluer cet effet, lors de son montage, la cavité a été posée sur un support rotatif. Actionné manuellement par deux bras reliés à une traversée tournante située au sommet de la fontaine ce dispositif autorise des retournements sous vide de l'ensemble de 180° autour de l'axe de symétrie de la cavité (c.f. figure 2.2). Pour terminer, notons enfin que ce support a été conçu pour garantir un positionnement de la cavité reproductible à $20 \mu\text{m}$ près et que la cavité est parfaitement isolée électriquement de l'ensemble afin d'éviter tout courant d'origine thermoélectrique à l'intérieur du résonateur micro-onde.

Chauffage de la cavité

Dans le paragraphe précédent, nous avons mentionné que la fréquence de résonance de la cavité était de 9.194 GHz à 22°C , soit aux conditions normales de température de notre laboratoire. Le coefficient de variation de la

fréquence du mode TE_{021} en fonction de la température basé sur le coefficient de dilatation linéaire du cuivre a été calculé dans [3] puis mesuré dans la présente évaluation. La dépendance obtenue de $\partial f_{021}^{TE}/\partial T \cong -152$ kHz/K en condition réelle nous offre un moyen pratique de déplacer la résonance de la cavité à la fréquence d'horloge. Ainsi, en chauffant simplement la cavité d'une douzaine de degrés, il est possible de réaliser cet accord entre la fréquence de résonance de la cavité et la fréquence de la transition d'horloge des atomes de césium. Dans les faits, la cavité est montée en température grâce au rayonnement thermique de l'enceinte à vide dont la température est augmentée au moyen de cartouches chauffantes positionnées à l'extérieur du résonateur micro-onde et des blindages magnétiques sur les brides de transition inférieures et supérieures du résonateur atomique. Afin d'éviter toutes perturbations électromagnétiques, ces dernières sont alimentées par un courant alternatif de 3000 Hz et la température de l'ensemble est régulée par un système d'asservissement assurant une stabilité thermique de ± 0.4 K, limitée par les fluctuations importantes de température du laboratoire lui-même. Trois sondes de type NTC (*Negative Temperature Coefficient*) collées à l'extérieur du cylindre central et deux sondes situées symétriquement sur la paroi extérieure de la cavité micro-onde, à l'intérieur du système à vide garantissent un contrôle constant de sa température.

Champ C

Comme il est impossible de se placer dans les conditions idéales d'un champ magnétique nul dans tout le volume du résonateur atomique, un champ magnétique statique est créé de manière à lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome de césium et à réduire les distorsions de la résonance induites par les transitions linéairement dépendantes du champ magnétique. Ce champ, appelé historiquement champ C, est produit par un solénoïde cylindrique de 440 spires (12) dont le diamètre extérieur vaut 39.5 cm et dont la hauteur est de 56.1 cm. Afin de garantir la meilleure homogénéité possible du champ à l'intérieur des spires, deux triplets de bobines supplémentaires de dimensions plus petites (11 cm de diamètre) positionnées proches des deux extrémités du solénoïde permettent de rattraper les variations locales du champ magnétique (13 et 14). Par ailleurs, trois couches de blindages magnétiques cylindriques concentriques en μ -métal (15) fermés aux deux extrémités réduisent également à un niveau négligeable l'influence du champ magnétique terrestre et des variations ambiantes dans la zone d'interrogation. Un câble rigide en cuivre traversant l'ensemble du cylindre supérieur, à l'intérieur du système à vide, est utilisé pour démagnétiser cette protection en cas de perturbation du champ. Le champ C actuellement utilisé dans le cylindre supérieur de l'horloge, parallèle au champ magnétique terrestre, est de l'ordre de 73 nT, ce qui correspond à un décalage Zeeman

des transitions dépendant linéairement du champ de $\nu_Z = |\nu_{\pm 1} - \nu_0| \cong 511$ Hz pour $m_F = \pm 1$.

2.2.3 Détection

Toujours en raison du vol parabolique ouvert des atomes, la zone de détection d'une fontaine continue doit être spatialement séparée de la source du jet. Pratiquement, la cuve principale du système à vide est divisée en deux au moyen d'une paroi en aluminium de sorte que les atomes atteignant la détection ne soient pas en contact avec les faisceaux de refroidissement de la source du jet. A l'intérieur de cette zone, les atomes du jet approchant le faisceau sonde sont encore isolés des fuites lumineuses de toutes origines au moyen d'une boîte rectangulaire en graphite entourant l'ensemble du système de détection. De plus, afin d'éviter un éventuel déplacement radiatif provoqué par la lumière de fluorescence et la lumière diffusée du faisceau sonde au cours du second passage dans la cavité micro-onde, il est également possible de monter, juste au-dessus de la zone de détection, une seconde trappe à lumière identique à celle installée au-dessus de la source. Actuellement, la fontaine est évaluée sans ce dispositif.

Faisceau sonde

A la fin de leur vol balistique, les atomes ayant effectué la transition d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 4, m_F = 0\rangle$ sont détectés au moyen de la lumière de fluorescence qu'ils émettent lorsqu'ils sont soumis à l'excitation du faisceau sonde (vi). Ce dernier, accordé en fréquence entre 2 et 6 MHz dans le rouge de la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$ et envoyé à travers le jet d'atomes perpendiculairement au plan de la parabole atomique, permet de collecter un signal de ~ 8000 photons/atome dans l'angle solide de détection $\Omega_{\text{det}} \cong 3.8\%$. Afin d'éviter que les atomes entrant dans le faisceau de détection soient "soufflés" par pression de radiation⁶, et de sorte à augmenter le nombre de photons émis par les atomes excités par la sonde, celle-ci est rétro-réfléchiée par un miroir extérieur au système à vide. Le faisceau sortant du collimateur a une polarisation circulaire σ^+ de manière à optimiser le signal de fluorescence émis par les atomes pompés vers l'état $|F = 4, m_F = 4\rangle$.

Collection de la lumière de fluorescence

La lumière de fluorescence émise par les atomes de césium est collectée perpendiculairement à la direction du faisceau d'excitation, au moyen d'un doublet de lentilles de Fresnel ($\phi_1 = 50$ mm, $f_1 = 127$ mm et $\phi_2 = 50$ mm,

6. Rappelons que la transition cyclante $F = 4 \rightarrow F' = 5$ est celle utilisée par les faisceaux de refroidissement de la mélasse tridimensionnelle.

$f_2 = 127$ mm). L'efficacité de détection et son angle solide de $\Omega_{\text{det}} = 3.8\%$ ont été augmentés au moyen d'un miroir sphérique fixé à la paroi de séparation. Le rayon de courbure de ce dernier coïncide avec l'intersection du jet atomique et du faisceau sonde, autorisant ainsi les photons émis dans la direction opposée aux lentilles d'être tout de même collectés sur le photodétecteur (16). La photodiode en silicium de chez *Hamamatsu S1227-1010BR* est montée sur un convertisseur courant-tension (1 G Ω) dont le niveau de bruit à basse fréquence a été spécialement minimisé (densité spectrale de bruit : $\sim 10^{-14}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$ entre 0.1 et 20 Hz). En fonctionnement normal, c'est cette tension qui, après démodulation, sert de signal de correction à l'oscillateur local de l'horloge.

Dans le but d'une éventuelle normalisation du signal détecté, par exemple pour supprimer le bruit technique du jet, la possibilité de doubler le système de détection a été prévue dans la conception du résonateur atomique. En effet, autant un second faisceau accordé sur une transition différente qu'un deuxième photodétecteur peuvent être installés 2 cm en-dessus de la présente détection. Si, actuellement, le niveau de bruit technique ne nous préoccupe pas encore et que ce deuxième système n'est pas utilisé, notons que dans une fontaine continue, la normalisation peut également être effectuée en modulant temporellement un faisceau repompeur superposé au faisceau sonde.

Calibration de la détection

Lorsque nous nous intéressons à l'évaluation théorique des déplacements de fréquence dépendant du nombre d'atomes, la connaissance du flux réel de la fontaine est nécessaire et la mesure du signal électrique produit par le photodétecteur ne suffit plus. Dans ce cas, il est indispensable d'établir une relation de correspondance entre ces deux grandeurs. Deux méthodes indépendantes permettent d'obtenir le facteur de conversion désiré [38]. La première utilise les paramètres physiques du système de détection utilisé (rendement du photodétecteur, taux de pompage optique, angle solide de détection, etc.) tandis que la seconde tire parti d'une propriété fondamentale du bruit d'un processus poissonnien.

Signal de fluorescence En considérant que les $N_{\text{at}}(t)$ atomes, qui traversent le faisceau sonde à un instant t , émettent des photons de fluorescence à la fréquence $\tau_p^{-1} = \gamma_p$ et qu'une partie de ceux-ci sont collectés et convertis en signal électrique par le photodétecteur, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$U_{\text{fluo}}(t) = \eta_{\text{PD}} \cdot \hbar\omega \cdot \gamma_p \cdot \Omega_{\text{det}} \cdot \eta_{\text{opt}} \cdot N_{\text{at}}(t) \quad (2.4)$$

où nous tenons compte des paramètres physiques suivants :

- $\eta_{\text{PD}} = S_{\text{PD}} R_f = 0.5 \cdot 10^9 \text{ V/W}$ est le rendement du photodétecteur, $R_f = 1 \text{ G}\Omega$ la résistance de rétro-action qui convertit le courant en tension et $S_{\text{PD}} = 0.5 \text{ A/W}$ la sensibilité du photodétecteur.
- $\hbar\omega = 2.3 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ est l'énergie des photons de fluorescence.
- γ_p est le taux de pompage optique. Celui-ci est donné par :

$$\gamma_p = \frac{\Gamma s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} = 2\pi \times 1.02 \text{ MHz} \quad (2.5)$$

où $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ est le paramètre de saturation, $I = P_{\text{tot}}/2\pi\sigma^2$ l'intensité au centre du faisceau sonde, $I_{\text{sat}} = 1.1 \text{ mW/cm}^2$ l'intensité saturante de la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_F = 5\rangle$, $\delta = 4 \pm 2 \text{ MHz}$ le désaccord du faisceau, $\Gamma = 2\pi \times 5.23 \text{ MHz}$ la largeur naturelle, $\sigma = 2.84 \text{ mm}$ la largeur du faisceau sonde gaussien et $P_{\text{tot}} = 0.84 \pm 0.05 \text{ mW}$ la puissance totale du faisceau.

- Ω_{det} est l'angle solide de détection :

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\pi r_1^2}{f_1^2} \quad (2.6)$$

où $r_1 = 50 \text{ mm}$ et $f_1 = 127 \text{ mm}$ sont respectivement le rayon et la distance focale de la lentille de Fresnel de collection

- $\eta_{\text{opt}} = 0.33 \pm 0.05$ est le rendement optique total estimé avec les différents composants du système de détection.
- $N_{\text{at}}(t) = \Delta t_{\text{det}} \varphi(t)$ est le nombre d'atomes passant dans le faisceau sonde, où $\Delta t_{\text{det}} \simeq (3 \pm 0.1) \text{ ms}$ est le temps passé par les atomes dans le faisceau de détection et $\varphi(t)$ le flux de l'horloge.

L'insertion de ces grandeurs numériques dans la relation 2.4 permet alors d'obtenir la constante de calibration κ_φ :

$$U_{\text{fluo}}(t) = \kappa_\varphi R_f \varphi(t) \quad \text{avec} \quad \kappa_\varphi = (2.9 \pm 2) \cdot 10^{-17} \text{ A/(at/s)}$$

Rapport signal-sur-bruit En l'absence de bruit technique, le flux détecté obéit à une distribution statistique poissonnienne. Partant de ce constat, il est possible de montrer que le bruit sur le flux augmente avec la racine carrée du flux moyen. En clair, cela signifie qu'en mesurant séparément le signal de fluorescence atomique et son bruit, nous pouvons déduire la valeur du flux indépendamment des paramètres du système de détection. Expérimentalement, le signal de fluorescence S_{at} est mesuré directement en sortie du photo-détecteur à l'aide d'un simple voltmètre qui nous donne la valeur continue $\bar{U}_{\text{fluo}}(t)$, tandis que le bruit B_{at} est quant à lui mesuré sur le spectre du signal afin d'obtenir la densité spectrale de bruit $u_{\text{fluo}}(\nu)$ en dessous de la fréquence de coupure. La relation résultante entre le signal et le bruit est donnée par la formule suivante [31] :

$$\left(\frac{S_{\text{at}}}{B_{\text{at}}}\right)^2 \equiv \left(\frac{\bar{U}_{\text{fluo}}(t)}{u_{\text{fluo}}(\nu < \nu_c)}\right)^2 = \frac{1}{2}\varphi(t) \quad (2.7)$$

Toutefois, en pratique, le bruit technique présent empêche d'accéder directement à la densité spectrale de bruit atomique B_{at} . Dans ces conditions, la densité spectrale de bruit mesurée B_{tot} peut s'écrire en première approximation comme la moyenne quadratique d'un terme indépendant du signal atomique B_0 , du bruit de grenaille atomique proportionnel à la racine carrée du flux B_{at} et d'une contribution du bruit technique proportionnel au signal atomique B_{T} :

$$B_{\text{tot}} = \sqrt{B_0^2 + B_{\text{at}}^2 + B_{\text{T}}^2} \quad (2.8)$$

Ainsi, avec les équations 2.7 et 2.8, et en posant $B_{\text{T}}^2 = \kappa_{\text{T}}S_{\text{at}}^2$, avec κ_{T} la constante de proportionnalité liée au bruit technique du signal atomique, nous trouvons une expression permettant d'extraire la constante de calibration κ_{φ} cherchée :

$$B_{\text{tot}}^2 = B_0^2 + 2\kappa_{\varphi}S_{\text{at}} + \kappa_{\text{T}}S_{\text{at}}^2 \quad (2.9)$$

La figure 2.8 présente l'ajustement de la formule 2.9 sur les valeurs de la densité spectrale de bruit expérimentalement mesurées en indiquant par les droites asymptotiques rouges les trois contributions principales au bruit total. Le terme linéaire $2\kappa_{\varphi}S_{\text{at}}$ permet d'obtenir la constante de calibration suivante :

$$\kappa_{\varphi} = (3.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-17} \text{ A}/(\text{at/s})$$

Bien que les deux valeurs trouvées avec les deux méthodes soient très proches, nous constatons que l'incertitude sur la valeur estimée à partir des caractéristiques du système de détection est beaucoup plus importante que celle déterminée avec l'analyse du rapport signal-sur-bruit. Dans les faits, c'est cette seconde valeur $\kappa_{\varphi} = (3.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-17} \text{ A}/(\text{at/s})$ qui sera utilisée pour calibrer le flux atomique de la fontaine continue lors de la détermination théorique de la stabilité de l'horloge (c.f. chapitre 3) et pour l'évaluation du déplacement collisionnel (c.f. chapitre 4).

2.3 Table optique

Avant d'être guidés en direction de l'enceinte à vide au travers de fibres optiques à maintien de polarisation, les faisceaux laser nécessaires à la production, la manipulation et la détection du jet d'atomes froids de césium sont préparés sur la table optique (150 cm \times 120 cm) jouxtant le résonateur atomique et isolée du laboratoire par un couvercle en plexiglas (c.f. figure 2.1).

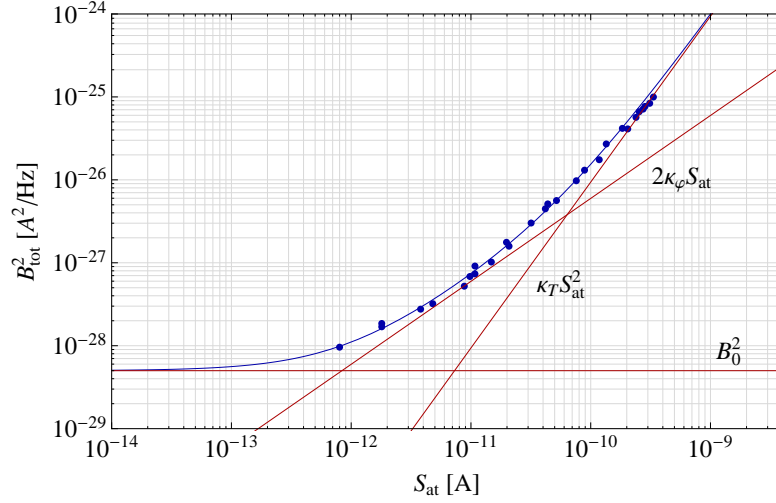


Figure 2.8: Mesure de la densité spectrale du bruit total B_{tot}^2 en fonction de la composante continue du signal de fluorescence atomique S_{at} . La courbe bleue est le résultat de l’ajustement de l’équation 2.9 sur les mesures expérimentales (points bleus) pour obtenir la valeur $\kappa_{\varphi} = 3.0 \cdot 10^{-17} \text{ A}/(\text{At}/\text{s})$. Les droites rouges représentent respectivement les contributions du bruit indépendant du signal atomique B_0^2 , du bruit de grenaille atomique proportionnel à la racine carrée du flux $2\kappa_{\varphi}S_{\text{at}}$ et d’un bruit technique proportionnel au signal atomique $\kappa_T S_{\text{at}}^2$.

Le schéma du montage optique est présenté sur la figure 2.9. Cinq lasers et deux amplificateurs optiques sont utilisés pour produire tous les faisceaux nécessaires au fonctionnement de l’horloge. Nous distinguons ainsi la partie générant les faisceaux de refroidissement (trappe magnéto-optique, mélasse mouvante et collimation transverse), la partie nécessaire à la préparation d’état (pompage à deux lasers et dépompeur) et la partie utilisée pour la détection du jet atomique.

2.3.1 Faisceaux de refroidissement

Mélasse optique tridimensionnelle

La mélasse optique tridimensionnelle constituant la source de la fontaine continue est réalisée au moyen de deux paires de faisceaux lasers contre-propageants orientés à 45° dans un plan vertical et d’un faisceau horizontal (direction X sur la figure 2.2) rétro-réfléchi par un prisme. Ce faisceau est produit par une diode laser DFB (*Distributed FeedBack*) de chez *EagleYard* (AC-4284). Ce laser (laser maître (1)) est asservi à $+160 \text{ MHz}$ au-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium (c.f. annexe A) à l’aide du signal d’absorption saturée d’une cellule de césium (9) et d’un double passage dans un modulateur acousto-optique (5). Le dispositif d’ab-

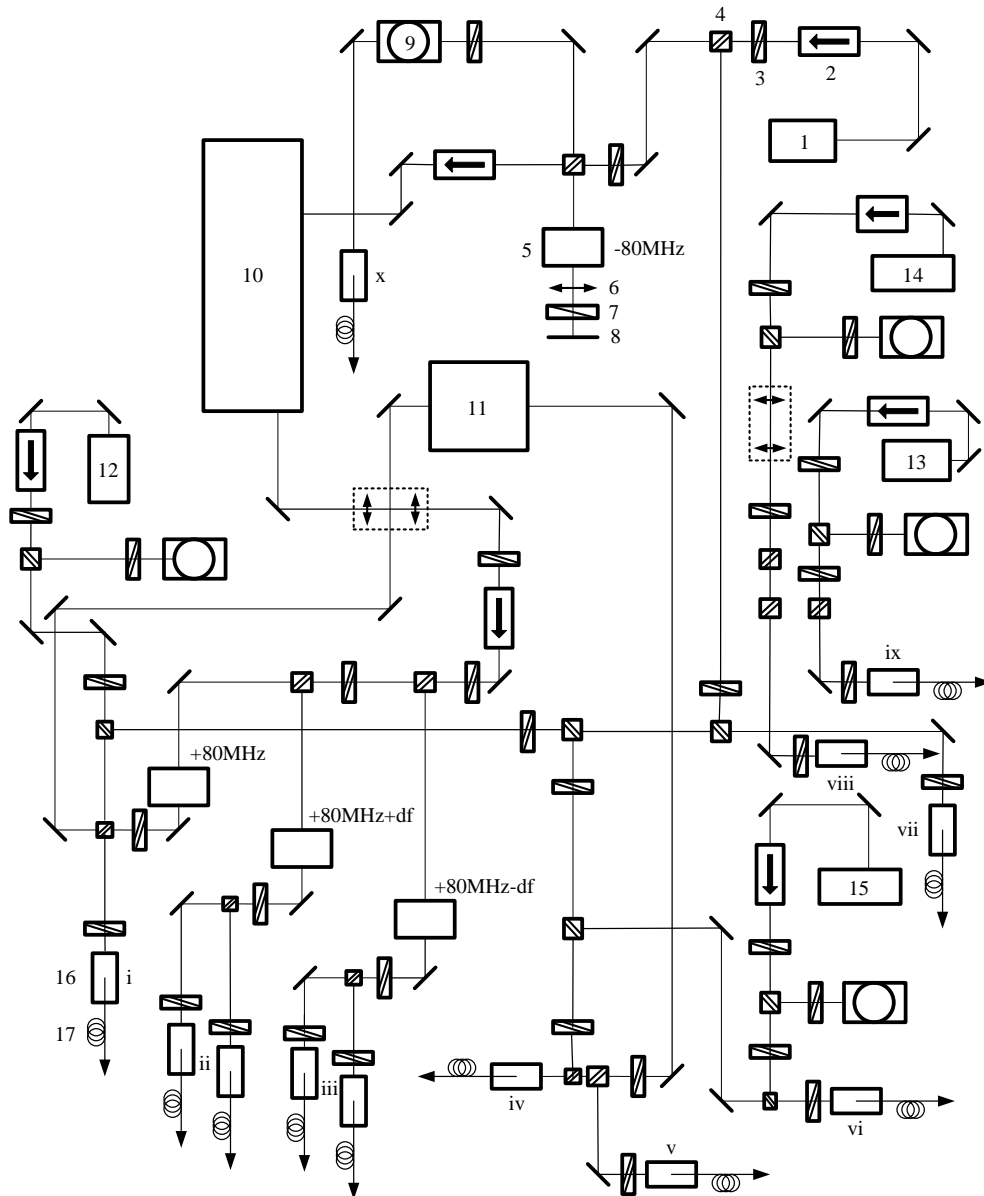


Figure 2.9: Schéma du montage optique de la fontaine continue FOCS-2. 1 : Laser maître (DFB) ; 2 : Isolateur optique ; 3 : lame demi-onde ; 4 : Cube séparateur de polarisation ; 5 : Modulateur acousto-optique (AOM) ; 6 : Lentilles achromatiques ; 7 : lame quart-d'onde ; 8 : Miroir diélectrique ; 9 : Cellule Cs absorption saturée ; 10 : Amplificateur optique commercial (MOPA-1) ; 11 : Amplificateur optique (MOPA-2) ; 12 : Laser repompeur (DFB) ; 13 : Laser refroidissement préparation d'état (DFB) ; 14 : Laser pompeur préparation d'état (ECDL) ; 15 : Laser sonde (ECDL) ; 16 : Coupleur fibre optique ; 17 : Fibre optique mono-mode à maintien de polarisation ; i : Faisceau X ; ii : Faisceaux montants ; iii : Faisceaux descendants ; iv : Trappe magnéto-optique ; v : Pousseur ; vi : Faisceau de détection ; vii : Collimation transverse ; viii : Pompage Zeeman ; ix : Pompage hyperfin ; x : Dépompeur.

sorption saturée et la méthode d'asservissement sont décrits en détail dans la thèse de Patrick Berthoud [31]. Insuffisamment puissant pour la capture et le refroidissement des atomes, le faisceau maître est alors injecté dans un amplificateur optique (10) MOPA (*Master Oscillator and Power Amplifier*) de chez *Spectra Diode Labs* (SDL-8630). Sortant avec une puissance typique de 250 mW, le faisceau est divisé en trois parties pour former les trois paires de faisceaux de refroidissement orthogonaux. Les deux premières composantes sont destinées respectivement aux deux paires de faisceaux montants et descendants à 45° de la source du jet atomique. Leur fréquence est décalée de $+80 \text{ MHz} \pm df$ à l'aide de modulateurs acousto-optiques de sorte à être désaccordée de 12 MHz du côté rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Le contrôle indépendant de ces deux composantes nous permet d'introduire un petit écart de fréquence supplémentaire df entre les faisceaux montants et descendants de manière à obtenir une mélasse mouvante selon la direction Oz et donc de lancer les atomes froids vers le haut. Au sortir de ces modulateurs acousto-optiques, les faisceaux sont divisés en deux parties de puissances égales et injectés dans quatre fibres optiques. Le troisième tiers est utilisé à la fois pour le refroidissement horizontal (direction X et -X) et le refroidissement dans la trappe magnéto-optique bidimensionnelle (c.f. paragraphe suivant). De manière identique aux composantes verticales, sa fréquence est également décalée de +80 MHz et le faisceau est divisé en deux parts égales. Avant d'être injecté dans la fibre optique, un faisceau repompeur (12) de $140 \mu\text{W}$ accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est superposé à la composante X. A la sortie des collimateurs, les faisceaux de refroidissement ont un profil gaussien de diamètre $\phi_{e-2} \cong 11.5 \text{ mm}$ et une puissance typique de 11 mW par faisceau.

Trappe magnéto-optique bidimensionnelle

Afin de garantir un fonctionnement optimal de la trappe magnéto-optique bidimensionnelle, la puissance de ces faisceaux de refroidissement est assurée par un second amplificateur optique entièrement dédié à celle-ci. Ce dernier est injecté avec la seconde composante sortant du modulateur acousto-optique utilisé pour le faisceau X ($\sim 10 \text{ mW}$). La fréquence du faisceau imposée par ce schéma d'implémentation est décalée vers le rouge de 12 MHz par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. La puissance typique obtenue en sortie de fibre de 180 mW permet un refroidissement efficace des atomes. La qualité de la polarisation nécessaire au fonctionnement de la pré-source est garantie par le passage du faisceau à travers deux cubes séparateurs de polarisation. En plus d'assurer une polarisation optimale, le premier cube sert également à diviser le faisceau pour alimenter le pousseur de la trappe magnéto-optique bidimensionnelle avec typiquement 7.5 mW tandis que le deuxième cube permet la superposition du repompeur (1 mW) au faisceau

de refroidissement.

Collimation transverse du jet

Le faisceau de refroidissement transverse du jet atomique est directement issu du laser maître utilisé pour les faisceaux de la mélasse optique tridimensionnelle. Comme mentionné précédemment, sa fréquence est accordée +160 MHz au-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, soit environ -18Γ dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Avec une puissance typique de 8.5 mW et superposé à un faisceau repompeur de 75 μ W, ce décalage est proche des conditions optimales de collimation mesurées dans la thèse de Gianni Di Domenico [38].

2.3.2 Faisceaux pour la préparation d'état

Pompage à deux lasers

La préparation des atomes dans l'unique état quantique $|F = 3, m_F = 0\rangle$ évoquée dans la section précédente et reprise de manière détaillée dans le chapitre 3 utilise un schéma de pompage optique à deux lasers. Le premier faisceau est produit par une diode laser DFB (13) de chez *EagleYard* (FB-00360). Sa fréquence est asservie sur le cross-over de l'absorption saturée $F = 4 \rightarrow F' = 4 - F = 4 \rightarrow F' = 5$ afin de réaliser le pompage hyperfin (non résonnant) vers l'état de base $F = 3$ tout en provoquant un mécanisme de refroidissement Sisyphé. Sa puissance en sortie de fibre est ajustée pour optimiser le signal d'horloge à 2.2 mW et sa polarisation linéaire est orientée à 45° . Le second laser que nous utilisons pour le pompage Zeeman est une diode laser Fabry-Perot (14) montée en cavité étendue ECDL (*Extended Cavity Laser Diode*) de chez *Spectra Diode Labs* (SDL-5400). La configuration Littrow utilisée [46] permet d'obtenir une largeur de quelques 500 kHz. La lumière émise est asservie en fréquence toujours au moyen du signal d'absorption saturée d'une cellule de césium sur le cross-over $F = 3 \rightarrow F' = 2 - F = 3 \rightarrow F' = 4$ et sa puissance est ajustée autour de 250 μ W de sorte à optimiser le pompage optique. Enfin, la qualité de la polarisation du faisceau, critique pour le pompage Zeeman, est assurée par deux cubes séparateurs de polarisation situés en entrée de fibre.

Dépompeur

Comme mentionné dans la section précédente, un faisceau dépompeur asservi sur la fréquence de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ est utilisé pour dépeupler les atomes du jet de l'état $F = 4$ avant l'interrogation micro-onde. Ce dernier est dérivé de la partie du laser maître traversant la cellule d'absorption saturée (c.f. figure 2.9). Il est directement injecté dans une fibre optique

pour le transporter vers le collimateur fixé à l'enceinte à vide, au-dessus du réseau optique de préparation d'état. Ce faisceau est donc le dernier traversé par les atomes de césium avant leur passage dans la trappe à lumière et l'interrogation micro-onde. Son profil gaussien et son diamètre sont identiques aux faisceaux de refroidissement transverse. L'orientation de sa polarisation linéaire est ajustée de manière à optimiser le dépompage tandis que sa puissance vaut $560 \mu\text{W}$.

2.3.3 Faisceau de détection des atomes froids

La lumière utilisée pour la détection des atomes après leur vol balistique est produite par une diode laser Fabry-Perot (15) de chez *Spectra Diode Labs* (SDL-5400) montée en cavité étendue dans une configuration Littrow [27, 31]. Sa fréquence est asservie sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ à l'aide du signal d'absorption saturée et décalée de $2 - 6$ MHz vers le rouge par un champ magnétique appliqué à la cellule de césium de l'asservissement, pour favoriser l'efficacité du signal de fluorescence émis par les atomes de l'état $|F = 4, m_F = 4\rangle$ à la détection. Sa polarisation linéaire est rendue circulaire dans le collimateur fixé au système à vide au moyen d'une lame quart-d'onde. A la sortie de ce dernier, le faisceau a un profil gaussien et un diamètre estimé à $\phi_{e-2} \cong 5.68$ mm, diaphragmé à 14 mm. Sa puissance est typiquement de $870 \mu\text{W}$ mais peut être diminuée de manière à rendre négligeable un éventuel déplacement radiatif de fréquence provoqué par la fluorescence des atomes et la lumière parasite diffusée dans la zone de détection (c.f. chapitre 4).

2.3.4 Faisceau repompeur

Pour permettre le refroidissement des atomes, un faisceau accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est superposé aux faisceaux de refroidissement X de la mélasse mouvante, au faisceau de refroidissement de la trappe magnéto-optique bidimensionnelle, au faisceau du refroidissement transverse et au faisceau sonde lorsque nous désirons mesurer le nombre total d'atomes atteignant la détection de l'horloge. Ce laser repompeur ramène les atomes de césium désexcités dans l'état $F = 3$ sur le niveau $F = 4$ afin qu'ils effectuent le plus de cycles de pompage avant de quitter la mélasse optique. Le faisceau est produit à partir d'une diode laser DFB (12) de chez *EagleYard* (AC 635). Sa puissance est ajustée pour chaque fibre, de manière à représenter typiquement 1% de la lumière injectée, tandis que sa polarisation, injectée transversalement par rapport au faisceau principal, a une influence négligeable sur l'efficacité du refroidissement.

Chapitre 3

Stabilité de fréquence de l'étalon

3.1 Introduction

La stabilité relative de fréquence d'une horloge atomique est sa capacité à maintenir la même fréquence sur un intervalle de temps donné. Dans un étalon primaire de fréquence, la stabilité fixe donc une limite à l'incertitude avec laquelle nous pouvons mesurer les effets systématiques dans l'évaluation métrologique. En pratique, il est en effet difficile de diminuer l'incertitude des mesures à un niveau inférieur à la stabilité de fréquence de l'horloge sur une journée et toute amélioration dans ce domaine se traduit par un gain direct autant sur la résolution que sur le temps pris pour l'évaluation métrologique de l'étalon.

Plusieurs réalisations pratiques visant à augmenter le flux atomique total ont été implémentées lors de la conception de la fontaine continue (c.f. chapitre 2). L'objectif de ce chapitre est de présenter une nouvelle méthode d'amélioration de la stabilité de fréquence de l'horloge basée sur l'augmentation du signal $|F = 3, m_F = 0\rangle$ à l'aide d'un schéma de pompage optique à deux lasers. Nous allons montrer qu'en utilisant une configuration géométrique particulière et en optimisant les puissances et les fréquences des deux faisceaux, il est possible d'augmenter significativement le flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$, et le rapport signal-sur-bruit de l'étalon.

Après un bref rappel de la stabilité de fréquence théorique que nous pouvons obtenir en fonctionnement continu et des limitations provoquées par le bruit de phase de l'oscillateur local de l'horloge, la première moitié du chapitre nous permet d'exposer le principe et la réalisation pratique de la méthode développée sur la fontaine FOCS-2. Nous présentons l'amélioration du signal d'horloge mesuré et discutons des résultats expérimentaux obtenus.

Nous montrons que ce nouveau schéma permet de simultanément augmenter la population $|F = 3, m_F = 0\rangle$ tout en refroidissant transversalement le jet atomique. Dans la deuxième partie, l'influence du pompage optique sur le rapport signal-sur-bruit est analysée. Nous vérifions que la préparation d'état n'ajoute pas de bruit technique au signal atomique utile. Par comparaison directe de l'horloge avec un maser à hydrogène, nous mesurons la stabilité de fréquence de la fontaine avec et sans préparation d'état et nous montrons que l'amélioration de la déviation Allan observée abaisse la stabilité de l'horloge en-dessous de la limite de l'effet Dick des fontaines pulsées. Enfin, nous terminons le chapitre par une discussion des résultats obtenus et de leurs influences sur l'évaluation métrologique de la fontaine FOCS-2.

3.1.1 Stabilité de fréquence théorique

La stabilité théorique de la fontaine continue a été calculée en détail dans la thèse d'Alain Joyet [3]. Nous nous permettons ici de présenter les résultats de son analyse et de tirer les conclusions nécessaires à notre étude plus expérimentale. Si l'étalon de fréquence était "parfait", c'est-à-dire que celui-ci n'était pas affecté par du bruit d'origine technique, sa stabilité à court terme serait toujours limitée par le bruit intrinsèque du jet atomique (bruit de grenaille). Ce dernier, lié au caractère fondamentalement discret du jet formé par les atomes refroidis, impose la limite ultime de la stabilité à court terme et l'exactitude atteignable dans ce type d'horloge¹. La déviation de Allan limite $\sigma_y^{\text{lim}}(\tau)$ se calcule à partir du schéma de modulation-démodulation utilisé et du rapport signal-sur-bruit détecté :

$$\sigma_y^{\text{lim}}(\tau) = \frac{\sqrt{2}\beta}{\pi} \frac{\tau^{-1/2}}{Q_{\text{at}}(S/N)} \quad (3.1)$$

où $Q_{\text{at}} = \nu_0/\Delta\nu$ est le facteur de qualité de la résonance atomique, $\nu_0 = 9\,192\,631\,770$ Hz est la fréquence d'horloge, $\Delta\nu = 0.96$ Hz est la largeur de la frange de Ramsey centrale, τ est le temps d'intégration, $\beta \cong 1.1$ est un facteur numérique dépendant des paramètres du schéma de modulation-démodulation [3] et S/N est le rapport signal-sur-bruit du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ avec S le signal pic-vallée et N la densité spectrale de bruit mesurés à résonance avec la modulation carrée de phase enclenchée [48]. Selon l'équation 3.1, la stabilité de fréquence de la fontaine continue est inversement proportionnelle au facteur de qualité de la résonance atomique et à son rapport signal-sur-bruit en amplitude. Nous constatons donc que toute augmentation

1. La normalisation pratiquée dans les fontaines pulsées a pour but principal la suppression du bruit technique et permet donc d'atteindre la limite de "bruit de projection quantique" [47]. Avec la fontaine continue, la normalisation permettrait de gagner au maximum un facteur $\sqrt{2}$ en stabilité puisque, dans ce cas, seul le bruit de grenaille serait éliminé (c.f. section 3.3)

du flux sans augmenter le bruit d'origine technique influencera, de manière directe et positive, la stabilité de l'horloge.

3.1.2 Bruit d'intermodulation

Lorsque l'interrogation des atomes se fait de manière pulsée, la stabilité de fréquence est dégradée par le bruit de phase de l'oscillateur local de référence au travers de l'effet Dick [22], [23]. En effet, avec un bruit technique plus faible que le bruit de grenaille atomique et un oscillateur à quartz de dernière génération (BVA), la stabilité des fontaines pulsées est limitée à quelques $10^{-13} \tau^{-1/2}$ [49]. Si des solutions pour diminuer cet effet existent et ont été développées dans quelques laboratoires (oscillateur saphir cryogénique ultra-stable [4] ou micro-onde générée au moyen d'un peigne de fréquence optique asservi sur un laser ultra-stable [5, 24]), ces techniques sont complexes et coûteuses à mettre en oeuvre. Dans ce paragraphe, nous rappelons que, par définition, le fonctionnement en mode continu supprime les temps morts inhérents au mode pulsé (intervalles de temps sans atomes dans la zone d'évolution libre) responsables de l'effet Dick et réduit l'influence du bruit de l'oscillateur local à un niveau totalement négligeable. En effet, il a été montré [32], [3] que l'interrogation continue des atomes au moyen d'un schéma de modulation-démodulation carré de phase annule presque totalement le bruit d'intermodulation² et que dans ce cas la stabilité de fréquence de la fontaine est uniquement limitée par le rapport signal-sur-bruit du flux atomique. Nous résumons ici brièvement ces résultats théoriques exposés dans [50].

Dans la fontaine continue interrogée par la micro-onde à 9 192 631 770 Hz, la déviation Allan à 1 s du bruit d'intermodulation peut être estimée avec la relation suivante (c.f. équations 6.23 et 6.31 [3]) :

$$\sigma_y(f_m, \tau = 1\text{s}) = \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \frac{|c_{2k}(f_m)|^2}{c_0^2(f_m)} \text{sinc}^2(2k\pi f_m T) S_y(2kf_m) \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

où c_0 et c_{2k} sont des coefficients dépendant du type d'interrogation calculés ici pour une modulation carrée de phase de la fréquence de sortie de la synthèse, f_m est la fréquence de modulation de la fréquence d'interrogation des atomes, T est le temps de transit et $S_y(f)$ est la densité spectrale de bruit de fréquence relative mesurée sur le synthésiseur de chez *Spectra Dynamics Incorporated* (SDI CS-1) utilisé. Cette formule est valable pour un

2. Le bruit d'intermodulation fait référence à la conversion du bruit de fréquence de l'oscillateur local dans la bande passante de la boucle d'asservissement de l'horloge par repliement du spectre. L'effet Dick est un exemple d'intermodulation caractéristique aux fontaines pulsées.

jet continu monocinétique (température longitudinale nulle). Le cas d'un jet non-monocinétique ($75 \mu\text{K}$ de température longitudinale pour FOCS-2) peut être calculé en faisant intervenir la distribution des temps de transit autour du temps nominal moyen. La figure 3.1 expose le résultat de ce calcul en fonction du rapport entre la fréquence de modulation f_m et la largeur de la résonance de Ramsey $\Delta\nu = 1/2T$. La courbe verte correspond à un jet monocinétique $T_1 = 0 \text{ K}$, la courbe rouge à un jet ayant une température longitudinale $T_1 = 75 \mu\text{K}$ et la courbe bleue correspond au calcul particulier valable pour une fontaine pulsée. Dans une fontaine continue idéale et en présence d'un jet monocinétique, nous constatons qu'à la fréquence de modulation optimale de $f_m = \Delta\nu = 1 \text{ Hz}$ pour $T = 0.5 \text{ s}$, le bruit d'intermodulation calculé est nul (courbe verte). En pratique, la température longitudinale du jet atomique rend ce filtrage imparfait mais le bruit d'intermodulation résiduel estimé à $3 \cdot 10^{-16}$ à 1 s se situe toutefois bien en dessous du bruit de grenaille atomique (c.f. section 3.3). A l'inverse, avec une fontaine pulsée pour laquelle le temps de cycle est compris entre 0.8 s et 1 s , le niveau de bruit dû à l'effet Dick serait de l'ordre de $1 - 2 \cdot 10^{-13}$ à 1 s , soit déjà nettement au-dessus de la limite correspondante à un bruit de grenaille équivalent. Dans ce cas, l'augmentation de la fréquence de cycle à $f_c = 2\Delta\nu = 2 \text{ Hz}$ permettrait d'annuler la contribution du bruit de phase de l'oscillateur local. Cette situation impliquerait cependant un fonctionnement de type multi-boules (cycles qui se chevauchent) et nécessiterait alors l'installation d'une trappe à lumière. Ainsi, en fonctionnement normal et avec une synthèse de fréquence identique, le fonctionnement continu permet de diminuer théoriquement le bruit d'intermodulation de trois ordres de grandeurs par rapport aux fontaines pulsées.

3.2 Préparation d'état quantique

Dans la section précédente, nous avons vu que le schéma de modulation-démodulation d'une fontaine continue réduit la limite du bruit d'intermodulation à un niveau négligeable, bien en-dessous du bruit de grenaille atomique. Ainsi, selon l'équation 3.1, chaque augmentation du rapport signal-sur-bruit aura un impact direct sur la stabilité à court terme de l'étalon. Parmi plusieurs solutions déjà retenues (c.f. chapitre 2), la préparation d'état quantique, c'est-à-dire la préparation d'un ensemble d'atomes dans un état quantique donné fait partie des possibilités d'amélioration du signal d'inversion de l'horloge. Par le passé, plusieurs approches différentes ont été utilisées pour préparer des échantillons atomiques dans un unique état quantique. Les premières horloges à jet thermique de césium utilisaient des aimants (type expérience de Stern-Gerlach) pour sélectionner les atomes dans un des niveaux hyperfins de base [51]. Plus tard, ce procédé de sélection a été remplacé avan-

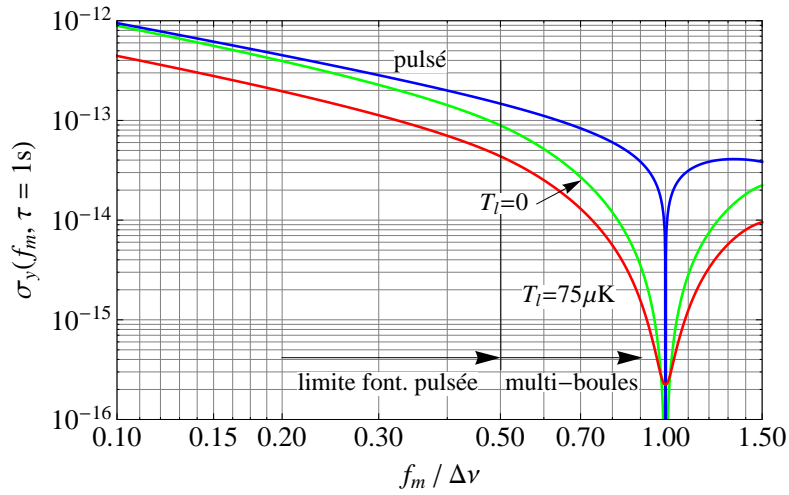


Figure 3.1: Déviation Allan dû au bruit d'intermodulation en fonction de la fréquence de modulation. Comparaison entre le fonctionnement continu et pulsé avec un oscillateur local identique. La courbe verte représente le bruit d'intermodulation calculé avec l'équation 3.2 pour un jet monocinétique. La courbe rouge expose le cas plus réaliste d'une température longitudinale non nulle ($T_l = 75 \mu\text{K}$). La courbe bleue correspond au cas d'une fontaine pulsée dont la fréquence de cycle est égale à deux fois la fréquence de modulation. Aux conditions de fonctionnement optimales ($f_m = 1 \text{ Hz}$) nous constatons qu'une fontaine continue n'est pas limitée par le bruit de l'oscillateur local au-dessus de 10^{-16} (théorique) tandis qu'une fontaine pulsée équivalente subit potentiellement ses effets dans tout le domaine atteignable ($f_m/\Delta\nu < 0.5$). Avec un oscillateur local identique, la stabilité à court terme d'une fontaine continue peut ainsi être trois ordres de grandeurs meilleures qu'une fontaine pulsée.

tageusement par un pompage optique laser de manière à transférer tous les atomes d'un niveau hyperfin à l'autre [52, 53, 54, 55, 56]. Dans les années 1980, des schémas de pompage optique plus évolués utilisant deux faisceaux lasers ont été proposés pour produire à la fois un pompage hyperfin mais aussi un pompage vers un unique sous-niveau Zeeman [57, 58, 59]. Toutefois, à l'époque, l'augmentation du bruit introduit par le procédé de pompage n'a jamais permis d'atteindre les stabilités escomptées [60, 61]. Avec l'arrivée des atomes refroidis par laser et des fontaines atomiques, le pompage optique à deux lasers fut abandonné en raison du réchauffement des atomes provoqué par les nombreux cycles de pompage optique (> 10 en moyenne pour les atomes de césium). Dès lors, tirant parti des flux atomiques élevés, l'accent fut mis sur la pureté de la préparation d'état au travers de méthodes utilisant une excitation sélective suivie d'une impulsion laser permettant de se débarrasser des atomes non désirés [47]. Notons que ces techniques développées initialement pour les horloges atomiques sont aujourd'hui également utilisées dans les interféromètres à atomes froids [62, 63, 64]. Bien évidemment nous trouvons dans la littérature plusieurs autres méthodes originales de préparation d'état. Citons encore le pompage optique suivi par un transfert radio-fréquence dans des cellules atomiques [65, 66], le pompage optique avec des transitions Raman incohérentes dans des cavités QED [67] ou encore la préparation d'une superposition d'états purs avec un pompage de type "push-pull" [68] ou par des excitations bichromatiques polarisées elliptiquement [69].

Dans notre expérience, nous voulons préparer les atomes d'un jet continu d'atomes froids de césium avec une température transverse de $3 - 4 \mu\text{K}$ dans l'unique état quantique $|F = 3, m_F = 0\rangle$. La perte de flux par expansion thermique étant un paramètre critique, le réchauffement des atomes provoqué par les cycles de pompage est à éviter. De ce fait, nous avons besoin d'une méthode pouvant s'adapter aux contraintes du jet continu, combinant idéalement refroidissement et préparation d'état. Pour les atomes alcalins métalliques, le refroidissement sideband Raman généré par déplacement Zeeman [70, 71, 72] permet la préparation des atomes dans $m_F = F$ et la possibilité d'adapter ce schéma au jet continu d'atomes froids a déjà fait l'objet d'études poussées [35]. L'état quantique final $|F = 3, m_F = 3\rangle$ n'étant pas utile pour les horloges atomiques, l'idée de remplacer le déplacement Zeeman par un déplacement Stark dynamique de manière à accumuler les atomes dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$ a été proposée dans [73]. Toutefois, en raison des contraintes expérimentales importantes, la réalisation expérimentale de ce schéma n'a jusqu'à présent pas abouti. Nous proposons donc de réaliser un schéma intermédiaire combinant un pompage optique vers $m_F = 0$ avec un refroidissement Sisyphe simultané, de type similaire à celui décrit dans la référence [74] et réalisé avec un refroidissement Doppler dans une trappe magnéto-optique tridimensionnelle. Le principe de la méthode développée ici

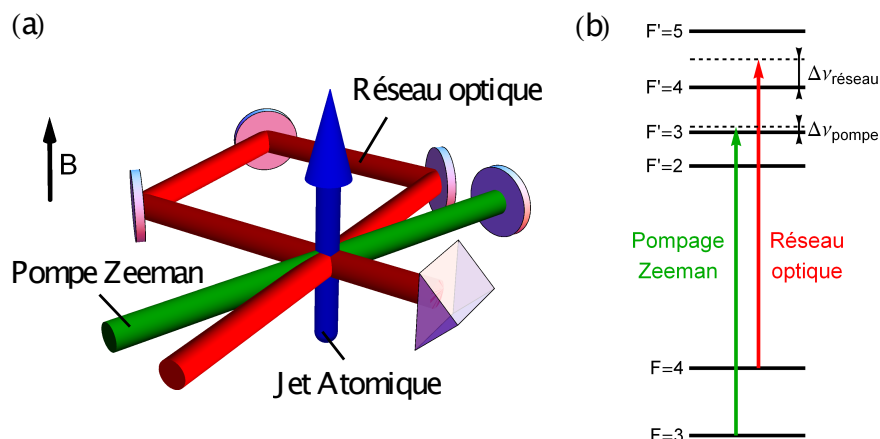


Figure 3.2: (a) Configuration des faisceaux laser utilisée pour la préparation d'état et le refroidissement simultané. Le jet atomique est vertical, tandis que tous les faisceaux sont dans un plan horizontal perpendiculaire. Le réseau optique est replié et rétro-réfléchi sur un prisme de manière à créer une réseau bidimensionnel stable [36]. Sa polarisation d'entrée est linéaire et orientée à 45° par rapport à l'axe vertical. Notons toutefois que les multiples réflexions sur les miroirs introduisent de l'ellipticité. Le laser utilisé pour le pompage Zeeman est polarisé linéairement parallèlement à l'axe vertical et rétro-réfléchi par un miroir. Ce dernier fait un angle de 5° avec le faisceau d'entrée du réseau. En principe, cet angle ne joue aucun rôle dans la préparation d'état. Sa valeur est simplement contrainte par l'accès optique au système à vide. Tous les miroirs sont métalliques. Un champ magnétique vertical ($\sim 1 \mu\text{T}$) est utilisé pour stabiliser la polarisation atomique en fixant l'axe de quantification des atomes. (b) Fréquences des faisceaux lasers par rapport à la raie D_2 du césium. Afin de produire un pompage optique vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$, le laser du réseau optique doit exciter soit la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$, soit la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$, pendant que le laser pompeur excite la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Les deux lasers sont désaccordés de manière à refroidir simultanément les atomes (c.f. texte pour plus de détails).

est expliqué dans la première partie de cette section. Nous discutons ensuite de sa réalisation pratique et présentons finalement les résultats expérimentaux mesurés sur la fontaine continue FOCS-2, aussi bien en terme d'efficacité de la préparation d'état que de refroidissement produit. Notons que ce travail a fait l'objet d'une publication dans *Physical Review A* [75].

3.2.1 Principe

L'idée de base de cette méthode est de tirer parti des différences de probabilités de transition entre les différents sous-niveaux Zeeman (c.f. annexe A) pour réaliser une excitation laser sélective et préparer le jet d'atomes de césium dans l'unique état d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Dans cette perspective un nouveau schéma de pompage optique à deux lasers est implémenté. Un premier faisceau est utilisé pour exciter l'état de base $F = 4$ et pomper par

désexcitation les atomes dans $F = 3$, tandis qu'un second laser, polarisé π , excite simultanément la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. En vertu des règles de sélection, $|F = 3, m_F = 0\rangle$ est le seul sous-niveau non couplé à la lumière des faisceaux laser et tous les atomes vont s'accumuler dans cet unique état quantique [57, 58, 59, 60, 61]. Pratiquement, l'effet du second laser est de produire un pompage Zeeman vers $m_F = 0$ pendant que le premier agit comme un repompeur hyperfin vers $F = 3$. En conditions optimales, plus de dix cycles de pompage optique sont nécessaires en moyenne pour transférer des atomes uniformément répartis sur les sous-niveaux de $F = 3$ et $F = 4$ dans l'unique état quantique $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Toutefois, puisque chaque photon émis spontanément transfère son impulsion aux atomes, chacun des cycles de pompage va accroître la température du jet atomique. Dans la fontaine continue, cette augmentation de la température va se traduire par une augmentation de la divergence du jet atomique et donc une diminution du signal de l'horloge (facteur ~ 1.2).

L'idée principale de ce nouveau schéma est précisément de compenser cette augmentation de la température en ajustant la fréquence, la polarisation et la géométrie des faisceaux lasers utilisés de manière à produire simultanément du refroidissement Sisyphe. La configuration des lasers utilisés est représentée sur la figure 3.2.a tandis que leurs fréquences relatives à la raie D₂ du césium sont définies sur la figure 3.2.b. Le premier laser utilisé pour le pompage hyperfin de $F = 4$ à $F = 3$ est replié et rétro-réfléchi sur un prisme de manière à créer un réseau optique bidimensionnel stable [36]. Sa polarisation d'entrée est linéaire et orientée à 45° par rapport à la verticale. Toutefois, en raison des multiples réflexions sur les miroirs du réseau, cette polarisation est fortement modifiée et un fort gradient de polarisation apparaît à l'intersection des faisceaux. Ainsi, en choisissant judicieusement la fréquence du laser, il est possible d'observer un refroidissement de type Sisyphe dans la direction transverse du jet atomique. En effet, pour produire un pompage vers $F = 3$ le réseau optique doit exciter indifféremment les transitions $F = 4 \rightarrow F' = 4$ ou $F = 4 \rightarrow F' = 3$ mais en désaccordant sa fréquence dans le bleu de ces transitions [38], nous pouvons également simultanément réduire la température transverse du jet. De plus, en raison du mouvement des atomes dans les différents sites de polarisation, ce fort gradient permet d'éviter le piégeage des atomes dans des états Zeeman cohérents [76]. Le second faisceau laser utilisé pour produire le pompage Zeeman vers $m_F = 0$ est polarisé linéairement par rapport à la verticale et rétro-réfléchi sur lui-même par un miroir plan. En effet, de cette polarisation parallèle à l'axe de quantification des atomes, fixé par un champ magnétique \vec{B} vertical, et en accord avec les règles de sélection, le laser va exciter tous les sous-niveaux de $F = 3$ à l'exception de $m_F = 0$. Ainsi, la répétition des cycles de pompage optique a tendance à accumuler les atomes dans le seul état non couplé au faisceau laser $|F = 3, m_F = 0\rangle$. De plus, chaque fois qu'un atome est repompé par désexcitation dans $F = 4$,

le refroidissement induit par le réseau optique opère et son mouvement aléatoire transverse diminue. Au final, les atomes sont soit pompés vers $m_F = 0$ lorsqu'ils se trouvent dans $F = 3$, soit refroidis lorsqu'ils sont dans $F = 4$, chacun des lasers jouant continuellement le rôle de repompeur pour le processus concurrent. En guise de dernière remarque, notons encore que l'excitation simultanée avec deux lasers désaccordés peut en principe produire des états noirs cohérents non désirés. Cependant, dans notre expérience, les deux lasers ne sont pas asservis en phase et leurs largeurs de raie sont relativement importantes (500 kHz pour le laser ECDL $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et 1 – 2 MHz pour le laser DFB $F = 4 \rightarrow F' = 4$). Par conséquent, avec une durée de cohérence mutuelle de $\sim 1 \mu\text{s}$ et un temps d'interaction relativement long (quelques millisecondes) la création d'états noirs cohérents n'est pas possible et ce phénomène n'est alors limitant ni pour l'efficacité de la préparation d'état, ni pour un éventuel déplacement de fréquence de la résonance de Ramsey.

3.2.2 Réalisation pratique

Dans ce paragraphe, nous mettons en évidence les paramètres expérimentaux spécifiques à la méthode de préparation d'état utilisée, prenant place 2.5 cm au-dessus de la collimation transverse. Deux lasers sont nécessaires à la réalisation de ce schéma de pompage optique. Le premier laser, utilisé pour le pompage hyperfin de $F = 4$ à $F = 3$, est monté en configuration de réseau optique replié (c.f. figure 3.2.a). Sa fréquence est accordée 125 MHz au-dessus de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ et sa puissance est ajustée à 2.5 mW. Ces deux paramètres sont réglés de manière à limiter le réchauffement provoqué par les cycles de pompage optique. Sa polarisation d'entrée est choisie linéaire à 45° afin de créer un fort gradient de polarisation à l'intersection des faisceaux. En plus d'offrir les conditions nécessaires à un refroidissement Sisyphe, ce dernier permet également d'éviter la formation d'états Zeeman cohérents limitant l'efficacité du pompage optique. Le second laser, utilisé pour le pompage Zeeman vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$ est superposé au réseau à l'intersection avec le jet atomique (c.f. figure 3.2.a) et est rétro-réfléchi sur lui-même de manière à éviter que les atomes du jet soient "soufflé" par pression de radiation. En configuration standard, sa fréquence est accordée sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et sa puissance ($3 \mu\text{W}$) est ajustée afin d'optimiser le pompage vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Aussi bien le laser du réseau optique que celui utilisé pour le pompage Zeeman sont des faisceaux gaussiens $\phi_{e-2} = 5.68$ mm tronqué à 11 mm de diamètre. Selon nos simulations, le temps de transit de 3 ms passé par les atomes du jet à l'intersection des faisceaux de préparation d'état est suffisant pour garantir une efficacité de pompage optique dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$ de 98%. L'état de pureté de la polarisation du laser utilisé pour le pompage Zeeman est un facteur critique, limitant potentiellement l'efficacité du pompage optique.

En effet, pour fonctionner, le pompage vers $m_F = 0$ nécessite une polarisation linéaire parfaitement alignée avec l'axe de quantification des atomes, déterminé par l'orientation du champ magnétique. Par conséquent, non seulement le vecteur polarisation doit être aligné avec le champ magnétique, mais la polarisation doit également éviter toute ellipticité parasite. A cette fin, l'injection du faisceau dans la fibre mono-mode utilisée pour acheminer la lumière dans le système à vide a été optimisée. Dans ces conditions, après le premier passage à travers le jet atomique, un rapport d'extinction de 40 dB a été mesuré sur la polarisation du faisceau. De manière similaire, les composantes magnétiques perpendiculaires à la polarisation laser détruisent également la préparation d'état. Un faible champ magnétique, parallèle à la polarisation du laser pompeur, est alors appliqué afin de stabiliser l'alignement atomique créé vis-à-vis des perturbations dues aux inhomogénéités magnétiques transverses. Dans notre expérience, nous utilisons trois paires de bobines montées en configuration de type Helmholtz pour contrôler le champ magnétique dans cette région. Les champs externes sont compensés et nous pouvons ainsi ajuster la valeur et la direction du champ résultant ($\sim 1 \mu\text{T}$) pour l'aligner sur la polarisation du laser pompeur. Finalement, notons que de manière identique au premier réseau utilisé pour la collimation transverse, tous les faisceaux lasers de l'étage de préparation d'état sont montés dans un plan incliné de 1.57° par rapport à l'horizontale afin d'accompagner les atomes dans leur trajectoire parabolique.

Pour caractériser l'efficacité de la préparation d'état, nous mesurons la distribution de population sur les sous-niveaux Zeeman de l'état $F = 3$ par spectroscopie micro-onde. La figure 3.3 présente le principe de la mesure. Les atomes peuplant le niveau $|F = 3, m_F\rangle$ sont transférés dans $|F = 4, m_F\rangle$ par excitation micro-onde sélective, puis la population $F = 4$ résultante est mesurée en collectant la lumière de fluorescence émise par les atomes excités par le faisceau sonde. Plus précisément, l'excitation micro-onde échange les populations de $|F = 3, m_F\rangle$ et $|F = 4, m_F\rangle$ et nous mesurons $P_{3,m_F} - P_{4,m_F}$ où P_{F,m_F} représente la population $|F, m_F\rangle$. Comme décrit dans le chapitre 2, les deux interactions de Rabi de la fontaine continue sont spatialement séparées. Les atomes passent donc une première fois travers la cavité micro-onde, reçoivent un premier pulse $\pi/2$, évoluent librement pendant approximativement 0.5 s et retraversent la cavité où le deuxième pulse $\pi/2$ est appliqué. Le temps de transit des atomes dans chaque zone d'interrogation est d'environ 10 ms. Le champ magnétique vertical (Champ C), utilisé pour lever la dégénérescence des sept transitions $|F = 3, m_F\rangle \rightarrow |F = 4, m_F\rangle$ (c.f. figure 3.3.b), est ajusté expérimentalement à la valeur de 73 nT. Les sous-niveaux Zeeman sont ainsi déplacés de $m \times 511$ Hz autour de la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. En balayant la fréquence micro-onde appliquée dans la cavité autour de chacune de ces transitions, nous pouvons

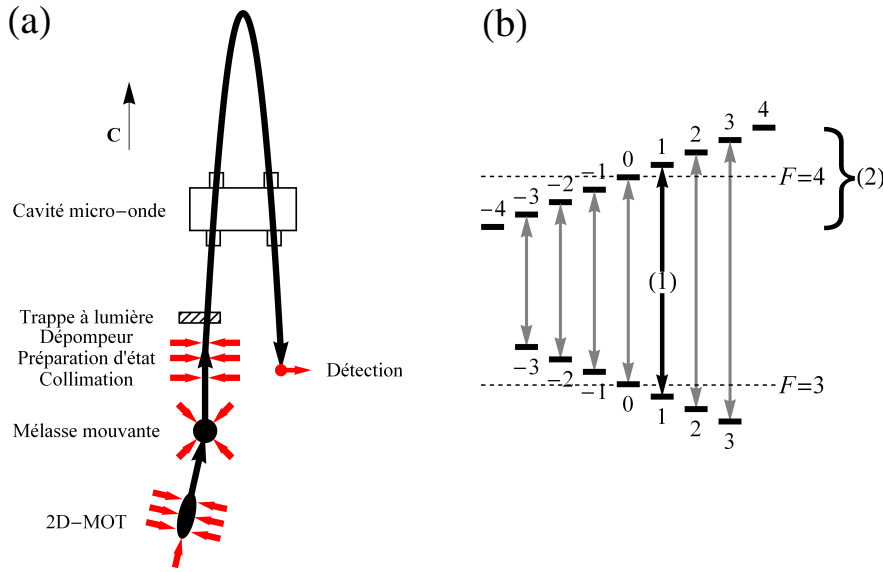


Figure 3.3: (a) Schéma du montage expérimental résumant les différentes étapes de préparation du jet atomique. Nous pouvons notamment voir la trappe magnéto-optique bidimensionnelle dans laquelle le jet est produit, la mélasse mouvante tridimensionnelle utilisée pour refroidir et lancer les atomes verticalement à 4 m/s, le réseau optique de refroidissement transverse collimatant le jet, l'étage de préparation d'état, le laser dépompeur utilisé pour réduire la population $F = 4$ subsistante, la cavité micro-onde et finalement la détection de la lumière de fluorescence après le vol balistique. (b) Schéma des sous-niveaux Zeeman. La distribution de population après pompage est mesurée en deux étapes : (1) L'impulsion micro-onde transfère sélectivement les atomes de $|F = 3, m_F\rangle$ à $|F = 4, m_F\rangle$ (2) La lumière de fluorescence émise par les atomes de $F = 4$ est détectée (c.f. texte pour plus de détails).

alors mesurer leur population au travers de la lumière de fluorescence des atomes $F = 4$. De plus, en superposant au faisceau sonde un laser repompeur ($30 \mu\text{W}$ accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$), les atomes des deux niveaux $F = 3$ et $F = 4$ sont détectés et nous obtenons ainsi une mesure du flux total de la fontaine. Bien que dans ce cas l'information sur la distribution de population sur les différents sous-niveaux Zeeman soit perdue, nous verrons par la suite que le flux total est utilisé dans notre expérience comme mesure indirecte de l'efficacité du refroidissement transverse produit par la préparation d'état.

3.2.3 Efficacité du pompage à deux lasers

L'efficacité du pompage optique à deux lasers est illustrée à travers les spectres micro-ondes mesurés avec et sans préparation d'état. Ces résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.4. Ils ont été obtenus en balayant la fréquence micro-onde autour de la transition d'horloge et en mesurant le

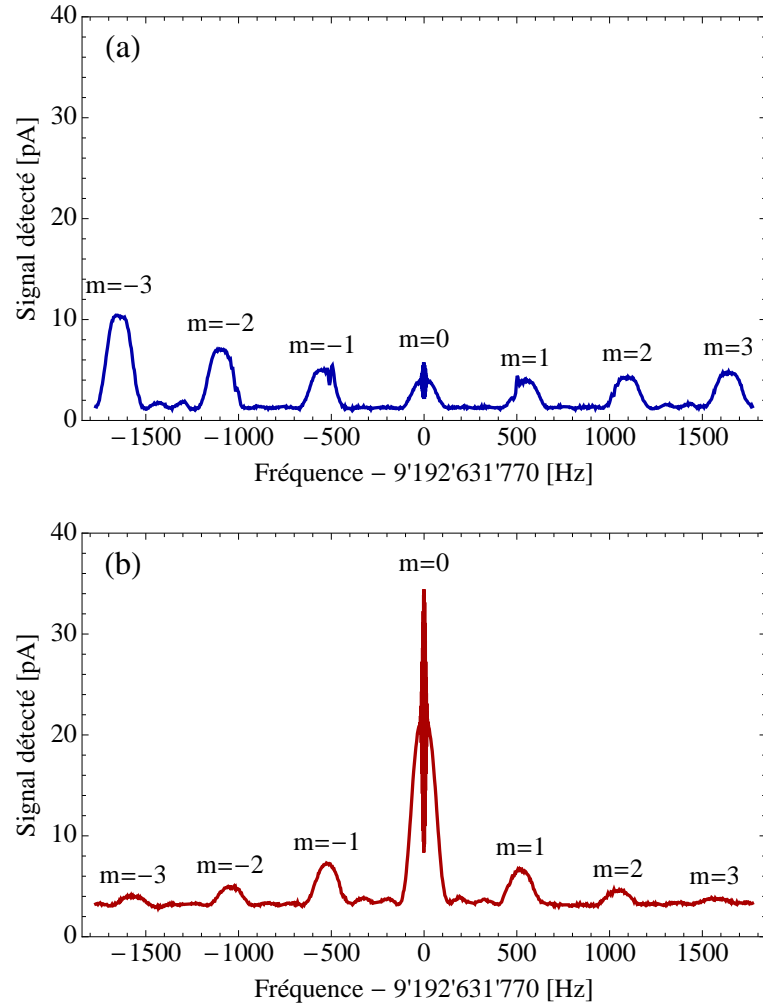


Figure 3.4: Spectres micro-ondes des sous-niveaux Zeeman $F = 3$ mesurés (a) sans préparation d'état et (b) avec préparation d'état. Ces spectres représentent le signal du photodétecteur proportionnel au nombre d'atomes détectés dans $F = 4$ en fonction de la fréquence de l'excitation micro-onde. Lorsque la micro-onde est résonnante avec les transitions $|F = 3, m_F\rangle \rightarrow |F = 4, m_F\rangle$, les atomes sont transférés et détectés dans $F = 4$. Notons que les graphiques utilisent la même échelle afin de faciliter les comparaisons et que ces mesures illustrant l'efficacité de la préparation d'état ont été réalisées sans trappe à lumière et sans homogénéisation du champ C (ce qui explique le faible contraste et le décalage des franges de Ramsey sur les transitions $m_F \neq 0$).

nombre d'atomes détectés dans $F = 4$. Comme expliqué dans le chapitre 2, pour chacune des mesures, un laser accordé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ est utilisé pour dépeupler le niveau $F = 4$ avant l'impulsion micro-onde. Par ailleurs, la puissance micro-onde est optimisée pour produire des pulses $\pi/2$ sur chacune des composantes Zeeman de sorte que l'enveloppe de Rabi est représentative, en bonne approximation (erreur $< 3\%$), de la distribution de population de l'état $F = 3$.

Le spectre micro-onde obtenu sans préparation d'état est exposé sur la figure 3.4.a. Nous constatons que la distribution de population sur les sept résonances de Rabi qui correspondent aux transitions $|F = 3, m_F\rangle \rightarrow |F = 4, m_F\rangle$ pour $m_F = -3, \dots, +3$ est clairement asymétrique et que seuls 8.7% des atomes peuplent le sous-niveau $m_F = 0$. Dans un étalon primaire de fréquence, ces deux caractéristiques sont indésirables aussi bien pour l'exactitude que pour la stabilité de fréquence. En effet, si l'asymétrie peut produire un déplacement de fréquence par Rabi pulling [1], le faible nombre d'atomes présents dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ affecte le rapport signal-sur-bruit et dégrade la stabilité de fréquence de l'horloge. En comparaison, le spectre micro-onde mesuré avec préparation d'état est montré sur la figure 3.4.b. Sur ce graphique, nous observons maintenant que la distribution de population gagne en symétrie et que 56.6% des atomes sont présents dans $m_F = 0$. Le tableau 3.1 résume les populations des deux spectres mesurés. De manière à quantifier le gain sur la symétrie des distributions, nous avons calculé l'orientation des populations avec et sans préparation d'état. Cette grandeur est indiquée sur la dernière ligne du tableau. Nous constatons que la préparation d'état effectuée diminue l'asymétrie de la distribution de population d'un facteur 12 et augmente le nombre d'atomes peuplant $m_F = 0$ d'un facteur 6.5.

Afin de comprendre l'origine de cette efficacité limitée par rapport aux prévisions initiales, nous avons développé un modèle numérique basé sur les équations d'évolution des populations présentées dans [58] mais tenant ici compte des excitations hors-résonance de toutes les transitions voisines. Les fréquences et les puissances des faisceaux lasers utilisés dans la simulation numérique ont été choisies de manière à représenter le plus fidèlement possible la réalité expérimentale et l'orientation du champ magnétique est simulée à travers l'orientation de la polarisation du faisceau pompeur. En insérant ces paramètres dans notre simulation numérique, nous montrons qu'un pompage partiel de 55% tel que mesuré dans notre expérience est explicable avec 4% de champ magnétique transverse résiduel³ ($B_{\perp} \approx 40$ nT) et que dans ce cas, les populations obtenues avec notre modèle sont en très bon accord avec les

3. La présence proche de μ -métal dans cette région (blindages magnétiques de la zone d'évolution libre) déforme passablement les lignes de champ et des gradients locaux ne sont pas exclus.

	Sans préparation d'état (%)	Avec préparation d'état (%)	Simulation numérique (%)
$P_{3,-3}$	29.4	3.5	5.0
$P_{3,-2}$	18.9	6.6	6.9
$P_{3,-1}$	12.5	13.5	10.6
$P_{3,0}$	8.7	56.6	55.0
$P_{3,1}$	9.1	11.6	10.6
$P_{3,2}$	10.1	5.2	6.9
$P_{3,3}$	11.3	3.0	5.0
Orientation	-25.1	-2.1	0

Table 3.1: Populations des sept sous-niveaux Zeeman de l'état $F = 3$ mesurées avec et sans préparation d'état et obtenues avec notre modèle numérique. Les données expérimentales sont extraites de la figure 3.4. L'orientation est donnée par $\mathcal{O} \propto \sum m_F P_{3,m_F}$ et est normalisée relativement à la valeur maximale. C'est donc une mesure du moment dipolaire de la distribution de population et par conséquent de son asymétrie. Une préparation d'état parfaite donnerait donc $P_{3,0} = 100\%$ et $\mathcal{O} = 0\%$.

résultats expérimentaux présentés dans le tableau 3.1.

3.2.4 Refroidissement simultané

Afin d'observer l'effet de la préparation d'état sur la température du jet atomique, nous balayons la fréquence du laser utilisé pour le réseau optique et mesurons le flux total atteignant la détection de la fontaine. En effet, comme nous l'avons mentionné plus haut, en diminuant la température transverse du jet, le nombre d'atomes perdus pendant le vol parabolique diminue également et le flux mesuré dans la zone de détection augmente. Formellement, le flux total est inversement proportionnel à la température transverse et ce dernier peut alors être utilisé comme mesure indirecte de la température. La figure 3.5 expose les mesures expérimentales pour le flux total ($F = 3 + 4$) et le flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ enregistrées successivement. Nous observons que le flux total ne change pas de manière symétrique autour des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 4$. L'augmentation constatée dans le bleu de ces transitions est une signature du refroidissement Sisyphe, tandis que la diminution visible dans le rouge est typique du réchauffement Sisyphe. De plus, nous remarquons qu'environ 55% des atomes sont dans $m_F = 0$ sur une large plage de fréquence. La préparation d'état ne semble donc pas être limitée par le pompage hyperfin du réseau optique et prend place de manière indépendante au refroidissement.

Les cycles de pompage optique réchauffent le jet atomique à travers l'impul-

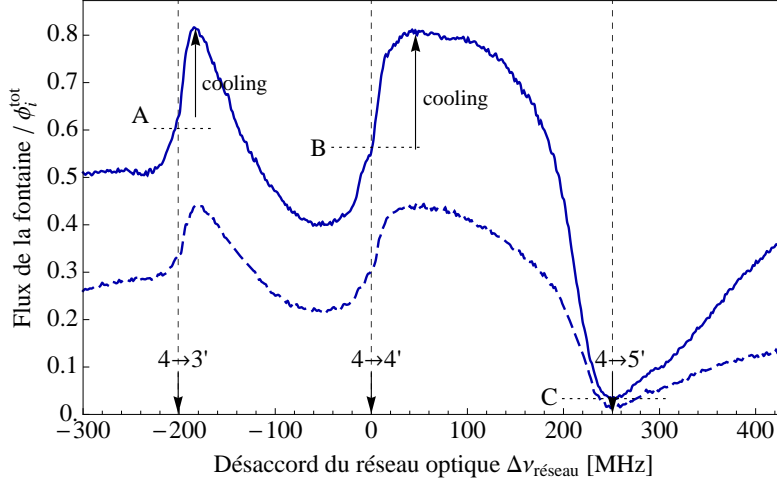


Figure 3.5: Mesure du flux total de la fontaine $F = 3, 4$ et du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en fonction de la fréquence du laser du réseau optique. $\Delta\nu_{\text{réseau}}$ est le désaccord de la fréquence du laser par rapport à la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ de la raie D_2 du césium. Le laser utilisé pour le pompage Zeeman est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. L'axe vertical est normalisé par rapport au flux total obtenu sans préparation d'état ϕ_i^{tot} . L'axe horizontal est calibré en utilisant le signal d'absorption saturée obtenu à partir d'une petite fraction de la lumière du laser. Les lignes horizontales pointillées A, B et C représentent les niveaux du flux total lorsque le laser du réseau est à résonance avec les trois transitions. Le refroidissement est observé dans le bleu des transitions $43'$ et $44'$.

sion de recul générée par l'émission spontanée des atomes. Afin de comprendre l'influence du refroidissement, nous avons calculé le nombre de photons issus de l'émission spontanée générée par la préparation d'état lorsqu'à la fois le laser utilisé pour le pompage Zeeman et le laser du réseau optique sont à résonance avec les transitions atomiques. En intégrant numériquement les équations d'évolution des populations avec les paramètres expérimentaux décrits précédemment, le nombre de photons, les températures finales du jet et la réduction du flux ont pu être calculés. Ces différentes grandeurs sont présentées dans le tableau 3.2. La température transverse finale du jet atomique est obtenue à partir de la connaissance du nombre de photons N_{photons} et de la température initiale $T_i = 3.5 \mu\text{K}$ mesurée dans [38] :

$$\frac{1}{2}k_B T_f = \frac{1}{2}k_B T_i + \frac{1}{2}M v_r^2 N_{\text{photons}}/3 \quad (3.3)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, $v_r = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ est la vitesse de recul des atomes et M est la masse atomique du césium. La température finale du jet nous permet alors de quantifier la diminution du flux total de la fontaine selon $\phi_f^{\text{tot}}/\phi_i^{\text{tot}} = T_i/T_f$. L'analyse de ce rapport de flux est en bon accord avec les niveaux A, B et C mesurés sur les données expérimentales de la figure 3.5 avec 4% de champ magnétique transverse résiduel. Ces niveaux

Fréquence du réseau optique	$4 \rightarrow 3'$	$4 \rightarrow 4'$	$4 \rightarrow 5'$
N_{photons}	30	35	29 500
T_i (μK)	3.5	3.5	3.5
T_f (μK)	5.7	5.8	1941
$\phi_f^{\text{tot}}/\phi_i^{\text{tot}}$	0.621	0.60	0.002

Table 3.2: Estimation de l'élévation de température du jet induite par la préparation d'état lorsque la fréquence du réseau optique est à résonance avec la raie D_2 du césium. Le nombre de photons N_{photons} émis spontanément pendant la préparation d'état est calculé par intégration numérique des équations d'évolution. T_i est la température transverse du jet atomique avant la préparation d'état mesurée dans [38]. T_f est la température transverse après la préparation d'état calculée à partir de l'équation 3.3 avec T_i et N_{photons} . $\phi_f^{\text{tot}}/\phi_i^{\text{tot}}$ est le rapport entre le flux total avec et sans préparation d'état calculé avec 4% de champ magnétique transverse résiduel. Ce rapport permet d'expliquer les niveaux A, B et C mesurés sur les données expérimentales de la figure 3.5.

indiquent le réchauffement à résonance et nous pouvons les utiliser pour évaluer le rôle d'un désaccord sur l'efficacité de refroidissement du jet.

Pour que le refroidissement Sisyphe opère, une des conditions nécessaires est que le pompage optique peuple le sous-niveau Zeeman d'énergie minimum. Ainsi, selon les coefficients de couplage des différentes transitions (c.f. annexe A), cette condition est satisfaite du côté bleu des transitions $F \rightarrow F' \leq F$ et du côté rouge des transitions $F \rightarrow F' > F$. En effet, il a été démontré que le refroidissement Sisyphe agit pour des désaccords positifs lorsque $F' \leq F$ et pour des désaccords négatifs si $F' > F$ [77, 78]. L'observation de la figure 3.5 montre que nous obtenons effectivement du refroidissement lorsque nous accordons la fréquence du laser du réseau optique dans le bleu des transitions $4 \rightarrow 3'$ et $4 \rightarrow 4'$ et dans le rouge de la transition $4 \rightarrow 5'$. Nous remarquons que les températures minimales correspondantes au flux maximal sont observées près des transitions $4 \rightarrow 3'$ et $4 \rightarrow 4'$. Ceci s'explique de la manière suivante. Lorsque $F \leq F'$ et pour un désaccord positif, les atomes sont pompés dans des états faiblement couplés au faisceau laser et le réchauffement par diffusion est réduit (mélasse grise). A l'inverse, soit pour $F' > F$ et pour un désaccord négatif, les atomes sont pompés dans des états fortement couplés au laser, le nombre de photons diffusés augmente et la température ne diminue plus. En conclusion, en accordant judicieusement la fréquence des lasers, nous constatons que le refroidissement Sisyphe produit par le réseau optique compense plus de 60% du réchauffement produit par la préparation d'état et garantit ainsi un flux atomique conséquent.

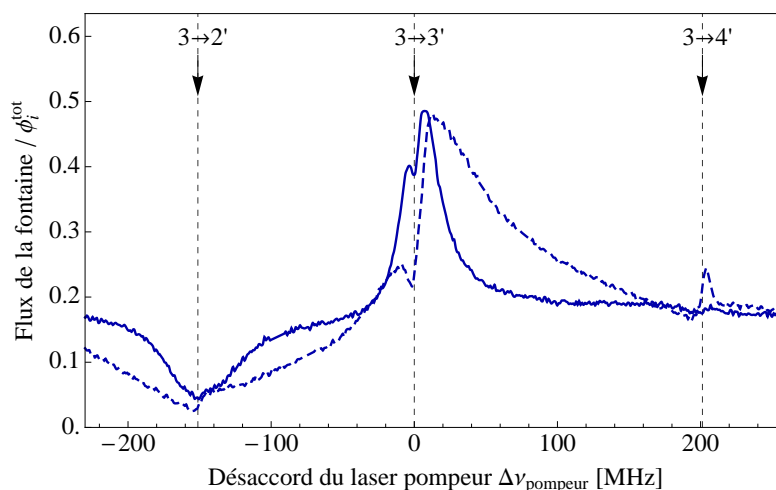


Figure 3.6: Mesure du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en fonction de la fréquence du laser utilisé pour le pompage Zeeman. $\Delta\nu_{\text{pompeur}}$ est le désaccord de la fréquence du laser pompeur par rapport à la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ de la raie D_2 du césium. Le laser du réseau optique est accordé sur le cross-over du signal d'absorption saturée des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3$ et $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Les puissances du laser pompeur mesurées sont $3 \mu\text{W}$ (ligne solide) et $30 \mu\text{W}$ (ligne discontinue). L'axe vertical est normalisé par rapport au flux total obtenu sans préparation d'état ϕ_i^{tot} . L'axe horizontal est calibré en utilisant le signal d'absorption saturée obtenu à partir d'une petite fraction de la lumière du laser.

3.2.5 Rôle du laser pompeur

De manière identique au paragraphe précédent, nous avons étudié l'influence de la fréquence du laser pompeur sur l'efficacité de la préparation d'état. Le flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en fonction de la fréquence du laser pompeur est reporté sur la figure 3.6. Sur ce graphique, nous observons que le flux $m_F = 0$ de la fontaine augmente effectivement lorsque la fréquence du laser polarisé π est accordée sur la transition $3 \rightarrow 3'$ et diminue sur la transition $3 \rightarrow 2'$ puisque dans ce cas le pompage peuple les états $m_F = \pm 3$. Nous constatons également que le flux $m_F = 0$ augmente significativement lorsque le laser pompeur est désaccordé de quelques MHz dans le bleu de la transition $3 \rightarrow 3'$. Cette asymétrie observée autour de la transition $3 \rightarrow 3'$ ne s'explique pas uniquement par les mécanismes de pompage optique usuels. Dans ce cas, le déplacement radiatif provoqué par le laser pompeur joue un rôle important. Notre interprétation est que nous observons des signes de refroidissement sideband Raman dégénéré par effet Stark dynamique comme proposé dans [73]. En répétant ces mesures pour une puissance du laser pompeur plus élevée, nous constatons que le maximum du flux $m_F = 0$ est déplacé vers des fréquences plus hautes. Pour une puissance du laser pompeur de $250 \mu\text{W}$, ce maximum approche 25 MHz au-dessus de la transition $3 \rightarrow 3'$. En pratique, ce décalage est intéressant puisqu'il correspond au cross-over de l'absorption

saturée entre les transitions $3 \rightarrow 2'$ et $3 \rightarrow 4'$. Notons enfin que l'augmentation apparente du flux $m_F = 0$ observée sur la transition $3 \rightarrow 4'$ à puissance élevée est due à une concentration des atomes sur $|F = 4, m_F \neq 0\rangle$ avant leur passage dans la cavité micro-onde.

3.3 Stabilité de fréquence de l'étalon

En préambule à cette deuxième partie de chapitre, nous précisons qu'entre l'étude de la préparation d'état présentée ci-dessus et les mesures de stabilité exposées plus bas, la fontaine continue a subi trois modifications majeures : la trappe à lumière décrite dans le chapitre 2 a été installée dans le résonateur atomique, l'homogénéité du champ C a été corrigée à l'aide des bobines de compensations supérieures et inférieures et le flux atomique a été augmenté en réduisant la lumière parasite des lasers de refroidissement perturbant le chargement de la mélasse mouvante. Afin de rendre cohérente l'analyse de l'effet du pompage sur la stabilité, nous exposons sur la figure 3.7 la situation retrouvée après les changements pré-cités et effectivement utilisée pour la mesure de la stabilité de l'étalon. Le spectre obtenu est globalement identique à celui de la figure 3.4.b. L'asymétrie présente sans pompage est réduite dans les mêmes proportions et le signal d'horloge est augmenté d'un facteur 6.5 par rapport à la situation sans préparation d'état. Pourtant nous constatons que si la présence de la trappe à lumière et l'ajustement fin du champ magnétique ont permis d'obtenir un contraste maximal des franges de Ramsey sur tous les sous-niveaux Zeeman, l'efficacité du pompage vers $|F = 3, m_F = 0\rangle$ a quant à elle diminuée. Nous attribuons cette différence à un phénomène de dépompage optique plus marqué, consécutif à l'augmentation de la lumière de fluorescence émise par les atomes refroidis dans la source. Notons que les résultats présentés dans cette section ont fait l'objet d'une publication dans *IEEE Ultrasonics, ferroelectrics and frequency control* [79].

3.3.1 Rapport signal-sur-bruit

La stabilité de fréquence à court terme de la fontaine continue est directement liée au rapport signal-sur-bruit du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$, qui lui-même est proportionnel à la racine carrée de ce flux si le bruit technique est plus faible que le bruit de grenaille atomique. Ainsi, augmenter le flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ devrait nous permettre d'améliorer directement la stabilité de l'horloge. Comme mentionné précédemment, en 1991, un schéma de pompage à deux lasers similaire au nôtre avait déjà été utilisé pour préparer les atomes d'un résonateur à jet thermique de césium dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$. A l'époque, malgré une augmentation d'un facteur ~ 7 du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$, une dégradation du rapport signal-sur-bruit avait été

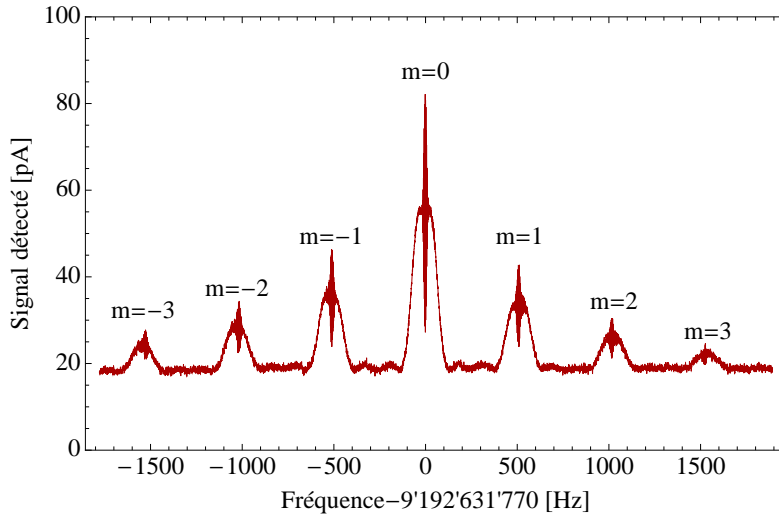


Figure 3.7: Spectre micro-onde des sous-niveaux Zeeman $F = 3$ mesuré avec préparation d'état en conditions nominales de fonctionnement. La présence de la trappe à lumière et l'ajustement fin du champ magnétique permettent d'obtenir un contraste maximal des franges de Ramsey sur tous les sous-niveaux Zeeman. Si cette augmentation n'est toutefois pas visible sur ce graphique en raison de la vitesse de balayage de la fréquence micro-onde trop rapide, cette dernière est documentée par le spectre de la transition d'horloge exposé sur la figure 3.11.

observée en raison de la présence de bruit excédentaire sur le signal de fluorescence mesuré [61]. L'origine de ce bruit additionnel avait par la suite été attribuée à la présence d'atomes résiduels non pompés combinée aux fluctuations de fréquence du laser utilisé pour le pompage Zeeman [60].

En regard des conditions expérimentales différentes offertes par notre fontaine à atomes froids (atomes plus lents, temps d'interaction plus grand, bruit de fréquence du laser pompeur plus faible), nous espérons observer une amélioration du rapport signal-sur-bruit correspondante au facteur d'augmentation du flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ constaté avec préparation d'état. Dans cette perspective, nous mesurons simultanément, avec et sans préparation d'état, le signal pic-vallée S des atomes $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et la densité spectrale de bruit N au sommet de la frange de Ramsey centrale avec la modulation carrée de phase enclenchée. Plus précisément, le signal $S[\text{A}]$ est obtenu en mesurant le courant DC de fluorescence sur le photodétecteur faible bruit et le bruit $N[\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}]$ est mesuré sur la densité spectrale du courant de la photodiode à la fréquence de modulation de 0.96 Hz. Avec ces données, nous calculons alors la stabilité de fréquence théorique au moyen de l'équation 3.1. Le tableau 3.3 résume les valeurs des rapports signal-sur-bruit mesurés avec et sans préparation d'état et leur impact théorique sur la stabilité de fréquence de la fontaine. Dans notre situation, contrairement aux résultats exposés dans [61], nous consta-

	sans PE	avec PE
S/N mesuré	$238 \text{ s}^{-1/2}$	$948 \text{ s}^{-1/2}$
$\sigma_y(\tau)$ calculé	$2.3 \cdot 10^{-13}$	$5.7 \cdot 10^{-14}$

Table 3.3: Rapports signal-sur-bruit mesurés selon la méthode décrite dans le texte et stabilité de fréquence calculée à partir de l'équation 3.1 avec et sans préparation d'état (PE).

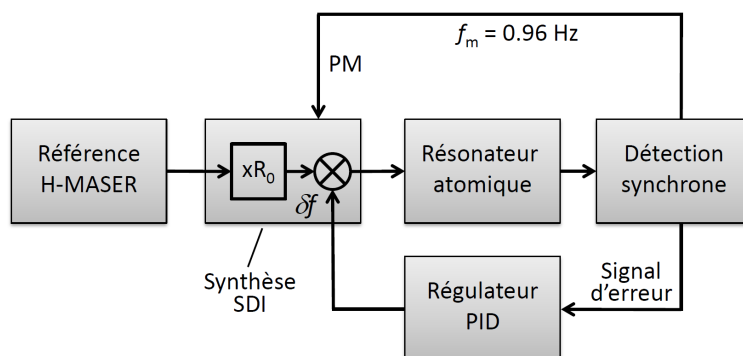


Figure 3.8: Diagramme de la boucle d'asservissement de la fréquence de l'horloge. Le synthétiseur micro-onde (SDI) est référencé sur le maser à hydrogène. La fréquence d'interrogation $9\,192\,631\,770 \text{ Hz}$ est modulée avec une modulation carrée de phase à 0.96 Hz . Le signal d'erreur obtenu par détection synchrone de la probabilité de transition est intégré par le régulateur PID pour produire la fréquence de correction appliquée à la synthèse avec une résolution de $1 \mu\text{Hz}$. La modulation, la détection synchrone et le filtre de boucle sont tous implémentés numériquement et contrôlés en temps réel par des routines Labview.

tons que le rapport signal-sur-bruit en présence du pompage à deux lasers est multiplié par 4 par rapport à la situation sans préparation d'état⁴.

3.3.2 Mesure de la stabilité de fréquence

Le diagramme de la boucle d'asservissement de la fréquence de l'horloge est représenté sur la figure 3.8. La micro-onde utilisée pour interroger les atomes est générée au moyen d'un synthétiseur de fréquence de *Spectra Dynamics Incorporated* (SDI CS-1). Cette dernière est produite au travers de quatre boucles à verrouillage de phase successivement asservies au maser de référence : un oscillateur cristal piloté en tension de 5 MHz (VCXO), un

4. Cette augmentation du rapport signal-sur-bruit est supérieure à l'augmentation attendue si la limite du bruit de grenaille était atteinte ($\sqrt{6.5}$). Cette différence, attribuée à la diminution relative des atomes $F = 4$ non pompés, est discutée dans la section 3.3.4.

100 MHz VCXO, un oscillateur diélectrique résonnant (DRO) et un synthétiseur digital de 7.36823 MHz (DDS). Les deux derniers signaux sont mélangés de manière à générer la fréquence d'interrogation de 9 192 631 770 Hz. L'amplitude du champ micro-onde est ajustée de manière à réaliser un pulse $\pi/2$ dans chacun des passages de la cavité. Afin de produire le signal d'erreur nécessaire à l'asservissement, nous utilisons le schéma de modulation-démodulation carrée de phase du signal de résonance décrit dans [3]. La phase de la micro-onde à 9 192 631 770 Hz est modulée avec une amplitude pic-pic de $\pi/2$ radians et une fréquence $f_m = 0.96$ Hz contrôlée par la référence de la détection synchrone (*Digital Lock-in Amplifier* DLA). La démodulation du signal de fluorescence mesuré sur le photodétecteur fournit directement le signal d'erreur. Ce dernier est alors intégré par le filtre PID et les corrections de fréquence δf calculées sont directement appliquées à la synthèse SDI avec une résolution de 1 μHz à travers le DDS et les routines Labview. Au final, la stabilité de fréquence de la fontaine comparée au maser à hydrogène est obtenue en calculant la déviation Allan de l'enregistrement temporel de ces corrections de fréquence [19].

La figure 3.9 expose les stabilités mesurées avec et sans préparation d'état. Pour chacun des ensembles de données, nous constatons que le temps d'acquisition de 17 000 s est clairement suffisant pour mettre en évidence le comportement caractéristique en $\tau^{-1/2}$ de la stabilité avec une bonne statistique. Notons toutefois qu'en raison de la constante de temps de la boucle d'asservissement, les points mesurés en deçà de $\tau \approx 30$ s n'ont pas de signification pour la stabilité de l'horloge. Les carrés représentent les points de mesure expérimentaux de la stabilité de fréquence de la fontaine par rapport au maser sans préparation d'état, tandis que les cercles pleins illustrent la stabilité de fréquence avec préparation d'état. La courbe en trait mixte représente une mesure typique de la stabilité de fréquence du maser à hydrogène de référence. Nous constatons que cette dernière est inférieure à celle de la fontaine continue dans les deux situations avec et sans préparation d'état. Ainsi, la déviation Allan affichée correspond bien à la stabilité de fréquence atteinte par la fontaine continue. Les lignes traitillées indiquent $2.8 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ sans préparation d'état et $6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ avec préparation d'état. Ces valeurs sont en très bon accord avec les stabilités théoriques déterminées précédemment ($2.3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et $5.7 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$) à partir des mesures du rapport signal-sur-bruit (c.f. tableau 3.3). Remarquons encore que l'oscillation présente sur les données expérimentales est le reflet des fluctuations de température ± 1 K de notre laboratoire. A notre avis, cet effet se manifeste notamment au travers des fluctuations de fréquence de la synthèse SDI ou du maser, de déphasages provoqués par la dilatation des câbles ou encore par des modifications de la phase de la micro-onde perçue par les atomes consécutives à des changements de trajectoire du jet (c.f. chapitre 4). Ces perturbations devraient donc dis-

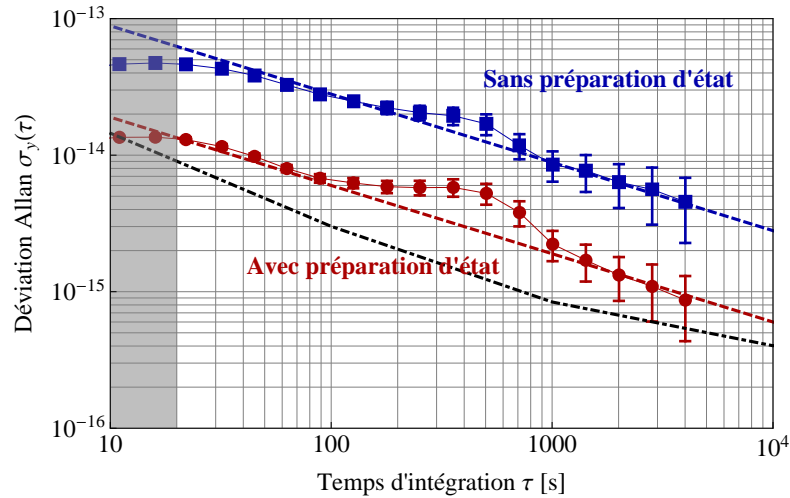


Figure 3.9: Déviation Allan σ_y de la différence de fréquence entre la fontaine FOCS-2 et un maser à hydrogène en fonction du temps d'intégration. La courbe supérieure (carrés) a été mesurée sans préparation d'état tandis que la courbe inférieure (cercles pleins) représente la stabilité obtenue avec pompage optique. Les lignes traitillées indiquent $2.8 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ pour celle du haut et $6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ pour celle du bas, tandis que la courbe en trait mixte représente la stabilité de fréquence du maser à hydrogène de référence. La région grisée souligne la région pour laquelle l'asservissement de fréquence de l'horloge n'est pas encore totalement active. L'oscillation à 1000 s présente sur les deux séries de mesures est due à des fluctuations de température ± 1 K de notre laboratoire. Notons que la mesure avec préparation d'état a été réalisée dans des conditions thermiques un peu plus stables.

paraître dans un environnement mieux stabilisé et avec un meilleur contrôle des effets liés à la cavité micro-onde.

3.3.3 Limite de la stabilité

Sur la figure 3.10 nous avons représenté la stabilité de fréquence de la fontaine continue avec préparation d'état conjointement avec la limite due à l'effet Dick valable pour les fontaines pulsées et la limite du bruit d'intermodulation valable pour le fonctionnement continu. Ces limites théoriques ont été calculées en utilisant les mesures de bruit de phase de la synthèse SDI [32]. La fréquence de la modulation carrée de phase, égale à la largeur de la frange de Ramsey centrale, vaut 0.96 Hz pour la méthode continue tandis que le taux de répétition des cycles d'une fontaine pulsée traditionnelle équivalente varie selon les techniques utilisées entre 1 et 1.2 Hz. Grâce à la préparation d'état, nous observons sur ce graphique que la déviation Allan de la fontaine continue FOCS-2 est en-dessous de la limite de l'effet Dick imposée pour les fontaines pulsées. Autrement dit, la stabilité court terme de l'horloge n'est pas limitée par la stabilité de l'oscillateur local. Ce résultat important nous

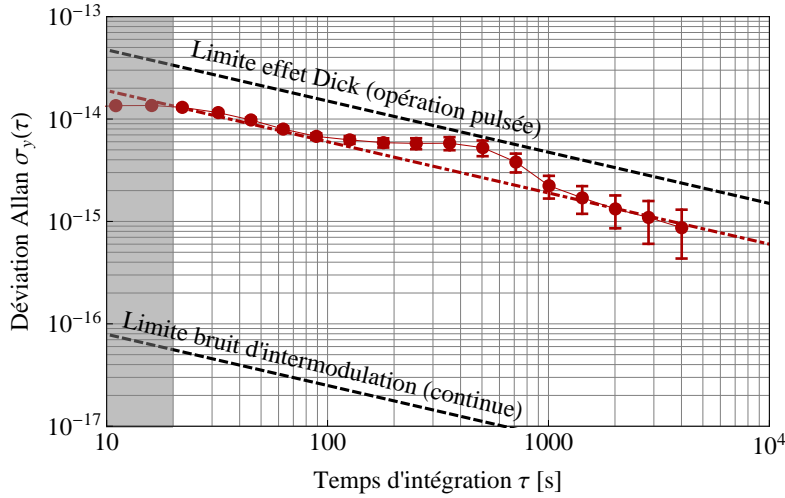


Figure 3.10: Les points représentent la déviation Allan σ_y de la fontaine obtenue avec préparation d'état. Les lignes traitillées supérieure et inférieure indiquent les limites de l'effet Dick et du bruit d'intermodulation calculées, avec les caractéristiques de l'oscillateur local utilisé dans notre expérience, pour le cas d'une fontaine opérant en mode pulsé et le cas d'une fontaine continue (c.f. texte pour plus de détails).

permet de confirmer de manière univoque les prédictions théoriques de [32] et les mesures réalisées dans [33], étude dans laquelle le bruit de phase de l'oscillateur local avait artificiellement été dégradé de manière à rendre l'effet mesurable. Ainsi, alors que l'effet Dick limite les fontaines pulsées autour de $1 - 2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, l'annulation intrinsèque du bruit d'intermodulation du fonctionnement continu est effective théoriquement jusqu'à $3 \cdot 10^{-16} \tau^{-1/2}$.

3.3.4 Effet de la préparation d'état

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré que la préparation d'état permettait d'augmenter aussi bien le flux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ que la stabilité de fréquence de l'horloge à travers le rapport signal-sur-bruit. Toutefois, l'analyse quantitative des résultats avec et sans préparation d'état nous informe que l'augmentation du rapport signal-sur-bruit d'un facteur 4 est plus grande que la racine carrée de l'augmentation du flux utile ($\sqrt{6.5}$) uniquement. Dans les faits, nous attribuons cette différence à la diminution de l'importance relative du niveau de fond (*background*) B (c.f. figure 3.11) des atomes $F = 4$ non pompés grâce à la préparation d'état. En effet, le rapport entre le niveau du *background* B et le signal d'inversion (pic-vallée) S est environ 5 fois plus petit avec préparation d'état que sans, tandis que le signal augmente d'un facteur 6.5. Le tableau 3.4 résume les valeurs typiques mesurées sur la frange centrale de $|F = 3, m_F = 0\rangle$ avec et sans préparation

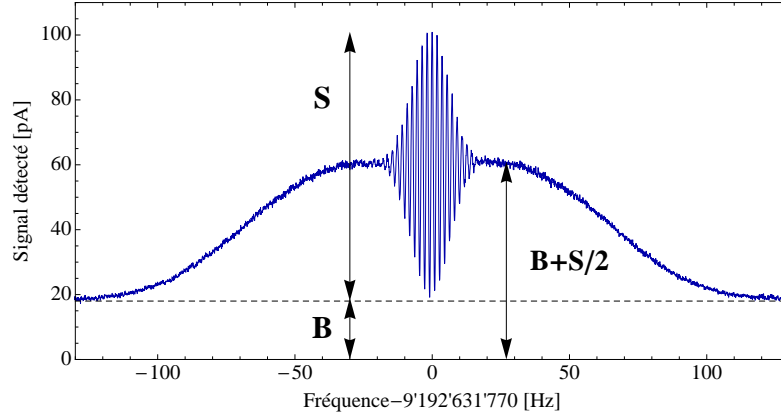


Figure 3.11: Spectre micro-onde du piédestal de Rabi et des franges de Ramsey de la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ obtenu avec préparation d'état. Les paramètres expérimentaux pour l'analyse du rapport signal-sur-bruit sont : le signal pic-vallée S et le niveau *background* B dû aux atomes $|F = 4, m_F \neq 0\rangle$.

	sans PE	avec PE	rapport
Pic-vallée S [pA]	12.6	82.1	6.5
Background B [pA]	14.3	18.9	1.3
$B + S/2$ [pA]	20.6	60	2.9
bruit N^2 [$A^2\text{Hz}^{-1}$]	$2.8 \cdot 10^{-27}$	$7.5 \cdot 10^{-27}$	2.7

Table 3.4: Analyse du rapport signal-sur-bruit des mesures avec et sans préparation d'état (PE). La deuxième colonne donne les valeurs mesurées sans préparation d'état tandis que la troisième colonne expose les résultats avec préparation d'état. La dernière colonne représente le rapport entre les valeurs avec et sans préparation d'état.

d'état (c.f. figure 3.4) conjointement avec le bruit N mesuré comme expliqué précédemment. La dernière colonne affiche le rapport entre les résultats avec et sans préparation d'état. Nous montrons que l'augmentation du carré du niveau de bruit mesuré N^2 est approximativement égal à l'augmentation du signal $B + S/2$. Cette comparaison indique que N a comme origine le bruit de grenaille atomique. Cette augmentation du rapport signal-sur-bruit par un facteur $6.5/\sqrt{2.7} \cong 4$ est donc expliquée par la préparation d'état. Ainsi, dans notre expérience, le pompage optique à deux lasers réduit l'importance relative du niveau de *background* $F = 4$ en comparaison au nombre d'atomes dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et la stabilité de fréquence de l'horloge augmente alors de manière plus importante que ce que nous attendrions de l'amélioration du flux atomique uniquement.

3.4 Conclusion

Les travaux réalisés pour améliorer le signal $|F = 3, m_F = 0\rangle$ de l'horloge et l'impact de la préparation d'état sur la stabilité ont été présentés dans ce chapitre. Dans un premier temps, nous avons démontré que la préparation d'état quantique pouvait être combinée avec du refroidissement laser de manière à améliorer la préparation du jet de la fontaine continue. Plus précisément, nous avons développé un nouveau schéma de pompage optique à deux lasers pour augmenter le nombre d'atomes $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en vue d'améliorer la stabilité de fréquence de l'horloge. Dans cette configuration, un premier laser, polarisé σ et monté en réseau optique, transfère les atomes dans $F = 3$ tandis qu'un second faisceau, polarisé π excite la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ de manière à pomper les atomes dans $m_F = 0$. En utilisant cette technique, nous avons réussi à préparer 57% des atomes dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$, soit un gain d'un facteur 6.5 sur le signal d'horloge par rapport à la situation sans préparation d'état. De plus, malgré les imperfections techniques, notamment du champ magnétique créé par les bobines de compensation et de la polarisation, nous avons montré que cette amélioration du signal d'horloge ne dégradait que faiblement ($< 20\%$) le flux total de la fontaine. En désaccordant les fréquences des lasers par rapport aux résonances atomiques, nous avons vu qu'il est effectivement possible de produire simultanément du refroidissement Sisyphe de manière à compenser la majorité de la chaleur produite par les cycles de pompage.

D'un point de vue métrologique, l'orientation atomique (asymétrie de la distribution de population sur les différents sous-niveaux Zeeman) du jet avec préparation d'état a été réduite d'un facteur 12, diminuant ainsi les déplacements de fréquence dus aux transitions voisines à un niveau négligeable. L'influence de la préparation d'état sur la stabilité de l'horloge a été mesurée. Par l'analyse du rapport signal-sur-bruit avec et sans préparation d'état nous avons montré que, dans notre cas, contrairement aux études précédentes [61, 60], le pompage optique à deux lasers n'augmente pas le bruit technique du jet atomique. Une amélioration du rapport signal-sur-bruit d'un facteur 4 a été mesurée avec préparation d'état et ce dernier est toujours limité par le bruit de grenaille atomique. La comparaison directe de la fontaine avec un maser à hydrogène nous a permis de passer d'une stabilité de fréquence de $2.8 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ sans préparation d'état à $6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ avec préparation d'état. Cette amélioration de la déviation Allan diminue l'instabilité de fréquence de la fontaine en-dessous de la limite de l'effet Dick des fontaines pulsées utilisant un oscillateur local similaire ($1 - 2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$), le bruit d'intermodulation de l'interrogation continue étant situé théoriquement à $3 \cdot 10^{-16} \tau^{-1/2}$.

Au final, le facteur 4 gagné sur la stabilité réduit le temps d'intégration pour atteindre une incertitude donnée d'un facteur 16, la fontaine continue FOCS-2 descendant déjà sous les 10^{-15} après une à deux heures de mesure.

Chapitre 4

Evaluation métrologique de la fontaine continue

4.1 Introduction

L'évaluation métrologique d'un étalon primaire de fréquence consiste en la détermination et la mesure expérimentale de tous ses biais de fréquence par rapport à la définition de la seconde. Dans ce chapitre, nous présentons la première évaluation des effets systématiques majeurs spécifiques au fonctionnement de la fontaine continue FOCS-2. L'ensemble de ce travail a été réalisé au cours de ma thèse au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel. Toutefois, afin de poursuivre l'évaluation dans un environnement optimal et de contribuer au temps atomique international (TAI), l'horloge a été déménagée à l'Office Fédéral de Métrologie (METAS) à Berne en novembre 2011. Dans ces conditions, chaque biais discuté ici devra être à nouveau mesuré. Nous présentons donc cette étude comme une étape de développement des méthodes d'évaluation propres au fonctionnement continu. L'étude minutieuse de la plupart des déplacements de fréquence nous conduira cependant à un premier budget d'incertitude expérimental de la fontaine continue.

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur la présentation des mesures des déplacements de fréquence dont les causes et les conséquences spécifiques à la fontaine continue nécessitent des méthodes d'analyse particulières. L'étude des effets "standards" majeurs, dont l'évaluation diffère peu par rapport à celle effectuée sur les fontaines pulsées, est reportée dans l'annexe C. La section 4.2 est consacrée à l'évaluation du déplacement radiatif provoqué par la lumière de fluorescence et la lumière des lasers de refroidissement diffusée dans le résonateur atomique (*light-shift*). Nous montrons notamment que, malgré le fonctionnement permanent des faisceaux de refroidissement nécessaires à la production d'un jet continu, cette perturbation lumineuse est réduite à un niveau négligeable par l'utilisation de la trappe à lumière rotative

développée dans [3]. Dans la section 4.3, nous exposons deux nouvelles méthodes de cartographie de l’homogénéité du champ magnétique présent dans le résonateur responsable d’un déplacement de fréquence à travers l’effet Zeeman du deuxième ordre (*2nd order Zeeman shift*). Nous montrons qu’en dépit des contraintes imposées par le fonctionnement continu, l’incertitude liée à cet effet n’est pas obstacle pour cette évaluation. Les déplacements de fréquence provoqués par un déphasage global du champ magnétique entre les deux zones d’interaction (*end-to-end phase shift*) et par un gradient de phase du champ (*distributed cavity phase shift*) sont abordés dans la section 4.4. Nous présentons ici les premières mesures des gradients de phase présents dans la cavité coaxiale de la fontaine FOCS-2. Nous voyons que le résonateur micro-onde utilisé semble afficher un gradient de phase radial relativement important dans la section des trous de passage des atomes. Nous discutons de ces résultats préliminaires en les comparant à un nouveau modèle numérique des modes de cavités. Enfin, nous terminons cette première phase d’évaluation (section 4.5) par la présentation des mesures du déplacement provoqué par les collisions entre les atomes froids du jet continu (*collisional shift*). Si l’importance du gradient de phase radial rend cette mesure délicate, nous apportons toutefois une première indication expérimentale que les interactions atomiques présentes dans la fontaine FOCS-2 sont plus faibles que dans les horloges pulsées fonctionnant à flux équivalent. Notons que plusieurs résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans le proceedings de la *Joint Conference of the 65th IEEE International Frequency Control Symposium and the 25th European Frequency and Time Forum* [80].

4.2 Déplacement radiatif

4.2.1 Introduction

Le déplacement de fréquence des atomes associé à la lumière de fluorescence de la source et à la lumière des faisceaux laser de refroidissement diffusée dans le système à vide est un problème intimement lié au fonctionnement continu de la fontaine FOCS-2. Dans les fontaines à atomes froids opérant en mode pulsé, cette perturbation est réduite à un niveau négligeable. En effet, dans ce type d’horloge, lors de la phase d’interrogation de la fréquence dans la cavité micro-onde, tous les faisceaux lasers sont éteints¹ et les atomes ne sont donc soumis à aucune lumière perturbatrice. A l’inverse, l’approche continue ne permet intrinsèquement pas de couper les lasers de refroidissement pendant l’interrogation, le principe même de ce type de fontaine étant

1. En réalité, l’injection des faisceaux dans les fibres est déviée à l’aide de modulateurs acousto-optiques ou/et est coupée à l’aide d’obturateurs mécaniques synchronisés sur le cycle de l’horloge.

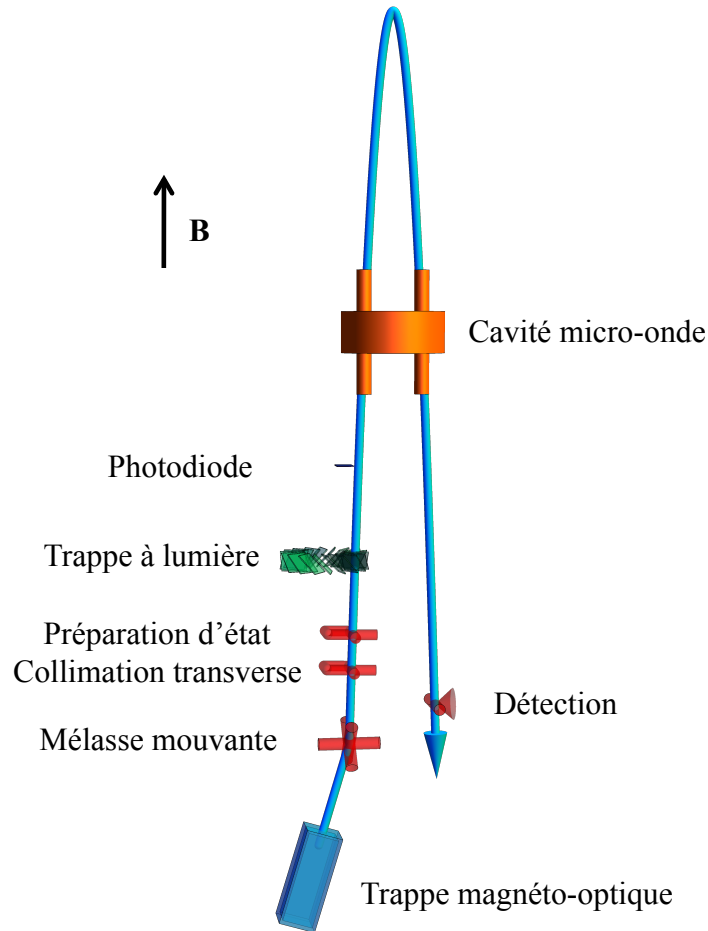


Figure 4.1: Schéma de l'horloge continue FOCS-2. La trappe magnéto-optique bidimensionnelle permet de charger la mélasse mouvante tridimensionnelle en produisant un jet intense d'atomes froids et lents (20 ± 5 m/s). Les atomes capturés sont refroidis à $75 \mu\text{K}$ et lancés verticalement à une vitesse de 4 m/s. Le jet atomique est ensuite collimaté par un réseau optique et les atomes sont pompés optiquement dans l'état d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle$. La trappe à lumière réduit les perturbations lumineuses dont l'intensité est mesurée au moyen d'une photodiode situé 23 cm au-dessus de la source. Au cours de leur passage dans la cavité micro-onde, les atomes sont soumis à un premier pulse $\pi/2$. Ils évoluent alors librement pendant environ $T \approx 0.5$ s dans une superposition d'état avant de recevoir un second pulse $\pi/2$ lors de leur second passage dans le résonateur. Finalement, la probabilité de transition entre les états $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ est mesurée en collectant la lumière de fluorescence des atomes $F = 4$.

d'utiliser un jet continu d'atomes froids qui nécessite un fonctionnement permanent de la source et de ses lasers [31].

De manière générale, le déplacement de fréquence d'un niveau d'énergie de l'atome de césium donné se calcule avec la formule suivante (c.f. référence [81] p.101) :

$$\Delta\nu_{\text{LS}}^g = \sum_e \int \int \frac{\rho(v)\delta c_{ge}^2 I(\omega)}{2I_s(1 + (2\delta/\Gamma)^2)} d\omega dv \quad (4.1)$$

tandis que le déplacement radiatif total de la transition d'horloge s'obtient avec :

$$\Delta\nu_{\text{LS}} = \Delta\nu_{\text{LS}}^{40} - \Delta\nu_{\text{LS}}^{30} \quad (4.2)$$

où $\rho(v)$ est la distribution de vitesses des atomes de l'échantillon, c_{ge} est le coefficient de couplage entre un état de base g et un état excité e , Γ et I_s sont respectivement la largeur naturelle et l'intensité saturante de la transition normalisée par rapport à la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_F = 5\rangle$, $\delta = \omega - \omega_{ge} - \vec{k} \cdot \vec{v}$ est le décalage de fréquence entre la fréquence de la transition et celle de la lumière d'excitation, tenant compte de l'effet Doppler provoqué par le mouvement des atomes, et $I_{\text{tot}} = \int I(\omega) d\omega$ est l'intensité lumineuse perturbatrice totale.

Lorsque les atomes se déplacent tous dans la même direction (jet atomique), le signe du déplacement radiatif dépend directement de la fréquence de la lumière perturbatrice et du mouvement relatif des atomes par rapport au vecteur d'onde, et ce décalage de fréquence est linéaire en fonction de son intensité, si ce dernier est provoqué par une source dont le spectre est constant². Sur l'horloge FOCS-2, les contributions respectives de la lumière de fluorescence émise par les atomes refroidis et de la lumière des faisceaux de refroidissement diffusée dans le système à vide sont fortement intriquées et donc difficiles à quantifier précisément. Nous savons cependant que ce déplacement de fréquence est, sans piège à lumière, la première source d'inexactitude de la fontaine continue. En faisant l'hypothèse que la lumière de fluorescence émise par la source est la principale contribution, la formule 4.1 nous permet d'estimer un déplacement de fréquence de l'ordre $\sim 10^{-12}$ en fonctionnement normal, et, en pratique, la précision avec laquelle cet effet peut être évalué est insuffisante pour garantir une exactitude relative de fréquence de l'étalon primaire de quelques 10^{-15} .

Dans ces circonstances, la fontaine a été munie d'un dispositif permettant d'atténuer la perturbation lumineuse d'un facteur 10^4 tout en laissant passer

2. Dans ce cas, l'intensité lumineuse peut s'écrire $I(\omega) = I_{\text{tot}}s(\omega)$, avec $s(\omega)$ le spectre de la source et l'intensité totale peut être sortie de l'intégrale 4.1

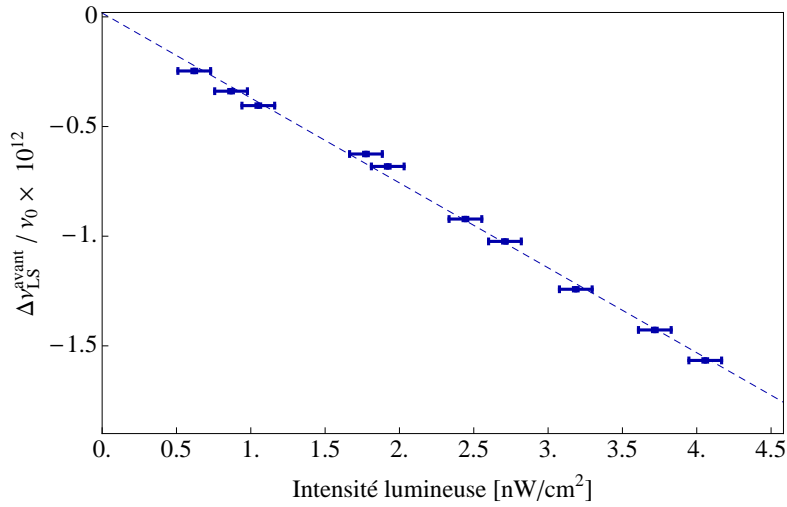


Figure 4.2: Déplacement radiatif mesuré sur FOCS-2 avant l’installation de la trappe à lumière. L’axe vertical donne la valeur du décalage de fréquence radiatif de la fontaine par rapport à la réalisation Suisse du Temps Universel Coordonné (UTC(CH)). L’axe horizontal représente l’intensité lumineuse mesurée sur la photodiode située 23 cm au-dessus de l’emplacement prévu pour le piège rotatif (c.f. figure 4.1). Sa position permet de récolter la lumière directe émise par les atomes de la source en direction de la cavité micro-onde ainsi que la lumière diffusée verticalement. Après l’installation du piège à lumière, cette intensité est atténuée d’un facteur 10^4 (c.f. texte pour plus de détails).

les atomes du jet continu³. Nous présentons donc ici les mesures du déplacement radiatif provoqué par la lumière résiduelle atteignant les atomes dans la zone d’évolution libre en présence de la trappe à lumière rotative.

4.2.2 Mesure du déplacement radiatif

L’évaluation du déplacement radiatif de la fontaine continue a été réalisée en deux étapes [82]. Dans un premier temps, les effets sur la fréquence des atomes de la lumière de fluorescence produite par la source et de la lumière des faisceaux laser diffusée dans le système à vide ont été mesurés avant l’installation de la trappe à lumière. Dans cette configuration, les atomes fortement perturbés par la lumière directe subissent un déplacement de leur fréquence très important, directement observable en comparant la fréquence de la fontaine à un maser à hydrogène de référence en fonction de l’intensité lumineuse. Cette dernière est variée en changeant la puissance des faisceaux de refroidissement de la trappe magnéto-optique bidimensionnelle et calibrée en mesurant le signal récolté par une photodiode située 23 centimètres au-dessus de la source du jet atomique (c.f. figure 4.1). Le résultat de ces mesures est exposé sur la figure 4.2, la valeur maximale $\Delta\nu_{LS}^{\text{avant}} / \nu_0 = -1.6 \cdot 10^{-12}$

3. Son fonctionnement, largement décrit dans [3] et [44] est résumé dans le chapitre 2.

étant obtenue avec un flux atomique maximum. Dans ces conditions, nous constatons que le déplacement de fréquence croît proportionnellement avec la luminosité de la source. Par conséquent, pour réduire ce déplacement radiatif et son incertitude au niveau désiré, nous visons une atténuation de l'intensité lumineuse d'un facteur supérieur à 1500. A l'époque [3], la trappe à lumière avait été testée avant son installation dans le système à vide, et un facteur d'atténuation de la lumière transmise de 10^4 avait été mesuré. Conformément à ce résultat, nous espérons que le déplacement radiatif sera réduit de $-1.6 \cdot 10^{-12}$, sans trappe à lumière, à quelques 10^{-16} , une fois cette dernière installée. Dans cette optique, nous avons donc cherché à quantifier le déplacement de fréquence provoqué par l'intensité lumineuse perturbatrice résiduelle. Puisque l'effet attendu est faible, et que la mesure directe du déplacement de fréquence à ce niveau d'exactitude est délicate, nous avons choisi de réitérer *in situ* la mesure du coefficient d'atténuation du piège à lumière et d'utiliser ce résultat pour déterminer le déplacement de fréquence résiduel. En effet, avec la connaissance du déplacement de fréquence et de l'intensité lumineuse avant l'installation du piège, la mesure du coefficient d'atténuation de la trappe à lumière nous permet de calculer ce déplacement de fréquence avec :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{après}}}{\nu_0} = \frac{\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{avant}}}{\nu_0} \frac{I_{\text{tot}}^{\text{après}}}{I_{\text{tot}}^{\text{avant}}} \quad (4.3)$$

où $\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{après}}$ ($\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{avant}}$) est le déplacement radiatif après (avant) l'installation du piège à lumière (respectivement avant) et $I_{\text{tot}}^{\text{après}}$ ($I_{\text{tot}}^{\text{avant}}$) est l'intensité lumineuse mesurée sur la photodiode après (avant) l'installation du piège à lumière (respectivement avant). Pratiquement, l'intensité résiduelle $I_{\text{tot}}^{\text{après}}$ est mesurée par détection synchrone en modulant la puissance des lasers de la trappe magnéto-optique bidimensionnelle à une fréquence de 2 Hz. Avec les valeurs numériques mesurées en conditions normales de fonctionnement, $I_{\text{tot}}^{\text{avant}} = (4.3 \pm 0.2) \text{ nW/cm}^2$, $I_{\text{tot}}^{\text{après}} = (433 \pm 100) \text{ fW/cm}^2$ et $\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{avant}}/\nu_0 = (-1.64 \pm 0.03) \cdot 10^{-12}$, le déplacement de fréquence radiatif après l'installation du piège à lumière est évalué à :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{LS}}^{\text{après}}}{\nu_0} = (-0.16 \pm 0.05) \cdot 10^{-15}$$

Nous constatons donc que l'atténuation du déplacement radiatif de la fontaine continue au moyen du piège à lumière est pleinement suffisante dans l'optique d'une première évaluation à 10^{-15} .

4.2.3 Déplacement radiatif à la détection

Après le vol balistique des atomes, le signal d'horloge est détecté au moyen de la lumière de fluorescence émise par le jet atomique excité par le faisceau

sonde. Ce procédé de détection, également enclenché en permanence, est lui aussi potentiellement responsable d'un déplacement de fréquence radiatif difficile à estimer. En effet, l'absence de photodétecteur au-dessus de la région de détection, et l'incertitude liée à l'intensité de la lumière du faisceau sonde diffusée dans le résonateur micro-onde, nous contraignent à effectuer un certain nombre d'hypothèses et d'approximations⁴ dans l'évaluation théorique de l'importance du déplacement relatif de fréquence. Dans ces circonstances, la perturbation apportée par le faisceau de détection est estimée avec la formule 4.1 à $(-2 \pm 2) \cdot 10^{-15}$.

Pratiquement, nous avons cherché à mesurer directement ce déplacement de fréquence provoqué par la lumière de la zone de détection. Pour ce faire, nous avons comparé la fréquence de la fontaine FOCS-2 à un maser à hydrogène, en changeant alternativement la puissance du faisceau sonde entre deux valeurs ($P_1 = 1$ mW et $P_2 = 0.5$ mW) toutes les soixante minutes pendant 72 heures. La figure 4.3 expose le résultat de ces mesures traitées selon l'analyse présentée dans l'annexe B. Dans ces conditions, cette variation de puissance reste dans un domaine pour lequel les contributions de la lumière diffusée et de la lumière de fluorescence varient linéairement à 10%. En fonctionnement normal, pour une puissance du faisceau sonde $P = 1$ mW, le déplacement radiatif de fréquence et son incertitude sont évalués à :

$$\frac{\Delta\nu_{LS}^{\text{det}}}{\nu_0} = (-0.16 \pm 1.60) \cdot 10^{-15}$$

Dans la situation actuelle, nous constatons que l'incertitude associée à cette mesure n'est pas acceptable pour une évaluation à 10^{-15} . Néanmoins, notons que si la possibilité de réduire cette incertitude existe, notamment en diminuant la puissance du faisceau de détection et en augmentant le temps de mesure, il est prévu d'installer, à terme, une seconde trappe à lumière du côté de la détection pour réduire son influence à un niveau négligeable.

4.3 Déplacement Zeeman du 2^e ordre

4.3.1 Introduction

L'évaluation métrologique du déplacement Zeeman du 2^e ordre requiert une connaissance précise du champ magnétique présent dans la zone d'évolution libre de l'horloge. En effet, comme il est impossible de se placer dans les conditions idéales d'un champ magnétique parfaitement nul dans tout

4. Nous considérons notamment que l'intensité de la lumière directe atteignant les atomes dans la cavité micro-onde est proportionnelle à l'intensité récoltée sur le photodétecteur faible bruit, que cette dernière provient essentiellement de la fluorescence du jet, et que le faisceau sonde de 1 mW est désaccordé de 4 MHz dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$.

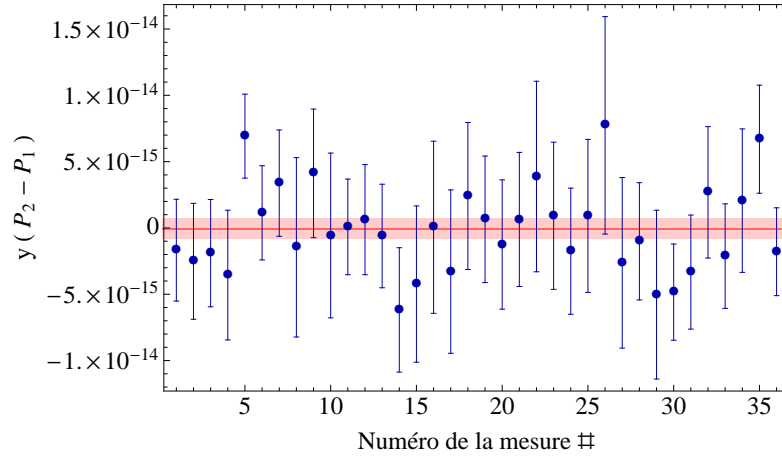


Figure 4.3: Déplacement de fréquence radiatif provoqué par la lumière de fluorescence et la lumière du faisceau sonde à la détection. Les points représentent les différences de fréquence relative de la fréquence de l'horloge pour les deux valeurs de puissance du laser sonde ($P_1 = 1$ mW et $P_2 = 0.5$ mW) alternativement changées toutes les soixante minutes pendant 72 heures. La ligne horizontale rouge représente le déplacement de fréquence relatif moyen obtenu à partir de ces données $(-0.08 \pm 0.78) \cdot 10^{-15}$ tandis que la bande colorée montre l'incertitude calculée sur la moyenne (c.f. annexe B).

le volume du résonateur atomique, un champ magnétique statique est créé de manière, d'une part, à lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome de césium et, d'autre part, à réduire les distorsions de la résonance induites par les transitions linéairement dépendantes du champ magnétique. La fréquence de la transition entre les deux états fondamentaux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ subit, dans ce cas, une perturbation de dépendance au champ magnétique de type quadratique (c.f. référence [1] pp.795-801) :

$$\Delta\nu_Z = \nu_0(B) - \nu_0 = K_0 \overline{B^2} \quad (4.4)$$

$$= \frac{1}{2\nu_0} \frac{(g_J + g_I)^2 \mu_B^2}{h^2} \overline{B^2} \quad (4.5)$$

où ν_0 est la fréquence du césium entre les deux états fondamentaux non perturbés $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$, g_I et g_J sont les facteurs de Landé des moments cinétiques du noyau et de l'électron, μ_B est le magnéton de Bohr, h est la constante de Planck et $\overline{B^2}$ est la moyenne temporelle du carré du champ magnétique ressenti par les atomes entre les deux interactions micro-onde⁵. Dès lors, la détermination de la fréquence du césium au niveau attendu de 10^{-15} implique de connaître le champ magnétique moyen avec une incertitude inférieure à 10^{-9} Tesla sur l'ensemble de la trajectoire

5. Pour l'atome de césium 133, l'évaluation de ce terme donne $K_0 = 42.745$ GHz/T².

atomique. Toutefois, en raison des contraintes géométriques et du fonctionnement particulier de la fontaine continue, les méthodes de cartographie du champ magnétique développées pour les fontaines pulsées ne sont pas applicables.

Cette section est donc consacrée au développement de nouvelles méthodes d'évaluation du champ magnétique. Dans la première partie, nous présentons une analyse basée sur la transformée de Fourier des franges de Ramsey. Nous montrons que malgré sa précision, l'utilisation d'une méthode complémentaire est nécessaire pour déterminer la valeur moyenne du champ. Nous présentons donc, dans la deuxième partie, une nouvelle technique de spectroscopie temporelle des transitions Zeeman adaptée au fonctionnement d'une fontaine continue. Finalement, nous concluons cette section par une discussion sur la valeur du déplacement Zeeman du 2^e ordre et de son incertitude.

4.3.2 Analyse de Fourier des franges de Ramsey

Dans une fontaine atomique, les franges de Ramsey sont formées par la superposition des signaux individuels émis par les atomes pendant leur interrogation. Parfaitement constructive pour des atomes soumis à des conditions strictement identiques, cette figure d'interférence dépend en pratique des perturbations ressenties par chacun des atomes. Ainsi, par exemple, en raison de la température résiduelle du jet atomique, les atomes de césium ne suivent pas exactement les mêmes trajectoires dans le résonateur atomique et ne sondent donc pas tous le même champ magnétique. Par conséquent, aussi bien la distribution de vitesse que le profil du champ magnétique sont imprimés dans les franges de Ramsey. Dans cette partie, nous proposons d'utiliser l'analyse de Fourier des signaux de Ramsey pour retrouver ces deux informations. Si par le passé, la forme des franges a déjà été utilisée comme outil de diagnostic de la distribution de vitesse [83], [84], [85], nous étendons ici l'analyse en montrant que la phase de la transformée de Fourier des franges de Ramsey des transitions Zeeman $m_F \neq 0$ nous permet de mesurer précisément le champ magnétique temporel moyen associé aux différentes trajectoires des atomes [86]. Nous commençons cette étude par la description mathématique de l'analyse effectuée. Les résultats expérimentaux sont ensuite exposés et nous explicitons le lien entre la phase de la transformée de Fourier des franges et le champ magnétique ressenti par les atomes. Nous discutons alors des relations existantes entre le champ magnétique et la position de la frange centrale, soulevant ainsi le problème de l'indétermination du champ magnétique réel et de la nécessité d'utiliser une méthode complémentaire pour le déterminer. Finalement, nous décrivons également l'utilisation de cette méthode comme outil complémentaire aux mesures de temps de vol. Notons que les résultats présentés dans cette partie ont fait l'objet d'une publication dans *The European Physical Journal Applied Physics* [86].

Principe

Dans une fontaine continue, la contribution individuelle des atomes aux franges de Ramsey observées sur la composante Zeeman m_F peut se réduire sous certaines hypothèses⁶ à l'approximation suivante :

$$I_{m_F}(\omega_{rf}, T^*) = \frac{1}{2} I_0 [1 + \cos(\varphi_{m_F}(\omega_{rf}, T^*))] \quad (4.6)$$

où $\omega_{rf}/2\pi$ est la fréquence micro-onde injectée dans la cavité, T^* est le temps de transit effectif⁷ entre le premier et le second pulse $\pi/2$, I_0 est un facteur d'amplitude du signal, et $\varphi_{m_F}(\omega_{rf}, T^*)$ est le déphasage donné par :

$$\varphi_{m_F}(\omega_{rf}, T^*) = \int_0^{T^*} [\omega_{rf} - \omega_0 - 2\pi m_F K_z B(\mathbf{r}(t))] dt \quad (4.7)$$

où $\omega_0/2\pi$ est la fréquence d'horloge du césium non perturbé par le champ magnétique, $K_z = 7.0084 \text{ Hz/nT}$ [1] est la constante de sensibilité linéaire du déplacement Zeeman, $\mathbf{r}(t)$ est la trajectoire suivie par l'atome, et $B(\mathbf{r}(t))$ est le champ magnétique sondé par l'atome lors de son évolution libre. Notons que nous ne considérons ici que l'influence au premier ordre du champ magnétique sur la fréquence des transitions $m_F \neq 0$. La dépendance quadratique responsable de l'effet Zeeman du deuxième ordre sur la transition $m_F = 0$ est ici négligée en regard de son influence relative sur les transitions considérées. Mathématiquement, l'équation 4.7 peut se simplifier en séparant le champ magnétique présent dans le résonateur atomique en une partie constante B_0 et une partie résiduelle $B_{\text{res}}(\mathbf{r})$ prenant en compte les variations spatiales du

6. Les variations de sensibilité de la détection et les déviations par rapport à la puissance de Rabi optimale ($\pi/2$) dues à la distribution de temps d'interaction sont ici négligées. Nous ignorons également les inhomogénéités transverses du champ micro-onde et de la sensibilité de la détection qui sont moyennées par la distribution spatiale du jet atomique. Ces contributions n'affectent en effet l'amplitude du signal qu'au niveau de quelques pourcents.

7. Selon la référence [3], pp.170-171, le temps de transit effectif est donné par $T^* = T + \eta(\pi/2)\tau$ avec T le temps de transit "géométrique" défini entre la sortie du premier trou de passage et l'entrée du second trou de passage des atomes dans la cavité micro-onde, τ la durée de chacune des interactions micro-onde et $\eta(\pi/2) \approx 1.2039$. Il est défini comme étant le temps passé par les atomes entre le début et la fin de leur précession libre. Pour une impulsion micro-onde infiniment courte, le temps de transit effectif correspondrait au temps de vol libre. Dans les faits, la durée finie de l'interaction fait que le dipôle atomique croît progressivement pendant le passage dans la cavité micro-onde pour atteindre sa valeur finale à la fin de sa traversée. Les atomes accumulent donc un déphasage dès leur entrée dans le champ micro-onde, augmentant ainsi le temps de transit défini géométriquement. Dans le cas de FOCS-2, c'est-à-dire pour une interaction quasi-sinusoïdale et pour une puissance optimale injectée, l'évolution libre des atomes débute effectivement 2.6 mm en-dessous du centre de la cavité micro-onde.

champ⁸ :

$$B(\mathbf{r}(t)) = B_0 + B_{\text{res}}(\mathbf{r}) \quad (4.8)$$

En introduisant les définitions suivantes pour le désaccord micro-onde d'une part :

$$\Omega = \omega_{rf} - \omega_0 - 2\pi m_F K_z B_0 \quad (4.9)$$

et pour la phase résiduelle d'autre part :

$$\varphi_{\text{res}}(T^*) = 2\pi K_z \int_0^{T^*} B_{\text{res}}(\mathbf{r}(t)) dt \quad (4.10)$$

nous pouvons alors ré-écrire l'expression de la phase φ_{m_F} :

$$\varphi_{m_F}(\Omega, T^*) = \Omega T^* - m_F \varphi_{\text{res}}(T^*) \quad (4.11)$$

Le signal de Ramsey total est simplement obtenu en additionnant les contributions individuelles d'atomes de vitesses différentes :

$$I_{m_F}(\Omega) = \frac{I_0}{2} \int_0^\infty \rho(T^*) [1 + \cos(\varphi_{m_F}(\Omega, T^*))] dT^* \quad (4.12)$$

$$= \frac{I_0}{2} \left[1 + \text{Re} \int_0^\infty \rho(T^*) e^{i\varphi_{m_F}(\Omega, T^*)} dT^* \right] \quad (4.13)$$

$$= \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{4} \int_{-\infty}^\infty \rho(T^*) e^{-im_F \varphi_{\text{res}}(T^*)} e^{i\Omega T^*} dT^* \quad (4.14)$$

où $\rho(T^*)$ est la fonction de distribution des temps de transit. La dernière égalité est valable pour autant que nous étendions le domaine de définition de $\rho(T^*)$ et $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ aux valeurs de temps de transit négatifs de la manière suivante : $\rho(-T^*) = \rho(T^*)$ et $\varphi_{\text{res}}(-T^*) = -\varphi_{\text{res}}(T^*)$. De l'équation 4.14, nous voyons alors que la transformée de Fourier du signal total $I_{m_F}(\Omega)$ est donnée par :

$$\text{FT} \{I_{m_F}(\Omega)\} = \frac{I_0 \pi}{2} [2\delta(T^*) + \rho(T^*) e^{-im_F \varphi_{\text{res}}(T^*)}] \quad (4.15)$$

où $\delta(T^*)$ est la distribution delta de Dirac. En d'autres termes, la transformée de Fourier⁹ des franges de Ramsey donne accès, d'une part, à la distribution

8. En principe, le choix de la partie constante B_0 est arbitraire et n'influence pas le résultat de cette analyse. En pratique, nous ajustons le champ B_0 de manière à minimiser les variations de la phase de la transformée de Fourier des franges de Ramsey. Ceci revient en fait à choisir $B_0 = \overline{B}(\overline{T}^*) = \frac{1}{\overline{T}^*} \int_0^{\overline{T}^*} B(\mathbf{r}(t)) dt$ où \overline{T}^* est le temps de transit effectif moyen et $\mathbf{r}(t)$ est la trajectoire du jet atomique.

9. Nous utilisons ici la définition de la transformée de Fourier suivante : $\text{FT}\{I_{m_F}(\Omega)\} = \int_{-\infty}^\infty I_{m_F}(\Omega) e^{-i\Omega T^*} d\Omega$.

des temps de transit au cours de l'évolution libre $\rho(T^*)$ et, d'autre part, au déphasage $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ induit par les variations spatiales résiduelles du champ magnétique lorsque $m_F \neq 0$.

Mesure des franges de Ramsey

De manière à vérifier la validité de l'équation 4.15 et ses conséquences, nous avons mesuré les franges de Ramsey produites par la fontaine continue pour les transitions Zeeman $m_F = 0, -1, -2, -3$ et pour différentes vitesses de lancement de la mélasse mouvante. Expérimentalement, en raison des contraintes géométriques imposées par la conception mécanique de la fontaine et de son fonctionnement continu (les atomes doivent obligatoirement passer à travers les deux trous de la cavité micro-onde pour être détectés), les vitesses de lancement ne peuvent être choisies que pour des valeurs comprises entre 3.74 m/s et 4.22 m/s. En dehors de cet intervalle, le flux atomique se réduit rapidement à zéro, tandis que pour 4.04 m/s, le signal est maximal. La figure 4.4 expose conjointement les signaux de résonance mesurés et l'analyse mathématique décrite ci-dessus pour $m_F = -1$ et pour les vitesses de lancement suivantes : 3.74 m/s, 3.80 m/s, 3.86 m/s, 3.92 m/s, 3.98 m/s, 4.04 m/s, 4.10 m/s, 4.16 m/s, et 4.22 m/s. La première colonne de chacune des figures représente le signal de résonance mesuré $I_{m_F}(\Omega)$ en fonction du désaccord de la fréquence micro-onde Ω . Les seconde et troisième colonnes présentent respectivement le module et la phase de la transformée de Fourier des différents signaux I_{m_F} . Ainsi, selon l'équation 4.15 :

- $|\text{FT}\{I_{m_F}(\Omega)\}|$ est proportionnel à la distribution des temps de transit $\rho(T^*)$.
- $\text{Arg}[\text{FT}\{I_{m_F}(\Omega)\}]$ est égal à la phase résiduelle $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ créée par les variations spatiales du champ magnétique.

La figure 4.5 nous montre la même série de mesures, mais superposée sur les mêmes graphiques. Nous observons que les modules des transformées de Fourier calculés ont un profil d'allure gaussienne dont le centre de gravité se déplace vers la droite pour des vitesses de lancement croissantes, en accord avec leur interprétation en tant que distributions du temps de transit dans la zone d'évolution libre. De même, l'analyse des phases nous montre que celles-ci se superposent les unes aux autres au sein du domaine des temps de transit différents de zéro. Il est ainsi possible de mesurer la phase résiduelle $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ pour les valeurs de T^* accessibles dans l'expérience, soit entre 0.44 s et 0.57 s. Afin de déterminer la phase résiduelle, et donc les variations spatiales du champ magnétique, sur l'entier du domaine des temps de transit accessibles, il serait intéressant de trouver une méthode permettant de connecter ensemble les différentes portions de phase visibles sur la figure 4.5.

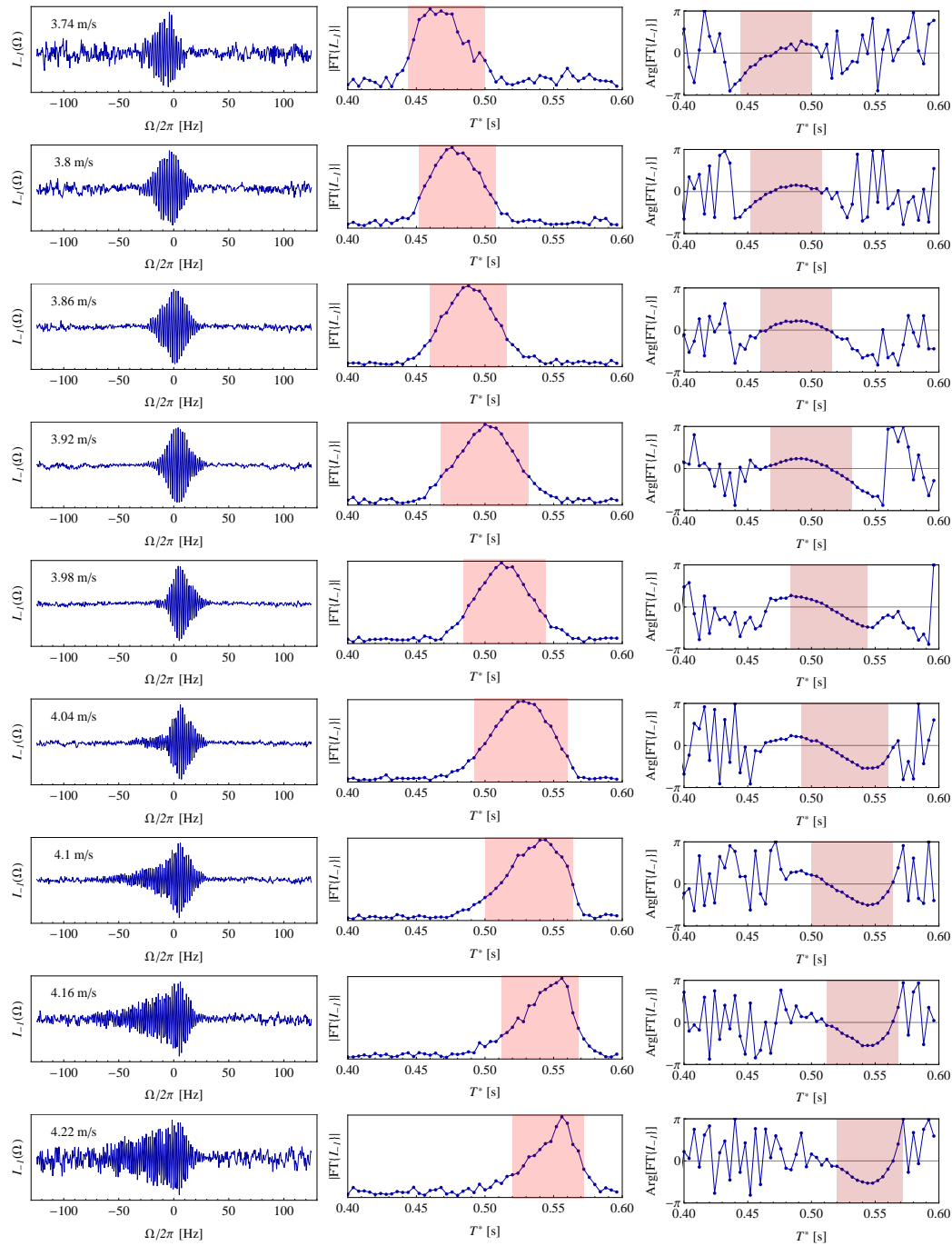


Figure 4.4: Les signaux de Ramsey $I_{-1}(\Omega)$ mesurés pour $m_F = -1$ sont affichés dans la première colonne pour les vitesses de lancement 3.74 m/s, 3.80 m/s, 3.86 m/s, 3.92 m/s, 3.98 m/s, 4.04 m/s, 4.10 m/s, 4.16 m/s, et 4.22 m/s. Les deuxième et troisième colonnes représentent le module et la phase de la transformée de Fourier $\text{FT}\{I_{-1}(\Omega)\}$. Elles donnent accès respectivement à la distribution des temps de transit $\rho(T^*)$ et à la phase résiduelle $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ induite par les variations spatiales du champ magnétique. Soulignons que la phase calculée n'a de sens que lorsque le module est différent de zéro (zone rouge). La valeur de B_0 (c.f. équation 4.9) est choisie pour que l'enveloppe des franges soit centrée autour de $\Omega = 0$. Elle vaut ici 73.4 nT.

Ainsi, une mesure des franges de Ramsey avec un jet atomique dont la distribution de vitesses serait très large offrirait cette possibilité de manière immédiate. Pratiquement, nous pouvons simuler cette distribution étendue des temps de transit T^* en moyennant les franges de Ramsey obtenues à chacune des vitesses de lancement et effectuer l'analyse de Fourier sur ces données expérimentales ainsi assemblées. Les signaux de Ramsey additionnés sont présentés sur la figure 4.6 et les phases obtenues de leur transformée de Fourier sur les figures 4.7.a et 4.7.b. Sur ces dernières, nous observons que les phases mesurées pour chacune des transitions Zeeman sont égales à $-m_F \varphi_{\text{res}}(T^*)$ où φ_{res} est la phase correspondante à $m_F = -1$, comme prévu par l'équation 4.15. L'incertitude sur la phase résiduelle mérite un dernier commentaire. Comme nous pouvons le voir sur le deuxième graphique de la figure 4.5, les phases mesurées pour différentes vitesses de lancement ne se superposent pas parfaitement les unes aux autres. La phase moyenne obtenue dépend des poids relatifs des différentes distributions de temps de transit. Ainsi, en estimant la dispersion des courbes de phase observée sur la figure 4.5, nous admettons une erreur sur la moyenne de ± 0.15 rad.

Relation entre phase et champ magnétique

Nous avons vu à travers l'équation 4.15 que la phase de la transformée de Fourier du signal de Ramsey pour les transitions m_F dépendantes du champ est directement proportionnelle à la phase résiduelle $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ définie par l'équation 4.10. Partant de là, le champ magnétique temporel moyen ressenti le long de la trajectoire atomique $\mathbf{r}(t)$ se calcule avec :

$$\overline{B}(T^*) = \frac{1}{T^*} \int_0^{T^*} B(\mathbf{r}(t)) dt \quad (4.16)$$

$$= \frac{1}{T^*} \int_0^{T^*} (B_0 + B_{\text{res}}(\mathbf{r}(t))) dt \quad (4.17)$$

$$= B_0 + \frac{\varphi_{\text{res}}(T^*)}{2\pi K_z T^*} \quad (4.18)$$

En principe, cette dernière équation nous indique qu'il est directement possible d'obtenir le champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T^*)$ par le calcul de la transformée de Fourier des franges de Ramsey. En pratique, toutefois, la situation n'est pas si évidente. La phase de la transformée de Fourier ne peut intrinsèquement être connue que modulo 2π et cette indétermination quantitative se reporte directement sur la phase résiduelle φ_{res} . Par conséquent, le champ magnétique temporel moyen obtenu peut prendre les valeurs suivantes :

$$\overline{B}(T^*) = B_0 + \frac{1}{2\pi K_z T^*} (\varphi_{\text{res}}(T^*) + n 2\pi) \quad (4.19)$$

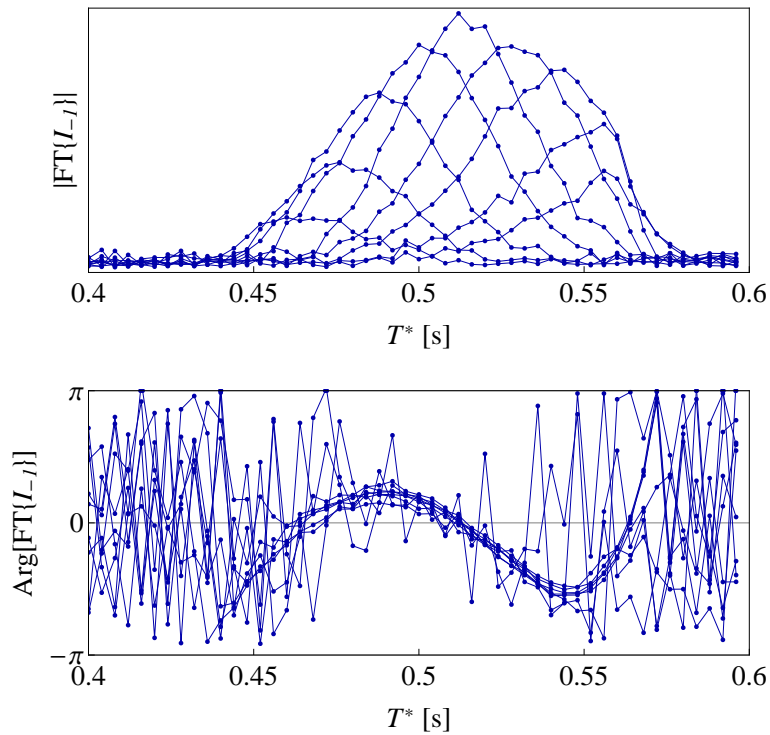


Figure 4.5: Transformée de Fourier des franges de Ramsey sur $m_F = -1$ pour différentes vitesses de lancement (c.f. figure 4.4). Les signaux issus des différentes vitesses sont ici superposés. Le graphique supérieur montre le module de la transformée de Fourier interprété comme la distribution des temps de transit des atomes lors de leur évolution libre $\rho(T^*)$. Le graphique inférieur affiche quant à lui la phase de la transformée de Fourier, représentative des inhomogénéités résiduelles du champ magnétique.

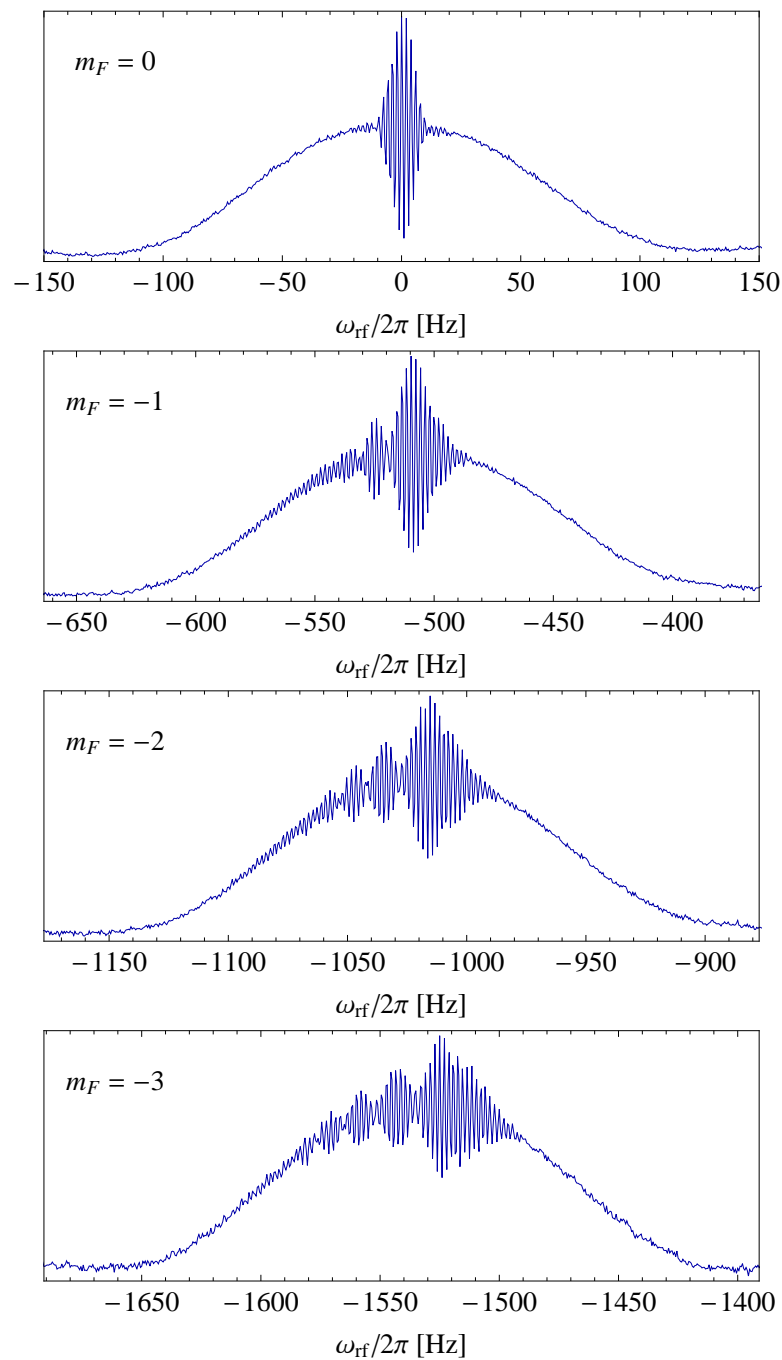


Figure 4.6: Courbes correspondant à $m_F = 0, -1, -2, -3$ obtenues en sommant les signaux de Ramsey mesurés pour chacune des vitesses de lancement (3.74 m/s, 3.80 m/s, 3.86 m/s, 3.92 m/s, 3.98 m/s, 4.04 m/s, 4.10 m/s, 4.16 m/s, et 4.22 m/s)

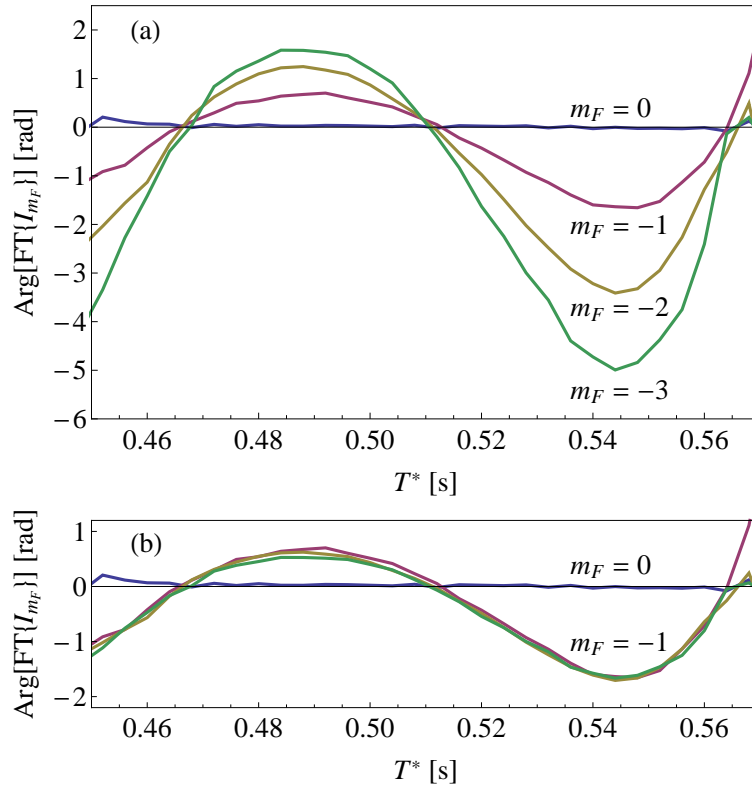


Figure 4.7: (a) Phases des transformées de Fourier des signaux mesurés pour $m_F = 0, -1, -2, -3$ en fonction du temps de transit T^* . A chaque temps correspond une hauteur au-dessus de la cavité micro-onde. (b) Les phases de $m_F = -2$ et -3 ont été ici divisées respectivement par 2 et par 3 de manière à vérifier la superposition avec $m_F = -1$ et donc confirmer la dépendance linéaire des transitions avec m_F .

où $n \in \mathbb{Z}$ est un nombre entier relatif. En appliquant ce calcul à la phase moyenne $m_F = -1$ de la figure 4.7, nous obtenons un ensemble de profils du champ magnétique temporel moyen autour de la valeur physique réelle $\overline{B}(T^*)$ tel qu'exposé sur la figure 4.8.

A ce stade, plusieurs commentaires s'imposent : premièrement, en étendant le domaine des temps de transit accessibles, il serait possible de déterminer sans ambiguïté la valeur réelle du champ magnétique dans la zone d'évolution libre. En effet, de l'équation 4.19 nous constatons clairement que pour des valeurs de temps de transit approchant $T^* = 0$, seule la courbe calculée avec $n = 0$ ne diverge pas et correspond à un champ magnétique physique. Si dans les fontaines pulsées le problème est résolu en lançant les boules d'atomes à différentes altitudes, de $T^* = 0$ à la valeur nominale, le fonctionnement continu n'offre pas cette possibilité. Les contraintes géométriques ne permettent pas de varier la vitesse de lancement des atomes en deçà de 3.74 m/s et limitent ainsi le champ magnétique directement mesurable. Deuxièmement, l'ambiguïté de $n \times 2\pi$ sur la phase $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ se traduit par une indétermination de $n \times 0.3$ nT sur le champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T^*)$. Cette incertitude de 2 Hz sur la fréquence micro-onde de la transition Zeeman $m_F = -1$ correspond à la distance entre deux franges de Ramsey consécutives. Ainsi déterminer la courbe $n = 0$ est un problème équivalent à celui consistant à trouver la "frange centrale" du signal de Ramsey. Finalement, sur la figure 4.8, nous observons que le champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T^*)$ présente un minimum local T_a^* et un maximum local T_b^* . Lorsque la distribution des temps de transit est suffisamment large pour couvrir les deux extrema, la superposition des résonances individuelles est constructive lorsque $T^* \approx T_a^*$ et $T^* \approx T_b^*$. Ces deux contributions donnent lieu à des signaux de Ramsey de périodes légèrement différentes $1/2T_a^*$ et $1/2T_b^*$, expliquant en partie les "battements" visibles sur les franges de la figure 4.6.

Reconstruction des franges

La distribution des temps de transit $\rho(T^*)$ et le champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T^*)$, issus de la transformée des franges de Ramsey, étant connus, il est possible de recalculer l'expression des franges en sommant les contributions atomiques individuelles :

$$I_{m_F}(\omega_{\text{rf}}) = \frac{1}{2} I_0 \int_0^\infty \rho(T^*) [1 + \cos(\varphi_{m_F}(\omega_{\text{rf}}, T^*))] dT^* \quad (4.20)$$

avec l'expression de la phase :

$$\varphi_{m_F}(\omega_{\text{rf}}, T^*) = (\omega_{\text{rf}} - \omega_0)T^* - 2\pi m_F K_z \overline{B}(T^*)T^* \quad (4.21)$$

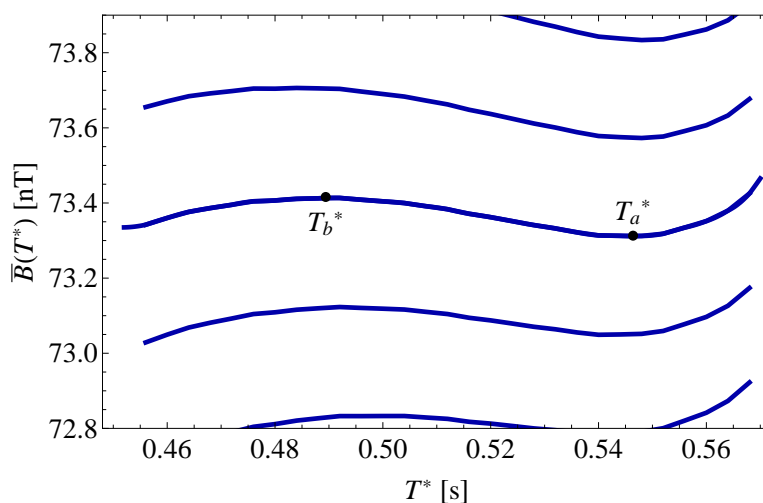


Figure 4.8: Champ magnétique temporel moyen perçu par les atomes en fonction du temps de transit. Les courbes ont été calculées à l'aide de la phase résiduelle $\varphi_{\text{res}}(T^*)$ obtenue par la transformée de Fourier des franges de la transition $m_F = -1$. L'ambiguïté de 2π ne permet pas de déterminer le champ de manière unique. Les différentes courbes représentent les profils temporels mathématiquement possibles, séparés de $n/(K_z T^*)$, avec $n \in \mathbb{Z}$. Remarquons que la largeur des courbes est égale à l'incertitude de ± 7 pT résultant de l'incertitude sur la phase résiduelle discutée plus haut dans le texte. T_a^* et T_b^* représentent les positions des minimums et des maximums locaux du champ moyen (c.f. texte pour plus de détails)

Cette reconstruction mathématique a été faite pour chacune des transitions Zeeman et chacune des vitesses de lancement mesurées dans le paragraphe précédent mais avec une unique fonction $\overline{B}(T^*)$. Les résultats sont présentés dans la figure 4.9. Au final, en considérant l'intervalle d'échantillonnage de fréquence de 0.5 Hz utilisé lors de l'acquisition des franges, nous pouvons constater la puissance déductive de la présente analyse au travers du bon accord entre les mesures et les franges recalculées.

Position de la frange centrale

Lever l'indétermination de $n 2\pi$ sur la phase calculée avec la transformée de Fourier des franges revient à déterminer la position de la frange centrale sur les résonances des transitions m_F dépendantes du champ magnétique. Pour un temps de transit T^* , la position de la frange centrale est définie par :

$$\omega_c = \omega_0 + 2\pi m_F K_z \overline{B}(T^*) \quad (4.22)$$

En d'autres termes, la position de la frange centrale correspond à la fréquence micro-onde pour laquelle il n'apparaît aucun déphasage avec le dipôle atomique pendant le temps d'évolution libre T^* . Toutefois, puisque la résonance de Ramsey de l'horloge est formée par la superposition des signaux atomiques individuels, le temps de transit et la position de la frange centrale ne sont pas définis de manière unique. La distribution des positions des franges centrales est donnée par $\rho(\omega_c) = \rho(T^*) dT^*/d\omega_c$. Dans la fontaine continue, les mesures du champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(T^*)$ exposées plus haut montrent que celui-ci varie peu en fonction du temps de transit. Par conséquent, nous pouvons estimer les paramètres de la distribution de positions de la frange centrale de la manière suivante :

$$\langle \omega_c \rangle = \omega_0 + 2\pi m_F K_z \langle \overline{B}(T^*) \rangle \quad (4.23)$$

$$\approx \omega_0 + 2\pi m_F K_z \overline{B}(\overline{T}^*) \quad (4.24)$$

et la déviation standard par :

$$\sigma(\omega_c) \approx 2\pi m_F K_z \overline{B}'(\overline{T}^*) \sigma(T^*) \quad (4.25)$$

où \overline{T}^* et $\sigma(T^*)$ sont la moyenne et la déviation standard de la distribution des temps de transit $\rho(T^*)$. En introduisant ici l'ambiguïté sur $\overline{B}(T^*)$ discutée plus haut (équation 4.19), l'indétermination sur la position de la frange centrale apparaît .

$$\langle \omega_c \rangle = \omega_0 + 2\pi m_F K_z B_0 + m_F \frac{\varphi_{\text{res}}(\overline{T}^*)}{\overline{T}^*} + n \frac{2\pi m_F}{\overline{T}^*} \quad (4.26)$$

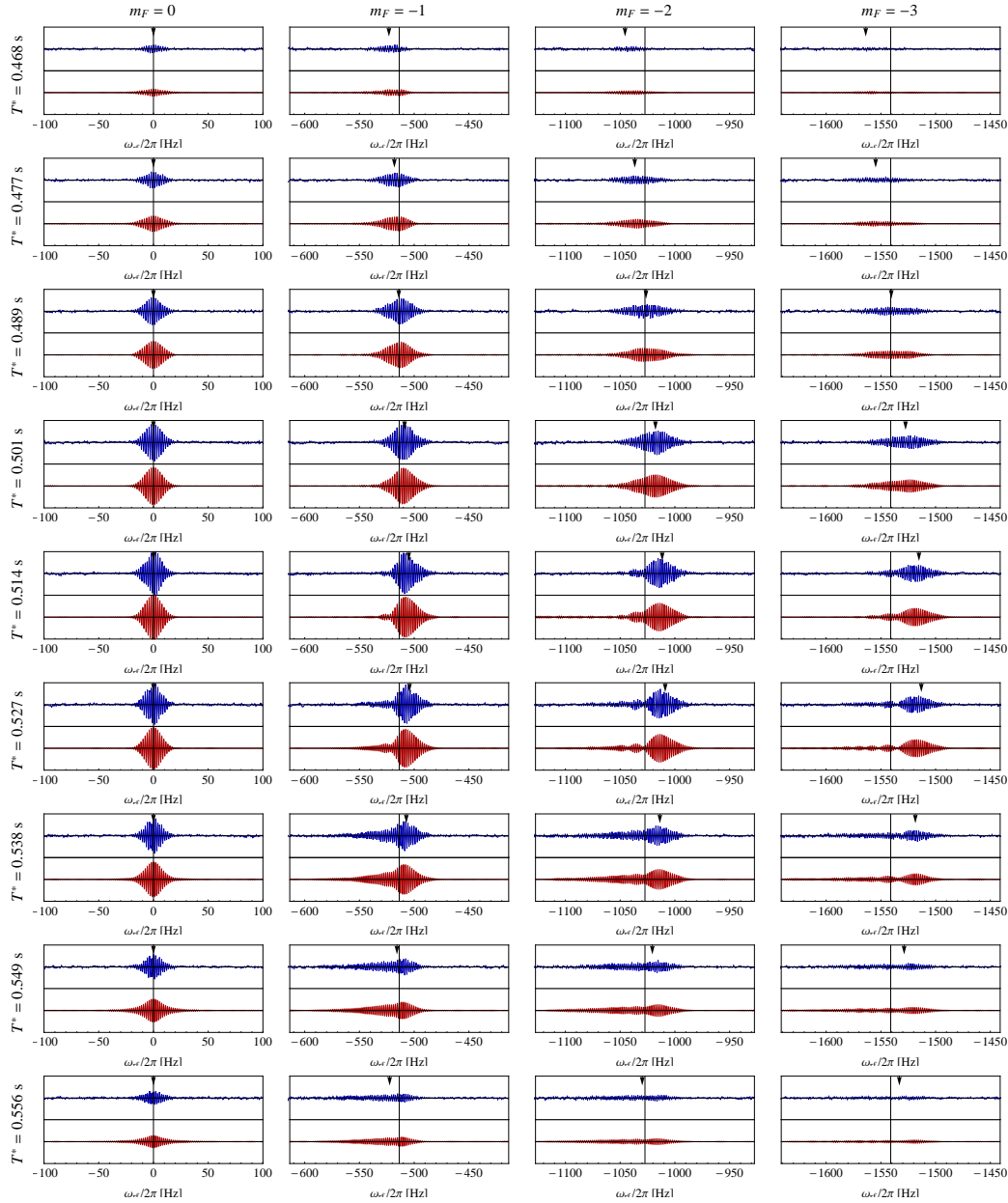


Figure 4.9: Comparaison entre les franges de Ramsey mesurées (courbes bleues) et calculées (courbes rouges) selon l'équation 4.20. A chacune des colonnes correspond une transition Zeeman $m_F = 0, -1, -2, -3$, tandis qu'à chacune des lignes correspond une vitesse de lancement des atomes (3.74 m/s, 3.80 m/s, 3.86 m/s, 3.92 m/s, 3.98 m/s, 4.04 m/s, 4.10 m/s, 4.16 m/s, et 4.22 m/s) exprimée ici en valeur de temps de transit. Les franges calculées ont été obtenues par superposition des signaux individuels (c.f. texte pour plus de détails). Notons encore que le piédestal de Rabi a été soustrait sur chacune des données et que les signaux reconstruits ont été calculés en utilisant la même moyenne temporelle du champ magnétique $\bar{B}(T^*)$.

où $n \in \mathbb{Z}$. Notons toutefois que cette ambiguïté n'affecte pas la forme et la position des franges reconstruites exposées plus haut, mais souligne simplement notre impossibilité physique à déterminer le champ magnétique moyen de la zone d'évolution libre par la simple analyse des franges de Ramsey.

Position de l'enveloppe des franges

Nous avons vu que les franges de Ramsey n'apparaissent qu'en cas d'addition majoritairement constructive des signaux atomiques individuels. L'observation de l'équation 4.13 nous montre que cette superposition constructive ne survient que lorsque la phase $\varphi_{m_F}(\Omega, T^*)$ varie peu au sommet de la distribution des temps de transit $\rho(T^*)$. Par conséquent, la position ω_{rf}^* de l'enveloppe des franges¹⁰ en fonction de la fréquence est obtenue en imposant $\partial\varphi_{m_F}/\partial T^* = 0$ avec φ_{m_F} donnée par l'équation 4.21 :

$$\frac{\partial\varphi_{m_F}}{\partial T^*} = \frac{\partial}{\partial T^*} [(\omega_{\text{rf}}^* - \omega_0)T^* - 2\pi m_F K_z \overline{B}(T^*)T^*] = 0 \quad (4.27)$$

En supposant petites les variations du champ magnétique $\overline{B}(T^*)$ sur le domaine de la distribution des temps de transit $\rho(T^*)$, il est possible d'évaluer cette condition. Bien que partiellement satisfaite dans notre expérience pour une vitesse de lancement donnée, cette relation aide à comprendre le rôle de $\overline{B}(T^*)$ dans la formation des franges de Ramsey. Avec l'équation 4.27, nous obtenons :

$$\omega_{\text{rf}}^* \approx \omega_0 + 2\pi m_F K_z \overline{B}(\overline{T}^*) + 2\pi m_F K_z \overline{B}'(\overline{T}^*)\overline{T}^* \quad (4.28)$$

où le premier terme est simplement la valeur de la transition d'horloge non perturbée, le deuxième représente l'effet Zeeman linéaire, et le troisième décrit le déplacement des franges dû aux variations au premier ordre de $\overline{B}(T^*)$. Plusieurs commentaires s'imposent : premièrement, la position de la frange centrale donnée par l'équation 4.24 et la position de l'enveloppe des franges de Ramsey calculée avec l'équation 4.28 diffèrent par le dernier terme proportionnel à $\overline{B}'(\overline{T}^*)$. Dès lors, le déplacement Zeeman linéaire calculé avec le champ $\overline{B}(T^*)$ mesuré de la figure 4.8 ne permet pas d'expliquer le déplacement des franges de Ramsey observé sur la figure 4.9. A l'inverse, la position des franges ω_{rf}^* issue de l'équation 4.28 et reportée par des flèches sur la figure 4.9 est en bon accord avec les données expérimentales, confirmant l'importance des variations du champ $\overline{B}(T^*)$ sur la position de l'enveloppe des franges. Enfin, notons que l'indétermination de 2π sur la phase, traduite ici par l'ajout d'un terme $1/(K_z T^*)$ au champ $\overline{B}(T^*)$, n'a pas d'influence sur la position de l'enveloppe des franges, celui-ci s'annulant par addition des

10. Nous définissons la position de l'enveloppe comme étant la fréquence micro-onde pour laquelle le contraste des franges de Ramsey est maximum.

deuxième et troisième termes. L'importance de cette indétermination et ses conséquences sont abordées dans la discussion après le paragraphe suivant.

Détermination de la température longitudinale du jet

A partir des mesures des distributions des temps de transit (c.f. figure 4.5), il est possible de calculer les distributions de vitesses correspondantes à différentes altitudes, notamment dans la cavité micro-onde et à la sortie de la mélasse mouvante, 48.5 cm en dessous. En utilisant ces distributions, nous obtenons alors des informations sur la vitesse moyenne des atomes et leur température longitudinale initiale. La figure 4.10 expose ces résultats pour les atomes au niveau de la mélasse mouvante. De manière à vérifier la validité de l'analyse, nous comparons les vitesses et températures longitudinales calculées en sortie de mélasse à des valeurs obtenues initialement avec des mesures de temps de vol [30]. Nous observons que les valeurs de vitesses sont en bon accord autour de la vitesse nominale 4.04 m/s donnant le flux maximum. Pour les autres valeurs, la distribution de vitesses est tronquée en raison de la sélection géométrique provoquée par les diaphragmes que constituent les passages dans la cavité micro-onde. Les valeurs obtenues par l'analyse de Ramsey reflètent alors celles des atomes ayant atteint la région de détection et non plus les véritables vitesses de lancement de la mélasse mouvante. Cette sélection géométrique est également visible sur le graphique représentant la température longitudinale du jet. En effet, les températures calculées par analyse de Fourier des franges sont compatibles avec celles mesurées par temps de vol (entre 60 et 80 μK) pour des vitesses proches de la vitesse nominale, tandis que pour des vitesses plus faibles et plus élevées, la température apparente est abaissée.

Discussion

Dans cette partie, nous avons utilisé l'analyse de Fourier sur les franges de Ramsey de la fontaine continue afin d'obtenir des informations sur le champ magnétique présent dans la zone d'évolution libre de l'horloge. L'étude des franges, pour différentes transitions hyperfines et différentes vitesses de lancement des atomes, nous a permis de montrer le lien existant entre l'amplitude de la transformée de Fourier et la distribution des temps de transit, ainsi que celui entre la phase de la transformée de Fourier et la moyenne temporelle du champ magnétique $\overline{B}(T^*)$ sondé par les atomes lors de leur évolution libre. A travers cette analyse, nous avons pu mesurer le profil du champ magnétique $\overline{B}(T^*)$ valable le long de la trajectoire atomique nominale. Toutefois, pour des raisons intrinsèques au calcul de la phase de la transformée de Fourier des franges, cette dernière ne pouvant être connue que modulo 2π , la valeur absolue du champ est également soumise à une indétermination de $n/(K_z T^*)$, soit $n \times 0.3$ nT. Cette ambiguïté est discutée et assimilée au problème de

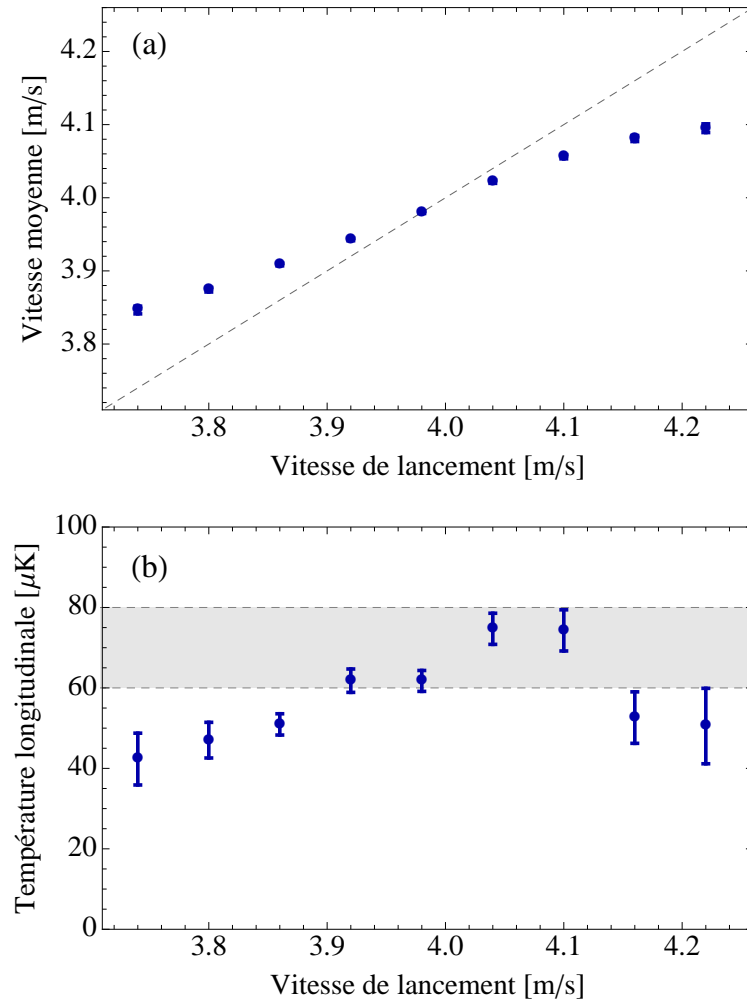


Figure 4.10: (a) Vitesses moyennes et (b) Températures longitudinales des atomes contribuant au signal de Ramsey à la sortie de la mélasse mouvante en fonction de la vitesse de lancement effective. La ligne traitillée (a) et la bande grisée (b) indiquent les valeurs mesurées par une analyse des temps de vol [30] (c.f. texte pour plus de détails).

la détermination de la frange centrale pour les transitions dépendantes du champ [3]. Cette analyse nous permet de comprendre comment les franges de Ramsey se construisent et ainsi d'établir une expression sur le déplacement de fréquence de l'enveloppe des franges, déplacement induit par les variations spatiales du champ magnétique. Nous montrons que sa position diffère de la position de la frange centrale d'un facteur proportionnel à $\overline{T^*} \overline{B'}(\overline{T^*})$ et que dans notre cas, la variation induite par les variations du temps de transit T^* est plus importante que les variations correspondant au déplacement Zeeman linéaire. Au final, bien que permettant la mesure des variations du champ magnétique au niveau de 0.1 nT, l'outil de diagnostic développé ici nécessite l'utilisation d'une méthode complémentaire pour lever l'indétermination sur la valeur absolue de $\overline{B}(T^*)$. La description de cette technique est l'objet des paragraphes suivants.

4.3.3 Spectroscopie Zeeman à résolution temporelle

L'idée d'utiliser les transitions Zeeman $\Delta F = 0, \Delta m_F = \pm 1$ pour évaluer le champ magnétique dans le résonateur atomique n'est pas nouvelle [1] et a déjà été utilisée avec succès [87]. Nous proposons ici d'adapter cette technique aux contraintes particulières de la fontaine continue afin de lever l'ambiguïté posée par l'analyse de Fourier des franges de Ramsey. La fréquence Zeeman f_z est mesurée en excitant dans le résonateur atomique les transitions $\Delta m_F = \pm 1$ du niveau $F = 4$ à l'aide d'une brève impulsion magnétique. Le signal de fluorescence produit par les atomes atteignant la détection de la fontaine est enregistré après l'excitation. De cette manière, à partir des données temporelles, et avec la connaissance des trajectoires atomiques, nous pouvons déduire le profil spatial du champ magnétique le long de ces trajectoires dans la zone d'évolution libre [88]. Nous commençons cette partie par une description de la méthode de mesure par spectroscopie Zeeman à résolution temporelle. Les résultats bruts sont ensuite présentés avant d'être utilisés dans les paragraphes suivants pour la reconstruction du profil du champ magnétique $B(z)$. Finalement, l'évaluation des incertitudes liées à la méthode est discutée à travers une comparaison avec des simulations numériques.

Principe

L'application d'un champ magnétique statique dans le résonateur atomique lève la dégénérescence des différents sous-niveaux Zeeman (respectivement sept pour l'état $F = 3$ et neuf pour $F = 4$) de l'atome de césium. Au premier ordre, la différence de fréquence f_z entre les sous-niveaux déplacés est directement proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique B selon $f_z = K_z B$ avec la constante de proportionnalité $K_z = -3.509$ Hz/nT

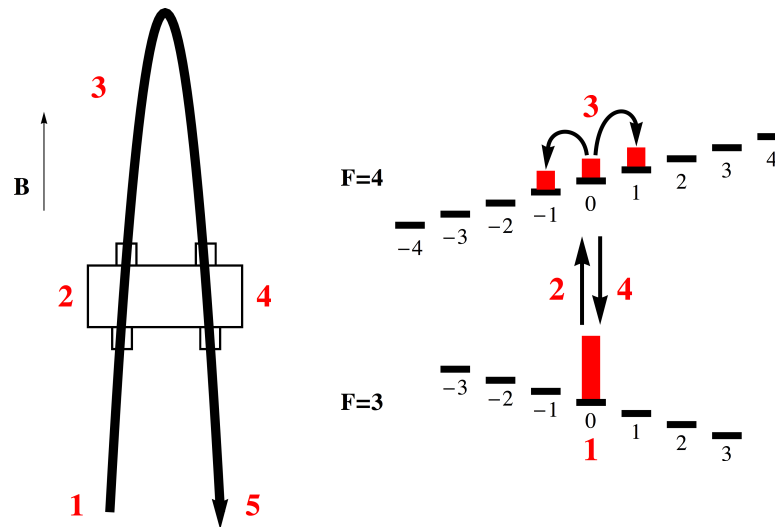


Figure 4.11: Schéma du principe de la mesure de la fréquence Zeeman dans la zone d'évolution libre réalisée en cinq étapes. Les atomes du jet sont pompés optiquement dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ (1) et sont ensuite transférés dans l'état $|F = 4, m_F = 0\rangle$ avec un pulse micro-onde π (2). Les transitions Zeeman $\Delta m_F = \pm 1$ sont induites dans tout le résonateur au moyen d'une impulsion magnétique basse fréquence (3) et les atomes restant dans $|F = 4, m_F = 0\rangle$ sont retransférés dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ (4). Finalement, nous détectons la lumière de fluorescence émise par la population $F = 4$ totale, proportionnelle à la probabilité de transitions $\Delta m_F = \pm 1$ (5).

et $K_z = 3.498 \text{ Hz/nT}$ pour les deux états d'horloge mentionnés ci-dessus. Ainsi, en mesurant le profil spatial de la fréquence Zeeman f_z , nous avons immédiatement accès au champ magnétique sondé par les atomes le long de leur trajectoire dans la zone d'évolution libre. La détermination de la fréquence Zeeman f_z des atomes du jet en fonction de leur position est réalisée en cinq étapes, représentées sur la figure 4.11. Dans un premier temps, les atomes de césium issus de la mélasse mouvante sont préparés dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ en utilisant le schéma de pompage à deux lasers décrit dans le chapitre 3. Passant à travers la cavité micro-onde, ils sont transférés dans l'état $|F = 4, m_F = 0\rangle$ au moyen d'un pulse π . Les transitions $\Delta m_F = \pm 1$ sont ensuite induites sur tous les atomes du jet présents dans la zone d'évolution libre par l'application d'une courte impulsion (12 ms) de champ magnétique de fréquence proche de la fréquence Zeeman. Cette dernière est réalisée en appliquant brièvement un courant alternatif (entre 125 Hz et 385 Hz) le long du câble en cuivre du démagnétiseur¹¹ présent dans le résonateur atomique (c.f. chapitre 2). Lors du deuxième passage du jet dans la cavité micro-onde, un second pulse π permet de transférer les atomes restant dans $|F = 4, m_F = 0\rangle$ dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Finalement, le signal de fluorescence émis par la population atomique $F = 4$ totale, proportionnel à la probabilité de transition $\Delta m_F = \pm 1$ est temporellement enregistré. Ainsi, de la connaissance précise des trajectoires atomiques et grâce à la mesure des probabilités de transition, il est possible de déterminer le profil du champ magnétique dans la zone d'évolution libre des atomes.

Mesure de la probabilité de transition

Afin de mesurer la probabilité de transition $\Delta m_F = \pm 1$, nous enregistrons le signal de fluorescence émis par les atomes $F = 4$ à l'instant t_d après l'impulsion magnétique en fonction de la fréquence d'excitation. Son amplitude ($0.5 \text{ mA}_{\text{rms}}$) est ajustée de sorte à éviter tout effet de saturation de la transition (probabilité $\ll 1$). La figure 4.12 expose les données récoltées en faisant varier la fréquence de l'impulsion par pas de 10 Hz entre 125 Hz et 385 Hz.

Modèle de la fonction d'excitation et détermination de la fréquence Zeeman

La fonction d'excitation est donnée par :

11. En raison de la géométrie et de la position du câble, l'amplitude du champ magnétique basse fréquence produit n'est pas constante le long de la trajectoire atomique. L'influence de cet effet sur la probabilité de transition a été modélisé par André Stefanov de l'Office Fédéral de Métrologie. Nous présenterons ces résultats dans la discussion sur l'incertitude de la méthode.

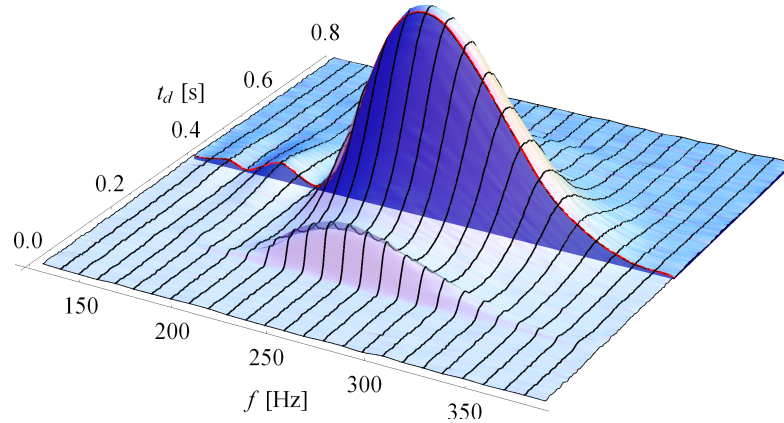


Figure 4.12: Probabilité de transition $\Delta m_F = \pm 1$ en fonction du temps de retard des atomes après l'impulsion AC mesurée tous les 10 Hz pour des fréquences d'excitation f comprises entre 125 Hz et 385 Hz. Les signaux mesurés sont représentés par les lignes noires tandis que la surface bleue est une interpolation tridimensionnelle des données expérimentales.

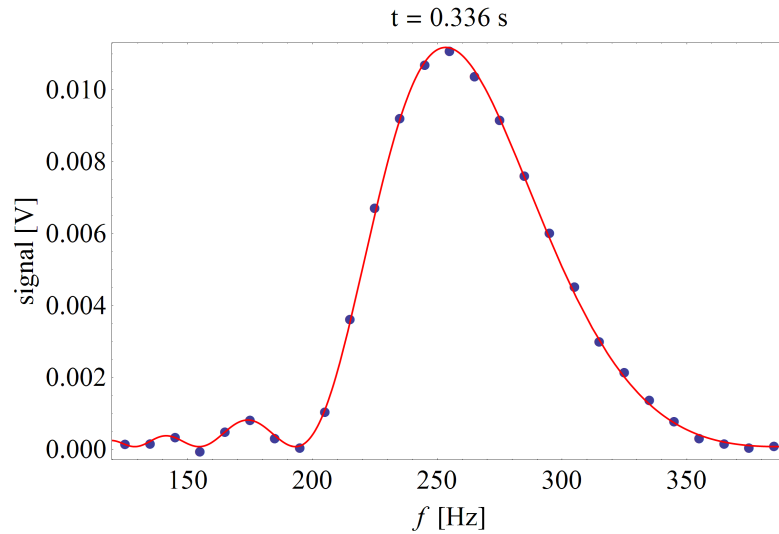


Figure 4.13: Résonance Zeeman des atomes de césium à $t_d = 0.336$ s après l'impulsion basse fréquence. Le signal mesuré (points bleus) est proportionnel à la probabilité de transition Zeeman $\Delta m_F = \pm 1$ en fonction de la fréquence d'excitation f . Ces données expérimentales représentent une coupe transverse des mesures de la figure 4.12. La courbe rouge révèle l'ajustement de notre modèle d'excitation sur les résultats expérimentaux. Les seuls paramètres de l'ajustement sont la fréquence Zeeman $f_z = 257.56$ Hz, le facteur d'échelle $a = 0.0699$ et le terme constant $c = 8 \cdot 10^{-5}$.

$$h(t) = \text{rect}(t/\Delta t)\sin(2\pi ft) \quad (4.29)$$

où $\text{rect}(x)$ est une fonction égale à 1 pour $0 < x < 1$ et 0 partout ailleurs, Δt est la durée du pulse et f est la fréquence d'excitation. Pour une excitation faible, la probabilité de transition $\Delta m_F = \pm 1$ est proportionnelle à la densité spectrale de puissance du pulse d'excitation à la fréquence de Fourier f_z :

$$P(f) = \left| \hat{h}(f_z) \right|^2 \quad (4.30)$$

où \hat{h} est la transformée de Fourier de la fonction d'excitation h ci-dessus. Nous obtenons donc :

$$P(f) = \left| \frac{2e^{-i\varphi f_z/f}(\cos\varphi + i f_z \sin\varphi) - 2f}{4\pi(f_z - f)(f_z + f)} \right|^2 \quad (4.31)$$

avec $\varphi = 2\pi f \Delta t$. Expérimentalement, la durée de l'excitation Δt est fixée par le nombre de cycles de l'impulsion basse fréquence n que nous réglons sur le générateur de fréquence. Lorsque n est un nombre entier, en remplaçant $\Delta t = n/f$ dans l'expression ci-dessus, l'équation 4.31 devient :

$$P(f) = \left| \frac{n \left(\text{sinc} \left(\frac{\pi n(f_z + f)}{f} \right) - \text{sinc} \left(\frac{\pi n(f_z - f)}{f} \right) \right)}{2f} \right|^2 \quad (4.32)$$

Ainsi, le modèle de la probabilité d'excitation utilisé pour la détermination de la fréquence Zeeman $aP(f) + c$ contient les trois paramètres suivants : la fréquence Zeeman f_z , un facteur d'amplitude a et un terme constant c . La figure 4.13 présente les données expérimentales obtenues pour un unique temps écoulé depuis l'excitation ($t_d = 0.336$ s) et l'ajustement du modèle calculé sur ces données. En répétant l'opération pour chacune des courbes de la figure 4.12, nous pouvons alors évaluer la valeur de la fréquence Zeeman des atomes en fonction du temps de retard après l'impulsion basse fréquence. Ces résultats sont présentés sur la figure 4.14.

Détermination du profil spatial du champ magnétique

De manière à mettre en relation le profil temporel de la fréquence Zeeman présenté sur la figure 4.14 et le profil spatial du champ magnétique dans le résonateur atomique, nous devons, dans un premier temps, calculer la relation entre le temps de retard t_d et la position moyenne des atomes au moment de l'impulsion basse fréquence. Dans cette optique, l'analyse de Fourier des franges de Ramsey décrite dans la section précédente nous offre des informations précieuses sur la distribution des temps de transit des atomes lors de leur évolution libre. En choisissant une vitesse de lancement de la mélasse

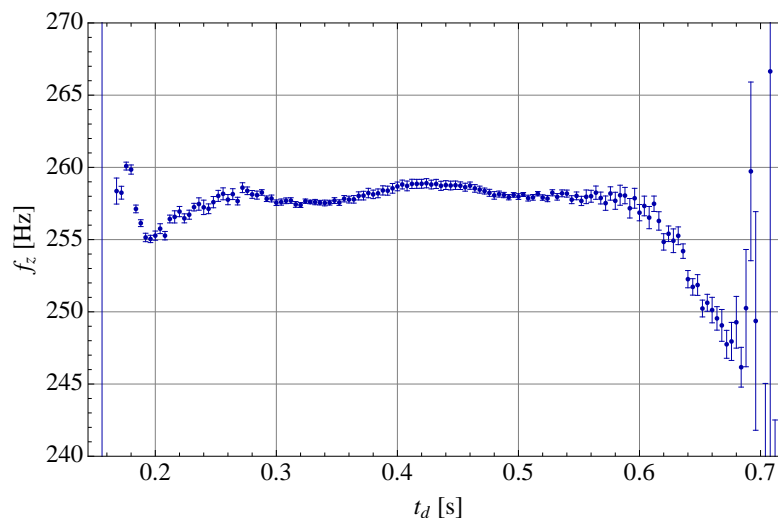


Figure 4.14: Fréquence Zeeman mesurée en fonction du temps de retard après l'impulsion du champ magnétique basse fréquence. Chaque point est issu d'un ajustement du modèle d'excitation sur les données expérimentales de la figure 4.12 (c.f. texte pour détails). Notons que la probabilité de transition est nulle pour des temps inférieurs à $t_d = 0.155$ s, ce qui correspond au temps minimal mis par les atomes pour atteindre la détection de l'horloge après le second passage dans la cavité micro-onde.

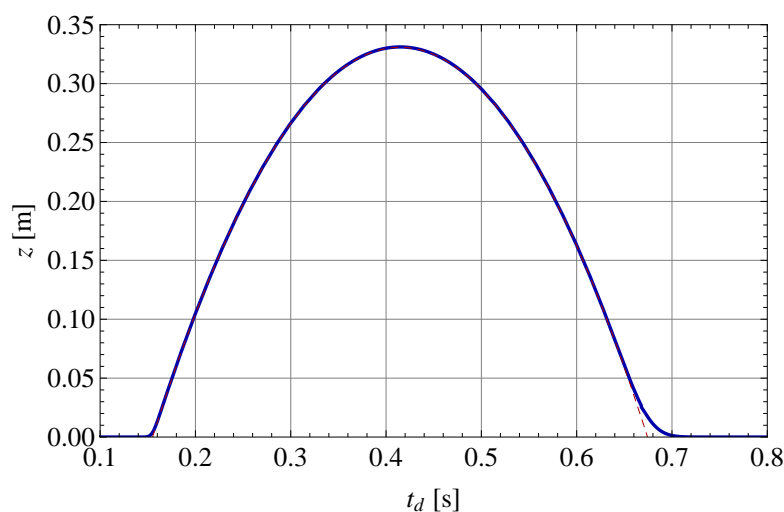


Figure 4.15: Relation entre le temps de retard et la position verticale moyenne des atomes au moment de l'impulsion basse fréquence. La courbe bleue est calculée par intégration numérique de la trajectoire nominale sur l'ensemble des distributions de temps de transit mesurées. La courbe traitillée représente la trajectoire nominale sans tenir compte de la distribution de vitesse. La différence entre les deux courbes pour $t_d > 0.65$ s provient d'atomes n'ayant pas tous été excités l'impulsion au sortir du premier passage dans la cavité mais qui atteignent la détection simultanément.

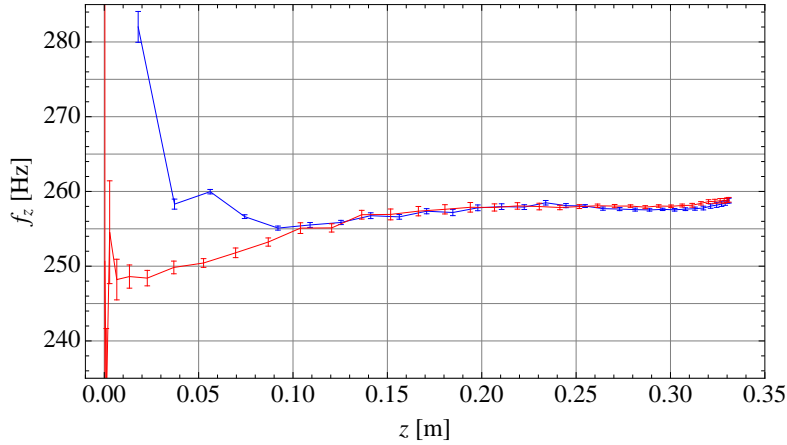


Figure 4.16: Fréquence Zeeman en fonction de la position verticale z des atomes dans le résonateur calculée à partir des mesures temporelles de la figure 4.14. Les points bleus (rouges) correspondent aux atomes montants (respectivement descendants) au moment de l'impulsion basse fréquence. Notons que $z = 0$ est définie comme étant l'altitude au-dessus de laquelle les atomes ressentent l'excitation magnétique AC, c'est-à-dire 0.015 m au-dessus du centre de la cavité micro-onde.

de 4.1 m/s⁽¹²⁾, le calcul du module de la transformée de Fourier des franges nous donne les valeurs de $T^* = 0.533$ s et $\sigma(T^*) = 0.021$ s, où T^* est le temps de transit effectif et $\sigma(T^*)$ est la variance sur la moyenne calculée. La position verticale des atomes dans le résonateur peut alors être déterminée par intégration des trajectoires sur la distribution de temps de transit. Nous devons toutefois tenir compte du fait que, dû à l'effet de blindage de la cavité micro-onde, la région dans laquelle l'excitation basse fréquence agit sur les atomes est légèrement différente de la zone d'évolution libre. Ainsi, si $z = 0$ est défini comme étant l'altitude à laquelle les atomes voient le champ magnétique basse fréquence, alors le centre de la cavité micro-onde correspond à $z = -0.015$ m et la zone d'évolution libre débute à $z = -0.018$ m. La figure 4.15 exprime la relation finale entre le temps de retard mesuré et la position verticale des atomes au moment de l'impulsion basse fréquence. En utilisant cette fonction et les mesures temporelles de la fréquence Zeeman présentées sur la figure 4.14, nous pouvons déterminer les variations spatiales de la fréquence Zeeman telles que présentées sur la figure 4.16. Nous observons ici que les fréquences Zeeman sont identiques pour les atomes montants et les atomes descendants en-dessus de 0.1 m. En-dessous, la différence mesurée vient probablement d'une inhomogénéité magnétique due à un composant du support fixe de la cavité micro-onde, les mesures effectuées en retournant le résonateur de 180° présentant en effet la même asymétrie.

12. Le choix d'une vitesse de lancement supérieure à la vitesse optimale de 4.04 m/s nous permet de sonder plus précisément le champ magnétique autour de l'apogée nominal.

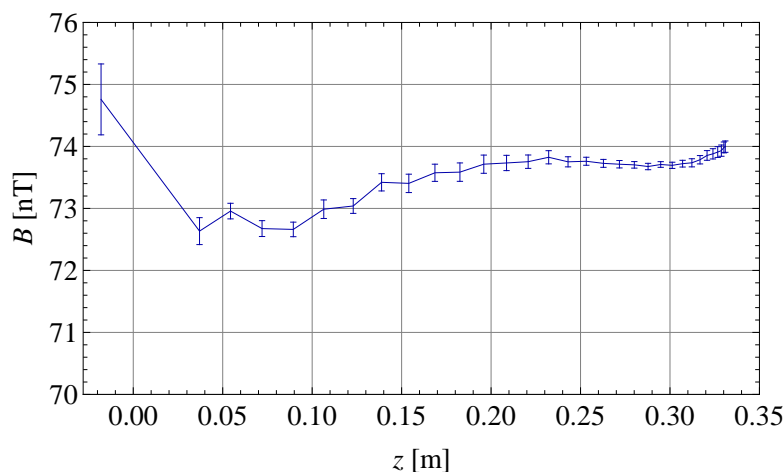


Figure 4.17: Moyenne du champ magnétique vu par les atomes montants et descendants en fonction de leur position verticale. $z = 0$ est défini comme étant l'altitude au-dessus de laquelle les atomes sont soumis à l'excitation magnétique AC, c'est-à-dire 0.015 m au-dessus du centre de la cavité micro-onde. Le champ magnétique à $z = -0.018$ m a été obtenu en mesurant simplement la position du sommet du piédestal de Rabi $m_F = -1$ dans le spectre micro-onde des différentes transitions Zeeman.

Enfin, l'évaluation de l'effet Zeeman 2^e ordre nécessitant la connaissance du champ magnétique moyen sondé par les atomes le long de leur trajectoire, nous calculons la moyenne des fréquences Zeeman pour les trajectoires montantes et descendantes $((f_{\text{up}} + f_{\text{down}})/2)$ et divisons le résultat par la constante $K_z(F = 4) = 3.498$ Hz/nT de manière à obtenir le profil spatial du champ magnétique présenté sur la figure 4.17. Pour les petites altitudes, l'ajustement du modèle de probabilité sur les données expérimentales étant peu efficace, le champ moyen a été obtenu en utilisant uniquement les données correspondantes à $z > 0.03$ m et la valeur à $z = -0.018$ m est issue de la mesure de la position du sommet du piédestal de Rabi $m_F = -1$ dans le spectre micro-onde des différentes transitions Zeeman. Notons que ce traitement des données expérimentales à faible altitude apporte une incertitude de ± 0.1 nT sur le champ magnétique temporel moyen calculé dans le paragraphe suivant et que cette dernière est prise en compte dans le calcul de l'incertitude totale de la section 4.3.4.

Détermination du champ magnétique temporel moyen

La moyenne temporelle du champ magnétique $\overline{B}(T^*)$ vue par les atomes au cours de leur évolution libre est obtenue par intégration numérique du profil spatial du champ $B(z)$ de la figure 4.17. Mathématiquement, le champ magnétique $\overline{B}(T^*)$ est calculé avec :

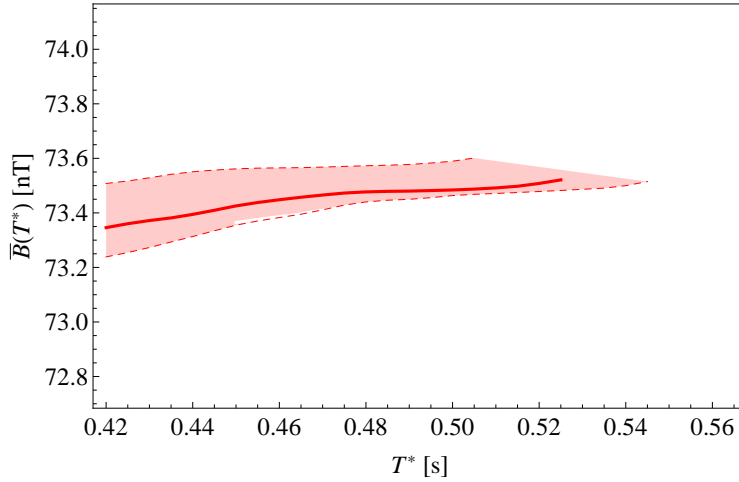


Figure 4.18: Champ magnétique temporel moyen en fonction du temps de transit effectif T^* . La courbe rouge a été obtenue par intégration numérique du profil spatial du champ magnétique $B(z)$ présenté sur la figure 4.17. La bande colorée représente l'erreur $\pm 1\sigma$ sur la trajectoire nominale choisie pour calculer la position des atomes en fonction du temps d'acquisition des données.

$$\bar{B}(T^*) = \frac{1}{T^*} \int_0^{T^*} B(z(t, T^*)) dt \quad (4.33)$$

où $z(t, T^*) = gt(T^* - t)/2 + z_0$ est la trajectoire du jet atomique, $z_0 = -0.018$ m et $g = 9.81$ m/s². En effectuant le calcul pour différentes valeurs du temps de transit autour de la valeur nominale $T^* = 0.527$ s, nous obtenons la dépendance temporelle du champ magnétique $\bar{B}(T^*)$ présentée sur la figure 4.18.

A ce stade, l'incertitude sur la relation entre la position des atomes au moment de l'impulsion magnétique et le temps d'acquisition des données apparaît comme étant la principale source d'indétermination du champ magnétique $\bar{B}(T)$. En répétant l'analyse pour des trajectoires s'éloignant de $\pm 1\sigma$ de la trajectoire nominale, nous obtenons une erreur sur la valeur du champ inférieure à ± 0.2 nT, représentée sur la figure 4.18 par la bande rouge.

Discussion

Dans cette partie, nous avons utilisé la spectroscopie Zeeman de manière à déterminer le profil du champ magnétique $\bar{B}(T^*)$ sondé par les atomes lors de leur évolution libre. Nous avons montré qu'en appliquant des impulsions magnétiques basse fréquence, il est directement possible de mesurer la fréquence Zeeman f_z le long des trajectoires atomiques dans la zone d'évolution libre. Cependant, l'incertitude sur le champ présenté sur la figure 4.18 ne tient

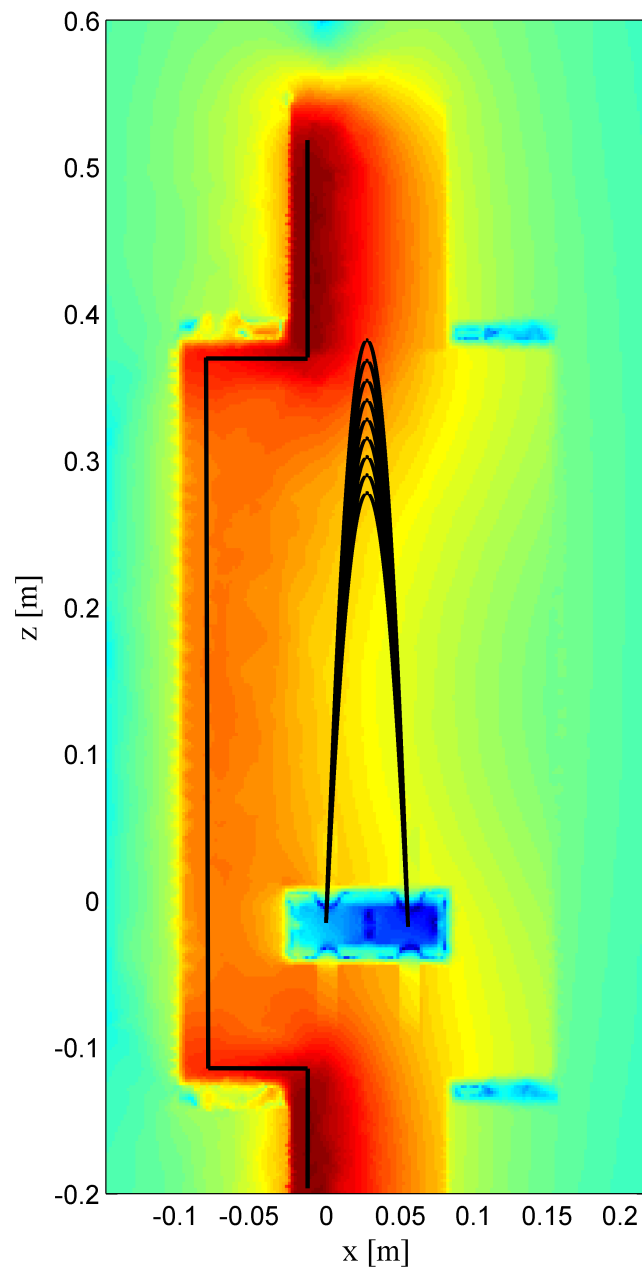


Figure 4.19: Simulation par éléments finis de l'amplitude relative du champ magnétique basse fréquence transverse présent dans le résonateur atomique. Le champ, vu dans le plan défini par la trajectoire atomique, est produit par un courant alternatif circulant dans le câble du démagnétiseur. Ce dernier est schématisé ici par un trait noir rabattu dans le plan de la parabole. Notons l'effet de blindage important dû à la cavité micro-onde ainsi que la distribution spatiale des apogées provenant de la distribution de vitesse du jet atomique.

compte que de la relation entre la position des atomes en fonction du temps de mesure et non de la validité de notre modèle de fonction d'excitation, ni du profil de l'impulsion magnétique basse fréquence envoyée pour sonder les transitions $\Delta m_F = \pm 1$. Nous montrons maintenant que les approximations faites nous permettent toutefois de déterminer le champ magnétique avec une incertitude suffisante pour l'évaluation de l'effet Zeeman du 2^e ordre. Les simulations numériques présentées ici ont été réalisées par André Stefanov de l'Office Fédéral de Métrologie. Dans un premier temps, afin de tester notre procédure d'extraction de la fréquence Zeeman à partir des données expérimentales, le champ magnétique basse fréquence produit par le câble du démagnétiseur a été simulé à l'intérieur du système à vide en tenant compte du cylindre en aluminium. La figure 4.19 représente l'amplitude relative du champ magnétique AC calculée par éléments finis. La probabilité de transition $\Delta m_F = \pm 1$ en fonction du temps et de la fréquence d'excitation peut par exemple être calculée à l'aide de l'équation de Schrödinger dépendant du temps¹³. En appliquant aux données simulées l'analyse effectuée sur les résultats expérimentaux et en comparant la fréquence Zeeman ainsi obtenue au champ magnétique original¹⁴, nous pouvons alors donner une estimation de l'incertitude apportée par notre méthode de mesure. La figure 4.20 expose la dépendance temporelle $\overline{B}(T^*)$ issue de l'intégration des profils des atomes montants et descendants calculés numériquement comparée au champ magnétique original. De manière similaire, la contribution à l'incertitude due à l'inhomogénéité du champ magnétique basse fréquence produit par le câble du démagnétiseur a, elle aussi, été évaluée. En effectuant la même analyse pour un champ AC constant dans toute la zone d'évolution libre, nous obtenons des résultats quasiment identiques (écart inférieur à 0.1 nT). Au final, l'incertitude estimée à travers le modèle d'excitation et le traitement numérique des données est de l'ordre de ± 0.2 nT.

4.3.4 Incertitude relative due au déplacement Zeeman du 2^e ordre

Dans la partie consacrée à l'analyse de Fourier des franges de Ramsey, nous avons montré que la phase de la transformée de Fourier du signal de résonance est directement reliée au champ magnétique sondé par les atomes lors de leur évolution libre. Nous avons vu au travers de la figure 4.8 que les mesures expérimentales permettaient de sonder la moyenne temporelle du champ magnétique $\overline{B}(T)$ autour de l'apogée des trajectoires atomiques avec une résolution de ± 7 pT. Toutefois, en raison de l'indétermination mathé-

13. Dans notre cas, l'amplitude de l'excitation étant faible, nous calculons la probabilité de transition à l'aide d'un modèle simplifié similaire à l'expression 4.32.

14. Le champ magnétique original correspond en fait au champ magnétique mesuré du paragraphe précédent.

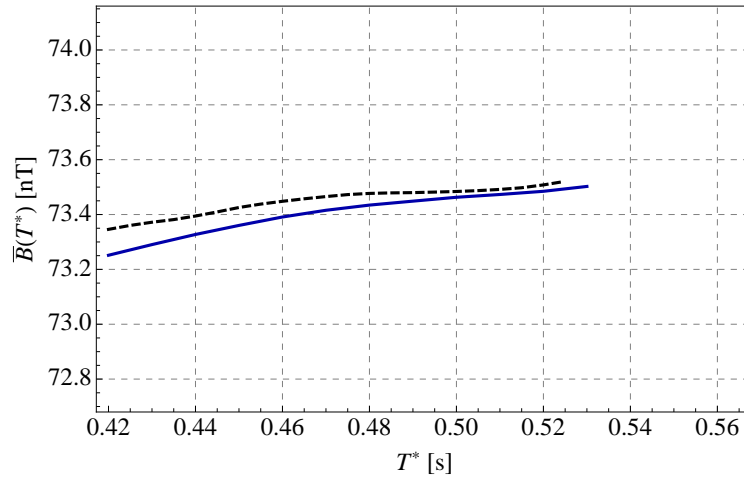


Figure 4.20: Champ magnétique temporel moyen $\bar{B}(T^*)$ simulé le long de la trajectoire atomique en fonction du temps de transit effectif T^* et pour l'excitation magnétique représentée sur la figure 4.19. La courbe bleue correspond au champ calculé avec la méthode décrite dans les paragraphes ci-dessus, tandis que la ligne traitillée représente le champ magnétique mesuré (c.f. figure 4.18) utilisé pour la simulation.

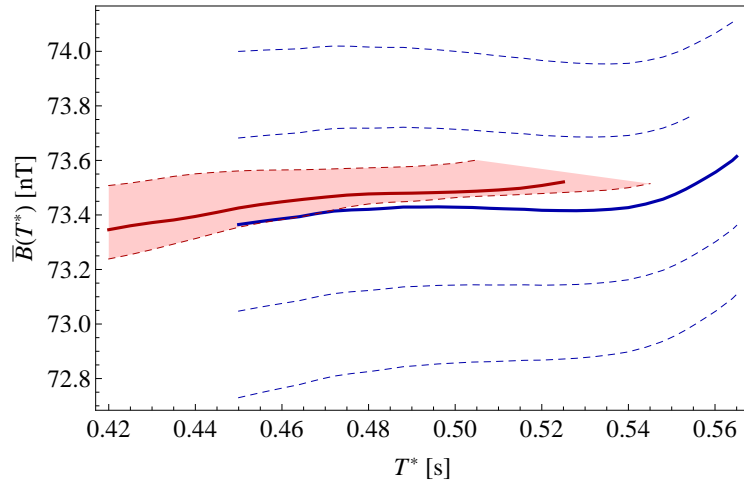


Figure 4.21: Champ magnétique temporel moyen en fonction du temps de transit effectif T^* . Les courbes bleues sont issues des données obtenues par l'analyse de Fourier des franges de Ramsey. L'indétermination de 2π sur la phase de la transformée de Fourier se traduit ici par un ensemble de profils du champ mathématiquement possibles séparés de $n/(K_z T^*)$ avec $n \in \mathbb{Z}$. La courbe rouge provient de la spectroscopie temporelle des transitions Zeeman $\Delta m_F = \pm 1$. La bande colorée représente l'erreur $\pm 1\sigma$ sur la trajectoire nominale choisie pour calculer la position des atomes en fonction du temps d'acquisition des données. Nous constatons qu'il est possible d'identifier de manière quasi-univoque la courbe $n = 0$ et donc de déterminer le champ magnétique temporel moyen ressenti par les atomes dans la zone d'évolution libre.

matique de $n \times 2\pi$ due au calcul de la transformée de Fourier et de l'impossibilité physique de lever cette ambiguïté en étendant le domaine de mesures accessibles aux altitudes proches de la cavité micro-onde, la valeur du champ magnétique réel présent dans le résonateur atomique n'a pu être quantifié sans méthode complémentaire. Nous montrons maintenant que cette seconde analyse réalisée par spectroscopie temporelle des transitions Zeeman $\Delta m_F = \pm 1$ est compatible avec ces données et que l'évaluation du déplacement Zeeman du 2^e ordre de la transition d'horloge et de son impact au budget d'incertitude reste limité à un niveau $< 10^{-15}$. La figure 4.21 présente la superposition des profils de champ magnétique obtenus par analyse des franges de Ramsey (courbes bleues) et par spectroscopie temporelle des transitions Zeeman (courbe rouge). Nous constatons que ces dernières mesures permettent d'identifier de manière presque univoque (96%) la courbe $n = 0$, en accord avec les barres d'erreurs calculées dans la partie précédente. Dans ces conditions, nous décidons alors d'utiliser les résultats de la mesure par spectroscopie temporelle des transitions Zeeman pour fixer la valeur du déplacement de fréquence et de l'incertitude associée. Ainsi, à la vitesse nominale de 4.04 m/s, nous obtenons la valeur du champ magnétique temporel moyen $\overline{B}(0.527) = 73.53$ nT correspond à un déplacement de fréquence Zeeman du 2^e ordre de $\Delta\nu_Z = 2.31 \cdot 10^{-4}$ Hz (c.f. équation 4.5). L'incertitude sur cette valeur provient essentiellement de trois termes.

A. Incertitude sur la mesure du champ magnétique

Nous avons déjà discuté de la précision des deux méthodes de mesure du champ magnétique. De manière conservatrice, la barre d'erreur totale $\sigma_{\overline{B}(T^*)} = 0.22$ nT est donnée par la racine carrée de la somme des carrés des erreurs liées au modèle d'excitation utilisé, au traitement numérique des données et à la trajectoire effective des atomes. Ainsi, l'incertitude sur le déplacement Zeeman du 2^e ordre due à la détermination du champ magnétique est donnée par :

$$u_B = 2K_0\overline{B}(T^*)\sigma_{\overline{B}(T^*)} \quad (4.34)$$

Soit $u_B = 1.38 \cdot 10^{-6}$ Hz avec le champ magnétique présent dans l'expérience.

B. Incertitude due à la variance du champ magnétique

La deuxième source d'incertitude apparaît en utilisant le carré de la moyenne du champ magnétique $(\overline{B}(T^*))^2$ au lieu de la moyenne du carré du champ magnétique $\overline{B^2}(T^*)$. Dans ce cas, l'erreur se calcule avec :

$$u_{\sigma_B^2} = K_0\sigma_B^2(T^*) \quad (4.35)$$

où $\sigma_B^2(T^*) = \overline{B^2}(T^*) - (\overline{B}(T^*))^2$ est la variance du champ magnétique $B(\mathbf{r}(t))$ le long de la trajectoire atomique définie par T^* . Pratiquement, cette dernière

est calculée avec la demi-différence entre la valeur maximale et minimale du champ magnétique sondé par les atomes. Selon la figure 4.17, nous avons $\sigma_B(T^*) = 1$ nT. Ainsi, l'incertitude due à la variance du champ magnétique vaut $u_B = 4.27 \cdot 10^{-8}$ Hz.

C. Incertitude due à la distribution de temps de transit

Les effets conjugués de la non-homogénéité du champ magnétique et de la distribution de vitesses du jet atomique provoquent un déplacement Zeeman du 2^e ordre différent pour chacun des atomes. Ainsi, l'incertitude sur le déplacement de fréquence moyen est donnée par la combinaison des perturbations individuelles [89] :

$$u_{\rho(T^*)} = \frac{K_0 \alpha \sigma_{T^*}^2}{\bar{T}^*} \quad (4.36)$$

où $\bar{T}^* = 0.527$ s, $\sigma_{T^*} = 0.017$ et $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-15}$ T²/s est un paramètre exprimant l'inhomogénéité du champ selon le temps de transit. Sa valeur a été déterminée en considérant que le champ magnétique varie d'environ 1 nT dans l'intervalle entre $T^* = 0.5$ s et $T^* = 0.6$ s. L'incertitude résultante vaut alors $u_{\rho(T^*)} = 3.52 \cdot 10^{-8}$ Hz.

Au final, l'incertitude globale sur le déplacement Zeeman du 2^e ordre est donnée par la racine carrée de la somme des carrés des trois termes ci-dessus :

$$u_{\Delta\nu_Z} = \sqrt{(u_{\rho(T^*)})^2 + (u_{\sigma_B^2})^2 + (u_B)^2} \quad (4.37)$$

Ainsi, dans la fontaine continue FOCS-2, la contribution au budget d'incertitude du déplacement Zeeman du 2^e ordre en valeur relative vaut :

$$\frac{\Delta\nu_Z}{\nu_0} = (25.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-15}$$

Pour une première évaluation, la valeur de l'incertitude $u_{\Delta\nu_Z}$ obtenue est raisonnable. Il serait toutefois possible de la diminuer en améliorant le traitement des données ou en ajoutant des bobines spécifiques pour créer une impulsion plus homogène dans la zone d'évolution libre.

4.4 Déplacement dû à la phase dans la cavité micro-onde coaxiale

4.4.1 Introduction

Lorsque le champ électromagnétique présent dans la résonateur micro-onde n'est pas parfaitement stationnaire et constant dans le volume traversé

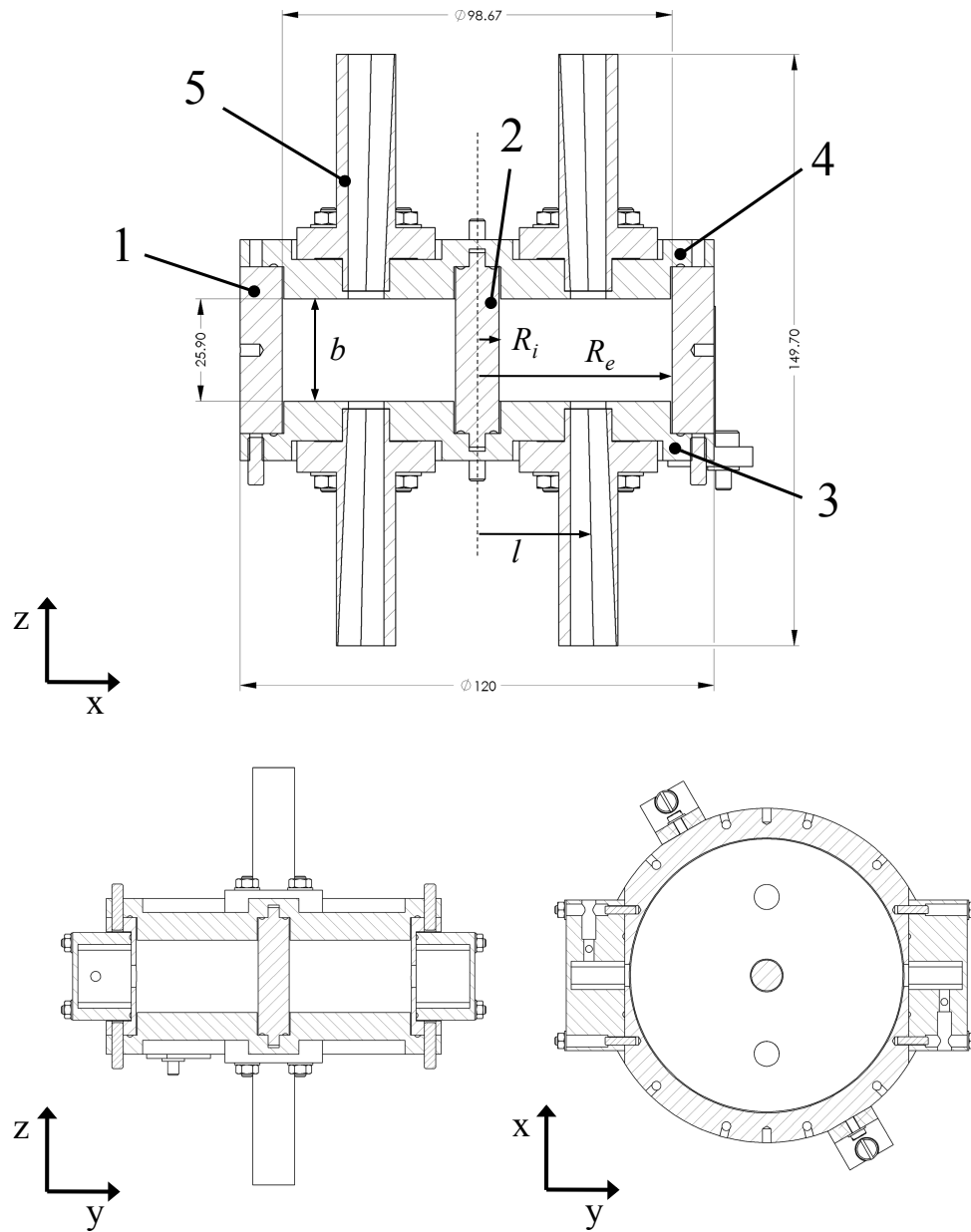


Figure 4.22: Coupes de la cavité micro-onde coaxiale dans les plans Oxz , Oyz et Oyx . (1) corps cylindrique extérieur ; (2) poteau central ; (3) couvercle inférieur ; (4) couvercle supérieur ; (5) guide d'onde cylindrique sous la coupure "cut-off").

par le jet atomique, les différences de phases sondées par des atomes de trajectoires différentes peuvent conduire à un déplacement de la fréquence de l'horloge. Dans les fontaines pulsées, les propriétés de symétrie de la cavité cylindrique et du mode TE_{011} ont permis de démontrer un déplacement relatif de fréquence inférieur à 10^{-15} [90, 91, 92, 93]. Les conditions offertes par la géométrie coaxiale du résonateur micro-onde de la fontaine continue sont un peu différentes. En effet, sur l'horloge FOCS-2, l'interrogation de Ramsey ne peut avoir lieu qu'en deux endroits séparés spatialement et le jet atomique ne traverse pas la cavité coaxiale le long de son axe de symétrie. Dans ces conditions, les atomes sondent le mode électromagnétique TE_{021} en deux positions distinctes (c.f. figure 4.22), et les asymétries géométriques induites par la précision de l'usinage mécanique de la cavité, ainsi que les fluctuations de trajectoire du jet, auront une influence directe sur la phase du champ d'interrogation effectivement perçue par les atomes. Afin de limiter ces effets, la conception du résonateur micro-onde de la fontaine continue a fait l'objet d'un soin particulier [3]. Les dimensions géométriques ont été ajustées pour que sa fréquence de résonance corresponde à la fréquence du césium, que l'amplitude et la phase du mode utilisé soient le plus constant possible et que les autres modes de résonance de la cavité soient suffisamment éloignés en fréquence pour ne pas apporter de perturbations parasites¹⁵. Le facteur de qualité non-charge théorique estimé à partir de cette analyse vaut $Q_0 = 27\,457$ [3].

La cavité micro-onde de la fontaine FOCS-2 a été réalisée en cuivre électrolytique ultra pur (OFHC). Ses parois internes ont été usinées au diamant, afin d'augmenter son facteur de qualité [94], et l'étanchéité micro-onde de l'ensemble est assurée par des joints en indium. Expérimentalement, le facteur de qualité chargé $Q_L = 15\,150$ a été déterminé au moyen de la largeur de la résonance mesurée à $9\,192\,631\,770$ Hz ($\Delta\nu = 606\,900$ Hz), tandis que le facteur de qualité non-charge réelle est calculé avec la formule suivante (c.f. référence [1] p.153) :

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_A + \beta_B) \quad (4.38)$$

où $\beta_A = 0.19$ et $\beta_B = 0.22$ sont les facteurs de couplage de chacune des injections également mesurés sur la cavité. Dans ces conditions, le facteur de qualité non-charge de la cavité micro-onde coaxiale vaut $Q_0 = 21\,360$ ⁽¹⁶⁾. Les dimensions géométriques et les propriétés physiques de la cavité micro-onde

15. La dégénérescence initiale des modes TE_{021} et TM_{121} a notamment été levée en introduisant des "chokes", rainures coaxiales cylindriques de profondeur 8.15 mm et de largeur 0.35 mm placées à toutes les jonctions entre les surfaces planes et cylindriques de la cavité micro-onde.

16. La différence de $\sim 25\%$ entre les facteurs de qualité non-charge théorique et expérimental s'explique par les hypothèses utilisées pour le calcul analytique et les incertitudes liés à l'état de surface réel des parois de la cavité.

Grandeur	Notation	Valeur
<i>Dimensions géométriques :</i>		
Hauteur	b	25.9 mm
Rayon intérieur	R_i	5.5 mm
Rayon extérieur	R_e	49.3 mm
Demi-distance des trous de passage	l	28.1 mm
<i>Propriétés électromagnétiques :</i>		
Conductivité du cuivre	σ	$5.98 \cdot 10^7$ S/m
Facteur de qualité non-chargé	Q_0	27 457
<i>Mode TE₀₂₁ :</i>		
Largeur de la résonance	$\Delta\nu$	606 900 Hz
<i>Facteurs de couplage :</i>		
Coupleur A	β_A	0.19
Coupleur B	β_B	0.22
<i>Facteur de qualité :</i>		
Facteur de qualité chargé	Q_L	15 150
Facteur de qualité non-chargé	Q_0	21 360

Table 4.1: Valeurs numériques des principales grandeurs physiques liées à la cavité micro-onde coaxiale. La première partie du tableau représente les grandeurs théoriques utilisées et calculées lors de la conception du résonateur [3], tandis que la deuxième partie expose les valeurs mesurées sur la cavité micro-onde de la fontaine continue FOCS-2.

et du champ électromagnétique sont résumées dans le tableau 4.1.

Dans cette section, nous présentons l'évaluation des deux perturbations de fréquence provoquées par le mode électromagnétique et la cavité coaxiale de la fontaine continue : le déplacement de fréquence dû à un déphasage global du champ entre les deux zones d'interaction (*end-to-end phase shift*) et le déplacement de fréquence dû à un gradient de phase dans chacune des deux zones d'interaction (*distributed cavity phase shift*).

4.4.2 Déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ entre les deux zones d'interaction

Si l'apparition de l'interrogation de Ramsey [7] a permis d'améliorer les performances des horloges atomiques de plusieurs ordres de grandeurs, l'application de cette technique nécessite d'apporter un soin particulier au champ micro-onde qui peut être responsable d'un déplacement de fréquence, en cas de déphasage entre les deux zones d'interaction (*end-to-end phase shift*). En effet, pour que les atomes soient soumis à une excitation strictement identique lors de leurs deux interactions avec la micro-onde, les pertes dans les parois et la géométrie de la cavité micro-onde doivent être rigoureusement symétriques.

Dans la fontaine continue, et contrairement aux méthodes développées pour les étalons à jet thermique où l'interversion des zones d'interaction, impossible à réaliser, était remplacée par une inversion du sens du jet atomique (*beam reversal*) [95], nous avons la possibilité d'effectuer un vrai retournement complet de la cavité micro-onde (*cavity reversal*). Ainsi, de manière similaire au renversement du jet, mais tout en évitant les problèmes liés aux éventuels différences de trajectoires, le déplacement de fréquence change de signe lorsque la cavité est retournée et le déphasage entre les deux zones d'interaction peut être évalué. Formellement, le déplacement de fréquence relatif produit par un déphasage $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ du champ magnétique entre la première et la deuxième zone d'interaction de la cavité micro-onde est donné par [3] :

$$\frac{\Delta\nu_\phi}{\nu_0} = -\frac{\Delta\phi}{\pi Q_{\text{at}}} \quad (4.39)$$

où $Q_{\text{at}} \cong 9.6 \cdot 10^9$ est le facteur de qualité de la résonance atomique. Dans ces conditions, le déplacement relatif de fréquence induit par la différence de phase dans la cavité micro-onde vaut $3 \cdot 10^{-17}$ par μrad .

Mesure du *end-to-end phase shift*

Comme mentionné dans le chapitre 2, la cavité coaxiale de la fontaine continue est posée sur un support tournant, autorisant des rotations de la cavité de 180° autour de son axe de symétrie (c.f. figure 4.23). Ce système, en titane amagnétique, est monté sur un roulement à billes de saphir. Il a été conçu pour garantir un positionnement de la cavité reproductible à $20 \mu\text{m}$ entre les deux butées. La rotation de l'ensemble est réalisée par deux bras d'entraînement actionnés manuellement depuis l'extérieur du système à vide, au moyen d'une traversée tournante située au sommet du résonateur atomique, qui permet de retourner la cavité sans perturber les conditions d'ultra-vide, ni modifier les longueurs électriques des câbles coaxiaux d'injection de la micro-onde. Afin de mesurer la différence de fréquence $2\Delta\nu_\phi = \nu_B - \nu_A$ due à la différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux zones d'interaction de la cavité micro-onde, nous comparons successivement la fréquence de la fontaine FOCS-2 dans chacune des positions de butées A (position de base) et B (position inversée de 180°) avec un maser à hydrogène de référence.

Pour cette première évaluation de la fontaine FOCS-2, nous avons réalisé une mesure de huit heures, en alternant les positions A et B toutes les trente minutes. La figure 4.24 expose les différences successives mesurées et la valeur moyenne du déplacement de fréquence. L'incertitude obtenue provient essentiellement de la stabilité atteinte par l'horloge sur le temps d'intégration, et de la statistique sur le nombre de différences mesurées. Lors de cette évalua-

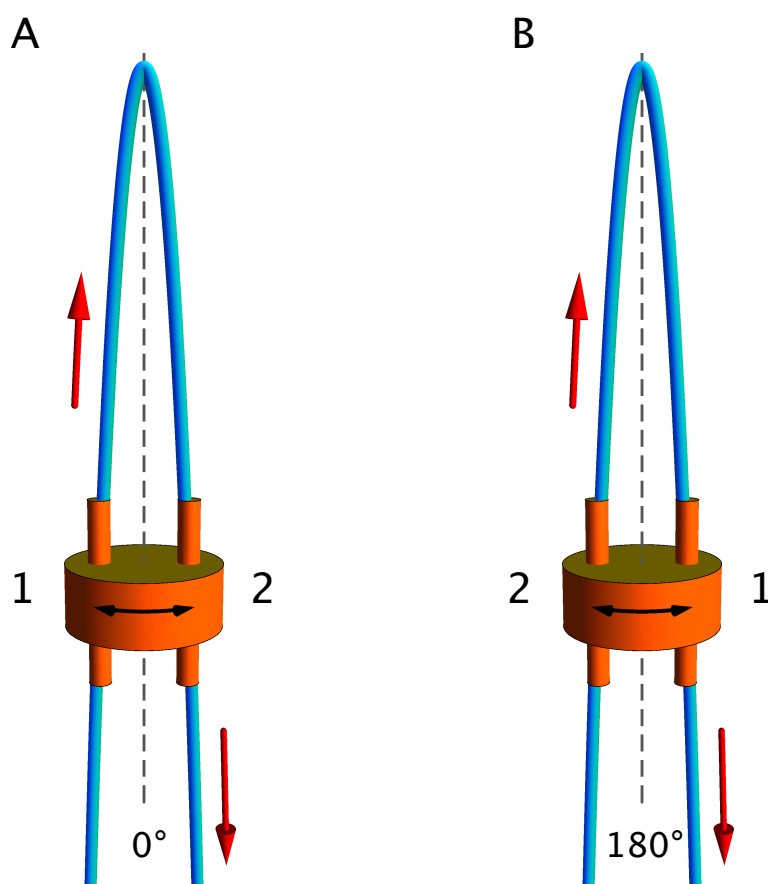


Figure 4.23: Schéma de principe de la mesure du déplacement de fréquence dû à un déphasage entre les deux zones d'interaction micro-onde par retournement de la cavité. A : Position initiale de la cavité micro-onde; B : Position après retournement à 180° . La fréquence de l'horloge est comparée à un maser de référence dans chacune des situations.

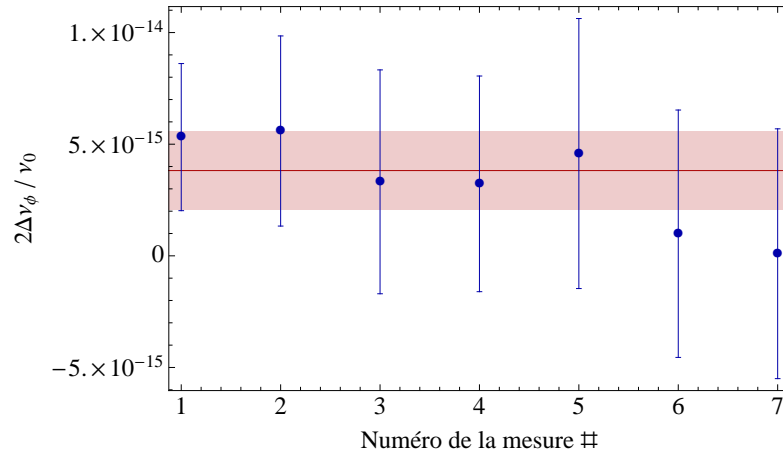


Figure 4.24: Déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ entre les deux zones d'interaction de la cavité micro-onde. Les points bleus représentent les différences de fréquence relative $\Delta^2 y_i$ entre les positions A et B de la cavité. Cette dernière est retournée toute les trente minutes pendant huit heures, pendant que la fréquence de l'horloge est comparée à un maser de référence. La ligne horizontale rouge représente la moyenne pondérée du déplacement de fréquence obtenu à partir de ces données $2\Delta\nu_\phi/\nu_0 = 3.82 \cdot 10^{-15}$ tandis que la bande colorée montre l'incertitude calculée sur la moyenne (c.f. annexe B).

tion, la stabilité de l'horloge FOCS-2 atteignait des valeurs comprises entre $1.1 \cdot 10^{-15}$ et $3.0 \cdot 10^{-15}$ après trente minutes de mesure. Ainsi, en utilisant pour chaque intervalle la résolution maximale atteinte, les barres d'erreur sur les différences calculées sont données par la moyenne quadratique des erreurs de chaque point de mesure, et l'incertitude finale du déplacement de fréquence dû au déphasage (c.f. zone colorée sur la figure 4.24) a été calculée selon le principe détaillé dans l'annexe B. Sur FOCS-2, nous obtenons une différence de fréquence dû à la différence de phase entre les deux zones d'interaction de la cavité micro-onde :

$$\frac{\Delta\nu_\phi}{\nu_0} = (1.91 \pm 0.88) \cdot 10^{-15}$$

Ainsi, dans la position A, la fréquence de l'horloge est décalée de $(-1.91 \pm 0.88) \cdot 10^{-15}$ par rapport à la moyenne des fréquences mesurées dans chacune des positions de butées A et B. Dans la section 4.4.4, nous montrerons que l'origine de ce décalage de fréquence est compatible avec la présence du gradient de phase radial mesuré dans chacune des zones d'interaction, et que son incertitude sera réduite durant la seconde phase d'évaluation prévue à l'Office Fédéral de Métrologie.

4.4.3 Déplacement de fréquence dû à un gradient de phase dans chacune des deux zones d'interaction

Dans une cavité micro-onde réelle, la conductivité électrique finie du cuivre ($\sigma = 5.98 \cdot 10^7$ S/m) et le couplage imparfait du mode utilisé affectent le champ électromagnétique d'interrogation. En effet, un flux d'énergie est induit vers les parois du résonateur, et des variations spatiales de la phase du champ RF sondé par les atomes sont créées. Dès lors, même si aucun déphasage du champ entre les deux zones d'interaction n'existe¹⁷, le fait que les atomes qui traversent la cavité en montant ne redescendent pas exactement au point symétrique du second trou de passage implique que la phase moyenne sondée par le jet n'est peut être pas identique dans chacune des zones. Dans ce cas, la différence de phase ressentie par les atomes produit un déplacement de la fréquence d'horloge que nous devons évaluer (*distributed cavity phase shift*).

Si la géométrie cylindrique et le mode de cavité utilisés dans les fontaines pulsées offrent des conditions de symétrie de phase favorables [96, 97, 98, 99] avec des déplacements relatifs de fréquence inférieurs à 10^{-15} , la conception particulière du résonateur micro-onde de la fontaine continue devrait, en théorie, présenter des propriétés similaires le long de la trajectoire atomique. En effet, lors du dimensionnement de la cavité micro-onde coaxiale, le mode TE₀₂₁, utilisé pour l'interrogation des atomes, a été étudié de manière détaillée [3] et les calculs analytiques n'ont révélé que l'existence d'un faible gradient de phase radial moyen de $\nabla_r \phi = -1.3 \mu\text{rad}/\text{mm}$ sur la section d'un trou de passage de la cavité. Dans ces conditions, avec un jet ponctuel, sans température transverse et monocinétique passant aux deux extrémités opposées (direction Ox) des deux trous de passage de la cavité, la différence de phase maximale subie par les atomes est de $\Delta\phi = \nabla_r \phi d_c$, où $d_c = 2R_c = 9$ mm est le diamètre des trous de passage de la cavité micro-onde. Le déplacement de fréquence résultant calculé avec la relation 4.39 a été estimé à $|\Delta\nu_{\nabla_r \phi}/\nu_0| \lesssim 4 \cdot 10^{-16}$, soit une valeur tout à fait acceptable pour la présente évaluation.

Au vu de l'importance du déplacement de fréquence mesuré précédemment, dû au déphasage du champ entre les deux zones d'interaction, et de la complexité du calcul théorique, nous pouvons nous poser la question de la validité de cette estimation. En effet, afin de pouvoir résoudre analytiquement le mode de cavité et la valeur du gradient de phase résultant, un certain

17. Bien qu'en réalité nous avons vu qu'une telle différence de phase est présente (*end-to-end phase shift*), nous faisons ici l'hypothèse que cet effet n'est pas lié aux asymétries géométriques du résonateur micro-onde.

nombre d'hypothèses et d'approximations ont dû être considérées¹⁸ [3] et le profil du champ électromagnétique d'excitation reste une source d'incertitude importante. Lors de cette évaluation, nous avons donc commencé l'étude expérimentale de cet effet, et nous présentons ici les premières mesures des déplacements de fréquence dus aux gradients de phase dans la cavité coaxiale de la fontaine continue FOCS-2.

Mesure du *distributed cavity phase shift*

La question de la possibilité de mesurer expérimentalement le déplacement de fréquence provoqué par la présence d'un gradient de phase radial a été abordée dans [3]. L'idée proposée était de mesurer la dépendance du déplacement de fréquence de l'horloge en fonction de la position transverse (direction Ox) du faisceau de détection. Concrètement, en déplaçant un diaphragme de diamètre inférieur au jet atomique devant le faisceau sonde dans la direction Ox , il est possible de sélectionner les atomes excités selon leur position de passage dans la cavité micro-onde et donc de détecter des éventuelles différences de fréquence.

De manière équivalente, la seconde méthode suggérée, et utilisée sur les fontaines pulsées [9, 91, 92], consiste à mesurer les déplacements de fréquence dus aux gradients de phase pour différentes inclinaisons de la fontaine. A cette fin, la fontaine FOCS-2 sera prochainement montée sur un support rigide en aluminium (76 cm \times 68 cm \times 13 cm) qui repose sur trois pieds réglables en hauteur. Ce dispositif permettra l'inclinaison de l'ensemble du résonateur atomique et donc de la direction du jet d'atomes froids par rapport à la trajectoire nominale passant au centre des deux ouvertures de la cavité micro-onde. En comparant la fréquence mesurée aux différentes trajectoires atomiques, nous espérons alors pouvoir reconstruire une carte bidimensionnelle de la phase dans les trous de passage du résonateur micro-onde et évaluer le déplacement de fréquence en conditions de fonctionnement de l'horloge.

En pratique, ces mesures seront implémentées à l'Office Fédéral de Métrologie dans le courant de l'année 2012. Toutefois, lors de la première phase d'évaluation présentée dans ce travail, nous avons réalisé deux mesures exploratoires du gradient de phase radial : d'une part la sélection des atomes du jet à la détection et d'autre part la variation de la vitesse de lancement de la mélasse mouvante.

18. Nous pouvons notamment mentionner que la cavité cylindrique coaxiale a été choisie géométriquement idéale, c'est-à-dire que ni les trous de passage, ni les "cut-offs" et ni les guides d'onde de couplage n'ont été pris en considération, que ses surfaces ont toutes été considérées homogènes (conductivité identique et constante) et que le couplage avec d'autres modes de la cavité dû aux parois métalliques imparfaitement conductrices a été négligé.

A. Sélection des atomes du jet à la détection

La première mesure d'évaluation du gradient de phase radial a été effectuée en réalisant une détection sélective des atomes du jet en fonction de leur position de passage dans la cavité micro-onde, selon le principe illustré schématiquement sur la figure 4.25. En masquant alternativement la première moitié (direction Ox) et la deuxième moitié du faisceau de détection, tout en comparant la fréquence de l'horloge à un maser à hydrogène, pour ces deux situations, nous pouvons mesurer la fréquence des atomes ayant sondé la phase de la première moitié (respectivement de la deuxième) de la seconde ouverture de la cavité micro-onde. Pratiquement, un cache métallique, dont l'usinage garantit un positionnement reproductible à ± 0.1 mm près et une atténuation complète de la lumière bloquée, est introduit dans le collimateur monté sur le système à vide afin de masquer tour à tour chacune des moitiés du faisceau sonde (diamètre 14 mm). L'analyse de la lumière de fluorescence émise par les atomes pour chacune des positions du cache nous renseigne sur la symétrie de la division du jet effectuée, tandis que les niveaux de lumière parasite respectifs sont minimisés pour ne pas introduire d'incertitude sur un éventuel déplacement radiatif.

Pour cette première évaluation, nous avons réalisé une mesure de vingt heures, en alternant la position du cache toutes les soixante minutes. Nous avons mesuré que le nombre d'atomes passant dans chacune des parties était identique à ($\pm 5\%$) alors que la lumière parasite présentait, quant à elle, une imbalance de 50%. La figure 4.26 expose les différences successives mesurées entre la fréquence des atomes passant dans la deuxième moitié (direction Ox) et la première moitié du second trou de passage de la cavité micro-onde, ainsi que la valeur moyenne du déplacement de fréquence obtenu de $\Delta\nu_{\text{DCPS}}^{\text{sonde}}/\nu_0 = (49.6 \pm 2.1) \cdot 10^{-15}$ (¹⁹).

A partir de ces données expérimentales, nous pouvons calculer le gradient de phase radial linéaire présent au centre du second trou de passage de la cavité coaxiale de la fontaine continue. Pour ce faire, Gianni Di Domenico, du Laboratoire Temps-Fréquence, a évalué numériquement le déplacement de la position moyenne de la phase sondée par le jet dans la cavité micro-onde, en fonction de la sélection des atomes effectuée à la détection. Les résultats de la simulation Monte-Carlo des trajectoires atomiques réalisée sont présentés sur la figure 4.27. Nous constatons qu'en bloquant la première et la deuxième moitié du faisceau sonde, la position moyenne de la phase sondée

19. Afin de ne pas se laisser tromper par un éventuel déplacement radiatif provoqué par la lumière du faisceau sonde diffusée dans la cavité micro-onde, nous avons répété la mesure pour un nombre restreint de retournements du cache dont la géométrie améliorée a permis de diminuer de 80% l'intensité de la lumière parasite entre les deux positions. Après une dizaine d'alternances, cette nouvelle mesure a confirmé la précédente valeur avec une différence de fréquence mesurée entre les deux positions de $(50.7 \pm 3.5) \cdot 10^{-15}$.

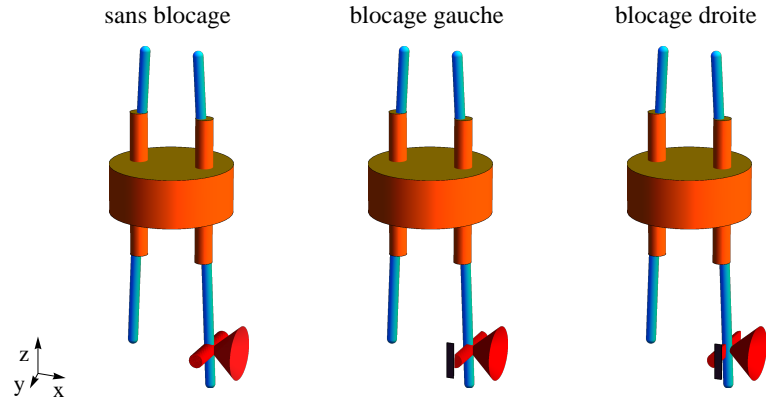


Figure 4.25: Schéma de principe de la mesure du gradient de phase radial par détection sélective des atomes du jet en fonction de leur position de passage dans la cavité micro-onde. Le faisceau sonde est alternativement bloqué à gauche et à droite, tandis que l'horloge est comparée à un maser de référence dans chacune de ces situations. Dans ces conditions, la différence de fréquence mesurée est directement proportionnelle à la différence de phase sondée par les atomes entre la première et la deuxième moitié du second trou de passage de la cavité micro-onde.

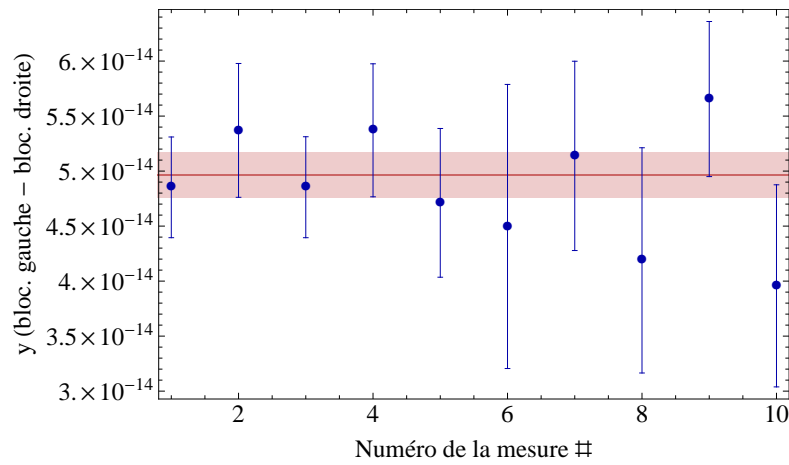


Figure 4.26: Déplacement de fréquence dû à un gradient de phase radial dans chacune des deux zones d'interaction de la cavité micro-onde, mesuré par détection sélective. La première et la deuxième moitié du faisceau sonde sont coupées alternativement toutes les soixante minutes, pendant une vingtaine d'heures, pendant que la fréquence de l'horloge est comparée à un maser de référence. Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre chaque demi-moitié du jet atomique, et la ligne horizontale rouge représente la moyenne pondérée du déplacement de fréquence obtenu à partir de ces données $\Delta\nu_{\text{DCPS}}^{\text{sonde}}/\nu_0 = 49.6 \cdot 10^{-15}$.

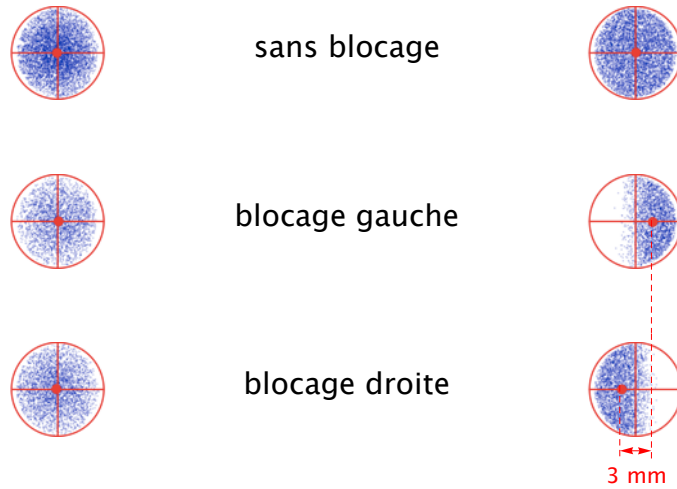


Figure 4.27: Simulation Monte-Carlo de la position moyenne des atomes du jet dans les trous de passage de la cavité micro-onde en fonction de la position du cache métallique installé devant le faisceau de détection. En bloquant alternativement la première et la deuxième partie du faisceau sonde, le “centre de gravité” des atomes détectés est déplacé de 3 mm au centre du second trou de passage de la cavité micro-onde, alors que cet écart est inférieur à 0.15 mm au centre du premier trou de passage.

par le jet atomique est déplacée de 3 mm dans le second trou de passage de la cavité micro-onde et de moins de 0.15 mm dans le premier trou de passage traversé. Dans ces conditions, le gradient de phase radial linéaire est évalué à $\nabla_r \phi \simeq -470 \mu\text{rad}/\text{mm}$ ⁽²⁰⁾.

Pour un étalon primaire visant une incertitude de 10^{-15} , l’indétermination sur la fréquence de l’horloge en conditions normales de fonctionnement apportée par ce résultat est inacceptable. En effet, en raison des nombreuses inconnues concernant la répartition des atomes dans la cavité micro-onde, de la relation directe entre la fréquence mesurée et la phase du champ électromagnétique et de l’origine de cet effet, cette valeur n’offre pas d’indication suffisante quant à l’importance de ce biais. Ainsi, à travers la deuxième méthode d’analyse présentée dans le paragraphe suivant, nous avons cherché à mettre en évidence la relation effective entre la fréquence atomique mesurée et la position des atomes dans la cavité micro-onde, en augmentant notamment la résolution spatiale du gradient sondé.

20. Pour cette première estimation, nous avons considéré que le faisceau sonde est idéalement centré sur le jet atomique et nous avons négligé l’influence de son profil d’intensité sur l’efficacité de détection des atomes. De manière conservatrice, nous évaluons ce gradient avec une barre d’erreur de $\pm 50\%$.

B. Variation de la vitesse de lancement des atomes

Plutôt que de déplacer un diaphragme devant le faisceau sonde, par petits intervalles, pour sonder les atomes ayant passé en différents endroits dans la cavité micro-onde, nous utilisons le fait que la position du “centre de gravité” du jet atomique (direction Ox) dans le faisceau de détection, et donc dans la deuxième zone d’interaction, est corrélée à la vitesse de lancement longitudinale moyenne des atomes dans la mélasse mouvante. En effet, en modifiant la vitesse du jet, nous déplaçons transversalement sa position de passage dans la cavité coaxiale, et le moyennage des gradients de phase par la distribution des trajectoires atomiques est pondéré différemment. Dès lors, en comparant cette fois la fréquence moyenne de tous les atomes du jet en fonction du déplacement du “centre de gravité” provoqué par les changements de vitesse de la mélasse, nous pouvons sonder la phase avec la précision souhaitée.

Pratiquement, la vitesse de lancement est modifiée en changeant la fréquence de désaccord des faisceaux de refroidissement de la mélasse mouvante, selon la formule 2.1 du chapitre 2. L’intervalle de fréquence a été choisi entre 3.25 et 3.45 MHz, par pas de 5 kHz, pour que la variation de vitesse correspondante soit comprise entre 3.92 et 4.16 m/s, par pas de 6 mm/s. Avec ces paramètres, le décalage transverse dans la direction Ox , provoqué dans le second trou de la cavité micro-onde, est de 0.3 mm par pas, sur un intervalle couvrant la totalité du diamètre du trou de passage²¹.

Au cours de cette mesure, nous avons changé la vitesse de lancement des atomes dans la mélasse tous les quarts d’heure pendant 31 heures, tandis que la fréquence de l’horloge était continuellement comparée à un maser de référence. La figure 4.28 expose la fréquence mesurée en fonction de la vitesse de lancement des atomes, pour trois balayages complets de l’intervalle choisi. Les points représentent les mesures brutes, tandis que les lignes continues sont issues d’un ajustement d’une fonction quadratique sur l’ensemble des données (moyenne et intervalle de confiance de 95.4%). La dépendance de la fréquence de l’horloge, due au gradient de phase radial en fonction de la vitesse de lancement, est donnée par l’approximation parabolique expérimentale autour de la vitesse optimale v_{opt} suivante :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{DCPS}}}{\nu_0} = \alpha (v - v_{\text{opt}})^2 + \beta (v - v_{\text{opt}}) + \gamma \quad (4.40)$$

21. Dans les faits, il semblerait que la relation entre la position transverse du “centre de gravité” du jet et la vitesse de lancement des atomes ne soit pas aussi évidente. En effet, la présence des diaphragmes sur la trajectoire atomique et la température transverse du jet modifient cette corrélation. Les premières simulations Monte-Carlo des trajectoires atomiques semblent indiquer que l’augmentation de la vitesse de lancement des atomes déplace symétriquement le “centre de gravité” du jet dans le premier trou de la cavité micro-onde, diminuant la différence de phase sondée entre les atomes montants et les atomes descendants. En attendant une confirmation de ces résultats, nous restons donc prudent quant à la valeur du gradient calculé avec ce raisonnement.

avec les paramètres $\alpha = (-32.22 \pm 1.63) \cdot 10^{-13} \text{ s}^2/\text{m}^2$, $\beta = (-4.99 \pm 0.10) \cdot 10^{-13} \text{ s}/\text{m}$ et $\gamma = (0.58 \pm 0.11) \cdot 10^{-13}$. De manière similaire aux résultats présentés dans le paragraphe précédent, nous constatons que l'asymétrie de passage des atomes dans la cavité entre la montée et la descente provoque un déplacement de fréquence important. Le gradient linéaire moyen obtenu autour de la vitesse optimale avec cette méthode vaut $\nabla_r \phi \simeq -350 \mu\text{rad}/\text{mm}$, ce qui semble confirmer les résultats acquis en sélectionnant les atomes avec le faisceau de détection. Notons que la dérive du maser sur la durée de la mesure ($\sim 1 \cdot 10^{-15}/\text{jour}$) et la différence de fréquence provoquée par l'effet Zeeman du 2^e ordre, en fonction des variations d'apogée atteintes par les atomes dans le résonateur atomique ($< 2 \cdot 10^{-16}$), ont été négligées pour cette première analyse.

Simulation par éléments finis de la cavité coaxiale

Nous avons vu précédemment que les pertes dans les parois de la cavité sont responsables d'un flux d'énergie et donc de gradients de phase dans le volume de la cavité micro-onde. Dans les faits, la répartition de ce flux dépend de plusieurs facteurs, comme la géométrie de la cavité, la taille et la forme des coupleurs micro-ondes et des "cut-offs", le couplage utilisé pour injecter la micro-onde et donc également la position relative des autres modes de résonance de la cavité par rapport au mode d'intérêt. Dès lors, les approximations réalisées dans le modèle analytique développé dans [3], s'avèrent probablement insuffisantes pour obtenir une description complète du champ électromagnétique effectivement présent dans la cavité micro-onde de la fontaine. Dans ces conditions, André Stefanov, de l'Office Fédérale de Métrologie, a réalisé une modélisation par éléments finis de la cavité coaxiale réelle²², et calculé numériquement ses différents modes électromagnétiques dans le but de comprendre les origines du déplacement de fréquence mesuré.

Afin de tester la validité du nouveau modèle, nous avons, dans un premier temps, calculé et déterminé numériquement la fréquence des différents modes présents dans la cavité coaxiale. La figure 4.29 représente conjointement les mesures expérimentales réalisées et les résultats de l'analyse numérique. Les flèches indiquent la position des modes transverses électriques mesurés. Leur nomenclature a été réalisée à partir de leur représentation tridimensionnelle sur le modèle numérique. L'accord entre la simulation des modes et les valeurs mesurées est vérifié et les fréquences des résonances calculées correspondent aux résultats analytiques exposés dans [3].

Le mode transverse électrique TE₀₂₁ utilisé pour l'interrogation des atomes

²². Nous entendons par là que les précédentes approximations ont été abandonnées. Le nouveau modèle de cavité comprend ainsi les trous de passage des atomes, le poteau central, les "cut-offs", les "chokes" et les guides d'onde de couplage.

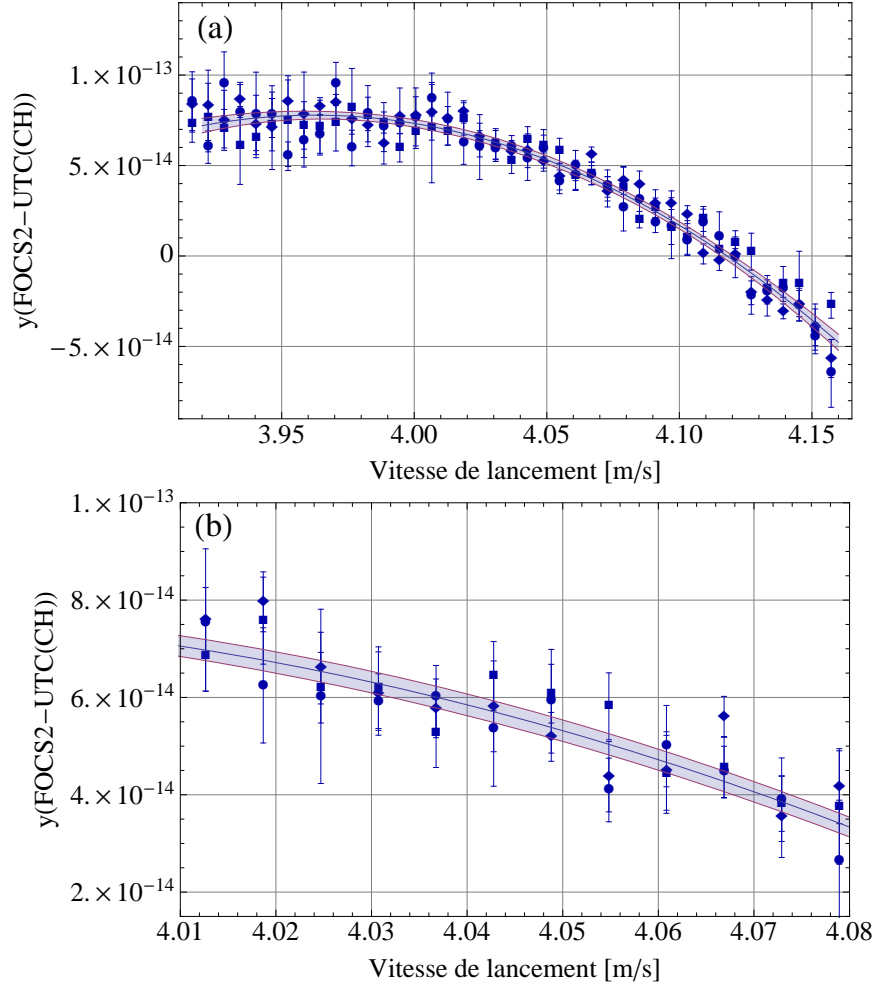


Figure 4.28: Déplacement de fréquence dû à un gradient de phase radial dans chacune des deux zones d'interaction de la cavité micro-onde, mesuré en variant l'écart transverse des atomes dans le second trou de passage. La vitesse de lancement des atomes dans la mélasse est changée tous les quarts d'heure de 3.92 à 4.16 m/s, pendant que la fréquence de l'horloge est comparée à un maser de référence. Les points (ronds, carrés et losanges) représentent la fréquence de l'horloge comparée à UTC(CH) pour trois balayages complets de l'intervalle de vitesse (~ 31 heures), tandis que les lignes sont issues d'un ajustement d'une fonction quadratique sur l'ensemble des données (moyenne et intervalles de confiance de 95.4%). (a) Balayage sur l'ensemble des vitesses. (b) Agrandissement de la zone d'intérêt autour du point de fonctionnement optimum ($v_{\text{opt}} = 4.04$ m/s) de la fontaine continue.

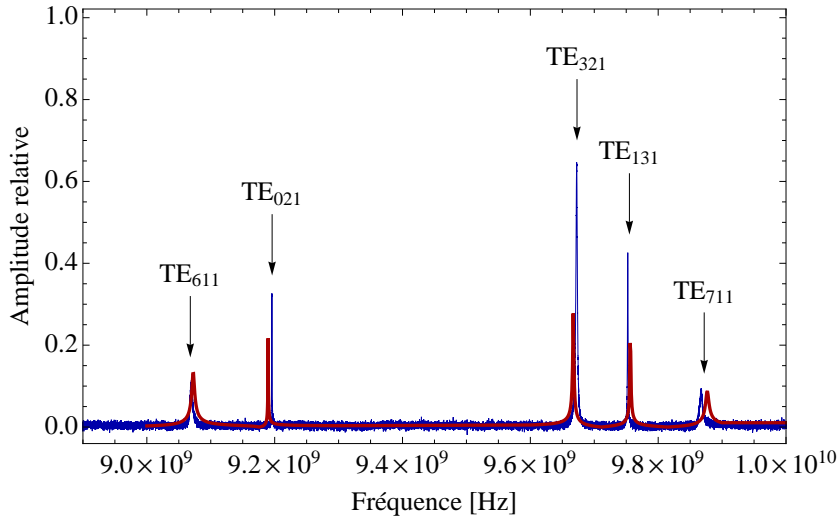


Figure 4.29: Comparaison qualitative des modes de la cavité coaxiale, mesurés (courbe bleue) et calculés par éléments finis (courbe rouge). Les flèches indiquent la position des modes électriques transverses autour du mode TE_{021} utilisé pour l'interrogation des atomes. Expérimentalement, la position des résonances a été déterminée en balayant la fréquence de la micro-onde injectée dans la cavité par un seul coupleur, tout en mesurant le signal transmis (c.f. texte pour plus de détails).

est représenté sur les figures 4.30.a et 4.30.b. Ces deux représentations tridimensionnelles montrent l'amplitude H_z (a), respectivement la phase (b), du mode présent dans la cavité coaxiale dans le plan Oxy et le long de la trajectoire des atomes Oxz . Sur le premier graphique, nous constatons que les variations spatiales de l'amplitude du champ, sur la section de passage des atomes et selon la hauteur z , sont conformes aux résultats analytiques présentés dans [3]. De manière formelle, nous pouvons montrer que la dépendance verticale de H_z varie selon $\cos(\pi z/b)$, où b est la hauteur de la cavité. La représentation de la phase à l'intérieur du résonateur affiche à l'inverse des variations spatiales inattendues. Dans le plan Oxy transverse, nous remarquons en effet une dépendance angulaire périodique d'ordre 6, non prédite par les calculs effectués lors de la conception du résonateur. Cette perturbation, provoquée par le couplage non résonnant du mode TE_{611} , situé 122 MHz en-dessous de la fréquence du mode d'interrogation lors de l'injection de la micro-onde, est responsable de gradients locaux importants ; la phase du champ électromagnétique sur la section d'un trou de passage de la cavité micro-onde représentée sur la figure 4.31 dans le plan Oxy est notablement modifiée. Quantitativement, ce phénomène se traduit par une différence de phase de ~ 3.5 mrad entre le bord intérieur (zone rouge) et le bord extérieur (zone bleue) du trou de passage, par rapport au centre de la cavité. Dans ces conditions, le gradient radial au centre du trou de 9 mm de

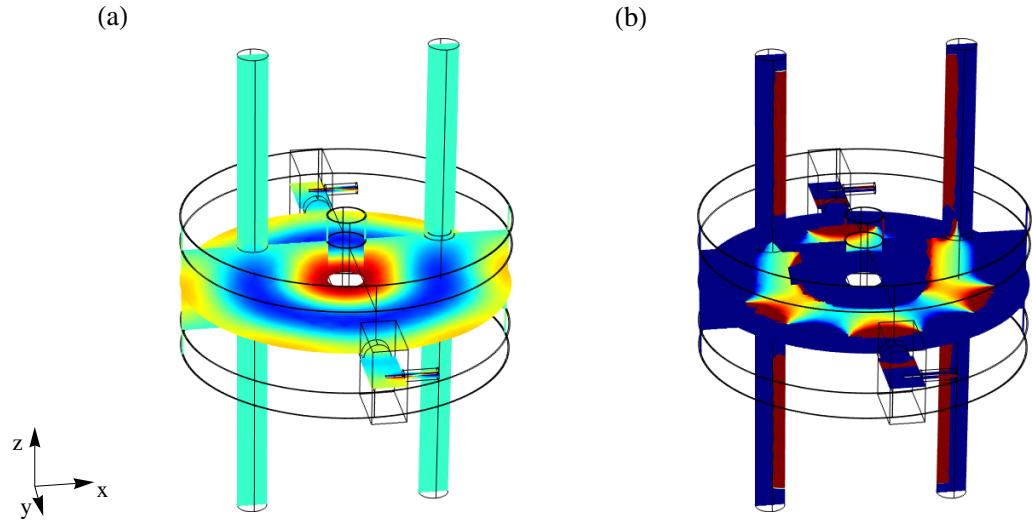


Figure 4.30: Représentation du mode électromagnétique TE_{021} dans la cavité coaxiale calculé par éléments finis. (a) Amplitude H_z et (b) phase du champ dans le plan de la cavité Oxy et le long de la trajectoire des atomes Oxz .

$\nabla_r \phi \simeq -400 \mu\text{rad}/\text{mm}$ explique la valeur mesurée expérimentalement, avec une différence inférieure à 20%.

4.4.4 Discussion

Dans cette partie, nous avons cherché à mettre en évidence les effets dus à la cavité micro-onde et à ses imperfections.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'influence d'un déphasage global entre les deux zones d'interaction du résonateur micro-onde. En mesurant la différence de fréquence de l'horloge, avec la cavité orientée dans chacune des positions, un déplacement de fréquence de $(3.82 \pm 1.76) \cdot 10^{-15}$ a été obtenu. Ce biais est supérieur aux estimations théoriques de $5 \cdot 10^{-16}$ présentées dans [3]. Nous l'attribuons actuellement majoritairement à la présence du gradient de phase radial important dans la section des trous de passage de la cavité. En effet, un déplacement relatif de fréquence $2 \cdot 10^{-15}$ est directement explicable par l'action conjuguée du gradient de phase radial, mesuré expérimentalement de $-470 \mu\text{rad}/\text{mm}$, et par une erreur de positionnement de $30 \mu\text{m}$ entre l'axe de symétrie et l'axe de rotation du résonateur micro-onde. Dans ces conditions, l'évaluation de cet effet est actuellement limitée par les incertitudes concernant la symétrie des gradients de phase dans chacune des deux zones d'interaction. A ce jour, nous ne pouvons pas affirmer que la fréquence du césium non perturbé par le déphasage global est

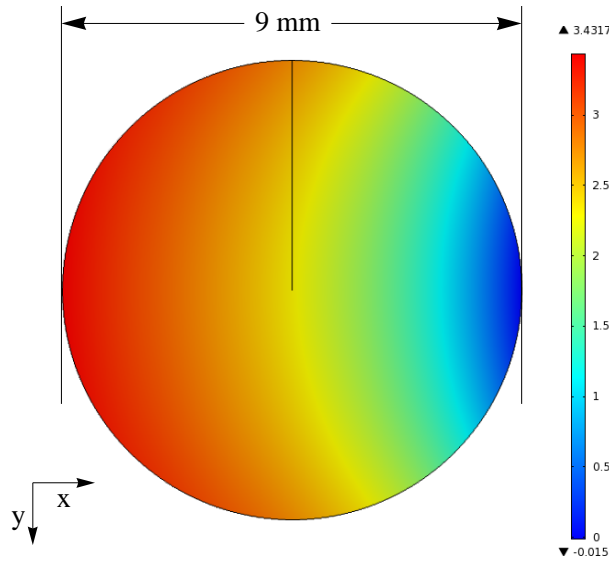


Figure 4.31: Phase du champ électromagnétique sur la section d'un trou de passage de la cavité micro-onde calculée par éléments finis. La différence de phase de ~ 3.5 mrad obtenue correspond à un gradient de phase radial moyen de $\nabla_r \phi \simeq -400 \mu\text{rad}/\text{mm}$.

exactement égal à la moyenne des déplacements de fréquence dans chacune des positions A et B du résonateur micro-onde et, en l'état, la contribution de cet effet au budget d'incertitude est uniquement indicative.

Le déplacement de fréquence induit par un gradient de phase radial dans la section du volume des trous de passage de la cavité traversés par les atomes a aussi fait l'objet d'une étude exploratoire. En comparaison avec les prévisions analytiques développées dans [3], le gradient de phase radial expérimentalement mesuré dans la cavité $\nabla_r \phi \simeq -470 \mu\text{rad}/\text{mm}$ est environ ~ 360 plus important que pour une cavité dans laquelle seul le mode TE_{021} est pris en considération. Dans ces conditions, toute modification de la trajectoire atomique implique directement un déplacement de la fréquence de l'horloge à un niveau inacceptable pour un étalon primaire. Le nouveau modèle numérique de la cavité coaxiale et des modes électromagnétiques apporte un début d'explication concernant la valeur du gradient de phase radial mesuré. Selon notre analyse, cet effet semble être provoqué par le couplage non résonnant du mode TE_{611} , situé environ 122 MHz en-dessous de la fréquence du mode TE_{021} , lors de l'injection de la micro-onde (c.f. figure 4.29). La différence de moins de 20% entre le gradient de phase radial calculé numériquement ($-400 \mu\text{rad}/\text{mm}$) et la valeur mesurée expérimentalement ($-470 \mu\text{rad}/\text{mm}$) en bloquant alternativement chaque moitié du faisceau de détection est encourageante. Nous espérons être capables de déterminer rapidement la perturbation effective de fréquence en conditions normales de fonctionnement.

Dans cette optique, nous avons entrepris une modélisation complète de l'effet de la phase sur la fréquence détectée après l'interrogation micro-onde, en résolvant numériquement les équations de Bloch pour un ensemble de trajectoires issues d'une simulation Monte-Carlo. Grâce à cet outil, nous espérons améliorer notre compréhension de l'effet de la phase, notamment à travers les variations de la vitesse de lancement des atomes, et proposer des modifications de la géométrie de la cavité (position, nombre et taille des coupleurs) pour réduire l'importance de cette perturbation de deux ordres de grandeur au moins.

4.5 Déplacement collisionnel

4.5.1 Introduction

Depuis que le refroidissement laser est utilisé dans la conception des horloges atomiques, le déplacement de fréquence provoqué par les collisions entre les atomes interrogés a pris une place importante dans l'évaluation des étalons primaires au césium. En effet, les densités atomiques élevées ($\sim 10^6$ at/cm³) et les faibles températures ($\sim 1 - 2$ μ K) offrent, pour cet atome, des conditions favorables aux interactions durant l'évolution libre. Ainsi, malgré le fait que ces perturbations de fréquence aient fait l'objet de plusieurs études, aussi bien théoriques [100, 101] qu'expérimentales [102, 103] avancées, ce déplacement reste actuellement l'une des premières sources d'incertitude et de limitation des performances de la plupart des étalons fonctionnant en mode pulsé [18, 19, 20, 21]. Dans les fontaines continues, si les flux détectés sont comparables à ceux des fontaines pulsées, la plus faible densité atomique du jet ($\sim 10^5$ at/cm³) et sa température longitudinale élevée (~ 100 μ K) réduisent respectivement la fréquence de collisions et le déphasage associé à chaque collision pendant leur interrogation. Concrètement, à flux moyen égal, le déplacement de fréquence résultant devrait être plus faible d'au moins deux ordres de grandeur.

La densité initiale du jet atomique dans la mélasse mouvante peut être calculée à partir du flux mesuré à la détection de la fontaine continue et des pertes provoquées par son expansion thermique avec (c.f. référence [3] p.131) :

$$n_0 = \frac{\phi_{\text{det}}^{\text{mes}}}{\pi R_0^2 v_L (\phi_{\text{det}}/\phi_0)_{\text{est}}} \quad (4.41)$$

où $R_0 \approx 0.6$ cm est le rayon quadratique moyen du jet à la sortie de la source, $v_L = 4.04$ m/s est la vitesse de lancement des atomes, $\phi_{\text{det}}^{\text{mes}} \approx 8 \cdot 10^6$ at/s est le flux total mesuré à la détection et $(\phi_{\text{det}}/\phi_0)_{\text{est}} \approx 3.5\%$ est le rapport du flux détecté sur le flux initial estimé pour les paramètres typiques de la fontaine continue. Le calcul de la densité moyenne du jet au-dessus de

la cavité micro-onde, tenant compte des différentes trajectoires et températures atomiques, est détaillé dans [3]. Le résultat final peut être exprimé en tant que fraction de la densité initiale n_0 avec $\bar{n} \simeq 0.65 n_0$. Ainsi, pour $n_0 \simeq 5 \cdot 10^5$ at/cm³, la densité moyenne du jet pendant l'évolution libre est estimée à $\bar{n} \simeq 3.25 \cdot 10^5$ at/cm³.

Le déplacement de fréquence provoqué par les collisions entre les atomes froids du jet atomique continu est donné par la formule suivante [103] :

$$\frac{\Delta\nu_C}{\nu_0} \cong -\kappa \bar{n} \quad (4.42)$$

où κ est un coefficient expérimental mesuré qui dépend du type de collisions mises en jeu et de la distribution de population des atomes sur les différents sous-niveaux Zeeman. Dans la fontaine continue FOCS-2, en considérant la répartition des populations atomiques mesurées dans le chapitre 3, soit $\sim 40\%$ des atomes dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$, $\sim 45\%$ dans $|F = 3, m_F \neq 0\rangle$ et $< 5\%$ dans $|F = 4, m_F\rangle$, et les résultats expérimentaux de [103], ce coefficient moyen est estimé à $\kappa \approx 1 \cdot 10^{-21}$ cm³ (²³). Le déplacement de fréquence dû aux collisions entre les atomes froids du jet atomique continu est alors évalué à $\Delta\nu_C/\nu_0 \cong -3.3 \cdot 10^{-16}$. Il devrait donc être difficile à mettre en évidence lors de cette première évaluation.

4.5.2 Principe

Le principe de la mesure expérimentale du déplacement collisionnel n'est pas différent des méthodes utilisées dans les fontaines pulsées [104, 9]. L'idée de base est de varier alternativement la densité d'atomes interrogés dans le résonateur atomique entre une valeur de haute densité et la moitié de celle-ci, tout en comparant la fréquence de l'horloge à un oscillateur de référence. De cette manière, en considérant que le déplacement collisionnel varie linéairement en fonction du nombre d'atomes, la différence de fréquence éventuellement mesurée entre chacune de ces situations correspond au demi-déplacement de fréquence provoqué par les collisions. Dans ces conditions, si le nombre absolu d'atomes n'est pas déterminant, la précision du rapport entre les densités respectives est, quant à elle, importante pour une extrapolation de la fréquence de l'horloge à densité atomique nulle.

En pratique, les méthodes de variation de la densité atomique développées pour les horloges pulsées sont difficilement applicables au fonctionnement continu. Contrairement aux fontaines pulsées, il est en effet difficile de changer l'efficacité de chargement de la mélasse mouvante de manière précise,

²³. Notons que cette valeur est une borne supérieure à prendre avec toutes les précautions nécessaires puisqu'elle correspond aux interactions atomiques intervenant à une température de ~ 2 μ K, au lieu des ~ 100 μ K du jet continu.

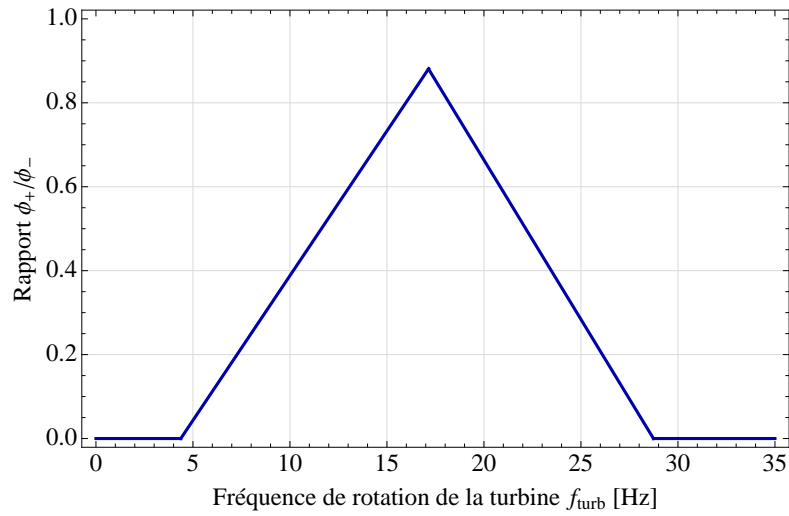


Figure 4.32: Rapport ϕ_+/ϕ_- du flux moyen après la turbine, en fonction de la fréquence de rotation du moteur électrostatique f_{turb} pour un jet ponctuel et monocinétique. Ce rapport est calculé pour une vitesse de lancement moyenne du jet au centre de la source de $v_{\text{opt}} = 4.04$ m/s.

puisque le temps de chargement n’est pas complètement sous contrôle et que chaque faisceau influence d’une manière ou d’une autre l’orientation du jet atomique. Par ailleurs, la méthode du transfert de population par passage adiabatique [105, 106, 107, 108, 109] nécessiterait quant à elle des modifications majeurs de l’enceinte à vide. Dans notre situation, il apparaît en fait que la trappe à lumière est un moyen *ad hoc* de changer la densité atomique sans influencer de manière incontrôlée les autres paramètres du jet d’atomes froids. En effet, une atténuation relativement précise du flux est possible en variant simplement la fréquence de rotation du moteur. La figure 4.32 expose le rapport entre le flux moyen ϕ_+ du jet après passage à travers la turbine et le flux ϕ_- du jet atomique avant la turbine, calculé dans [3] et adapté aux paramètres de la fontaine FOCS-2. Cette “fonction de transfert” correspond au cas idéal d’un jet ponctuel monocinétique, mais son comportement diffère peu du résultat pour un jet de température longitudinale non nulle ($T_l \simeq 75 \mu\text{K}$) présenté dans la thèse d’Alain Joyet [3]. En choisissant une fréquence de rotation plus basse ou plus élevée que la fréquence de rotation optimale, il est clairement possible d’atténuer le flux après le passage à travers la turbine d’un facteur quelconque et donc de moduler la densité atomique du jet en changeant périodiquement la fréquence de rotation de la trappe à lumière. Si cette méthode s’avère être la moins invasive, dans les faits, la distribution de vitesses du jet d’atomes est tout de même perturbée selon la fréquence de rotation du moteur. En effet, lorsque la vitesse circonférentielle du moteur électrostatique n’est plus égale à la composante verticale de vitesse du jet,

la distribution de vitesse des atomes la traversant est modifiée. Ainsi, si la fréquence de rotation est inférieure à sa valeur optimale pour une vitesse de lancement donnée, le jet traversant verra sa distribution de vitesses décalée vers des vitesses plus lentes. A l'inverse, en cas de fréquence supérieure à la valeur optimale, les atomes rapides d'une distribution de moyenne donnée seront favorisés. Dès lors, en raison du déplacement de fréquence dû au gradient de phase radial, important dans la cavité micro-onde coaxiale et dépendant de la vitesse des atomes de manière quadratique (c.f. figure 4.28), ces modifications de la vitesse moyenne du jet, engendrées par la trappe à lumière, sont problématiques. Pratiquement, nous avons donc cherché un moyen de diminuer l'effet du gradient de phase radial, tout en conservant l'information due aux collisions entre les atomes du jet.

En considérant uniquement l'effet des collisions et du gradient de phase radial modélisé expérimentalement par une fonction quadratique dépendant de la vitesse moyenne des atomes, le déplacement relatif de fréquence peut être évalué avec la formule suivante :

$$y^{\bar{n}} = \frac{\Delta\nu_{\bar{n}}}{\nu_0} = - \underbrace{\kappa \bar{n}}_{\text{collisions}} + \underbrace{\alpha (v - v_{\text{opt}})^2 + \beta (v - v_{\text{opt}}) + \gamma}_{\text{DCPS}} \quad (4.43)$$

où \bar{n} est la densité atomique, v est la vitesse moyenne des atomes, v_{opt} est la vitesse de lancement optimale et les paramètres α , β et γ sont déterminés à partir de la mesure présentée sur la figure 4.28. Avec ce modèle, nous constatons qu'en modifiant temporellement la fréquence de rotation du moteur électrostatique selon une séquence du type $f_{\text{opt}} \rightarrow f_+ \rightarrow f_{\text{opt}} \rightarrow f_-$, où f_{opt} est la fréquence de rotation correspondant à la vitesse de lancement optimale des atomes du jet et f_{\pm} sont les fréquences de rotation supérieure (respectivement inférieure) permettant d'atténuer le flux atomique d'un facteur deux, il est possible de minimiser la contribution du déplacement de fréquence dû au gradient de phase radial. En effet, lorsque la fréquence de rotation de la trappe à lumière est changée de la sorte, le flux atomique varie entre des valeurs de haute densité (HD) et de basse densité (BD), alors que la distribution de vitesses des atomes modifiée par la trappe, change selon un cycle $v_{\text{opt}} \rightarrow v_+ \rightarrow v_{\text{opt}} \rightarrow v_-$. Formellement, les différences de fréquence relatives entre haute et basse densité s'expriment avec :

$$y^{\text{HD}} - y_{\pm}^{\text{BD}} = -\kappa (\bar{n}^{\text{HD}} - \bar{n}_{\pm}^{\text{BD}}) - \alpha (v_{\pm} - v_{\text{opt}})^2 - \beta (v_{\pm} - v_{\text{opt}}) \quad (4.44)$$

où en posant $v_{\pm} = v_{\text{opt}} \pm \Delta v_{\pm}$ et $\bar{n}_+^{\text{BD}} = \bar{n}_-^{\text{BD}} = \bar{n}^{\text{BD}}$, nous obtenons :

$$y^{\text{HD}} - y_{\pm}^{\text{BD}} = -\kappa (\bar{n}^{\text{HD}} - \bar{n}^{\text{BD}}) - \alpha \Delta v_{\pm}^2 \mp \beta \Delta v_{\pm} \quad (4.45)$$

Ainsi, en calculant la moyenne des différences de fréquence entre les hautes et les basses densités, pour les contributions venant des vitesses de rotation de la trappe à lumière supérieure et inférieure à la situation optimale, nous constatons que cette dernière est directement proportionnelle aux collisions engendrées par la variation de densité du jet, mais qu'elle dépend également d'une combinaison des termes linéaires et quadratiques du gradient de phase sondés par les différences de vitesses Δv_{\pm} .

$$\begin{aligned} y^{\Delta \bar{n}} &= \frac{(y^{\text{HD}} - y_{+}^{\text{BD}}) + (y^{\text{HD}} - y_{-}^{\text{BD}})}{2} \\ &= -\kappa \Delta \bar{n} - \frac{\alpha}{2} (\Delta v_{+}^2 + \Delta v_{-}^2) - \frac{\beta}{2} (\Delta v_{+} - \Delta v_{-}) \end{aligned} \quad (4.46)$$

où $\Delta \bar{n} = \bar{n}^{\text{HD}} - \bar{n}^{\text{BD}}$ est la différence entre la situation à haute et à basse densité. Lorsque les fréquences de rotations supérieure et inférieure de la trappe à lumière sont réparties symétriquement autour de la fréquence optimale, les variations de vitesse sont égales $\Delta v_{+} = \Delta v_{-} = \Delta v$. Dans ce cas, nous remarquons que la partie linéaire du gradient de phase radial ne contribue plus et seule la contribution due aux collisions et à la partie quadratique du gradient de phase participent à la moyenne des différences de fréquence :

$$y_{\text{sym}}^{\Delta \bar{n}} = -\kappa \Delta \bar{n} - \alpha \Delta v^2 \quad (4.47)$$

Le principe de la mesure réalisée est schématisé sur la figure 4.33. La fréquence de rotation du moteur est représentée sur la partie (a), tandis que l'évolution du flux correspondant est exposée en (b).

4.5.3 Mesure sans compensation du temps de transit

Nous avons mesuré la fréquence de l'horloge par rapport à un maser de référence, continuellement pendant 112 heures, en modifiant toutes les soixante minutes la fréquence de la trappe à lumière. Selon le principe décrit dans le paragraphe précédent, la fréquence optimale $f_{\text{opt}} = 16.75$ Hz a été obtenue en maximisant le flux détecté après le vol balistique, tandis que les fréquences de rotation inférieure $f_{-} = 12.5$ Hz et supérieure $f_{+} = 20.17$ Hz ont été ajustées de manière à conserver un flux plus faible mais identique à $\pm 0.3\%$ près. La figure 4.34 expose le résultat de cette première évaluation. Les points représentent les différences de fréquence relatives mesurées entre haute et basse densité $y^{\text{HD}} - y_{\pm}^{\text{BD}}$, alternativement pour la fréquence de rotation du moteur supérieure f_{+} et inférieure f_{-} . La ligne rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données $y^{\Delta \bar{n}} = (0.80 \pm 1.11) \cdot 10^{-15}$.

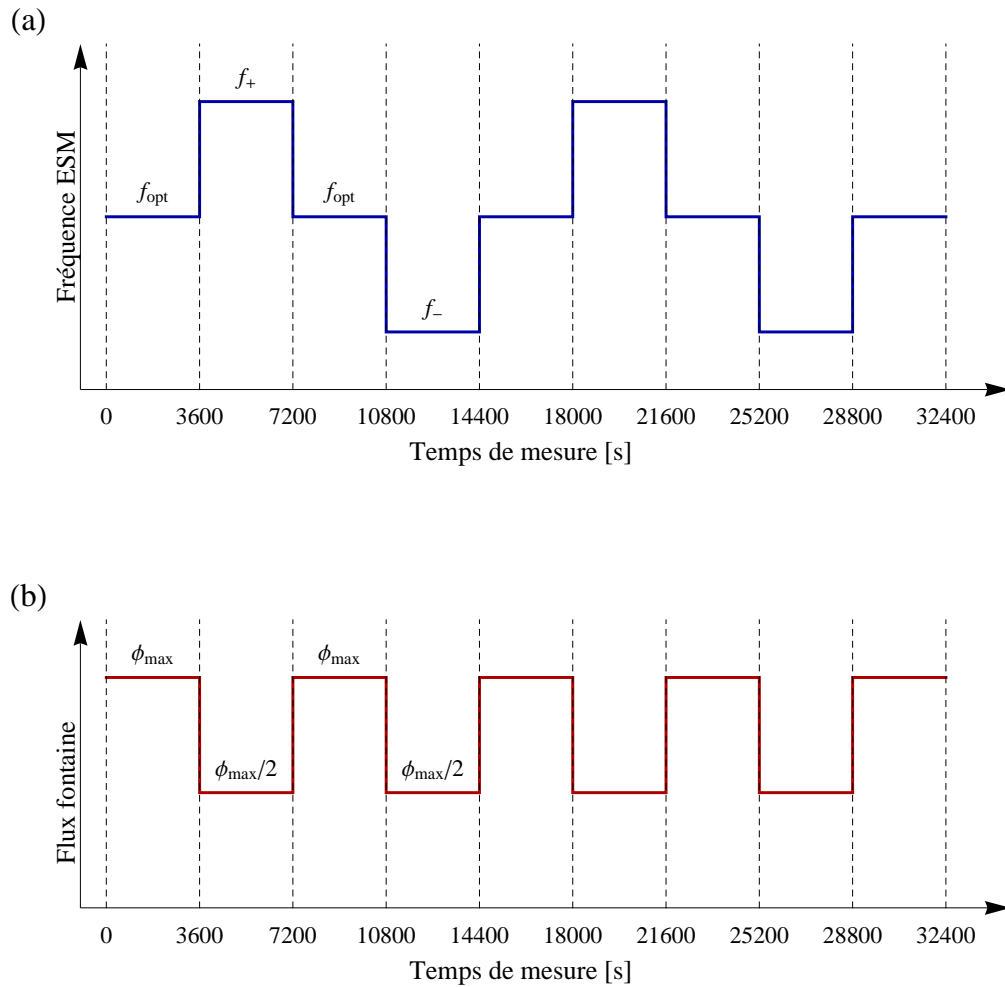


Figure 4.33: Principe de la mesure d'évaluation du déplacement collisionnel de fréquence sur la fontaine continue FOCS-2. (a) Evolution temporelle de la fréquence du moteur utilisée pour minimiser la contribution du gradient de phase radial (b) Evolution temporelle du flux des atomes $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Idéalement, la fréquence de rotation est changée toutes les soixante minutes selon le cycle $f_{\text{opt}}, f_+, f_{\text{opt}}, f_-$, tandis que la densité subit une atténuation périodique HD, HD/2.

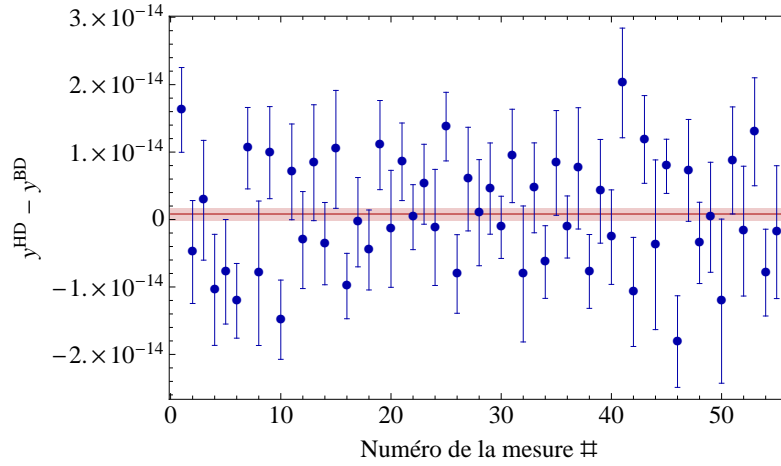


Figure 4.34: Mesure du déplacement de fréquence associé aux collisions entre les atomes froids du jet et au gradient de phase radial induit par les variations de vitesse effective des atomes Δv_{\pm} . Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre haut flux et bas flux alternativement pour les fréquences de rotation f_{+} et f_{-} de la trappe à lumière. La ligne rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données, soit $y^{\Delta n} = (0.80 \pm 1.11) \cdot 10^{-15}$.

Si, en théorie, les variations de la vitesse des atomes engendrées par la trappe à lumière permettent d'annuler la partie linéaire du gradient de phase, conformément à la formule 4.47, pratiquement, nous remarquons que la présente détermination expérimentale des fréquences de rotation du piège à lumière modifie la vitesse du jet de manière asymétrique $\Delta v_{+} \neq \Delta v_{-}$. En effet, les fréquences de rotation $f_{+} = 20.17$ Hz et $f_{-} = 12.50$ Hz, déterminées en mesurant le flux de la fontaine, ne sont pas réparties symétriquement autour de la fréquence optimale $f_{\text{opt}} = 16.75$ Hz et cette dernière ne correspond pas à la valeur $f_{\text{th}} = 16.92$ Hz calculée théoriquement avec l'équation 2.3 présentée dans le chapitre 2⁽²⁴⁾. Dans ce cas, le déplacement de fréquence moyen calculé est proportionnel au terme issu des collisions entre atomes

24. Cette asymétrie expérimentale et la différence entre la fréquence optimale mesurée et celle prédite théoriquement ne sont pas fondamentales et dépendent majoritairement de trois effets. Premièrement, en raison du rayon fini de la trappe à lumière, la courbure apparente des pales dépend de la fréquence de rotation et la "fonction de transfert" présente une asymétrie de pente ($\sim 1\%$) entre basse et haute fréquence [3]. Deuxièmement, la température longitudinale non nulle du jet atomique atténue la sensibilité du flux détecté après le vol balistique aux variations de la fréquence de rotation de la trappe à lumière autour de la fréquence optimale f_{opt} . En effet, pour une température longitudinale comprise entre $75 \mu\text{K}$ et $150 \mu\text{K}$, le maximum de la "fonction de transfert" est relativement plat et la détermination expérimentale du sommet à moins de 0.5 Hz est délicate. Enfin, il apparaît qu'un défaut de verticalité de la fontaine continue peut potentiellement modifier la position de passage du jet atomique par rapport à l'axe de rotation de la trappe à lumière, cette distance intervenant directement dans le calcul théorique de la fréquence optimale.

froids $-\kappa \Delta \bar{n}$, mais dépend encore des parties linéaire $-\frac{\beta}{2}(\Delta v_+ - \Delta v_-)$ et quadratique $-\frac{\alpha}{2}(\Delta v_+^2 + \Delta v_-^2)$ du gradient de phase sondé par les atomes.

Effet des collisions

Conformément aux prédictions de la formule 4.46, nous constatons que pour isoler le déplacement collisionnel, nous devons évaluer indépendamment les termes proportionnels aux variations Δv_+ et Δv_- de la vitesse moyenne des atomes induites par la trappe à lumière, tout en tenant compte des coefficients expérimentaux α et β mesurés dans la section 4.4.3. Expérimentalement, les modifications de vitesse engendrées par la trappe à lumière peuvent être mesurées en utilisant la méthode d'analyse de Fourier des franges de Ramsey décrite dans la section 4.3.2. Dans cette optique, nous avons mesuré le temps de transit effectif moyen en fonction de la vitesse de lancement des atomes dans la mélasse mouvante pour les trois fréquences de rotation de la trappe à lumière. La figure 4.35 présente le résultat de cette analyse. Les points bleus correspondent à la fréquence de rotation optimale f_{opt} , les points rouges à la fréquence f_+ et les points gris à la fréquence f_- . A partir de ces mesures, nous pouvons calculer que, pour une vitesse de lancement correspondant à la vitesse optimale $v_{\text{opt}} = 4.04$ m/s, la distribution de vitesse des atomes traversant la trappe à lumière qui tourne à la fréquence f_+ (respectivement à la fréquence f_-) est décalée de $\Delta v_+ = (7 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ m/s (respectivement $\Delta v_- = (12 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ m/s). Dès lors, en évaluant les contributions des termes linéaire et quadratique du gradient de phase radial, il est possible d'extraire la contribution des collisions $-\kappa \Delta \bar{n}$ au déplacement de fréquence dans le jet continu d'atomes froids avec :

$$y_C = y^{\Delta \bar{n}} + \frac{\alpha}{2}(\Delta v_+^2 + \Delta v_-^2) + \frac{\beta}{2}(\Delta v_+ - \Delta v_-) \quad (4.48)$$

où $\alpha = (-32.22 \pm 1.63) \cdot 10^{-13}$ s²/m² et $\beta = (-4.99 \pm 0.10) \cdot 10^{-13}$ s/m sont les coefficients des termes quadratique et linéaire du gradient de phase, coefficients déterminés expérimentalement dans la section 4.4.3. Avec les résultats résumés dans le tableau 4.2, nous calculons un déplacement collisionnel présent dans le jet continu $y_C = (1.8 \pm 2.4) \cdot 10^{-15}$ pour le rapport de densité mesuré $\bar{n}^{\text{BD}}/\bar{n}^{\text{HD}} = 0.70 \pm 0.10$.

Contribution du gradient de phase radial

En analysant les différences individuelles présentées sur la figure 4.34, nous remarquons clairement une alternance autour de la valeur moyenne du déplacement de fréquence correspondant aux termes $y^{\text{HD}} - y_+^{\text{BD}}$ et $y^{\text{HD}} - y_-^{\text{BD}}$. En fait, à partir de ces mêmes données, nous constatons qu'il est également possible d'évaluer l'importance de l'effet du gradient de phase radial de la

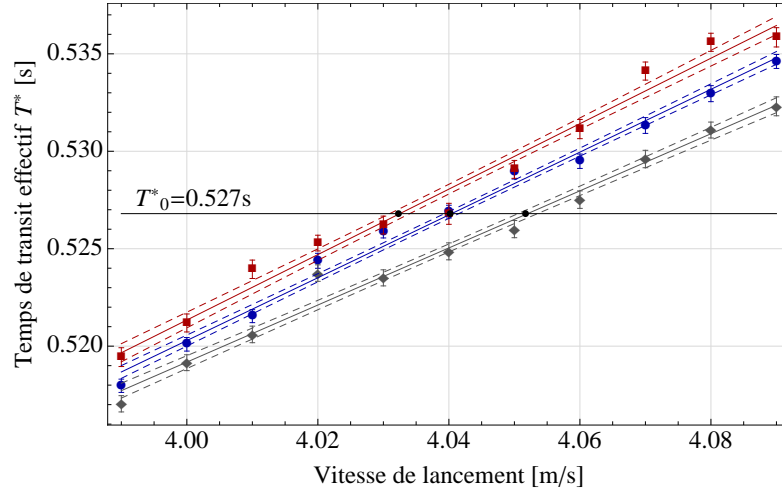


Figure 4.35: Variation du temps de transit effectif en fonction de la vitesse de lancement des atomes pour les trois fréquences de rotation de la trappe à lumière. Les points bleus correspondent à la fréquence de rotation optimale $f_{\text{opt}} = 16.75$ Hz, les points rouges à la fréquence supérieure $f_+ = 20.17$ Hz et les points gris à la fréquence inférieure $f_- = 12.5$ Hz. Les droites pleines et traitillées représentent l'ajustement d'une fonction affine sur les données expérimentales et l'intervalle de confiance à 68.2%. Pour conserver un temps de transit effectif moyen constant ($T_0^* = 0.527$ s à la fréquence optimale) pour chacune de deux autres fréquences de rotation (c.f. paragraphe 4.5.4), la vitesse de lancement pour f_+ doit être sous compensée à la valeur de 4.033 m/s, tandis que pour f_- , la vitesse est sur compensée à 4.052 m/s. Ces différents points de fonctionnement sont représentés par les trois points noirs situés sur la droite horizontale.

Grandeur	Valeur	Incertitude	Unité
α	-32.22	1.63	$10^{-13} \text{ s}^2/\text{m}^2$
β	-4.99	0.10	$10^{-13} \text{ s}/\text{m}$
$y^{\Delta\bar{n}}$	0.80	1.11	10^{-15}
Δv_+	7	3	$10^{-3} \text{ m}/\text{s}$
Δv_-	12	3	$10^{-3} \text{ m}/\text{s}$
$\alpha/2 (\Delta v_+^2 + \Delta v_-^2)$	-3.3	2.0	10^{-16}
$\beta/2 (\Delta v_+ - \Delta v_-)$	1.3	1.5	10^{-15}

Table 4.2: Récapitulatif des valeurs numériques des résultats expérimentaux utilisés pour l'extraction du déplacement collisionnel sans compensation du temps de transit.

cavité micro-onde en calculant la différence de fréquence entre les vitesses de rotation supérieure et inférieure de la trappe à lumière selon :

$$\begin{aligned}
 \Delta y^{\text{BD}} &= (y^{\text{HD}} - y_+^{\text{BD}}) - (y^{\text{HD}} - y_-^{\text{BD}}) \\
 &= y_-^{\text{BD}} - y_+^{\text{BD}} \\
 &= \alpha (\Delta v_-^2 - \Delta v_+^2) - \beta (\Delta v_+ + \Delta v_-)
 \end{aligned} \tag{4.49}$$

La figure 4.36 représente le résultat de ce second traitement des données expérimentales de la figure 4.34. La valeur du déplacement de fréquence associée au gradient de phase radial, donnée par la moyenne pondérée des différences, vaut $(13.8 \pm 2.4) \cdot 10^{-15}$.

Afin de tester la cohérence de notre analyse, nous avons évalué numériquement la formule 4.49 avec les variations de vitesse Δv_+ et Δv_- , calculées à l'aide des franges de Ramsey, et avec les coefficients α et β , déterminés expérimentalement dans la section 4.4.3. Dans ce cas, nous obtenons la valeur de $(9.5 \pm 3.5) \cdot 10^{-15}$ qui est effectivement compatible avec la mesure précédente.

Finalement, nous constatons que, si les fréquences de rotation du moteur avaient été choisies pour rendre les variations de vitesse de lancement égales ($\Delta v_+ = \Delta v_-$), l'expression 4.49 se simplifierait pour devenir :

$$\Delta y^{\text{BD}} = -2\beta \Delta v \tag{4.50}$$

Dans ce cas, nous pourrions directement utiliser ce second traitement des données expérimentales pour extraire la variation de vitesse Δv sans passer par l'analyse de Fourier des franges de Ramsey.

4.5.4 Mesure avec compensation du temps de transit

Afin de minimiser la contribution des termes linéaire $\frac{\beta}{2}(\Delta v_+ - \Delta v_-)$ et quadratique $\frac{\alpha}{2}(\Delta v_+^2 + \Delta v_-^2)$ du gradient de phase radial et son erreur vis-à-vis de l'effet que nous souhaitons évaluer, nous avons cherché à diminuer les différences de vitesse Δv_{\pm} engendrées par la trappe à lumière lorsque sa fréquence est modifiée. En effet, en augmentant ou en diminuant artificiellement la vitesse moyenne du jet atomique, il est possible de conserver un temps de transit effectif moyen constant pour chaque fréquence de rotation de la trappe à lumière. En pratique, pour garder le temps de transit effectif moyen $T_0^* = 0.527$ s de la fréquence de rotation optimale f_{opt} , nous constatons sur la figure 4.35, qu'il faut sous compenser à 4.033 m/s la vitesse de lancement du jet pour la fréquence supérieure f_+ et la sur compenser à 4.052 m/s pour la fréquence inférieure f_- .

Dans ces conditions, nous avons mesuré la fréquence de l'horloge par rapport au maser de référence pendant 116 heures en modifiant toutes les soixante

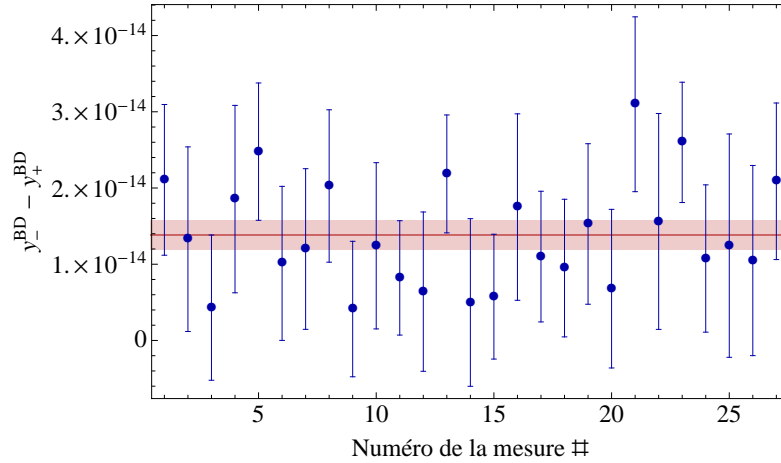


Figure 4.36: Mesure du déplacement de fréquence associé au gradient de phase radial. Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre la fréquence de rotation du moteur supérieure $f_{+} = 20.17$ Hz et la fréquence inférieure $f_{-} = 12.5$ Hz. La droite rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données, soit $(13.8 \pm 2.4) \cdot 10^{-15}$.

minutes la fréquence de la trappe à lumière et en compensant le temps de transit effectif moyen en changeant la vitesse de lancement des atomes selon les résultats de la figure 4.35. La figure 4.37 expose le résultat de cette seconde mesure visant à mettre en évidence le déplacement collisionnel présent dans la fontaine continue. Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre les conditions de haute et basse densité, alternativement pour la fréquence de rotation du moteur supérieure et inférieure. La ligne rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données, soit $y^{\Delta\bar{n}} = (0.85 \pm 1.10) \cdot 10^{-15}$.

Effet des collisions

De manière similaire à la mesure sans compensation du temps de transit, l'évaluation du déplacement collisionnel avec compensation du temps de transit nécessite également la connaissance individuelle des variations de vitesse résiduelles Δv_{+} et Δv_{-} . En utilisant à nouveau l'analyse de Fourier sur les franges de Ramsey produites par les atomes du jet, pour chaque fréquence de rotation de la trappe à lumière avec la vitesse de lancement du jet ajustée en conséquence, nous avons mesuré les variations de vitesse résiduelles $\Delta v_{+} = (-4 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ m/s et $\Delta v_{-} = (2 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ m/s. Avec les résultats résumés dans le tableau 4.3 et l'équation 4.48, nous calculons un déplacement collisionnel $y_C = (2.4 \pm 2.9) \cdot 10^{-15}$. Cette seconde mesure nous permet ainsi de confirmer la première de manière indépendante et pour un rapport de densité atomique identique \bar{n}^{HD} et $(0.70 \pm 0.10) \bar{n}^{\text{HD}}$. Au final, le

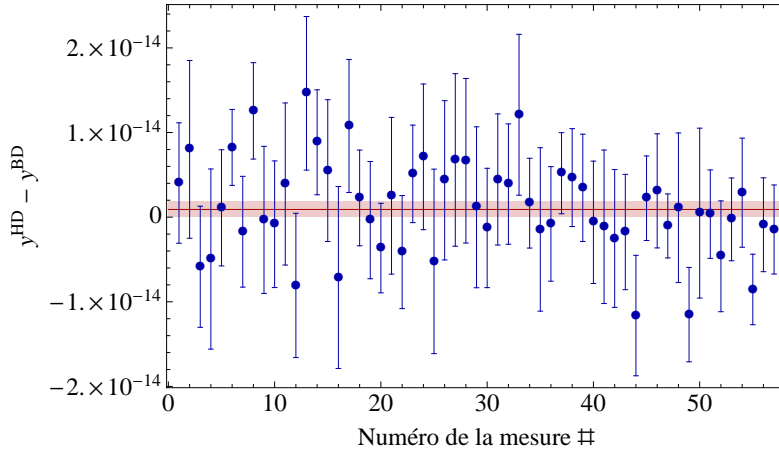


Figure 4.37: Mesure du déplacement de fréquence provoqué par les collisions. Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre haut flux et bas flux alternativement pour les fréquences de rotation f_+ et f_- de la trappe à lumière avec compensation du temps de transit. La droite rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données, soit $y^{\Delta n} = (0.85 \pm 1.10) \cdot 10^{-15}$.

déplacement de fréquence provoqué par les interactions atomiques présentes aux conditions normales de fonctionnement se calcule avec :

$$\frac{\Delta\nu_C}{\nu_0} = \frac{n^{\text{HD}}}{n^{\text{HD}} - n^{\text{BD}}} y_C \quad (4.51)$$

Sur la fontaine continue FOCS-2, avec une densité typique de $3.25 \cdot 10^5$ at/cm³, la contribution au budget d'incertitude de ce déplacement évaluée avec $y_C = (2.4 \pm 2.9) \cdot 10^{-15}$ est :

$$\frac{\Delta\nu_C}{\nu_0} = (7.9 \pm 12.4) \cdot 10^{-15}$$

où l'incertitude sur le rapport de densité a été reportée dans l'incertitude sur la valeur finale. Ce résultat constitue la première mesure expérimentale du déplacement de fréquence provoqué par les atomes froids d'un jet continu. Malgré la présence des gradients de phase dans la cavité micro-onde, nous constatons que la méthode développée ici permet d'obtenir une valeur compatible avec les prédictions théoriques ($\sim 10^{-16}$). Par ailleurs, la cohérence des résultats avec et sans compensation du temps de transit est encourageante. Grâce à la reproductibilité et la précision de cette technique, nous espérons être en mesure d'effectuer une évaluation directe du déplacement provoqué par les interactions atomiques dès le problème des gradients de phase résolu (c.f. section 4.6.2).

Grandeur	Valeur	Incertitude	Unité
α	-32.22	1.63	$10^{-13} \text{ s}^2/\text{m}^2$
β	-4.99	0.10	$10^{-13} \text{ s}/\text{m}$
$y^{\Delta\bar{n}}$	0.85	1.1	10^{-15}
Δv_+	-4	4	$10^{-3} \text{ m}/\text{s}$
Δv_-	2	4	$10^{-3} \text{ m}/\text{s}$
$\alpha/2 (\Delta v_+^2 + \Delta v_-^2)$	-0.3	0.8	10^{-16}
$\beta/2 (\Delta v_+ - \Delta v_-)$	1.5	1.9	10^{-15}

Table 4.3: Récapitulatif des valeurs numériques des résultats expérimentaux utilisés pour l'extraction du déplacement collisionnel avec compensation du temps de transit.

Contribution du gradient de phase radial

Afin de quantifier l'efficacité de la compensation des temps de transit, nous avons également calculé le déplacement de fréquence dû au gradient de phase radial engendré par les variations résiduelles de la vitesse des atomes. Le résultat de cette seconde analyse est présenté sur la figure 4.38. Dans ce cas, nous remarquons que l'ajustement de la vitesse de lancement du jet en fonction de la fréquence de rotation de la trappe à lumière permet de diminuer l'écart de fréquence induit par les perturbations des trajectoires atomiques. En effet, la valeur du terme proportionnel au gradient de phase a été significativement réduite par rapport à la mesure précédente pour atteindre $(-0.02 \pm 2.38) \cdot 10^{-15}$. Finalement, nous pouvons là aussi vérifier la cohérence de nos résultats en évaluant numériquement la formule 4.49 avec les variations de vitesse mesurées. Dans ces conditions, le calcul du gradient de phase résiduel de $(-1.3 \pm 3.8) \cdot 10^{-15}$ tend également à confirmer la validité de cette analyse.

4.5.5 Discussion

Dans cette partie, nous avons cherché à mettre en évidence le déplacement de fréquence provoqué par les collisions entre les atomes froids du jet continu actuellement perturbé par la présence des gradients de phase dans la cavité micro-onde. A l'aide d'une séquence de mesure particulière et de l'analyse de Fourier des franges de Ramsey, nous avons montré qu'il était théoriquement possible d'isoler le déplacement collisionnel présent dans la fontaine continue FOCS-2 et de donner une première estimation de sa valeur.

Dans un premier temps, l'évaluation sans compensation des temps de transit des variations de vitesse Δv_{\pm} entre la fréquence de rotation optimale f_{opt} et les deux fréquences de rotation f_+ et f_- par l'analyse de Fourier des franges de Ramsey et les mesures de gradient de phase réalisée dans la section pré-

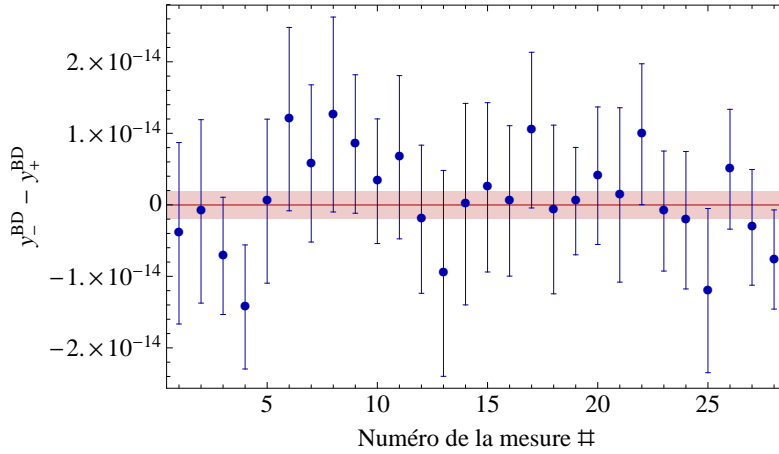


Figure 4.38: Mesure du déplacement de fréquence associé au gradient de phase radial résiduel (T^* constant). Les points représentent les différences de fréquence mesurées entre la fréquence de rotation du moteur supérieure $f_+ = 20.17$ Hz et la fréquence inférieure $f_- = 12.5$ Hz, tandis que la droite rouge indique la moyenne pondérée calculée à partir de l'ensemble des données, soit $(-0.02 \pm 2.38) \cdot 10^{-15}$.

cédente nous ont permis de d'évaluer l'effet des interactions atomiques à $(1.8 \pm 2.4) \cdot 10^{-15}$ pour le rapport de densité mesuré $\bar{n}^{\text{BD}}/\bar{n}^{\text{HD}} = 0.70 \pm 0.10$.

Les mesures effectuées ensuite en ajustant la vitesse de lancement de la mélasse mouvante, de manière à compenser les variations du temps de transit des atomes, ont permis de diminuer significativement l'importance de la contribution du gradient de phase radial. Toutefois, en raison de l'incertitude importante sur les variations de vitesse résiduelles mesurées, nous n'avons pas pu directement profiter de cette amélioration sur l'évaluation du terme proportionnel aux interactions atomiques. Cette seconde mesure a cependant confirmé le déplacement collisionnel mesuré sans compensation du temps de transit avec la valeur de $(7.9 \pm 12.4) \cdot 10^{-15}$ en fréquence relative et en conditions normales de fonctionnement (densité typique de $3.25 \cdot 10^5$ at/cm³).

Au final, si nous pouvons montrer que le déplacement collisionnel présent sur la fontaine continue est compatible avec les prédictions théoriques, soulignons que nous ne sommes actuellement pas capables de mesurer directement son effet sur la fréquence de l'horloge. Nous sommes convaincus que la réduction de deux ordres de grandeur de l'effet des gradients de phase présents dans la cavité micro-onde nous permettra rapidement d'évaluer l'influence des interactions atomiques et son incertitude à un niveau inférieur à 10^{-15} . Dans cette optique, nous imaginons également symétriser les différences de fréquences de rotation de la trappe à lumière autour de la fréquence optimale de sorte à produire une variation de vitesse identique pour f_+ et f_- .

Le formalisme développé dans cette section nous a permis de constater que lorsque $\Delta v_+ = \Delta v_- = \Delta v$, les expressions 4.48 et 4.49 se simplifient. Dans ce cas, l'utilisation de l'analyse de Fourier des franges de Ramsey ne serait plus nécessaire à la détermination des variations de vitesse et l'incertitude sur le déplacement collisionnel calculé serait encore diminuée.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des déplacements de fréquence actuellement évalués ou en cours d'évaluation sur la fontaine continue FOCS-2. Nous avons évalué les effets systématiques spécifiques au fonctionnement continu, ainsi que ceux pour lesquels les méthodes de mesure développées pour les fontaines pulsées n'étaient pas applicables.

Nous avons d'abord mesuré le déplacement radiatif provoqué par la lumière de fluorescence de la source et la lumière des lasers de refroidissement diffusée dans le résonateur atomique. Cette évaluation indirecte a été effectuée en mesurant le déplacement de fréquence avant l'installation du piège à lumière rotatif et l'intensité lumineuse avant et après celle-ci. En condition de fonctionnement optimal, nous avons montré que l'installation de la trappe à lumière permet de réduire les perturbations lumineuses de la source de $\sim 10^{-12}$ à un niveau négligeable de $-0.16 \cdot 10^{-15}$. Par ailleurs, la perturbation de fréquence provoquée par le faisceau de détection a également été évaluée par comparaison directe de la fréquence de l'horloge avec un maser de référence. En changeant alternativement la puissance du laser sonde utilisé pour exciter les atomes dans la région de détection, nous avons mesuré un biais de fréquence de $(-0.16 \pm 1.6) \cdot 10^{-15}$ en conditions normales de fonctionnement.

Le second déplacement de fréquence pour lequel nous avons dû développer des méthodes d'évaluation spécifiques est le déplacement Zeeman du deuxième ordre. En raison des contraintes géométriques imposées par le fonctionnement continu, la cartographie spatiale du champ magnétique dans toute la région d'évolution libre, en variant la vitesse de lancement des atomes, telle que proposée dans les fontaines pulsées, n'est pas applicable ici. Dans cette section, nous avons donc mis au point deux techniques complémentaires d'analyse *in situ* du champ magnétique sondé par le jet atomique : l'analyse de Fourier des franges de Ramsey et la spectroscopie temporelle des transitions Zeeman. Grâce à ces deux méthodes, nous avons pu mesurer l'homogénéité spatiale et temporelle du champ magnétique effectivement sondé par les atomes du jet le long de leur trajectoire lors de leur évolution libre, et l'incertitude sur le déplacement de fréquence mesuré a été réduite à $0.1 \cdot 10^{-15}$.

Les déplacements de fréquence, provoqués par un déphasage du champ électromagnétique d'interrogation, ont également été quantifiés. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'effet d'une différence globale de phase entre les deux zones d'interaction de la cavité coaxiale. En mesurant la différence de fréquence de l'horloge avec la cavité orientée dans chacune des positions, un déplacement de fréquence de $(3.82 \pm 1.76) \cdot 10^{-15}$ a été constaté. Toutefois, les incertitudes sur la symétrie des importants gradients de phase mesurés ne nous permettent actuellement pas d'affirmer que la fréquence du césium, non perturbé par le déphasage global, est exactement égal à la moyenne des déplacements de fréquence dans chacune des positions A et B du résonateur micro-onde.

Le déplacement de fréquence, induit par un gradient de phase radial dans la section du volume des trous de passage de la cavité traversés par les atomes, a aussi fait l'objet d'une étude préliminaire. Si les prédictions théoriques basées sur le modèle analytique du mode électromagnétique de cavité utilisé prévoyaient un effet relativement modéré, les premières mesures ont montré une différence de fréquence importante et inattendue selon la position de passage des atomes dans les trous du résonateur micro-onde. En masquant alternativement d'un côté et de l'autre le faisceau sonde, nous avons mis en évidence un déplacement de fréquence de $\sim 5 \cdot 10^{-14}$ provoqué par un gradient de phase radial linéaire de l'ordre de $-470 \mu\text{rad}/\text{mm}$ dans la cavité. Les mesures effectuées en variant la vitesse de lancement du jet dans la mélasse mouvante, et donc la position transverse des atomes dans le second trou de passage de la cavité micro-onde, ont permis de confirmer la valeur de la partie linéaire du gradient, tout en mettant également en lumière sa dépendance quadratique radiale. Dans ces conditions, la nécessité de réduire ce gradient d'au moins deux ordres de grandeur est inévitable au bon fonctionnement de l'horloge. Nous avons donc cherché à comprendre son origine au moyen d'une nouvelle simulation du mode du champ électromagnétique effectivement présent dans la cavité micro-onde coaxiale de FOCS-2. Les premières comparaisons entre les mesures réalisées et le modèle numérique sont encourageantes. Selon notre analyse, les gradients de phase sont provoqués par le couplage du mode TE_{021} avec le mode non résonnant TE_{611} , excité actuellement par la géométrie et la position des coupleurs. Grâce à ces résultats, nous espérons, à terme, être capables de proposer des modifications mécaniques de la cavité existante, afin de diminuer les gradients de phase et réduire l'incertitude liée à cet effet à quelques 10^{-16} .

Finalement, nous avons cherché à mettre en évidence l'effet des collisions entre les atomes froids du jet sur la fréquence de l'horloge. Afin d'isoler cette contribution, masquée par la présence du gradient de phase de la cavité, nous

avons cherché à tirer parti de la présence de la trappe à lumière présente dans la fontaine continue. En modifiant la vitesse du moteur électrostatique, nous avons vu qu'il est possible d'atténuer le flux atomique d'un facteur quelconque par rapport au flux nominal et cela symétriquement pour des fréquences de rotation supérieures et inférieures. Dans ces conditions, en moyennant les différences de fréquence mesurées à haute et basse densité, alternativement pour les fréquences de rotation supérieures et inférieures de la trappe, et en compensant la vitesse de lancement des atomes modifiée par ce dispositif, nous avons montré que le terme proportionnel à la partie linéaire du gradient de phase radial mesuré pouvait théoriquement s'annuler. Grâce à cette technique, nous avons donné une première valeur au déplacement de fréquence relatif proportionnel aux collisions du jet continu de $(7.9 \pm 12.4) \cdot 10^{-15}$ pour une densité atomique typique de $\bar{n} \simeq 3.25 \cdot 10^5$ at/cm³. Notons que si l'évaluation de ce biais est actuellement uniquement limitée par la présence des gradients de phase, cette étude sera poursuivie dès que la cavité micro-onde coaxiale aura été modifiée.

4.6.1 Budget d'incertitude de la fontaine FOCS-2

L'évaluation des différents effets systématiques du déplacement de la fréquence de la transition d'horloge, discutés dans ce chapitre et dans l'annexe C, nous conduit à la présentation du premier budget d'incertitude expérimental de la fontaine continue FOCS-2. Les mesures et les estimations réalisées au cours de ce travail sont récapitulées dans le tableau 4.4. La dernière ligne de la première partie du tableau donne une première image de l'incertitude de $1.6 \cdot 10^{-15}$ atteinte par l'étalon continu non perturbé par les gradients de phase de la cavité micro-onde, en décembre 2011, tandis que l'inexactitude totale est présentée sur la dernière ligne. Bien qu'à ce jour tous les biais n'aient pas encore été quantifiés, nous avons cependant identifié les effets majeurs liés au fonctionnement continu, et l'incertitude totale ne pourra qu'être diminuée au cours des prochains mois d'évaluation.

En l'état, le déplacement de fréquence provoqué par les gradients de phase dans la cavité micro-onde (*distributed cavity phase shift*) est la principale limitation des performances de l'horloge, puisque que nous ne sommes pas en mesure de donner une valeur pour ce biais en conditions normales de fonctionnement et que les mesures exploratoires ont mis en évidence des perturbations de fréquence de l'ordre de 10^{-13} . Par ailleurs, la présence de ces gradients de phase incontrôlés limite également l'évaluation du déplacement de fréquence provoqué par une différence globale de phase entre les deux zones d'interaction de la cavité coaxiale ainsi que l'évaluation du déplacement collisionnel. En effet, malgré nos efforts, nous ne pouvons actuellement pas mesurer indépendamment ces déplacements de fréquence et les incerti-

tudes données constituent des bornes supérieures.

A ce jour, la fontaine FOCS-2 est le seul étalon primaire de fréquence en développement opérant avec un jet continu d'atomes froids. Au-delà de la diversification de la réalisation de la seconde, son mode de fonctionnement unique offre des perspectives intéressantes pour la compréhension des effets dus aux cavités micro-ondes.

Déplacement	Valeur	Incertitude	Unité
Radiatif de la détection	-0.16	1.6	10^{-15}
Gravitationnel (Neuchâtel)	54.63	0.18	10^{-15}
Zeeman 2 ^e ordre	25.1	0.1	10^{-15}
Rayonnement du corps noir	-18.9	0.1	10^{-15}
Radiatif de la source	-0.16	0.05	10^{-15}
Rabi pulling	< 0.005	0.005	10^{-15}
Doppler 2 ^e ordre	-0.012	0.001	10^{-15}
Cavity pulling	-	-	10^{-15}
Total 1	60.5	1.6	10^{-15}
End-to-end phase shift	-1.9	0.9	10^{-15}
Collisionnel	7.9	12.4	10^{-15}
Distributed cavity phase shift	-	-	10^{-15}
Majorana	-	-	-
Fuites micro-ondes	-	-	-
Collisionnel avec le gaz résiduel	-	-	-
Stark continu	-	-	-
Ramsey pulling	-	-	-
Electronique	-	-	-
Total 2	66.5	12.5	10^{-15}

Table 4.4: Budget d'incertitude actuel (décembre 2011) en fréquence relative de la fontaine continue FOCS-2. La première partie du tableau présente les biais déjà évalués avec l'incertitude de l'étalon non perturbé par les gradients de phase dans la cavité micro-onde, la partie centrale présente la situation actuelle des mesures en cours et la dernière partie les effets restant à étudier.

4.6.2 Perspectives

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, les différents biais évalués à ce jour ont permis de développer les techniques de mesure adaptées au fonctionnement continu et de proposer un premier budget d'incertitude de référence. Fin 2011, la fontaine continue FOCS-2 a été déménagée à l'Office Fédéral de Métrologie à Berne, dans l'optique de contribuer au Temps Atomique International en tant qu'étalon primaire de fréquence. Les effets systématiques et les incertitudes présentés dans le tableau 4.4 seront complétés et mesurés à nouveau durant l'année 2012, dans les conditions de fonctionnement optimales offertes par ses nouveaux locaux, comme en témoigne la première mesure de stabilité, effectuée quelques jours après la remise en opération de l'horloge, illustrée sur la figure 4.39.

L'étude des gradients de phase de la cavité micro-onde va évidemment être poursuivie, tant au niveau théorique qu'au niveau expérimental. Grâce aux mesures proposées dans la section 4.4 et aux simulations numériques développées, nous espérons rapidement pouvoir apporter des propositions de modification de la conception mécanique du résonateur micro-onde. En diminuant les gradients de phase du champ électromagnétique de deux ordres de grandeur, nous serons en mesure d'évaluer les déplacements de fréquence liées à la cavité micro-onde coaxiale avec une incertitude de quelques 10^{-16} .

Au bénéfice de l'amélioration de la compréhension des gradients de phase de la cavité micro-onde, nous poursuivrons également l'évaluation du déplacement collisionnel selon la méthode décrite dans ce chapitre. En effet, en diminuant l'incertitude liée au couplage entre la phase sondée par les atomes et les modifications de la trajectoire atomique, nous espérons être capables de mesurer directement l'effet des collisions, ou du moins de réduire sa contribution au budget d'incertitude à un niveau négligeable.

Les éventuelles transitions de Majorana devront être analysées en poursuivant la cartographie du champ magnétique sondé par les atomes entre la mélasse mouvante et la cavité micro-onde.

Par la suite, l'influence des fuites micro-ondes devra être étudiée *in situ*, au même titre que l'effet des collisions avec le gaz résiduel présent dans le système à vide, l'effet Stark continu et le déplacement par Ramsey pulling.

Finalement, les éventuels déplacements de fréquence provoqués par l'électronique d'asservissement (effet des transitoires, de la phase de la détection synchrone, de la période de la modulation et de la symétrie de la modulation, etc.) seront analysés en mesurant de manière différentielle l'influence des dif-

férents paramètres sur la fréquence de l'horloge.

Dans ces conditions, nous espérons être capable de proposer, en 2012 déjà, un premier budget d'inexactitude complet de 10^{-15} d'incertitude.

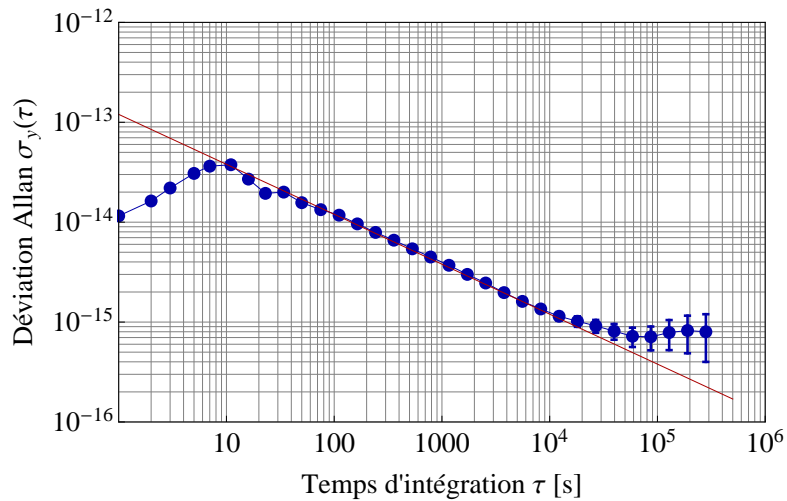


Figure 4.39: Déviaton Allan σ_y de la différence de fréquence entre la fontaine FOCS-2 et un maser à hydrogène en fonction du temps d'intégration. La ligne rouge indique $1.2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Cette mesure de 12 jours a été effectuée après la remise en fonction de l'horloge dans les locaux de l'Office Fédéral de Métrologie à Berne.

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'établir une première évaluation métrologique de la fontaine atomique FOCS-2. Au travers de méthodes spécialement développées pour le fonctionnement continu, nous avons cherché à améliorer les performances en stabilité et nous avons présenté les principaux effets systématiques de l'horloge en phase finale de développement au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel.

Stabilité

Dans la première partie de cette étude, nous avons décrit le développement et l'implémentation sur la fontaine continue d'une nouvelle méthode de préparation d'état, utilisée pour améliorer la stabilité de fréquence à court terme de l'étalon en augmentant le nombre d'atomes présents dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$.

Dans un premier temps, nous avons montré que l'utilisation d'un schéma de pompage optique à deux lasers pouvait être appliquée sur un jet d'atomes froids sans perte de flux. En effet, nous avons constaté qu'en désaccordant les fréquences des lasers par rapport aux résonances atomiques et en utilisant une géométrie du type réseau optique replié, il est possible de combiner préparation d'état et refroidissement Sisyphé. Dans ces conditions, avec un premier laser, polarisé σ , utilisé pour transférer les atomes dans l'état $F = 3$ et un second faisceau, polarisé π , utilisé pour exciter la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et pomper les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$, le refroidissement produit permet de compenser le réchauffement provoqué par les cycles de pompage, tout en augmentant sensiblement le signal utile. En utilisant cette technique, nous avons réussi à préparer 57% des atomes dans $|F = 3, m_F = 0\rangle$, soit un gain d'un facteur 6.5 par rapport à la situation sans préparation d'état. De plus, d'un point de vue métrologique, l'orientation atomique (asymétrie de la distribution de population sur les différents sous-niveaux Zeeman) du jet avec préparation d'état a été réduite d'un facteur 12, réduisant à un niveau négligeable les déplacements de fréquence provoqués par les transitions voisines.

Suite à cette analyse, l'influence de l'augmentation du signal $|F = 3, m_F = 0\rangle$ sur la stabilité de l'horloge a été mesurée. En comparant les rapports signal-sur-bruit avec et sans préparation d'état, nous avons montré que le schéma de pompage optique à deux lasers proposé dans ce travail n'augmentait pas le bruit technique du jet atomique et que la réduction du nombre d'atomes initialement dans $F = 4$ diminuait également le bruit associé à ces atomes inutiles. Ainsi, en fonctionnement normal, le rapport signal-sur-bruit de l'horloge a été amélioré d'un facteur 4 avec préparation d'état.

Finalement, nous avons directement mesuré la stabilité de fréquence de la fontaine continue avec un maser à hydrogène. Pratiquement, la stabilité de fréquence de l'horloge sans préparation d'état de $2.8 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ a été abaissée à $6 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$ avec préparation d'état. Par ailleurs, en comparant ces résultats avec les mesures du bruit du jet, nous avons constaté que dans les deux cas la stabilité était directement liée au bruit de grenaille des atomes. Ainsi, en comparant ce résultat à la limite de l'effet Dick des fontaines pulsées ($1 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2} - 2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$), calculée en utilisant un oscillateur local identique, nous avons montré expérimentalement que la stabilité à court terme de la fontaine continue FOCS-2 n'est pas limitée par le bruit de phase du signal d'interrogation.

Exactitude

La deuxième partie de ce travail était consacrée à l'étude d'effets systématiques dont l'influence ou la méthode d'évaluation sont propres au fonctionnement continu de l'horloge.

La première perturbation de fréquence que nous avons mesurée est celle provoquée par le déplacement radiatif produit par la lumière de fluorescence de la source et la lumière des lasers de refroidissement diffusée dans le résonateur atomique. Sans atténuation de l'intensité lumineuse, le déplacement mesuré en fréquence relative atteignait $\sim 10^{-12}$ et la difficulté d'évaluer ce décalage de manière indépendante rendait son incertitude inacceptable pour un étalon primaire visant une exactitude de 10^{-15} . Afin de réduire cette perturbation, un piège à lumière rotatif permettant le passage des atomes, mais bloquant la lumière en provenance de la source, a été installé en 2010 dans la fontaine FOCS-2. Avec ce dispositif, une atténuation d'un facteur $\sim 10^4$ de l'intensité lumineuse entrant dans la cavité micro-onde a été mesurée et le déplacement de fréquence radiatif résiduel et son incertitude ont ainsi pu être évalués à $(-0.16 \pm 0.05) \cdot 10^{-15}$. Par ailleurs, la perturbation de fréquence provoquée par le faisceau de détection a également été évaluée par comparaison directe de la fréquence de l'horloge avec un maser de référence. En changeant alternativement la puissance du laser sonde utilisé pour exciter les

atomes dans la région de détection, nous avons mesuré un biais de fréquence de $(-0.16 \pm 1.6) \cdot 10^{-15}$ en conditions normales de fonctionnement. Si actuellement l'incertitude associée à ce biais n'est pas acceptable, notons qu'il est prévu d'installer, à terme, un second piège à lumière du côté de la détection pour réduire cette perturbation à un niveau négligeable.

Le second biais de fréquence, dont l'évaluation a nécessité le développement de méthodes spécifiques, est le déplacement provoqué par l'effet Zeeman du deuxième ordre. Les contraintes géométriques imposées par le jet continu ne permettaient pas de cartographier le champ magnétique dans toute la région d'évolution libre en modifiant la vitesse de lancement des atomes selon la démarche pratiquée sur les fontaines pulsées. Deux techniques complémentaires d'analyse *in situ* du champ magnétique sondé par les atomes ont été mises au point : l'analyse de Fourier des franges de Ramsey et la spectroscopie temporelle des transitions Zeeman. L'homogénéité spatiale et temporelle du champ magnétique sondé par les atomes du jet le long de leur trajectoire durant leur évolution libre a ainsi pu être quantifiée. Au final, un déplacement de fréquence provoqué par l'effet Zeeman du 2^e ordre de $(25.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-15}$ a été évalué dans la fontaine continue.

Les effets liés à la phase du champ électromagnétique d'interrogation présent dans la cavité micro-onde coaxiale ont également fait l'objet d'une évaluation spécifique. Dans un premier temps, le déplacement de fréquence provoqué par une différence de phase globale entre les deux zones d'interaction du résonateur (*end-to-end phase shift*) a été mesuré en retournant la cavité micro-onde (*cavity reversal*). Ce dispositif, autorisant des rotations sous vide de 180° , a permis de mettre en évidence un déplacement relatif de $(3.82 \pm 1.76) \cdot 10^{-15}$ avec la cavité orientée dans chacune des positions.

Le déplacement de fréquence, provoqué par un gradient de phase radial dans la section de chacun des trous de passage de la cavité, a également fait l'objet d'une première étude. Pour ce faire, nous avons mesuré la fréquence des atomes en fonction de leur position de passage dans la cavité micro-onde au moyen de deux méthodes exploratoires. Ainsi, de manière indépendante, un gradient de phase radial du champ électromagnétique de quelques $-400 \mu\text{rad}/\text{mm}$ a été constaté à l'aide de ces deux techniques et ce dernier est potentiellement responsable d'un décalage de fréquence d'environ $1 \cdot 10^{-13}$ sur la section d'un trou de passage de la cavité micro-onde. Bien que ce déplacement soit probablement moins important en raison du moyennage effectué par la distribution de trajectoires atomiques, nous ne sommes actuellement pas en mesure de donner la valeur de ce biais en conditions normales de fonctionnement. Grâce au nouveau modèle numérique et aux simulations en cours de développement, nous espérons être rapidement capables de pro-

poser des modifications mécaniques de la cavité existante, afin de diminuer les gradients de phase et réduire l'incertitude liée à cet effet à quelques 10^{-16} .

Finalelement, le déplacement de fréquence provoqué par les interactions entre les atomes du jet continu a été analysé. En utilisant une séquence de mesure particulière, et avec la connaissance des trajectoires atomiques apportées par l'analyse de Fourier des franges de Ramsey, nous avons réussi à diminuer la perturbation apportée par les gradients de phase de la cavité micro-onde de sorte à mettre en évidence le déplacement collisionnel uniquement. Dans ces conditions, en utilisant la trappe à lumière rotative comme atténuateur de la densité atomique tout en ajustant la vitesse de lancement de la mélasse mouvante de manière à compenser les modifications du temps de transit des atomes induites par ce dispositif, nous avons pu donner une première valeur au déplacement de fréquence relatif proportionnel aux collisions du jet continu de $(7.9 \pm 12.4) \cdot 10^{-15}$ pour une densité atomique typique de $\bar{n} \simeq 3.25 \cdot 10^5$ at/cm³.

En décembre 2011, la fontaine continue FOCS-2 présentait au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel un budget d'incertitude partiel de $(66.5 \pm 12.5) \cdot 10^{-15}$. Son évaluation métrologique se poursuit actuellement dans ses locaux définitifs à l'Office Fédéral de Métrologie à Berne, et une première contribution au Temps Atomique International est espérée dans le courant de l'année 2012.

Annexe A

L'atome de césium 133

Dans cette annexe, nous reportons quelques paramètres et propriétés physiques de l'atome de césium 133 rencontrés au cours de ce travail et reproduit de [3] et [38] avec remerciement aux auteurs. Pour plus d'informations et d'explications à ce sujet, le lecteur peut se référer au livre de H. Metcalf [81] et au document de D.A. Steck [110].

Grandeur	Notation	Valeur
Numéro atomique	Z	55
Nombre de masse	A	133
Durée de vie du noyau	τ_n	∞
Masse atomique	m_{Cs}	$220.7 \cdot 10^{-27}$ kg
Température de fusion	T_{fus}	301.6 K
Température de vaporisation	T_{vap}	951.6 K

Table A.1: Propriétés physiques usuelles de l'atome de césium 133.

A.1 Structure des niveaux d'énergie

La figure A.1 présente les niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 dans l'état fondamental 6S et dans le premier état excité 6P.

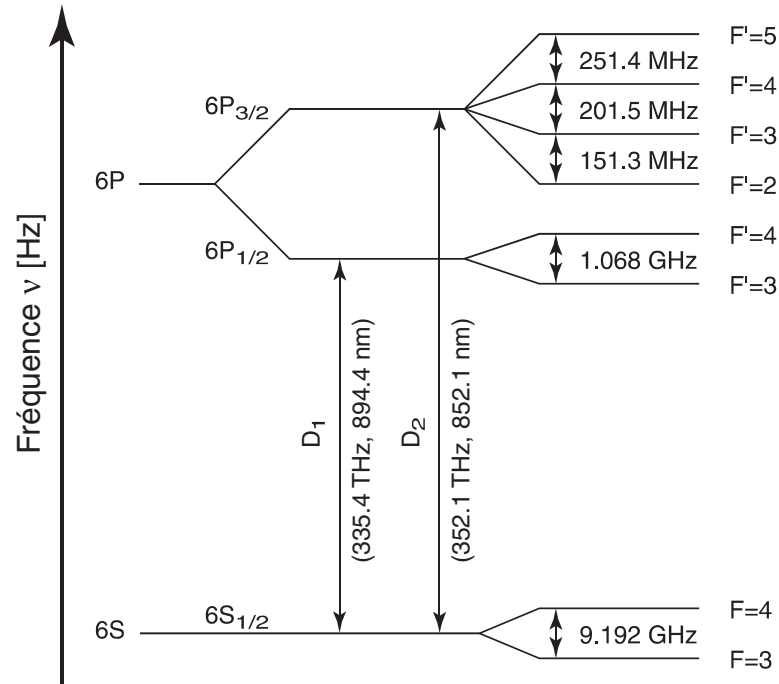


Figure A.1: Structure des niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 dans l'état fondamental 6S et dans le premier état excité 6P.

A.1.1 Structure de base

L'atome de césium 133 est un métal alcalin qui possède un seul électron de valence dans sa dernière couche électronique de nombre quantique principal $n = 6$. Les premiers niveaux d'énergie sont définis par les valeurs du moment cinétique orbital $\hbar\vec{L}$. L'état fondamental correspondant au niveau d'énergie minimum de l'atome (moment cinétique orbital nul $l = 0$) est noté 6S. Le premier état excité 6P (moment cinétique orbital $l = 1$) est séparé de l'état fondamental par une différence d'énergie de l'ordre de l'électron-volt. Cette transition est donc accessible par des radiations électromagnétiques dont la longueur d'onde appartient au domaine de l'optique (infrarouge).

A.1.2 Structure fine

La structure fine de l'atome est défini par le résultat du couplage entre le moment cinétique orbital $\hbar\vec{L}$ et le moment cinétique de spin $\hbar\vec{S}$ ($S=1/2$ pour l'atome de césium). Ainsi, le nombre quantique du moment cinétique électronique total ($\hbar\vec{J} = \hbar\vec{S} + \hbar\vec{L}$) prend la valeur $J = 1/2$ pour l'état fondamental $6S$ noté $6^2S_{1/2}$. Pour le premier état excité, les deux valeurs prises par le moment cinétique électronique total $J = 1/2$ et $J = 3/2$ provoquent une séparation du niveau $6P$ en deux sous-niveaux d'énergie différente, notés $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$. Aux transitions $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ et $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ correspondent deux raies d'absorption et d'émission distinctes du domaine optique notées D_1 ($\lambda_1 = 894.3$ nm) et D_2 ($\lambda_2 = 852.1$ nm)

A.1.3 Structure hyperfine

Le nombre quantique associé au moment cinétique du noyau atomique $\hbar\vec{I}$ vaut $I = 7/2$ pour l'atome de césium 133. Le moment cinétique total $\hbar\vec{F}$ définit la structure hyperfine de l'atome à travers le couplage entre le moment cinétique électronique total et le moment cinétique nucléaire $\hbar\vec{F} = \hbar\vec{J} + \hbar\vec{I}$. Pour l'état fondamental $6^2S_{1/2}$ et l'état excité $6^2P_{1/2}$, le nombre quantique F prend les valeurs $F = 3$ et $F = 4$, et une nouvelle séparation des niveaux d'énergie intervient. De la même manière, l'état $6^2P_{3/2}$ se scinde en quatre sous-niveaux distincts correspondant aux valeurs $F = 2, 3, 4$ et 5 . Les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental sont notés $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ tandis que ceux des niveaux excités sont désignés par la notation $|F' = i\rangle$ où $i = 2, 3, 4$ et 5 selon l'état considéré.

A.1.4 Structure Zeeman

En condition de champ magnétique nul, l'interaction magnétique entre les moments magnétiques du noyau $\vec{\mu}_I = g_I\mu_B\vec{I}$ et de l'électron célibataire $\vec{\mu}_J = g_J\mu_B\vec{S}$ (μ_B est le magnéton de Bohr et $g_{I,J}$ sont les facteurs de Landé du noyau et de l'électron) est responsable de la structure hyperfine de l'atome et de la levée de dégénérescence des sous-niveaux $F = 2, 3, 4$ et 5 des états $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$. Par ailleurs, lorsqu'un champ magnétique statique \vec{B}_0 est appliqué aux atomes, ce dernier définit un axe de quantification sur lequel le moment cinétique total $\hbar\vec{F}$ projeté ne peut prendre que des valeurs discrètes $\hbar m_F$, où $m_F \in [-F, F]$ est le nombre quantique magnétique associé à F . La structure hyperfine est à nouveau divisée en $(2F + 1)$ sous-niveaux hyperfins appelés sous-niveaux Zeeman dont l'écart en énergie est proportionnel au champ magnétique appliqué. La variation de l'énergie $E(F, m_F)$ des sous-niveaux Zeeman en fonction du champ magnétique appliqué est donnée par la formule de Breit-Rabi : $E(F, m_F) =$

$-\frac{1}{16}E_0 - g_I\mu_B B_0 m_F \pm \frac{1}{2}E_0 \left(1 + \frac{1}{2}m_F x + x^2\right)^{1/2}$ où $x = (g_J + g_I)\frac{\mu_B B_0}{E_0}$ et E_0 est l'énergie d'interaction hyperfine en champ nul dans l'état fondamental [1]. La figure A.2 présente la variation en énergie des différents sous-niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental en fonction du champ magnétique statique B_0 . Pour le césium 133, nous constatons qu'en champ faible, les sous-niveaux Zeeman $m_F = 0$ varient peu. Cette propriété est utilisée dans les étalons primaires de fréquence, puisque la transition atomique considérée est celle entre les niveaux $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$. En champ nul, la transition d'horloge vaut exactement $\nu_0 = 9\,192\,631\,770$ Hz.

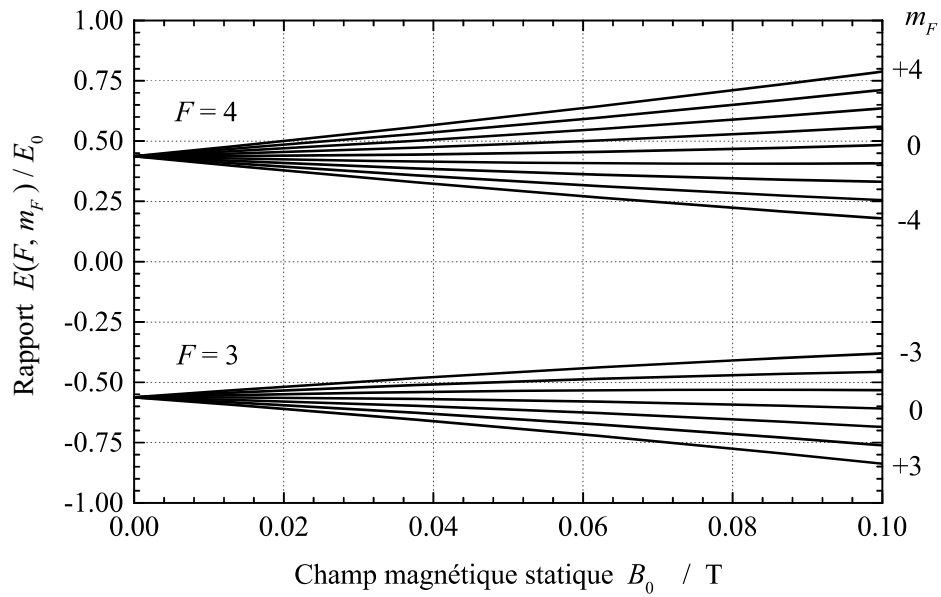


Figure A.2: Variation de l'énergie des sous-niveaux de structure hyperfine de l'atome de césium 133 dans l'état fondamental en fonction du champ magnétique statique B_0 selon la formule de Breit-Rabi

A.2 Transitions de la raie D_2

Sur la fontaine continue FOCS-2, le refroidissement et la manipulation des atomes par faisceaux laser utilisent les transitions optiques de la raie D_2 . La figure A.3 expose les probabilités relatives $(cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2$ des différentes transitions optiques entre les deux sous-niveaux Zeeman de cette raie optique [1]. La normalisation est effectuée par rapport à la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_F = 5\rangle$. Ces probabilités sont les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. m désigne le sous-niveau considéré et $\Delta m_F = 0, \pm 1$ le type de transition dipolaire électrique (π ou σ_{\pm}).

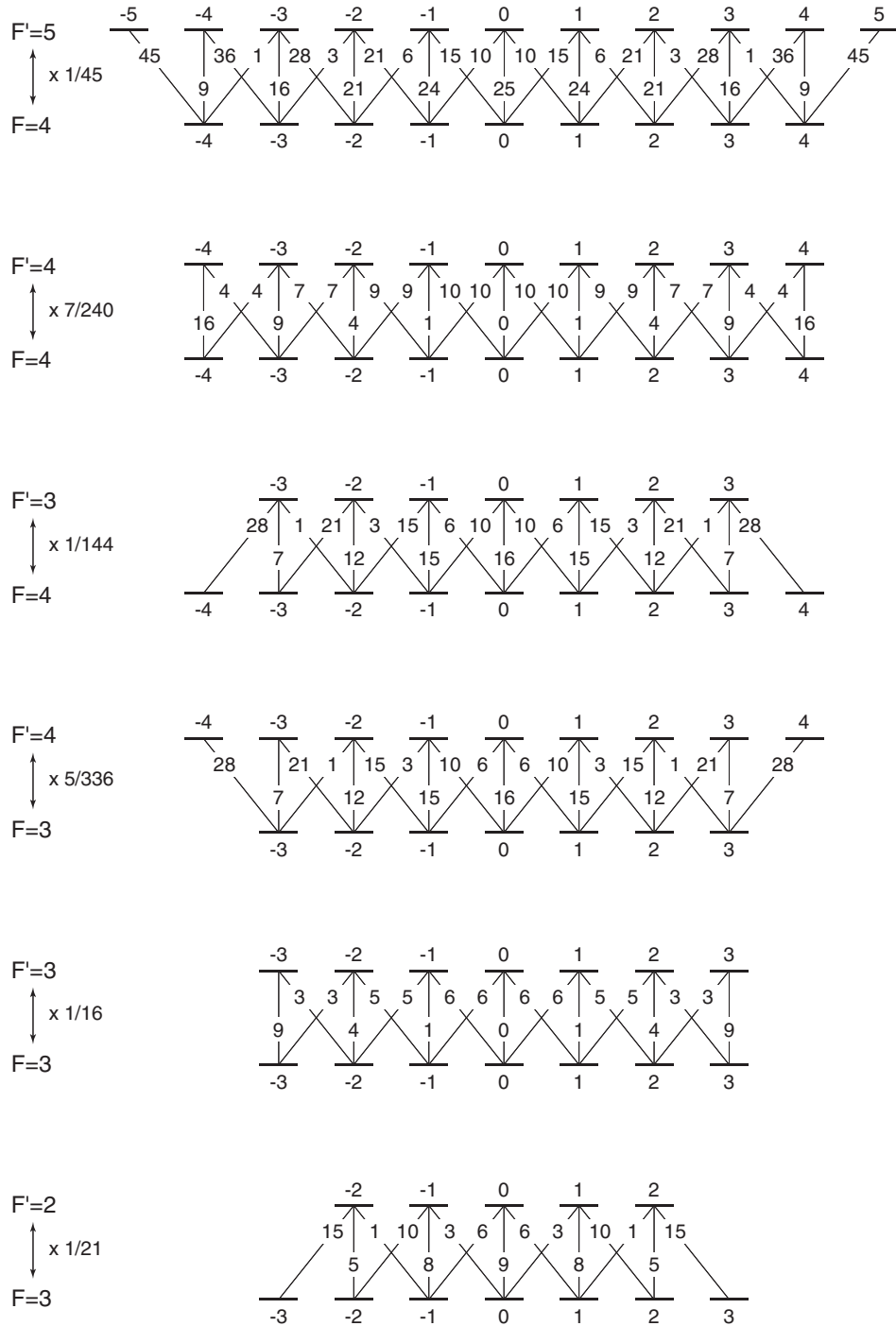


Figure A.3: Probabilités relatives $(cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2$ des transitions optiques entre sous-niveaux Zeeman pour la raie D₂ de l'atome de césium 133. La normalisation est effectuée par rapport à la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_F = 5\rangle$. Ces probabilités sont les carrés des éléments de matrice de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. m_F désigne le sous-niveau fondamental et $\Delta m_F = 0, \pm 1$ le type de transition dipolaire électrique.

A.2.1 Probabilités de transition

Lorsque la population des différents sous-niveaux Zeeman est uniforme (atome non polarisé), il est utile de moyenniser les probabilités $(cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2$ sur tous les sous-niveaux Zeeman mis en jeu. Ces probabilités moyennes sont les *rappports de branchement en absorption* $w_{ge'}$, en *émission stimulée* $w_{e'g}$ et en *émission spontanée* $a_{e'g}$:

$$w_{ge'} = \frac{1}{2F+1} \sum_{\substack{m_F \\ \Delta m_F=0 \text{ ou } 1}} (cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2 \quad (\text{A.1})$$

$$w_{e'g} = w_{ge'} \quad (\text{A.2})$$

$$a_{e'g} = \frac{1}{2F'+1} \sum_{\substack{m_F \\ \Delta m_F=0, \pm 1}} (cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2 \quad (\text{A.3})$$

Dans l'équation A.1 la somme porte sur les $(cg_{m_F}^{\Delta m_F})^2$ de l'une des trois transitions π ou σ_{\pm} . Par contre, dans l'équation A.3, la somme est effectuée sur les trois transitions π et σ_{\pm} . Les tableaux A.2 et A.3 contiennent les valeurs numériques calculées des rapports de branchement en absorption, en émission stimulée et en émission spontanée pour la raie D₂ de l'atome de césium.

$w_{ge'} = w_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
F=3	5/21	1/4	5/28	0
F=4	0	7/108	7/36	11/27

Table A.2: Rapport de branchement en absorption $w_{ge'}$ et en émission stimulée $w_{e'g}$ entre un état fondamental g et un état excité e' pour la raie D₂ de l'atome de césium 133.

$a_{e'g}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
F=3	1	3/4	5/12	0
F=4	0	1/4	7/12	1

Table A.3: Rapport de branchement en émission spontanée $a_{e'g}$ entre un état excité e' et un état fondamental g pour la raie D₂ de l'atome de césium 133.

Annexe B

Analyse des résultats expérimentaux

Dans cette annexe, nous décrivons la méthodologie appliquée au traitement des données expérimentales acquises lors de l'évaluation différentielle des effets systématiques de la fontaine continue. Nous présentons cette analyse sur les résultats de la mesure du déplacement de fréquence dû au déphasage du champ entre les deux zones d'interaction (*end-to-end phase shift*) exposés dans la section 4.4 du chapitre 4.

B.1 Suppression de la dérive du maser

La figure B.1 présente les données mesurées lors de l'évaluation du déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ électromagnétique entre les deux zones d'interaction micro-onde. Les points représentent alternativement l'écart de fréquence relatif mesuré entre la fréquence de la fontaine FOCS-2 et le maser à hydrogène pour chacune des positions de la cavité micro-onde (A et B) moyenné pendant trente minutes. Les barres d'erreur individuelles correspondent à la déviation Allan minimale calculée pour ce temps d'intégration. Afin de mettre en évidence le déplacement de fréquence provoqué par le retournement du résonateur sans se référer à la fréquence absolue du maser ni être perturbé par sa dérive sur la durée de la mesure, nous calculons pour chaque paire de points les différences simples B.1 et double B.2 :

$$\Delta y_i = y_{2i}^B - y_{2i-1}^A \quad \text{et} \quad \Delta y'_i = y_{2i+1}^A - y_{2i}^B \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta^2 y_i = \frac{\Delta y_i - \Delta y'_i}{2} = \frac{-y_{2i-1}^A + 2y_{2i}^B - y_{2i+1}^A}{2} \quad (\text{B.2})$$

où $i = 1, 2, \dots, \text{int}(\frac{M-1}{2})$ représente le numéro de la mesure et y^A (respectivement y^B) l'écart de fréquence relatif entre la fréquence de la fontaine et le

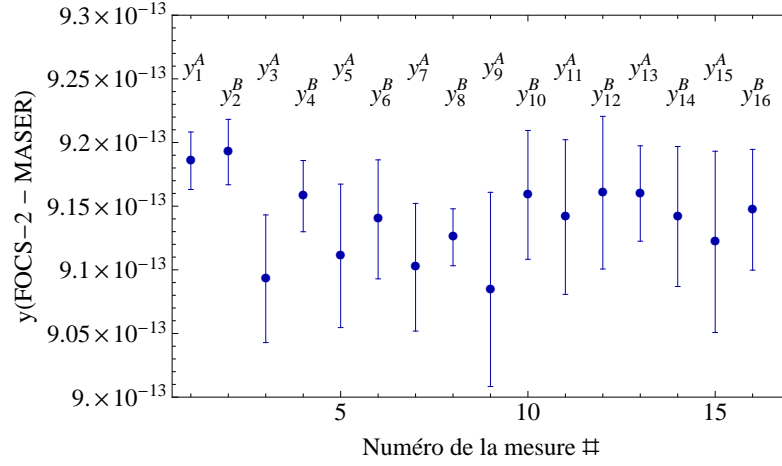


Figure B.1: Mesure du déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ électromagnétique entre les deux zones d'interaction. Ecarts de fréquence relatif entre la fontaine et le maser à hydrogène mesurés alternativement pour chacune des positions de la cavité micro-onde (A et B)

maser à hydrogène lorsque la cavité est dans la position A (respectivement B). Dans ces conditions, les barres d'erreur sur les différences sont calculées en effectuant la somme quadratique des erreurs individuelles selon ¹ :

$$\sigma_i^2 = \frac{(\sigma_{2i-1}^A)^2 + 2(\sigma_{2i}^B)^2 + (\sigma_{2i+1}^A)^2}{4} \quad (\text{B.3})$$

B.2 Déplacement de fréquence moyen et incertitude

Le déplacement de fréquence final B.4 et l'incertitude globale B.5 sont obtenus en utilisant les points $\Delta^2 y_i$ pondérés par les barres d'erreur individuelles σ_i selon [111] :

$$\mu = \frac{\sum_i (\Delta^2 y_i / \sigma_i^2)}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)} \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma_\mu^2 = \frac{1}{\sum_i (1 / \sigma_i^2)} \quad (\text{B.5})$$

La figure B.2 expose les différences finales calculées à partir des données expérimentales de la figure B.1 ainsi que le déplacement de fréquence moyen

1. Notons, qu'avec ce traitement, nous ne tenons pas compte des corrélations existantes entre les différents points y_i .

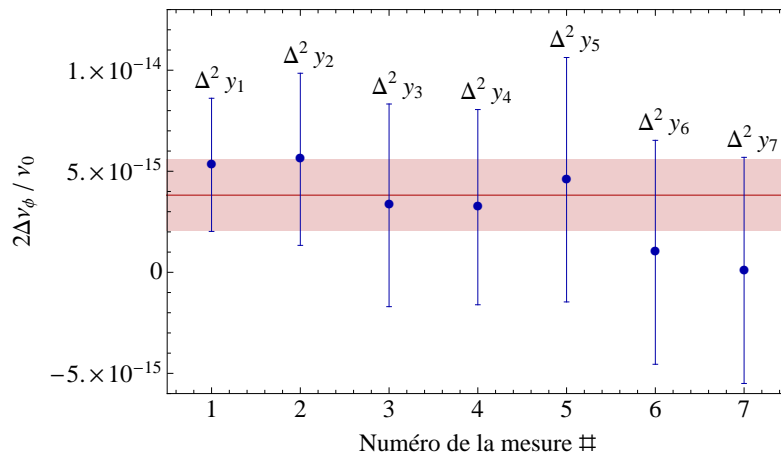


Figure B.2: Mesure du déplacement de fréquence dû à un déphasage du champ électromagnétique entre les deux zones d'interaction. Déplacement de fréquence calculé en supprimant la dérive du maser selon la formule B.2. La moyenne (droite rouge) et l'incertitude finale sont calculées avec les formules B.4 et B.5.

et son incertitude associée, tous deux obtenus à l'aide des formules B.4 et B.5.

Annexe C

Autres déplacements de fréquence

Dans cette annexe, nous discutons brièvement de l'évaluation des déplacements de fréquence "standards" dont les contributions au budget d'incertitude de la fontaine continue diffèrent peu par rapport aux fontaines pulsées. Nous donnons les valeurs des biais de fréquence du déplacement gravitationnel (*gravitational shift*), du déplacement dû à l'effet Doppler du deuxième ordre (*2^e order Doppler shift*), du déplacement dû au rayonnement du corps noir (*Blackbody shift*), du déplacement dû au Rabi pulling et finalement des déplacements provoqués par le tirage actif et passif par la cavité (*Cavity pulling*).

C.1 Déplacements relativistes

C.1.1 Déplacement gravitationnel

La définition de la seconde nous autorise à la réaliser en tant qu'intervalle de temps propre, quel que soit le potentiel gravitationnel ambiant. Pourtant, afin de rendre possible les comparaisons entre les horloges des différents laboratoires de métrologie et de donner une valeur unique au Temps Atomique International, chaque réalisation locale doit être référée par rapport au potentiel gravitationnel à la surface du géoïde. Ainsi, la fréquence de l'horloge mesurée doit être corrigée selon les lois de la Relativité Générale pour rendre compte de l'effet du potentiel gravitationnel terrestre. Le déplacement de fréquence en fonction de l'altitude au-dessus du géoïde se calcule avec la formule suivante (c.f. référence [1] pp.788-789) :

$$\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = \frac{g h}{c^2} \quad (\text{C.1})$$

où g est l'accélération gravitationnelle terrestre locale, h est l'altitude moyenne

de la zone d'évolution libre des atomes par rapport au géoïde terrestre et $c = 299\,792\,458$ m/s est la vitesse de la lumière.

Comme mentionné dans le chapitre 4, lors de cette première évaluation métrologique, la fontaine continue FOCS-2 était localisée dans les locaux du laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel. Ainsi, bien qu'aujourd'hui la fontaine ait été déplacée à l'Office Fédéral Suisse de Métrologie, au sein duquel, aussi bien la valeur locale de l'accélération gravitationnelle, que l'altitude par rapport au géoïde terrestre sont connues avec une précision bien supérieure, le déplacement gravitationnel présenté ici tient compte de son emplacement à Neuchâtel.

La position de l'horloge et de la hauteur moyenne de la zone d'évolution libre des atomes par rapport au géoïde de référence du système GPS $h = (500.7 \pm 1.1)$ m a été déterminée à partir de l'altitude de l'antenne située sur le toit de l'Université et des plans du bâtiment. L'accélération gravitationnelle utilisée est basée sur la cartographie régionale des zones de gravité du territoire Suisse réalisée par l'Office Fédéral de Métrologie. Nous utilisons la valeur de 9.806 ± 0.01 m/s donnée pour la région de Neuchâtel, avec une incertitude conservatrice puisque la valeur locale n'a pas été mesurée. Au final, en utilisant la formule C.1 nous obtenons un déplacement gravitationnel de :

$$\frac{\Delta\nu_G}{\nu_0} = (54.63 \pm 0.18) \cdot 10^{-15}$$

Notons que cette valeur est actuellement indicative puisque nous faisons l'approximation que le géoïde de référence du système GPS (WGS84) coïncide avec le géoïde d'altitude 0 et que la valeur de l'accélération gravitationnelle est constante jusqu'à cette référence.

C.1.2 Déplacement dû à l'effet Doppler du 2^e ordre

Le deuxième effet prédit par la théorie de la relativité provient de la dilatation du temps dans un référentiel en mouvement. Lorsque les atomes se déplacent par rapport à la micro-onde injectée dans la cavité, leur fréquence apparaît déplacée dans le référentiel statique du laboratoire (c.f. référence [1] pp. 789-795) :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = -\frac{v_{\text{rms}}^2}{2c^2} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \left(\frac{g h(t)}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v^2(t)}{c^2} \right) dt \quad (\text{C.3})$$

où v_{rms} est la vitesse moyenne des atomes dans la zone d'évolution libre (interrogation micro-onde et vol balistique) et $c = 299\,792\,458$ m/s est la vitesse de la lumière.

Si, dans les jets thermiques, la vitesse quadratique moyenne des atomes (≈ 200 m/s) provoquait un déplacement de fréquence important, l'utilisation d'atomes froids se déplaçant de quelques mètres par seconde diminue cet effet de près de quatre ordres de grandeur. Dans la fontaine continue, la vitesse moyenne des atomes pendant l'interrogation est de $v_{\text{rms}} = (1.49 \pm 0.03)$ m/s et nous obtenons alors un déplacement dû à l'effet Doppler du 2^e ordre de :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{D}}}{\nu_0} = (-0.012 \pm 0.001) \cdot 10^{-15}$$

Soulignons que cet effet est complètement négligeable pour notre budget d'incertitude¹.

C.2 Déplacement dû au rayonnement du corps noir

Lorsque les atomes sont soumis à un rayonnement électromagnétique pendant leur interaction micro-onde et durant leur vol balistique, le couplage induit avec les champs magnétiques (et électriques) oscillants produit un déplacement Zeeman de second ordre (respectivement un déplacement Stark de second ordre). Ainsi, à température non nulle, et selon l'avenant à la définition de la seconde de 1997 (BIPM [112]), les fréquences de tous les étalons primaires doivent être corrigées pour tenir compte du décalage produit par les radiations thermiques ambiantes du résonateur atomique. Dans les faits, le déplacement total est largement dominé par l'effet Stark dynamique [1] dû au rayonnement ambiant. Celui-ci est, en bonne approximation, le rayonnement d'un corps noir à la température de l'enceinte à vide du résonateur atomique [113, 114]. La formule suivante permet de calculer ce déplacement de fréquence de l'horloge :

$$\Delta\nu_{\text{BB}} = k_0 E_{T_0}^2 \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 \left[1 + \epsilon \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \quad (\text{C.4})$$

où $k_0 = -2.82 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2\text{V}^{-2}\text{s}^{-1}$ est la polarisabilité scalaire DC de la transition d'horloge [115, 116, 114, 117], $E_{T_0} = 831.9$ V/m est le champ électrique RMS de la radiation du corps noir à $T_0 = 300$ K, T est la température moyenne en Kelvin de la cavité micro-onde et de la zone d'évolution libre, $T_0 = 300$ K et $\epsilon = 0.013 \pm 0.001$ est un coefficient numérique évalué dans [118].

1. Cette affirmation est d'autant plus vraie que la valeur calculée ici ne tient pas compte du déplacement gravitationnel "dynamique" induit par le mouvement vertical des atomes le long de leurs trajectoires paraboliques qui, dans les fontaines atomiques, compense partiellement la contribution de l'effet Doppler du 2^e.

A Neuchâtel, la température des locaux abritant la fontaine continue est régulée par une climatisation autour de 22°C, tandis que la température du résonateur atomique de la fontaine continue est mesurée au moyen de cinq thermocouples positionnés sur le cylindre d'aluminium, à l'extérieur du système à vide, et de deux thermocouples collés de manière symétrique directement sur la cavité micro-onde. Ces capteurs (NTC 10k3A1), tous identiques, assurent une mesure de la température absolue à ± 0.1 K. Afin d'assurer la meilleure homogénéité thermique possible et donc de minimiser les gradients de température dans la zone d'évolution libre, l'ensemble de la chambre à vide est simplement laissé en équilibre thermique avec la salle. Ainsi, malgré la mauvaise isolation thermique du bâtiment et des variations journalières des locaux de ± 1 K, la constante de temps du système à vide limite ces fluctuations à $\pm 0.4^\circ$ K pour le cylindre en aluminium et à ± 0.1 K pour la cavité micro-onde. En prenant donc la moyenne des températures mesurées par les différentes sondes positionnées sur le résonateur atomique, soit $T = 295.65 \pm 0.4$ K⁽²⁾, et l'incertitude sur la température interne du cylindre déduite à partir des fluctuations externes, et de celles provenant de paramètre k_0 et du coefficient ϵ , nous obtenons un déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir de :

$$\frac{\Delta\nu_{\text{BB}}}{\nu_0} = (-18.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-15}$$

C.3 Rabi pulling

Un déplacement de fréquence par Rabi pulling apparaît lorsque la frange de Ramsey centrale interrogée repose sur un niveau de *background* légèrement incliné. En effet, lors de l'interrogation micro-onde, le champ présent dans la cavité peut également exciter hors résonance les transitions $\Delta m_F = 0$ des sous-niveaux Zeeman $|F = 3, m_F \neq 0\rangle$. Ainsi, si les populations initiales des états $|F = 3, -m_F\rangle$ et $|F = 3, m_F\rangle$ ne sont pas égales, le piédestal de Rabi de chaque transition va provoquer une inclinaison du niveau de *background* et donc une déformation de la frange centrale. La formule suivante permet de calculer le déplacement de fréquence résultant, lorsque nous considérons uniquement l'asymétrie entre les transitions des sous-niveaux $m_F = \pm 1$ en fonction de leur position en fréquence, par rapport à $m_F = 0$ (c.f. référence [119]) :

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{Rabi}} \cong & \frac{S_{-1} - S_{+1}}{S_0} \frac{\tau}{T} \\ & \times \frac{15\pi^5 \{4\Omega_Z\tau(1 + \cos\Omega_Z\tau) + [(\Omega_Z\tau)^2 - \pi^2] \sin\Omega_Z\tau\}}{256T [(\Omega_Z\tau)^2 - \pi^2]^3} \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

2. Rappelons que pour cette première évaluation, chaque mesure présentée a été réalisée à température ambiante.

où $\frac{S_{-1}-S_{+1}}{S_0}$ représente l'asymétrie mesurée entre chaque piédestal de Rabi des transitions $m_F = \pm 1$, τ est le temps d'interaction des atomes dans la cavité micro-onde et T est le temps de transit dans la zone d'évolution libre.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que le schéma de pompage optique à deux lasers permettait de diminuer l'asymétrie entre les transitions $m_F = 0$ et $m_F = \pm 1$, d'environ 35% sans préparation, à 5.8% avec préparation d'état. En introduisant les valeurs suivantes pour le temps d'interaction ($\tau \cong 11$ ms) et le temps de transit ($T \cong 0.5$ s) ainsi que la fréquence Zeeman mesurée à la section 4.3 ($\Omega_Z/2\pi \cong 515$ Hz), nous obtenons un déplacement de fréquence par Rabi pulling totalement négligeable dans le budget d'incertitude :

$$\left| \frac{\Delta\nu_{\text{Rabi}}}{\nu_0} \right| < 5 \cdot 10^{-18}$$

C.4 Tirage par la cavité actif et passif

Dans les fontaines pulsées, lorsque le nombre d'atomes présents dans la cavité micro-onde est important, ou que cette dernière n'est pas à résonance avec la fréquence atomique, le couplage entre le champ électromagnétique d'excitation et l'émission stimulée des atomes, et le schéma d'interrogation utilisé produisent un déplacement de la fréquence d'horloge [120]. Dépendant de la densité et du désaccord de la cavité par rapport à la fréquence des atomes, ces effets doivent être soit rendus négligeables en ajustant finement la résonance de la cavité, soit corrigés avec le déplacement collisionnel. Dans les faits, leurs influences peuvent être scindées en deux contributions : le tirage par la cavité dit actif, induit par les atomes présents dans la cavité désaccordée et le tirage par la cavité dit passif, dû à la fréquence de la résonance de la cavité par rapport à la transition d'horloge.

C.4.1 Tirage par la cavité actif

Malgré un flux d'atomes moyen équivalent aux fontaines pulsées, le fonctionnement différent de l'interrogation continue modifie complètement l'influence du tirage actif de la fréquence par la cavité micro-onde. En effet, à cause de la présence permanente d'atomes dans la cavité coaxiale et l'interaction simultanée et séparée spatialement, nous pouvons montrer qu'aucun déplacement de fréquence n'est provoqué par le jet atomique interrogé. Formellement, les probabilités de transition P_{+-} (atomes qui ont perçu une modulation de phase de $+\pi/4$ dans la première interaction et $-\pi/4$ dans la deuxième) et P_{-+} , ont été déduites en analysant sur la sphère de Bloch le schéma de modulation utilisé. D'après l'étude menée par Alain Joyet [121], les probabilités de transitions obtenues sont strictement égales :

$$P_{+-} = P_{-+} \cong \frac{1}{2} [1 + \sin(\Delta\varphi_+ + \Delta\varphi_-)] \quad (\text{C.6})$$

où $\Delta\varphi_{\pm}$ représente le déphasage total du champ initial dû aux atomes dans la cavité pour une modulation $\pm\pi/4$. De cette analyse géométrique des vecteurs de Bloch, nous pouvons alors déduire que le déplacement de fréquence est nul, quel que soit le désaccord entre la fréquence de résonance de la cavité et la fréquence de la transition d'horloge. Ainsi, les atomes présents dans la cavité ne sont pas responsables d'un déplacement de fréquence, mais uniquement d'une déformation symétrique de la frange centrale. Notons que cette analyse simplifiée ne tient compte ni du mode spatial réel du champ dans la cavité, ni de l'effet des transitoires de la modulation.

C.4.2 Tirage par la cavité passif

A l'instar des fontaines pulsées, le déplacement de fréquence dû au désaccord de la cavité coaxiale s'annule lorsque sa résonance coïncide avec la fréquence de la transition d'horloge. Toutefois, rappelons que lors de cette première évaluation, toutes les mesures ont été réalisées à température ambiante, soit à 1.8 MHz au-dessous de la résonance. Dans cette situation, la fréquence d'interrogation est éloignée de trois fois la largeur de la résonance et les calculs réalisés pour des faibles désaccords ne s'appliquent plus. L'estimation du déplacement de fréquence à grand désaccord a été réalisée de manière extensive dans la référence [122]. Le résultat donné ici est valable pour la situation la plus proche du cas réel, c'est-à-dire avec un jet non-monocinétique et une modulation carrée de phase. En négligeant les transitoires dus à la modulation lorsque l'asservissement en fréquence est enclenché, les deux signaux de sortie du résonateur correspondant à chaque demi-période de la modulation ($+\pi/4$ dans la première interaction et $-\pi/4$ dans la deuxième et inversement) sont identiques. Ainsi, de manière similaire au paragraphe précédent, le déplacement de fréquence résultant est égal à zéro, quel que soit le désaccord en fréquence de la cavité. En considérant donc uniquement les effet du tirage de la cavité, la modulation carrée de phase nous autorise à travailler indifféremment à n'importe quelle fréquence de résonance de la cavité, sans dégrader l'exactitude de la fontaine. Remarquons toutefois que cette conclusion n'est pas nécessairement valable en cas de fuites micro-onde en dehors de la cavité. En effet, lorsque la fréquence de la cavité n'est pas accordée sur la fréquence d'horloge, la puissance injectée doit être plus importante, et l'effet d'éventuelles fuites se manifeste également de manière plus marquée. Bien que cet effet soit potentiellement susceptible de limiter l'exactitude de l'horloge, nous n'avons pas encore étudié l'influence de la puissance micro-onde à travers le désaccord de la cavité sur la fréquence de l'étalon.

Annexe D

Equations de Bloch magnétiques

Dans cette annexe, nous présentons brièvement les équations de Bloch magnétiques utilisées pour calculer les probabilités de transition du niveau $|F = 3\rangle$ au niveau $|F = 4\rangle$ de l'atome de césium 133 lorsque ce dernier est excité par un champ magnétique radiofréquence [1, 123, 3].

D.0.3 Equations de Bloch

Le vecteur de Bloch est défini par $\vec{b}(t) = (u, v, w)$ et ses composantes décrivent l'état interne de l'atome :

$$u(t) = \frac{1}{2}(\rho_{ba} + \rho_{ab}) \quad (\text{D.1})$$

$$v(t) = \frac{i}{2}(\rho_{ba} - \rho_{ab}) \quad (\text{D.2})$$

$$w(t) = \frac{1}{2}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (\text{D.3})$$

$$(\text{D.4})$$

où ρ_{aa} , ρ_{ab} , ρ_{ba} et ρ_{bb} sont les différents éléments de la matrice densité des deux niveaux $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ du césium. Dès lors, u (respectivement v) est la composante du vecteur en phase (respectivement en quadrature) avec le champ magnétique oscillant et w représente la demi-différence de population entre les deux niveaux de l'atome. L'évolution de ce vecteur est donné par les équations :

$$\dot{u}(t) = \Delta\omega v(t) \quad (\text{D.5})$$

$$\dot{v}(t) = -\Delta\omega u(t) - \beta w(t) \quad (\text{D.6})$$

$$\dot{w}(t) = \beta v(t) \quad (\text{D.7})$$

où $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ est le désaccord entre la pulsation ω du champ RF et la pulsation ω_0 de la transition d'horloge de l'atome de césium 133, et $\beta = \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{\hbar}$ est la fréquence de Rabi magnétique. En utilisant le formalisme de l'algèbre linéaire, les équations de Bloch peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\vec{b}(t)}{dt} = M(\Omega_c, \phi, \Omega_0, t) \cdot \vec{b}(t) \quad (\text{D.8})$$

avec la matrice d'interaction M donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & \Delta\omega & 0 \\ -\Delta\omega & 0 & -\beta \\ 0 & \beta & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.9})$$

La solution du système s'écrit :

$$\vec{b}(t) = e^{Mt} \vec{b}_0 \quad (\text{D.10})$$

où $\vec{b}(t_0) = b_0$ est le vecteur de Bloch qui décrit les degrés de liberté internes de l'atome avant l'interaction. En utilisant la matrice M , nous pouvons montrer que :

$$M^3 = -\Omega^2 M \quad (\text{D.11})$$

avec $\Omega^2 = \beta^2 + (\Delta\omega)^2$. Dans ce cas, l'exponentielle e^{Mt} peut s'écrire sous forme de développement limité selon :

$$e^{Mt} = 1 + \frac{M}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{M^2}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega t)) \quad (\text{D.12})$$

Finalement, l'évolution de l'état interne initial $b_0 = (u_0, v_0, w_0)$ de l'atome est décrit avec :

$$\begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} = \left(1 + \frac{M}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{M^2}{\Omega^2} (1 - \cos(\Omega t)) \right) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.13})$$

D.0.4 Interrogation de Ramsey

Lorsque l'atome traverse une cavité de Ramsey, le vecteur de Bloch après interrogation se calcule avec :

$$\vec{b}_{\text{Ramsey}} = e^{M_3 \tau} e^{M_2 T} e^{M_1 \tau} \vec{b}_0 \quad (\text{D.14})$$

où $e^{M_1 \tau} = e^{M_3 \tau}$ représentent les deux interrogations micro-ondes pendant le temps de transit dans la cavité τ et $e^{M_2 T}$ décrit l'évolution libre des atomes ($\beta = 0$) pendant le temps de vol T . Dans ces conditions, les éléments de la

matrice décrivant l'interaction totale sont relativement compliqués et nous prions le lecteur de se référer à la thèse d'Alain Joyet [3] pour obtenir leurs valeurs.

D.0.5 Probabilité de transition

Lorsque les cohérences micro-ondes sont initialement nulles ($u_0 = v_0 = 0$), la probabilité de transition de la population initiale à l'état final se calcule avec :

$$P = \frac{1}{2} + w_f \quad (\text{D.15})$$

où w_f est la troisième composante du vecteur \vec{b}_f . Bien qu'il soit possible de calculer de manière complète l'inversion de population à la sortie de la cavité de Ramsey à l'aide de l'équation D.14 et des éléments de matrice donnés dans [3], nous exposons ici le résultat dans les conditions limites pour lesquelles la fréquence de la cavité est proche de la résonance atomique $\Delta\omega \ll \beta$ et la longueur des zones d'interactions est faible, comparée à la région d'évolution libre $\tau/T \ll 1$:

$$P = \frac{1}{2} \sin^2(\beta\tau)(1 + \cos(\Delta\omega T)) \quad (\text{D.16})$$

Dans ce cas, nous remarquons que l'amplitude de l'inversion de population d'une interrogation de Ramsey est maximale lorsque la puissance de la micro-onde est ajustée de telle manière à ce que $\beta\tau = \pi/2$ (pulse $\pi/2$) et minimale lorsque la puissance micro-onde vaut $\beta\tau = \pi$ (pulse π).

Annexe E

Bruit de phase du synthétiseur SDI

Le bruit d'intermodulation dans la fontaine continue FOCS-2 est estimé à partir des mesures du bruit de phase du synthétiseur de fréquence *Spectra-Dynamics Incorporated* CS-1 utilisé comme oscillateur local. Le schéma du principe de cette mesure, réalisée au Laboratoire Temps-Fréquence, est exposé sur la figure E.1. La densité spectrale de bruit de phase $S_\phi(f)$, mesurée sur le signal de sortie à 9 192 631 770 Hz du synthétiseur, est reportée sur la figure E.2.a, tandis que la densité spectrale de bruit de fréquence relative correspondante est représentée sur la figure E.2.b. Cette dernière est calculée à partir de la densité spectrale du bruit de phase avec $S_y(f) = (f/f_0)^2 S_\phi(f)$. La modélisation de la densité spectrale de bruit de fréquence relative par une loi de puissance du type $S_y(f) = \sum_\alpha h_\alpha f^\alpha$ permet d'obtenir les coefficients utilisés dans le calcul du bruit d'intermodulation mentionné dans le chapitre 3.

$$\begin{aligned}h_{-2} &= 2.37 \cdot 10^{-26} \text{ Hz} \\h_0 &= 2.37 \cdot 10^{-26} \text{ Hz}^{-1} \\h_1 &= 9.47 \cdot 10^{-29} \text{ Hz}^{-2} \\h_2 &= 4.73 \cdot 10^{-33} \text{ Hz}^{-3}\end{aligned}$$

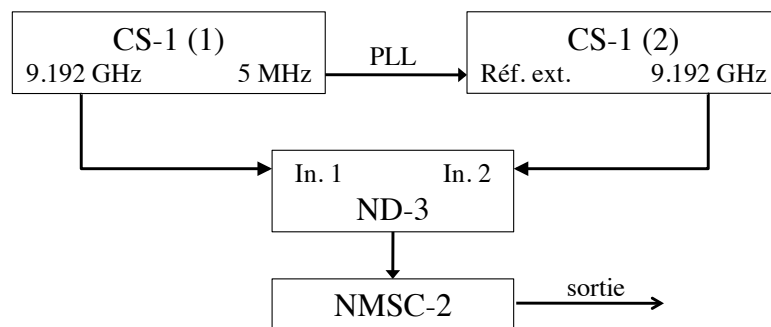


Figure E.1: Schéma du principe de la mesure du bruit de phase du synthétiseur *Cesium Synthesizer* CS-1 avec le système de détection *Noise Measurement System Controller* NMSC-2 de chez *SpectraDynamics Incorporated*. La densité spectrale de bruit de phase est mesurée en faisant battre, sur le détecteur *Noise Detector* ND-3, les signaux de sortie à 9 192 631 770 Hz de deux synthétiseurs de fréquence asservis en phase (bande passante ajustée entre 0.2 Hz et 1 Hz) pour des fréquences de Fourier comprises entre 10^{-1} Hz et 10^5 Hz.

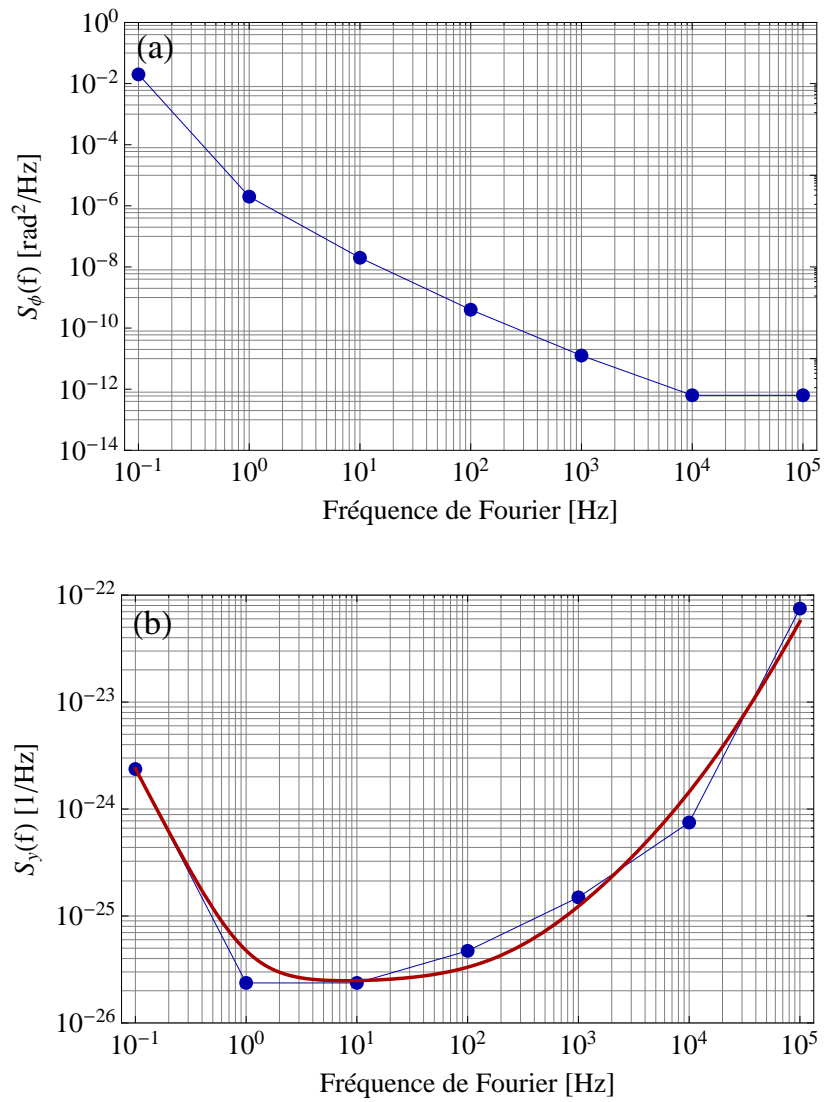


Figure E.2: (a) Densité spectrale de bruit de phase $S_\phi(f)$ du synthétiseur SDI mesurée sur le signal de sortie à 9 192 631 770 Hz. (b) Densité spectrale de bruit de fréquence relative $S_y(f)$ calculée à partir de la mesure ci-dessus. La courbe rouge est une modélisation par une loi de puissance du type $S_y(f) = \sum_\alpha h_\alpha f^\alpha$.

Annexe F

Publications et conférences

La plupart des résultats discutés dans ce travail ont été présentés lors de plusieurs conférences. Ils ont aussi fait l'objet de publications dans des revues de physique. Nous avons rassemblé ici les références à ces publications et conférences.

Publications

- [75] G. Di Domenico, L. Devenoges, C. Dumas, and P. Thomann. Combined quantum-state preparation and laser cooling of a continuous beam of cold atoms *Phys. Rev. A.* **82**, 053417 (2010).
- [86] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Fourier analysis of Ramsey fringes in a continuous atomic fountain for in situ magnetometry *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **56**, 11001 (2011).
- [80] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Uncertainty evaluation of the continuous cesium fountain frequency standard FOCS-2 *Proc. of the Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FC), 2011 Joint Conference of the IEEE International*, 2-5 May 2011, San Francisco, USA, (2011).
- [79] L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, P. Thomann, and G. Di Domenico. Improvement of the frequency stability below the Dick limit with a continuous atomic fountain clock *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control.* **59**, 211 (2012).

Conférences

1. *SPS 2009* : Joint annual meeting of ÖPG, SPS and ÖGAA (Austrian and Swiss Physical Society), Innsbruck, Austria, September 2009. Nous avons présenté un poster sur la trappe magnéto-optique bidimensionnelle intitulé : Generation of an intense and slow caesium atomic beam

- with a two-dimensional magneto-optical trap (L. Devenoges, G. Di Domenico, and P. Thomann).
2. *SPS 2010* : Annual meeting of the Swiss Physical Society, Bâle, Suisse, June 2010. Nous avons présenté un poster sur les prédictions numériques et les premiers résultats de la préparation d'état quantique intitulé : Quantum state preparation and laser cooling of a continuous atomic fountain with a single optical lattice (L. Devenoges, C. Dumas, P. Thomann, and G. Di Domenico).
 3. *ECAMP 2010* : 10th conference on atoms molecules and photons, Salamanca, Spain, July 2010. Nous avons présenté un poster sur les résultats finaux de l'étude de la préparation d'état combinée au refroidissement laser intitulé : Quantum state preparation and laser cooling of a continuous cold atomic beam in the same optical lattice (L. Devenoges, C. Dumas, P. Thomann, and G. Di Domenico).
 4. *EFTF 2011* : Joint conference of the IEEE IFCS and EFTF, San Francisco, California USA, May 2011. Nous avons présenté un poster sur l'amélioration de la stabilité grâce à la préparation d'état, qui a été sélectionné parmi les finalistes de la compétition des posters proposés par les étudiants intitulé : Simultaneous state preparation and laser cooling of a continuous cesium fountain frequency standard FOCS-2 : Impact on short term stability (L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann). Nous avons également donné une présentation orale sur l'état actuel de l'évaluation métrologique de la fontaine continue FOCS-2 intitulée : Uncertainty evaluation of the continuous cesium fountain frequency standard FOCS-2 (G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann).
 5. *SPS 2011* : Joint annual meeting of ÖPG, SPS and ÖGAA (Austrian and Swiss Physical Society, Lausanne, Suisse, June 2011. Nous avons présenté un poster sur la description de quelques aspects de l'évaluation métrologique de la fontaine continue FOCS-2 intitulé : Time and frequency metrology with laser cooled atoms : Evaluation of the Swiss continuous atomic fountain clock (L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann).
 6. *EGAS 2011* : 43rd congress of the european group on atomic systems, Fribourg, Suisse, July 2011. Nous avons donnée une présentation orale sur l'état actuel de l'évaluation métrologique de la fontaine continue FOCS-2 intitulée : Time and frequency metrology with laser cooled atoms : Evaluation of the Swiss continuous atomic fountain clock (L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann).
 7. *EFTF 2012* : 2012 European Frequency and Time Forum, Gothenburg, Sweden, April 2012. Nous allons présenter un poster sur les gradients

de phase de la cavité micro-onde coaxiale : Study of phase gradients in the swiss continuous atomic fountain frequency standard FOCS-2 (L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, P. Thomann, G. Di Domenico).

Bibliographie

- [1] J. Vanier and C. Audoin. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, 1989.
- [2] C. Audoin and B. Guinot. *Les fondements de la mesure du temps. Comment les fréquences atomique règlent le monde*. Masson, 1998.
- [3] A. Joyet. *Aspects métrologiques d'une fontaine continue à atomes froids*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, May 2003.
- [4] A. G Mann, G. Santarelli, S. Chang, A. N. Luiten, P. Laurent, C. Salomon, D. G. Blair, and A. Clairon. A high stability atomic fountain clock using a cryogenic sapphire interrogation oscillator. In *Proc. of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 13–17, Pasadena, USA, May 1998.
- [5] S. Weyers, B. Lipphardt, and H. Schnatz. Reaching the quantum limit in a fountain clock using a microwave oscillator phase locked to an ultrastable laser *Phys. Rev. A*. **79**, 031803 (2009).
- [6] N. F. Ramsey. A new molecular beam resonance method *Phys. Rev.* **76**, 996 (1949).
- [7] N. F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields *Phys. Rev.* **78**, 695–699 (1950).
- [8] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standard *Proc. IEEE*. **54**, 221–231 (1966).
- [9] F. Chapelet. *Fontaine atomique double de Césium et de Rubidium avec une exactitude de quelques 10^{-16} et applications*. PhD thesis, Univ. de Paris XI, Paris, May 2008.
- [10] A. Bauch. The PTB primary clocks CS1 and CS2 *Metrologia*. **42**, 43–54 (2005).
- [11] N. F. Ramsey. *Molecular beams*. Oxford University Press, 1956.
- [12] R. A. Naumann and H. H. Stroke. Apparatus upended : A short history of the fountain A-clock *Physics Today*. **49**, 89–90 (1996).
- [13] M. A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R. G. DeVoe. RF spectroscopy in an atomic fountain *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612–615 (1989).

- [14] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain *Europhys. Lett.* **16**, 165–170 (1991).
- [15] A. Clairon, S. Ghezali, G. Santarelli, P. Laurent, E. Simon, S. Lea, M. Bouhara, S. Weyers, and K. Szymaniec. The LPTF preliminary accuracy evaluation of cesium fountain frequency standard. In *Proc. of the 10th European Frequency and Time Forum*, Brighton, UK, March 1996.
- [16] S. Bize, P. Laurent, M. Abragall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, c. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbuch, 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).
- [17] T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker. NIST-F1 : recent improvements and accuracy evaluations *Metrologia.* **42**, 411–422 (2005).
- [18] F. Levi, D. Calonico, L. Lorini, and A. Godone. IEN-CsF1 primary frequency standard at INRIM : accuracy evaluation and TAI calibrations *Metrologia.* **43**, 545–555 (2006).
- [19] M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita, and M. Osokawa. Evaluation of caesium atomic fountain NICT-CsF1 *Metrologia.* **45**, 139–148 (2008).
- [20] V. Gerginov, N. Nemitz, S. Weyers, R. Schröder, D. Griebisch, and R. Wynands. Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2 *Metrologia.* **47**, 65–79 (2009).
- [21] K. Szymaniec, S. E. Park G. Marra, and W. Chalupczak. First accuracy evaluation of the NPL-CsF2 primary frequency standard *Metrologia.* **47**, 363–376 (2010).
- [22] G. J. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. In *Proc. of the 19th Precise Time and Time Interval meeting (PTTI)*, pages 133–147, Long Beach, USA, December 1987.
- [23] G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki. Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards. In *Proc. of the 22nd Precise Time and Time Interval meeting (PTTI)*, pages 487–508, Vienna, USA, December 1990.
- [24] J. Millo, M. Abgrall, M. Lours, E. M. L. English, H. Jiang, J. Guéna, A. Clairon, M. E. Tobar, S. Bize, Y. Le Coq, and G. Santarelli. Ultralow noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock *Appl. Phys. Lett.* **94**, 141105 (2009).
- [25] N. Sagna, G. Dudley, and P. Thomann. The capture process in spherical magneto-optical traps : experiment and 1D magnetic field models *J. Phys. B.* **28**, 3213–3224 (1995).

- [26] G. Dudle, N. Sagna, P. Thomann, E. Aucouturier, P. Petit, and N. Dimarcq. Generation of a continuous beam of cold cesium atoms. In *Proc. of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology*, Woods Hole, USA, October 1995.
- [27] G. Dudle. *Contribution au développement d'un étalon de fréquence primaire basé sur des atomes refroidis par faisceaux laser*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, 1996.
- [28] N. Sagna. *Refroidissement d'atomes de césium : étude expérimentale et théorique sur les caractéristiques du piégeage*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, 1996.
- [29] P. Berthoud, E. Fretel, A. Joyet, G. Dudle, and P. Thomann. Toward a primary frequency standard based on a continuous fountain of laser-cooled cesium atoms *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48**, 516–519 (1999).
- [30] P. Berthoud, E. Fretel, and P. Thomann. A bright, slow and continuous beam of laser-cooled cesium atoms *Phys. Rev. A.* **60**, 4241–4244 (1999).
- [31] P. Berthoud. *Développement d'une source continue d'atomes de césium refroidis par laser*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, March 2000.
- [32] A. Joyet, G. Mileti, G. Dudle, and P. Thomann. Theoretical study of the Dick effect in a continuously operated Ramsey resonator *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50**, 150–156 (2001).
- [33] J. Guéna, G. Dudle, and P. Thomann. An experimental study of intermodulation effects in an atomic fountain frequency standard *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **38**, 183–189 (2007).
- [34] A. Joyet, G. Di Domenico, G. Dudle, and P. Thomann. An alternative approach to primary Cs frequency standards. In *Proc. of the 22nd European Frequency and Time Forum*, Toulouse, France, April 2008.
- [35] G. Di Domenico, N. Castagna, G. Mileti, and P. Thomann. Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling *Phys. Rev. A.* **69**, 063403 (2004).
- [36] G. Di Domenico, N. Castagna, M.D. Plimmer, P. Thomann, A.V. Taiachenachev, and V.I. Yudin. On the stability of optical lattices *Laser physics.* **15**, 1674–1679 (2005).
- [37] N. Castagna, J. Guéna, M. D. Plimmer, and P. Thomann. A novel simplified two-dimensional magneto-optical trap as an intense source of slow cesium atoms *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **34**, 21–30 (2006).
- [38] G. Di Domenico. *Collimation d'un jet continu d'atomes de césium par refroidissement laser*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, June 2004.

- [39] N. Castagna. *An intense, highly collimated continuous cesium fountain*. PhD thesis, Univ. de Neuchâtel, Neuchâtel, April 2006.
- [40] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüeller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms *Phys. Rev. A*. **58**, 3891–3895 (1998).
- [41] 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).
- [42] S. I. Ohshima, Y. Nakadan, T. Ikegami, Y. Koga, R. Drullinger, and L. Hollberg. Compact magneto-optical sources of slow atoms *Opt. Commun.* **249**, 473–481 (2005).
- [43] L. Devenoges. Production d’un jet intense d’atomes de césium froids et lents avec une trappe magnéto-optique bidimensionnelle. Master’s thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, February 2009.
- [44] F. Füzesi, A. Jornod, P. Thomann, M. D. Plimmer, G. Dudle, R. Moser, L. Sache, and H. Bleuler. An electrostatic glass actuator for ultrahigh vacuum : A rotating light trap for continuous beams of laser-cooled atoms *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 103109 (2007).
- [45] D. Schenker. Moteur électrostatique assemblage. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2011.
- [46] S. Lecomte. Conception et réalisation d’un laser semiconducteur en cavité étendue et boucle d’asservissement. Technical report, Université de Neuchâtel, 1998.
- [47] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, AG. Mann, S. Chang, AN. Luiten, and C. Salomon. Quantum projection noise in an atomic fountain : A high stability cesium frequency standard *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619–4622 (1999).
- [48] P. Thomann and A. Joyet. Instabilité de fréquence d’une fontaine continue. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2010.
- [49] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. Dick, and A. Clairon. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control.* **45**, 887–894 (1998).
- [50] A. Joyet. Bruit d’intermodulation dans FOCS-2 et comparaison avec une fontaine pulsée ayant le même oscillateur local. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2011.
- [51] W. Gerlach and O. Stern. The directional quantisation in the magnetic field *Ann. Phys.* **74**, 673–697 (1924).

- [52] A. Kastler. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes - application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique *J. Phys. Radium*. **11**, 255–265 (1950).
- [53] J.-L. Picqué. Hyperfine optical pumping of a cesium atomic beam, and applications *Metrologia*. **13**, 115–119 (1977).
- [54] M. Arditi and J.-L. Picqué. A cesium beam atomic clock using laser optical pumping. preliminary tests *J. Physique Lett.* **41**, L379–L381 (1980).
- [55] S. I. Ohshima, Y. Nakadan, T. Ikegami, Y. Koga, R. Drullinger, and L. Hollberg. Characteristics of an optically pumped Cs frequency standard at the NRLM *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38**, 533–536 (1989).
- [56] P. Cerez, G. Theobald, V. Giordano, N. Dimarcq, and M. Delabacherie. Laser diode optically pumped cesium beam frequency standard investigations at LHA *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40**, 137–141 (1991).
- [57] E. de Clercq, M. de Labachellerie, G. Avila, P. Cerez, and M. Tetu. Laser diode optically pumped caesium beam *J. Physique*. **45**, 239–247 (1984).
- [58] G. Avila, V. Giordano, V. Candelier, E. de Clercq, G. Theobald, and P. Cerez. State selection in a cesium beam by laser-diode optical pumping *Phys. Rev. A*. **36**, 3719–3728 (1987).
- [59] P. Tremblay and C. Jacques. Optical pumping with two finite linewidth lasers *Phys. Rev. A*. **41**, 4989–4999 (1990).
- [60] G. Lucas-Leclin, P. Cérez, and N. Dimarcq. Laser-induced noise contribution due to imperfect atomic state preparation in an optically pumped caesium beam resonator *J. Phys. B*. **32**, 327–340 (1999).
- [61] N. Dimarcq, V. Giordano, C. Jacques, G. Théobald, and P. Cérez. Experimental study of two-laser optical pumping in a cesium clock. In *Proc. of the 5th European Frequency and Time Forum*, pages 187–189, Besançon, France, March 1991.
- [62] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia*. **35**, 25–61 (2001).
- [63] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, Ch. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, and E. M. Rasel. A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium *Eur. Phys. J. D*. **53**, 273–281 (2009).
- [64] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer *Phys. Rev. A*. **80**, 063604 (2009).

- [65] N. D. Bhaskar. Concentration of atomic population in any single-ground-state magnetic sublevel in alkali-metal vapors *Phys. Rev. A.* **47**, R4559–R4562 (1993).
- [66] S. Micalizio, A. Godone, F. Levi, and C. Calosso. Multistep preparation into a single Zeeman sublevel in a ^{87}Rb vapor cell : Theory and experiment *Phys. Rev. A.* **80**, 023419 (2009).
- [67] A. D. Boozer, R. Miller, T. E. Northup, A. Boca, and H. J. Kimble. Optical pumping via incoherent Raman transitions *Phys. Rev. A.* **76**, 063401 (2007).
- [68] Y.-Y. Jau, E. Miron, A. B. Post, N. N. Kuzma, and W. Happer. Push-Pull optical pumping of pure superposition states *Phys. Rev. Lett.* **93**, 160802 (2004).
- [69] S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin. Experimental preparation of pure superposition states of atoms via elliptically polarized bichromatic radiation *Opt. Lett.* **31**, 2060–2062 (2006).
- [70] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, and P. S. Jessen. Resolved-sideband Raman cooling to the ground state of an optical lattice *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149–4152 (1998).
- [71] V. Vuletić, C. Chin, A. J. Kerman, and S. Chu. Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5768–5771 (1998).
- [72] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu. High-brightness atom source for atomic fountains *Phys. Rev. A.* **63**, 051401 (2001).
- [73] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and L. Hollberg. Two-dimensional sideband Raman cooling and Zeeman-state preparation in an optical lattice *Phys. Rev. A.* **63**, 033402 (2001).
- [74] J. M. Choi, J. M. Kim, S. Y. Jeong, and D. Cho. Production of spin-polarized cold atoms by optical pumping in a magneto-optical trap *J. Korean Phys.* **46**, 425–430 (2005).
- [75] G. Di Domenico, L. Devenoges, C. Dumas, and P. Thomann. Combined quantum-state preparation and laser cooling of a continuous beam of cold atoms *Phys. Rev. A.* **82**, 053417 (2010).
- [76] G. Théobald, N. Dimarcq, V. Giordano, and P. Céréz. Ground state Zeeman coherence effects in an optically pumped cesium beam *Optics Communications.* **71**, 256–262 (1989).
- [77] M. Drewsen, U. Drodofsky, C. Weber, G. Schreiber, and J. Mlynek. Sisyphus polarization gradient laser cooling of Cr atoms on the $j = 3$, $j' = 2, 3$ and 4 transitions *J. Phys. B.* **29**, L843–L850 (1996).

- [78] H. Ellmann, J. Jersblad, and A. Kastberg. Temperatures transitions in 3D optical lattices influenced by neighbouring transitions *Eur. Phys. J. D.* **13**, 379–384 (2001).
- [79] L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, P. Thomann, and G. Di Domenico. Improvement of the frequency stability below the Dick limit with a continuous atomic fountain clock *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control.* **59**, 211–216 (2012).
- [80] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Joyet, A. Stefanov, and P. Thomann. Uncertainty evaluation of the continuous cesium fountain frequency standard FOCS-2. In *Proc. of the Joint Conference of the 65th IEEE international frequency control symposium and the 25th European frequency and time forum*, pages 129–133, San Francisco, USA, May 2011.
- [81] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [82] L. Devenoges, G. Di Domenico, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Measurement of the light shift in the atomic fountain FOCS-2. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, FOCS-2 evaluation report 3, 2011.
- [83] J. H. Shirley. Velocity distributions from the Fourier transforms of Ramsey line shapes. In *Proc. of the 43rd Annual Symposium on Frequency Control*, pages 162–167, Denver, USA, May 1989.
- [84] J. H. Shirley. Velocity distributions calculated from the Fourier transforms of Ramsey lineshapes *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46**, 117–121 (1997).
- [85] A. Makdissi and E. de Clercq. Theoretical study of the Dick effect in a continuously operated Ramsey resonator *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control.* **44**, 637–642 (1997).
- [86] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Fourier analysis of Ramsey fringes observed in a continuous atomic fountain for in situ magnetometry *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **56**, 11001 (2011).
- [87] J. H. Shirley and S. R. Jefferts. PARCS magnetic field measurement : low frequency Majorana transitions and magnetic field inhomogeneity. In *Proc. of the 2003 IEEE International*, pages 1072–1075, Tampa, USA, May 2003.
- [88] G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Stefanov, A. Joyet, and P. Thomann. Measurement of the magnetic field profile in the atomic fountain FOCS-2 using Zeeman spectroscopy. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, FOCS-2 evaluation report 2, 2011.

- [89] A. Stefanov, G. Di Domenico, L. Devenoges, A. Joyet, and P. Thomann. Fourier analysis of Ramsey fringes in a continuous atomic fountain for in situ velocimetry and magnetometry. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, FOCS-2 evaluation report 1, 2011.
- [90] J. Guéna, S. Bize, R. Li, and K. Gibble. Quantitative evaluation of distributed cavity phase shifts to improve the accuracy of SYRTE FO2. In *Proc. of the Joint Conference of the 65th IEEE international frequency control symposium and the 25th European frequency and time forum*, San Francisco, USA, May 2011.
- [91] J. Guéna, R. Li, K. Gibble, S. Bize, and A. Clairon. Evaluation of Doppler shifts to improve the accuracy of primary atomic fountain clock *Phys. Rev. Lett.* **106**, 130801 (2011).
- [92] R. Li, K. Gibble, and K. Szymaniec. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard : evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts *Metrologia.* **48**, 283 (2011).
- [93] S. Weyers, V. Gerginov, N. Nemitz, R. Li, and K. Gibble. Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2 *Metrologia.* **49**, 82 (2011).
- [94] A. Hernandez, E. Martin, J. Margineda, and J. M. Zamarro. Resonant cavities for measuring the surface resistance of metals at X-band frequencies *J. Phy. E : Sci. Instrum.* **19**, 222–225 (1986).
- [95] A. Bauch, B. Fischer, T. Heindorff, and R. Schröder. Some results and an estimate of the current uncertainty of the PTB's reconstructed primary clock CS1 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48**, 508–511 (1999).
- [96] G. Vecchi and A. De Marchi. Spatial phase variations in a TE₀₁₁ microwave cavity for use in a cesium fountain primary frequency standard *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **42**, 434–438 (1993).
- [97] A. Khursheed and A. De Marchi. Spatial phase distributions within cavities for cesium fountain standards. In *Proc. of the 8th European Frequency and Time Forum*, München, Germany, March 1994.
- [98] A. Khursheed, G. Vecchi, and A. De Marchi. On the dependence of spatial phase variations with the RF source in cavities for Cesium fountain standards. In *Proc. of the 9th European Frequency and Time Forum*, Besançon, France, March 1995.
- [99] 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. Ultrason., Ferroelectr., Freq. Control.* **43**, 201–210 (1996).

- [100] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof, and D. van Bragt. Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic fountain *Phys. Rev. A* **45**, R2671–R2673 (1992).
- [101] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, and C. J. Williams. Collisional frequency shifts in ^{133}Cs fountain clocks *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3743–3746 (2001).
- [102] K. Gibble and S. Chu. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultra cold collisions *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771–1774 (1993).
- [103] S. Ghezali, Ph. Laurent, S. N. Lea, and A. Clairon. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard *Europhys. Lett.* **36**, 25–30 (1996).
- [104] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, C. Clairon, C. Salomon, and C. Williams. Cold collision frequency shift in a ^{87}Rb atomic fountain *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3117–3120 (2000).
- [105] M. M. T. Loy. Observation of population inversion by optical adiabatic rapid passage *Phys. Rev. Lett.* **32**, 814–817 (1974).
- [106] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, and C. Salomon. Three dimensional Raman cooling using velocity selective rapid adiabatic passage *OSA TOPS on Ultracold Atoms and BEC*. **7**, 58–65 (1996).
- [107] F. Pereira Dos Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, and A. Clairon. Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233004 (2002).
- [108] H. Marion. *Contrôle des collisions froides du ^{133}Cs . Tests de la variation de la constante de structure fine à l'aide d'une fontaine atomique double Rubidium-Césium*. PhD thesis, Univ. de Paris VI, Paris, 2005.
- [109] K. Szymaniec, W. Chalupczak, E. Tiesinga, C. J. Williams, S. Weyers, and R. Wynands. Cancellation of the collisional frequency shift in caesium fountain clocks *Phys. Rev. Lett.* **98**, 153002 (2007).
- [110] D. A. Steck. Cesium D line data, 2002.
- [111] P. R. Bevington and D. K. Robinson. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. McGraw-Hill Companies, 1992.
- [112] Bureau international des poids de mesures. Le système international d'unité.
- [113] W. M. Itano, L. L. Lewis, and D. J. Wineland. Shift of $^2\text{S}_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation *Phys. Rev. A*. **25**, 1233 (1982).
- [114] 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**, 436–439 (1998).

- [115] A. Bauch and R. Schröder. Experimental verification of the shift of the cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation *Phys. Rev. Lett.* **78**, 622–625 (1997).
- [116] R. Augustin, A. Bauch, and R. Schröder. Shift of the caesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation experimental verification and related studies. In *Proc. of the 11th European Frequency and Time Forum*, pages 47–52, Neuchâtel, Suisse, March 1997.
- [117] J.-L. Robyr, P. Knowles, and A. Weiss. CPT-pump-probe measurement of the Cs clock transition DC Stark shift. In *Proc. of the Joint Conference of the 65th IEEE international frequency control symposium and the 25th European frequency and time forum*, pages 889–892, San Francisco, USA, May 2011.
- [118] 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).
- [119] A. Joyet. Résumé de l'estimation du Rabi pulling dû aux transitions $m = \pm 1$. Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2011.
- [120] S. Bize, Y. Sortais, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon. Cavity frequency pulling in cold atom fountains *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50**, 503–506 (2001).
- [121] A. Joyet. Tirage par la cavité actif (dû aux atomes dans la cavité). Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2011.
- [122] A. Joyet. Tirage par la cavité passif (dû à la résonance de la cavité). Technical report, LTF, Université de Neuchâtel, 2011.
- [123] E. Lippert and J. D. Macomber. *Dynamics During Spectroscopic Transitions*. Springer Verlag, 1995.