



HAL
open science

Horloge atomique Cs à piégeage cohérent de population avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey

Grégoire Coget

► **To cite this version:**

Grégoire Coget. Horloge atomique Cs à piégeage cohérent de population avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2018. Français. NNT : 2018UBFCD064 . tel-02144026

HAL Id: tel-02144026

<https://theses.hal.science/tel-02144026>

Submitted on 29 May 2019

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE COMTÉ**

Ecole doctorale n°37
SPIM

Doctorat de sciences de l'ingénieur

Par
M. COGET Grégoire

Horloge atomique Cs à piégeage cohérent de population
avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 12 décembre 2018

Composition du Jury :

GIORDANO Vincent	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST, UBFC	Président
GARRIDO ALZAR Carlos	Chargé de recherche CNRS, HDR, SYRTE	Rapporteur
KNOOP Martina	Directrice de Recherche CNRS, Université Aix-Marseille	Rapporteuse
NEZ François	Directeur de recherche CNRS, Laboratoire Kastler Brossel	Examineur
ESNAULT Francois-Xavier	Docteur-Ingénieur CNES	Examineur
BOUDOT Rodolphe	Chargé de recherche CNRS, HDR, FEMTO-ST, UBFC	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu les membres du jury, Martina Knoop, Carlos Garrido Alzar, Vincent Giordano, François Nez, François-Xavier Esnault et Rodolphe Boudot, pour leur vif intérêt à mes travaux de recherche et pour leur disponibilité.

Je remercie Rodolphe Boudot, mon directeur de thèse, d'avoir cru en moi et de m'avoir accepté en thèse. J'ai pris grand plaisir à découvrir le monde des horloges atomiques et du temps-fréquence durant ces trois ans passés au laboratoire. Je le remercie pour sa patience lors de la rédaction de ma thèse et sa disponibilité en fin de thèse malgré son départ aux Etats-Unis pour une mise à disposition. Je remercie Moustafa Abdel Hafiz pour l'aide apportée. Il restera pour moi le super héros des expérimentateurs. 'Un problème sur l'horloge ? Pas de soucis j'arrive'. En moins de 5 min, le problème en était plus un (je tiens à préciser qu'il n'y a pas d'exagération sur les 5 minutes). Toujours disponible, toujours souriant, on ne peut rêver mieux comme partenaire de manip pour une thèse. Je remercie Moustafa pour tous ces moments passés ensemble autour de l'horloge ou pour m'avoir fait découvrir l'escalade. Je tiens aussi à remercier Michael Petersen pour les discussions que l'on a pu avoir (on n'était pas toujours d'accord et la plupart du temps on racontait la même chose sans se comprendre, mais j'ai adoré toutes ces discussions). Merci à Michael d'avoir été présent quand Moustafa et Rodolphe furent partis vers d'autres horizons à la fin de ma thèse.

Je remercie mes co-bureaux. Avec Baptiste, nous sommes arrivés le même jour et nous nous sommes accompagnés dans la perte progressive de notre état mental. Durant les derniers mois de la thèse, nous ne communiquions presque plus que par des bruits d'hommes des cavernes. Mais la communication était toujours présente et pour cela je le remercie. Je remercie aussi Falzon et Maroua, arrivés en cour de route dans le bureau et qui nous (m') ont supporté. Ces trois années furent aussi plus agréables grâce à vous.

Je tiens aussi à remercier mes amis de FEMTO-ST, Stefania, Sabina, François, Alex, Alok, Guillaume, Melvin (je t'aime Melvin), Giacomo, Raya, Gautier, Séverine, Xavier pour toutes ces soirées inoubliables. Passer trois ans avec vous fut l'un des meilleurs aspects de ma thèse. Avoir un groupe d'amis aussi soudé fut pour moi quelque chose de précieux. Je tiens à remercier particulièrement Étienne et Jérémy (meilleur pâtissier jamais rencontré). On a commencé et terminé notre thèse ensemble (trois thèses en deux jours, ce n'est pas trop mal). Merci pour ce voyage aux USA et ces soirées à thème où nous n'avons jamais réussi à avoir une estimation correcte du buffet. Il faut que l'on continue à s'entraîner.

Je remercie aussi le laboratoire FEMTO-ST de m'avoir accueilli et en particulier les membres du département Temps-fréquence qui m'ont aidé durant ces trois ans : Jacques Millo, Clément Lacroûte, Yann Kersalé, Vincent Giordano, Enrico Rubiola, Jean-Michel Friedt, Marion Delehay, Valérie Pétrini, Benoît Dubois, Yannick Gruson, Philippe Abbé, Cyrus Rocher, Rémy Vicarini, Christophe Cadot, Christophe Fluhr... Et bien d'autres encore, mais la liste est bien trop longue. Merci à Fabienne Cornu et Sarah Djaouti de m'avoir aidé à traverser la dure voie qu'est l'administration. Merci à Claudio Calosso de l'INRIM pour son aide précieuse apportée durant ma thèse.

Enfin, je remercie les personnes que j'ai pu rencontrer au cours de ces trois années. Sonia, Charlyne, vous êtes la preuve que les formations doctorales sont utiles. Elles permettent de rencontrer de formidables personnes telles que vous. Inès, Marjorie, je vous

remercie de m'avoir accueilli à Besançon dans cette tumultueuse colocation et de m'avoir fait découvrir le monde des défilés de mode. Merci à l'Expérimentarium pour l'aventure et les rencontres humaines que vous m'avez apporté. Merci à Alejandro et Charles, qui sont plus que des amis de licence. On formera toujours un triangle car 42 sera toujours la réponse. Je remercie aussi Baptiste L. qui est la personne qui m'a fait découvrir la jungle qu'est le milieu de la recherche, avec ces hauts et ces bas et qui fut toujours là pour m'apporter un support.

Pour finir, je tiens à remercier mes parents qui m'ont toujours soutenu. Ça y est j'ai enfin fini les études. Je remercie aussi Inès A. . Sans toi, la période de rédaction aurait été beaucoup plus dure. Merci d'être présente à mes côtés.

Table des Matières

Remerciements	2
Table des Matières	4
Introduction	6
Chapitre I Horloges Atomiques Compactes	10
I.1 Principe de base d'une horloge atomique	10
I.2 Outils de caractérisation	11
I.2.1 Généralités	11
I.2.2 Domaine Temporel	12
I.2.3 Domaine Fréquentiel	13
I.2.4 Stabilité de fréquence d'une horloge atomique	15
I.3 Horloges atomiques compactes de haute-performance	15
I.3.1 Introduction	15
I.3.2 Applications des horloges atomiques compactes	16
I.3.3 Horloges atomiques compactes commerciales	17
I.3.4 Horloges atomiques compactes de nouvelle génération	22
I.3.5 Résumé	33
Chapitre II Physique de base des horloges CPT	36
II.1 Le phénomène CPT	36
II.1.1 Description du principe physique CPT	36
II.1.2 Résonance CPT	39
II.1.3 Sources de bruit, déplacements de fréquence de la transition d'horloge et déplacement et élargissement des transitions optiques	44
II.2 Schémas de pompage CPT optimisés	51
II.2.1 Schémas de pompage CPT double- Λ	52
II.2.2 Résumé	55
II.3 Conclusion	55
Chapitre III Banc expérimental	57
III.1 Description générale	57
III.2 Système Laser	59
III.3 Modulateur électro-optique (EOM)	61
III.4 Stabilisation de la fréquence laser	64
III.5 Modulateur acousto-optique (AOM)	67
III.6 Oscillateur local, synthèse de fréquence micro-onde et électronique de contrôle ...	70
III.6.1 Synthèse de fréquence NLTL et électronique de contrôle	71
III.6.2 Synthèse de fréquence et électronique de contrôle Mclocks	76
III.7 Schéma de pompage Push-Pull Optical Pumping	81
III.8 Cellule CPT et module physique	82
III.9 Isolation passive en température de l'expérience	85
III.10 Conclusions	86
Chapitre IV Horloge atomique CPT avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey	87
IV.1 Interrogation Ramsey	88
IV.1.1 Rappel du principe de résonance magnétique	88

IV.1.2 Interrogation de Rabi	90
IV.1.3 Interrogation de Ramsey	92
IV.2 Déplacements lumineux	98
IV.2.1 Déplacements lumineux en régime continu	98
IV.2.2 Déplacements lumineux en régime Ramsey-CPT	99
IV.3 Horloge Ramsey-CPT à FEMTO-ST	102
IV.3.1 Présentation de l'horloge et de la séquence Ramsey-CPT	102
IV.3.2 Stabilité de fréquence court-terme de l'horloge Ramsey-CPT	103
IV.3.3 Stabilité de fréquence moyen-terme de l'horloge Ramsey-CPT	106
IV.4 Auto-Balanced Ramsey	107
IV.4.1 Introduction	107
IV.4.2 Auto-Balanced Ramsey : concept et principe de base	109
IV.4.3 Application du protocole d'interrogation ABR à une horloge CPT : théorie	111
IV.4.4 Horloge Auto-Balanced Ramsey-CPT (ABR-CPT)	114
IV.4.5 Tests en mode ABR-CPT et mise en évidence d'un offset sur la boucle de phase ABR.	118
IV.5 Horloge CPT avec protocole Auto-Balanced Ramsey symétrique (SABR-CPT) ...	124
IV.5.1 Protocole d'interrogation SABR-CPT	125
IV.5.2 Optimisation de la stabilité court terme : nouveaux signaux d'erreur et compensation du bruit AM laser	127
IV.5.3 Résultats expérimentaux	128
IV.5.4 Limitations de la stabilité de fréquence moyen terme de l'horloge SABR-CPT .	131
IV.6 Conclusions	133
Chapitre V Spectroscopie laser en microcellules à vapeur de césium	136
V.1 Expression analytique des paramètres de la résonance CPT dans une cellule Cs sans gaz tampon	136
V.1.2 Etude théorique	138
V.1.3 Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux	147
V.2 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule à vapeur alcaline : vers une référence de fréquence optique à cellule miniature ?	152
V.2.1 Introduction	152
V.2.2 Théorie	155
V.2.3 Expériences de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule	167
V.2.4 Conclusions	177
Conclusion générale et perspectives	178
Annexe 1 : Diagramme électronique de l'asservissement de puissance laser	182
Annexe 2 : Expression de la probabilité de transition pour une interrogation Ramsey	183
Annexe 3 : Correspondance entre un saut de phase instantané et un saut de fréquence durant un temps fini	185
Annexe 4 : Séries d'expansion de la cohérence optique	186
Bibliographie	191
Articles publiés dans différentes revues scientifiques	201
Conférences et posters	202

Introduction

La seconde est de loin la grandeur physique mesurée et déterminée avec le plus de précision. Les horloges atomiques optiques de dernière génération présentent aujourd'hui des performances exceptionnelles, avec des instabilités relatives de fréquence et des exactitudes relatives dans la gamme de 10^{-18} voire 10^{-19} [1], [2], surpassant de plusieurs ordres de grandeur les meilleures références atomiques micro-ondes [3]. Ces instruments de mesure d'une précision inégalée constituent des supports de choix pour des études de physique fondamentale incluant les recherches de violation du principe d'équivalence d'Einstein [4], [5], la recherche de matière noire dans l'Univers [6], la détection d'ondes gravitationnelles [7] ou l'extension de la résolution des interféromètres VLBI (Very Long Baseline Interferometry) [8]. Malgré des efforts importants pour le développement d'horloges optiques transportables [9], [10], ces systèmes exceptionnels demeurent encore aujourd'hui des dispositifs complexes et volumineux, majoritairement utilisés en laboratoire.

Dans le domaine de la physique appliquée, les références de fréquence atomiques ultra-stables et la dissémination de leur signal nourrissent une multitude d'applications incluant le domaine des télécommunications, la navigation ou géolocalisation par satellite, les communications numériques sécurisées, la défense ou l'instrumentation. Pour ces applications, la stabilité relative de fréquence intrinsèque de l'oscillateur combinée à son potentiel d'intégration, d'autonomie, de faible consommation et de coût modeste sont des critères d'une importance capitale.

Dans ce domaine, pour les applications où les performances des oscillateurs à quartz haut de gamme ne sont plus satisfaisantes, les horloges atomiques microondes compactes restent de loin les candidates les plus utilisées à ce jour dans le monde industriel et académique. Ces horloges présentent des performances de stabilité bien moindres à celles évoquées ci-dessus mais bénéficient d'une architecture simple, reposent sur des technologies optiques et microondes bien éprouvées et satisfont encore à ce jour les spécifications de nombreuses applications. On mentionnera en particulier les horloges atomiques à jet de césium [11], les masers à hydrogène actifs et passifs [12], [13], ainsi que les horloges à cellule de rubidium [14]. Toutes ces horloges ont connu beaucoup de succès et de développements incluant leur commercialisation et leur utilisation pour des applications spatiales [15]. Pour un ordre de grandeur, une horloge à jet de césium présente un volume typique de 30 L, une puissance de consommation de 30 W pour une stabilité relative de fréquence de $10^{-11} \tau^{-1/2}$, avec τ le temps d'intégration de la mesure, et atteignant la gamme de quelques 10^{-14} à 1 jour. Les horloges à Rb, d'un volume de l'ordre du litre et d'une consommation de l'ordre de 5-10 W, ont une stabilité de fréquence de l'ordre de 10^{-11} à 1 s et limitée à environ 10^{-11} sur une journée d'intégration. Les masers à hydrogène actifs, présentant un volume proche de celui d'un petit frigidaire, démontrent une stabilité relative de fréquence inférieure à 10^{-13} à 1 s et de $2 \cdot 10^{-16}$ à une journée d'intégration.

Ces 10 dernières années, de nombreux efforts ont été menés dans différents laboratoires afin de proposer des horloges atomiques microondes à cellule de nouvelle génération. Ces dernières visent à s'approcher du faible volume des horloges commerciales Rb avec les performances de stabilité (jusque 10^4 s) des masers à hydrogène. Ainsi, avec le progrès des diodes laser à semi-conducteur, la proposition de schémas d'interaction originaux en cellule à vapeur atomique, incluant la double résonance optique microonde [16], ou l'exploitation du phénomène physique de piégeage cohérent de population (CPT) [17], [18], associés généralement à des méthodes d'interrogation pulsées de type Ramsey, des

progrès significatifs ont conduit à la démonstration d'horloges prototypes microondes à cellule avec des stabilités relatives de fréquence court terme de quelques $10^{-13} \tau^{-1/2}$ [19], [20], [21], [22]. Dans cette compétition, les horloges atomiques CPT accusaient cependant au départ de ma thèse un retard non négligeable concernant la stabilité de fréquence moyen-terme, pour des durées d'intégration typiquement supérieures à 100 s. En effet, dans une horloge CPT, le signal d'interrogation micro-onde sondant la transition d'horloge est porté optiquement, induisant une sensibilité importante en particulier aux phénomènes de déplacement lumineux.

Dans ce contexte, la partie principale de mon travail de thèse, effectué au département Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST à Besançon et financé par la Région de Franche-Comté, s'inscrit dans la poursuite d'un travail débuté il y a 6 ans (les travaux de thèse de Xiaochi Liu et Moustafa Abdel Hafiz me précédant) et visant au développement d'une horloge atomique CPT à cellule de césium de haute performance. Ces travaux, menés en collaboration avec le SYRTE (E. de Clercq et S. Guérandel), l'INRIM (C. Calosso et S. Micalizio) et Denis Brazhnikov (ILP, Novosibirsk, Russie), furent soutenus financièrement par le projet européen MClocks de 2013 à 2016 [23], le réseau LabeX FIRST-TF, le LNE et la Région de Franche-Comté.

L'horloge CPT de FEMTO-ST exploite un schéma de pompage CPT optimisé, nommé push-pull optical pumping (PPOP) [24], [25] et utilise désormais une interrogation pulsée de type Ramsey-CPT permettant la détection de franges de Ramsey-CPT étroites et à fort contraste [22]. Cette horloge repose sur une architecture relativement simple avec l'utilisation d'une diode laser unique de type DFB (Distributed Feedback), un modulateur électro-optique fibré modulé par un oscillateur local pour la génération de bandes latérales optiques séparées en fréquence de 9.192 GHz, un modulateur acousto-optique, un système Michelson, une cellule de césium diluée par une pression d'un mélange de gaz tampon et une électronique de contrôle de haute performance.

Ma contribution majeure aux avancées des performances de cette horloge a consisté en l'implémentation et l'adaptation sur cette horloge d'un nouveau protocole d'interrogation récemment proposé par la PTB, nommé Auto-Balanced Ramsey (ABR) [26] et visant à éliminer les déplacements de fréquence induits lors de l'interaction des atomes avec le champ d'interrogation. La méthode ABR-CPT repose sur l'extraction de deux signaux d'erreur issus de deux séquences Ramsey-CPT successives de durée de temps noir différentes. Une première boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir court pour appliquer une correction de phase à l'oscillateur local de manière à compenser le biais de phase induit lors de l'interaction avec le champ lumineux durant les impulsions. La seconde boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir long pour corriger la fréquence de l'oscillateur local. L'annulation de ces deux signaux d'erreur, par un procédé de correction itératif, permet alors de réduire drastiquement les effets de déplacement lumineux. Ces efforts ont conduit à démontrer une horloge CPT avec une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, atteignant dans les meilleures conditions la stabilité de $2.5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s. Ces performances constituent à notre connaissance un record mondial pour une horloge CPT et une amélioration d'un facteur 50 à 10^4 s de temps d'intégration par rapport aux résultats affichés par l'horloge au début de ma thèse.

Le chapitre 1 de ce manuscrit rappelle le principe de base d'une horloge atomique, les outils utilisés pour caractériser leurs performances métrologiques ainsi que leurs différentes applications. Il détaille une vue d'ensemble des horloges atomiques dites compactes commerciales et prototypes de laboratoire.

Le chapitre 2 décrit le phénomène physique de piégeage cohérent de population (CPT) et les différents schémas de polarisation permettant de maximiser le nombre d'atomes participant à la transition d'horloge.

Le chapitre 3 est une description détaillée des différents éléments qui constituent l'horloge CPT de FEMTO-ST et leur caractérisation.

Le chapitre 4 rappelle les fondements de l'interrogation Ramsey et les méthodes d'asservissement de la fréquence d'horloge. Il décrit ensuite les phénomènes de déplacement lumineux, contribution majeure à la stabilité de fréquence moyen terme des horloges atomiques à cellule. Ce chapitre reporte en premier lieu les résultats de stabilité de notre horloge en mode pulsé Ramsey-CPT, limités au-delà de quelques 100 s par les phénomènes de déplacement lumineux. Ce chapitre présente alors l'adaptation et l'implémentation d'un nouveau protocole d'interrogation nommé Auto-Balanced Ramsey (ABR). Ce dernier consiste en une séquence composite composée de 2 séquences de Ramsey successives présentant un temps noir d'évolution libre différent. Le résultat majeur de ce chapitre est la démonstration de la réduction de la dépendance relative de la fréquence de l'horloge CPT à la puissance laser au niveau de $3 \cdot 10^{-15}/\mu W$, soit 80 fois inférieure au régime classique Ramsey-CPT. A l'aide de cette méthode ABR-CPT, étendue ensuite à un protocole d'interrogation ABR-CPT symétrique nommé SABR-CPT, nous avons pu améliorer nettement la stabilité de fréquence moyen terme de notre horloge, démontrant une stabilité court terme de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et atteignant la stabilité de $2.5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

Le chapitre 5 décrit des études annexes de spectroscopie laser en microcellules césium, que j'ai menées avec l'apport théorique soutenu de Denis Brazhnikov (ILP, Novossibirsk, Russie). La première étude a visé à l'établissement d'une expression analytique simple des paramètres (largeur et amplitude) de la résonance CPT dans le cas d'une cellule de Cs pur, sans gaz tampon. La seconde étude a concerné une étude théorique et expérimentale de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence au sein de microcellules à vapeur de césium. Cette approche pourrait être intéressante pour le développement de références de fréquence optiques miniatures de nouvelle génération. Nous démontrons des résultats préliminaires de stabilité relative de fréquence à un niveau inférieur à $2 \cdot 10^{-12}$ à 1 s (soit un ordre de grandeur meilleur que les micro-horloges atomiques microondes CPT) et proches de 10^{-11} à 10^4 s. D'importantes pistes d'amélioration restent à explorer dans l'avenir sur cette thématique.

Chapitre I Horloges Atomiques Compactes

Dans ce chapitre, je présente le principe d'une horloge atomique et les différents outils qui permettent d'en évaluer les performances. Je définis les notions d'exactitude et de stabilité. J'introduis les différentes catégories de bruit de phase et de fréquence et leurs liens avec la déviation d'Allan. Je présente brièvement les différentes applications des horloges atomiques et justifie leur intérêt pour certains besoins de société. Je décris les horloges atomiques compactes commerciales principales, incluant les horloges à jet de Cs, le maser à hydrogène et les horloges à cellule de Rb. Je décris ensuite différents prototypes de laboratoire d'horloges atomiques compactes de haute performances telles que les horloges Rb à double résonance, les horloges CPT et des horloges à atomes froids. Les performances de ces horloges sont résumées en fin de chapitre permettant de dresser une vue d'ensemble de l'état de l'art actuel.

I.1 Principe de base d'une horloge atomique

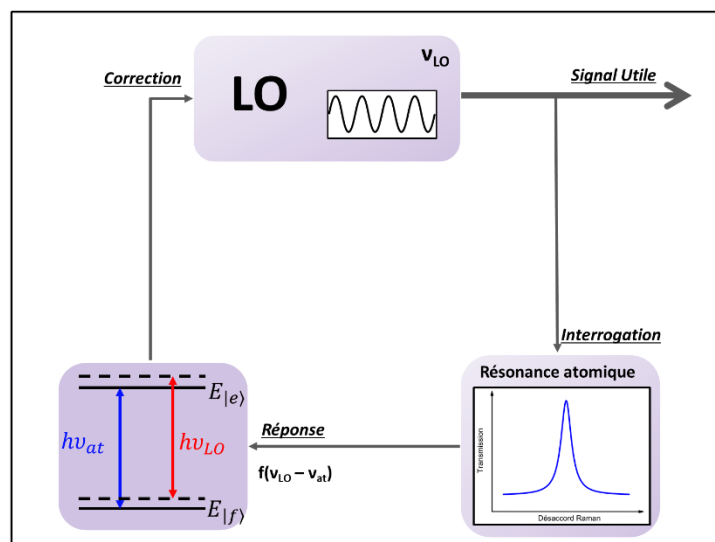


Figure I-1 : Principe de base d'une horloge atomique.

Une horloge atomique est constituée de trois parties principales que sont (voir la figure I-1) :

- Un oscillateur local délivrant un signal d'interrogation à la fréquence ν_{LO} . L'oscillateur local est différent selon le type d'horloge. Il peut être un oscillateur à quartz ou à résonateur saphir dans le cas d'une horloge atomique micro-onde. Dans le cas d'une horloge atomique optique, l'oscillateur local est un laser.
- Une transition atomique utilisée comme référence de fréquence. Dans l'hypothèse d'un atome non-perturbé, isolé de toutes perturbations externes comme le champ magnétique terrestre ou des interactions avec d'autres particules, ce dernier présente des niveaux d'énergies bien définis. La fréquence de transition ν_{at} entre deux niveaux de cette espèce est connue et est la même pour tous les atomes de la même espèce. En règle générale, la source atomique est diluée limitant ainsi les collisions inter-atomiques. Aussi, la population d'atomes est généralement préparée dans un état particulier pour maximiser la probabilité de transition entre les deux niveaux d'énergie de la transition d'horloge.

- En soumettant les atomes à un champ électromagnétique de fréquence ν_{LO} proche de ν_{at} , on obtient une probabilité de transition selon le désaccord $\delta = 2\pi(\nu_{LO} - \nu_{at})$. C'est la réponse atomique. Cette réponse peut être détectée de différentes manières, généralement aujourd'hui par voie optique. La réponse atomique est alors exploitée par une électronique d'asservissement délivrant un signal de correction afin que la fréquence de l'oscillateur local ν_{LO} reste asservie sur la fréquence de transition atomique ν_{at} .

I.2 Outils de caractérisation

Dans cette section, je vais décrire les outils métrologiques nécessaires pour décrire les performances d'une horloge atomique. De nombreuses références existent dans la littérature [27], [28], [29], [30]. Le lecteur est invité à se reporter à ces références pour plus d'informations.

I.2.1 Généralités

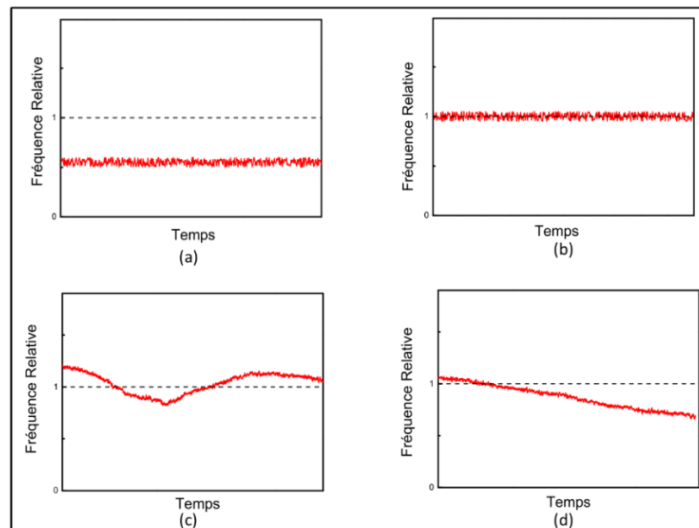


Figure I-2 : Exactitude et stabilité d'une fréquence. (a) Stable mais pas exacte. (b) Stable et exacte. (c) Non stable mais exacte. (d) Ni stable ni exacte.

Deux critères permettent de définir généralement les performances d'une horloge : l'exactitude et la stabilité relative de fréquence (déviation d'Allan). Selon [30], l'exactitude traduit l'aptitude d'un oscillateur à délivrer un signal dont la fréquence s'approche de la fréquence-étalon exacte telle que définie comme unité du système international. La stabilité relative de fréquence traduit l'aptitude du dispositif à délivrer un signal conservant la même fréquence au cours du temps. La figure I-2 reporte de manière graphique les notions d'exactitude et de stabilité.

L'unité de temps (seconde) du système international (SI) est obtenue en laboratoire auprès d'étalons fréquentiels appelés étalons primaires. La définition de la seconde, correspondant à «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, isolé, au repos, en champ magnétique nul », est obtenue via ces étalons primaires. En raison des progrès spectaculaires récemment démontrés par les horloges dites optiques,

permises par le développement de lasers ultra-stables et les progrès des techniques de refroidissement d'atomes par laser [31], [32], [33], une nouvelle définition optique de la seconde semble pertinente et est déjà en discussion [34], [35].

En général, le signal $V_{clock}(t)$ émis par un oscillateur est représenté par :

$$V_{clock}(t) = V_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \quad (I.1)$$

où V_0 est l'amplitude du signal, ν_0 la fréquence moyenne et $\varphi(t)$ correspond aux fluctuations de phase du signal. On néglige ici le bruit d'amplitude de la source et l'on fait l'hypothèse que V_0 est une constante. Un oscillateur idéal délivre donc un signal pur à la fréquence ν_0 . Cependant, dans la réalité, différents mécanismes de bruit, déterministes ou aléatoires, entraînent des fluctuations de phase du signal, traduites ici par $\varphi(t)$.

I.2.2 Domaine Temporel

Dans le domaine temporel, les variations d'un signal sont caractérisées par les fluctuations de sa phase $\varphi(t)$ et de sa fréquence $\nu(t)$. La phase instantanée $\phi(t)$ et la fréquence instantanée $\nu(t)$ du signal sont définies telles que :

$$\phi(t) = 2\pi\nu_0 t + \varphi(t) \quad (I.2)$$

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (I.3)$$

Nous introduisons aussi les fluctuations relatives de fréquences $y(t)$ du signal. Ces dernières quantifient l'écart instantané de la fréquence d'oscillation par rapport la fréquence idéale de référence.

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (I.4)$$

On utilise comme outil de caractérisation de $y(t)$ la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ [36] ou plutôt la déviation d'Allan $\sigma_y(\tau)$. Cette dernière permet d'estimer la stabilité relative de fréquence d'une horloge dans le domaine temporel.

On montre sur la figure I-3 un exemple de données $y(t)$ au cours du temps. Ces données sont divisées en intervalles de temps de longueur τ . \bar{y}_k est la valeur moyenne des fluctuations de fréquence relative $y(t)$ durant un intervalle k .

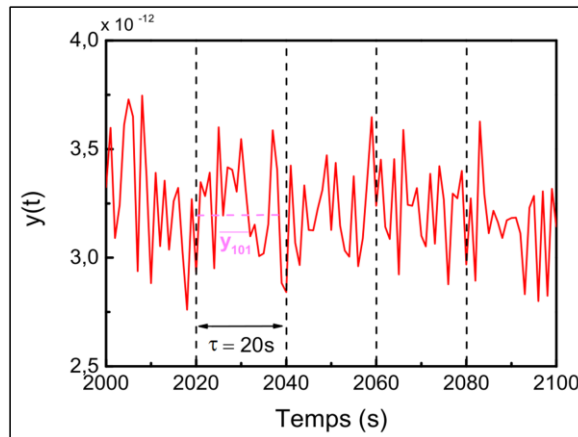


Figure I-3 : Exemple d'échantillonnage de données fréquentielles

Pour un temps d'échantillonnage τ , la variance d'Allan est définie comme [36]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle_k \tag{I.5}$$

où $\langle x \rangle_k$ signifie la moyenne de x sur tous les échantillons k .

La déviation d'Allan $\sigma_y(t)$ est usuellement exprimée en coordonnées doublement logarithmiques. Une représentation asymptotique des différentes pentes possibles nous permet de connaître le type de bruit dominant sur une zone donnée comme montré sur la figure I-4. Ce genre de représentation simplifie la comparaison des performances de différentes horloges, quelques soient leurs fréquences de travail.

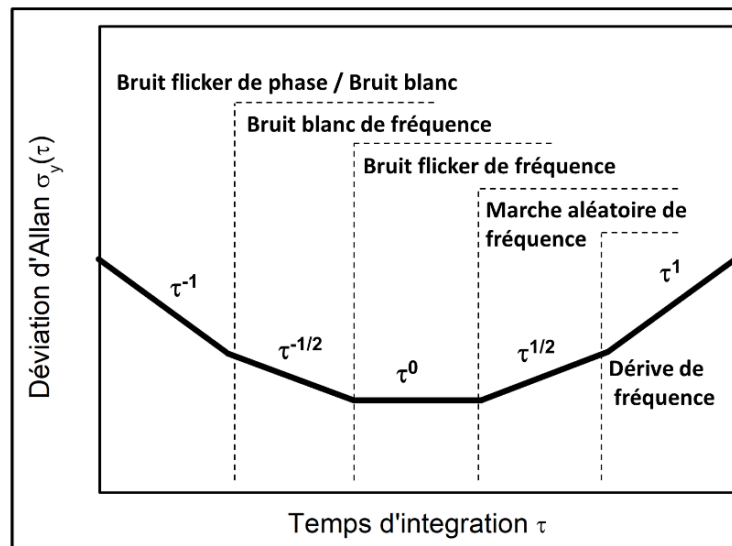


Figure I-4 : Représentation asymptotiques en échelles log-log des différents bruits dominants sur une courbe de déviation d'Allan.

I.2.3 Domaine Fréquentiel

Dans le domaine fréquentiel, la stabilité relative de fréquence d'une horloge est donnée par la densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations relatives de fréquence $S_y(f)$. La fréquence f est ici la fréquence d'analyse, dite fréquence de Fourier. Ainsi, $S_y(f)$

représente la répartition de $y(t)$ dans le domaine fréquentiel de Fourier. $S_y(f)$ peut s'écrire comme une loi en puissance telle que:

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^2 h_{\alpha} f^{\alpha} \quad (1.6)$$

où h_{α} est un coefficient et α est l'exposant de la loi de puissance de l'évolution du bruit.

La variance d'Allan peut être estimée à partir de $S_y(f)$ telle que :

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^{+\infty} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df \quad (1.7)$$

Avec les équations (1.6) et (1.7), on aboutit à :

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^{+\infty} \sum_{\alpha=-2}^2 h_{\alpha} f^{\alpha} \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df \quad (1.8)$$

$S_y(f)$ peut être aussi obtenue expérimentalement via la DSP des fluctuations de phase $S_{\varphi}(f)$. La relation entre ces densités spectrales est dans [28], telle que :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{v_0^2} S_{\varphi}(f) \quad (1.9)$$

Avec

$$S_{\varphi}(f) = \sum_{i=-4}^0 b_i f^i \quad (1.10)$$

Le Tableau I.1 résume les différentes correspondances entre $S_y(f)$, $S_{\varphi}(f)$ et $\sigma_y^2(\tau)$.

Type de bruit	$S_y(f)$	$S_{\varphi}(f)$	$S_y(f) \leftrightarrow S_{\varphi}(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
Marche aléatoire de fréquence	$h_{-2} f^{-2}$	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{v_0^2}$	$\frac{2}{3} \pi^2 \tau h_{-2}$
Bruit flicker de fréquence	$h_{-1} f^{-1}$	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{v_0^2}$	$2 \ln 2 h_{-1}$
Bruit blanc de fréquence	h_0	$b_{-2} f^{-2}$	$h_0 = \frac{b_{-2}}{v_0^2}$	$\frac{1}{2\tau} h_0$
Bruit flicker de phase	$h_1 f^1$	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{v_0^2}$	$\frac{1,038 + 3 \ln(2\pi f_h \tau)}{4\pi^2 \tau^2} h_1$
Bruit blanc de phase	$h_2 f^2$	b_0	$h_2 = \frac{b_0}{v_0^2}$	$\frac{3f_h}{4\pi^2 \tau^2} h_2$

Tableau I.1 : Correspondances entre $S_y(f)$, $S_{\varphi}(f)$ et $\sigma_y^2(\tau)$. f_h est la fréquence de coupure supérieure du bruit. Les relations sont valables pour $2\pi f_h \tau \gg 1$.

I.2.4 Stabilité de fréquence d'une horloge atomique

La figure I-5 illustre les principales caractéristiques d'un signal de résonance atomique.

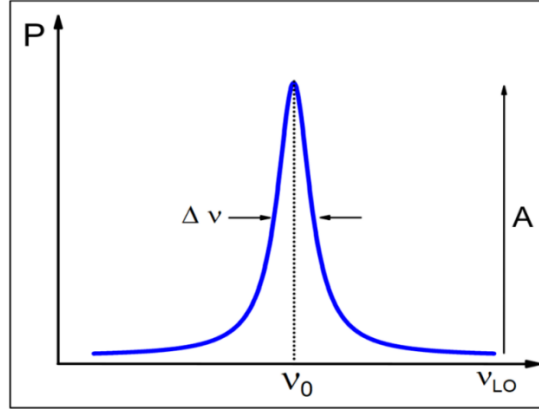


Figure I-5 : Signal de résonance d'horloge. A : Amplitude du signal. $\Delta\nu$: largeur à mi-hauteur de la résonance. ν_0 : fréquence d'horloge.

La stabilité relative de fréquence $\sigma_y(\tau)$ d'une horloge atomique en régime continu est donnée par [36]:

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{SNR} \tau^{-1/2} \approx \frac{1}{Q} \frac{1}{SNR} \tau^{-1/2} \quad \text{I.11)}$$

où $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur de la résonance atomique, ν_0 est la fréquence d'horloge, SNR (Signal to Noise Ratio) est le rapport signal sur bruit dans une bande de 1 Hz de la résonance et $Q = \nu_0/\Delta\nu$ est le facteur de qualité de la résonance. Cette relation nous montre que l'optimisation de la stabilité de fréquence court terme d'une horloge atomique requiert la détection d'un signal de faible largeur de raie et à fort rapport signal à bruit.

Le principal travail de ce manuscrit est effectué avec une horloge basée sur une interrogation pulsée de type Ramsey. Ce type d'interrogation et son implémentation dans des horloges CPT sont abordés dans le chapitre IV. La stabilité relative de fréquence $\sigma_y(\tau)$ d'une horloge atomique en régime pulsé est donnée par :

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{SNR} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad \text{I.12)}$$

avec T_c le temps d'un cycle d'horloge.

I.3 Horloges atomiques compactes de haute-performance

I.3.1 Introduction

Une multitude d'horloges atomiques existe à travers le monde. Nous nous intéresserons dans notre cas uniquement aux horloges atomiques dites compactes, combinant faible volume, faible consommation et excellente stabilité relative de fréquence. Je parlerai d'abord brièvement des domaines d'applications de ces horloges compactes. Je décrirai ensuite les performances d'horloges compactes commerciales. Je parlerai ensuite d'horloges atomiques haute performance de nouvelle génération, incluant des horloges Rb à

double résonance optique-microonde, des horloges atomiques basées sur le phénomène de piégeage cohérent de population (CPT) et des horloges atomiques compactes exploitant les techniques de refroidissement d'atomes par laser. Mentionnons que d'autres types d'horloges atomiques compactes sont développées comme l'horloge à atomes piégés sur puce (TACC : Trapped Atom Clock on a Chip) [37], des horloges compactes à ions [38], [39], [40], ou des horloges optiques transportables [41]. Cependant, en raison de leur principe de fonctionnement plus éloigné de mon champ d'expertise, la description de ces dernières ne sera pas abordée dans ce manuscrit.

I.3.2 Applications des horloges atomiques compactes

Les horloges atomiques, capables d'émettre un signal de fréquence stable sur des temps longs, sont utilisées pour de nombreuses applications telles que les systèmes de télécommunication, les systèmes de positionnement et de navigation par satellite, la métrologie temps-fréquence, la défense ou l'instrumentation.

Ces dernières années, la demande de connexions sans fil (Wifi, 4G, 5G ou fibre optique) toujours plus rapides font du domaine des télécommunications un marché potentiel de grande importance. On assiste à une évolution forte de la demande avec une quantité de données partagées toujours accrue, échangées avec des débits de plus en plus conséquents, faisant appel à des réseaux devant gérer un nombre de plus en plus important d'utilisateurs en simultanément, à la mobilité globale et pour un faible coût de service. Les systèmes de télécommunication peuvent être décrits par deux fonctions basiques : la transmission, soit le transfert d'une information d'un point à un autre du réseau et la commutation, soit une affectation dynamique des voies disponibles du réseau. L'information est transportée par des bits issus de différents équipements. Un certain nombre de bits forme un 'buffer'. Un buffer contient en plus des informations à transporter des informations lui permettant de savoir où aller. Or, ces informations peuvent parfois 'glisser'. Un 'glissement' dans un 'buffer' diminue ainsi la performance des services.

Les exigences demandées par l'Union Internationale des Télécommunications (International Telecommunication Union ITU) sont d'assurer au maximum un 'glissement' tous les 70 jours pour une transmission de 2 Mbit/s. Pour répondre à cette spécification, les différents équipements doivent être synchronisés. Pour cela, des horloges primaires de référence, généralement des horloges atomiques, distribuent aux réseaux leurs stabilités via des liens de synchronisation et des unités d'alimentation de synchronisation (Synchronization Supply Units SSU). Ainsi, chaque équipement de commutation peut synchroniser chaque buffer entrant et les commuter sur les bonnes sorties sans glissement.

Les systèmes de positionnement sont une autre application importante pour les horloges ultra-stables. Le principe des systèmes de positionnement par satellites (GPS, GLONAS, GALILEO, BEIDU) est de mesurer la différence de temps entre deux événements : le temps d'arrivée de l'onde électromagnétique venant du satellite et sa date d'envoi. Le signal voyageant à la vitesse de la lumière, la distance entre le satellite et le récepteur est le produit entre la durée du parcours du signal et sa vitesse. Il faut donc trois satellites pour situer un récepteur dans l'espace et un quatrième pour la synchronisation entre les satellites. La vitesse de la lumière étant une constante fondamentale, la précision de la distance récepteur/satellite dépend seulement de la précision de la mesure de la différence entre la date d'envoi et celle d'arrivée de l'onde. En réalité, des phénomènes relativistes, dus à la grande vitesse des satellites et la différence entre les champs gravitationnels terrestres et dans l'espace ainsi que les variations d'indice optique durant le

trajet de l'onde sont à prendre en compte. Une erreur d'une microseconde sur l'estimation du temps de propagation de l'onde induit une erreur de 300 mètres sur la position. Ces systèmes de positionnement ont donc besoin de références de fréquence compactes, à faible consommation d'énergie, peu complexes et avec une forte robustesse et fiabilité. Les horloges atomiques compactes sont une bonne réponse à ces exigences. Ainsi, le développement d'horloges atomiques compactes de nouvelle génération, aux performances accrues, permettrait de grandes avancées dans ces domaines.

On trouve aussi des applications aux horloges atomiques dans l'étude des astres célestes et de la rotation de la terre avec l'interférométrie à très longue base (VLBI : Very Long Baseline Interferometry) [42]. Les horloges atomiques permettent aussi l'amélioration des recherches sous-marines pour l'exploration pétrolière ou des couches de gaz [43], ou encore de la sécurisation des transferts de données, incluant la cryptographie quantique [44], [45].

La « précision » des horloges atomiques a aussi permis de redéfinir certaines variables physiques et de mettre à l'épreuve des lois générales de la physique [46], [47]. La seconde est de loin l'unité de base du SI définie avec le plus de précision. Cette précision de mesure est aussi utilisée pour développer des expériences de physique permettant de déterminer avec des incertitudes toujours plus petites la valeur des constantes fondamentales, telles que la constante de structure fine [48], la constante gravitationnelle G [49], [50], ou le rapport de masse proton/électron [5], [51].

I.3.3 Horloges atomiques compactes commerciales

I.3.3.1 Horloge à tube à jet de Cs

Un schéma de la configuration typique d'une horloge à jet de césium (à déflexion magnétique) est donné dans la figure I-6.

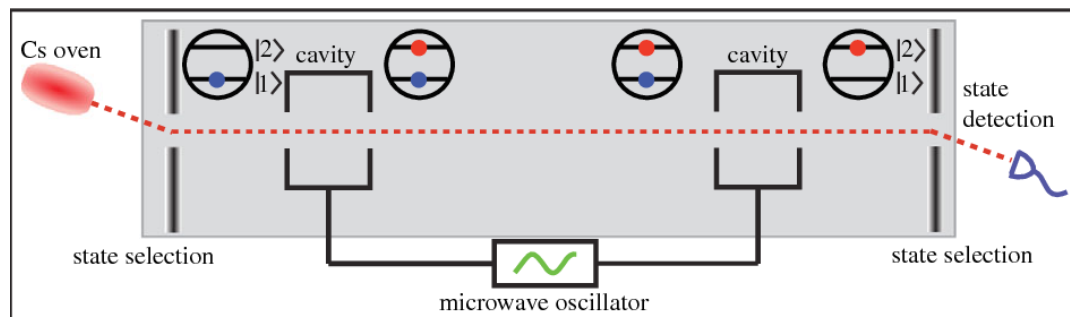


Figure I-6 : Représentation simplifiée d'une horloge à tube à jet de Cs à déflexion magnétique. Extrait de [52].

Un four porté à une température (90 à 130 °C) émet un jet de Cs avec ses niveaux hyperfins équi-peuplés. Le jet de Cs passe à travers un premier aimant avec un fort champ magnétique inhomogène, séparant ainsi le jet en deux. Chaque bras contient des atomes de Cs avec un certain niveau énergétique : soit l'état 1 ($F = 4, m_f = 0$), soit l'état 2 ($F = 3, m_f = 0$). Le bras contenant les atomes dans l'état 1 est sélectionné et traverse alors une cavité résonante. Le second bras n'est pas utilisé. La cavité résonante, dite cavité de Ramsey, accordée à la fréquence de la transition hyperfine du Cs (9 192 631 770 Hz), consiste en deux zones d'interaction avec un champ micro-onde, séparées par une zone d'évolution libre des atomes. Après les deux interactions successives avec le champ micro-onde, des atomes sont passés dans l'état 2. Un second aimant, placé à la sortie de la cavité résonante, divise

alors une seconde fois le jet en deux. La partie contenant les atomes situés dans l'état 2 arrive sur un détecteur. Le flux d'atomes de Cs détecté correspond alors à la probabilité de transition de l'état 1 à l'état 2.

Les performances typiques de stabilité relative de fréquence d'une horloge commerciale à tube à jet de Cs sont de 10^{-11} à $5 \cdot 10^{-12}$ à une seconde d'intégration et de $8,5 \cdot 10^{-14}$ à 10^4 secondes (Microsemi 5071A [53]). Aujourd'hui, le principe de déflection magnétique est généralement remplacé par la méthode de pompage optique [54], [55]. A l'état de l'art, le LNE-SYRTE a démontré dans [56] une horloge à jet de césium avec une stabilité relative de fréquence de $3,5 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, exploitant une sélection des états fondamentaux par pompage optique.

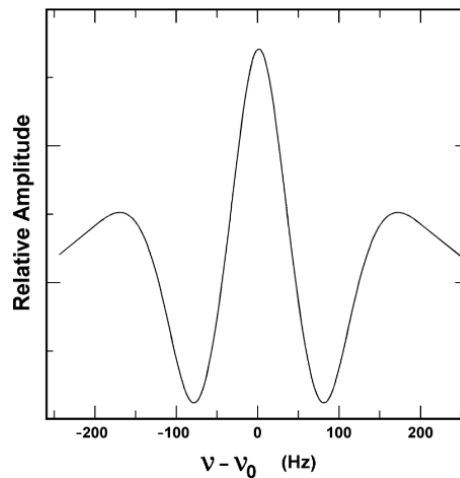


Figure I-7 : Frange centrale de Ramsey typique observée en sortie d'une horloge à jet de Cs. Extrait de [57].

I.3.3.2 Maser à hydrogène

Le principe du maser à hydrogène [13], [58], [59] est donné dans la figure I-8.

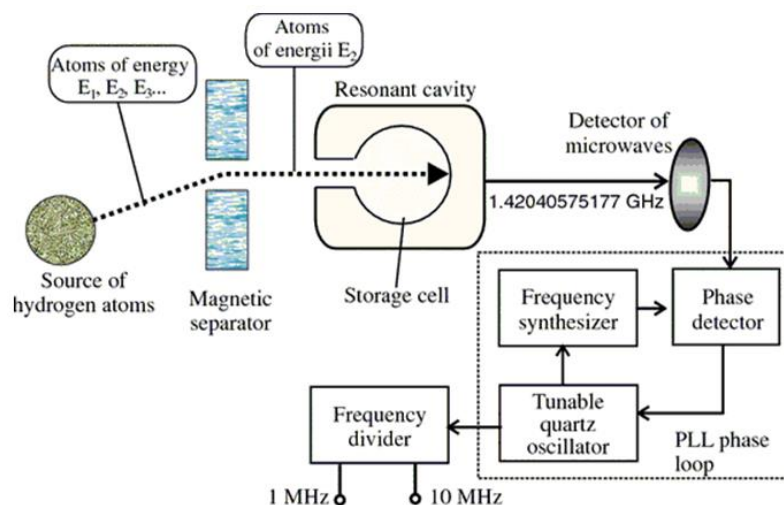


Figure I-8 : Schéma simplifié d'un Maser à hydrogène. Extrait de [60].

L'hydrogène sort d'une source sous forme de vapeur pour traverser un aimant multipolaire, constitué de quatre ou six pièces aimantées alternativement nord et sud et disposées autour de l'axe du jet d'hydrogène. L'aimant multipolaire permet de sélectionner les atomes d'hydrogène dans les états 1 ($F = 1, m_f = 0$) et 2 ($F = 1, m_f = 1$). Ce jet d'atomes rentre dans un ballon de stockage en quartz, lui-même placé dans une cavité résonante entourée par un solénoïde. Le ballon de stockage est placé sous vide. La cavité résonante est accordée avec la fréquence de la transition atomique hyperfine de l'hydrogène (environ 1 420 405 752 Hz). L'induction magnétique hyperfréquence, produite par le solénoïde, et les règles de sélection rendent possible la transition d'horloge ($F = 1, m_f = 0$) \leftrightarrow ($F = 1, m_f = 1$). On dit qu'un maser à hydrogène est actif quand le système comporte peu de pertes et peut osciller spontanément et est passif quand les pertes de la cavité sont trop importantes et que le système ne peut pas osciller spontanément. La figure I-9 est un signal de résonance typique obtenu avec un maser à hydrogène passif. Les performances en termes de stabilité relative de fréquence pour un maser à hydrogène passif sont de $5 \cdot 10^{-13}$ à 1 s et de $4 \cdot 10^{-15}$ à un jour [59].

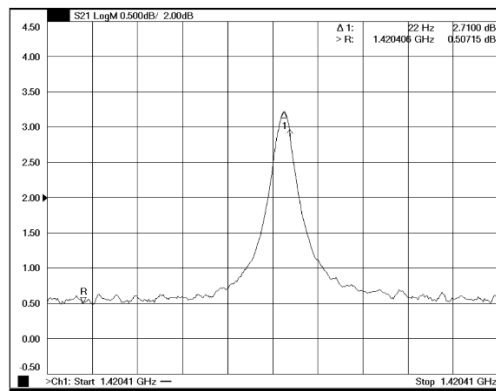


Figure I-9 : Signal de résonance typique d'un maser à hydrogène passif. Extrait de [61].

I.3.3.3 Horloge à cellule de Rubidium

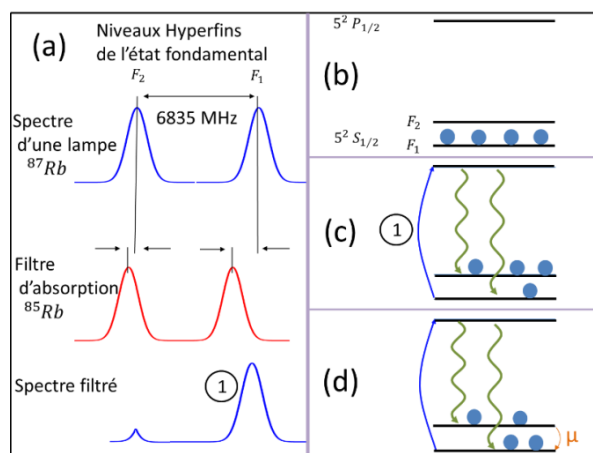


Figure I-10 : Seule la raie D_1 est représentée avec l'état fondamental (a) Principe de l'utilisation d'un filtre ^{85}Rb sur un spectre de ^{87}Rb . (b) Schéma des niveaux atomiques du ^{87}Rb situé dans la cellule de résonance. (c) Le faisceau émis de ^{87}Rb filtré par la lampe interagit avec la cellule de résonance. $F = 2$ se peuple. La cellule devient transparente pour le jet lumineux. (d) Le signal micro-onde est activé. $F = 1$ se repeuple. L'absorption optique est augmentée.

Les étapes de fonctionnement d'une horloge atomique à cellule de rubidium sont décrites par la figure I-10.

Une lampe de Rb émet de l'isotope ^{87}Rb , possédant deux raies de résonance D_1 et D_2 présentant une structure hyperfine constituée de deux niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ dans l'état fondamental. Le jet de ^{87}Rb passe par un filtre hyperfin composé de l'isotope ^{85}Rb , présentant une coïncidence fortuite. Les atomes de ^{85}Rb absorbent une composante hyperfine de chacune des raies D_1 et D_2 . La lumière traverse alors une cellule à vapeur d'atomes ^{87}Rb . Le niveau $F = 2$ de l'état fondamental est majoritairement peuplé au détriment du niveau $F = 1$ par la méthode de pompage optique et la succession de quelques cycles d'absorption-relaxation. La cellule est alors transparente pour le faisceau lumineux. Le signal est détecté optiquement en sortie de la cellule par une photodiode. Un signal microonde d'interrogation, de fréquence proche à celle de la fréquence de transition atomique des niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ (6 834 682 611 Hz) est alors transmis dans une cavité micro-onde entourant la cellule. La transition $F = 2 \leftrightarrow F = 1$ est alors stimulée et le niveau $F = 1$ est repeuplé. La puissance lumineuse transmise à travers la cellule est alors diminuée lorsque la fréquence d'interrogation est proche de la fréquence de transition atomique. Le signal de résonance associé (exemple figure I-11) peut alors être exploité pour assurer l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local. Ce procédé est dit double résonance optique et micro-onde.

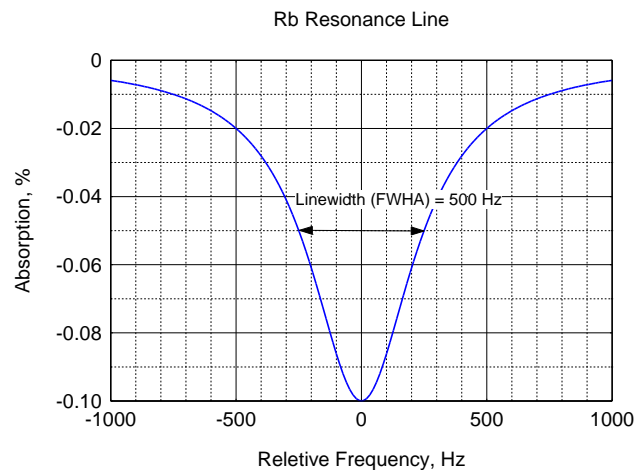


Figure I-11 : Exemple de résonance d'une horloge à cellule de Rb. Extrait de [62].

Le schéma d'une horloge atomique Rb [63], [64], est montré dans la figure I-12. Les versions commerciales d'horloges à cellule de Rb (Microsemi (XPRO) [65], et de Spectratime (LPFRS-01) [66], par exemple) montrent une stabilité relative de fréquence typique de 10^{-11} à 1 s et inférieure à $3 \cdot 10^{-11}$ à un mois d'intégration.

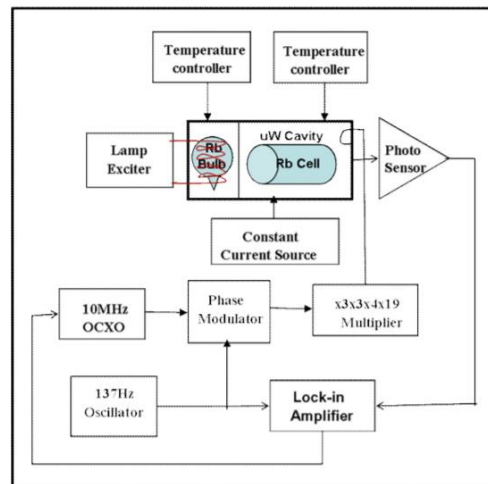


Figure I-12 : Schéma d'une horloge à cellule de Rb. Extrait de [67].

I.3.3.4 Résumé des horloges atomiques commerciales

Le Tableau I.2 résume les performances des références de fréquence commerciales abordées. Le maser à hydrogène est le plus stable, suivi par les horloges à jet de Cs. En termes de consommation de puissance et de compacité, l'horloge à cellule de Rb est de loin la plus performante. Ainsi, chaque horloge commerciale trouve son utilité dans différentes applications industrielles. Les horloges atomiques de nouvelle génération, décrites par la suite et demeurant encore au stade de prototypes de laboratoire ont des performances de stabilité proches ou meilleures à celles des masers à hydrogène passifs pour des volumes cherchant à s'approcher de ceux des horloges Rb ou jets de césium

	$\sigma_y(1\text{ s})$	$\sigma_y(10\text{ s})$	$\sigma_y(100\text{ s})$	$\sigma_y(10\,000\text{ s})$	$\sigma_y(1\text{ mois})$	Alimentation énergétique (W)	Volume (L)	Poids (kg)
Jet de Cs [53], [68]	$5 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^{-12}$	$8,5 \cdot 10^{-13}$	$8,5 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	50-60	20-30	15-30
H Maser [1], [2]	$5,6 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-13}$	$5,6 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^{-15}$	N.C.	55	50	26
Rb clock [3], [4]	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	N.C.	$1,4 \cdot 10^{-11}$	10-13	0,2-0,4	0,29

Tableau I.2 : Caractéristiques d'horloges atomiques compactes commerciales. N. C. : Non communiqué.

Les horloges microondes à cellule de vapeur sont, de nos jours, de très bonnes candidates pour de prochaines versions d'horloges atomiques compactes commerciales. Elles combinent compacité, faible consommation de puissance, avec une stabilité de fréquence comparable voire meilleure à celle des masers à hydrogène passifs. Ces horloges à cellule de nouvelle génération, développées dans plusieurs laboratoires à travers le monde, ont connu ces dernières années de grandes avancées grâce à de nouvelles techniques d'interrogation, l'utilisation de diodes lasers à faible largeur spectrale ou

l'implémentation d'électroniques de haute performance. La section suivante est un descriptif de certaines de ces horloges.

I.3.4 Horloges atomiques compactes de nouvelle génération

I.3.4.1 Horloges Rb à double résonance

On distingue dans cette sous-section les horloges à cellule Rb à régime continu et régime pulsé (POP : Pulsed Optically Pumped).

Horloge Rb à double résonance en régime continu (CW) : L'horloge Rb « continue » présentant aujourd'hui les meilleures performances de stabilité de fréquence est celle développée à l'Université de Neuchâtel (UNINE, Suisse) [20], [69], [70].

Cette horloge est composée de trois parties principales : un module physique contenant la cellule (résonateur atomique), un oscillateur local et un bloc laser. Le schéma de l'horloge est donné dans la figure I-13.

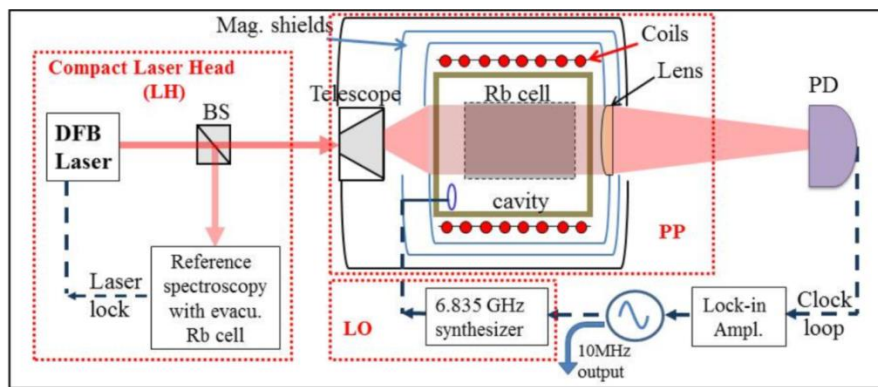


Figure I-13 : Représentation de l'horloge Rb de l'UNINE. Extrait de [70].

Le laser est une diode laser DFB (Distributed Feedback) avec une longueur d'onde de 780 nm (transition D_2 du Rb). Sa fréquence est stabilisée sur une cellule annexe de Rb par la méthode d'absorption saturée. La cellule utilisée pour mesurer la fréquence de la transition atomique est le cœur du module physique. Cette dernière présente une longueur et un diamètre de 25 mm, contenant un mélange de gaz tampon d'azote et argon avec un rapport de pression $r(Ar/N_2) = 1,6$. La cellule se trouve à l'intérieur d'une cavité micro-onde compacte de type magnétron d'un volume inférieur à 45 cm^3 . Un champ magnétique statique entoure cette cavité pour séparer les transitions Zeeman et isoler la transition d'horloge. Le tout est confiné par un blindage magnétique à double épaisseur. L'oscillateur local est composé d'un OCXO (Oven Controlled Crystal Oscillateur) et d'une chaîne de synthèse micro-onde générant un signal à 6,835 GHz pour l'interrogation des atomes. Au-delà de cet ensemble, le principe de fonctionnement est le même que pour l'horloge commerciale vue précédemment (section I.3.3.3). La lampe de Rb est remplacée par un laser DFB de faible largeur spectrale.

La figure I-14 montre un spectre du signal d'horloge. Sa largeur est de 334 Hz pour un contraste de 29 %.

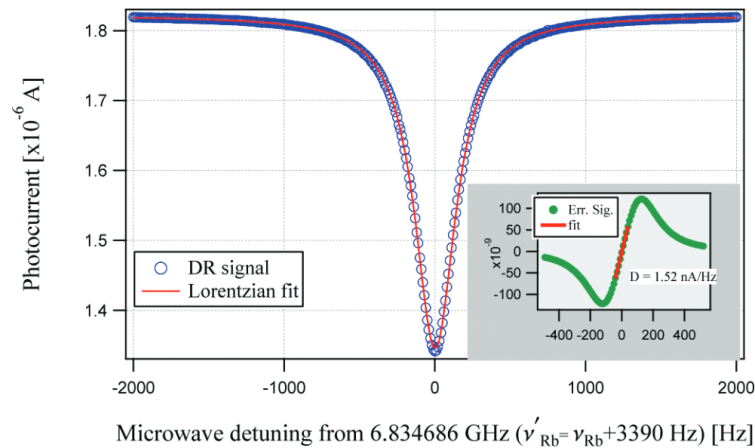


Figure I-14 : Spectroscopie d'un signal de l'horloge à double résonance de LTF- UNINE. L'encart montre le signal d'erreur correspondant au signal. Extrait de [20].

La stabilité de fréquence court-terme de l'horloge, reportée figure I-15, est de $1,4 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$. Selon les auteurs, la limitation principale est attribuée au phénomène de conversion du bruit de fréquence laser en bruit d'amplitude (bruit FM-AM) en sortie de cellule. Pour des temps d'intégration plus longs, la stabilité mesurée est de $1,4 \cdot 10^{-14}$ à 100 s et de $5,5 \cdot 10^{-14}$ à 10^4 s.

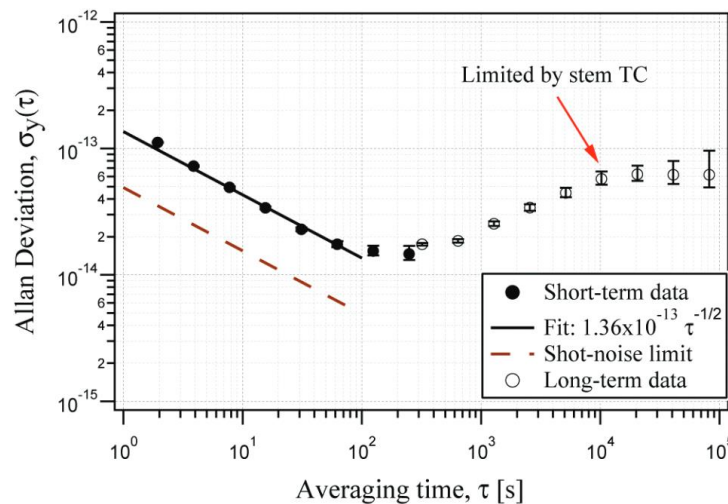


Figure I-15 : Déviation d'Allan de l'horloge Rb continue (UNINE). Extrait de [20].

Récemment, les chercheurs de UNINE ont proposé d'utiliser une diode laser à 1,5 μm doublée en fréquence pour générer le signal laser à 780 nm [71]. Les auteurs ont reporté que cette méthode permet de réduire le bruit FM ainsi que le RIN (Relative Intensity Noise) laser par presque un ordre de grandeur, comparativement à une diode laser émettant directement à 780 nm. Ces performances font ainsi de ce type de source un candidat intéressant pour les horloges à Rb.

Horloge Rb pulsée : L'INRIM (Italie) a proposé une approche très originale [14], [19], [72], d'horloge Rb pulsée dans laquelle est appliquée une interrogation micro-onde pulsée de type Ramsey. L'interrogation Ramsey de la transition d'horloge se fait dans le noir, lumière laser éteinte. Le déplacement lumineux est ainsi drastiquement réduit. Aussi, l'interrogation pulsée permet d'obtenir une largeur de raie du signal d'horloge indépendante de l'intensité

lumineuse et de la puissance micro-onde. Un schéma de l'horloge est donné dans la figure I-16.

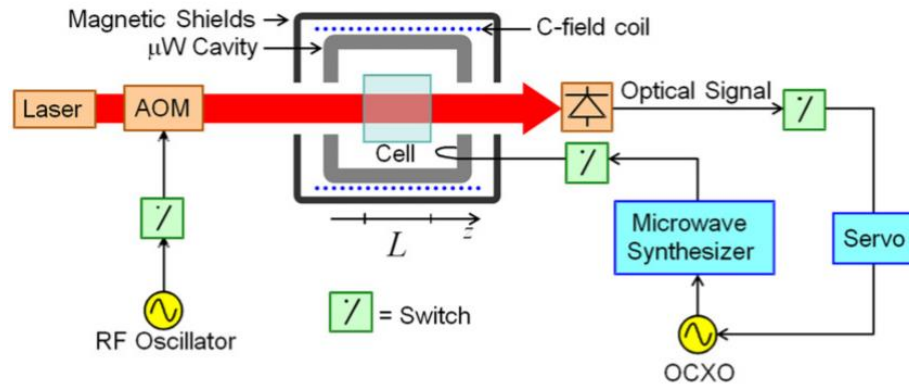


Figure I-16 : Représentation de l'horloge POP de l'INRIM. Extrait de [19]. Les constituants principaux de l'horloge sont identiques à ceux de l'horloge Rb de UNINE. La différence majeure consiste à recourir à une interrogation microonde pulsée, générée à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM), pour produire une interrogation temporelle de type Ramsey. Les impulsions ont lieu lorsque la lumière laser est éteinte.

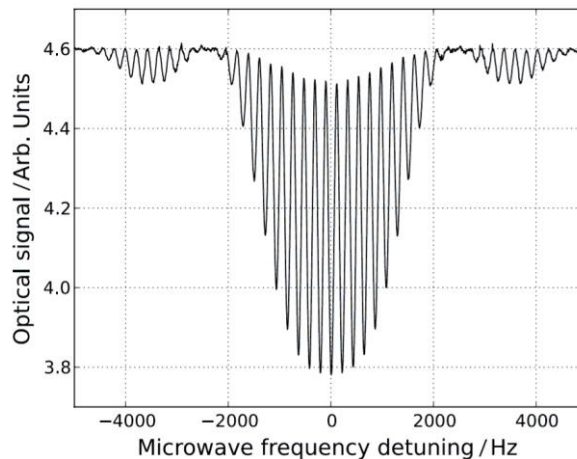


Figure I-17 : Franges de Ramsey typiques obtenues avec l'horloge POP Rb avec les paramètres $\tau_p = 4$ ms, $\tau_m = 0.4$ ms, $T = 4.2$ ms et $\tau_d = 0.15$ ms.

Dans l'horloge Rb POP, une première impulsion laser de durée τ_p est vue par les atomes dans le but de massivement peupler un des états fondamentaux de l'atome ^{87}Rb . Suit une séquence de deux impulsions micro-ondes de durée τ_m , séparés par un temps T d'évolution libre où les champs micro-onde et optiques sont absents. Enfin, une seconde impulsion laser τ_d est utilisée pour sonder la population atomique dans le plus bas niveau hyperfin de l'état fondamental. Avec un balayage de la fréquence de l'oscillateur local et par détection optique, on peut alors observer des franges de Ramsey, comme montré dans la figure I-17.

Cette horloge à cellule microonde est aujourd'hui celle présentant les meilleures performances de stabilité au monde. La stabilité relative de fréquence de l'horloge est de $1,7 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 1000 s (voir la figure I-18) et de l'ordre de 10^{-14} à 1 jour d'intégration. Dans des conditions calmes en laboratoire, cette horloge a démontré des performances allant jusque $2 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

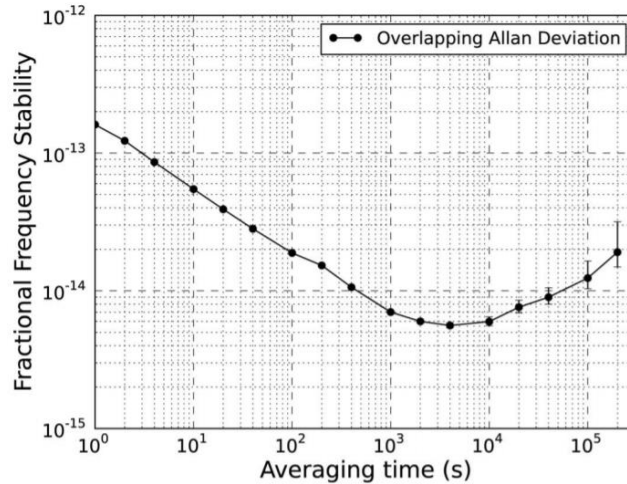


Figure I-18 : Déviation d'Allan de l'horloge POP de l'INRIM. Extrait de [72].

Récemment, les chercheurs de UNINE ont aussi adopté l'interrogation de type POP pour leur horloge [73]. Sur des travaux récents, ils ont démontré une forte corrélation de la fréquence d'horloge avec la pression atmosphérique (voir la figure I-19), reportant un coefficient en valeur relative de sensibilité à la pression atmosphérique de $(8,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-14} / hPa$. A noter pour différence que le module physique entourant la cellule sur l'horloge POP à INRIM est placé sous vide.

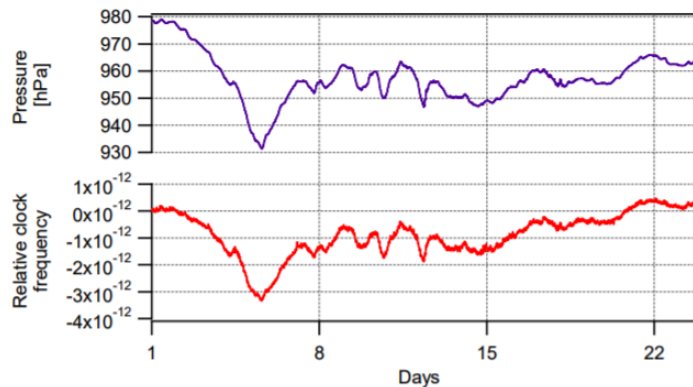


Figure I-19 : Haut : Evolution de la pression atmosphérique naturelle mesurée par une station météorologique située proche du laboratoire en Suisse. Bas : Fluctuations relatives de fréquence de l'horloge Rb POP développée à UNINE. Extrait de [73].

La figure I-20 montre une courbe de stabilité de l'horloge Rb POP développée à UNINE. La stabilité relative de fréquence court-terme de l'horloge est de $1,4 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 600 s et de $4 \cdot 10^{-14}$ à 10^5 s en corrigeant l'effet barométrique et en enlevant une dérive journalière de $6,5 \cdot 10^{-14}$.

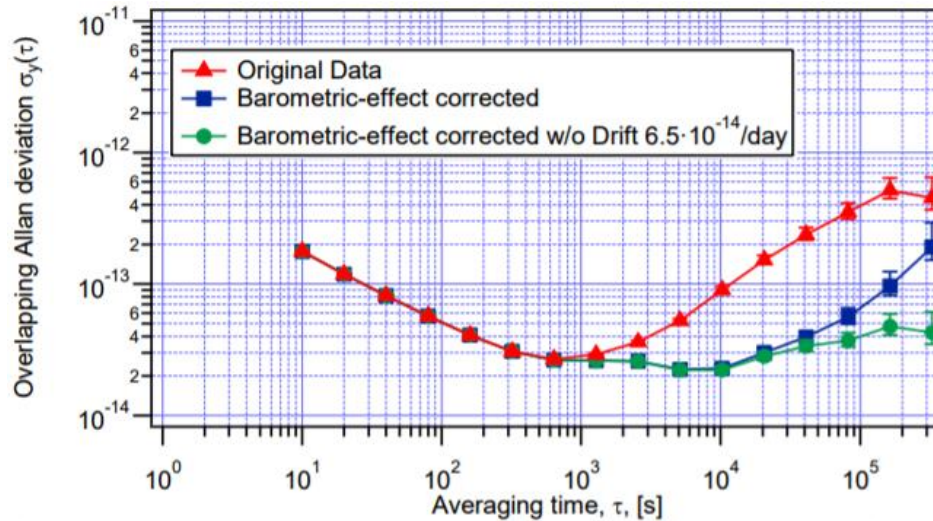


Figure I-20 : Déviation d'Allan de : (triangles rouges) fréquence d'horloge originale, (carrés bleus) fréquence d'horloge avec effet barométrique corrigé, (ronds verts) fréquence d'horloge avec effet barométrique corrigé et dérive journalière ôtée. Extrait de [73].

Une horloge Rb POP est aussi développée par le laboratoire SIOM (Shangai, Chine) [74], [75], [76]. La particularité de cette horloge est d'utiliser une méthode de détection dispersive avec l'ajout d'un analyseur en sortie de cellule. La détection de la résonance se fait via une détection dispersive basée sur l'effet de Faraday au sein de la cellule [74], [77]. L'intérêt d'une telle méthode est d'améliorer nettement le contraste du signal d'horloge, ayant mené à une amélioration de la stabilité de fréquence court-terme, comparativement à leurs résultats préliminaires.

La figure I-21 montre les performances de l'horloge Rb POP du SIOM. La stabilité relative de fréquence court terme mesurée est de $3,5 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 1000 s. La stabilité atteint un palier de $8 \cdot 10^{-15}$ à 2000 s. Selon les auteurs, la stabilité de fréquence court terme est limitée par l'effet Dick lié au bruit de phase de l'oscillateur local. La stabilité de fréquence moyen et long terme est limitée par les fluctuations de la température dans la cellule et par d'autres perturbations environnementales.

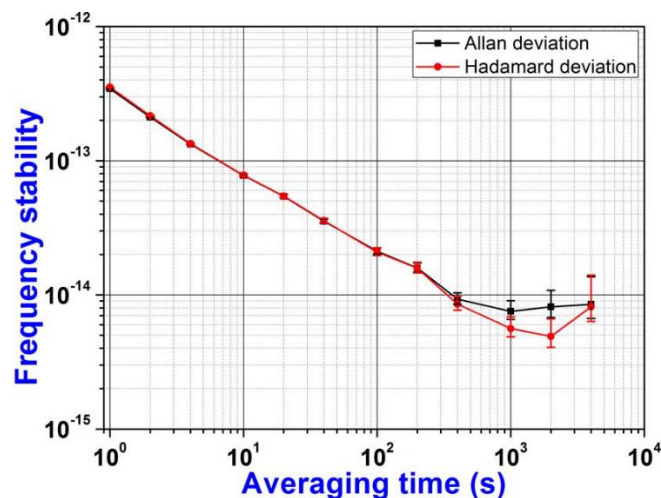


Figure I-21 : Déviation d'Allan de l'horloge Rb POP du SIOM. Une dérive de $-4,5 \cdot 10^{-13}$ / jour est supprimée. Extrait de [75].

I.3.4.2 Horloges atomiques à piégeage cohérent de population (CPT).

Les horloges à double résonance nécessitent la présence autour de la cellule d'une cavité micro-onde pouvant limiter la compacité de l'horloge. La technique d'interrogation CPT permet de s'affranchir du besoin de la cavité micro-onde. Deux champs lasers, partageant le même niveau excité, traversent la cellule du milieu atomique. Le champ d'interrogation micro-onde est alors porté optiquement. Quand la différence de fréquence des champs laser est égale à la fréquence entre les deux niveaux hyperfins du niveau fondamental, les atomes sont pompés dans un état de superposition quantique de ces états, qui découplé du champ lumineux, mène à la diminution de l'absorption atomique. Le phénomène CPT sera décrit plus en détails dans la section II-1. Dans les horloges CPT, plusieurs solutions existent pour générer les champs optiques nécessaires à l'interaction CPT : modulation directe d'un laser, modulation externe d'un laser ou utilisation de deux lasers asservis en phase. Dans les paragraphes suivants, je présenterai différents types d'horloges CPT, à régime continu ou pulsé et leurs caractéristiques principales.

Horloge CPT en régime continu : L'université de technologie d'Helsinki (Finlande) a travaillé dans le passé sur une horloge Rb CPT [78]. Les auteurs utilisaient une diode laser dont on peut moduler directement le courant d'injection laser pour générer deux bandes latérales optiques du premier ordre cohérentes en phase et séparées en fréquence. Un schéma de l'expérience est donné dans la figure I-22.

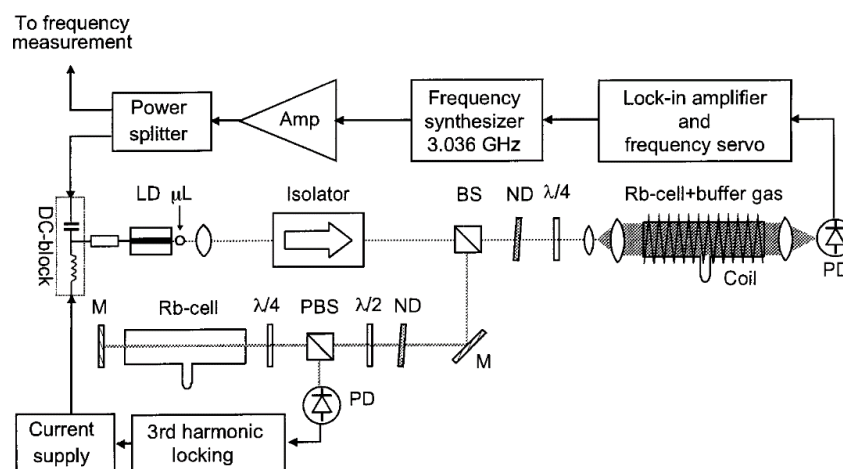


Figure I-22 : Représentation de l'horloge CPT continue de l'université de Helsinki. LD, Diode laser ; μL : micro-lentille ; $\lambda/2$: lame demi-onde ; $\lambda/4$: lame quart-onde ; ND : filtre à densité neutre ; M : miroir ; PBS Cube séparateur polarisé ; BS : Cube séparateur et PD : photodiode. Extrait de [78].

Le schéma peut être divisé en trois parties : la source laser et son système de stabilisation de fréquence, le résonateur atomique et l'oscillateur local. La source laser est une diode laser émettant à 780 nm (raie D_2 du ^{85}Rb) avec une largeur de raie d'environ 2 MHz et modulée directement par un oscillateur local à environ 3 GHz. La fréquence laser est stabilisée via un système d'absorption saturée [79]. Le module physique est constitué d'une cellule de ^{85}Rb et d'un mélange de Ar et de Ne (avec un rapport de pression de $P_{Ar}/P_{Ne} = 0,87$). Les dimensions de la cellule sont une longueur de 50 mm et un diamètre de 25 mm. La cellule est placée dans un solénoïde générant un champ magnétique de 6 μT pour séparer les sous-niveaux Zeeman.

La figure I-23 montre les performances de stabilité de fréquence de cette horloge.

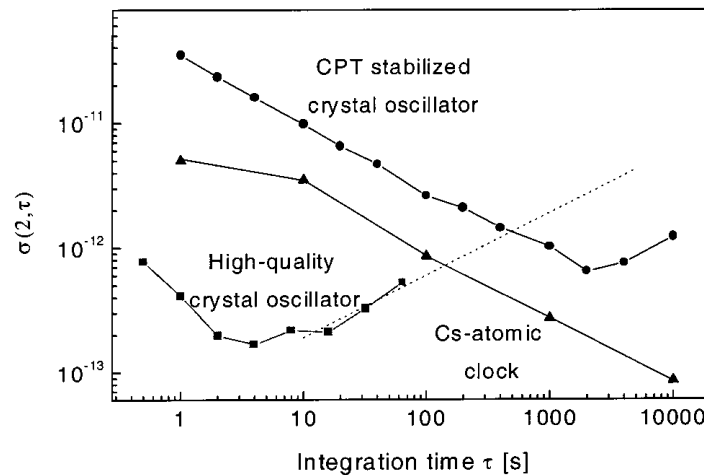


Figure I-23 : Déviation d'Allan de l'horloge CPT continue de l'université d'Helsinki. Extrait de [78].

La stabilité relative de fréquence est de $3,5 \cdot 10^{-11} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 2000 s, atteignant le niveau de $8 \cdot 10^{-13}$ à 2000 s.

D'autres architectures simples d'horloges CPT existent. Le lecteur pourra se reporter par exemple à la référence [80], pour une horloge CPT développée au NIST (Boulder, USA), atteignant une stabilité de fréquence relative de $10^{-11} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 s, ou encore en Russie [81], avec une stabilité de $2 \cdot 10^{-11} \tau^{-1/2}$ jusqu'à quelques milliers de secondes. Pour comparaison, nous démontrerons dans ce manuscrit une horloge CPT, qui en régime continu, présente une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 s.

Il est aussi important de mentionner ici, grâce à l'avancée technologique des diodes laser VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) et des technologies MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems), le développement au cours des 15 dernières années de micro-horloges atomiques. Ces micro-horloges atomiques combinent un volume de 15 cm^3 , une puissance de consommation de 150 mW et une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 10^{-11} à un jour, soit une dérive de seulement une microseconde par jour. De nombreux prototypes ont été développés dans de nombreux groupes mondiaux [82], [83], [84], incluant depuis 2011 un produit commercial proposé par Microsemi (CSAC SA.45s) [85].

Dans les horloges CPT traditionnelles, les atomes interagissent avec un faisceau de polarisation circulaire. Ce schéma de pompage, le plus simple, a pour inconvénient de peupler en abondance les sous-niveaux extrêmes Zeeman, réduisant ainsi le signal de la transition d'horloge 0-0 d'intérêt. Différents schémas de pompage CPT optimisés ont été ainsi proposés dans la littérature pour permettre la détection de résonances CPT à fort contraste. Ces derniers incluent à la méthode de sélection de polarisation [86], proposé par M. Zhu, les techniques d'interrogation lin par lin [87] ou Lin perp Lin [88], [89], la méthode dite push-pull proposée par le groupe de Happer à Princeton [24], [90] ou la méthode par modulation de polarisation proposée au LNE-SYRTE [91], [92], [93], basée sur le travail de M. Huang et J. Camparo [94].

Horloge CPT en régime pulsé : Le LNE-SYRTE (Paris) développe depuis 2003 une horloge atomique CPT pulsée à césium [21], [95], [96]. Ce travail, inspiré par J.E. Thomas et al. [97], a été initié durant le travail de thèse de T. Zanon-Willette [98]. Cette horloge repose

sur la combinaison d'un schéma de pompage CPT optimisé (Lin perp Lin [89], décrit dans la section II-2) et une interrogation pulsée de type Ramsey (décrite dans la section IV-1) permettant la détection de franges de Ramsey-CPT étroites et à fort contraste. Cette méthode d'interrogation pulsée Ramsey-CPT permet de réduire considérablement les effets de déplacement lumineux, en particulier la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser [99]. L'architecture de l'horloge est donnée par la figure I-24.

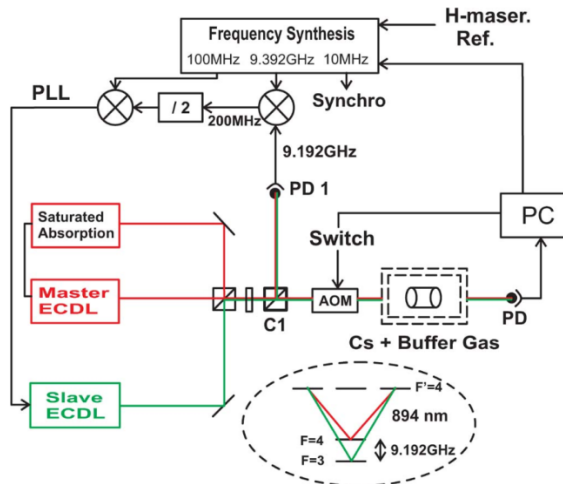


Figure I-24 : Architecture de l'horloge CPT pulsée du LNE-SYRTE, utilisant deux lasers asservis en phase. Extrait de [100].

La cellule CPT fait 5 cm de long avec un diamètre de 2 cm. Elle est remplie avec du Cs et un mélange de gaz tampon N_2 -Ar avec un rapport de pression $P_{Ar}/P_{N_2} = 0,4$, pour une pression totale de 20 Torr. La cellule est entourée par un solénoïde émettant un champ magnétique statique pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. La température de la cellule est stabilisée à environ 32°C. L'ensemble est entouré par deux blindages magnétiques faits de mu-métal. Deux diodes laser à cavité étendue (ECDLs : External Cavity Diode Lasers), accordées sur la raie D_1 du césium à 894 nm, sont utilisées pour générer les fréquences optiques nécessaires à l'effet CPT. Le laser maître voit sa fréquence stabilisée par absorption saturée via une cellule auxiliaire. Le laser esclave est asservi en phase sur le laser maître. Une différence de fréquence accordable autour de 9,192 GHz sépare les deux lasers. Le battement de fréquence entre les deux lasers, détectée à l'aide d'une photodiode rapide, est comparé à un signal microonde de référence de 9,392 GHz issu d'une synthèse de fréquence bas-bruit. Le signal de battement à 200 MHz est alors exploité pour assurer à terme le verrouillage en phase (PLL Phase Locked Loop) du laser esclave sur le laser maître. Les faisceaux des deux lasers sont superposés à l'aide d'un cube polarisant. Le faisceau est ensuite transmis dans un modulateur acousto-optique (AOM). Ce dernier sert à compenser le déplacement de fréquence optique induit par la présence de gaz tampon de la cellule CPT et permet de créer la séquence d'impulsions lumineuses nécessaire à l'interrogation Ramsey-CPT. La séquence typique est indiquée dans la figure I-25-a. Une photodiode détecte la lumière transmise à travers la cellule CPT, permettant la détection de franges de Ramsey-CPT. Ces dernières sont alors exploitées pour asservir la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence atomique.

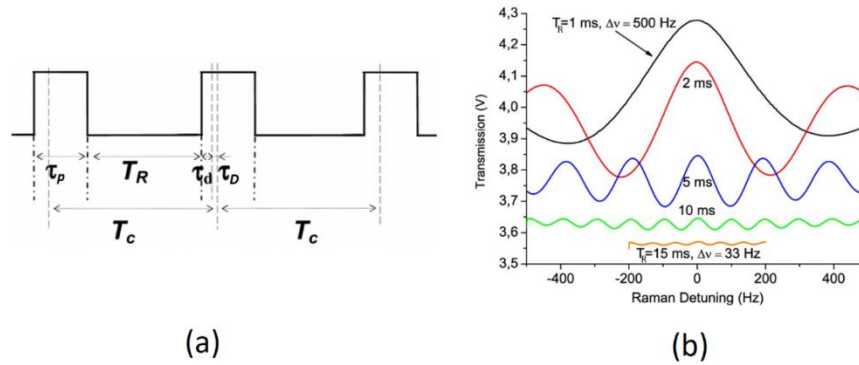


Figure I-25 : (a) Séquence Ramsey-CPT. (b) Franges Ramsey-CPT obtenues pour différents temps noirs d'évolution libre. Extrait de [100].

La séquence Ramsey-CPT consiste en une succession d'impulsions lumineuses, de durée τ_p séparées par un temps d'évolution libre dans le noir des atomes de durée T . Chaque impulsion est utilisée pour le pompage des atomes dans l'état CPT et pour la détection du signal atomique. Un temps de détection τ_D est placé au début de chaque impulsion. Le reste de l'impulsion permet de repomper les atomes dans l'état CPT. La figure I-25-b montre des franges de Ramsey-CPT pour différents temps T .

La figure I-26 montre les performances en stabilité de fréquence de l'horloge. La stabilité relative de fréquence est $3.2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 200 s. Les principales limitations à la stabilité de fréquence court terme sont le bruit de phase de l'oscillateur local LO via l'effet Dick et le bruit d'amplitude laser. Sur le moyen et long terme, la stabilité de l'horloge reste plus haute que $3 \cdot 10^{-14}$ à 200 s, limitée d'après les auteurs par le déplacement lumineux et les fluctuations de champ magnétique [101].

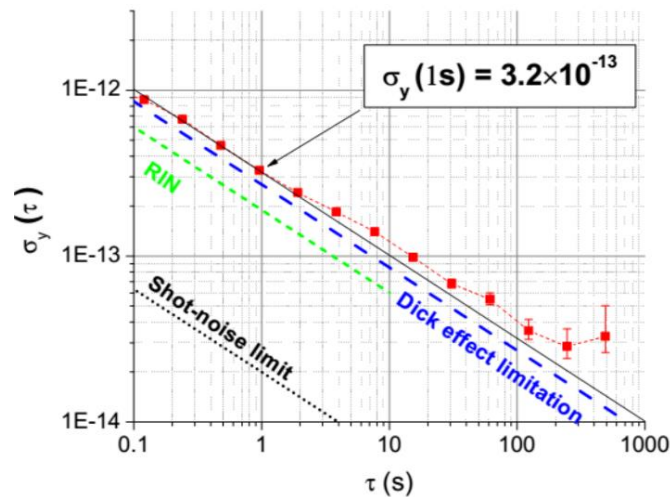


Figure I-26 : Déviation d'Allan de l'horloge CPT pulsée du LNE-SYRTE. Carrés rouges : Stabilité mesurée. Ligne noire : asymptote de la stabilité mesurée. Pointillés bleus : Contribution de l'effet Dick ($2,7 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$). Pointillés verts : Contribution du bruit AM laser (RIN). Pointillés noirs : Limite shot-noise de l'horloge. Extrait de [95].

A noter que d'autres horloges CPT sont développées à travers le monde. On peut citer l'horloge CPT à atomes froids développée par le NIST [102], [103]. Cette horloge présente aujourd'hui une stabilité relative de fréquence de $1,5 \cdot 10^{-11} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 40 000 s. On note aussi l'horloge CPT avec modulation de polarisation développée au LNE-SYRTE

[91], [92]. Cette horloge présente une stabilité relative de fréquence de $3,2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 s.

Au cours de mon travail de thèse, j'ai travaillé sur une horloge CPT pulsée à césium à FEMTO-ST (Besançon, France). Cette horloge utilise une diode laser unique DFB et un modulateur électro-optique Mach-Zehnder fibré pour la génération des bandes optiques CPT. Cette horloge, opérant d'abord en régime continu, fonctionne désormais avec une interrogation pulsée de type Ramsey-CPT. Au cours de mon travail de thèse, nous avons de plus implémenté un nouveau protocole d'interrogation, nommé Auto-Balanced Ramsey, inspiré du travail de Sanner et al. [26], et permettant de réduire drastiquement les effets de déplacement lumineux, limitation majeure de la stabilité de fréquence moyen terme de l'horloge au début de ma thèse. Ces travaux, comme nous le verrons au cours de ce manuscrit, ont abouti à la démonstration d'une horloge CPT présentant une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, avec le potentiel d'atteindre le niveau de $2,5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s. Ces performances sont à notre connaissance les meilleures performances jamais reportées pour une horloge de type CPT.

I.3.4.3 Horloge compacte à atomes froids

HORACE [104], [105], développée au LNE-SYRTE, est une horloge atomique compacte à atomes froids au Cs. Dans cette horloge, le refroidissement optique par lumière isotrope simplifie grandement la partie optique de l'horloge et la séquence de détection. Une représentation de l'horloge est donnée par la figure I-27.

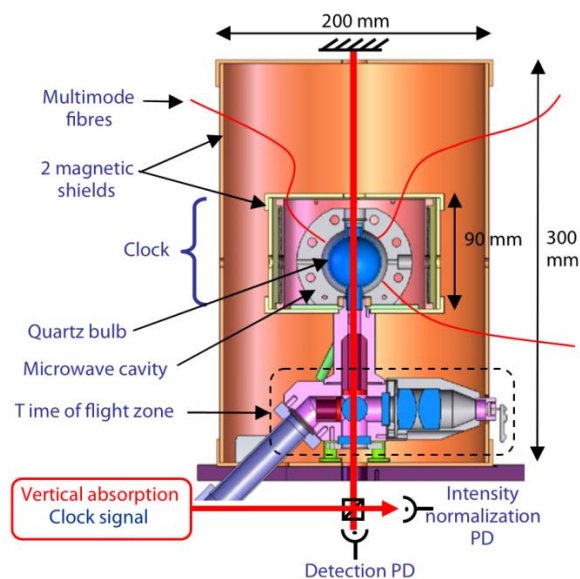


Figure I-27 : Représentation de l'horloge HORACE. Extrait de [105].

Le cœur de l'horloge consiste en une sphère de quartz contenant des atomes de césium refroidis par laser. Ce ballon est inséré au sein d'une cavité micro-onde. Une pompe ionique maintient une pression résiduelle inférieure à 10^{-8} mbar dans la chambre à vide et dans la bulle. La cavité consiste en une sphère de cuivre dont les cloisons intérieures sont polies pour obtenir un fort coefficient de réflexion pour la longueur d'onde 852 nm. Six fibres multimodes injectent la lumière, pour le refroidissement et le repompage, à l'intérieur de la cavité. La cavité utilise le mode TEM_{011} avec un facteur de qualité d'environ 5000. Elle est entourée d'un solénoïde créant un champ magnétique statique vertical de 10~20 mG pour

lever la dégénérescence Zeeman. Une zone de détection atomique est placée 9 cm en dessous la cavité.

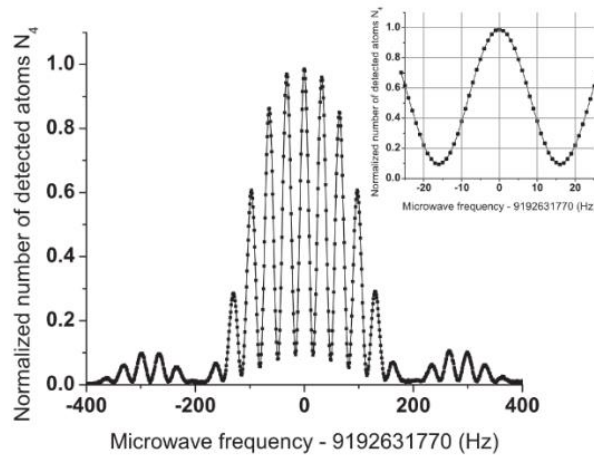


Figure I-28 : Frange de Ramsey obtenues avec HORACE. L'encart est un zoom sur la frange centrale. Extrait de [104].

La séquence des opérations d'HORACE peut être décrite en 4 étapes successives : refroidissement laser des atomes, préparation d'un échantillon d'atome dans un état quantique, interrogation de l'échantillon atomique avec un champ micro-onde généré par l'oscillateur local, et détection du signal atomique. Les atomes sont refroidis par six fibres optiques sans ajustement préalable particulier de polarisation. La cavité polie sert elle-même de miroir sphérique et la lumière est envoyée de manière isotrope aux atomes. Aucune autre optique n'est nécessaire pour la mise en forme et l'intensité des faisceaux. La température des atomes observée est de 35 μK . Cette configuration permet de refroidir 10^7 atomes en 40 ms. Une partie des atomes refroidis sont ensuite mis dans l'état fondamental $|F = 3, m_f = 0\rangle$ par pompage optique. Les lasers sont ensuite éteints et les atomes alors libres de tomber par gravité. Pendant leur descente, les atomes sont soumis à un champ d'interrogation de 9,192 GHz qui provoque la transition d'horloge. L'interrogation micro-onde peut être continue ou pulsée, pour une interrogation de type Rabi ou Ramsey. La dernière étape de détection est assurée par un laser qui traverse la cavité et interroge optiquement les atomes. Seuls les atomes étant passés de l'état initial à l'autre niveau hyperfin de l'état fondamental absorbent la lumière d'interrogation.

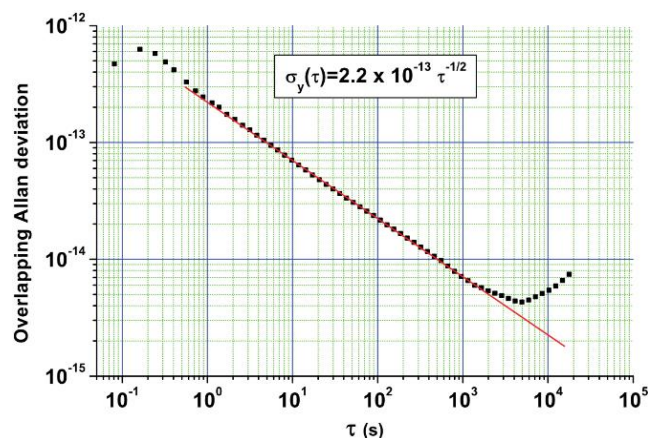


Figure I-29 : Stabilité relative de fréquence de HORACE. Extrait de [105].

La figure I-28 montre un spectre Ramsey pour un régime pulsé. La figure I-29 montre les performances d'HORACE en termes de stabilité de fréquence. La stabilité atteinte est de $2.2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 5000 s ($6 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s).

Aujourd'hui, une version commerciale compacte d'HORACE utilisant du Rb a été développée par l'industriel Muquans [106]. Une fiche technique peut être trouvée à [107]. AO Sense, une entreprise californienne développant des équipements atomiques et optiques pour des mesures de gravité, de navigation et de mesure de stabilité de fréquence, propose aussi une horloge compacte industrielle à atomes froids [108].

I.3.5 Résumé

Le Tableau I.3 résume les performances des meilleures horloges atomiques compactes présentées dans cette section. La figure I-30 permet de visualiser ces performances en termes de stabilité relative de fréquence. On remarque que la plupart de ces horloges présentent une stabilité de fréquence court terme dans la gamme $1.4 - 4 \cdot 10^{-13}$ à 1 s. Pour des temps d'intégration plus longs, les horloges CPT sont moins compétitives comparativement aux horloges à double résonance pulsées ou aux horloges à atomes froids. Cette limite est grandement due au fait que dans une horloge CPT, le signal microonde d'interrogation est directement porté optiquement, induisant une forte sensibilité de la fréquence d'horloge aux effets de déplacements lumineux (puissance laser, symétrie des raies optiques CPT, fréquence laser).

Le développement d'une horloge CPT de haute performance à FEMTO-ST, en collaboration étroite avec le LNE-SYRTE, a commencé en 2010 avec la thèse de X. Liu [109]. Au cours de cette thèse, X. Liu a démontré la possibilité d'obtenir des résonances CPT de fort contraste à l'aide d'un schéma de pompage CPT optimisé proposé par le groupe de Happer à Princeton, nommé push-pull optical pumping (PPOP) [24], [25]. Ces travaux ont été poursuivis par M. Abdel Hafiz [110], mon prédécesseur.

Durant sa thèse, M. Abdel-Hafiz, dans le cadre du projet européen Mclocks financé par EURAMET et regroupant les experts européens des horloges atomiques compactes (INRIM, UNINE-LTF, SYRTE, FEMTO-ST, Muquans), a mis en place les éléments constitutifs principaux de l'horloge atomique. L'horloge combine une diode laser DFB, un EOM modulé par une synthèse de fréquence micro-onde pour la génération des bandes optiques CPT, un AOM, un système Michelson pour produire le schéma d'interrogation push-pull et une cellule de Cs avec mélange de gaz tampon. M. Abdel Hafiz a, au cours de sa thèse, caractérisé et optimisé les performances de l'horloge CPT en régime continu. Il a en fin de thèse mis en place sur cette horloge la méthode d'interrogation Ramsey-CPT, régime dans lequel il a reporté une étude détaillée sur la stabilité de fréquence court terme, démontrant d'excellentes performances de l'ordre de $2,1 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 100 s d'intégration [22]. Cependant, cette horloge, même en régime pulsé, présentait des performances moyen et long-terme limitées [22], limitées essentiellement par des phénomènes de déplacement lumineux, particulièrement la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser (de l'ordre de quelques $10^{-13}/\mu W$ en régime Ramsey-CPT).

J'ai ainsi travaillé au cours de ma thèse à l'amélioration des performances de stabilité de cette horloge, principalement la stabilité moyen-terme jusque 10^4 s. La contribution majeure de mon travail de thèse fut ainsi d'abord d'établir un budget de stabilité moyen-long terme de l'horloge CPT en régime Ramsey-CPT. Pour cela, la mesure de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations des paramètres expérimentaux essentiels ainsi que la

mesure des fluctuations relatives typiques de ces derniers a été réalisée. Identifiant les variations de puissance laser comme la contribution majeure au budget de stabilité moyen-long terme de l'horloge (> 100 s), la contribution majeure de mon travail de thèse a consisté en la mise en place, l'application et la démonstration sur notre horloge CPT d'un nouveau protocole d'interrogation nommé « Auto-balanced Ramsey ». Cette méthode originale, consistant à produire une séquence Ramsey avec deux temps noirs consécutifs de durée différente, permet une réduction drastique des déplacements lumineux induits par l'interaction entre les atomes et les impulsions lumineuses. Ce protocole d'interrogation nous a alors permis de démontrer une horloge CPT avec une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ menant, en environnement calme et sur des durées de mesures limitées, à un niveau de stabilité record pour une horloge CPT de $2.5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

Horloge	FWHM (Hz)	Contraste (%)	σ_y (1 s)	σ_y (10 000 s)
Horloge Rb continue (UNINE) [20], [69], [111]	334	26	$1,36 \cdot 10^{-13}$	$5,5 \cdot 10^{-14}$
Horloge POP Rb (UNINE) [112]	160	35	$2,1 \cdot 10^{-13}$	x
Horloge POP Rb (INRIM) [14], [19]	120	8	$1,7 \cdot 10^{-13}$	$6 \cdot 10^{-15}$
Horloge Ramsey-CPT (LNE SYRTE) [21], [95], [96]	152	15	$3,2 \cdot 10^{-13}$	x
Horloge CPT à double modulation (LNE SYRTE) [95], [92], [93], [113]	385	5,6	$3,2 \cdot 10^{-13}$	x
Horloge CPT continue PPOP (FEMTO-ST) [22], [110], [114]	538	31,8	$2,1 \cdot 10^{-13}$	x
Horloge Ramsey-CPT PPOP (FEMTO-ST) Mon travail de thèse [22], [110], [115]	134	17	$1.45 \cdot 10^{-13}$	10^{-13}
Horloge SABR-CPT (FEMTO-ST) Mon travail de thèse [116], [117]	125	X	$2 \cdot 10^{-13}$	$2.5 \cdot 10^{-15}$
MUclock (Muquans) [107]	X	X	$3.0 \cdot 10^{-13}$	$3.0 \cdot 10^{-15}$
Horloge HORACE [104], [105]	18	90	$2.2 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-15}$

Tableau I.3 : Résumé de l'état de l'art des performances d'horloges atomiques compactes de laboratoire de haute-performance. x : Performances non reportées dans les articles de référence.

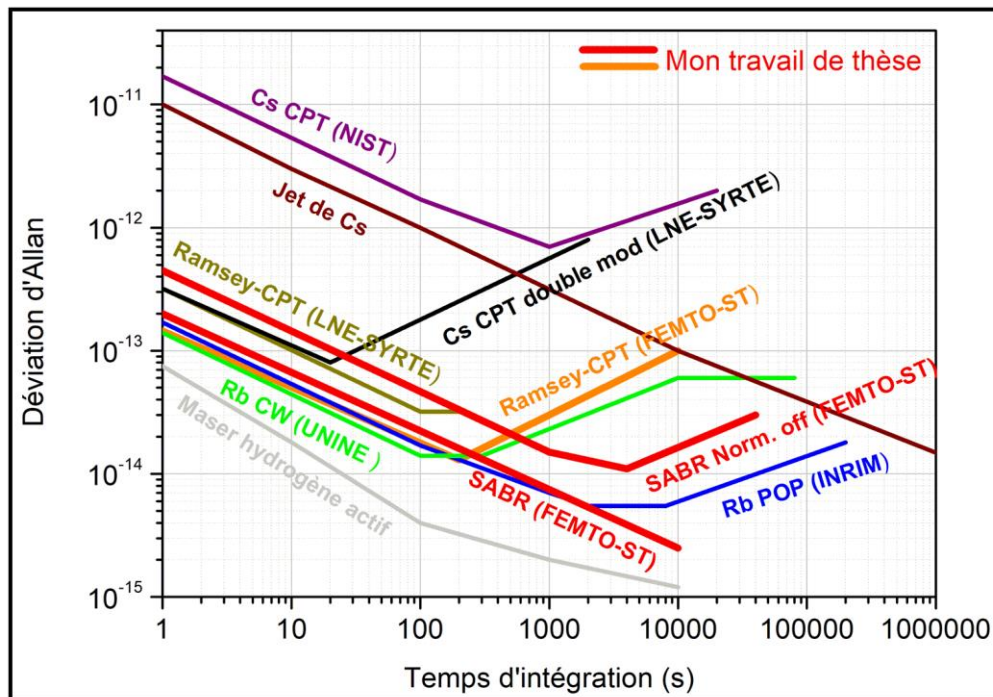


Figure I-30 : Etat de l'art des stabilités d'horloges atomiques compactes. Cs CPT (NIST) : [80], Cs CPT double modulation (LNE-SYRTE) : [113], Ramsey-CPT (LNE SYRTE) : [95], Rb continu (UNINE) : [20], Ramsey-CPT (FEMTO-ST) : [116], SABR-CPT (sans normalisation du bruit AM laser) (FEMTO-ST) : [117], SABR-CPT (avec normalisation du bruit AM laser) (FEMTO-ST):[117].

Chapitre II Physique de base des horloges CPT

Dans ce chapitre, je décris la physique de base du phénomène CPT en m'appuyant sur une approche semi-classique de l'interaction atome-photon. Les principales caractéristiques de la résonance CPT sont aussi données (contraste, largeur). Pour une horloge pulsée, les différentes sources de bruit que sont le bruit shot noise, le bruit de détection, le bruit d'amplitude et de fréquence laser et le bruit de phase de l'oscillateur local (effet Dick) sont définies. Un résumé des principaux déplacements lumineux est aussi donné (déplacements Zeeman, collisionnel et lumineux). J'aborde aussi brièvement l'élargissement et le déplacement des transitions optiques dus à la présence de gaz tampon. Enfin, différents schémas de pompage CPT, permettant de maximiser le nombre d'atomes participant à la transition d'horloge, sont rappelés. Je détaille leur fonctionnement et discute de leurs avantages et inconvénients.

II.1 Le phénomène CPT

Le phénomène de piégeage cohérent de population (CPT) a été découvert par Alzetta et al. en 1976 [17], [18], lors d'une expérience de mesure de fluorescence d'une cellule de sodium, pompée par un laser multimode. Il a alors été observé que des raies noires, apparaissant dans le spectre mesuré, n'existaient que pour certaines valeurs particulières de fréquences des différents modes laser. Un champ magnétique statique était utilisé pour lever la dégénérescence des niveaux Zeeman. Ce phénomène peut être interprété par un processus d'interférences quantiques destructives, entre les amplitudes et les probabilités, liées à la superposition d'états atomiques produite par la présence de deux champs laser. Lorsque la différence de fréquence entre les deux champs laser est exactement égale à la valeur de la transition hyperfine des sous-niveaux de l'état fondamental de l'espèce atomique, les atomes se trouvent alors dans un état découplé de la lumière des champs laser. Cet état est dit état noir et se traduit par une absence (réduction) d'absorption et donc de fluorescence. La figure II-1, extraite de [17], montre la photographie d'une raie noire observée dans une cellule de sodium.

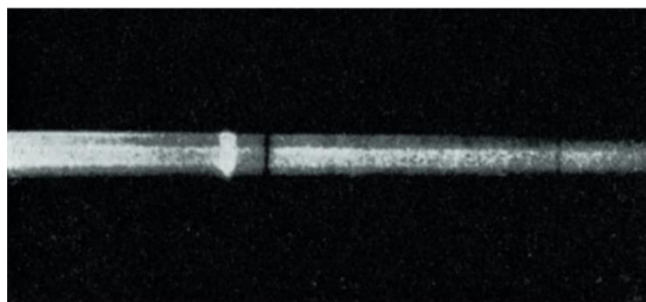


Figure II-1 : Photographie d'une raie noire observée dans une cellule de sodium en présence d'un champ magnétique inhomogène. Extrait de [17].

II.1.1 Description du principe physique CPT

Afin de comprendre l'effet de piégeage cohérent de population, nous allons utiliser le modèle d'un système atomique constitué de trois niveaux (voir la figure II-2). Les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ représentent deux niveaux inférieurs de durée de vie considérée comme infinie. Pour des atomes alcalins, tels que le Cs, le Rb et le Na, les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ correspondent aux

deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental. Le troisième niveau $|3\rangle$ est un niveau excité couplé aux deux autres. Ce système est désigné comme étant un système- Λ . Les conditions nécessaires pour observer le phénomène CPT sont d'être en présence d'un système atomique à trois niveaux autant isolés que possible, avec deux champs cohérents pour coupler les deux niveaux inférieurs au niveau excité et assurer une différence de fréquence entre les deux champs exactement égale à la fréquence de transition hyperfine entre les deux niveaux inférieurs.

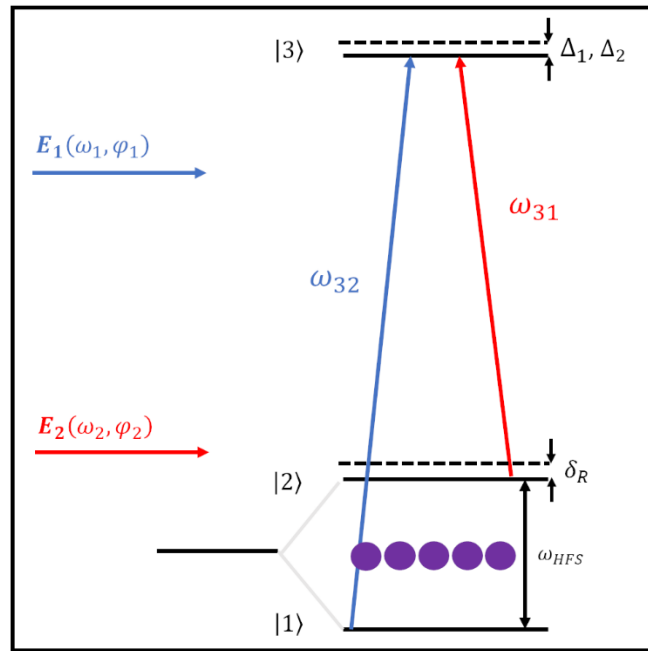


Figure II-2 : Représentation d'un système à trois niveaux Les cercles violets représentent les atomes piégés dans l'état noir, ici imagé par un niveau imaginaire entre les deux niveaux inférieurs.

E_1 et E_2 sont deux champs optiques excitateurs de pulsation ω_1 et ω_2 et de phase φ_1 et φ_2 respectivement. ω_{HFS} correspond à la séparation en fréquence des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$. $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_{HFS}$ est le désaccord Raman. , Δ_1 (Δ_2) = $\omega_1 - \omega_{31}$ ($\omega_2 - \omega_{32}$) le désaccord optique entre les pulsations des lasers ω_1 (ω_2) et les transitions atomiques ω_{31} (ω_{32})

Pour décrire le principe du phénomène CPT, on utilise une approche semi-classique de l'interaction atome-photon. Le champ optique laser bi-fréquence, avec un champ excitant la transition $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ et un second excitant la transition $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, peut être décrit comme deux ondes planes co-propageantes avec :

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1 e^{-i(\omega_1 t - \varphi_1)} + \mathbf{E}_2 e^{-i(\omega_2 t - \varphi_2)} \quad \text{II.1)}$$

avec les pulsations ω_1 et ω_2 , les amplitudes \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 et les phases φ_1 et φ_2 . Les pulsations de Rabi Ω_1 et Ω_2 des deux champs sont définies comme :

$$\Omega_1 = \sqrt{\frac{\langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_1 | 1 \rangle}{\hbar^2} + \Delta_1^2}$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\frac{\langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_2 | 2 \rangle}{\hbar^2} + \Delta_2^2} \quad \text{II.2)}$$

avec \hat{d} l'opérateur du moment dipolaire, Δ_1 (Δ_2) = $\omega_1 - \omega_{31}$ ($\omega_2 - \omega_{32}$) le désaccord optique entre les pulsations des lasers ω_1 (ω_2) et les transitions atomiques ω_{31} (ω_{32}) respectivement, et $\hbar = h/2\pi$ la constante de Planck normalisée. La pulsation de Rabi décrit le couplage entre les champs laser et les transitions atomiques.

L'opérateur hamiltonien du système s'écrit alors :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} \quad \text{II.3)}$$

avec \hat{H}_0 l'hamiltonien non perturbé tel que:

$$\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| + E_3|3\rangle\langle 3| \quad \text{II.4)}$$

et \hat{H}_{int} l'hamiltonien d'interaction atomes-champs tel que :

$$\hat{H}_{int} = \frac{-\hbar}{2} [\Omega_1(|3\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 3|) + \Omega_2(|3\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 3|)] \quad \text{II.5)}$$

On définit une nouvelle base orthogonale $\{|\psi_C\rangle, |\psi_{NC}\rangle, |3\rangle\}$ composé d'un état couplé, d'un état non couplé et de l'état excité. Les états ψ_C et ψ_{NC} sont des superpositions des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et sont des états propres de l'hamiltonien d'interaction \hat{H}_{int} :

$$\begin{aligned} |\psi_C\rangle &= \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left(\Omega_1 e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} |1\rangle + \Omega_2 e^{-i(\frac{E_2}{\hbar}t - (\varphi_2 - \varphi_1))} |2\rangle \right) \\ |\psi_{NC}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left(\Omega_2 e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} |1\rangle - \Omega_1 e^{-i(\frac{E_2}{\hbar}t - (\varphi_2 - \varphi_1))} |2\rangle \right) \end{aligned} \quad \text{II.6)}$$

On peut maintenant calculer l'amplitude de transition des états nouvellement définis vers l'état excité :

$$\begin{aligned} \langle 3|\hat{H}_{int}|\psi_C\rangle &= \frac{\hbar}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\frac{E_1}{\hbar} + \omega_1)t + i\varphi_1} \cdot (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 e^{i(\delta_R t + \delta_\varphi)}) \\ \langle 3|\hat{H}_{int}|\psi_{NC}\rangle &= \frac{\hbar \cdot \Omega_1 \Omega_2}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\frac{E_1}{\hbar} + \omega_1)t + i\varphi_1} \cdot (1 - e^{i(\delta_R t + \delta_\varphi)}) \end{aligned} \quad \text{II.7)}$$

où $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_{HFS}$ est le désaccord Raman et $\delta_\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ est la différence de phase des lasers.

Il est alors facile de montrer qu'à résonance (pour un désaccord Raman $\delta_R = 0$) et pour une différence de phase entre les champs laser multiple de $2\pi n$ avec n entier, l'amplitude de la transition $\langle 3|\hat{H}_{int}|\psi_{NC}\rangle$ est nulle. Le système est alors découplé de la lumière incidente [5]. Dans cet état noir, les atomes ne peuvent plus être excités par les photons. Ils se retrouvent dans une superposition d'états des deux niveaux inférieurs. Les atomes sont comme « piégés » entre les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$. La fluorescence est alors minimale et la transparence de la vapeur atomique maximale. On détecte alors un pic de résonance très étroit dans le spectre d'absorption (voir la figure II-3). Après plusieurs cycles de pompage, la plupart des atomes se retrouvent pris au piège dans l'état noir. Cette description est théorique et idéale. Dans un système réel, différents effets comme les différentes relaxations sont à prendre en compte.

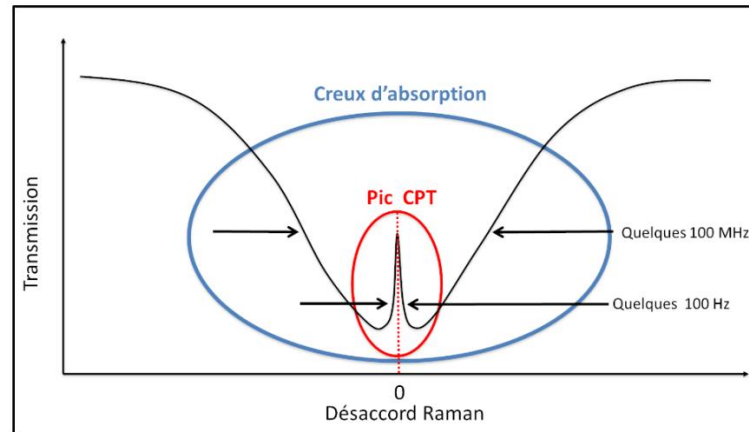


Figure II-3 : Spectre d'une résonance CPT au fond d'un creux d'absorption. Les échelles données pour les largeurs de résonance sont pour une cellule de taille centimétrique remplie avec une dizaine de Torr de gaz tampon.

II.1.2 Résonance CPT

La figure II-4 représente un spectre CPT typique et ses caractéristiques principales. La forme de ce spectre est approximée par une fonction lorentzienne. A est son amplitude, $\Delta\nu$ sa largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width at Half Maximum) et y_0 le fond du pic d'absorption. On définit le contraste de la résonance comme $C = A/y_0$.

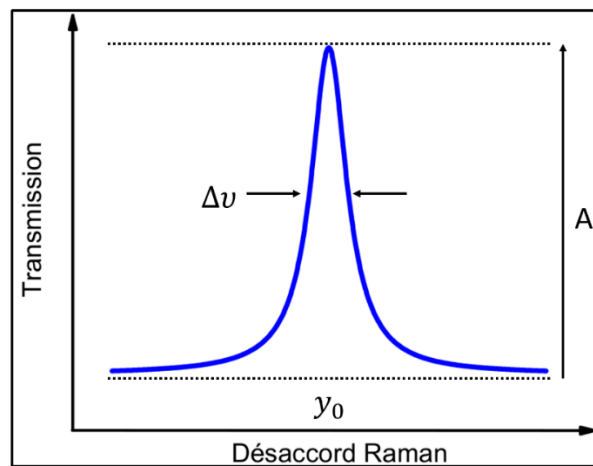


Figure II-4 : Exemple d'un spectre de résonance CPT.

Comme vu précédemment dans les équations (I.11 et I.12), la stabilité de fréquence court-terme d'une horloge atomique passive est améliorée avec une largeur de résonance étroite et un rapport signal à bruit SNR fort. Le rapport signal à bruit ultime SNRs, limité par le bruit de grenaille (bruit shot) lié au comptage de photons par la photodiode, peut être exprimé comme [18] :

$$SNRs = C \sqrt{\frac{P_{det}}{2h\nu_L}} \quad (II.8)$$

où P_{det} est la puissance lumineuse vue par la photodiode en sortie de cellule, h est la constante de Planck et ν_L est la fréquence du laser. Ainsi, on cherchera généralement à

maximiser le contraste de la résonance et plus spécifiquement le rapport contraste/largeur de la résonance pour optimiser la stabilité de fréquence court terme de l'horloge.

II.1.2.1 Choix du Cs et de sa raie D₁

Le choix du ¹³³Cs comme référence atomique est justifié en plusieurs points. Le premier est la nature alcaline du Cs. L'électron unique dans la couche de valence permet de s'approcher d'un système à trois niveaux isolés. Un autre avantage de la raie D₁ du césium est la séparation élevée des niveaux hyperfins de l'état excité (~1.16 GHz). La figure II-5 montre le diagramme d'énergie du Cs avec ces raies D₁ et D₂.

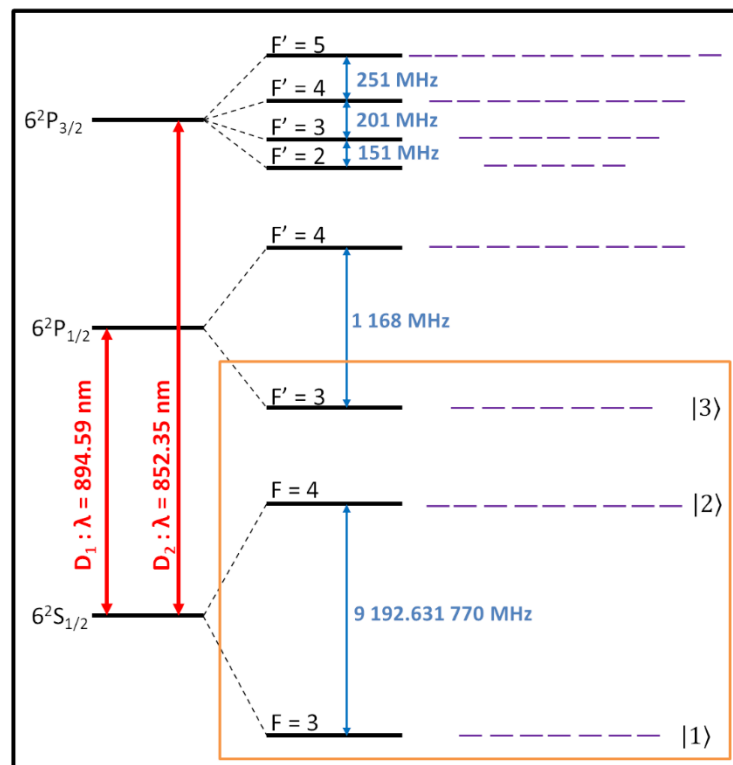


Figure II-5 : Diagramme d'énergie du ¹³³Cs avec ces raies D₁ et D₂. Les lignes violettes représentent le nombre de sous-niveaux Zeeman d'un état hyperfin. La transition d'horloge est la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins $m_F = 0$ de l'état fondamental, notés |1) et |2). Le cadre orange représente les niveaux atomiques impliqués dans le phénomène CPT sur la raie D₁, dans le cas ici où seul l'état excité $F'=3$ est considéré.

La préférence pour la raie D₁, à la raie D₂, pour une horloge CPT, provient du fait que son état excité comporte moins de niveaux et qu'ils sont mieux séparés en fréquence, évitant le mélange des niveaux excités en présence de gaz tampon par exemple et limitant ainsi la fuite d'atomes vers des niveaux pièges non impliqués dans la transition d'horloge. On peut ainsi obtenir une résonance CPT avec une plus grande amplitude et une largeur plus étroite [118]. Chacun des niveaux hyperfins impliqués dans le phénomène CPT peut être divisé en sous-niveaux Zeeman en appliquant un champ magnétique statique. La sensibilité au champ magnétique de chaque sous-niveau Zeeman étant différente, on peut les séparer comme montré dans la figure II-6.

Les niveaux énergétiques $m_F = 0$ sont les moins sensibles au champ magnétique et sont donc les meilleurs candidats pour constituer la transition d'horloge. Les autres niveaux présentent une sensibilité bien plus forte au champ magnétique. Les transitions correspondantes peuvent ainsi être utilisées en magnétométrie par exemple [119]. Nous verrons dans une section prochaine (section II.2) les contraintes apportées par la sélection magnétique des niveaux et leur repeuplement par différents schémas de polarisation.

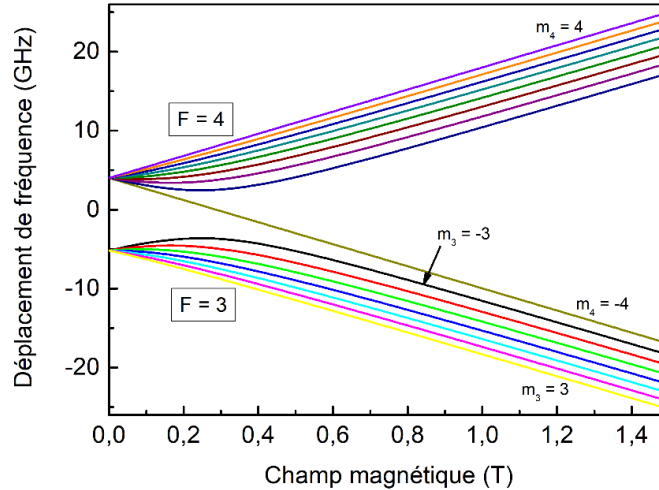


Figure II-6 : Dégénérescence Zeeman de l'état fondamental du ^{133}Cs .

II.1.2.2 Contraste

L'amplitude du signal CPT est déterminée par la différence entre les populations du niveau excité en résonance et hors résonance (y_0). La probabilité ρ d'un atome d'être dans l'état excité peut s'écrire [120] :

$$\rho(\delta_R) = \frac{\Omega_R^2}{8} \frac{2}{(\Gamma^*/2)^2 + \Delta_o^2} \left(1 - \frac{\Omega_R^2}{\Gamma^*} \frac{\gamma_{12} + \Omega_R^2/\Gamma^*}{(\gamma_{12} + \Omega_R^2/\Gamma^*)^2 + \delta_R^2} \right) \quad \text{II.9}$$

où Ω_R^2 est la pulsation de Rabi associée à une transition optique (il est admis qu'elle est d'amplitude égale pour les deux transitions), Γ^* est le taux de relaxation du niveau excité |3) vers n'importe quel niveau inférieur, $\Delta_o (= \Delta_1 = \Delta_2)$ est le désaccord optique (il est admis être le même pour les deux champs laser), γ_{12} est le taux de relaxation de la cohérence hyperfine CPT et $\delta_R = \Delta_1 - \Delta_2$ est le désaccord Raman.

L'amplitude du signal CPT, proportionnelle à la différence de population du niveau excité à résonance ($\rho(\delta_R = 0)$) et hors résonance ($\rho(\delta_R \rightarrow \infty)$), peut s'écrire [121] :

$$A \propto n_{at} \frac{\Omega_R^4}{4\Gamma^*} \frac{1}{(\Gamma^*/2)^2 + \Delta_o^2} \frac{1}{\gamma_{12} + \Omega_R^2/\Gamma^*} \quad \text{II.10}$$

avec n_{at} la densité atomique dans la vapeur thermique. L'amplitude de la résonance est donc proportionnelle à la densité atomique. Ainsi, l'amplitude augmentera avec la température de l'échantillon atomique. Pour de trop fortes températures, le milieu devient cependant optiquement épais, justifiant l'existence d'une température au-delà de laquelle l'amplitude du signal CPT décroît de nouveau. L'amplitude de la résonance augmente avec l'intensité laser, généralement jusqu'à atteindre un phénomène de saturation. Cependant, comme vu juste après, l'augmentation de l'intensité laser entraîne aussi une augmentation de la largeur de résonance CPT.

II.1.2.3 Largeur CPT

Dans l'hypothèse que l'absorption du milieu atomique suit la loi de Beer-Lambert, c'est-à-dire pour un milieu optiquement mince, que l'intensité laser est faible et que l'élargissement Doppler est négligeable, la largeur du signal CPT dans une cellule avec gaz tampon peut être définie par [122] :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \left(\gamma_{12} + \frac{\Omega_R^2}{\Gamma^*} \right) \quad (\text{II.11})$$

L'équation (II.11) n'est plus valable pour un milieu optique épais. Dans ce cas, il faut résoudre les équations de Maxwell-Bloch pour estimer $\Delta\nu$ et calculer la largeur du signal de transmission à la sortie de la cellule [123]. On déduit de (II.11) que la largeur de la résonance CPT augmente linéairement avec l'intensité laser incidente. La largeur de la résonance extrapolée à intensité laser nulle est déterminée seulement par γ_{12} , soit déterminée uniquement par la durée de vie T_2 de la cohérence hyperfine CPT. T_2 est inversement proportionnelle au taux de relaxation de la cohérence hyperfine. Dans une cellule à vapeur atomique sans gaz tampon, T_2 est généralement limitée par les collisions entre atomes alcalins et contre les parois. Ainsi, pour augmenter le temps de relaxation de la cohérence CPT et donc pour réduire la largeur de la résonance CPT, la vapeur alcaline est généralement diluée à l'aide d'une pression de gaz tampon [27]. Les collisions des atomes alcalins avec le gaz tampon réduisent le temps mis par les atomes alcalins pour atteindre les parois. Le mouvement des atomes devient alors diffusif à la place d'un mouvement balistique. Un deuxième avantage à la présence du gaz tampon est la suppression au premier ordre de l'élargissement Doppler de la transition micro-onde par l'effet Dicke [124].¹

Le taux de relaxation γ_{12} de la cohérence hyperfine peut-être exprimé comme :

$$\gamma_{12} = \gamma_{nat} + \gamma_w + \gamma_{se} + \gamma_{bg} \quad (\text{II.12})$$

γ_{nat} est le taux de relaxation naturel de la cohérence CPT. Quand la transition atomique concernée est dans le domaine micro-onde, γ_{nat} est négligeable comparativement aux autres termes et ne sera donc pas pris en compte par la suite.

γ_w (w : walls) est la contribution des collisions entre les atomes alcalins et les parois de la cellule. Ce terme est inversement proportionnel à la pression du gaz tampon P . Dans le cas d'une cellule cylindrique, il peut être écrit comme [120] :

¹ L'effet Doppler est le déplacement de fréquence de la transition atomique induit par le mouvement des atomes. La fréquence ν d'un photon émis par un atome ayant une vitesse v peut-être approximé comme étant :

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

où ν_0 est la fréquence de transition de l'atome au repos, c la vitesse de la lumière et θ l'angle entre les directions de l'atome en mouvement et de l'axe de propagation des photons. Cette approximation est valide pour des vitesses $v \ll c$. Dans des cellules à vapeur thermique, la vitesse des atomes est isotropiquement distribuée par l'agitation thermique, résultant en une distribution maxwellienne des valeurs de θ . La somme des déplacements de fréquence de la transition atomique de tous les atomes dans la vapeur thermique mène à un élargissement global de la résonance CPT. L'élargissement Doppler est supprimé dans le cas où le mouvement des atomes est contenu dans une zone de dimension L , tel que $L < \lambda/2$, où λ est la longueur d'onde de la transition. C'est l'effet Dicke.

$$\gamma_w = \left[\left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right] D_0 \frac{P_0}{P} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad (\text{II.13})$$

où L et R sont, respectivement, la longueur et le rayon de la cellule, D_0 est le coefficient de diffusion des atomes alcalins dans le gaz tampon à la température T , $P_0 = 1 \text{ atm}$ est la pression de référence, T est la température de la cellule et T_0 est la température de référence (0°C , soit 273.16K). Le terme γ_w est dominant si la pression de gaz tampon n'est pas suffisamment élevée. Le Tableau II-1 reporte en particulier la valeur du coefficient de diffusion D_0 du césium, en présence des gaz tampons N_2 et Ar .

Gaz tampon	D_0 [cm^2/s]	σ_{bg} [10^{-25} m/s]	\bar{v}_{rbg} [m/s]
N_2	0,087	0,6	$30,29 \sqrt{T}$
Ar	0,134	1,04	$26,27 \sqrt{T}$

Tableau II.1 Valeurs du coefficient de diffusion D_0 du Cs dans le N_2 et l'Ar à $T_0 = 0^\circ\text{C}$, de la section efficace des collisions du gaz tampon et du Cs [125], et la vitesse relative moyenne des atomes de Cs par rapport à ceux du gaz tampon à 35°C . On suppose une dépendance pour D_0 telle que $D = D_0(T/T_0)^{3/2}$ [126].

γ_{se} (se : spin-exchange) est le terme de relaxation due aux collisions entre atomes alcalins avec échange de spin $|F = 3\rangle \leftrightarrow |F = 4\rangle$. Il peut s'exprimer comme [27] :

$$\gamma_{se} = \frac{6I + 1}{8I + 4} \bar{v}_r n_{al} \sigma_{se} \quad (\text{II.14})$$

où I est le nombre quantique du spin nucléaire ($7/2$ pour le Cs), σ_{se} est la section efficace de spin ($\sigma_{se} = (2,18 \pm 0,12) 10^{-14} \text{ cm}^2$ pour Cs-Cs [90]), n_{al} est la densité atomique alcaline et $\bar{v}_r = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \mu_{al-al}}}$ est la vitesse relative moyenne, où k_B est la constante de Boltzmann, T la température et μ la masse réduite du système ($\mu_{Cs-Cs} = 1,7 10^{-25} \text{ kg}$). La contribution de ce terme devient importante pour une température élevée.

γ_{bg} (bg : buffer gas) est déterminé par les collisions des atomes alcalins avec les atomes de gaz tampon et se manifeste quand la pression du gaz tampon devient importante.

$$\gamma_{bg} = \frac{P}{k_B T} \bar{v}_{rbg} \sigma_{bg} \quad (\text{II.15})$$

où $\bar{v}_{rbg} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \mu_{al-bg}}}$ ($\mu_{al-bg} = \frac{M_{al} M_{bg}}{M_{al} + M_{bg}}$) est la vitesse relative moyenne des atomes alcalin à l'égard des atomes du gaz tampon, σ_{bg} est la section efficace de collision entre les atomes alcalins et le gaz tampon. Les valeurs de σ_{bg} et \bar{v}_{rbg} pour le Cs (gaz tampon N_2 et Ar) sont données dans le Tableau II-1.

Ainsi, pour les basses pressions de gaz tampon, la largeur de la résonance CPT est majoritairement déterminée par les collisions avec les parois tandis que pour les hautes pressions de gaz tampon, la largeur est limitée par les collisions entre atomes alcalins et atomes de gaz tampon. La relaxation par échange de spin peut devenir importante à haute température. La figure II-7 reporte les différentes contributions au temps de relaxation $T_2 = 1/\gamma_{12}$ pour une cellule de longueur 5 cm et diamètre 2 cm, avec un mélange de gaz tampon N_2 -Ar de pression totale 15 Torr et de rapport de pression $P_{Ar}/P_{N_2} = 0.6$. On reporte d'abord

une étude en fonction de la pression totale de gaz tampon pour une température de cellule de 36,4°C puis une étude en fonction de la température de cellule.

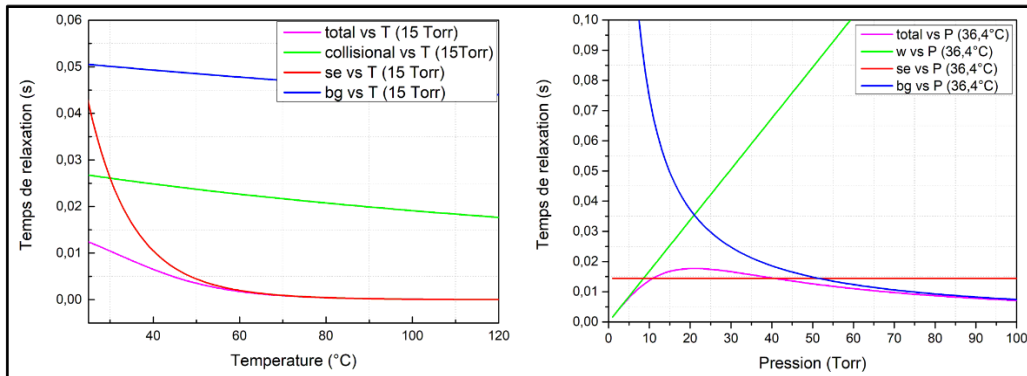


Figure II-7 : Temps de relaxation de la résonance CPT en fonction de la température de la cellule (a) et de la pression totale de gaz tampon (b). On considère une cellule césium avec un mélange de gaz tampon Ar – N₂ avec le rapport $r(\text{Ar}/\text{N}_2) = 0,6$. On considère une cellule de 2 cm de diamètre et 5 cm de long. En (a), la pression totale de gaz tampon est de 15 Torr. En (b), la température de cellule est de 36,4 °C.

Mentionnons qu’une solution alternative à l’utilisation de gaz tampon consiste au dépôt de revêtements anti-relaxants sur les parois internes de la cellule. Les matériaux utilisés sont généralement des paraffines [127], des matériaux à base d’alcènes [128], ou des couches silanées [129], [130]. La collision entre les atomes et les surfaces est un processus adiabatique de transfert d’énergie cinétique. Le revêtement anti-relaxant permet aux atomes d’expérimenter plusieurs collisions sur les surfaces de la cellule avant décohérence complète. Nous n’avons pas utilisé ce type de revêtements au cours de mon travail de thèse.

II.1.3 Sources de bruit, déplacements de fréquence de la transition d’horloge et déplacement et élargissement des transitions optiques

II.1.3.1 Sources de bruits

Les sources principales de bruit qui limitent le rapport signal à bruit de la résonance CPT sont le bruit de grenaille des photons (shot noise), le bruit du photodétecteur, le bruit de phase de l’oscillateur local, le bruit d’amplitude (AM) du laser et le bruit de fréquence (FM) du laser via la conversion de bruit FM-AM dans la cellule. Les équations de ces sources de bruit seront données pour une horloge CPT en régime pulsé. Les différents paramètres d’une séquence pulsée sont T le temps d’évolution libre des atomes, τ_p le temps de pompage, τ_D le temps de détection, $\tau_T = \tau_D + \tau_p$ durée d’une impulsion lumineuse et $T_C = \tau_T + T$ temps d’un cycle complet. Les formules reportées ci-après ont été utilisées pour établir le budget de bruit court terme de l’horloge (voir par exemple tableau IV.1).

Bruit de grenaille (shot noise) : Ce type de bruit est associé à la nature corpusculaire de la lumière. On considère que le comptage des photons par le photodétecteur présente une statistique suivant une distribution de Poisson. La contribution $\sigma_{y_{shot}}$ du bruit de grenaille sur la stabilité de fréquence est donnée par :

$$\sigma_{y_{shot}}(\tau) \cong \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{C} \sqrt{\frac{hf_L T_C}{P_0 \tau_D}} \quad (\text{II.16})$$

avec $\Delta\nu$ la largeur de la résonance, ν_0 la fréquence de la transition d'horloge, C le contraste, f_L la fréquence optique et h la constante de Planck et P_0 la puissance laser arrivant sur le détecteur.

Bruit du photodétecteur : La contribution du bruit du photodétecteur est basée sur la densité spectrale du bruit, σ_D^2 , de tension du photodétecteur placé dans le noir. Cette densité spectrale est mesurée à la fréquence $f_c = 1/T_C$. La contribution du bruit du photodétecteur, $\sigma_{y_{det}}$, sur la stabilité de fréquence est :

$$\sigma_{y_{det}}(\tau) \cong \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_D^2 T_C}{D^2} \frac{1}{2\tau_D \tau}} \quad (\text{II.17})$$

avec $D = A/\Delta\nu$ la pente du discriminateur de fréquence associé à la résonance CPT.

Bruit d'amplitude du laser (AM) : Une contribution généralement importante au bruit de détection total est le bruit d'amplitude laser. A basse fréquence, le bruit AM de la diode laser est généralement assimilé à un bruit flicker. Le bruit relatif en intensité (RIN: Relative Intensity Noise) est mesuré via le bruit de tension en sortie de photodiode quand cette dernière est soumise au faisceau laser. Généralement, on observe une réduction du RIN diminuant en augmentant la puissance laser [131], [132]. La contribution, $\sigma_{y_{AM-AM}}$, peut être évaluée comme :

$$\sigma_{y_{AM-AM}}(\tau) \cong \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_P^2 (\Delta V_{wp}/\Delta P)^2}{D^2} \frac{1}{\tau}} \quad (\text{II.18})$$

avec σ_P^2 la densité spectrale de puissance des variations de la puissance laser, en W^2/Hz , à la fréquence de f_c mesurée directement sur le photodétecteur sans milieu absorbant, $\Delta V_{wp}/\Delta P$ sont les variations du niveau du signal d'horloge induites par les variations de la puissance laser, en V/W .

Bruit de fréquence laser (FM) : Le bruit de fréquence laser est converti en bruit d'amplitude en sortie de cellule via le discriminateur de fréquence associé au profil d'absorption. Le bruit de fréquence laser contribue donc au rapport signal à bruit de la résonance et donc à la stabilité de fréquence court terme de l'horloge atomique par ce processus de conversion FM-AM [133]. Le bruit FM du laser est mesuré en utilisant la pente du creux d'absorption atomique comme discriminateur de fréquence. Le bruit de fréquence du laser est alors déduit du bruit de tension en sortie de photodiode. Il faut noter que la conversion FM-AM est réduite avec une plus grande pression de gaz tampon dans la cellule puisque la pente du discriminateur de fréquence en V/Hz des creux d'absorptions est alors réduite. La contribution, $\sigma_{y_{FM-AM}}$, peut être évaluée comme :

$$\sigma_{y_{FM-AM}}(\tau) \cong \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_{f_L}^2 (\Delta V_{wp}/\Delta f_L)^2}{D^2} \frac{T_C}{2\tau_D} \frac{1}{\tau}} \quad (\text{II.19})$$

avec $\sigma_{f_L}^2$ le bruit de fréquence laser en Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à f_c et $\Delta V_{wp}/\Delta f_L$ la sensibilité du signal d'horloge à la fréquence laser, en V/Hz.

Bruit de l'oscillateur local : Le bruit de phase de l'oscillateur local peut dégrader la stabilité court-terme d'une horloge atomique par un phénomène de transfert de certaines composantes harmoniques du bruit de fréquence de l'oscillateur local dans la bande passante du résonateur atomique par un effet d'intermodulation, de repliement de spectre, dit effet Dick [21], [134], [135].

Pour une horloge atomique pulsée, Santarelli et al. [135] ont proposé de caractériser la fonction de sensibilité $g(t)$ définie comme la réponse du signal atomique à un saut de phase, $\Delta\varphi$, de l'oscillateur d'interrogation à l'instant t . On définit :

$$g(t) = 2 \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\delta P(t, \Delta\varphi)}{\Delta\varphi} \quad (\text{II.20})$$

La contribution du bruit de l'oscillateur à la stabilité de fréquence court terme d'horloge est :

$$\sigma_{y_{Lo}}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g_m^2}{g_0^2} S_y^f(m/T_c) \quad (\text{II.21})$$

avec $S_y^f(m/T_c) = f^2/v_0^2 S_\varphi(f)$ la densité spectrale de puissance des fluctuations relatives de fréquence en régime libre du signal microonde à la fréquence de Fourier m/T_c avec $f_c = 1/T_c$ la fréquence de cycle de l'horloge. J'invite le lecteur à lire [6] pour les différentes formes de $g(t)$, g_m^2 et g_0^2 .

Notons que J.M. Danet et al. [21] ont étudié l'importance de l'effet Dick dans les horloges CPT pulsées, mettant en avant une contribution plus importante dans les horloges CPT du bruit de fréquence de l'oscillateur local pour les fréquences de Fourier élevées, comparativement aux horloges traditionnelles à « 2 niveaux »

II.1.3.2 Déplacements de fréquence

On distingue trois sources principales de déplacements de fréquence : le déplacement Zeeman, le déplacement collisionnel (dû à la présence de gaz tampon) et le déplacement lumineux.

Déplacement Zeeman : Un champ magnétique statique B est nécessaire pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. La dépendance au champ magnétique axial orienté selon l'axe de quantification des sous-niveaux Zeeman est donnée par la formule de Breit-Rabi [136], [137], pour de faibles valeurs de champ magnétique, telle que :

$$E_{F,m_F} = - \frac{\Delta E}{2(2I+1)} - m_F g_I \mu_B \mp \frac{\Delta E}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2\right)^{1/2} \quad (\text{II.22})$$

avec F et m_F respectivement le moment angulaire atomique et le nombre quantique magnétique, $\Delta E = h\nu_0$ l'énergie de la différence entre deux niveaux hyperfins, I le spin nucléaire ($I = 7/2$ pour le ^{133}Cs), g_I le facteur de Landé nucléaire et μ_B le magnéton de Bohr. x est une quantité sans dimension définie par :

$$x = (g_J + g_I) \frac{\mu_B B}{\Delta E} \quad (\text{II.23})$$

avec g_j le facteur de Landé électronique. ν_{00} , la fréquence de la transition atomique hyperfine entre les sous niveaux Zeeman 0-0, peut s'exprimer par :

$$\nu_{00}(x) = \nu_0 \left(1 + \frac{x^2}{2}\right) \quad (\text{II.24})$$

où $x = 3,0495756 \cdot 10^{-4} G^{-1}$ pour le Cs. On obtient donc :

$$\nu_{00}(B) = \nu_0 + 427,45330 B^2 \quad (\text{II.25})$$

avec B en Gauss. Pour un champ $B = 100 \text{ mG}$, le déplacement de fréquence de la transition d'horloge à Cs est de 4,27 Hz, soit $4,6 \cdot 10^{-10}$ en valeur relative. Une variation de 1 mG du champ magnétique B de valeur 100 mG entraîne une variation de fréquence de 0,08 Hz, soit environ $9 \cdot 10^{-12}$ en relatif. Ainsi, pour que l'horloge atteigne une stabilité de fréquence relative de 10^{-14} , les variations du champ magnétique expérimenté par les atomes doivent être inférieures à 1 μG . Si l'horloge est déplacée et pivotée, l'amplitude maximale des variations du champ magnétique terrestre le long de l'axe de propagation est de l'ordre de 1 G. De ce fait, pour obtenir une stabilité de fréquence d'horloge relative de l'ordre de 10^{-14} , une atténuation du champ magnétique terrestre de l'ordre de 10^6 est nécessaire. Pour atteindre un tel facteur d'atténuation, plusieurs couches de blindage magnétique, souvent en mu-métal, sont généralement utilisées. La sensibilité des autres sous-niveaux Zeeman au champ magnétique est plus importante. La transition entre les sous-niveaux hyperfins $m_F=1$ de l'état fondamental varie d'environ 700 kHz/G.

En règle générale, dans une horloge atomique, le champ magnétique doit être suffisamment élevé pour bien séparer les transitions Zeeman et bien discriminer la transition 0-0. Aussi, le champ magnétique ne doit pas être trop élevé pour ne pas trop augmenter la valeur du déplacement de fréquence associée.

Le champ magnétique statique est appliqué à l'aide d'un courant I circulant dans un solénoïde ou des bobines de Helmholtz. Le champ magnétique est donc défini comme :

$$B = \alpha_B I \quad (\text{II.26})$$

avec α_B le coefficient de dépendance courant-champ magnétique en G/A. On obtient alors :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta I}{I} \quad (\text{II.27})$$

Une stabilité relative de fréquence d'horloge de 10^{-14} impose donc une stabilité relative de courant au niveau de 10^{-5} . Le courant doit être peu sensible aux fluctuations de température.

Déplacement collisionnel : La présence d'un gaz tampon dans la cellule induit un déplacement de fréquence de l'horloge. Ce dernier s'explique par une distorsion du nuage électronique, dû à une collision entre un atome alcalin et un atome du gaz tampon, entraînant une perturbation des niveaux hyperfins. Dans le cas de gaz tampons dits légers (Ne, He, N_2), le déplacement de fréquence est positif car les forces en action sont les forces d'exclusions dites de Pauli. Dans le cas de gaz tampon plus lourds (Ar, Kr, Xe), le déplacement de fréquence est de signe négatif car principalement régi par les forces de Van der Waals. L'ordre de grandeur du déplacement de fréquence collisionnel est de quelques centaines de Hz/Torr. Sa variation avec la température atteint généralement quelques Hz/Torr K.

Dans une gamme de température et de pression limitées, le déplacement collisionnel $\Delta\nu_{bg}$ est généralement approximé par un polynôme du second-ordre tel que [138] :

$$\Delta\nu_{bg} = P_0 [\beta + \delta(T - T_0) + \gamma(T - T_0)^2] \quad (\text{II.28})$$

avec P_0 la pression du gaz tampon mesurée à la température de référence $T_0 = 273 \text{ K}$ et T la température de la cellule. β (Hz/Torr) est le coefficient linéaire de pression et δ (Hz/Torr·K) et γ (Hz/Torr·K²) sont les coefficients thermiques du premier et deuxième ordre. Les coefficients β , δ , γ pour différents gaz sont donnés dans le Tableau II-2.

Gaz Tampon	β (Hz/Torr)	δ (Hz/(Torr · K))	γ (mHz/(Torr · K ²))
Ne	686 ± 13,5	0,266 ± 0.006	-1,68 ± 0.05
N₂	922,5 ± 4.8	0,824 ± 0.006	-2,51 ± 0.03
Ar	-194,4 ± 1.6	-1,138 ± 0.010	0.0 ± 0.3
Kr	-1450 ± 50	-1,9 ± 0,5	N. C.
He	+1185 ± 46	1,49 ± 0.15	N. C.

Tableau II.2 : Valeurs mesurées de coefficients de déplacement de fréquence induits par les gaz tampons [139], [140]. N. C. : Non communiqué.

Pour une gamme de température plus élevée de quelques centaines de K, $\Delta\nu_{bg}$ est parfois approximé par un polynôme du cinquième degré [141]. Enfin il a été aussi montré que pour les gaz lourds (Ar, Kr), des collisions à trois corps provoquent la formation de molécules de Van der Waals transitoires, conduisant à l'apparition d'un terme non linéaire pour les faibles pressions [142].

En règle générale, dans les horloges atomiques à cellule, l'utilisation d'un mélange de gaz tampon permet d'obtenir un point d'inversion en température, autour d'une température d'inversion T_{inv} , pour laquelle la sensibilité de la fréquence d'horloge aux fluctuations de température est annulée au premier ordre [138], [140]. Dans le cas de l'utilisation d'un mélange de gaz tampon, $\Delta\nu_{bg}$ devient :

$$\Delta\nu_{bg} = P_0 [(r_1\beta_1 + r_2\beta_2) + (r_1\delta_1 + r_2\delta_2)(T - T_0) + (r_1\gamma_1 + r_2\gamma_2)(T - T_0)^2] \quad (\text{II.29})$$

où $\beta_i, \delta_i, \gamma_i$ sont les coefficients pour le gaz tampon i . r_i est ici le rapport entre la pression de gaz tampon i et la pression de gaz totale. Une autre méthode pour décrire $\Delta\nu_{bg}$ est de définir le rapport r telle que :

$$r = \frac{r_2}{r_1} = \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{II.30})$$

Ainsi, on peut réécrire les coefficients β , δ et γ comme :

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2 r}{1 + r} \quad (\text{II.31})$$

$$\delta = \frac{\delta_1 + \delta_2 r}{1 + r} \quad (\text{II.32})$$

$$\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2 r}{1 + r} \quad (\text{II.33})$$

En sachant que $r_1 + r_2 = 1$ et avec les nouvelles définitions des coefficients, on peut alors écrire :

$$\frac{d\Delta v_{bg}}{dT} = P_0 \left[\frac{\delta_1 + \delta_2 r}{1+r} + 2 \frac{\gamma_1 + \gamma_2 r}{1+r} (T - T_0) \right] \quad (\text{II.34})$$

En annulant la relation II.34, on peut prédéterminer le rapport r nécessaire pour obtenir une température d'inversion souhaitée. On a alors :

$$r = - \frac{\delta_1 + 2\gamma_1(T_{inv} - T_0)}{\delta_2 + 2\gamma_2(T_{inv} - T_0)} \quad (\text{II.35})$$

En utilisant le même principe, on peut définir la température d'inversion T_{inv} obtenue pour un rapport de pression r donné :

$$T_{inv} - T_0 = - \frac{\delta_1 + r\delta_2}{2(\gamma_1 + r\gamma_2)} \quad (\text{II.36})$$

La figure II-8 montre le ratio de pression r en fonction de la température d'inversion, pour une cellule avec un mélange de gaz N_2 -Ar. La relation correspondante est [121] :

$$r(\text{Ar}/N_2) = 0,724 \pm 0,012 - 0,00441 \pm 0,00009(T_{inv} - T_0) \quad (\text{II.37})$$

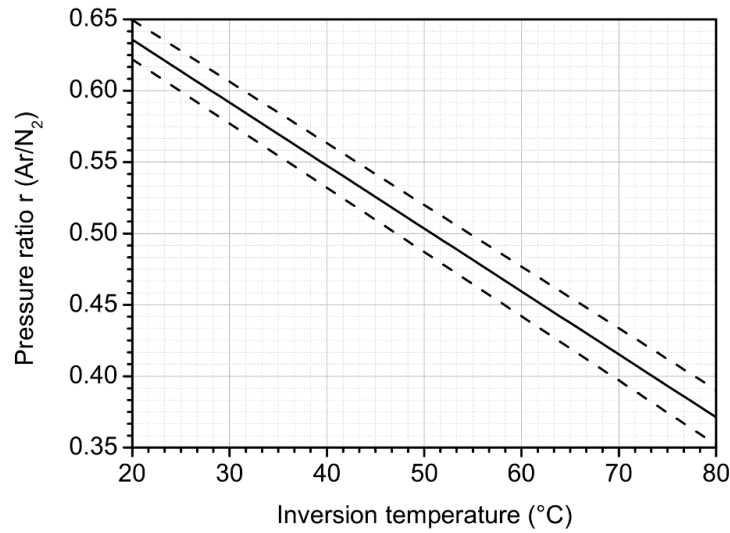


Figure II-8 : Rapport de pression entre Ar et N_2 dans une cellule de césium en fonction de la température d'inversion souhaitée. Extrait de [140].

Déplacement lumineux : Le déplacement lumineux, dit aussi AC Stark shift, est dû à l'interaction du moment cinétique atomique dipolaire avec le champ électromagnétique rayonnant provoquant le déplacement des niveaux d'énergie de la transition d'horloge. Le déplacement lumineux Δv_i d'un niveau atomique i peut être approximé par une somme de lorentziennes dispersives (fonction d'une source laser de fréquence f_L et d'intensité $I \sim |\Omega_R|^2$) de largeur Γ_{ik} et centré que la fréquence de transition optique atomique f_{ik} :

$$\Delta v_i(f_L, I) = \frac{1}{4} \sum_{k=3}^4 |\Omega_{Rk}|^2 \frac{(f_L - f_{ik})}{(f_L - f_{ik})^2 + \Gamma_{ik}^2/4} \quad (\text{II.38})$$

Le déplacement lumineux de la transition atomique microonde d'horloge ν_{00} est alors la différence du déplacement des deux niveaux impliqués :

$$\Delta\nu_{00}(f_L, I) = \Delta\nu_{i+1}(f_L, I) - \Delta\nu_i(f_L, I) \quad (\text{II.39})$$

Dans le cas des horloges CPT, où la diode laser est modulée, le déplacement lumineux total est obtenu en sommant toutes les contributions de chacune des raies de fréquence f_j avec leur intensité respective I_j tel que :

$$\Delta\nu_{00}(f_L, I) = \sum_j [\Delta\nu_{i+1}(f_j, I_j) - \Delta\nu_i(f_j, I_j)] \quad (\text{II.40})$$

Les déplacements lumineux ont plusieurs sources telles que les fluctuations de la puissance laser, de la fréquence laser ou l'asymétrie des bandes latérales CPT [137]. Nous aborderons dans la section IV.2 plus de détails sur la définition de différents types de déplacement lumineux intervenant dans les horloges CPT.

II.1.3.3 Elargissement et déplacement des transitions optiques

La présence de gaz tampon dans la cellule entraîne un élargissement et un déplacement des niveaux excités et donc des transitions optiques. Le profil des creux d'absorption en présence de gaz tampon est un profil de Voigt, une convolution entre une fonction lorentzienne (collision + largeur naturelle) et une fonction gaussienne (Doppler).

La largeur totale $\Gamma^*/2\pi$ en Hz du creux d'absorption optique en présence d'un gaz tampon de pression P est donnée par :

$$\frac{\Gamma^*}{2\pi} = \frac{\Gamma}{2\pi} + \beta_{opt}P + \Delta\nu_D \quad (\text{II.41})$$

avec $\Gamma/2\pi$ la largeur naturelle de la résonance (4,56 MHz pour la raie D_1 du Cs), β_{opt} le coefficient d'élargissement collisionnel en MHz/Torr pour un gaz tampon donné et $\Delta\nu_D$ l'élargissement Doppler.

L'élargissement collisionnel est de l'ordre de 10 à 25 MHz/Torr [143]. Le Tableau II-3 donne les valeurs publiées pour l'atome de césium de β_{opt} pour les gaz tampons Ar et N_2 .

La valeur de l'élargissement Doppler est donnée par la formule [144] :

$$\Delta\nu_D = 7.16 \cdot 10^{-7} v_{opt} \sqrt{\left(\frac{T}{M}\right)} \quad (\text{II.42})$$

Avec v_{opt} la fréquence de la transition optique (environ 335 THz pour la raie D_1), M la masse molaire atomique en g/mol (133 g/mol pour le césium) et T la température de la cellule. A 22.5°C, $\Delta\nu_D$ vaut environ 358 MHz.

Le déplacement de fréquence des transitions optiques S_0 dû à la présence d'un gaz tampon de pression P est simplement représenté par :

$$S_0 = aP \quad (\text{II.43})$$

où a (valeurs données dans le Tableau II-3) est le coefficient de déplacement collisionnel de la transition optique dû au gaz tampon.

Gaz tampon	α (MHz/Torr)	β_{opt} (MHz/Torr)	Température de mesure (°C)
Ar	$-6,47 \pm 0,03$	$18,31 \pm 0,16$	39,85
N ₂	$7,69 \pm 0,01$	$15,82 \pm 0,05$	44,85

Tableau II.3 : Valeurs des coefficients de déplacement et élargissement collisionnel optique pour l'atome de césium (raie D₁) en présence des gaz tampon N₂ et Ar [143].

II.2 Schémas de pompage CPT optimisés

Nous avons vu avec (I.11) et (I.21) que la stabilité de fréquence court-terme d'une horloge atomique augmente avec l'amplitude de la résonance CPT. Nous avons aussi vu que la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ est la meilleure candidate pour le développement d'une horloge en raison de sa faible sensibilité au champ magnétique.

Pour améliorer la stabilité de la fréquence d'horloge, on cherche ainsi à maximiser le nombre d'atomes participant à la transition d'horloge $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$. Dans les horloges CPT traditionnelles, les atomes interagissent avec un faisceau de polarisation circulaire. Malheureusement, l'utilisation seule d'une polarisation circulaire droite ou gauche peuple progressivement les sous-niveaux Zeeman extrêmes par effet de pompage (voir la figure II-9). Une grande majorité d'atomes sont alors piégés dans ces sous-niveaux extrêmes et le contraste de la résonance CPT sur la transition d'horloge est alors limitée à quelques pourcents.

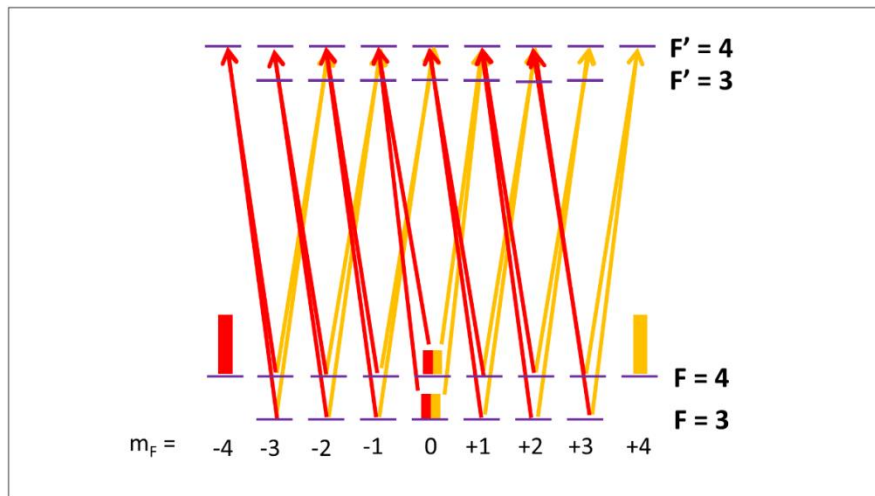


Figure II-9 : Schéma de polarisation circulaire droite (σ_+ – jaune) et gauche (σ_- – rouge). Les barres représentent les proportions d'atomes dans différents niveaux.

Plusieurs schémas de pompage CPT ont ainsi été proposés afin d'optimiser le nombre d'atomes dans les sous-niveaux $m_F = 0$. Dans cette section, je parlerai de ces schémas, désignés comme schémas dit double- λ . Mentionnons que d'autres méthodes, non rapportées dans ce manuscrit, existent comme la détection à sélection de polarisation de M. Zhu [86], ou la spectroscopie dite « feedback spectroscopy » de V. I. Yudin et al. [145].

II.2.1 Schémas de pompage CPT double- Λ

L'objectif est de maximiser le contraste de la résonance CPT en peuplant la transition d'horloge 0-0. Pour cela, les schémas présentés ci-après ont pour but de libérer les atomes piégés dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes. Les principaux schémas sont les schémas reportés sur la figure II.10 et dits Lin par Lin, Lin perp Lin et Push Pull Optical Pumping (PPOP). Des schémas plus récents sont aussi considérés tel que le principe de double modulation σ_+/σ_- .

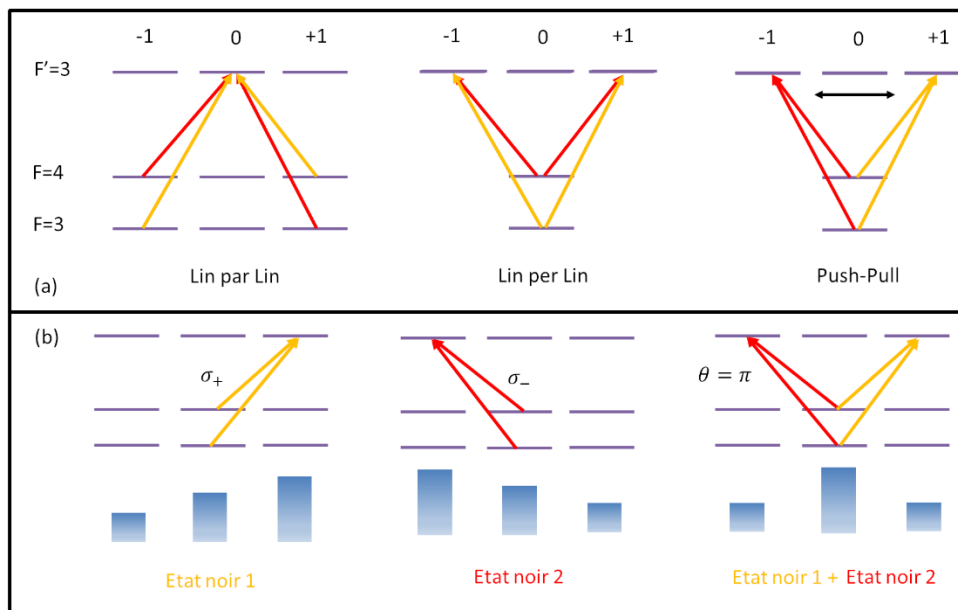


Figure II-10 : (a) Schéma d'excitation CPT. Schéma Push-Pull : alternance de polarisation circulaire droite et gauche à la fréquence d'horloge. Lin perp Lin : deux faisceaux de polarisations linéaires croisées. Lin par Lin : deux faisceaux de polarisation linéaires parallèles. (b) Concept de la technique du pompage Push-Pull.

II.2.1.1 Lin par Lin

Dans la configuration Lin par Lin [87], deux champs laser de polarisation linéaire parallèles traversent la cellule. La polarisation linéaire peut être décomposée en deux composantes de polarisation circulaire orthogonales. Comme le montre la figure II-10-a, on obtient bien un schéma en double- Λ . Cependant, le point particulier de cette configuration est que le schéma double- Λ impliquant les sous-niveaux Zeeman $m_F = 0$ n'est pas observable en pratique. La cohérence CPT est impliquée dans des transitions avec $\Delta m_F = 2$ impliquant les sous-niveaux $m_F = \pm 1$ [146]. Cela est dû aux signes opposés des coefficients de Clebsch-Gordan des transitions impliquées et à la phase relative des champs électromagnétiques [25]. Des résonances à fort contraste ont été reportées avec ce schéma pour de faibles pressions de gaz tampon dans [25], [87], [147].

Cette méthode présente cependant plusieurs inconvénients. Les résonances $\Delta m_F = 2$ impliquées sont sensibles au champ magnétique au premier ordre, induisant un élargissement du pic de résonance, voire une séparation des résonances impliquées à fort champ. De plus, une asymétrie dans le pic de résonance peut apparaître dans le cas où les deux champs laser impliqués pour chacun des schémas- Λ ne sont pas équilibrés en intensité, résultant en un déplacement global de la résonance. Pour ordre de grandeur,

stabiliser les fluctuations relatives de fréquence de ces transitions $\Delta m_F = 2$ au niveau de 10^{-15} implique un contrôle du champ magnétique au niveau de 8.2 nG. Pour comparaison, avec la transition 0-0, ce contrôle peut être réduit au niveau de 220 nG (en considérant un champ magnétique statique de 50 mG), soit un facteur 26 de différence.

Par ailleurs, le schéma lin par lin est optimisé pour des atomes présentant un spin nucléaire $I = 3/2$ (cas de l'atome de Rb).

II.2.1.2 Lin perp Lin

La configuration Lin perp Lin [88], [89], consiste à utiliser deux champs optiques de polarisations linéaires croisées. Ils peuvent se décomposer en deux composants circulaires orthogonaux polarisés, et la superposition d'états obtenue pour un λ est commune à l'autre. Les deux champs interfèrent constructivement permettant l'observation de la transition 0-0. Les atomes circulent sur tous les sous-niveaux Zeeman sans s'accumuler dans les sous-niveaux extrêmes. Ce schéma de pompage permet d'augmenter fortement le contraste de la transition d'horloge 0-0. L'inconvénient d'un tel schéma est la séparation spatiale des composantes fréquentielles du champ électromagnétique d'excitation via par exemple deux sources lasers distinctes. Des architectures utilisant cette configuration de polarisation Lin perp Lin ont été publiées avec des schémas expérimentaux plus simples et plus compacts [148], [149], voire avec l'utilisation de lasers VCSEs bi-fréquence [150].

II.2.1.3 Push-Pull Optical Pumping (PPOP)

La configuration PPOP [24] consiste à faire interagir les atomes avec un champ optique bi-chromatique alternant entre polarisation circulaire σ^+ et sa polarisation circulaire opposée σ^- . Les polarisations successives doivent être séparées par un retard en phase correspondant à la moitié de la période hyperfine. L'alternance des deux polarisations 'pousse' et 'tire' les atomes le long des sous-niveaux Zeeman maximisant le contraste de la résonance CPT qui se fait sur la transition 0-0 [25], [88]. Ce schéma de pompage revient à créer deux états noirs successivement qui vont interférer constructivement et maximiser le nombre d'atomes dans la transition d'horloge comme le montre la figure II-10-b.

Une des possibilités expérimentales pour produire cette configuration est d'utiliser un système de type Michelson. Le faisceau laser, possédant une polarisation linéaire quelconque, arrive sur un cube séparateur polarisé après avoir traversé une lame demi-onde (pour répartir la puissance optique dans les deux bras). Les deux bras du Michelson sont constitués d'une lame quart d'onde et d'un miroir de réflexion et présentent une légère différence de longueur. A la sortie du cube, avec l'ajustement adéquat des lames quart d'onde et de la longueur respective des deux bras, on dispose alors en de deux champs optiques bi-fréquence polarisés orthogonalement et légèrement décalés dans le temps. Ils sont alors légèrement déphasés, en fonction de la différence de chemin optique des deux bras. Une dernière lame quart d'onde en sortie du cube permet alors de transformer les polarisations linéaires perpendiculaires en polarisations circulaires opposées.

Pour induire le déphasage nécessaire au bon fonctionnement du schéma PPOP, permettant les interférences constructives, un des miroirs est translaté pour ajuster la longueur d'un des bras du système Michelson. Ceci est réalisé quand la différence de chemin optique entre les deux bras est de $(1/2 + p)\lambda$, où λ est la longueur d'onde microonde hyperfine ($\lambda = 32,635$ mm pour le Cs) et p est un entier positif. Le faisceau laser faisant un

aller-retour dans le bras imposant le retard en phase, la différence de chemin optique entre les deux faisceaux, en mm, est de :

$$L_1 - L_2 = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{1}{2} + p \right) \quad (\text{II.44})$$

Pour le Cs, (II.44) devient :

$$L_1 - L_2 [mm] = 8,1587 + p16,137 \quad (\text{II.45})$$

II.2.1.4 Double modulation

La configuration de polarisation à double modulation [93] est un schéma proche du PPOP. Il consiste en une alternance basse fréquence (quelques kHz typiquement), entre polarisations circulaires opposées mais sans séparation du faisceau laser par un Michelson.

Ce schéma de polarisation est inspiré du travail de M. Huang et J. Camparo [94]. Dans cette étude, l'observation d'un doublet de résonances CPT induit par un phénomène d'interférences destructives entre les états noirs créés par chacune des polarisations circulaires a été reportée, si aucune attention particulière n'est donnée à la relation de phase entre les deux champs laser. Ainsi, les deux états noirs produits par chaque polarisation peuvent interférer constructivement à la condition que la phase Raman soit modulée de manière synchrone avec la polarisation du champ lumineux, menant ainsi à la détection d'un pic de résonance CPT unique avec un fort contraste [91], [93].

L'avantage de ce schéma de polarisation est d'éviter la séparation « spatiale » du faisceau, rendant ainsi possible l'utilisation d'une architecture « linéaire », avec un fort potentiel de miniaturisation, voire une architecture toute-fibrée.

II.2.1.5 Schéma $\sigma_+ - \sigma_-$ contrepropageant

Ce dernier schéma consiste à utiliser deux ondes contre-propageantes, de polarisations circulaires opposées [151], [152], [153]. L'obtention du schéma à double- Λ est donnée par un faisceau incident de polarisation droite (ou gauche) qui traverse la cellule et qui est réfléchi en sortie de cellule. Une lame quart d'onde est disposée entre la sortie de la cellule et le miroir de réflexion pour obtenir des polarisations circulaires opposées. La détection du signal CPT se fait après les deux passages dans la cellule. Cette technique, mise en place récemment dans une horloge CPT à atomes froids au NIST [151], montre des résultats concluants. Ce dernier schéma montre aussi un potentiel de compacité intéressant pour la miniaturisation des horloges atomiques.

Ce schéma de pompage montre aussi quelques inconvénients. Sa spécificité est en effet de créer un schéma simple- Λ unique à l'aller et un second schéma simple- Λ unique au retour. Ainsi, l'absorption du milieu atomique ainsi que les pertes optiques lors de la propagation peut conduire à un déséquilibre d'intensité entre les faisceaux incident et réfléchi et donc à un déséquilibre des polarisations σ_+ et σ_- . Ce dernier peut conduire à un déséquilibre de l'amplitude des deux transitions hyperfines voisines (entre sous-niveaux Zeeman +1+1 et -1-1), sensibles au champ magnétique, et induisant donc une dissymétrie du spectre Zeeman autour la transition d'horloge 0-0, et donc potentiellement un déplacement de fréquence.

II.2.2 Résumé

En résumé, le schéma Lin par Lin est certainement le plus simple à implémenter expérimentalement. Il est cependant aussi certainement le moins efficace de tous et sa forte sensibilité au champ magnétique est un défaut majeur dans le but du développement d'une horloge atomique de haute performance.

Le schéma Lin perp Lin permet la détection de résonances CPT à fort contraste, assurant donc une bonne stabilité de fréquence court terme d'horloge. Cependant, l'utilisation de deux sources laser asservies en phase ou le développement de sources laser bi-fréquence spécifiques pour le produire peut rendre son implémentation plus complexe et volumineuse. Le schéma Lin perp Lin est considéré comme un candidat de choix pour des essais expérimentaux en laboratoire mais s'avère être une solution plus compliquée à mettre en œuvre pour une horloge « industrielle ».

Le schéma PPOP consiste en l'alternance d'une polarisation circulaire σ^+ et de sa polarisation opposée σ^- , avec un déphasage permettant une interférence constructive entre les deux états noirs impliqués. Cette technique permet d'obtenir de forts contrastes et une compacité de l'horloge suffisante pour le développement d'une horloge vouée à être sortie du laboratoire.

La double modulation est une technique plus récente, proche de la technique PPOP. Cette technique permet une architecture toute linéaire du système optique de l'horloge, sans séparation spatiale du faisceau laser et s'avère donc être de grand intérêt pour le développement d'une horloge atomique compacte de haute-performance.

Enfin, le schéma $\sigma_+ - \sigma_-$ contrepropageant nécessite un aller-retour dans la cellule de vapeur chaude avec un miroir et une lame quart d'onde. Ce schéma a démontré l'obtention de bons contrastes. Cependant, cette méthode présente l'inconvénient d'avoir deux schémas simple- Λ créés successivement à l'aller et au retour du champ lumineux.

L'horloge de FEMTO-ST exploite le schéma de pompage PPOP. Cette technique permet une architecture d'horloge simple, associant une source laser unique, un EOM pour la génération des bandes optiques CPT et un système Michelson pour la génération du schéma double- Λ PPOP. Il est important de mentionner que les vibrations de ce système Michelson ne sont pas si critiques dans le sens où la phase critique pour l'interaction CPT est la différence de phase entre les deux champs laser CPT, soit une phase microonde, et non la phase optique de ces derniers. A ce jour, la sensibilité de la fréquence d'horloge au mouvement de ce système Michelson n'est pas limitante. Par ailleurs, il a même été démontré dans [22], que cette dépendance est annulée au premier ordre pour une position du miroir de translation optimisant le contraste de la résonance CPT d'horloge et donc la stabilité de fréquence court terme. Ainsi, l'horloge conserve une architecture simple, avec un fort potentiel de compacité et d'intégration, tout en assurant la possibilité de démontrer d'excellentes performances de stabilité de fréquence.

II.3 Conclusion

J'ai présenté au cours de ce chapitre le phénomène CPT. J'ai donné des expressions pour les principales caractéristiques de la résonance CPT (contraste et largeur). Les principales sources de bruit et de déplacement de fréquence ont aussi été reportées. Le déplacement lumineux a été abordé dans ce chapitre mais sera abordé avec plus de détail dans le chapitre IV. Les expressions de l'élargissement et du déplacement des transitions optiques induits par la présence d'un gaz tampon ont aussi été donnés. Enfin, les principaux

schémas de polarisation d'optimisation du phénomène CPT ont été décrits et leur différents avantages et inconvénients donnés.

Chapitre III Banc expérimental

Cette section vise à décrire le banc expérimental de l'horloge. Après une description générale de l'ensemble, les différents blocs constituant l'horloge ainsi que leurs caractéristiques principales sont décrits. Une partie importante de l'horloge était déjà mise en place lors du début de ma thèse, résultats des thèses de mes prédécesseurs Xiaochi Liu [109], et Moustafa Abdel Hafiz [110].

J'ai principalement dans cette section expérimentale contribué aux optimisations de différents blocs et à leur caractérisation. J'ai renouvelé des mesures de caractérisation de la diode laser DFB (III.2). J'ai activement participé à la mise en place de la stabilisation de fréquence laser sub-Doppler bi-fréquence (III.4), au test d'une nouvelle électronique pour l'asservissement de la puissance laser, régime pulsé inclus (III.5), à l'implémentation en mode horloge d'une nouvelle synthèse de fréquence micro-onde et électronique de contrôle associée (III.6.2), à la mise en place d'une nouvelle cellule CPT avec mélange de gaz tampon optimisée (développée au SYRTE) (III.8) et au renforcement de l'isolation passive en température de l'expérience (III.9).

III.1 Description générale

La figure III-1 reporte un schéma représentatif de l'horloge, telle qu'elle est à l'issue de ma thèse.

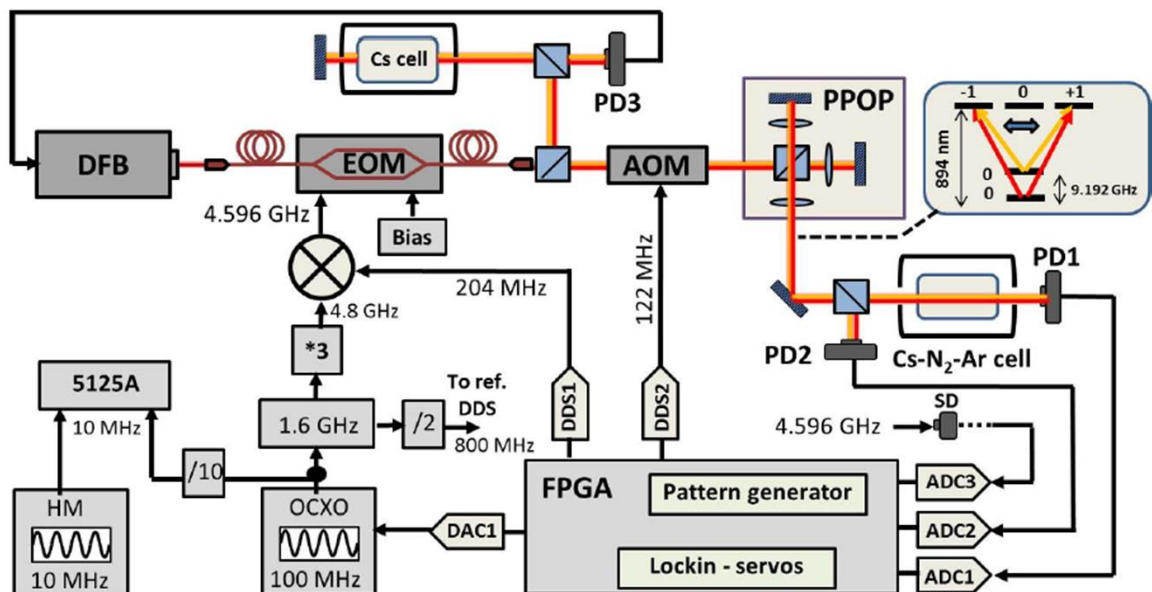


Figure III-1 : Schéma simplifié de l'horloge CPT PPOP de FEMTO-ST.

La source laser utilisée est une diode laser DFB émettant à 894,6 nm, longueur d'onde de la raie D_1 du Cs. Un étage d'isolation optique de 70 dB est placé en sortie du laser pour éviter tout retour optique pouvant perturber la fréquence laser. Le faisceau laser entre dans un modulateur électro-optique d'intensité Mach Zehnder fibré (EOM iXblue Photline NIR-MX-800-LN-10). Ce dernier est modulé par un signal microonde de fréquence 4,596 GHz fourni par une synthèse de fréquence micro-onde bas bruit. L'EOM génère deux bandes latérales optiques du premier ordre séparées de 9,192 GHz, utiles pour créer l'effet CPT. Afin de s'approcher d'un spectre optique uniquement constitué de deux raies optiques,

l'amplitude de la porteuse optique est minimisée via une tension de bias envoyée sur l'EOM. L'asservissement de la minimisation de la puissance de porteuse se fait à l'aide d'une photodiode rapide et d'une électronique d'asservissement par le biais d'un système de détection synchrone microonde [25]. Pour cela, le battement à 4,6 GHz en sortie de photodiode rapide est comparé à l'aide d'un mélangeur au signal à 4,6 GHz de l'oscillateur local (OL). Le signal de sortie du mélangeur présente un passage par 0 lorsque la porteuse optique est idéalement supprimée. Ce signal d'erreur est alors exploité pour corriger via un correcteur proportionnel-intégral (PI) la tension de bias de l'EOM avec une bande passante de l'ordre du kHz.

A la sortie de l'EOM, le faisceau laser est séparé en trois chemins. Le faisceau du premier bras est utilisé, pour l'asservissement de la tension de bias envoyée à l'EOM. Le second bras permet de transmettre le champ laser vers une cellule annexe de césium pour assurer l'asservissement de la fréquence laser via un montage de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (voir section III.4). En sortie du troisième bras, le champ laser en sortie d'EOM est envoyé vers un modulateur acousto-optique AOM (MT110-B50A1,5-IR). Ce dernier, modulé par un signal à 122 MHz, permet de déplacer la fréquence laser par -122 MHz (ordre -1) afin de compenser le déplacement de fréquence optique induit par la présence de gaz tampon dans la cellule CPT. L'AOM permet aussi de stabiliser la puissance laser. Pour cela, une fraction de la puissance laser en sortie d'AOM est détectée par une photodiode. Cette dernière génère une tension proportionnelle à la puissance laser. Ce signal est alors comparé à une tension de référence ultra-stable pour générer un signal d'erreur puis de correction permettant de corriger la puissance du signal radiofréquence pilotant l'AOM. Enfin, l'AOM permet si nécessaire de produire des impulsions lumineuses pour la génération de méthodes d'interrogations pulsées telle que l'interrogation Ramsey-CPT. Pour cela, un switch TTL (Mini-circuits ZASW-50-DR-2+) permet d'activer ou non l'envoi de la fréquence RF vers l'AOM.

A la sortie de l'AOM, le faisceau laser est envoyé vers un système de type Michelson, composé de deux bras, chacun composé d'une lame quart d'onde et d'un miroir de réflexion. Pour un bras, le miroir est fixé sur une platine de translation pour l'ajustement fin du schéma d'interrogation Push Pull Optical Pumping (PPOP), vu dans la section II.2.1.3, utilisé dans cette horloge. Ce schéma de pompage vise à faire interagir les atomes avec deux polarisations circulaires polarisées orthogonalement déphasées de π . Il permet d'augmenter nettement le nombre d'atomes participant à la transition d'horloge 0-0 [24], [25].

En sortie du système Michelson, le diamètre du faisceau est agrandi à 2 cm (diamètre de la cellule CPT) via un télescope constitué de deux lentilles convergentes. Le faisceau laser traverse la cellule. La cellule CPT, de diamètre 2 cm et longueur 5 cm, contient un mélange de gaz tampon $N_2 - Ar$, avec une pression totale de 15 Torr et un rapport de pression $P_{Ar}/P_{N_2} = 0.6$. La cellule est contenue dans un module physique. Dans ce dernier, la cellule est disposée au sein d'un four cylindrique en cuivre entourée d'un fil de chauffe coaxial pour chauffer la cellule et d'un solénoïde permettant de générer un champ magnétique statique parallèle au sens de propagation du faisceau laser, utile pour lever la dégénérescence Zeeman. L'ensemble est protégé du champ magnétique terrestre et des perturbations externes par deux couches de blindage μ -métal.

La puissance laser en sortie de cellule est détectée par une photodiode bas bruit (Hamamatsu S1337-66BR) associée à un amplificateur transimpédance de bande passante 140 kHz. Le signal en sortie de photodiode est alors transmis à une électronique de contrôle pour assurer l'asservissement en fréquence de l'oscillateur local sur la résonance atomique. Cette électronique permet de contrôler la grande majorité des paramètres expérimentaux de

l'horloge et de mener les tests élémentaires de spectroscopie laser et spectroscopie CPT. Nous verrons section III.6 que deux électroniques furent employées au cours de ma thèse.

La figure III-2 montre une photographie de l'expérience d'horloge CPT.

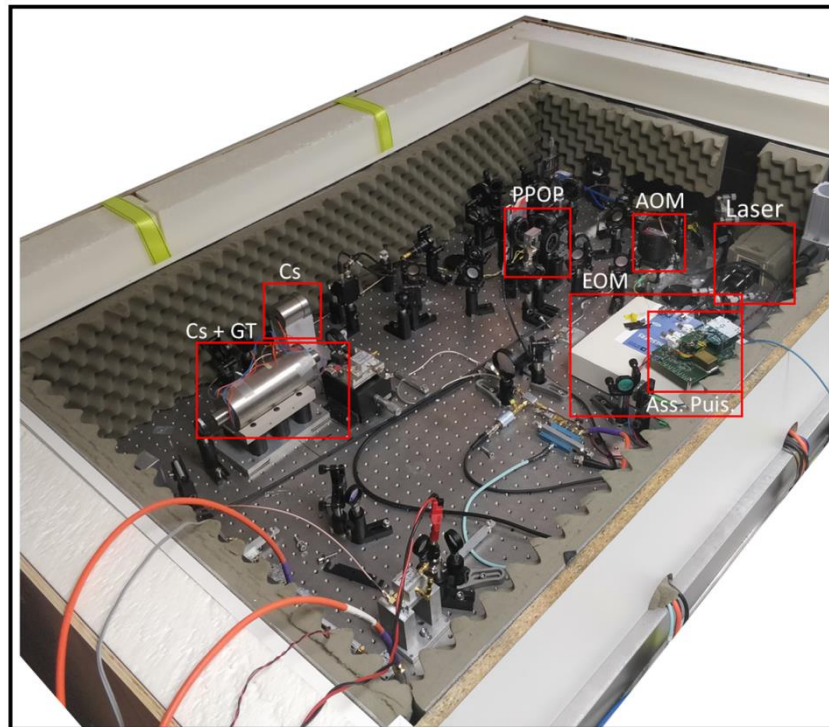


Figure III-2 : Photographie de l'horloge CPT PPOP de FEMTO-ST.

III.2 Système Laser

La diode laser est une diode laser DFB (Distributed Feedback - Eagleyard EYP-DFB-0895) accordée à la longueur d'onde de la raie D_1 du césium à 894,6 nm. La diode laser est stabilisée en température via un module Peltier et une thermistance reliée à une électronique de contrôle (LaserLabs TC2). La source laser est pilotée par une source de courant ultra-bas bruit (Laser Labs) avec une densité spectrale de bruit en courant de l'ordre de $50 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans une bande de 10 kHz. La fréquence laser utile est obtenue avec le couple courant/température suivant : 191 mA et 24,3 °C. La fiche technique [154], donne une sensibilité de la fréquence au courant laser de -1,1 GHz/mA et une sensibilité à la température de -22 GHz/K. La fréquence laser est stabilisée en corrigeant le courant par une méthode de modulation-démodulation synchrone. La largeur spectrale de la diode laser a été mesurée de 1,2 MHz dans [110].

La figure III-3 est une photographie de l'ensemble. Il contient la diode laser DFB avec une lentille de collimation, un isolateur optique (isolation 35 dB) et deux lames demi-onde de part et d'autre d'un cube séparateur de polarisation. Le cube permet d'extraire une sortie directe du laser, avant passage dans l'EOM. En sortie du cube, un second étage d'isolation de 35 dB est ajouté pour prévenir des retours de puissance optique.

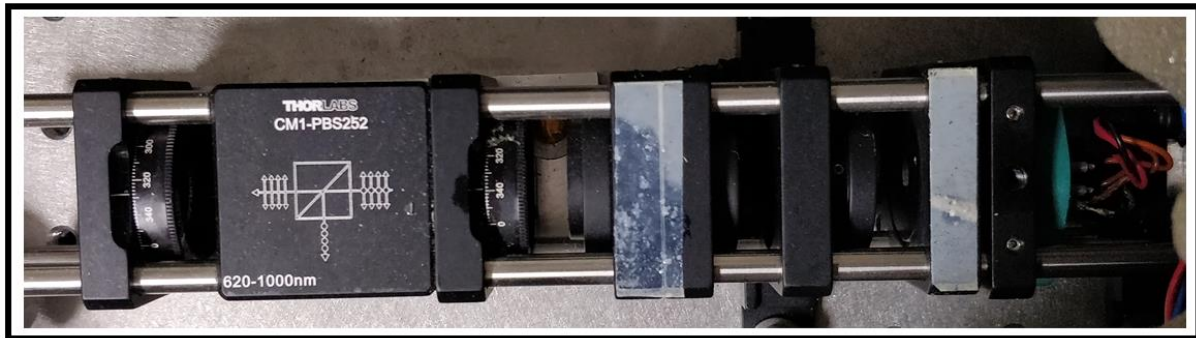


Figure III-3 : Photographie de l'ensemble laser. Le cube que l'on voit est celui avant le deuxième étage d'isolation.

Bruit relatif d'intensité et bruit de fréquence : Le bruit relatif d'intensité (Relative Intensity Noise-RIN) de la diode laser a été mesuré figure III-4-a pour une puissance laser de 2,4 mW. Cette mesure prend en compte le bruit intrinsèque de la photodiode. Dans la gamme 1 Hz - 1 kHz, le bruit mesuré est de $-124 f^{-1} \text{ dB/Hz}$. Le plancher de bruit est atteint après quelques kHz avec un niveau de bruit de -160 dB/Hz à 10 kHz.

La figure III-4-b montre le bruit de fréquence (FM) de la diode laser DFB en régime libre (rouge) et asservi (noir). Le signal d'erreur de la détection synchrone est envoyé sur un analyseur FFT (Fast Fourier Transform, HP3561A) puis converti en $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à l'aide de la pente du signal d'erreur obtenu par absorption saturée bi-fréquence d'une cellule évacuée centimétrique de Cs pur. L'asservissement de la fréquence laser apporte un gain d'environ 1100 à 1 s et possède une bande passante de 1000 Hz. En régime libre, on mesure une valeur de $2,5 \cdot 10^5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz, $1,8 \cdot 10^4 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz et $74 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 kHz. En régime asservi, on mesure $221 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz, $798 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz et $74 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 kHz. Les pics observés dans la gamme de 100 Hz à 1000 Hz sont intrinsèques au laser et à son électronique. Le pic à environ 65 kHz correspond à la modulation du laser.

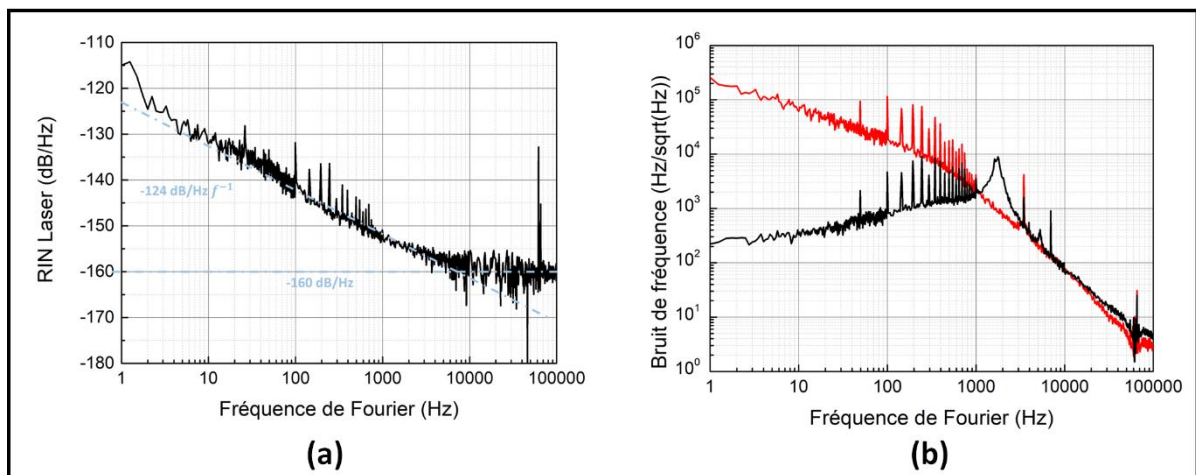


Figure III-4 : (a) Courbe noire : Bruit d'intensité relatif en régime libre de la diode DFB pour une puissance laser de 2,4 mW. Courbe bleue pointillée : asymptote avec les valeurs de $-124 f^{-1} \text{ dB/Hz}$ et -160 dB/Hz . (b) Bruit de fréquence du laser en régimes libre (rouge) et asservi (noir).

III.3 Modulateur électro-optique (EOM)

Principe : L'EOM est un modulateur électro-optique d'intensité Mach-Zehnder fibré (iXblue Photline NIR-MX-800-LN-10). Il utilise des fibres à maintien de polarisation et des connecteurs fibrés FC/APC. L'EOM est montré figure III-5.



Figure III-5 : Photographie de l'EOM et de sa boîte réalisée par P. Abbé.

On peut montrer que la puissance P à la sortie de l'EOM Mach Zehnder est donnée, pour une puissance d'entrée P_0 , par [110]:

$$P = P_0 \cos^2 \left(\frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right) = \frac{P_0}{2} \left[1 - \cos \left(\phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \right) \right] \quad (\text{III.1})$$

où ϕ_0 est la phase qui résulte de la longueur des guides d'ondes et qui dépend surtout du processus de fabrication, V est la tension de contrôle de bias, et V_π la valeur de V spécifique pour déplacer la phase différentielle entre les deux bras de l'interféromètre de π .

L'EOM est piloté par un signal microonde de fréquence 4,596 GHz, avec une puissance d'environ 20 dBm, générant ainsi deux bandes latérales optiques du premier ordre séparées de 9,192 GHz, la fréquence de transition d'horloge. Le faisceau, en sortie directe du laser, est injecté dans la fibre d'entrée à maintien de polarisation de l'EOM et est séparé dans les deux guides d'onde portés par un substrat de $LiNbO_3$, dont les indices de réfraction dépendent du champ électrique appliqué. Les guides d'onde sont entourés par une électrode microonde et par une électrode de tension DC. L'électrode microonde permet de moduler la porteuse optique à 4.596 GHz. L'électrode DC permet via l'architecture de type interféromètre de Mach-Zehnder de créer des interférences destructives ou constructives afin d'ajuster la puissance optique contenue dans la porteuse. Dans notre cas, la tension de bias est ajustée finement et stabilisée activement pour supprimer la porteuse (rejection de l'ordre de 27 dB). Les deux bandes latérales optiques du premier ordre, créant l'interaction CPT, présentent une amplitude similaire. La figure III-6 montre un spectre des fréquences portées par le laser et mesuré via une cavité Fabry-Pérot (Thorlabs SA210) d'intervalle spectrale libre de 10 GHz quand la porteuse est maximisée (noire) et quand elle est minimisée, c'est-à-dire quand les bandes latérales sont maximisées (rouge). Les bandes latérales d'ordres +2 et -2, et les bandes latérales situées sur les extrémités correspondent à un autre ordre de réflexion de la cavité Fabry Pérot.

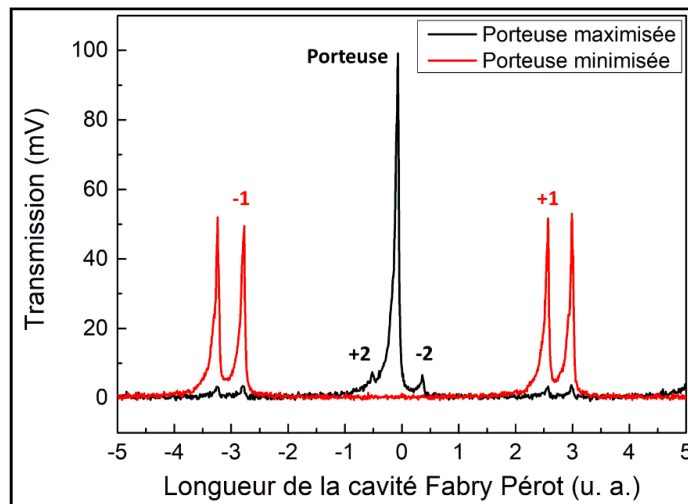


Figure III-6 : Spectre obtenu avec une cavité Fabry-Pérot pour différentes valeurs de tension de bias de l'EOM. Les chiffres correspondent aux ordres des bandes latérales.

Stabilisation en température de l'EOM : L'EOM est disposé dans une boîte pour assurer son contrôle en température, avec l'aide d'une résistance chauffante placée en contact de l'EOM, une thermistance intégrée au sein du modulateur et un contrôleur en température dédié développé au laboratoire. Il a été montré dans [110] que la puissance laser à la sortie de l'EOM montre un maximum pour une température de $40,2\text{ }^{\circ}\text{C}$, avec un coefficient de sensibilité autour de ce point de fonctionnement de $-13,9\ \mu\text{W}/\text{K}^2$. La figure III-7 montre la déviation d'Allan des fluctuations de température de l'EOM. Pour mesurer les fluctuations de température vues par l'EOM, une sonde de température CTN est placée à l'opposé de la sonde servant à l'asservissement. Les fluctuations typiques de température sont de $760\ \mu\text{K}$ et $680\ \mu\text{K}$ à 10 s et 6000 s respectivement.

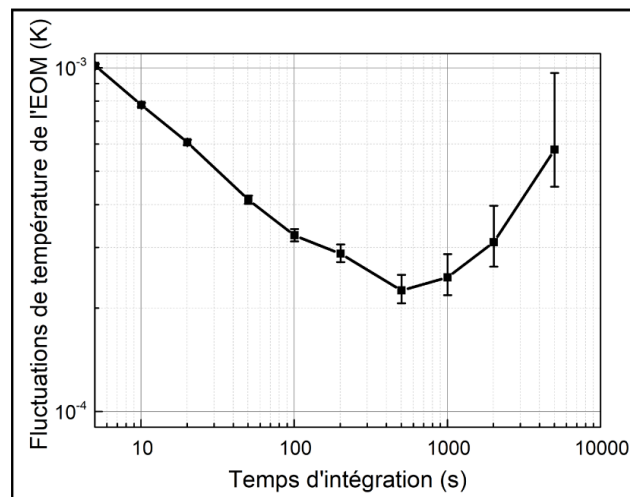


Figure III-7 : Déviation d'Allan de la température de l'EOM.

Point de suppression de porteuse : Afin de maximiser la résonance CPT, l'amplitude de la porteuse est minimisée. Une extinction de $27,5\ \text{dB}$ est obtenue. Dans [110], il a été montré que la puissance de porteuse sans asservissement dérive typiquement avec un coefficient de $0,12\ \text{dB/h}$. Cette dérive, potentiellement créée par des fluctuations de température, des accumulations de charge, ou des effets photoréfractifs, peut être limitante pour le bon fonctionnement de l'horloge. Ainsi, une stabilisation active de la suppression de porteuse est

réalisée à l'aide d'une détection synchrone microonde [109], [110]. Un schéma explicatif de l'asservissement est présenté dans la figure III-8. Pour cela, une fraction de la puissance laser en sortie d'EOM est envoyée dans une photodiode rapide. Le signal collecté est amplifié et filtré autour de 4,6 GHz et mélangé avec un signal à 4,596 GHz provenant de la synthèse de fréquence microonde. Le mélangeur, saturé sur sa voie OL et recevant une puissance quasi-nulle sur la voie RF (lorsque le bias est ajustée pour rejeter la puissance optique de porteuse), fonctionne alors comme un détecteur synchrone. Le signal en sortie de mélangeur est filtré par un filtre passe-bas à la fréquence de coupure de 1,9 MHz et présente un passage par 0 au point de suppression de porteuse. Ce signal d'erreur est traité par un correcteur PI et sommé à la tension de bias du générateur de tension afin de stabiliser le taux d'extinction de la porteuse. On obtient alors en régime asservi une dérive de 0,004 dB/h. La mesure de la puissance de porteuse est faite avec un puissance-mètre microonde (R&S NRVS). La figure III-9 montre la déviation d'Allan des fluctuations de la puissance microonde à 4.6 GHz en sortie d'EOM quand la tension de bias est asservie (rouge) ou en régime libre (noire).

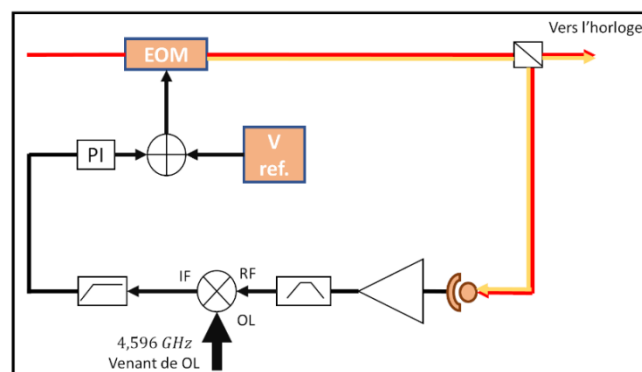


Figure III-8 : Schéma explicatif de l'asservissement de la suppression de la porteuse. La photodiode est une photodiode rapide.

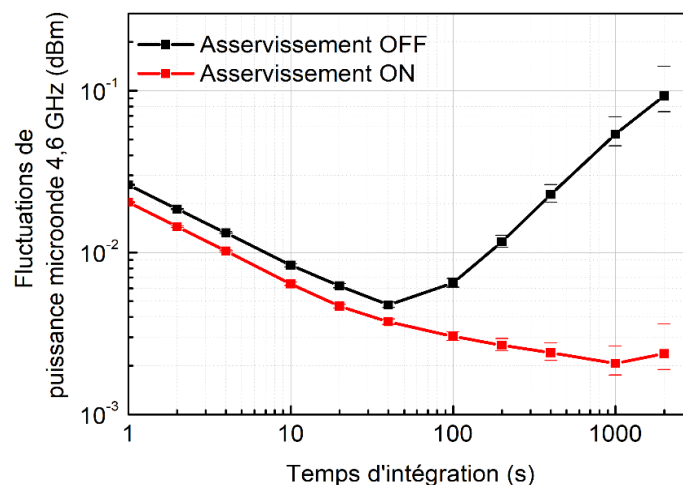


Figure III-9 : Déviation d'Allan de la puissance microonde à 4.6 GHz en sortie de l'EOM quand la tension de bias pour la suppression de la porteuse est asservie ou non.

Effet sur le bruit d'intensité relatif du laser : Le RIN laser est une caractéristique importante pour obtenir une bonne stabilité de fréquence court-terme d'horloge. La figure III-10 montre l'évolution du RIN laser en sortie d'EOM pour plusieurs amplitudes des bandes

latérales. On observe une dégradation du RIN laser après le passage dans l'EOM. Cette dégradation est maximale pour le cas où les bandes latérales sont maximisées, là où la résonance CPT est optimale. La dégradation est minimale dans le cas où la porteuse et les bandes latérales présentent environ la même amplitude. Ces tests expérimentaux ont été menés à plusieurs reprises et se sont avérés reproductibles.

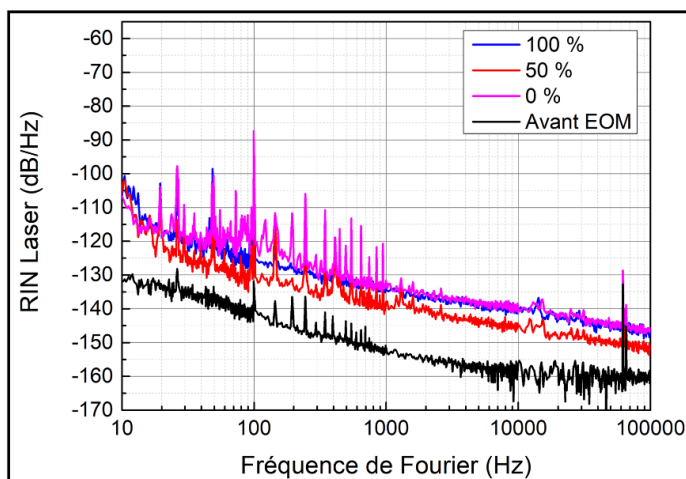


Figure III-10 : RIN laser à la sortie de l'EOM pour différentes distributions de puissance optique dans les bandes latérales et la porteuse. Les pourcentages représentent le rapport de puissance dans la porteuse en fonction de la puissance totale qui est de 2,4 mW.

III.4 Stabilisation de la fréquence laser

La stabilisation de fréquence laser est un aspect important de l'horloge. Les variations de fréquence laser peuvent en effet induire un déplacement de la fréquence d'horloge, avec un coefficient généralement de l'ordre de quelques $10^{-12}/\text{MHz}$ [80], [82]. Aussi, la stabilité court terme de la fréquence d'horloge atomique peut être dégradée par la conversion fréquence-amplitude (FM-AM) du bruit de fréquence laser, se convertissant en bruit de détection en sortie de cellule et dégradant donc le rapport signal à bruit de la résonance atomique [155].

Pour réduire cette contribution, la fréquence laser est dans notre expérience asservie sur une résonance atomique par spectroscopie sub-Doppler dans une cellule annexe de césium. La spectroscopie par absorption saturée, ou spectroscopie sub-Doppler [144], permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler de la résonance optique et d'observer la largeur naturelle de cette dernière au fond d'un creux d'absorption. Cette méthode est fréquemment utilisée pour horloges atomiques [27], pour les magnétomètres [156], et pour des expériences de refroidissement laser [157].

Dans un montage classique d'absorption saturée, deux faisceaux contre-propageants, pompe et sonde, provenant du même laser et donc de même fréquence, traversent une cellule de vapeur atomique. Dans cette configuration, seuls les atomes avec une vitesse nulle le long de l'axe de propagation des faisceaux « voient » la même fréquence pour les deux faisceaux. Ainsi, si le faisceau pompe est assez puissant pour exciter tous ces atomes (saturer la transition), le faisceau sonde voit l'absorption de son intensité réduite à résonance. Cela se traduit par un spectre avec un léger pic (dip d'absorption saturée), de profil Lorentzien, détecté au fond du creux d'absorption élargi par effet Doppler de profil Gaussien.

Dans notre horloge, l'originalité est l'utilisation d'un dispositif de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence dans lequel les deux champs laser contre-propageants sont constitués de deux fréquences optiques séparées de la fréquence de transition hyperfine (9.192 GHz pour le césium) (voir figure III-11).

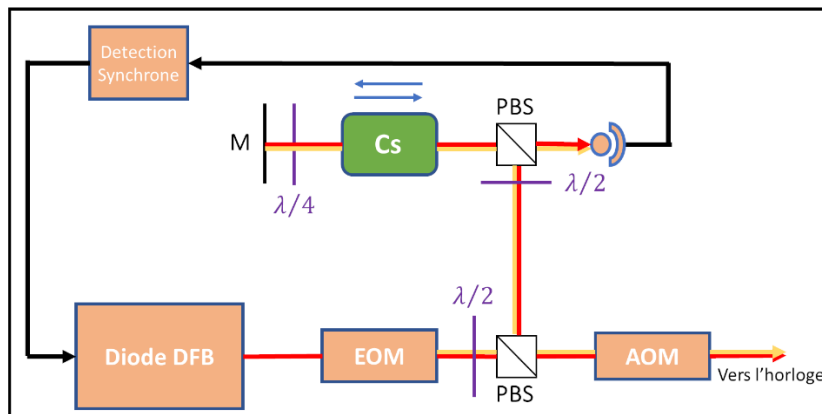


Figure III-11 : Setup de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. PBS : Cube séparateur polarisé.

Le faisceau laser en sortie d'EOM traverse une cellule de Cs pur, sans gaz tampon, et est réfléchi par un miroir situé en sortie de cellule. Une lame quart d'onde est insérée entre la cellule et le miroir de réflexion afin que les polarisations linéaires des faisceaux incident et réfléchi soit mutuellement orthogonales. La cellule présente un diamètre de 2 cm pour une longueur de 2 cm. Elle est placée dans un blindage μ -métal pour travailler à champ magnétique nul. La température de la cellule n'est pas stabilisée et donc à température ambiante. L'intensité du faisceau réfléchi est collectée par une photodiode Thorlabs (PDA36). Le signal en sortie de photodiode est démodulé par une détection synchrone pour générer un signal d'erreur utile à l'asservissement de fréquence laser sur la résonance sub-Doppler.

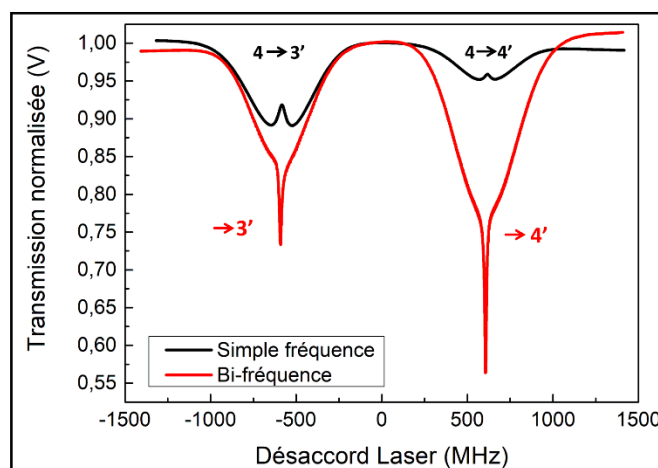


Figure III-12 : Spectroscopie sub-Doppler en cellule de césium. Noire : système mono-fréquence (450 μ W). Rouge : système bi-fréquence (450 μ W). Le champ magnétique est nul. Les spectres ont été normalisés par les valeurs de leurs fonds respectifs.

Nous avons alors découvert, à condition de travailler avec des polarisations linéaires mutuellement orthogonales, la possibilité d'observer un renversement significatif du dip sub-Doppler et une augmentation significative de l'absorption de cette résonance avec

augmentation de la puissance laser [158]. La figure III-12 montre pour exemple des spectres d'absorption saturée en configuration simple-fréquence ou bi-fréquence.

L'étude de ce phénomène, reportée dans la thèse de M. Abdel Hafiz [110], a été investiguée dans [158], expérimentalement et théoriquement, grâce aux soutiens de D. Brazhnikov (ILP, Novossibirsk) et E. de Clercq (SYRTE). Cette étude a mis en évidence la contribution de plusieurs phénomènes physiques complexes incluant l'existence d'états noirs hyperfins, d'états noirs Zeeman entre deux sous-niveaux Zeeman du même état hyperfin et des effets de pompage optique. Plus récemment, à la fin de ma thèse, nous avons mené une étude de spectroscopie bi-fréquence dans le cas spécifique où des microcellules sont utilisées. Cette étude originale, issue de mon travail de thèse, est reportée en détail dans la section V.2 de ce manuscrit.

La détection de ces résonances sub-Doppler à très fort contraste a été mise à profit pour renforcer la stabilité de fréquence de notre laser. La figure III-13 montre la stabilité de fréquence d'un battement de fréquence entre deux diodes laser (une diode laser DFB et une diode DBR) dans différentes configurations (régimes libre, asservi par absorption saturée simple-fréquence ou bi-fréquence). Pour cela, un battement à 4,596 GHz entre les deux lasers est mesuré par une photodiode rapide et est comparé à un signal microonde à 4,621 GHz issu d'une synthèse de fréquence de haute performance pilotée par un maser à hydrogène. En régime libre, la stabilité relative de fréquence du battement laser est de $1,5 \cdot 10^{-9}$ à 1 s de temps d'intégration. Le résultat du deuxième test, en absorption saturée classique, est de $2 \cdot 10^{-11}$ à 1 s et de $3,5 \cdot 10^{-11}$ à 100 s. Dans le régime bi-fréquence, la stabilité de fréquence du battement laser est améliorée par un ordre de grandeur, comparativement au montage d'absorption saturée conventionnel. Avec la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, la stabilité de fréquence du battement entre les deux lasers est de $3 \cdot 10^{-12}$ à 1 s et inférieure à 10^{-11} à 1000 s. Ces résultats, reportés dans [158], nous ont permis de réduire drastiquement la contribution du bruit de fréquence laser sur la stabilité de fréquence court terme de l'horloge. A noter de nouveau que des résultats très encourageants dans des dispositifs de ce type basés sur l'utilisation de microcellules sont reportés dans la section V.2 de cette thèse.

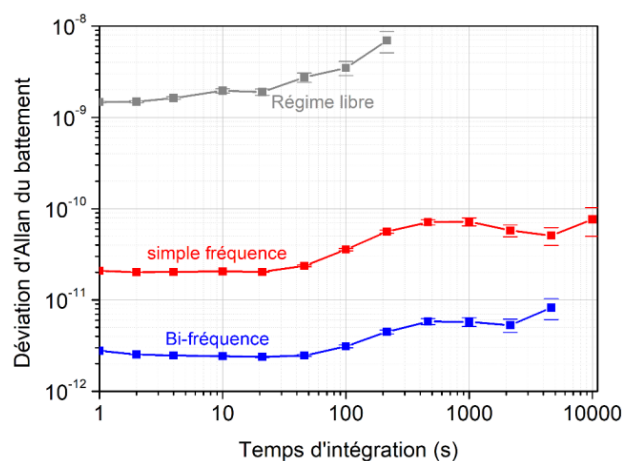


Figure III-13 : Déviation d'Allan de la fréquence du battement entre deux lasers (DFB et DBR) en régime libre ou asservis sur une absorption saturée classique ou bi-fréquence. Extrait de [7].

III.5 Modulateur acousto-optique (AOM)

L'AOM assure trois fonctions. Il permet de déplacer la fréquence laser pour compenser le déplacement de fréquence induit par la présence du gaz tampon dans la cellule CPT, stabiliser la puissance laser et créer les impulsions lumineuses CPT pour produire l'interrogation Ramsey-CPT.

Compensation du déplacement de fréquence : L'utilisation de gaz tampon dans la cellule CPT est primordiale afin de permettre la détection d'une résonance CPT étroite. En effet, son utilisation permet de supprimer l'élargissement Doppler et de limiter les collisions atome paroi de la cellule permettant alors d'obtenir une résonance CPT plus étroite. Cependant, son utilisation apporte plusieurs inconvénients incluant le déplacement de fréquence et l'élargissement des transitions optiques du Cs dus aux collisions Cs-gaz tampon (voir section II.1.3.3).

Dans notre cas, nous utilisons dans la cellule CPT un mélange de gaz tampon N_2 -Ar avec une pression totale de $P = 15$ Torr et un ratio de $r(Ar/N_2) = 0,6$. La température de la cellule est stabilisée proche de 35°C , température à laquelle la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de température doit être annulée au premier ordre (voir section II.1.3.2).

Pour cette cellule, le déplacement de fréquence attendu de la transition optique est calculé de -127 MHz à 35°C [143]. Cette valeur est proche de celle mesurée expérimentalement de -122 MHz, fréquence à laquelle nous pilotons le modulateur acousto-optique avec un générateur de fréquence microonde (Rohde and Schwarz SMC100A). La figure III-14 montre les spectres d'absorption dans la cellule de référence de césium pur utilisée pour l'asservissement de fréquence laser et dans la cellule CPT avec gaz tampon.

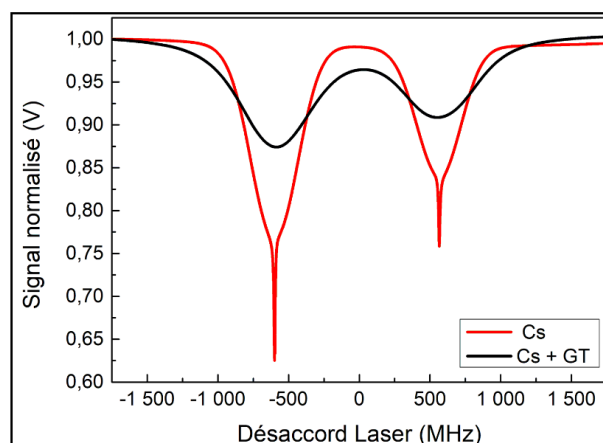


Figure III-14 : Spectres d'absorption dans la cellule de référence de césium pur utilisée pour l'asservissement de fréquence laser et dans la cellule CPT. La puissance optique arrivant sur la cellule de Cs pure est de $200 \mu\text{W}$ et celle arrivant sur la cellule contenant du Cs et du gaz tampon est de $1,6 \text{ mW}$. Le décalage en fréquence induit par le gaz tampon, de l'ordre de 122 MHz, est ici corrigé.

Stabilisation de la puissance laser : La stabilisation de la puissance laser se fait via l'AOM selon le schéma de principe montré figure III-15. La figure III-16 présente un schéma explicatif de l'électronique de contrôle, basée sur celle déjà existante fonctionnelle en régime continu, développée au cours de ma thèse. Un schéma plus détaillé est reporté dans l'annexe A-1.

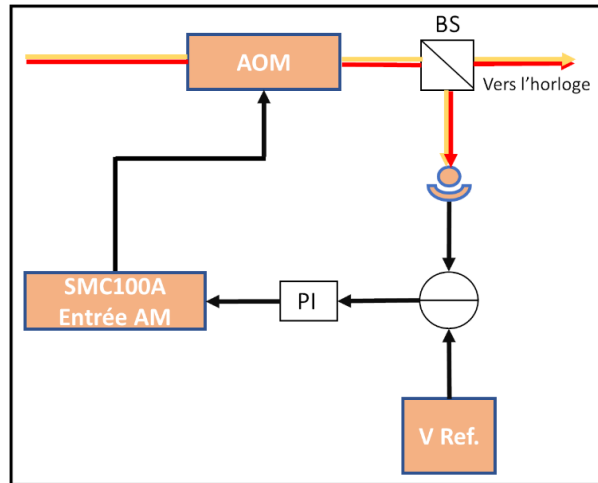


Figure III-15 : Principe de l'asservissement de puissance laser avec un AOM.

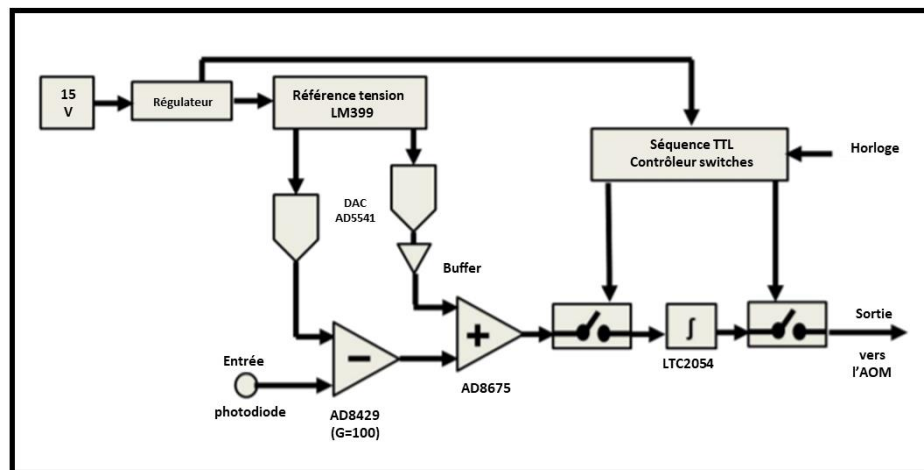


Figure III-16 : Principe schématique de l'électronique de contrôle de la puissance laser. La photodiode détecte une séquence d'impulsions lumineuses, synchronisées et triggées avec la séquence TTL appliquée sur l'AOM pour l'interrogation pulsée. L'électronique de contrôle lit le signal de photodiode lorsque la lumière est allumée, génère le signal d'erreur par comparaison avec une tension de référence et applique la correction durant le même pulse lumineux. Lorsque la lumière est éteinte, les deux switches de part et d'autre du correcteur PI sont ouverts rapidement avec une bonne isolation pour empêcher toute correction non-souhaitée.

En sortie d'AOM, une fraction de la puissance laser est extraite à l'aide d'un cube séparateur et transmise vers une photodiode délivrant une tension proportionnelle à la puissance laser. La tension en sortie de photodiode est comparée à l'aide d'un amplificateur d'instrumentation (AD8429, bruit en tension en entrée égal à $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, gain en tension de 100) à une tension de référence de haute-précision contrôlée numériquement consistant en un convertisseur numérique-analogique (DAC AD5541) référencé à une tension ultra-stable de faible dérive (LM399, 0.2 ppm/K). Le signal d'erreur issu de la comparaison est sommé à une tension contrôlée numériquement générée par un second DAC, référencée à la même tension (LM399). Ce DAC additionnel permet, en boucle fermée, l'ajustement et le contrôle de la tension de sortie de la photodiode avec une résolution de l'ordre du μV . Le signal d'erreur est traité par un contrôleur PI, fournissant un signal de correction appliqué sur la puissance du synthétiseur de fréquence pilotant l'AOM. Le contrôleur PI est inséré entre deux switches rapides et haute-isolation (ADG601, 60dB isolation, temps de basculement de

~50 ns), éteints et allumés simultanément avec la séquence TTL Ramsey-CPT. La lecture de la puissance optique et l'application du signal de correction peut être réalisée à chaque impulsion laser avec une bande passante de l'ordre de 2 kHz. La figure III-17 montre les fluctuations relatives de puissance laser en entrée de cellule CPT dans les régimes libre et asservi. En régime asservi, la stabilité relative de puissance laser, mesurée de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ et $2,5 \cdot 10^{-4}$ à 1 s à 10^4 s, est améliorée par un facteur 1,5 et 40. A noter que des travaux de ce type ont été récemment reportés démontrant des performances plus abouties [159].

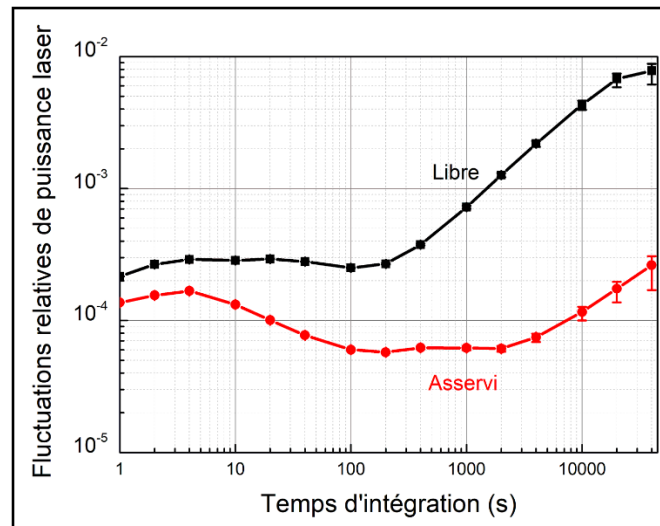


Figure III-17 : Fluctuations relatives de puissance laser en entrée de cellule CPT, en régimes libre ou asservi.

Régime pulsé : Les impulsions nécessaires à l'application du régime Ramsey sont générées en coupant l'arrivée du signal radiofréquence sur le cristal de l'AOM par un switch (Mini-circuits ZASW-2-50DR+) placé en sortie de la synthèse et commandé par un signal TTL. Le temps de montée du laser pour atteindre un régime stationnaire de puissance (90 % de la puissance lumineuse) lors d'une impulsion est mesuré de 13 μ s. Ce temps d'établissement est pris en compte par le temps tampon τ_d situé avant le temps de détection dans la séquence Ramsey-CPT, décrite en détail dans la section IV.4.2.

Stabilisation en température : L'AOM est placé dans une boîte faite de nylon. Il voit sa température stabilisée par une thermistance placée en dessous et une électronique faite au laboratoire. La boîte entourant l'AOM est isolée de la table optique afin d'éviter toute fuite thermique vers cette dernière. La figure III-18 montre une photographie de l'AOM dans son enceinte avant fermeture de cette dernière. La figure III-19 représente la stabilité de la température de l'AOM placé dans sa protection en régime asservi. La stabilité est de 200 μ K, 17 μ K à 10 s et 1000 s respectivement.

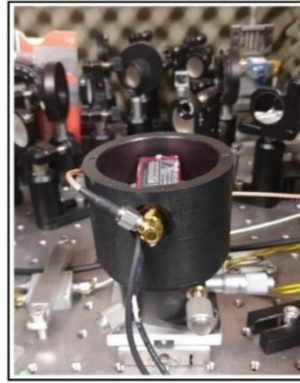


Figure III-18 : Photographie de l'AOM et de sa protection thermique. Deux thermistances sont placées en dessous du support de l'AOM. En fonctionnement, un capot est placé pour fermer la boîte. Réalisé au laboratoire par P. Abbé.

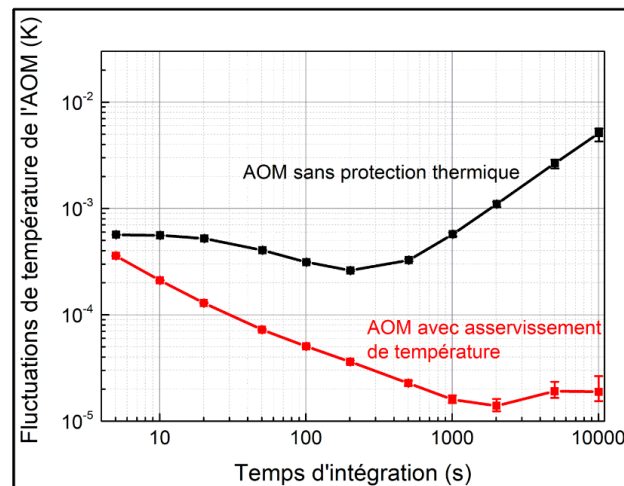


Figure III-19 : Fluctuations de température de l'AOM : sans protection thermique ou en régime asservi.

III.6 Oscillateur local, synthèse de fréquence micro-onde et électronique de contrôle

La stabilité de fréquence court-terme d'une horloge atomique peut être dégradée par un phénomène de repliement de spectre de certaines composantes harmoniques du bruit de fréquence de l'oscillateur local dans la bande passante du résonateur atomique. Cet effet, nommé effet Dick (voir section II.1.3.1) [134], [135], impose le développement de sources de fréquence à très bas bruit de phase.

Dans le cas de notre horloge CPT, il faut assurer un bruit de phase à 4.596 GHz de l'ordre de $-97 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à $f=250 \text{ Hz}$ de la porteuse pour assurer une stabilité de fréquence d'horloge de 10^{-13} à 1 s.

J'ai utilisé au cours de ma thèse deux synthèses de fréquence microondes, associées à des électroniques de contrôle de l'horloge. Les deux synthèses reposent sur un oscillateur à quartz pilote OCXO à 100 MHz de haute pureté spectrale. La première, décrite dans [160], est basée sur l'utilisation de peignes de fréquences à diodes NLTL (Non-Linear Transmission Line) pour assurer la multiplication de fréquence de 100 MHz à 9.192 GHz, puis 4.596 GHz. La seconde, décrite dans [161], [162], repose sur une architecture avec une

étape clé à 1.6 GHz. La génération du signal à 4.596 GHz est alors obtenue par multiplication, division et mélange de fréquence divers, détaillés par la suite.

III.6.1 Synthèse de fréquence NLTL et électronique de contrôle

III.6.1.1 Synthèse de fréquence NLTL

L'architecture de la synthèse de fréquence à NLTL est donnée figure III-20.

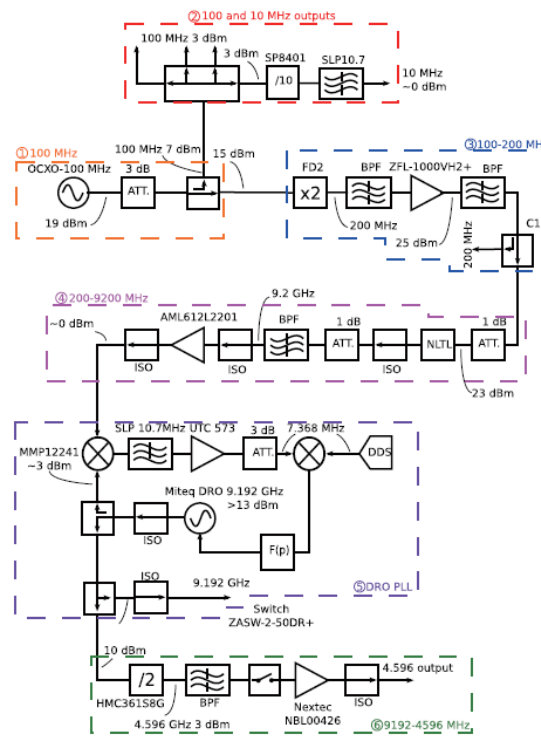


Figure III-20 : Architecture de la synthèse de fréquence microonde avec NLTL. Extrait de [160].

La figure III-21 montre une photographie de la synthèse micro-onde NLTL.

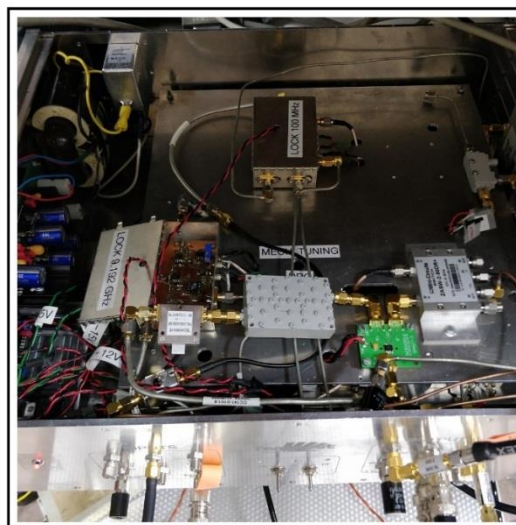


Figure III-21 : Photographie de la synthèse de fréquence microonde basée sur une NLTL.

Cette synthèse de fréquence est séparée en six blocs. L'oscillateur pilote de référence est un oscillateur OCXO à 100 MHz (Pascall OCXOF-E-100). Ce dernier présente d'excellentes performances de bruit de phase dans la gamme 1 Hz - 1 MHz et une puissance de sortie de 19 dBm. S'ensuit un coupleur séparant le signal à 100 MHz dans deux bras.

Le premier bras mène à un bloc où de multiples sorties 10 MHz sont générées, à l'aide d'un diviseur de fréquence digital (Zarlink SP8401), ainsi qu'une sortie à 100 MHz. Cette dernière est exploitée dans une boucle à verrouillage de phase (PLL) pour permettre l'asservissement de la fréquence de l'OCXO sur le signal d'un maser à hydrogène actif de T4science (IMASER 3000), nous servant de référence de fréquence pour l'expérience.

Dans le second bras, le signal à 100 MHz est multiplié en fréquence à 200 MHz via un doubleur de fréquence passif (Minicircuits FD2), filtré à 200 MHz par un filtre passe bande, amplifiée à une puissance de 23 dBm avec un amplificateur bas bruit (Minicircuits ZFL-1000VH2+) et filtrée de nouveau à 200 MHz. Le signal à 200 MHz est envoyé dans une diode de type NLTL (Picosecond Model 7110). Cette dernière est utilisée comme peigne de fréquence générant des harmoniques du signal à 200 MHz jusque 20 GHz.

L'harmonique à 9,2 GHz est filtrée par un filtre passe bande de largeur de bande 50 MHz puis amplifiée à la puissance de 0 dBm à l'aide d'un amplificateur microonde (AML612L2201). La diode NLTL présente quelques inconvénients. Elle requiert une puissance d'entrée élevée, de l'ordre de 22-27dBm. La gamme de fréquence d'entrée est limitée à quelques centaines de MHz. Aussi, son bruit de phase résiduel est très sensible à l'impédance de sortie et d'entrée de la NLTL et à la puissance d'entrée [160], [163].

Le signal à 9,2 GHz est alors mélangé avec la fréquence à 9,192 GHz produite par un DRO (dielectric resonator oscillator, DRO MITEQ – DRO-G-09192-MT \pm 140). La sortie du mélangeur, à la fréquence de 7,368 MHz, est filtrée puis amplifiée (Avantek UTC-573) pour être mélangée avec un signal à 7.368 MHz généré par une DDS (Direct Digital Synthesis, DDS Agilent 33220A) externe, référencée par un signal 10 MHz issu du maser. Le signal d'erreur, issu du battement à 7.368 MHz en sortie du mélangeur, est alors filtré, envoyé dans un contrôleur proportionnel-intégrateur (PI) et additionné avec une tension d'offset pour fixer la tension d'accord en fréquence du DRO. Le DRO est ainsi asservi en phase sur le signal à 9,2 GHz issu de la multiplication en fréquence de l'OCXO à 100 MHz, avec une bande passante de l'ordre de 1 MHz, grâce à l'utilisation d'amplificateurs opérationnels (AOP) à fort produit gain-bande (THS4011).

Le signal de fréquence de 9,192 GHz en sortie du DRO est divisé en deux. Un bras sert pour la PLL. L'autre est transmis vers un diviseur de fréquence par deux bas bruit (Hittite HMC36158G). Le signal résultant est filtré et amplifié à 4.596 GHz avec un amplificateur haute puissance (Nextec NBL-00426). Ce signal à 4.595 GHz, de puissance 20-22 dBm, est alors transmis vers l'EOM.

Des mesures de bruit de phase de cette synthèse de fréquence microonde ont été effectuées et sont reportées dans [160]. La figure III-22 est un résumé des mesures de bruit de phase absolu, reportées à 9,192 GHz. La courbe (c) correspond au bruit de phase de l'OCXO 100 MHz, reporté à 9,192 GHz, en considérant une multiplication en fréquence idéale, sans bruit additionnel. La courbe (b) est le bruit de phase à 9.192 GHz en sortie directe de la chaîne de synthèse. On observe une légère dégradation du bruit de phase de l'OCXO dans la gamme 100 Hz - 1kHz attribuée au bruit de phase résiduel de la diode NLTL. Le palier de bruit de phase pour $f > 10$ kHz est essentiellement attribué au bruit résiduel du doubleur de fréquence 100MHz - 200MHz et à la boucle PLL du DRO. La courbe (a) correspond au bruit de phase du signal à 9.192 GHz porté optiquement en sortie d'EOM

et détecté par une photodiode rapide puis amplifiée par 50 dB. Le bruit de phase à 250 Hz est de l'ordre de $-105 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$, inférieur aux spécifications de l'ordre de $-97 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$. Sur la courbe (a), le plancher de bruit de phase pour $f > 1 \text{ kHz}$ est dû à la faible puissance du signal d'entrée de l'amplificateur placé en sortie de la photodiode rapide ($\sim -54 \text{ dBm}$) [164].

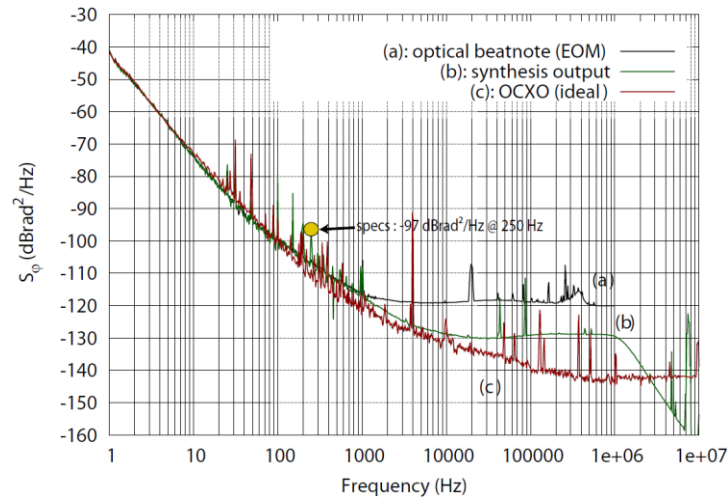


Figure III-22 : Bruit de phase absolu à 9,192 GHz (a) mesuré à la sortie de l'EOM par une photodiode rapide (plancher de bruit limité par la mesure). (b) mesuré en sortie directe de la chaîne de synthèse. (c) fréquence de l'OCXO 100 MHz multiplié idéalement.

La contribution de l'effet Dick de cette synthèse de fréquence a été calculée pour notre horloge en régime pulsé à partir de l'équation (III.1). Les paramètres considérés du cycle de l'horloge sont de 2 ms de temps de pompage τ_p et de 4 ms de temps noir d'évolution libre T pour une durée du cycle totale de $T_c = 6 \text{ ms}$. La contribution mesurée est alors de $6,2 \cdot 10^{-14}$ à 1 s [110].

III.6.1.2 Electronique de contrôle avec carte NI-DAQ USB-6363

On utilise dans une première électronique de contrôle de l'horloge une carte NI-DAQ USB-6363. La carte nous permet de communiquer avec l'horloge via un programme Python. La figure III-23 représente un schéma simplifié des interactions entre les différents éléments principaux de l'horloge.

La carte NI-DAQ est composée de différentes entrées/sorties nommées AI (Analog Input), AO (Analog Output) et PO (Purpose Output) pour les entrées et sorties numériques.

Le rôle des différentes entrées-sorties est comme suit :

- L'entrée AI7 reçoit une tension provenant de la photodiode placée après la cellule de vapeur chaude et permet de monitorer la fréquence d'horloge et de l'asservir à l'aide du programme Python.
- L'entrée AI12 reçoit une tension provenant de la photodiode du Fabry-Pérot et permet de visualiser le spectre de fréquence porté par le laser lorsqu'une rampe de tension est envoyée à la cavité.
- La sortie A02 envoie une rampe de tension à la cavité du Fabry-Pérot.

- La sortie AO3 envoie une tension à l'entrée modulation de la DDS qui permet la modulation du signal à 7.368 MHz nécessaire à la création du signal d'erreur (modulation de fréquence ou de phase, voir section IV-2.3). Cette tension permet de moduler la fréquence de l'oscillateur local et faire la spectroscopie CPT.
- La sortie numérique PO6 envoie un signal TTL au switch qui éteint ou pas l'ordre -1 de l'AOM permettant ainsi de créer le schéma d'interrogation pulsé voulu. La sortie PO6 est référencée par l'horloge de la carte NI-DAQ.
- La sortie numérique PO7 envoie une tension de 0 ou 5 V au switch de la carte d'asservissement de la puissance laser. La sortie PO7 est référencée par l'horloge de la carte NI-DAQ et son pattern est copié sur celui de la sortie PO6. L'asservissement est ainsi effectif quand l'impulsion lumineuse est présente.

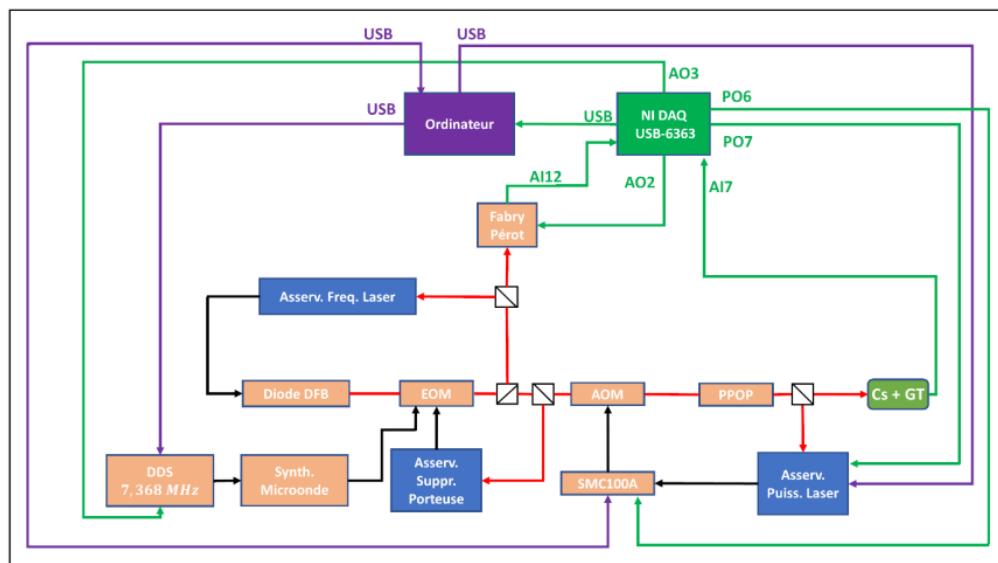
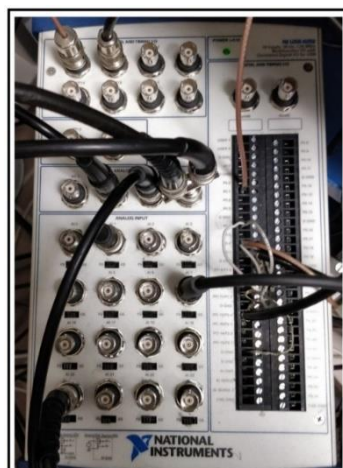


Figure III-23 : Schéma simplifié des interactions entre les différents éléments de l'horloge et la carte NI-DAQ. Les flèches rouges correspondent au trajet optique, les flèches vertes aux différentes informations envoyées ou reçues par la carte NI DAQ. Les flèches violettes sont les différentes informations envoyées par le programme Python.

Le programme Python permet aussi de lire la valeur de différents paramètres expérimentaux à l'aide de plusieurs multimètres (HP 34401A) reliés à l'ordinateur par GPIB. Il permet aussi de communiquer via USB avec la synthèse de fréquence SMC100A, la DDS 7.368 MHz et la carte d'asservissement de puissance laser.

La figure III-24 montre la face avant de ce programme et une photographie de la carte NI-DAQ.



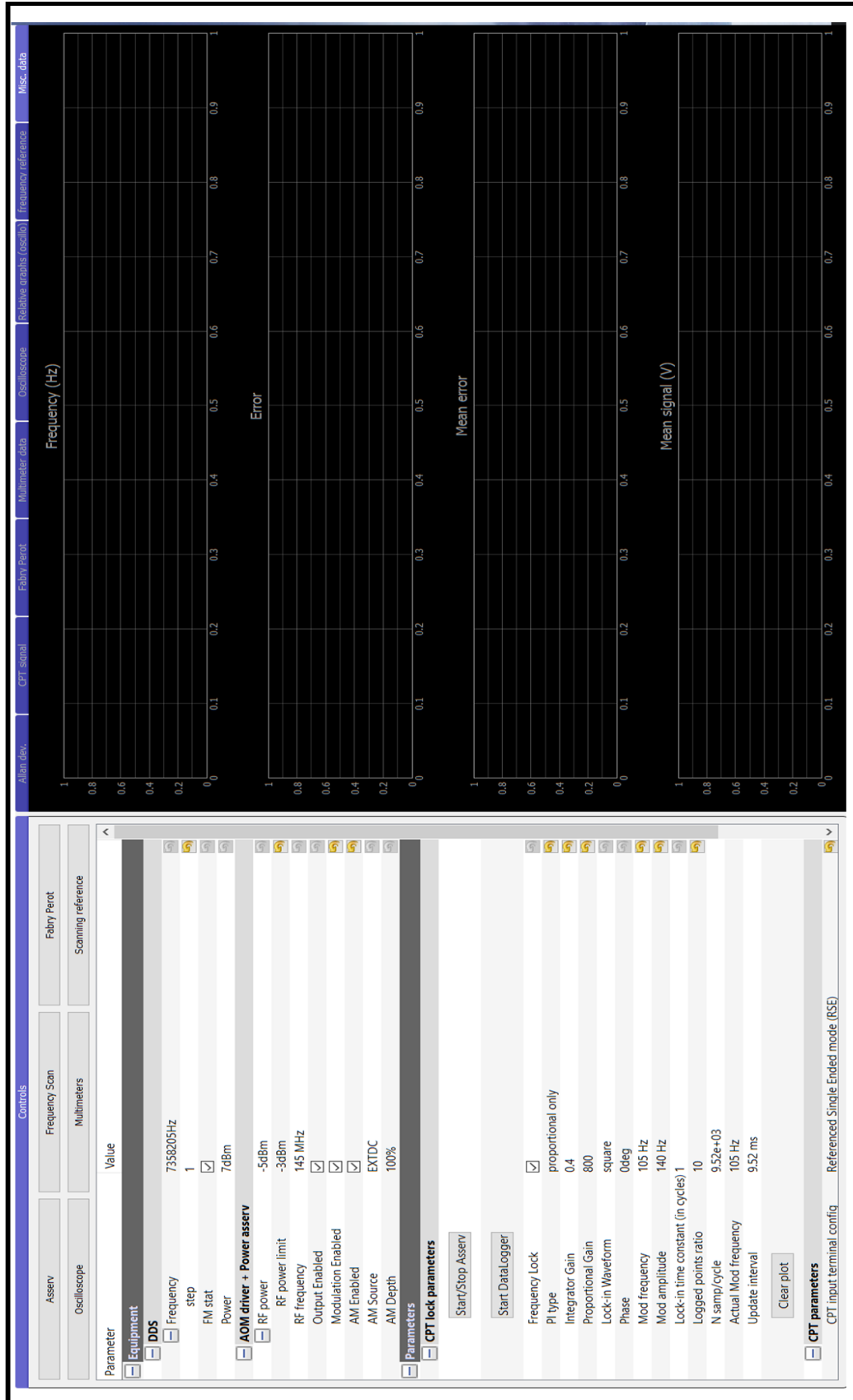


Figure III-24 : Haut : photographie de la carte NI-DAQ USB-6363. Bas : face avant du programme Python.

III.6.2 Synthèse de fréquence et électronique de contrôle Mcllocks

Dans le cadre du projet MCllocks, conduit de 2013 à 2016, a été développée une électronique complète de très haute-performance pour l'horloge atomique, en collaboration entre FEMTO-ST et INRIM (Italie, C. Calosso). La figure III-25 montre une photographie de l'ensemble. Le rack inclut la synthèse de fréquence micro-onde et une carte électronique FPGA pour l'acquisition du signal atomique et la gestion de la quasi-intégralité des asservissements de l'horloge. Cette synthèse a été implémentée sur l'horloge fin 2017-début 2018 afin de remplacer la synthèse et l'électronique de contrôle décrite en section III.6.1, pour l'implémentation optimisée de la méthode d'interrogation Auto-Balanced Ramsey décrite en section IV.4.

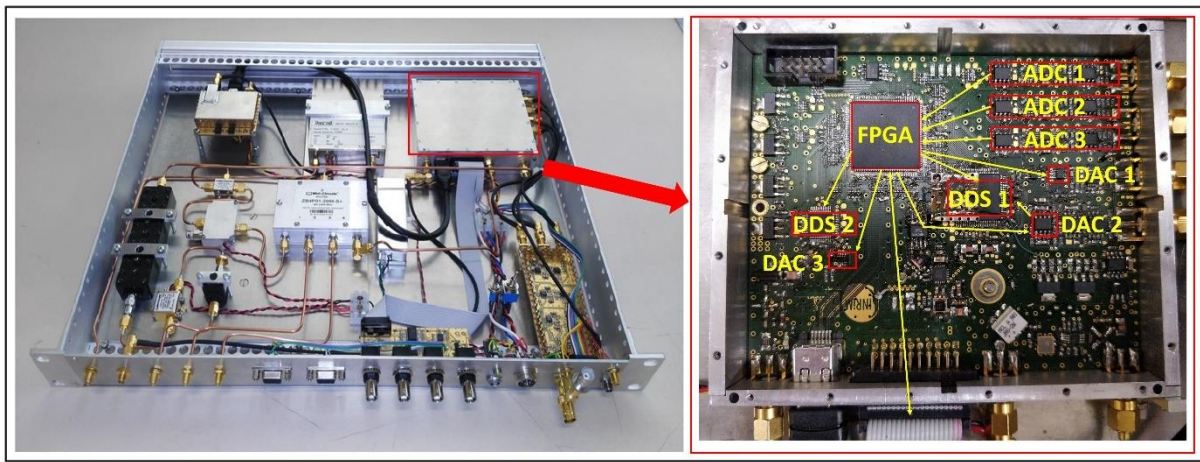


Figure III-25 : Gauche : Image de la synthèse de fréquence micro-onde Mcllocks. Droite : Electronique de contrôle à FPGA pilotant l'intégralité de l'horloge (exceptée à ce jour la fréquence laser).

III.6.2.1 Synthèse de fréquence microonde Mcllocks

La figure III-26 montre un schéma détaillé de l'architecture de la synthèse de fréquence micro-onde. La partie clé de cette architecture est un module Pascall-XM16 (en encart dans la figure III-26), insérant un oscillateur à quartz OCXO Pascall à 100 MHz ultra bas bruit (Pascall OCXOF-E-100) associé à une chaîne de multiplication produisant en sortie un signal à 1,6 GHz de haute pureté spectrale.

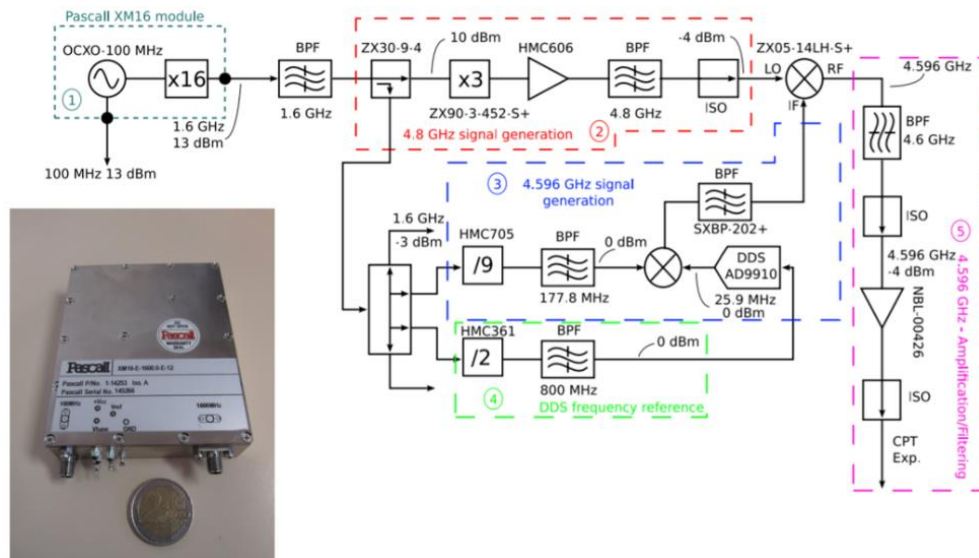


Figure III-26 : Architecture de la synthèse de fréquence micro-onde Mclocks. Elle est divisée en 5 blocs. 1 : Module Pascall XM16 avec OCXO Pascall à 100 MHz et la chaîne de multiplication afin d'obtenir un signal à 1,6 GHz. 2 : Génération du signal à 4,8 GHz. 3 : Génération du signal à 4,596 GHz. 4 : Génération du 800 MHz pour la fréquence de référence de la DDS. 5 : Etage d'amplification du signal à 4,596 GHz. BPF : Filtre passe bande. Iso : Isolateur. L'encart est une photographie de (1) module Pascall XM16. Extrait de [161].

Le signal à 1,6 GHz en sortie du module Pascall est filtré par un filtre passe-bande avec une bande passante de 50 MHz puis divisé dans différents bras. Dans le premier bras, le signal à 1,6 GHz est multiplié à la fréquence de 4,8 GHz avec un multiplicateur de fréquence bas bruit (Minicircuits ZX90-3-452-S+). Le signal de sortie est amplifié avec un amplificateur microonde de 13 dB de gain (Hittite HMC606), filtré par un filtre passe bande et isolé avec un isolateur microonde pour empêcher les retours. Dans le second bras, le signal à 1,6 GHz est divisé en fréquence par 9 avec un diviseur de fréquence programmable bas bruit (Hittite HMC705) pour produire un signal de 177,8 MHz, qui est ensuite filtré. Dans le troisième bras, le signal à 1,6 GHz est divisé en fréquence par deux (Hittite HMC361) pour produire une fréquence de sortie de 800 MHz. Le signal de 800 MHz est utilisé pour commander une DDS (AD9910), produisant une fréquence de sortie de 25,9 MHz. Ce dernier signal est mélangé avec le signal de sortie de 177,8 MHz dans un mélangeur doublement équilibré (Minicircuits ZFM-2-S +) pour produire un signal de 203,7 MHz, de nouveau filtré. Ce dernier est envoyé dans le port fréquence intermédiaire (IF) d'un mélangeur microonde (Minicircuits ZX05-14LH-S +) pour être mélangé avec le signal de 4,8 GHz et assurer la génération du signal de 4,596 GHz final. Le signal à 203,7 MHz est gardé sous 0 dBm pour utiliser le mélangeur micro-ondes dans sa partie linéaire. Une possibilité est ensuite de contrôler la puissance de sortie de la chaîne de synthèse en accordant l'amplitude de la DDS. Le signal de sortie à 4,596 GHz est filtré, isolé et amplifié avec un amplificateur micro-ondes (Nextec NBL-00426) puis envoyé vers l'EOM d'intensité Mach-Zehnder pour produire les deux bandes latérales optiques du premier ordre séparées en fréquence de 9,192 GHz.

La figure III-27 montre les performances de bruit de phase absolu à différentes étapes clés.

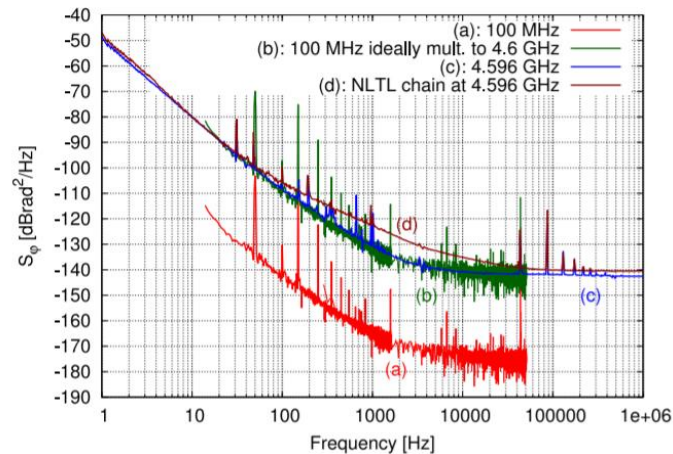


Figure III-27 : Spectre du bruit de phase absolu des signaux (a) OCXO 100 MHz (b) 100 MHz idéalement multiplié à 4,6 GHz (c) 4,596 GHz (d) 4,596 GHz venant de la chaîne de synthèse avec la NLTL. Extrait de [161].

La courbe (a), en rouge, montre le bruit de phase de l'OCXO à 100 MHz. Le spectre de bruit de phase du Pascall OCXO à 100 MHz est mesuré au niveau de -143 , -167 et -175 $\text{dB rad}^2/\text{Hz}$ à 100 Hz, 1 kHz et 50 kHz, respectivement. Le bruit de phase de l'OCXO 100 MHz, idéalement multiplié à 4,6 GHz, est montré sur la courbe (b) (courbe verte). La courbe (c) montre le bruit de phase mesuré en sortie de la chaîne de synthèse à 4.596 GHz. Le bruit de phase du signal 4.596 GHz est de -109 , -131 , -141 et -142 $\text{dB rad}^2/\text{Hz}$ à $f = 100$ Hz, 1 kHz, 10 kHz et 100 kHz, respectivement. Ces résultats, par comparaison avec la courbe (b), démontrent une multiplication de fréquence parfaite du signal à 100 MHz de l'OCXO. La courbe (c) est comparée au bruit de phase à 4.596 GHz de la synthèse NLTL (courbe (d)) décrite section III.6.1.1. On observe une amélioration notable du bruit de phase dans la gamme 100 Hz – 100 kHz. Les performances de bruit de phase de cette synthèse de fréquence permettent de rejeter la contribution de l'effet Dick sur la stabilité court terme à 1 s de l'horloge atomique CPT au niveau de $3 \cdot 10^{-14}$, soit un niveau proche de la limite ultime (bruit shot photon) de l'horloge. Ces résultats ont été reportés dans [163].

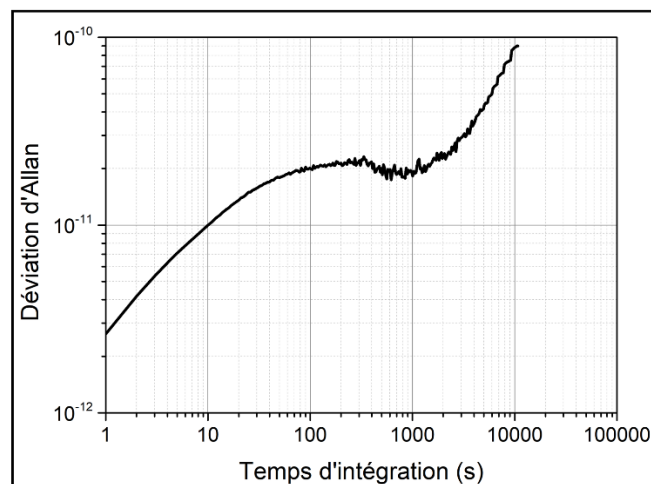


Figure III-28 : Déviation d'Allan de l'OCXO Pascall 100 MHz libre.

La figure III-28 montre la déviation d'Allan de l'oscillateur OCXO à 100 MHz en régime libre. On obtient une stabilité relative de fréquence de $3 \cdot 10^{-12}$ à 1 s environ. Ce résultat est en accord correct avec la mesure de bruit de phase de $-80 \text{ dB rad}^2/\text{Hz}$ à $f = 1 \text{ Hz}$ (pente en f^{-3} , flicker de fréquence), censée conduire à une stabilité $\sigma_y(\tau) = 1.4 \cdot 10^{-12}$ à 1 s (voir tableau I.1).

En mode horloge asservie, le signal de sortie de l'OCXO 100 MHz est divisé par 10 et est comparé au signal à 10 MHz issu d'un maser à hydrogène actif via un analyseur de bruit de phase et de stabilité de fréquence (Microsemi 5120A) pour caractériser les performances de l'horloge atomique.

III.6.2.2 Electronique de contrôle FPGA

Une approche naturelle pour le contrôle d'une horloge atomique, gérant l'acquisition et la génération de multiples signaux et de nombreux asservissements, est l'approche numérique, offrant un fort potentiel de flexibilité et de robustesse.

L'électronique de contrôle numérique, développée par Claudio Calosso dans le cadre du projet Mlocks, présente les interactions avec l'horloge comme montré figure III-29.

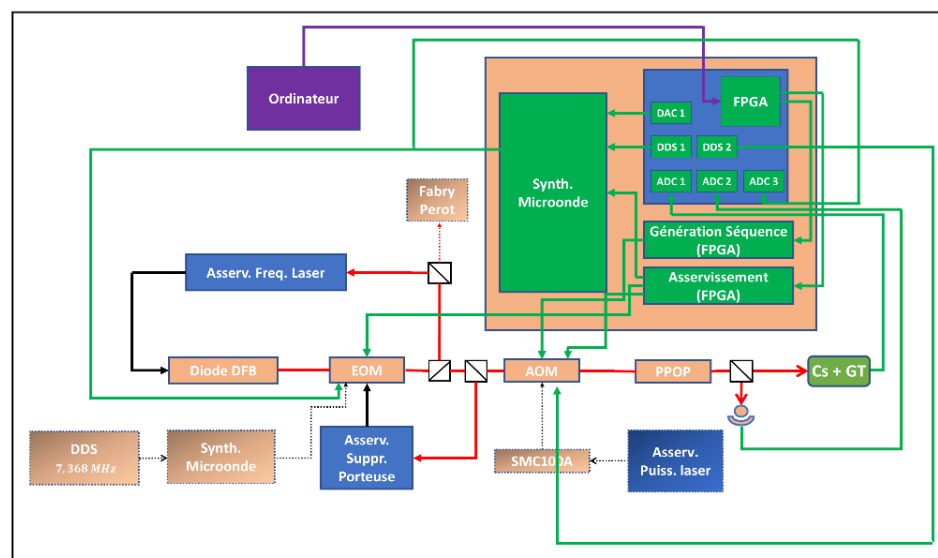


Figure III-29 : Schéma simplifié des différentes interactions entre les différents éléments de l'horloge et la carte FPGA. Les flèches rouges correspondent au trajet optique. Les flèches vertes sont les différentes informations envoyées ou reçues par la carte FPGA. La carte FPGA communique avec les DDSs, ADCs et DAC. Les flèches violettes sont les différentes informations envoyées par le programme.

Cette électronique regroupe sur une carte unique l'ensemble de la circuiterie nécessaire à l'opération de l'horloge. Cette carte embarque deux DDS (direct digital synthesis), trois ADC (analog-to-digital converter), un DAC (digital-to-analog converter) et un FPGA. Les fonctions de ces différents éléments sont les suivantes :

- DDS1 (AD9854ASVZ, 12bits, Résolution en fréquence de 48 bits, Résolution en phase 14 bits) : génère un signal de fréquence de 25,9 MHz pour la chaîne de synthèse micro-onde.

- DDS2 (AD9954YSVZ, 14 bits) : remplace notre source de fréquence (SMC 100A) en émettant un signal de fréquence 122 MHz destiné à l'AOM pour compenser le déplacement de fréquence dû à la présence de gaz tampon et pour appliquer les schémas d'interrogation continus ou pulsés.
- ADC1 (AD7982BRMZ, 18 bits) : reçoit la tension issue de la photodiode en sortie de cellule CPT, image du signal atomique portant l'information essentielle et permettant d'asservir la fréquence d'horloge.
- ADC2 (AD7982BRMZ, 18 bits) : reçoit la tension d'une photodiode placée en entrée de la cellule CPT permettant possiblement d'une part l'asservissement de la puissance laser puis dans un second temps de la compensation du RIN laser (voir section IV.5) pour réduire la contribution du bruit d'amplitude laser sur le rapport signal à bruit de la résonance CPT et donc améliorer la stabilité de fréquence court terme.
- ADC3 (AD7982BRMZ, 18 bits) : reçoit une tension issue d'une diode Schottky, image de la puissance microonde à 4.596 GHz injectée dans l'EOM. Cette acquisition peut être utile pour l'asservissement de la puissance microonde.
- DAC1 (DAC1220E, 20 bits) : ce signal de grande importance permet de générer la tension de correction pour commander la fréquence de l'OCXO pilote à 100 MHz. Cette référence de tension est méticuleusement soignée et filtrée pour s'assurer que les fluctuations intrinsèques de tension de cette référence ne limitent pas les corrections de fréquence de l'OCXO 100 MHz.

La carte repose en son cœur sur l'exploitation d'un circuit FPGA (Field-Programmable Gate Array, EP3C25E144C8N) agissant comme une passerelle entre les différents éléments de la carte. Ce circuit intégré permet de simplifier significativement la mise en place des schémas d'interrogation en permettant de changer les différentes durées et amplitudes des impulsions, temps noir et saut de phase, etc. Le FPGA assure plusieurs fonctions que sont :

- Porter le générateur de séquence qui pilote chaque bloc de l'horloge, en accord avec la séquence de l'horloge.
- Implémenter la boucle d'asservissement en fréquence de l'horloge
- Assurer le rôle d'interface avec un ordinateur permettant d'entrer et fixer les différents paramètres de l'expérience et lire en temps réel l'ensemble des paramètres expérimentaux (flux de données) au cours des mesures.

Chaque fonctionnalité est indépendante l'une de l'autre et peut être indépendamment activée ou désactivée. Cette architecture d'électronique offre une grande souplesse d'utilisation, un contrôle très efficace de l'horloge. Il est à noter que cette architecture est par définition adaptable à de nombreux autres types d'horloge, exploitant des séquences différentes, puisque l'opération de chaque bloc peut être décomposée en une séquence d'étapes élémentaires dans lesquels le statut de ces différents blocs est modifié. Toutes ces informations sont stockées dans une mémoire locale. Le générateur de séquence (pattern generator) lit ces données et pilote les sous-systèmes en accord.

Pour information, cette électronique de contrôle, ainsi que la synthèse de fréquence microonde décrite dans la section III.6.2.1 a été adaptée pour le fonctionnement d'une horloge atomique césium CPT continue [91] avec schéma de modulation de polarisation ou une horloge Rb pulsée à l'INRIM [162].

La figure III-30 montre la face-avant utilisateur du programme destiné à contrôler l'horloge. Ce dernier permet de créer facilement différentes séquences pour étudier le

comportement de l'horloge. Il permet de changer les gains des différents asservissements présentés précédemment.

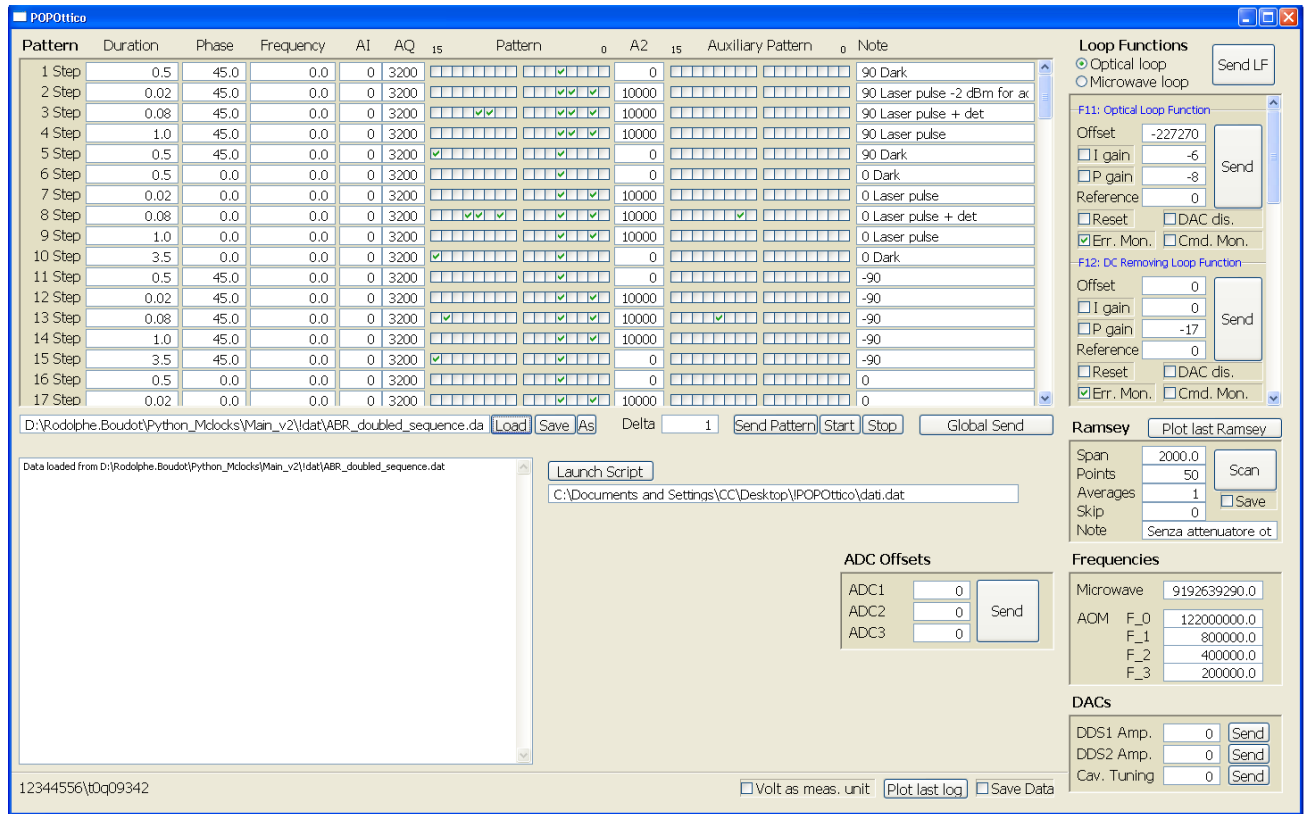


Figure III-30 : Face avant du programme pour le contrôle de l'horloge CPT fonctionnant avec la synthèse Mclocks.

III.7 Schéma de pompage Push-Pull Optical Pumping

Notre horloge CPT repose sur le schéma de pompage CPT optimisé nommé Push Pull Optical Pumping (PPOP) [24], [25], afin de maximiser la population d'atomes sur la transition d'horloge et augmenter le contraste de la résonance CPT. Le schéma PPOP est produit dans notre système à l'aide d'un système de type Michelson montré figure III.31.

Ce dernier est constitué d'un cube séparateur de polarisation et de deux bras de longueur optique distincte, chacun constitué d'un miroir de réflexion et d'une lame quart d'onde. La puissance optique est répartie équitablement entre les deux bras du Michelson. L'ajustement des lames quart d'onde permet de rendre les polarisations des deux faisceaux réfléchis mutuellement orthogonales. Une lame quart d'onde en sortie du cube permet ainsi de produire deux champs optiques bi-fréquence de polarisation circulaires orthogonales. Aussi, une différence de chemin est ajustée entre les deux bras du système [90], [25]. Pour cela, le miroir de l'un des bras est placé sur une platine de translation et est ajusté de manière à obtenir sur un aller-simple une différence de longueur de 8.1 mm (le quart de la longueur d'onde associée à la fréquence d'horloge du Cs) entre les deux bras du système. Le faisceau effectuant un aller-retour, la différence de distance parcourue par la lumière entre les deux bras est alors égale à la moitié de la longueur d'onde microonde du Cs. Cette différence de chemin crée un déphasage de π entre les deux champs optiques bi-chromatiques réfléchis assurant la création d'interférences constructives entre deux états

noirs CPT (induits par les polarisations $\sigma +$ et $\sigma -$). Dans ce cas, la population d'atomes est majoritairement pompée dans la transition d'horloge 0-0, conduisant à de forts contrastes de la résonance CPT détectée et utilisée pour l'horloge. Dans la thèse de M. Abdel Hafiz, il a été mesuré expérimentalement que la sensibilité relative de la fréquence d'horloge à la position du miroir sur la platine de translation montre une dépendance quadratique au point de fonctionnement optimisant le signal CPT. La contribution de cet effet sur la stabilité de fréquence de notre horloge est aujourd'hui estimée dans la gamme de 1 à $2 \cdot 10^{-16}$. Sur l'expérience, aucune précaution particulière n'est prise à ce jour pour stabiliser la position du miroir mobile, ni pour compenser les possibles vibrations ou dilatations des miroirs et composants optiques du système Michelson.

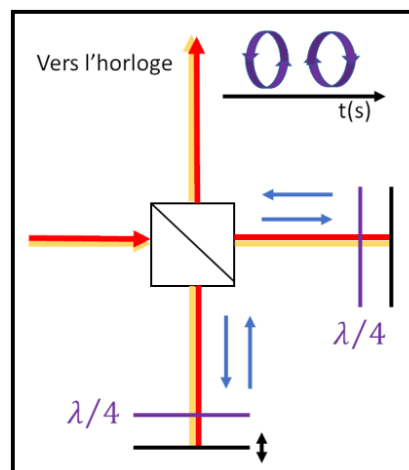


Figure III-31 : Système de Michelson pour la création du schéma de pompage push-pull. Les cercles violets représentent l'alternance des polarisations circulaires droite et gauche. La double flèche noire représente la platine de translation sur laquelle est posé le miroir. Le cube est un cube séparateur de polarisation, en amont duquel se trouve une lame demi-onde, non représentée sur la figure.

III.8 Cellule CPT et module physique

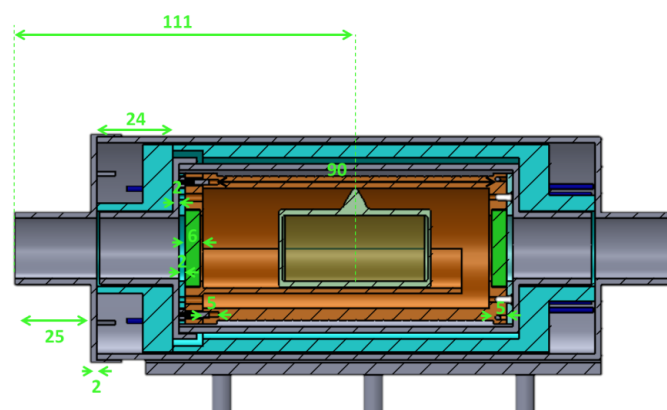


Figure III-32 : Schéma du module physique. Conçu par P. Yun (LNE-SYRTE) dans le cadre du projet Mclocks. Les dimensions sont en mm. Le diamètre du blindage magnétique externe est de 7 cm.

Description : Le module physique de la cellule CPT a été conçu par P. Yun (LNE-SYRTE, Paris) dans le cadre du projet européen MClocks. Un schéma de ce module est donné dans la figure III-32. Une photographie des éléments-clés de ce module est donnée figure III-33.

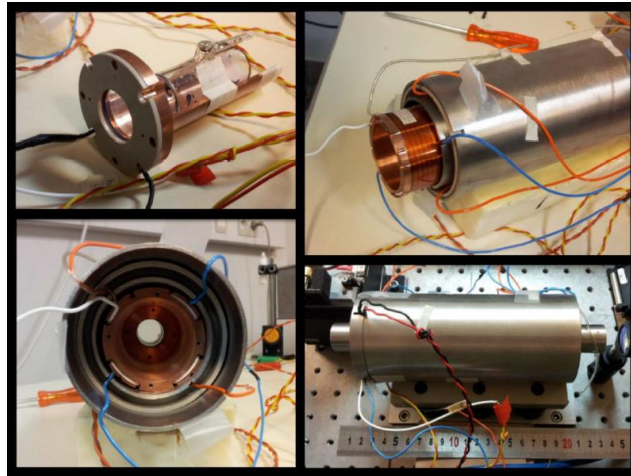


Figure III-33 : Photographie des éléments du module physique de la cellule CPT.

Au centre du module physique se trouve la cellule cylindrique de verre pyrex, contenant la vapeur alcaline et un mélange de gaz tampon N_2 -Ar avec une pression totale de 15 Torr et un rapport $r(Ar/N_2)$ de 0,6. La cellule présente une longueur de 5 cm et un diamètre de 2 cm. La cellule est placée dans un four pour stabiliser sa température. Le four est un cylindre de cuivre autour duquel est entouré un fil de chauffe coaxial alimenté par un courant. La résistance électrique totale de ce dernier est d'environ 34 Ω . Ce câble est enroulé autour du cylindre de manière serpentine sur la longueur du cylindre en faisant le tour de ce dernier. Cette disposition du câble chauffant permet de réduire le champ magnétique parasite, vu par les atomes, produit par le fil de chauffe.

Deux thermistances CTN amagnétiques, placées au plus proche de l'élément de chauffe, sont utilisées : l'une pour la régulation en température, l'autre pour la lecture permanente de la température de la cellule. Deux verres transparents, laissant passer le laser à travers la cellule, sont placés de part et d'autre de ce cylindre de cuivre afin de réduire les variations de température provoquées par des flux d'air. La température de la cellule est contrôlée à l'aide d'un contrôleur de température de haute-précision développé au laboratoire.

La figure III-34 montre la stabilité de la température de la cellule, ou plutôt d'une sonde CTN au plus près de la cellule. Les fluctuations typiques de température sont mesurées au niveau de 21 μK à 1 s, 8 μK à 10 s, et 90 μK à 1000 s.

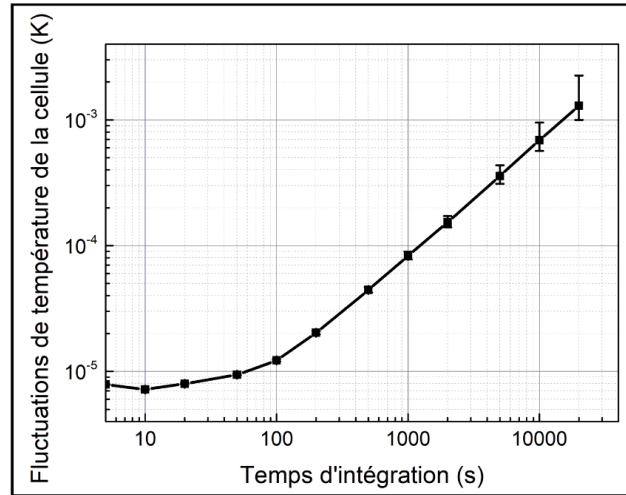


Figure III-34 : Fluctuations de la température de cellule.

Le four est entouré par un solénoïde afin de créer un champ magnétique statique le long de la cellule pour lever la dégénérescence Zeeman. Cet ensemble est protégé du champ magnétique terrestre et d'autres champs parasites par deux blindages cylindriques concentriques en mu-métal.

Le champ magnétique axial B_0 le long de l'axe de révolution d'une bobine finie peut être dérivé de la loi de Biot-Savart et exprimé comme :

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 n I}{2} \left(\frac{a+z}{\sqrt{(a+z)^2 + R^2}} + \frac{a-z}{\sqrt{(a-z)^2 + R^2}} \right) \quad (\text{III.2})$$

avec z la coordonnée axiale si $z = 0$ correspond au centre de la bobine, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ est la perméabilité du vide, $n = 333 \text{ m}^{-1}$ le nombre de tours de la bobine par unité de longueur, $2a = 9 \text{ cm}$ correspond à la longueur de la bobine, $R = 4,5 \text{ cm}$ est le rayon et $I = 20 \text{ mA}$ est l'intensité du courant qui traverse la bobine. Le champ magnétique calculé avec cette formule est en accord avec les données mesurées dans [110]. Le champ magnétique typique appliqué est de 50 mG. Ce dernier est suffisamment élevé pour séparer correctement la transition d'horloge des transitions magnétiques voisines et éviter une perturbation de la fréquence d'horloge par ces dernières. Aussi, le champ magnétique n'est pas élevé de manière trop importante pour limiter le déplacement de fréquence Zeeman de la transition d'horloge. La figure III-35 montre la stabilité du courant du champ magnétique de la bobine converti en G. Elle est de 35 nG, 92 nG et de 200 nG à 10 s, 1000 s et 10⁴s respectivement

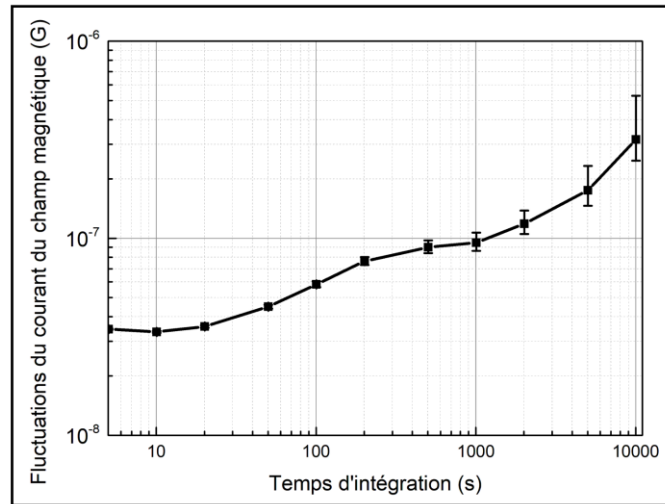


Figure III-35 : Fluctuations du courant du champ magnétique de la bobine converti en G.

III.9 Isolation passive en température de l'expérience

Au cours de ma thèse, des efforts importants ont été mis en œuvre pour renforcer l'isolation passive en température de l'expérience d'horloge. L'intégralité du banc optique de l'horloge CPT est placée sur une table optique. Les fluctuations de température de la table optique sont réduites à l'aide de deux « boîtes » en bois dont les faces intérieures sont recouvertes de mousse polyuréthane (épaisseur : 10 cm). Ce dispositif permet de protéger l'expérience des fluctuations de température ambiante et de la lumière parasite. La surface inférieure de la seconde boîte est placée entre les pieds de la table optique découplés de celle-ci et la face inférieure de la table optique pour réduire les flux thermiques amenés par le sol et les pieds de la table optique.

La pièce où se situe l'horloge est climatisée activement pour obtenir une température de 22°C. La température interne de la boîte est plus élevée en raison des différents systèmes de chauffe s'y trouvant (cellule, EOM, AOM). La température moyenne dans la boîte est de 26 °C.

La figure III-36 montre la stabilité de la température du laboratoire ainsi que celle de sondes disposées à l'intérieur de la première et de la seconde boîte.

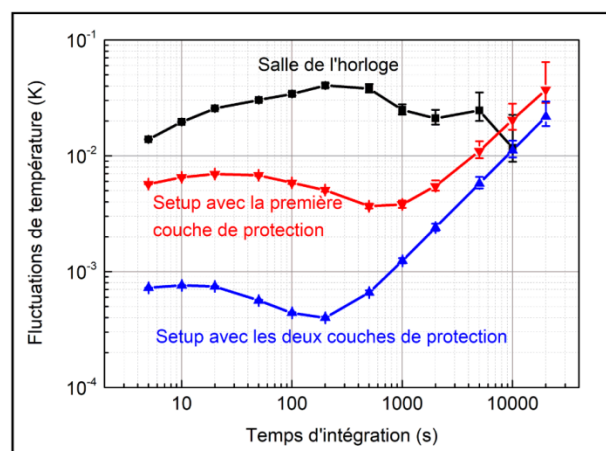


Figure III-36 : Fluctuations de température du laboratoire, de l'intérieur de la boîte 1 de protection et de l'intérieur de la boîte 2 de protection.

Les fluctuations de température typiques du laboratoire sont de quelques dizaines de mK pour des temps d'intégration allant jusqu'à 10^4 s. Avec la première boîte d'isolation, les fluctuations de température sont réduites par un facteur 2,6 et 6 à 5 et 1000 s d'intégration. L'ajout de la seconde boîte permet une réduction supplémentaire de ces fluctuations par un facteur 7,9 et 12 à 5 et 100 s d'intégration. Pour les temps d'intégration supérieurs à 10^4 s, l'isolation thermique de l'expérience n'est pas significativement améliorée avec les boîtes.

III.10 Conclusions

J'ai présenté en détail au cours de cette section les différents éléments du banc horloge CPT, en précisant lorsque possible leurs caractéristiques principales. Certaines ont été omises car déjà reportées dans la thèse de mes prédécesseurs. Nous avons apporté des informations sur les éléments principaux que j'ai utilisés et pour lesquels ma contribution a permis de progresser. Nous avons en particulier apporté des informations sur la source laser DFB, le modulateur électro-optique, la stabilisation en température de l'AOM, les synthèses de fréquences et électroniques de contrôle, le test d'un module physique et l'isolation passive en température de l'expérience.

Chapitre IV Horloge atomique CPT avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey

Le problème de dégradation de la stabilité des horloges à cellule pour des temps d'intégration supérieurs à 100 s par des effets de déplacement lumineux est un problème récurrent que notre communauté, en particulier les groupes développant des horloges CPT, rencontre de longue date. En effet, la spectroscopie Ramsey, bien que moins sensible à ces effets puisque les atomes évoluent une partie de leur temps dans le noir sans interaction avec le champ laser d'interrogation, en conserve une sensibilité résiduelle non négligeable.

Au cours de la dernière décennie, d'impressionnants efforts théoriques [26], [91], [112], [116], [117], [165], [166], [167], ont été poursuivis par plusieurs groupes afin de proposer des protocoles d'interrogation robustes visant à éliminer les déplacements de fréquence induits lors de l'interaction des atomes avec le champ d'interrogation.

En juillet 2017, au cours de ma thèse, un article fut publié par un groupe de la PTB sur ArXiv proposant un nouveau protocole d'interrogation nommé « Auto-Balanced Ramsey » [8]. Le principe de base de ce dernier est d'admettre que l'interaction des atomes avec le champ d'interrogation durant les impulsions lumineuses perturbe les niveaux hyperfins et donc déplace la fréquence de transition des atomes. Ainsi, à l'issue de l'impulsion lumineuse et donc au départ du temps d'évolution libre dans le noir, les atomes et le champ d'interrogation battent à des rythmes légèrement différents et présentent donc à l'issue du temps noir un déphasage proportionnel au temps d'évolution libre T . Ainsi, dans une interrogation Ramsey classique, la fréquence de l'oscillateur local n'est pas asservie sur la fréquence atomique exacte mais sur une fréquence atomique biaisée par le déplacement de fréquence induit lors de l'interaction.

L'idée de base de la méthode d'Auto-Balanced Ramsey (ABR) est alors d'appliquer volontairement un saut de phase à l'oscillateur local durant le temps d'évolution libre du cycle Ramsey afin de compenser le biais de phase induit par le déplacement lumineux produit durant l'interaction entre les atomes et le champ exciteur. Afin d'évaluer la valeur de la correction à appliquer, l'idée est alors d'appliquer deux séquences Ramsey successives avec des temps d'évolution libre différents, un temps noir court et un temps noir long. Le cycle avec temps noir long permet d'extraire un signal d'erreur exploité pour corriger la fréquence de l'oscillateur local (comme usuellement) tandis que le cycle avec temps noir court permet d'extraire un signal d'erreur exploité pour corriger la phase de l'oscillateur local (pour compenser et annuler le biais de phase induit lors de l'interaction avec le champ lumineux durant les impulsions). Cette méthode revient ainsi à terme à gérer deux boucles d'asservissement interconnectées et deux signaux d'erreur. L'annulation de ces deux signaux d'erreur permet alors d'annuler la quasi-totalité des déplacements de fréquence induits par l'interaction avec le champ d'interrogation. A la PTB, l'efficacité de cette méthode a été démontrée expérimentalement sur une transition à 2 niveaux optique (ion Yb^+) [26].

A la lecture de cet article de la PTB, nous avons décidé en septembre 2017 d'essayer l'implémentation de cette méthode sur notre horloge micro-onde CPT à 3 niveaux. En décembre 2017, nous avons démontré, étude théorique à l'appui menée par Thomas Zanon-Willette (UPMC), l'application de la méthode ABR sur une horloge CPT, démontrant dans un premier temps une réduction par un facteur 8 de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser comparativement à l'interrogation Ramsey-CPT classique. Ces résultats ont été publiés dans la revue *Physical Review Applied* [116]. Quelques semaines après la soumission de cet article, nous avons compris que l'efficacité de cette méthode sur

une horloge CPT à cellule de vapeur de césium était alors limitée par un effet de mémoire des atomes. Nous avons alors proposé une nouvelle séquence d'interrogation ABR dite symétrique (SABR-CPT) permettant de réduire par un ordre de grandeur supplémentaire la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser [117].

Le résultat majeur de ce chapitre est ainsi la démonstration de la réduction de la dépendance relative de la fréquence de notre horloge CPT à la puissance laser au niveau de $3 \cdot 10^{-15}/\mu W$ (80 fois inférieure au régime Ramsey-CPT, 800 fois inférieure au régime continu), rejetant cette contribution sur la stabilité de fréquence d'horloge dans la gamme de quelques 10^{-16} seulement à 10^4 s. Ce résultat est de tout premier plan et constitue la première démonstration de la quasi-annulation des effets de déplacement lumineux en puissance laser sur une horloge CPT. La sensibilité de la fréquence d'horloge à la fréquence laser est réduite par un facteur 5 par rapport à l'interrogation Ramsey-CPT, avec une sensibilité résiduelle de $2.4 \cdot 10^{-13}/MHz$.

Nous avons pu ainsi démontrer une horloge CPT à cellule de vapeur de césium présentant une stabilité relative de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, atteignant la stabilité record de $2.5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s. Ces performances, publiées dans la revue Applied Physics Letters [117], constituent à cette date et à notre connaissance un record mondial pour une horloge CPT.

Ce chapitre s'articule autour de 6 sous-chapitres. Le premier sous-chapitre rappelle le principe de l'interrogation de Ramsey dans le cas simple d'un système atomique à deux niveaux. Le second sous-chapitre rappelle brièvement les phénomènes de déplacement lumineux, effet limitant majeur dans une horloge atomique à cellule. Je prendrai le soin de bien distinguer dans le cas d'horloges CPT les déplacements lumineux dits « résonants » et ceux dits « non-résonants ». Le troisième sous-chapitre reporte l'utilisation de notre horloge CPT avec une interrogation conventionnelle Ramsey-CPT et les performances obtenues au cours de ma thèse dans ce régime. La quatrième sous-partie reporte la description de la méthode ABR appliquée à une horloge CPT, son implémentation expérimentale concrète et les études menées dans ce régime. Le cinquième sous-chapitre décrit l'extension de cette méthode à un protocole d'interrogation nommé SABR-CPT, nous ayant permis de réduire par un ordre de grandeur supplémentaire la dépendance de la fréquence d'horloge aux phénomènes de déplacement lumineux et améliorer de manière significative les performances de stabilité de l'horloge CPT. Le dernier sous-chapitre décrit brièvement les efforts menés en cours pour tâcher d'identifier et réduire les contributions essentielles actuelles à l'instabilité moyen terme de l'horloge.

IV.1 Interrogation Ramsey

IV.1.1 Rappel du principe de résonance magnétique

Les horloges atomiques exploitent le phénomène de résonance magnétique [168], [169], permettant de retourner le spin d'un atome comme méthode de sélection d'une fréquence. Un changement de spin de π peut être traduit comme un changement d'état propre hyperfin d'un atome tel que le passage d'un niveau d'énergie propre hyperfin i à un niveau d'énergie propre hyperfin supérieur j . Ainsi, en mesurant la probabilité de présence d'une espèce atomique dans un niveau d'énergie propre différent à celui de départ, on peut mesurer une stabilité de fréquence qui, idéalement, est la stabilité de fréquence intrinsèque de l'atome.

Rappelons d'abord brièvement le principe de la résonance magnétique [170]. On considère une particule avec un moment magnétique m plongée dans un champ magnétique

statique B_0 . Le champ magnétique exerce un couple (un ensemble de force) sur le moment magnétique. Le moment angulaire m tourne autour du champ magnétique B_0 . Ce mouvement est appelé précession de Larmor et possède une pulsation propre, dite de Larmor, décrite comme :

$$\omega_0 = -\gamma B_0 \quad \text{IV.1)}$$

avec B_0 l'intensité du champ magnétique et γ le rapport gyromagnétique qui est calculable, pour un atome, à partir des règles quantiques de composition des moments cinétiques et a pour expression :

$$\gamma = -\frac{2e}{2m_e} \quad \text{IV.2)}$$

où $e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ est la charge d'un électron et $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ sa masse.

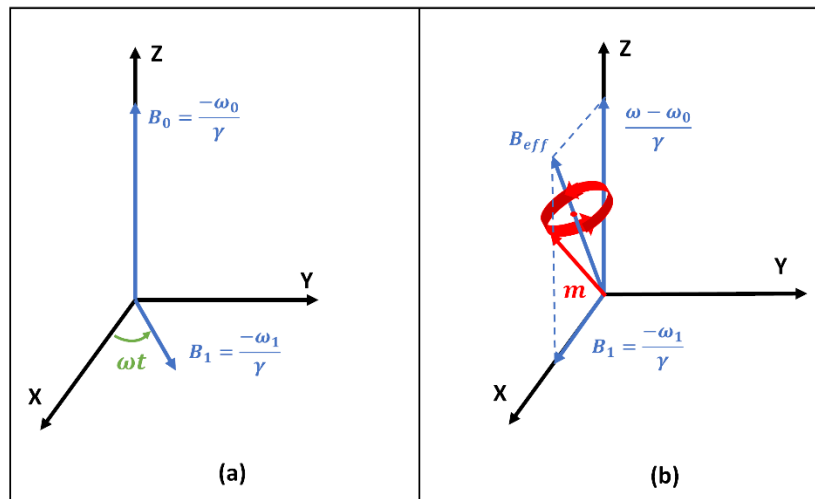


Figure IV-1 : Schéma simplifié de la résonance magnétique. (a) B_0 un champ fort magnétique statique et B_1 un champ magnétique plus faible perpendiculaire à B_0 qui tourne autour de ce dernier dans un plan parallèle à la pulsation ω . (b) m le moment magnétique qui tourne autour d'un champ magnétique rotatif résultant de B_0 et B_1 si $\omega \neq \omega_0$.

Maintenant, considérons en plus du champ magnétique statique l'application d'un champ magnétique B_1 , d'intensité $-\omega_1/\gamma$ avec $\omega_1 \ll \omega_0$, perpendiculaire au champ magnétique statique et tournant autour de B_0 dans un plan parallèle (OXY) (voir la figure IV-1), à la pulsation $\omega \sim \omega_0$. On force ainsi le moment magnétique m à tourner dans un plan perpendiculaire au champ magnétique B_1 . Si $\omega \neq \omega_0$, m tourne alors autour d'un champ magnétique effectif nommé B_{eff} (voir la figure IV-1(b)). La résonance magnétique est ainsi souvent utilisée pour mesurer précisément le moment magnétique nucléaire via la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) [171], [172].²

² La RMN est utilisée en médecine pour détecter des cellules malades. En effet la teneur en eau des cellules malades est différente d'une cellule saine. Donc en regardant les protons de la molécule H_2O pour des gradients de champ magnétique B_0 , c'est-à-dire pour des coupes dans des plans différents. Par reconstruction, on obtient alors des images 3D permettant de localiser les cellules malades.

IV.1.2 Interrogation de Rabi

Appliquer le phénomène de résonance magnétique aux atomes alcalins permet de retourner leur spin et de passer l'atome dans un autre niveau d'énergie propre hyperfin³. Ainsi, si on peuple, par sélection magnétique ou pompage optique, le niveau hyperfin $F = 3$ (le spin vaut alors $-1/2$) et que l'on soumet les atomes à un champ magnétique rotatif \mathbf{B}_1 , perpendiculaire au moment angulaire total, d'intensité $-\Omega/\gamma$, avec Ω la pulsation de Rabi, et d'une vitesse angulaire de ω , on peut forcer le moment angulaire total F à subir une réorientation d'un angle $\theta = \pi$ à un instant τ . Le spin vaut alors $1/2$ et $F = 4$. L'atome est passé au niveau hyperfin d'énergie propre supérieur. En ajustant la pulsation de Rabi Ω et la vitesse angulaire ω , on peut alors augmenter la population dans le niveau d'énergie $F = 4$. Pour assurer une probabilité de transition maximale, il faut que la fréquence du champ exciteur soit égale à la fréquence de transition atomique voulue (9 192 631 770 Hz pour le Cs) et que l'intensité de champ magnétique \mathbf{B}_1 soit telle que $\Omega\tau = \pi$.

La résonance magnétique appliquée aux horloges atomiques peut être facilement représentée grâce à l'approche de la sphère de Bloch [173]. Cette représentation est basée sur les équations de Bloch [169], données par :

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad \text{IV.3}$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad \text{IV.4}$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \quad \text{IV.5}$$

avec $\mathbf{M}(t) = (M_x(t), M_y(t), M_z(t))$ l'aimantation nucléaire, γ le rapport gyromagnétique et $\mathbf{B}(t) = (B_x(t), B_y(t), B_0 + \Delta B_z(t))$ le champ magnétique imposé aux noyaux atomiques. $B_z(t)$ est composé d'un champ magnétique statique B_0 et d'un champ magnétique d'intensité plus faible qui peut changer dans le temps. T_1 est le temps de relaxation longitudinal et T_2 est le temps de relaxation transverse. $\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t)$ est un produit vectoriel et M_0 est l'état d'équilibre de l'aimantation nucléaire, orienté selon l'axe z.

On introduit alors le vecteur de Bloch, qui n'est autre qu'une généralisation du moment angulaire total dans une représentation semi-classique. Ce vecteur de Bloch [169], [174], \mathbf{S} , appelé aussi spin fictif, représente l'état d'un atome à deux niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ dont le comportement, quand il est en interaction avec un champ résonant, est similaire à celui d'un moment magnétique dans un champ magnétique. Le vecteur \mathbf{S} peut être décrit comme un vecteur à trois dimensions (u, v, w) tel que [98] :

$$\mathbf{S} = U(t)u + V(t)v + W(t)w \quad \text{(IV.6)}$$

³ . Pour exemple, l'atome de Cs (voir la figure II-5) présente un moment angulaire orbital (spin orbital) J de $1/2$ et un moment angulaire nucléaire (spin nucléaire I) de $7/2$. Le moment angulaire total $F = I + J$ peut alors prendre les valeurs 3 ou 4 selon le signe du spin orbital J .

où $W(t)$ représente la différence de population dans les états propres $|1\rangle$ et $|2\rangle$, $U(t)$ représente la partie réelle de la cohérence ρ_{12} et $V(t)$ la partie imaginaire de la cohérence ρ_{12} tel que :

$$W(t) = \rho_{22} - \rho_{11} \quad \text{IV.7}$$

$$\rho_{12} = \frac{1}{2}(U(t) - iV(t)) \quad \text{IV.8}$$

L'évolution temporelle du vecteur de Bloch peut être décrite mathématiquement à l'aide de [98]. Dans le cadre de ce manuscrit, j'utilise simplement l'outil vecteur de Bloch pour tâcher d'expliquer le principe de l'interrogation de Ramsey. J'invite le lecteur à lire [98] pour une compréhension mathématique du régime continu et impulsionnel.

La figure IV-2-a représente une sphère de Bloch. Soient $|1\rangle$ et $|2\rangle$ les niveaux d'énergie propre hyperfins. Soit la fonction d'onde $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|2\rangle + e^{i\omega}\sin(\theta/2)|1\rangle$ représentant l'évolution de l'état atomique. Ainsi, si l'atome est initialement dans l'état $|1\rangle$ ($\theta = \pi$ et $\omega = 0$) et que l'on applique un champ magnétique rotatif d'une pulsation de Rabi Ω tel que $\theta = 0$ à un temps t , l'atome se retrouve dans l'état $|2\rangle$.

La figure IV-2-b,c,d sous-entend l'interprétation physique du vecteur de Bloch. Dans le cas (b), les atomes se trouvent dans le niveau d'énergie propre $|1\rangle$. Dans (c), ils sont dans l'état propre $|2\rangle$. Dans le cas (d), les atomes se retrouvent dans un état de superposition des états propres $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Un saut de π (de IV-2-b à IV-2-c) correspond à une interrogation continue des atomes. Le signal de spectroscopie correspondant présente alors une forme lorentzienne de largeur à mi-hauteur proportionnelle à $1/(2\pi\tau)$, avec τ le temps de cohérence de l'atome comprenant tous les processus de désexcitation vus dans la section II.1.3.2.

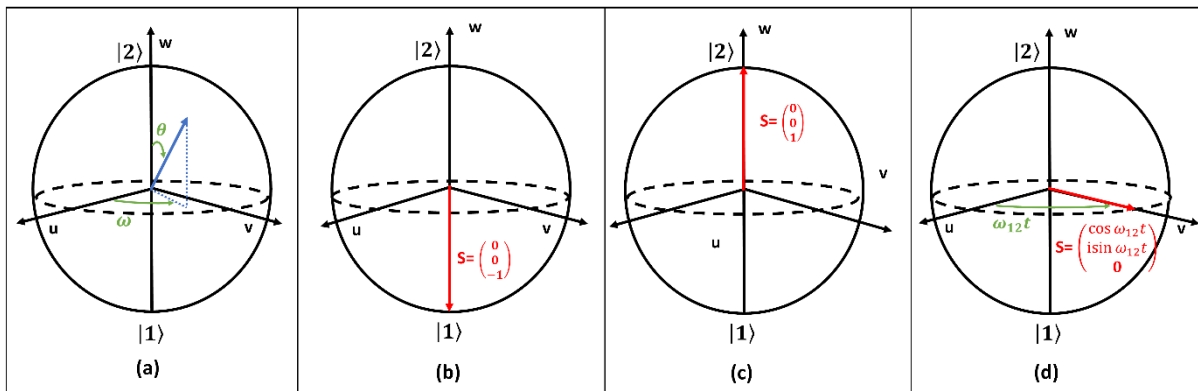


Figure IV-2 : (a) Représentation d'un vecteur d'onde quelconque dans une sphère de Bloch. Au pôle nord de la sphère se trouve l'état propre $|2\rangle$ et pôle sud l'état propre $|1\rangle$. (b) Représentation du vecteur de Bloch pour des atomes situés dans l'état propre $|1\rangle$. (c) Représentation du vecteur de Bloch pour des atomes situés dans l'état propre $|2\rangle$. (d) Représentation du vecteur de Bloch pour des atomes situés dans un état de superposition entre les états propres $|1\rangle$ et $|2\rangle$ avec une pulsation de Larmor, ω_{12} , propre à l'atome.

IV.1.3 Interrogation de Ramsey

En 1950, N. F. Ramsey a proposé une extension de la méthode d'interrogation dite de Rabi. La méthode dite des champs oscillants séparés de Ramsey permet de manipuler et sonder les raies spectrales atomiques avec une excellente précision et exactitude. Cette technique de spectroscopie et d'interrogation est largement utilisée et mise en application dans une multitude de domaines incluant les horloges atomiques [1], [88], [97], l'interférométrie avec ondes de matières et les capteurs inertiels atomiques [175], [176], l'information quantique [177], l'électrodynamique quantique [178], l'optomécanique [179], la spectrométrie de masse [180] et la confirmation expérimentale de concepts fondamentaux en mécanique quantique [181].

Le principe de base de l'interrogation de Ramsey [76], consiste à interroger les atomes par deux impulsions microondes de pulsation de Rabi excitatrice Ω et de durée τ séparées par un temps noir T d'évolution libre, où les atomes évoluent librement. La figure IV-3 montre une séquence de Ramsey typique.

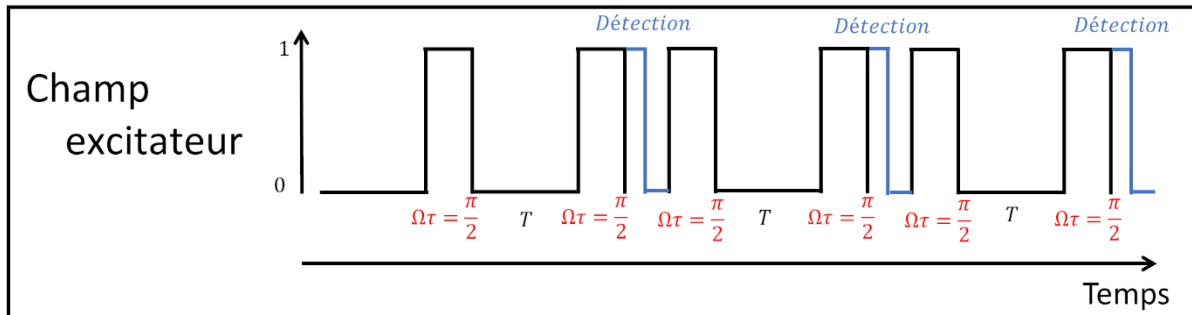


Figure IV-3 : Séquence typique d'une interrogation Ramsey. Le champ excitateur est nul lors des temps d'évolution libre T . Le champ excitateur permet une impulsion $\pi/2$ durant une durée τ .

Dans une séquence Ramsey typique, la première impulsion « d'écriture » crée entre les états quantiques visés une cohérence dont la phase initiale dépend de la fréquence et de l'amplitude du champ excitateur et de la durée de l'impulsion τ . Durant le temps d'évolution libre, les atomes et le champ d'interrogation acquièrent un déphasage déterminé par la fréquence de la transition atomique et la durée T . La seconde impulsion de « lecture » conduit, par le biais d'un processus d'interférences, à la modulation du spectre d'absorption (ou transmission) du champ d'interrogation et permet de mesurer concrètement la différence de phase entre la précession atomique et l'oscillateur local (OL). En scannant la fréquence du champ d'interrogation autour de la fréquence atomique exacte et en mesurant l'absorption ou la transmission de la seconde impulsion, on aboutit alors à la détection de figures de franges d'interférences, nommées franges de Ramsey dont la largeur à mi-hauteur est simplement dépendante du temps d'évolution libre T et égales à $1/(2T)$.

Dans la continuité de la sous-section précédente, la figure IV-4 schématise via des sphères de Bloch l'interrogation pulsée Ramsey. Les atomes interagissent avec deux impulsions successives séparées par un temps d'évolution libre. Cette séparation peut se faire soit spatialement, dans deux zones distinctes, comme dans les horloges à jet de césium ou temporellement, comme dans l'horloge CPT de ce manuscrit.

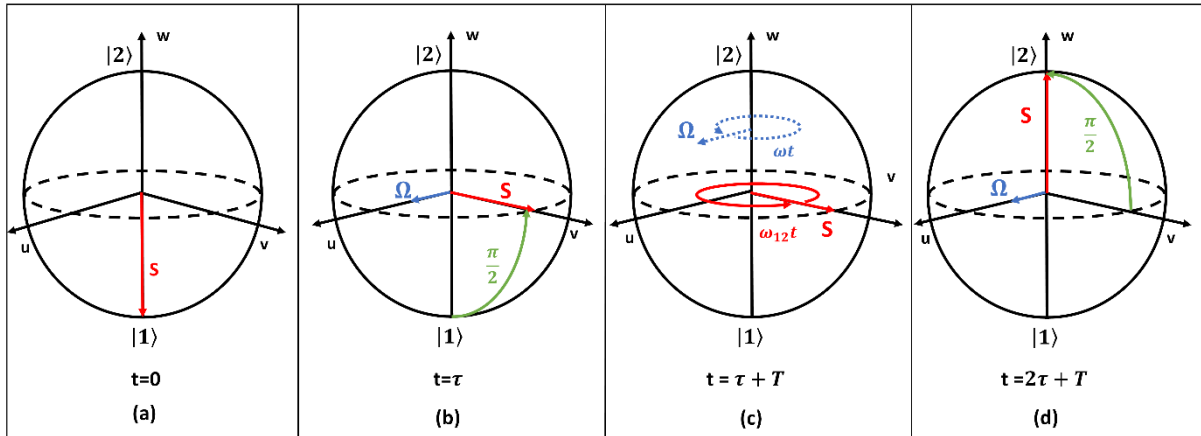


Figure IV-4 : Représentation de l'interrogation de Ramsey avec les sphères de Bloch. (a) Les atomes sont préparés dans l'état $|1\rangle$, le vecteur de Bloch S est en direction du pôle sud. (b) Une impulsion microonde Ω permet au vecteur de Bloch de faire un saut de $\pi/2$ après un temps τ . Les atomes sont alors dans un état de superposition entre les états propres. (c) Les atomes évoluent librement, avec $\Omega = 0$, avec une vitesse angulaire de ω_{12} . Le vecteur de Bloch évolue dans le plan $0uv$. La pulsation microonde évolue avec sa pulsation ωt . (d) Deuxième impulsion microonde. Les atomes sont alors dans l'état propre $|2\rangle$. Le vecteur de Bloch est direction le pôle nord de la sphère.

Considérons des atomes préparés initialement dans l'état propre hyperfin $|1\rangle$. Le vecteur de Bloch, à $t = 0$, est alors parallèle à l'axe w en direction du pôle sud de la sphère. Les atomes interagissent avec une première impulsion de pulsation micro-onde Ω , telle que $\Omega\tau = \pi/2$ avec τ la durée de l'interaction. A la fin de cette première interaction, le vecteur de Bloch se trouve sur l'axe v dans le plan $0uv$. Les atomes sont alors dans une superposition d'état des états propres hyperfins $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Ils évoluent alors librement, isolés du champ d'interrogation, dans le plan $0uv$ à la pulsation ω_{12} . Durant ce temps T , le champ excitateur et les atomes acquièrent un déphasage proportionnel à la fréquence de transition et la durée T . Se produit alors la seconde impulsion $\pi/2$. Cette seconde interaction permet alors de lire concrètement le déphasage acquis entre les atomes et le champ d'interrogation.

Dans le cas où le déphasage entre ω_{12} et ω est nul et si la pulsation Ω est la même que durant la première région, le vecteur de Bloch se retrouve alors colinéaire à l'axe w en direction du pôle nord. Les atomes sont alors tous dans l'état propre hyperfin supérieur $|2\rangle$. On est alors au sommet de la frange centrale de Ramsey. Au contraire, s'il existe un déphasage de π entre ω_{12} et ω à la sortie de la seconde interaction, les atomes se retrouvent dans l'état $|1\rangle$. Si maintenant les pulsations ω_{12} et ω sont en phase modulo 2π , il se crée alors dans le spectre de transmission une résonance à une fréquence ne correspondant pas à la transition atomique intrinsèque entre les deux états propres. Cette condition explique la figure des franges de Ramsey (montrée dans la figure IV-5) obtenue lorsqu'on modifie le désaccord de fréquence entre l'oscillateur local et la fréquence exacte des atomes. On y voit clairement les trois cas décrits précédemment. Le fait que la probabilité de transition au niveau des creux n'est pas parfaitement nulle provient du fait que la probabilité d'un atome à s'exciter n'est jamais totalement nulle.

La frange centrale de Ramsey peut alors être exploitée comme discriminateur de fréquence pour stabiliser la fréquence du champ d'interrogation (de l'oscillateur local) sur la fréquence de transition atomique, c'est-à-dire stabiliser ω de telle sorte que la probabilité de transition soit maximale, soit stabiliser ω pour se positionner au sommet de la frange centrale. Cette frange est de forme lorentzienne, de largeur à mi-hauteur $1/2T$ et présente

l'avantage, en particulier dans le cas d'horloges CPT, de ne pas subir d'élargissement lumineux, avec l'augmentation de la puissance laser.

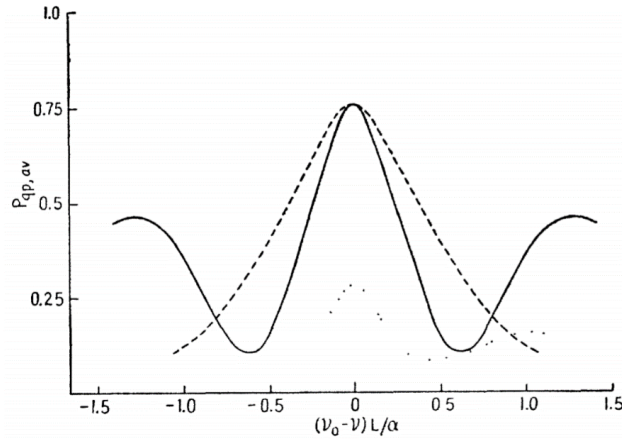


Figure IV-5 : L : la longueur de la région d'évolution libre. α : La vitesse la plus probable des atomes. ν : fréquence de l'oscillateur. Trait continu : Frange obtenue par interrogation Ramsey Trait pointillé (points) : Même type d'interrogation avec un tiers de l'amplitude de la pulsation microonde initiale. Trait pointillé (tirets) : Spectre obtenu en régime continu. Extrait de [76].

La figure IV-4 représente le cas idéal de l'interrogation de Ramsey. Dans une expérience réelle, il existe diverses sources de désaccord telles que les déplacements lumineux induisant des déplacements de fréquences de la transition atomique. L'amplitude et la direction de l'impulsion microonde peuvent être sujettes à d'un désaccord (voir la figure IV-6-a). En conséquence, les atomes ressentent une impulsion $\Omega\tau \neq \pi/2$. Le vecteur de Bloch ne tourne plus autour du vecteur de la pulsation de Rabi Ω , mais autour du vecteur de la pulsation de Rabi effective $\Omega_R = \sqrt{\delta^2 + 4\Omega^2}$, ayant pour effet de diminuer la probabilité de présence des atomes dans l'état $|2\rangle$ à la fin d'un cycle ($t = 2\tau + T$) et donc de diminuer l'amplitude des franges de Ramsey. Le désaccord δ peut aussi se traduire comme une différence entre la vitesse angulaire de la pulsation microonde ω et la pulsation de la transition atomique ω_{12} (voir la figure IV-6-b) ce qui diminue aussi la probabilité de présence des atomes dans l'état propre hyperfin $|2\rangle$ à la fin d'un cycle. En effet, après le temps d'évolution libre, le vecteur de la pulsation microonde et le vecteur de Bloch sont déphasés de δT et pour un déphasage de $\delta T = \pm \pi/2$, par exemple, le passage des atomes de l'état superposé à l'état $|2\rangle$, à la seconde impulsion, ne se fait pas (le vecteur de Bloch est colinéaire à celui de la pulsation microonde, la rotation ne s'effectue donc pas).

En résumé, on peut démontrer qu'à très faible désaccord devant la pulsation excitatrice, la probabilité de trouver l'atome dans chaque état se simplifie comme :

$$P_1(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos[\delta T]) \quad (\text{IV.9})$$

$$P_2(t) = \frac{1}{2}(1 + \cos[\delta T]) \quad (\text{IV.10})$$

avec une largeur à mi-hauteur de la frange centrale égale pour $\tau \ll T$ à $1/2T$, avec T le temps d'évolution libre entre les impulsions. Le calcul détaillé de la probabilité de transition dans le cas général d'une interrogation Ramsey à deux niveaux est reporté dans l'annexe A.2.

Les probabilités obtenues sont modulées de façon sinusoïdale en fonction de δT le déphasage entre atomes et champ après le temps T . La méthode permet ainsi de mesurer directement, et avec une résolution en fréquence de l'ordre de $1/T$, les déphasages induits par d'éventuelles perturbations.

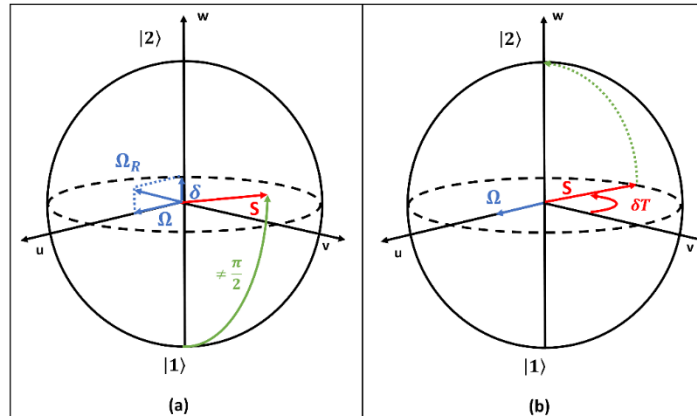


Figure IV-6 : Représentation par la sphère de Bloch de différents désaccords δ possibles. (a) : Le désaccord δ entraîne un changement d'amplitude et de direction du vecteur de la pulsation microonde. Le vecteur de Bloch tourne alors autour du vecteur de la pulsation de Rabi effective. (b) Le désaccord δ entraîne un déphasage entre ω_{12} et ω . Le vecteur de Bloch est alors déplacé d'un angle de δT .

Si un processus change de manière cohérente la phase relative de la superposition d'états atomiques (en introduisant par exemple les déplacements lumineux), l'évolution des populations dépendra du déphasage noté ici ϕ_{coh} accumulé au cours du temps d'évolution libre tel que :

$$P_1(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos[\delta T - \phi_{coh}]) \quad (IV.11)$$

$$P_2(t) = \frac{1}{2}(1 + \cos[\delta T - \phi_{coh}]) \quad (IV.12)$$

L'état atomique reste un état pur avec une phase bien définie. Le résultat est en général une fonction oscillante du déphasage δT mais avec un terme de contraste et un déphasage total moyen dépendant de la distribution de tous les déphasages possibles. La présence d'un déphasage quel qu'il soit conduit à un déplacement de la frange centrale par rapport à sa référence non perturbée. Nous reverrons avec clarté cette notion dans ce chapitre dédié à l'application de protocoles d'interrogation spécifiques, basés sur la méthode d'interrogation Ramsey, tels que le protocole d'Auto-Balanced Ramsey (ABR). Ces derniers visent justement à compenser ces déplacements de fréquence induits durant l'interaction atomes-champ d'interrogation de manière que l'oscillateur local reste asservi sur une fréquence atomique non biaisée, non perturbée. La partie IV.2 visera cependant dans un premier temps à bien définir les phénomènes de déplacement lumineux, effets perturbateurs majeurs dans le cas d'horloges CPT et contribution essentielle initiale à la stabilité de fréquence moyen terme ($>100s$) des horloges à cellule CPT.

IV.1.3.1 Signal d'erreur et asservissement de la fréquence de l'oscillateur local

L'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence de transition atomique vise à corriger en permanence la fréquence de l'oscillateur local de manière à garder maximale la probabilité de transition et donc s'assurer de maintenir le signal de transmission au sommet de la frange centrale de Ramsey.

On crée pour cela un signal d'erreur issu de la frange centrale en sondant à mi-hauteur de cette dernière, de part et d'autre de son sommet. Le signal d'erreur est calculé à partir de la différence des deux valeurs successivement lues. La différence entre ces deux valeurs est alors nulle quand la frange est symétrisée autour de la fréquence centrale d'interrogation. Ce signal d'erreur est alors exploité dans une boucle de contre-réaction pour asservir la fréquence de l'oscillateur local et maintenir le signal d'erreur à zéro.

Pour asservir efficacement la fréquence de l'oscillateur local sur la référence atomique, on cherche à maximiser la pente $\delta S/\delta \nu$ en V/Hz (avec S le signal de la résonance et $\Delta \nu$ sa largeur) du discriminateur de fréquence associé au signal d'erreur. On maximise ainsi l'impact d'une variation de fréquence de l'oscillateur local sur la variation du signal de transmission. La pente du discriminateur de fréquence est donc optimisée en augmentant le signal de la résonance et en réduisant sa largeur. Intrinsèquement, l'interrogation de Ramsey présente donc l'avantage comparativement à l'interrogation de Rabi de produire des franges de Ramsey, dont la largeur est plus étroite et simplement inversement proportionnelle au temps T . Cependant, dans le cas d'horloges en cellule, le signal de résonance est généralement réduit avec l'interrogation Ramsey comparativement à l'interrogation Rabi en raison de la relaxation de la cohérence atomique observée durant le temps d'évolution libre.

Deux options, résumées sur les figures IV-7 et IV-8, sont généralement utilisées pour sonder les deux côtés de la frange centrale et ainsi générer le signal d'erreur. La première option, exploitant la modulation de fréquence de l'oscillateur local, consiste à appliquer dans les cycles de Ramsey consécutifs des sauts de fréquence de respectivement $+1/4T$ et $-1/4T$. La profondeur de la modulation $\Delta \nu_m$ est donc choisie telle que $\Delta \nu_m = \Delta \nu/2$, avec $\Delta \nu = 1/2T$ la largeur totale à mi-hauteur de la frange centrale. Cette modulation carrée de la fréquence de l'oscillateur local est plus sensible aux possibles effets de la dissymétrie de la frange centrale. La seconde option, exploitant la modulation de phase de l'oscillateur local, consiste à appliquer dans les deux cycles de Ramsey consécutifs des sauts de phase de l'oscillateur local, respectivement de $+\pi/2$ puis $-\pi/2$. L'avantage de cette modulation carrée de phase est que l'on ne modifie pas la fréquence de l'oscillateur local pour la création du signal d'erreur évitant ainsi de perturber la fréquence que l'on veut stabiliser. L'inconvénient est de devoir gérer électroniquement deux paramètres de l'oscillateur local (fréquence et phase).

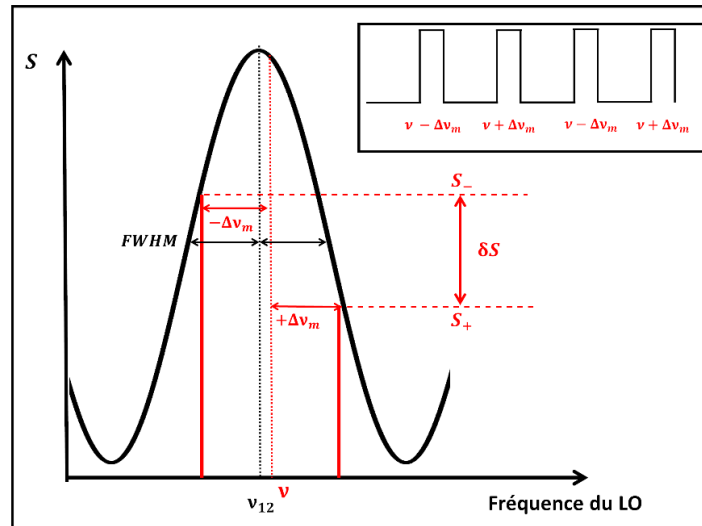


Figure IV-7 : Principe de la modulation carrée de fréquence pour asservir la fréquence de l'oscillateur local, ν , sur la fréquence atomique, ν_{12} . Si δS la différence de signal pour une modulation $\Delta\nu_m$ de la fréquence ν est nulle alors $\nu = \nu_{12}$ et la résonance est symétrisée par rapport à ν_{12} . L'encart montre une séquence d'interrogation avec l'alternance de la modulation $\Delta\nu_m$.

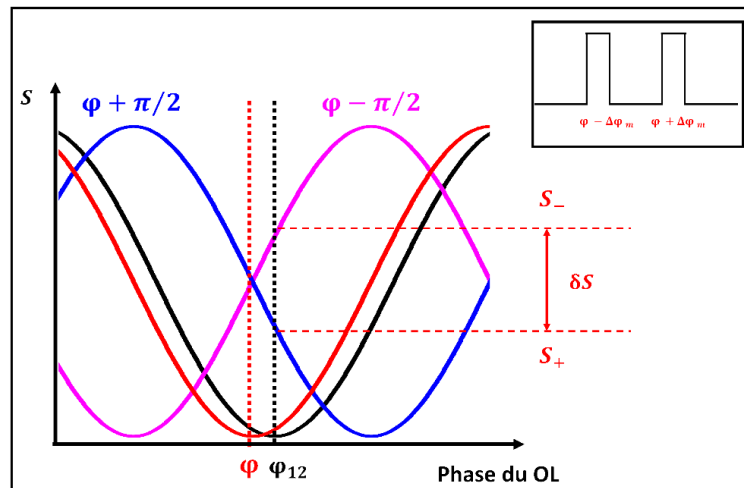


Figure IV-8 : Principe de la modulation carrée de phase pour asservir la fréquence de l'oscillateur local, ν , sur la fréquence atomique, ν_{12} . Le sinus noir représente la phase du signal atomique φ_{12} . Le sinus rouge représente la phase de l'oscillateur local φ . Le sinus bleu représente la phase de l'oscillateur local modulée de $\pi/2$. Le sinus rose représente la phase de l'oscillateur local modulée de $-\pi/2$.

Le signal d'erreur, différence de signal $\delta S = S^+ - S^-$ entre les 2 valeurs successives S^+ et S^- lues à mi-hauteur de la frange, est alors exploité pour calculer la correction δ_c qui sera appliquée à la fréquence de l'oscillateur local. La correction appliquée au $k^{\text{ème}}$ cycle est alors construite de la façon suivante [121] :

$$\delta_c^{(k)} = \delta_c^{(k-1)} + (-1)^k G (S^{(k-1)} - S^{(k-2)}) \quad (\text{IV.13})$$

avec $S^{(i)}$ le niveau du signal mesuré au $i^{\text{ème}}$ cycle, G le gain de l'asservissement. Cet algorithme itératif est un asservissement proportionnel intégrateur qui permet de ramener la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence atomique.

IV.2 Déplacements lumineux

Cette partie vise à synthétiser de nombreux travaux menés dans la littérature sur l'expression des déplacements lumineux de fréquence. Il est à noter que de nombreux progrès sur la compréhension de ces phénomènes ont été obtenus au cours de ces quelques dernières années. On cherchera en particulier, dans le cas d'interrogation pulsée de type Ramsey-CPT, à bien distinguer deux types de déplacement lumineux dits « résonants » et « non-résonants ».

IV.2.1 Déplacements lumineux en régime continu

Dans les horloges atomiques à cellule, les déplacements lumineux sont une source majeure de limitations des performances d'instabilité de fréquence moyen et long-terme. Ces déplacements lumineux, ayant pour effet de créer des déplacements de fréquence des niveaux d'énergie de la transition d'horloge, dépendent essentiellement de la puissance laser totale, de la fréquence laser (désaccord optique) mais aussi dans le phénomène CPT du rapport d'intensité entre les deux bandes optiques contribuant à la cohérence hyperfine microonde CPT. Ces déplacements lumineux sont multiples, peuvent être de nature différente (« résonants » et « non-résonants »), sont difficiles à identifier clairement et sont donc difficiles à supprimer. Aussi, ces phénomènes de déplacement lumineux peuvent être induits par d'autres effets, rendant ainsi leur analyse et leur suppression encore plus ardue. Par exemple, la puissance laser en sortie de cellule peut dépendre de la température de la cellule.

Le déplacement lumineux a été mis en équation pour un système simple à deux niveaux interagissant avec un champ monochromatique dans le régime continu. Le déplacement lumineux Δ_{LS} est alors donné en fonction du désaccord optique $\Delta_o = \omega_{laser} - \omega_{12}$ où l'état propre $|1\rangle$ est le niveau fondamental et l'état propre $|2\rangle$ est l'état excité. Δ_{LS} a la forme d'une courbe de dispersion et peut être décrit comme [90], [120] :

$$\Delta_{LS} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta_o}{\Delta_o^2 + (\Gamma/2)^2} (\Omega_1^2 - \Omega_2^2) \quad (\text{IV.14})$$

où Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi des transitions optiques $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ respectivement, $\Gamma = 1/\tau$ est le taux de relaxation du niveau excité et τ est la durée de vie de l'état excité. La largeur de la courbe est alors de l'ordre de la largeur de l'état excité Γ .

Pour un système à trois niveaux énergétiques interagissant avec un champ optique bi-chromatique (voir figure IV-9) tel que l'effet CPT, la description analytique des déplacements lumineux est bien plus compliquée. Plusieurs modèles ont été proposés dans ce sens. Le modèle proposé par J. Vanier [120], ne prend pas en compte la cohérence hyperfine dans son équation finale. T. Zanon-Willette propose un modèle dans [182], considérant que ces déplacements lumineux ne sont pas seulement dus aux déplacements des niveaux d'énergie propres mais aussi dus au déplacement du maximum de la transmission de la résonance CPT. L'expression générale est alors très compliquée. Nous ne reportons ici qu'une version simplifiée pour un atome alcalin [121], considérant un schéma CPT idéal constitué de 3 niveaux énergétiques et deux champs optiques :

$$\Delta_{LS} = \Delta_o \frac{\gamma_{12} (2\gamma_{12}\Omega_1^2\Omega_2^2 - \gamma_{opt}(\Omega_1^4 - \Omega_2^4))}{\gamma_{opt} (2\gamma_{12}\Omega_1^2\Omega_2^2 + \gamma_{opt}(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2)} \quad (IV.15)$$

avec Ω_1 et Ω_2 les fréquences de Rabi des transitions optiques de l'état propre fondamental hyperfin $|1\rangle$ vers l'état propre excité $|3\rangle$ et de l'état propre fondamental hyperfin $|2\rangle$ vers l'état propre excité $|3\rangle$ respectivement, γ_{12} le taux de relaxation de la cohérence hyperfine, γ_{opt} le taux de relaxation de la cohérence optique en prenant en compte ici que les taux de relaxation de l'état $|3\rangle$ vers les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont les mêmes.

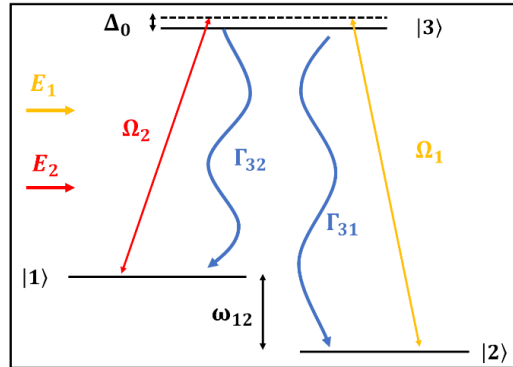


Figure IV-9 : Schéma d'un système atomique à trois niveaux. Les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont des états propres fondamentaux hyperfins séparés par une fréquence microonde ω_{12} . L'état $|3\rangle$ est l'état excité supérieur. Ω_1 et Ω_2 les fréquences de Rabi des transitions optiques de l'état propre fondamental hyperfin $|1\rangle$ vers l'état propre excité $|3\rangle$ et de l'état propre fondamental hyperfin $|2\rangle$ vers l'état propre excité $|3\rangle$ réciproquement. Γ_{31} et Γ_{32} représente les taux de relaxation de l'état excité vers les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$.

On remarque dans cette expression que le déplacement lumineux est proportionnel au désaccord optique et qu'il est nul pour $\gamma_{12} = 0$, c'est-à-dire pour un état noir complètement formé et découplé de la lumière.

IV.2.2 Déplacements lumineux en régime Ramsey-CPT

Afin de réduire leur sensibilité aux variations de la puissance optique et donc aux déplacements lumineux de leurs transitions optiques et microondes, les horloges à cellule les plus performantes utilisent une interrogation pulsée de type Ramsey [22], [91], [117], [165], [167]. L'avantage majeur d'une interrogation pulsée comparativement à une interrogation continue réside dans la diminution de la durée d'interaction entre la lumière et les atomes sur un cycle d'horloge T_c ($T_c = \tau + T$) complet, entraînant une diminution significative de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de la puissance laser. Notons cependant que les horloges CPT utilisent en mode Ramsey pulsé une puissance laser supérieure à celle utilisée en régime continu, augmentant ainsi l'ordre de grandeur des fluctuations de puissance laser, et donc réduisant quelque peu le gain réel de l'interrogation pulsée comparativement à l'interrogation continue. L'augmentation de puissance laser dans le régime pulsé est nécessaire pour maintenir un pompage efficace des atomes dans l'état cohérent CPT et s'approcher au mieux de la formation d'un état noir complet.

Dans [183], Yano et al. proposent une expression du déplacement lumineux en régime pulsé $\Delta_{LS,pulsé}$ à partir du niveau de déplacement lumineux en régime continu

$\Delta_{LS,continu}$, le taux de relaxation de la cohérence hyperfine γ_{12} et les temps de pompage, de détection et d'évolution libre. Ils aboutissent ainsi à :

$$\Delta_{LS,pulsé} = \Delta_{LS,continu} \frac{\tau_{eff}}{\tau_{eff} + T e^{-\gamma_{12}\tau_D}} \quad (IV.16)$$

$$\tau_{eff} = \frac{1 - e^{-\gamma_{12}\tau_p}}{\gamma_{12}} \quad (IV.17)$$

Dans la thèse de mon prédécesseur de M. Abdel Hafiz, nous avons testé cette estimation sur les résultats obtenus dans le cas de notre horloge Ramsey-CPT. Nous avons observé un bon accord de l'expression de Yano avec les résultats expérimentaux dans le cas où le temps d'évolution libre est grand. A l'opposé, l'accord n'était pas satisfaisant pour des temps noirs courts, proches de la milliseconde dans notre cas [110].

En spectroscopie Ramsey-CPT, on distingue deux types de déplacements lumineux bien distincts par leur nature, leur origine et leurs conséquences : les déplacements lumineux « résonants » [103], [184], et « non-résonants » [185], [186].

Les déplacements lumineux dits résonants trouvent leur origine dans l'interaction résonante du champ optique bichromatique avec le système énergétique à 3 niveaux [103], [184], [187]. Ce déplacement résonant provient d'une formation incomplète de l'état noir lors de la première impulsion Ramsey, en raison de lumière incohérente lors de l'interaction CPT [185], [187], [188]. Ce déplacement lumineux résonant disparaît donc quand la puissance lumineuse et la durée du temps de pompage sont suffisamment grandes pour former un état noir complet [103], [184], [187]. Ce déplacement lumineux « résonant », résultant d'une formation incomplète non aboutie de l'état noir, est alors inversement proportionnel au temps noir T et change de signe selon la population initiale dans les états propres fondamentaux hyperfins. L'amplitude du déplacement résonant dépend alors énormément de la vitesse de création de l'état noir. Ce comportement peut être observé par le déplacement de la phase ϕ de la frange centrale de Ramsey, comme le décrit Hemmer dans [187], en calculant la forme des franges de Ramsey après la deuxième impulsion microonde et donc la contribution du déplacement lumineux résonant.

Hemmer reporte que le déplacement de la phase ϕ de la frange centrale de Ramsey peut s'écrire, pour un désaccord optique Δ_o plus petit que la cohérence optique γ_{opt} , comme :

$$\tan \phi \propto -d\rho \sin(\Omega^2 \Delta_o \tau_p / \gamma_{opt}^2) e^{-\Omega^2 \tau_p / \gamma_{opt}} \quad (IV.18)$$

avec $d\rho$ la différence de population initiale entre les états propres fondamentaux hyperfins $|1\rangle$ et $|2\rangle$ au début du cycle, $\Omega^2 = \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{2}$ est la fréquence de Rabi moyenne des deux composantes fréquentielles du champ nécessaire au CPT et τ_p est la durée du temps de pompage. Ainsi, pour $\Omega^2 \tau_p / \gamma_{opt} \gg 1$, la formation de l'état noir atteint un équilibre et est complètement formé avant la fin du temps de pompage. On a alors un déplacement lumineux résonant minimal, voire nul, des franges de Ramsey. A l'opposé, le déplacement cohérent est conséquent pour $\Omega^2 \tau_p / \gamma_{opt} \leq 10$ et entraîne un important déplacement de la phase ϕ qui change de signe en fonction de la population initiale des états propres fondamentaux hyperfins [185]. Dans le cas d'horloges à cellules chaudes, ce déplacement lumineux résonant ne peut être entièrement supprimé en raison de la présence de gaz tampon dans la cellule, qui par interaction avec les atomes de Cs, mélange quelque peu les

niveaux excités en raison de l'élargissement des transitions optiques, réduit la cohérence de l'état noir, et donc empêche une formation d'un état noir complet. A l'opposé, il a été clairement démontré que ces déplacements de fréquence résonants pouvaient être supprimés sur des dispositifs expérimentaux d'horloges CPT à atomes froids [103], [186], en augmentant suffisamment la durée de la première impulsion CPT, utile au pompage des atomes dans l'état CPT.

Le second type de déplacement lumineux dans le cas d'interrogation pulsée de type Ramsey est le déplacement lumineux dit « non-résonant ». Ce déplacement lumineux provient du couplage de l'ensemble des composantes « hors-résonance » du champ optique lumineux avec l'ensemble des niveaux d'énergie atomique voisins légèrement désaccordés du système Λ central. Ce déplacement lumineux « non-résonant », persistant à haute intensité contrairement à ce que prévoit (IV.18), a été observé clairement dans [103], [184], [186]. Ce déplacement lumineux dépend fortement du schéma de polarisation CPT utilisé. Il dépend fortement du rapport d'intensité entre les deux raies optiques CPT mais faiblement de la puissance laser totale [186]. Il est aussi directement dépendant du désaccord optique à un photon. Dans le cas d'horloges CPT à atomes froids où le déplacement lumineux résonant peut être parfaitement supprimé, ce déplacement lumineux « non-résonant » se révèle alors être le déplacement lumineux principal, limitant les performances de l'horloge.

Le déplacement lumineux « non-résonant » peut être calculé à partir de la somme de toutes les composantes fréquentielles du champ laser permettant des transitions vers des états hyperfins hors résonance. Il est donné par [186] :

$$\Delta_{off-res} = \frac{1}{4} \sum_n \left[\frac{\delta_{n,2} |\Omega_{n,2}|^2}{(\delta_{n,2})^2 + (\Gamma/2)^2} - \frac{\delta_{n,1} |\Omega_{n,1}|^2}{(\delta_{n,1})^2 + (\Gamma/2)^2} \right] \quad (IV.19)$$

où $\delta_{n,1}$ et $\delta_{n,2}$ sont les désaccords optiques des états propres hyperfins $|1\rangle$ et $|2\rangle$ vers un $n^{ième}$ état hors résonance, $\Omega_{n,1}$ et $\Omega_{n,2}$ sont les fréquences de Rabi correspondantes et Γ est le taux de relaxation du niveau excité $|3\rangle$ (taux d'émission spontanée).

Dans [186], les auteurs proposent une équation afin de quantifier le déplacement de la frange centrale de Ramsey pour un effet CPT. Cette équation est basée sur une théorie du déplacement « non-résonant » pour un système à deux niveaux atomiques. Le déplacement de la frange centrale est alors proportionnel à $\Delta_{off-res}/(T\Omega_0)$, où Ω_0 est la fréquence de Rabi des deux états propres. Les auteurs proposent ainsi une approche similaire de quantification du déplacement de la frange centrale (en Hz) comme :

$$\bar{\Delta}_{CPT-R} = \frac{A}{2\pi T} \frac{\Delta_{off-res}}{\Gamma_p} \quad (IV.20)$$

$$\Gamma_p = \frac{1}{4} \frac{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}{\gamma_{opt}} \quad (IV.21)$$

avec Γ_p le taux de pompage des atomes dans l'état noir [187]. $A = 1 + 0,5\tau_2\Gamma_p$ pour $\Gamma_p T \gg 1$ et $|\Delta_{off-res}/\Gamma_p| \ll 1$. Comme $\Delta_{off-res}$ et Γ_p sont proportionnels à l'intensité totale, le rapport des deux ne dépend pas de l'intensité. La seule dépendance de $\bar{\Delta}_{CPT-R}$ à l'intensité vient donc de A . Le régime utilisé étant l'interrogation Ramsey, la dépendance de $\bar{\Delta}_{CPT-R}$ aux fluctuations de la puissance totale est énormément réduite par rapport au régime continu. La principale source de fluctuations de $\bar{\Delta}_{CPT-R}$ est donc les fluctuations du rapport d'intensité ($R = I_1/I_2$) où les intensités I_1 et I_2 correspondent aux intensités des deux champs laser qui excitent les transitions $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ respectivement. $\bar{\Delta}_{CPT-R}$ peut aussi être

interprété en terme de déplacement de la phase entre la cohérence atomique et le champ utilisé pour l'effet CPT à la fin du temps de pompage, avec $\bar{\Delta}_{CPT-R} = [Im(\rho_{12}(\tau_p))/Re(\rho_{12}(\tau_p))]/2\pi T$.

IV.3 Horloge Ramsey-CPT à FEMTO-ST

IV.3.1 Présentation de l'horloge et de la séquence Ramsey-CPT

Au cours du début de ma thèse et fin de la thèse de mon prédécesseur M. Abdel Hafiz, la méthode d'interrogation pulsée Ramsey-CPT a été implémentée dans l'horloge CPT haute-performance de FEMTO-ST. La description de cette dernière fut menée en détail dans la section III. Dans ce chapitre IV.3, la fréquence ν de l'oscillateur local est proche de 4.596 GHz et est générée par la synthèse micro-onde ultra-bas bruit basée sur une diode NLTL dont la fréquence de sortie est ajustée finement via une DDS externe (voir section III-6).

La figure IV-10 montre une séquence Ramsey-CPT typique utilisée dans l'horloge CPT, en modes spectroscopie Ramsey-CPT (a) et asservissement de fréquence d'horloge.

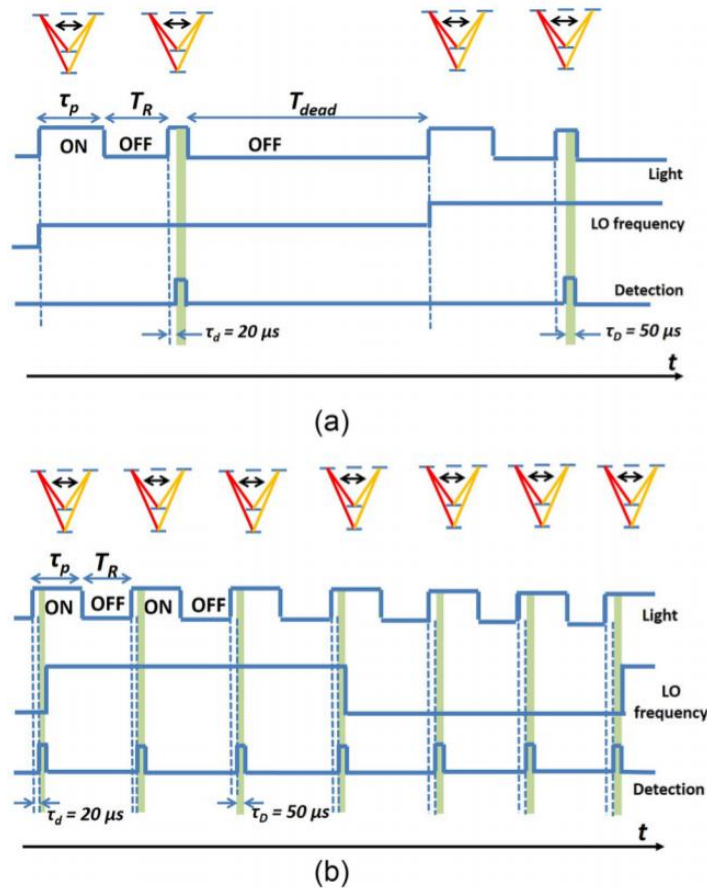


Figure IV-10 : Séquence de l'interrogation Ramsey pour l'horloge CPT de FEMTO-ST.(a) Mode spectroscopie, (b) Mode horloge. $T_c = \tau_T + T_R$ est le temps d'un cycle Ramsey-CPT. T correspond au temps noir d'évolution libre. $\tau_T = \tau_d + \tau_D + \tau_p$ est le temps total d'une impulsion. τ_d est un temps tampon. τ_D est le temps de détection et τ_p le temps de pompage. En mode spectroscopie (a), un temps mort significatif de l'ordre de 35 ms ($\sim 10 T_2$) est appliqué entre chaque point de mesure du signal. En mode horloge (b), la fréquence de l'oscillateur local est modulée pour la génération du signal d'erreur et corrigée tous les trois cycles. Par la suite, le temps mort sera uniquement représenté par T

En mode horloge Ramsey-CPT, la séquence consiste en une séquence d'impulsions lumineuses CPT séparées par un temps d'évolution libre des atomes dans le noir et où chaque impulsion est utilisée pour le pompage des atomes dans l'état CPT et la détection du signal. Chaque impulsion de durée τ_T est séparée en trois temps. Le premier temps, temps-délai $\tau_d = 20 \mu\text{s}$, correspond à un temps tampon durant lequel le switch reçoit la commande et permet à la puissance laser d'atteindre son seuil maximum. Le second temps $\tau_D = 50 \mu\text{s}$ correspond au temps de détection, durant lequel le niveau du signal d'un côté ou de l'autre de la frange centrale de Ramsey est collecté. Durant cette fenêtre de détection, le signal est échantillonné temporellement à un rythme de 1 Ms/s, soit l'acquisition. Le reste de l'impulsion permet de pomper les atomes dans l'état CPT. Le temps total d'une impulsion est de $\tau_T = 1,1 \text{ ms}$. Le temps noir a une durée typique $T = 3,5 \text{ ms}$, proche de la durée T_2 correspondant au temps de relaxation de la cohérence hyperfine CPT dans la cellule. Il est connu dans les horloges à cellules que la stabilité de fréquence court terme est généralement optimisée pour $T = T_2$. La durée totale d'un cycle Ramsey-CPT est notée $T_c = \tau_T + T = 4,6 \text{ ms}$. Ces différentes durées ont été optimisées par un travail fait en amont publié dans [22], [110].

En mode spectroscopie (lorsque l'on veut réaliser la détection des franges Ramsey-CPT), la fréquence de l'oscillateur local est incrémentée à chaque nouveau cycle. Dans ce mode, un temps mort significatif de l'ordre de 35 ms ($\sim 10 T_2$) est appliqué entre chaque point de mesure du signal afin d'assurer que la majorité des atomes aient relaxé de l'état CPT avant d'entrer dans un nouveau cycle.

Dans nos premiers travaux en mode Ramsey-CPT, le signal d'erreur pour l'asservissement de l'horloge est généré par modulation carrée de la fréquence de l'oscillateur local. La profondeur de modulation est de $\Delta\nu_m = 80 \text{ Hz}$ et la fréquence de l'oscillateur local est modulée et corrigée tous les trois cycles (voir la figure IV-10-b). Cette modulation est créée via l'entrée A03 de la carte NI-DAQ et arrive sur l'entrée modulation (Mod In, mode FM) de la DDS externe. Le niveau du signal S^+ ou S^- utilisé pour le signal d'erreur est la moyenne des niveaux collectés sur ces 3 impulsions. Le signal d'erreur est créé numériquement à l'aide du programme Python et la correction de fréquence correspondante est envoyée numériquement via USB à la DDS externe (voir figure III-23).

IV.3.2 Stabilité de fréquence court-terme de l'horloge Ramsey-CPT

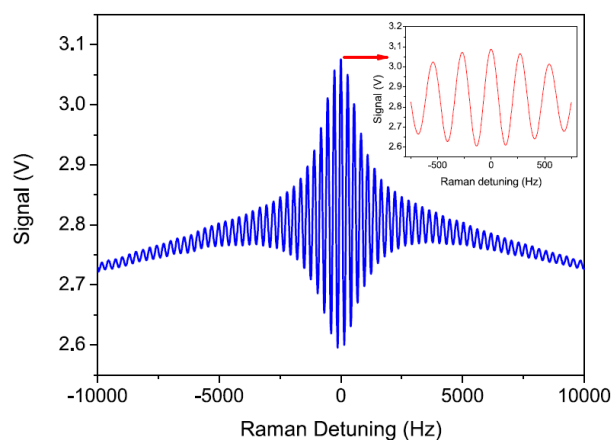


Figure IV-11 : Spectre typique Ramsey-CPT. Les paramètres expérimentaux sont $T = 3,5 \text{ ms}$, $\tau_D = 50 \mu\text{s}$, $\tau_p = 1,1 \text{ ms}$, $P = 850 \mu\text{W}$, $T_{\text{cell}} = 35 \text{ }^\circ\text{C}$. L'encart montre un zoom des franges de Ramsey. La largeur de la frange centrale est de 134 Hz. Extrait de [110].

La figure IV-11 montre des franges Ramsey-CPT typiques obtenues sur notre horloge, sur un span large de 20 kHz. La température de cellule est de 35°C. Un champ magnétique de 50 mG est appliqué le long de l'axe parallèle à la propagation du faisceau laser. La puissance laser en entrée de cellule est de 850 μW . La largeur de la frange centrale est de 134 Hz. Le contraste, défini comme le rapport de l'amplitude pic à pic de la frange centrale et le niveau dc à la mi-hauteur de la frange centrale, est de 17 %.

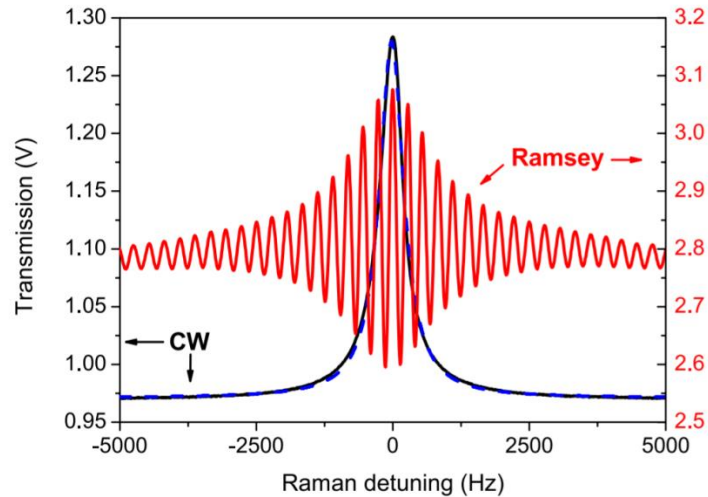


Figure IV-12 : Franges de Ramsey-CPT utilisées en mode horloge Ramsey-CPT, en comparaison avec le spectre CPT obtenu en mode continu. Ces deux signaux sont enregistrés pour les conditions d'optimisation de performances de l'horloge dans les deux modes de fonctionnement.

La figure IV-12 montre des franges de Ramsey-CPT typiques obtenues sur un span plus étroit de 10 kHz. Ces franges de Ramsey sont comparées au signal de résonance CPT obtenu en mode continu. Ces deux signaux sont enregistrés pour les conditions d'optimisation de performances de l'horloge dans les deux modes de fonctionnement.

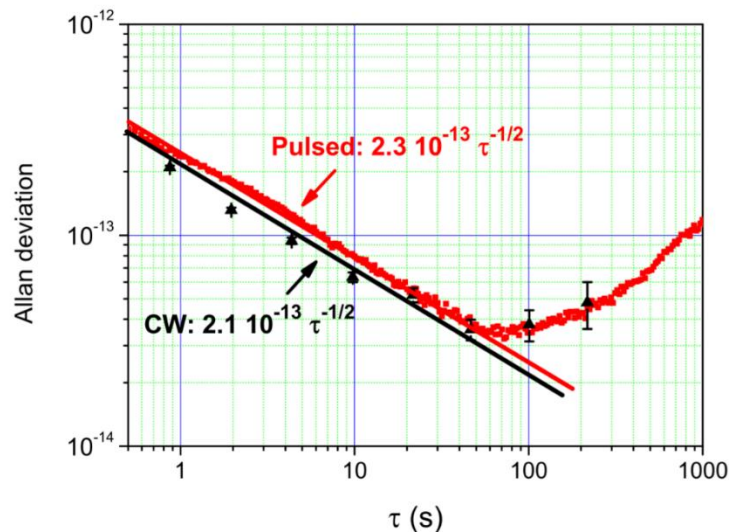


Figure IV-13 : Déviation d'Allan de la fréquence d'horloge en régime continu (triangles noirs) et en régime pulsé (carrés rouges). En continu, la puissance laser est activement asservie à $P=270 \mu\text{W}$. La fréquence de modulation de l'oscillateur local est de 125 Hz et la profondeur de modulation est de 80 Hz. Dans le régime pulsé, les paramètres expérimentaux sont $P=850 \mu\text{W}$, $T=3,5 \text{ ms}$, $\tau_p=1,1 \text{ ms}$ et $\tau_D=50 \mu\text{s}$.

La figure IV-13 montre la stabilité de fréquence court-terme de l'horloge, en modes continu et Ramsey-CPT, obtenues début 2017. A noter que dans ces premiers tests, la puissance laser est asservie en mode continu alors qu'elle ne l'est pas en régime pulsé. La stabilité de fréquence court terme est mesurée à $2.1 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ dans le mode continu et $2.3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ dans le régime pulsé, soit des performances très proches.

Le tableau IV.1, reporté dans [22], résume les conditions et différentes contributions à la stabilité de fréquence court terme de l'horloge à 1 s, dans les modes continus et Ramsey-CPT.

Regime	CW	Pulsed
S (V)	0.31	0.48
$\Delta\nu$ (Hz)	538	134
$S_I = S/\Delta\nu$ (V/Hz)	5.7×10^{-4}	3.6×10^{-3}
C (%)	31.8	17
CS_I	1.8×10^{-4}	6.1×10^{-4}
P_i (μ W)	270	850
P_o (μ W)	56	205
T_{cell} ($^{\circ}$ C)	35	35
f_M or f_c	125	217
Noise source	σ (1 s) $\times 10^{13}$	σ (1 s) $\times 10^{13}$
Shot noise	0.16	0.27
Detector noise	0.11	0.10
LO phase noise	0.5	0.6
Laser AM-AM	0.6	2.7
Laser FM-AM	0.39	0.49
$P_{\mu w}$	5×10^{-2}	5.7×10^{-2}
Laser AM-FM	2.16	0.49
Laser FM-FM	2.7×10^{-2}	2.9×10^{-2}
T_{cell}	8×10^{-3}	2.4×10^{-3}
B	3.8×10^{-3}	3.8×10^{-3}
Total (expected)	2.4	2.9
Measured	2.1	2.3

Tableau IV.1 : Résumé des conditions et différentes contributions à la stabilité de fréquence court terme de l'horloge, dans les modes continus et Ramsey-CPT.

Un bon accord est obtenu entre les mesures de stabilité et les prédictions théoriques dans les deux régimes, continu et Ramsey-CPT. Dans le régime continu, la limitation majeure à la stabilité de fréquence court terme est un phénomène de déplacement de fréquence (AM-FM), causé par la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser. Les contributions suivantes sont le bruit d'amplitude laser (bruit AM-AM) impact sur le rapport signal à bruit du signal de résonance atomique et le bruit de phase de l'oscillateur local. On note que, sans asservissement de puissance laser, la contribution AM-FM est augmentée par un facteur 2 à 3 tandis que la contribution AM-AM est augmentée au niveau de $1.9 \cdot 10^{-13}$ à 1 s. Dans ce cas, la stabilité de fréquence de l'horloge en mode continu est dégradée par un facteur 2 à 3, menant au niveau de $4 - 6 \cdot 10^{-13}$ à 1 s.

Dans le régime pulsé, la contribution majeure à la stabilité de fréquence court terme est le bruit d'amplitude laser (AM-AM) suivi par le bruit FM-AM induit par la conversion du bruit de fréquence laser sur le bruit de détection du signal de résonance atomique, le bruit de phase de l'OL et le phénomène de déplacement lumineux nommé FM-AM. Toutes les autres contributions sont estimées à un niveau bien inférieur.

IV.3.3 Stabilité de fréquence moyen-terme de l'horloge Ramsey-CPT

Nous avons de manière préliminaire investigué les effets de déplacement lumineux dans notre horloge, et plus particulièrement évalué l'intérêt de l'interrogation Ramsey-CPT comparativement à l'interrogation continue.

La figure IV-14 reporte la fréquence d'horloge (déplacement de la fréquence d'horloge CPT par rapport à la fréquence de transition de l'atome non perturbée) en fonction de la puissance laser totale pour différentes valeurs du temps d'évolution libre dans le noir T . Les résultats obtenus dans le régime continu sont reportés pour comparaison.

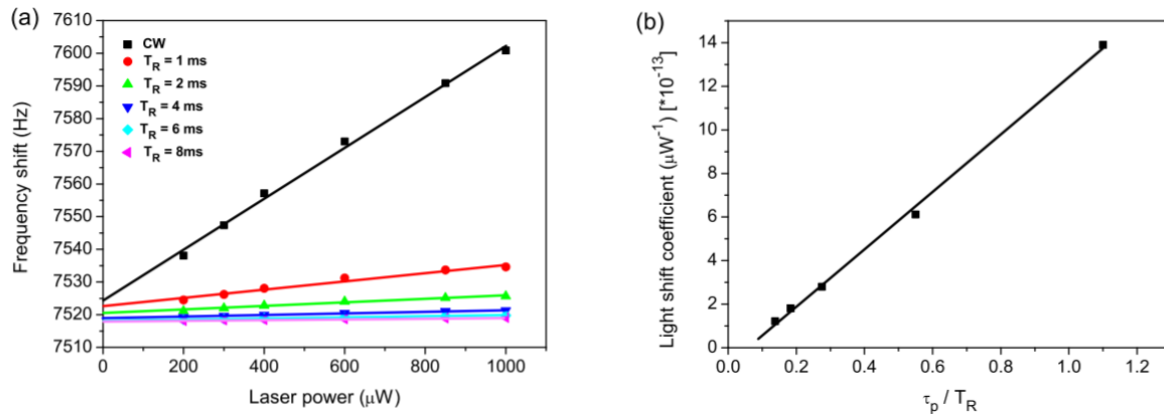


Figure IV-14 : (a) Déplacement de la fréquence d'horloge (par rapport à la fréquence de transition de l'atome non perturbé) en fonction de la puissance laser pour différentes valeurs de T . Comparaison avec le mode continu (courbe noire). Les données expérimentales sont approximées par une fonction linéaire. (b) Pente du déplacement lumineux extraite des données de (a) en fonction du rapport τ_p/T , avec τ_p la durée de l'impulsion.

Dans le régime continu, on obtient une sensibilité relative de $8 \cdot 10^{-12} / \mu\text{W}$. En mode Ramsey-CPT, on observe une réduction significative de la pente de déplacement lumineux avec l'augmentation du temps T . Le coefficient de déplacement lumineux est mesuré à $6 \cdot 10^{-13} / \mu\text{W}$ et $3 \cdot 10^{-13} / \mu\text{W}$ pour $T = 2$ et 4 ms, respectivement.

Afin d'améliorer la stabilité de la fréquence d'horloge dans le mode Ramsey-CPT, nous avons implémenté un asservissement de puissance laser en régime pulsé (voir section III-5). Ce dernier nous a permis d'obtenir un gain de 1,5 et 40 à 1 s et 10^4 s sur la stabilité relative de puissance laser. Aussi, nous avons amélioré l'isolation thermique de l'ensemble de l'horloge contre les fluctuations de la température environnante (voir section III-9).

La figure IV-15 montre l'impact de ces apports sur la stabilité de fréquence de l'horloge, comparativement à des résultats similaires à ceux reportés figure IV-13.

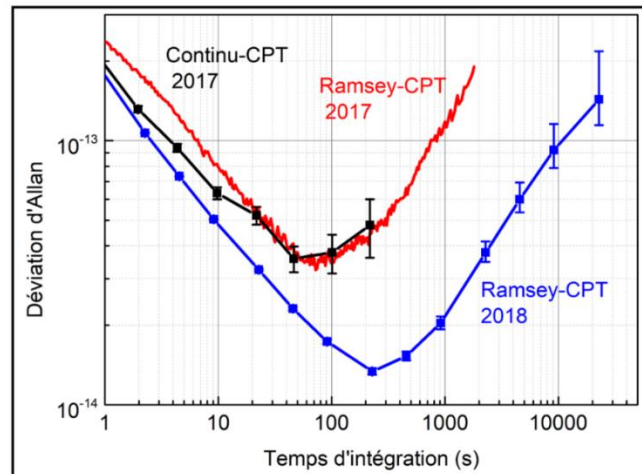


Figure IV-15 : Déviation d'Allan de fréquence d'horloge en régime Ramsey-CPT avec implémentation de l'asservissement de la puissance laser en régime pulsé et du renforcement de l'isolation thermique de l'expérience. La puissance laser est de $800 \mu\text{W}$. Comparaison avec les résultats précédents dans les régimes continu (noir) et pulsé (rouge).

La stabilité de fréquence court-terme de l'horloge dans le mode Ramsey-CPT est améliorée par rapport aux résultats précédents par un facteur 1.6, atteignant le niveau de $1.45 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 200 s. L'amélioration de la stabilité de fréquence court-terme est directement attribuée à la réduction des fluctuations de puissance laser apportées par l'électronique d'asservissement de puissance laser décrite section III.5. Ces performances court-terme sont comparables à celles des meilleures horloges à cellule mondiales [19], [112]. La déviation d'Allan à 10^4 s est désormais de 10^{-13} , soit une amélioration de l'ordre d'un facteur 10 par rapport aux résultats précédents. Ici aussi, l'amélioration est attribuée à la stabilisation de la puissance laser. De plus, contrairement aux résultats précédents, on observe que la déviation d'Allan montre une pente en $\tau^{-1/2}$ bien définie et sans bosses. Cette amélioration mineure pourrait être attribuée au renforcement de l'isolation thermique de l'horloge.

En dépit de ces efforts et de ces améliorations, on observe toujours une dégradation des performances de stabilité de fréquence de l'horloge Ramsey-CPT pour des temps d'intégration typiques supérieurs à 1000 s, rendant ainsi ce type d'horloge CPT nettement moins compétitive que d'autres types d'horloges à cellule telles que l'horloge POP Rb développée à l'INRIM [19].

En réponse à ce défi, nous nous sommes alors orientés vers l'implémentation d'un nouveau protocole d'interrogation pulsé, nommé Auto-Balanced Ramsey. Nous avons proposé l'application de ce protocole d'interrogation à notre horloge CPT afin de réduire l'impact des effets de déplacements lumineux sur l'instabilité de notre horloge CPT.

IV.4 Auto-Balanced Ramsey

IV.4.1 Introduction

Nous avons vu en amont dans ce manuscrit que les horloges CPT opérant en régime continu souffrent de plusieurs désavantages majeurs tels qu'une largeur de la résonance CPT élargie par la puissance laser et une forte dépendance de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance du champ laser. Les sensibilités typiques de la fréquence des horloges CPT aux variations de la puissance et de la fréquence laser en

régime continu sont, en valeur relative, de quelques $10^{-12}/\mu W$ et de quelques $10^{-12}/MHz$ respectivement [91], [115]. Différentes méthodes ont été proposées dans la littérature pour réduire la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations du champ laser, telles que l'asservissement actif d'une puissance microonde « magique » [82], [189], l'ajustement de la température de cellule à une valeur précise [190] ou le réglage fin de la température du laser [189]. Cependant, le régime continu reste énormément sensible aux déplacements lumineux. Démontrer ainsi une horloge CPT de haute-performance entrant dans la gamme des 10^{-15} après quelques milliers de secondes s'avère ainsi un challenge de taille.

En réponse, les horloges à cellule les plus performantes utilisent l'interrogation Ramsey [76] en lieu et place d'une interrogation continue. De nouveau, cette méthode offre trois grands avantages. Le premier est l'obtention d'une largeur de résonance plus étroite qu'en régime continu et qui ne dépend que de la durée du temps noir T . Le deuxième est une forte réduction de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser, due au fait que les atomes passent une partie importante du cycle d'horloge sans interaction avec la lumière. L'interrogation Ramsey permet de discriminer le déplacement lumineux en deux catégories. Le premier type de déplacement lumineux est le déplacement résonant (voir section IV.2). Ce dernier peut être supprimé avec un temps de pompage suffisamment long et la formation d'un état noir complet. Le second type est le déplacement lumineux dit « non-résonant ». Ce dernier dépend peu de la puissance laser totale et grandement du rapport des intensités des deux champs laser excitant les transitions optiques [186]. Ainsi, en raison de ce déplacement lumineux « non-résonant », les horloges CPT utilisant la méthode d'interrogation Ramsey classique restent sensibles aux variations du champ laser. Le troisième avantage est la grande variété de schémas d'interaction et de séquences que peut offrir le régime pulsé.

C'est sur ce dernier aspect que plusieurs équipes, en particulier le groupe russe de l'ILP à Novosibirsk, T. Zanon-Willette à l'UPMC (Paris) et la PTB en Allemagne, ont travaillé et fourni des efforts colossaux au cours de la dernière décennie dans le but de proposer des protocoles d'interrogation sophistiqués, complexes et robustes, basés sur la méthode de Ramsey et l'utilisation de séquences lasers composites originales, visant à réduire voire éliminer les déplacements de fréquence induits lors des impulsions d'interaction entre les atomes et le champ lumineux. Ces différentes méthodes sont répertoriées dans l'article de review [191]. J'invite vivement le lecteur à lire cet article pour de nombreuses informations sur ces différents protocoles d'interrogations.

En 2009, Taichenachev et al. ont proposé pour les horloges optiques de modifier la spectroscopie Ramsey en appliquant au champ d'interrogation un saut de fréquence, égale au déplacement lumineux, durant les deux impulsions Ramsey afin de compenser les déplacements de fréquence induits par le champ laser lui-même [192]. Cette méthode a été améliorée plus tard, conduisant à la technique de spectroscopie dite Hyper-Ramsey [193], démontrée sur une horloge à ions Yb^+ [192]. Cette approche a par la suite évolué en Hyper-Ramsey modifié (MHR) [167] et en une autre variante nommée Hyper-Ramsey généralisée [165]. En 2016, V. Yudin et al. ont adapté leur protocole synthétique de fréquence initialement développé dans les horloges optiques pour annuler le déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir pour proposer un protocole d'interrogation universel dans lequel le signal d'erreur est généré à partir de séquences de temps noir différents et permettant alors de réduire significativement les déplacements de fréquence dus au champ laser même en présence de la décohérence due à la largeur spectrale du laser [194]. Cette méthode a été par la suite étendue pour un cas général dans lequel les effets de décohérence et de dissipation de la relaxation sont pris en compte [195]. Dans ce cas, on

aboutit à une séquence relativement complexe dans laquelle le signal d'erreur est calculé à partir de la combinaison de plusieurs signaux d'erreur générés à partir de différentes séquences de spectroscopie Hyper-Ramsey généralisées.

Récemment, en juillet 2017, fut proposé par un groupe de la PTB un nouveau protocole d'interrogation, relativement simple et finalement assez intuitif, nommé Auto-Balanced Ramsey (ABR) [26]. Cette approche repose sur la gestion de deux signaux d'erreur construits à partir de deux séquences Ramsey présentant des temps noirs différents. Ces deux signaux d'erreur permettent alors de corriger respectivement la fréquence de l'oscillateur local (boucle d'asservissement usuelle dans une horloge atomique) et la phase de l'oscillateur dans le but d'annuler les déplacements de fréquence induits lors de l'interaction atomes-champ d'interrogation. Le premier signal d'erreur, créé à partir de la séquence Ramsey avec temps noir court, est utilisé pour appliquer un saut de phase correctif à l'oscillateur local entre les impulsions et ainsi éliminer le biais induit par les déplacements lumineux. Le second signal d'erreur, extrait de la séquence Ramsey avec temps noir long, est utilisé pour asservir la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence de transition atomique. Cette méthode ABR a été démontrée avec succès sur une horloge optique à ion Yb^+ , menant à une réduction drastique du coefficient de déplacement lumineux [26]. Cette méthode a aussi été généralisée (« Generalized Auto-Balanced Ramsey ») dans [166], avec la proposition de plusieurs variantes pour déterminer de quelle manière et à quel moment appliquer la compensation de phase à l'oscillateur local.

Peu de temps après la parution de l'article de la PTB, nous avons décidé en septembre 2017 d'essayer l'implémentation de la méthode ABR sur notre horloge micro-onde CPT à 3 niveaux. Nous reportons ainsi dans ce manuscrit les résultats de ce qui fut la première démonstration expérimentale du protocole d'interrogation ABR appliqué à une horloge CPT. Cette approche, comme nous le verrons par la suite, nous a permis de réduire drastiquement la sensibilité de la fréquence d'horloge aux déplacements lumineux et d'améliorer ainsi de manière significative les performances de stabilité moyen-terme de notre horloge CPT. Il est à noter que ces approches suscitent beaucoup d'intérêt dans de nombreux groupes mondiaux à l'heure actuelle. Ainsi, d'autres groupes développant des horloges CPT, en particulier le groupe de J. Kitching et Liz Donley au NIST, ont mis en place cette méthode sur une horloge CPT à atomes froids, proposant par ailleurs en collaboration avec le groupe russe de l'ILP de nouvelles variantes originales pour l'implémentation du protocole ABR. Nul doute que ces études susciteront encore beaucoup d'intérêt et d'efforts de généralisation dans les mois et années à venir.

IV.4.2 Auto-Balanced Ramsey : concept et principe de base

Dans une séquence d'interrogation Ramsey « idéale », la phase d'interaction atomes-champ d'interrogation n'aurait aucune influence et la phase atomique serait donc nullement biaisée par le champ interrogateur. Dans ce cas, les atomes et l'oscillateur local (OL) oscillent au même rythme pendant le temps noir et donc leur déphasage à l'issue du temps noir est nul, quel que soit la durée de ce dernier.

La raison et point de départ du développement du protocole d'interrogation ABR est d'admettre que l'interaction entre les atomes et champ d'interrogation durant les impulsions perturbe les atomes et induit donc un déphasage φ_b de la phase atomique φ_{12} . Ainsi, dans une interrogation Ramsey conventionnelle, la phase de l'oscillateur local φ_{OL} est finalement asservie en réalité sur une phase atomique biaisée $\varphi_{12} + \varphi_b$. Ainsi, au lieu de maintenir la relation $\varphi_{OL} - \varphi_{12} = 0$, l'asservissement travaille pour maintenir la relation :

$$\varphi_{OL} - (\varphi_{12} + \varphi_b) = 0 \quad (IV.22)$$

La fréquence de l'oscillateur local n'est alors plus asservie sur la fréquence atomique non perturbée mais sur une fréquence atomique biaisée. Si l'on admet qu'un biais est créé lors de l'interaction, il est alors évident que l'oscillateur local et les atomes battent à des rythmes différents pendant le temps noir T et que donc le déphasage entre l'oscillateur local et les atomes acquis à l'issue du temps noir sera directement dépendant de la durée de ce dernier (voir la figure IV-14-a).

L'objectif de base de l'ABR est alors de compenser le biais de phase φ_b induit lors de l'interaction atomes-champ d'interrogation, quel que soit le temps d'évolution libre T , en appliquant une correction de phase φ_c au champ microonde et ainsi permettre l'asservissement de l'oscillateur local sur la fréquence réelle non déplacée des atomes.

La question est alors de savoir comment quantifier la correction de phase φ_c à appliquer. Pour cela, l'idée est simplement de moduler la durée du temps noir T et de produire deux séquences de Ramsey successives, de temps noir différents notés respectivement T_L (pour la séquence avec temps noir long) et T_C (pour la séquence avec temps noir court). Cette situation conduit ainsi, de manière basique, à l'analyse d'un système à deux équations tel que :

$$\varphi_{OL} + \varphi_c - (\varphi_{12} + \varphi_{bc}) = 0 \quad (IV.23)$$

$$\varphi_{OL} + \varphi_c - (\varphi_{12} + \varphi_{bL}) = 0 \quad (IV.24)$$

avec φ_{bc} et φ_{bL} les biais de phase respectifs induits par l'interaction pour les séquences avec temps noir court et long.

Considérons agir à l'issue du cycle de temps noir court sur la phase φ_c tel que $\varphi_c = \varphi_{12} + \varphi_{bc} - \varphi_{OL}$. En reportant cela dans l'équation (IV-24), on aboutit ainsi à :

$$\varphi_{OL} + \varphi_{12} + \varphi_{bc} - \varphi_{OL} - (\varphi_{12} + \varphi_{bL}) = 0 \quad (IV.25)$$

soit, $\varphi_{bc} - \varphi_{bL} = 0$.

La condition $\varphi_{bc} - \varphi_{bL} = 0$ ne peut être satisfaite qu'à condition que $\varphi_{bc} = \varphi_{bL} = 0$. Dans ce cas, le biais de phase induit par l'interaction atome-champ est annulé, quel que soit la durée du temps noir T .

La méthode ABR consiste donc à alterner une séquence Ramsey avec temps noir court T_C et une séquence Ramsey avec temps noir long T_L . Du premier cycle, on extrait, en sondant de manière usuelle de part et d'autre du sommet de la frange centrale de Ramsey, un premier signal d'erreur exploité pour corriger le biais de phase induit par l'interaction. Le second cycle est utilisé pour extraire un signal d'erreur exploité pour corriger la fréquence de l'oscillateur local. La méthode ABR conduit ainsi à la gestion de 2 boucles d'asservissement interconnectées, une visant à l'asservissement de la phase de l'oscillateur local et l'autre à l'asservissement en fréquence de l'oscillateur local, avec le but de rendre nul les deux signaux d'erreur précédemment mentionnés.

Proposons une autre approche basique, basée sur l'observation de franges de Ramsey, pour illustrer de manière simple et intuitive la méthode ABR. La figure IV-16-a montre une frange de Ramsey « idéale », non déplacée en fréquence et dont le sommet est centré sur la fréquence atomique « exacte ». Dans ce cas, l'obtention des niveaux des signaux S^+ et S^- peut se faire par modulation carrée de fréquence ($\Delta\nu_m = \pm 1/4T$) ou de

phase ($\Delta\varphi_m = \pm \pi/2$). En cas de déplacement lumineux, le sommet de la frange centrale est alors déplacé. La figure IV-16-b illustre ce comportement dû au champ laser interrogateur.

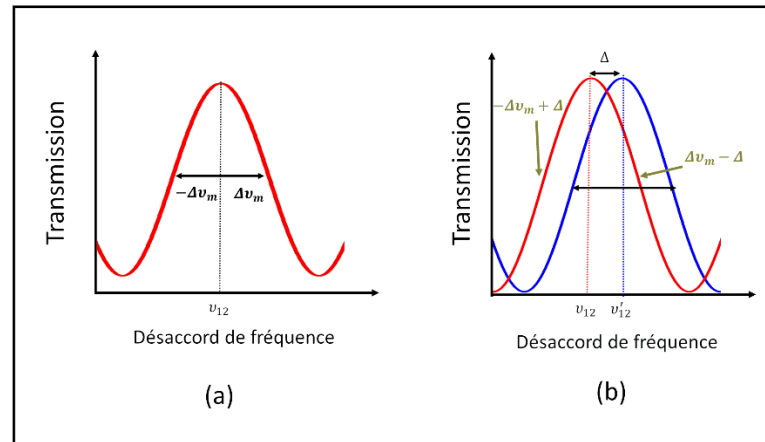


Figure IV-16 : (a) Illustration de la modulation carrée de fréquence sur une frange de Ramsey centrée sur la fréquence de la transition atomique ν_{12} . (b) Illustration d'un déplacement Δ de la frange centrale de Ramsey et de la correction à la modulation carrée de fréquence à apporter pour asservir la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence non biaisée.

Dans ce cas, le maximum de cette frange correspond donc à une fréquence atomique biaisée. La frange et l'asservissement de la fréquence microonde se fait sur une fréquence qui correspond à $\nu'_{12} = \nu_{12} + \Delta$ où Δ correspond au déplacement de la fréquence atomique induit par toutes sortes de déplacement lumineux (à et hors résonance). Ainsi, même si la fréquence de l'oscillateur local est parfaitement asservie via le signal d'erreur δ_c (équation (IV.13)), elle se trouve être décalée de la fréquence atomique de Δ . La stabilité moyen-long terme de la fréquence d'horloge, ainsi que son exactitude, est alors limitée.

Ce déplacement Δ peut alors être corrigé en sondant de manière dissymétrique la frange de Ramsey, c'est-à-dire en appliquant un saut plus important à droite qu'à gauche (ou inversement) de manière à compenser le déplacement de fréquence du sommet de la frange. On applique ainsi une modulation de fréquence, avec un déplacement $\Delta > 0$, de $-\Delta\nu_m + \Delta$ à gauche de la frange de Ramsey biaisée et de $\Delta\nu_m + \Delta$ à droite de la frange. La fréquence de l'oscillateur local est alors asservie sur la fréquence de la transition atomique non biaisée. Ce raisonnement a été suggéré dans [166]. Pour quantifier correctement ce déplacement Δ , l'idée, de nouveau, est alors, comme étudié basiquement précédemment, d'utiliser deux séquences Ramsey successives avec des temps noirs différents.

IV.4.3 Application du protocole d'interrogation ABR à une horloge CPT : théorie

Nous avons, dans [116], présenté une brève théorie de l'application de l'ABR aux horloges microondes CPT avec l'aide de T. Zanon-Willette. Ce modèle, basé sur [182], [196], considère un système à trois niveaux basique excité par un champ laser bichromatique utilisant l'interrogation Ramsey. La première impulsion est assez grande pour permettre la formation complète de l'état noir (c'est-à-dire un déplacement lumineux « résonant » minimal) et la deuxième impulsion, très courte, permet de sonder cette superposition. Le système à trois niveaux est composé de deux états propres fondamentaux hyperfins $|1\rangle$ et $|2\rangle$, séparés par une fréquence de transition atomique et correspondant à la fréquence d'horloge, et d'un état propre excité $|3\rangle$. Les transitions optiques, $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, sont

représentées par les fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 , respectivement. Les taux d'émission spontanée Γ_{31} , Γ_{32} , les relaxations des cohérences optiques γ_1 et γ_2 et la décohérence microonde γ_c sont prises en compte. On suppose dans un régime adiabatique que la deuxième impulsion est bien décrite par une forme stationnaire des franges Raman-Ramsey dont l'expression du déplacement de phase est indépendante du temps comme dans [182].

Pour un temps d'évolution libre T , la partie oscillante des franges de Ramsey peut être décrite comme $\cos(\delta T + \Phi)$ avec δ le désaccord Raman (c'est-à-dire la différence entre la fréquence de la transition atomique hyperfine et la différence de fréquence du laser bichromatique) et Φ la phase effective accumulée, incluant les déplacements de fréquence induits par la lumière durant les impulsions optiques. Afin de stabiliser la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence de la transition atomique microonde, une modulation carrée de phase $\pm \pi/2$ est appliquée durant le temps noir d'évolution libre entre les impulsions. Un signal d'erreur, à la forme d'une courbe de dispersion évoluant comme $\sin(\delta T - \Phi)$, est donc obtenu en soustrayant les deux signaux obtenus consécutivement. Ainsi, dans une interrogation Ramsey-CPT usuelle, la fréquence de l'oscillateur est asservie sur une fréquence de transition atomique biaisée par un désaccord tel que $\delta = -\Phi/T$.

L'originalité de la méthode ABR est d'alterner deux séquences Ramsey, une avec un temps noir long T_L et une avec un temps noir court T_C et de créer deux boucles d'asservissement. Le signal d'erreur généré par la séquence de T_L est utilisé afin d'asservir la fréquence de l'oscillateur local sur une fréquence correspondante à $\delta = 0$ tandis que le signal d'erreur généré par la séquence de T_C permet la correction de Φ avec un saut de phase correctif φ_c , tel que $\Phi + \varphi_c = 0$.

Afin de démontrer analytiquement, la robustesse de la stabilisation phase-fréquence sur une fréquence de transition atomique hyperfine non perturbée par la méthode de l'ABR, nous donnons une forme explicite des deux boucles d'asservissement interconnectées :

$$\begin{array}{ccc} \delta(\varphi_c) \curvearrowright & \delta T_L + \phi(\delta) + \varphi_c(\delta) = 0 & \curvearrowleft \varphi_c(\delta) \\ & \delta T_C - \phi(\delta) + \varphi_c = 0 & \end{array} \quad (IV.26)$$

où φ_c est appliqué avant la second impulsion de chaque séquence. Dans ce modèle simplifié, les déplacements induits par les impulsions η_1 et η_2 sont introduits dans le désaccord optique comme $\Delta_1 = \eta_1 + \delta/2$ et $\Delta_2 = \eta_2 - \delta/2$, où on suppose que η_1 et η_2 sont proportionnels à Ω_1^2 et Ω_2^2 respectivement.

La relation du désaccord de phase ϕ pour un schéma d'interrogation ABR-CPT éliminant les déplacements de fréquence induits par le champ d'interrogation est donnée par une expression simple approximée de la phase Raman $\phi(\delta)$ quand $\Omega_{1,2} \ll \Gamma$ comme :

$$\Phi(\delta) \approx \tan^{-1} \left[\frac{Im(\rho_{12})}{Re(\rho_{12})} \right] = \frac{(\Delta_1 - \Delta_2) + \bar{\Delta}\gamma_c}{(\Delta_1 - \Delta_2)\bar{\Delta} - \gamma_{eff}} \quad (IV.27)$$

où ρ_{12} est la cohérence hyperfine dans le formalisme de la matrice densité. Les autres paramètres sont définis comme [182] :

$$\gamma_{eff} = \gamma_c + \frac{\Omega_1^2}{\gamma_2} + \frac{\Omega_2^2}{\gamma_1} \quad (IV.28)$$

$$\bar{\Delta} = \frac{\Omega_2^2 \Gamma_{31} \gamma_2 \Delta_1 - \Omega_1^2 \Gamma_{32} \gamma_1 \Delta_2}{\gamma_1 \gamma_2 (\Omega_2^2 \Gamma_{31} + \Omega_1^2 \Gamma_{32})} \quad (IV.29)$$

Les équations de (IV-26) convergent automatiquement après un processus itératif pour $t \rightarrow \infty$ vers les solutions suivantes :

$$\delta(\varphi_c) = 0 \quad \varphi_c = \Phi(\eta_1, \eta_2)|_{\delta=0} \quad (IV.30)$$

Un exemple de trajectoire du système dans l'espace des phases (δ, φ_c) a été fait après « fermeture » des deux boucles pour trois puissances laser différentes et un rapport de $T_L/T_C = 2,5$. Les résultats sont montrés sur la figure IV-17. Les points de départ sont différents car les déplacements lumineux induits par les impulsions sont différents. Un désaccord $\delta = 0$ est obtenu après quelques marches, démontrant l'efficacité et la robustesse de la méthode. Il peut être noté que dans certains cas particulier, la trajectoire obtenue peut être différente d'une forme d'escalier, comme montré dans l'insert de la figure IV-17 où une forme en spirale est observée pour $T_L/T_C = 5$ et $T_L = 0,5$ ms. Pour cette étude, nous avons utilisé des valeurs de paramètres expérimentaux approximées extraites de [22], incluant les effets d'élargissement des transitions optiques induites par le gaz tampon, avec :

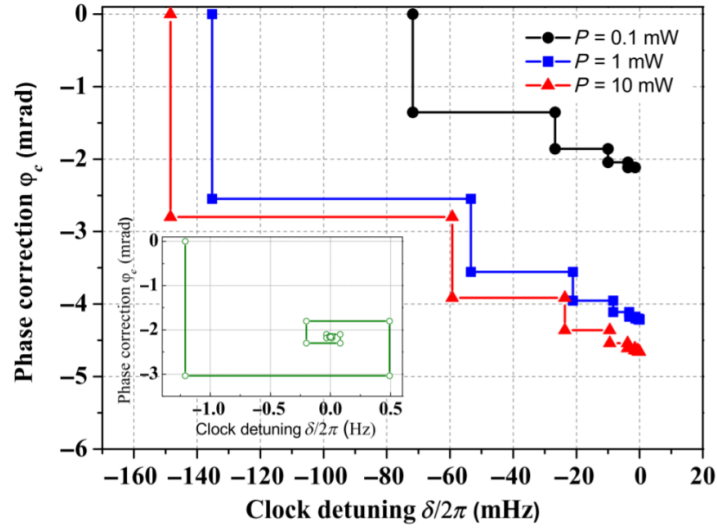


Figure IV-17 : Trajectoire dans l'espace de phase après fermeture des deux boucles d'asservissement $T_L = 5$ ms, $T_L/T_C = 2.5$. Courbe noire, $P = 0.1$ mW. Courbe bleue, $P = 1$ mW; Courbe rouge, $P = 10$ mW. Encart : cas particulier, $T_L = 0,5$ ms, $T_L/T_C = 5$, $P = 0.1$ mW

$$\Gamma_{31} = \Gamma_{32} \sim \Gamma/2 = 2\pi \times 200 \text{ MHz}$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = (\Gamma_{31} + \Gamma_{32})/2 \sim \Gamma/2$$

$$\gamma_c \sim 2\pi \times 400 \text{ MHz}$$

$$\eta_1 - \eta_2 \sim 2\pi \times 7,5 \cdot 10^{-12} \Omega^2 \text{ Hz}$$

$$T_L = 5 \text{ ms}$$

$$T_C = 2 \text{ ms}$$

$$\Omega_1 = \Omega_2 \sim 2 \cdot 10^6 \sqrt{P/S}$$

Avec P la puissance laser et $S = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ la surface du faisceau.

IV.4.4 Horloge Auto-Balanced Ramsey-CPT (ABR-CPT)

IV.4.4.1 Démonstration de la méthode ABR sur une horloge CPT à cellule de Cs.

La méthode d'interrogation ABR-CPT a été implémentée sur notre horloge CPT au cours de ma thèse. Les premiers tests furent menés avec la synthèse de fréquence et électronique de contrôle décrites dans la section III.6.1 (Synthèse NLTL et carte NI-DAQ6363). L'horloge est pilotée par le programme décrit en section III.4-a. Le programme Python nous permet de séquencer l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local aisément. Nous pouvons modifier les paramètres tels que la durée des impulsions et du temps noir T , la puissance optique arrivant sur la cellule, la durée de la fenêtre de détection τ_D durant laquelle le signal est moyenné avec une vitesse de 1 Ms/s et de la fenêtre tampon τ_d située avant τ_D afin de s'assurer que la puissance optique au moment de la détection soit à son maximum.

La figure IV-18 montre la séquence utilisée pour l'interrogation ABR-CPT. La séquence est basée sur l'alternance de deux séquences Ramsey-CPT consécutifs de temps T différents, notés $T_C = 2.7$ ms et $T_L = 5.4$ ms. Le principe de détection du signal est analogue au cas Ramsey-CPT. Un saut de phase additionnel φ_c est appliqué à chaque transition de phase $\pi/2$. Pour chaque itération, deux signaux d'erreur, un pour la séquence à temps noir court et un pour la séquence à temps noir long, sont calculés. Le signal d'erreur extrait du cycle court T_C est utilisé pour calculer la valeur de la correction de phase φ_c à appliquer à la prochaine itération. Le signal d'erreur extrait du cycle long T_L est utilisé pour corriger la fréquence de l'oscillateur local à la prochaine itération.

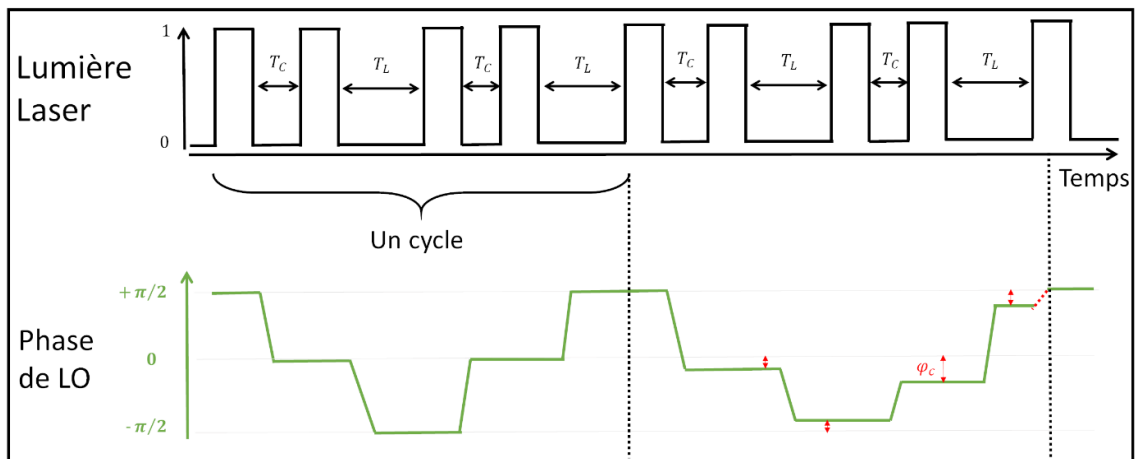


Figure IV-18 : Séquence typique utilisée pour l'ABR-CPT et le schéma de la modulation de phase de l'oscillateur local correspondant. La phase de l'oscillateur local est remise à zéro à la fin de chaque cycle de telle façon qu'elle soit à $\pi/2$ à chaque début de cycle. Les sauts de phase ne sont pas carrés mais plus lisse. La carte NI nous impose une modulation de phase plus lisse et plus lente que la modulation carrée théorique.

Puisque la phase moyenne du signal à 4.596 GHz délivré par la synthèse de fréquence est incrémentée de $\varphi_c/2$ (i.e φ_c sur le signal à 9.2 GHz) par le biais d'une DDS après chaque impulsion Ramsey-CPT, la tension moyenne de contrôle pilotant la phase de la DDS varie de manière monotone au cours du temps au risque d'arriver à une valeur extrême butée. Afin d'empêcher ce problème et puisque seule l'amplitude du saut de phase entre chaque impulsion est important, la phase moyenne de la DDS est réinitialisée à 0 (voir

figure IV-19) immédiatement après la fin de la dernière fenêtre de détection de chaque séquence ABR-CPT complète afin de compenser la dérive de la valeur absolue de la phase. La stabilité de la fréquence de l'horloge est mesurée en comparant le signal de sortie de l'horloge à un signal d'un maser à hydrogène actif possédant une stabilité relative de fréquence relative de $8 \cdot 10^{-14}$ et $3 \cdot 10^{-15}$ à une 1 s et 100 s respectivement.

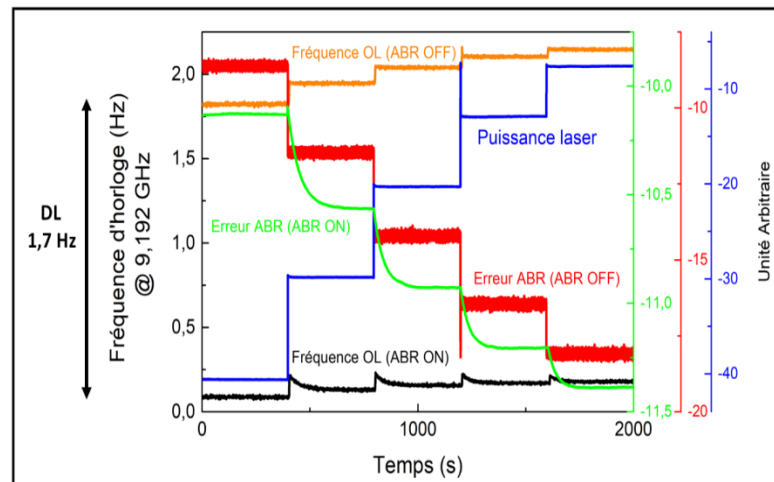


Figure IV-19 : Evolution au cours du temps de la fréquence d'horloge en modes Ramsey-CPT (orange) ou ABR-CPT (noir) lorsque des sauts de puissance laser (bleu) sont appliqués pour induire un déplacement lumineux. D'autres signaux que sont le signal d'erreur de la boucle de correction ABR (en rouge, avec la boucle ABR désactivée) et le signal de correction de la boucle ABR (en vert, avec boucle ABR activée) sont enregistrés

La figure IV-19 montre un tout premier extrait de résultats encourageants obtenus avec la méthode ABR-CPT. Malgré des résultats encore loin d'être optimisés à cet instant, cette figure permet d'observer le comportement de différents paramètres dans le domaine temporel au cours de l'opération d'horloge, comparant les modes Ramsey-CPT et ABR-CPT. La figure IV-19 montre l'évolution au cours du temps de la fréquence d'horloge, selon si cette dernière opère en modes Ramsey-CPT (orange) ou ABR-CPT (noir). Dans les 2 tests, des sauts de puissance laser (en bleu sur la figure IV-19) sont volontairement appliqués au cours du temps pour induire un déplacement lumineux de la fréquence d'horloge. D'autres signaux que sont le signal d'erreur de la boucle de correction ABR (en rouge, avec la boucle ABR désactivée) et le signal de correction de la boucle ABR (en vert, avec boucle ABR activée) sont enregistrés.

Cette figure permet de mettre en évidence le fonctionnement du mode ABR-CPT. En mode Ramsey-CPT, la variation totale de puissance laser au cours du test induit une variation de fréquence de l'ordre de 0.324 Hz. En mode ABR-CPT, malgré l'existence de perturbations résiduelles lors des sauts de puissance laser, la variation totale de puissance laser au cours du test induit une variation de fréquence de l'ordre de seulement 0.092 Hz, soit une réduction de sensibilité d'un facteur de l'ordre de 3.54 en mode ABR-CPT. Lorsque la boucle ABR est désactivée (non fermée), on observe clairement que le signal d'erreur de la boucle d'asservissement ABR (rouge) varie nettement avec les sauts de puissance laser. Lorsque la boucle ABR est activée, on observe avec clarté que le signal de correction de cette boucle (vert) s'adapte à chaque saut de puissance laser dans le but de compenser le saut de fréquence lié au déplacement lumineux et ainsi garder la fréquence d'horloge (noir) faiblement perturbée. Un autre point important à noter est la différence nette de la valeur

absolue de fréquence d'horloge dans les modes Ramsey-CPT et ABR-CPT. Dans le cas présent, cette différence, mesurée de l'ordre de 1.7 Hz, est donc la révélation de l'aptitude de la méthode ABR-CPT à discriminer le déplacement lumineux de fréquence et à le supprimer. La fréquence d'horloge en mode ABR-CPT est donc asservie sur une fréquence atomique non biaisée par le déplacement lumineux.

Dans la continuité de ces tests et après quelques optimisations du programme de contrôle, on montre figure IV-20 le déplacement de la fréquence d'horloge (offset par rapport à la fréquence atomique exacte non perturbée, soit 9.192631770 GHz) en fonction de la puissance laser dans les modes Ramsey-CPT ($T = 2.7$ ms) et ABR-CPT ($T_c = 2.7$ ms, $T_L = 5.4$ ms). Dans le cas du régime Ramsey-CPT, nous obtenons une sensibilité de $2 \cdot 10^{-13} \mu W^{-1}$ en valeur relative. En mode ABR-CPT, la sensibilité de la fréquence d'horloge est mesurée de $-2,5 \cdot 10^{-14} \mu W^{-1}$ en valeur relative, soit réduite en valeur absolue par un facteur 8.

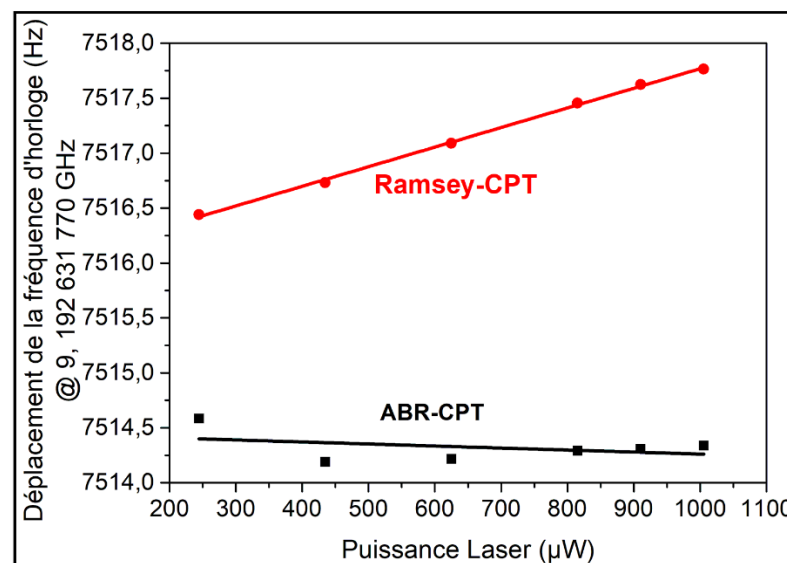


Figure IV-20 : Déplacement de la fréquence d'horloge (par rapport à 9 192 631 770 Hz) en fonction de la puissance laser pour les régimes Ramsey-CPT classique ($T=2.7$ ms) et ABR-CPT ($T_c=2.7$ ms, $T_L=5.4$ ms). Les barres d'erreurs sont incluses dans les points. Carrés noirs et points rouge : données expérimentales. Courbes rouges et noires : Ajustement par une fonction linéaire des données expérimentales

En écho à la figure IV-17, la figure IV-21 montre la trajectoire expérimentale du système réel dans l'espace des phases (φ_c, δ) après fermeture des 2 boucles d'asservissement interconnectées en mode ABR-CPT. La valeur du désaccord Raman $\delta = 0$ est définie comme la valeur en régime permanent vers laquelle doit tendre le système. La forme de la trajectoire observée diffère légèrement de la forme en marches d'escalier attendue, s'apparentant ici plutôt à une forme de « têtard ». Cette différence peut être expliquée par différentes réalités des conditions expérimentales. D'abord, expérimentalement, la trajectoire en forme d'escalier ne peut pas être clairement résolue puisque les valeurs de φ_c et δ étaient ici enregistrées seulement toutes les 10 itérations. Ce fait explique d'ailleurs aussi pourquoi la phase initiale enregistrée n'est pas nulle.

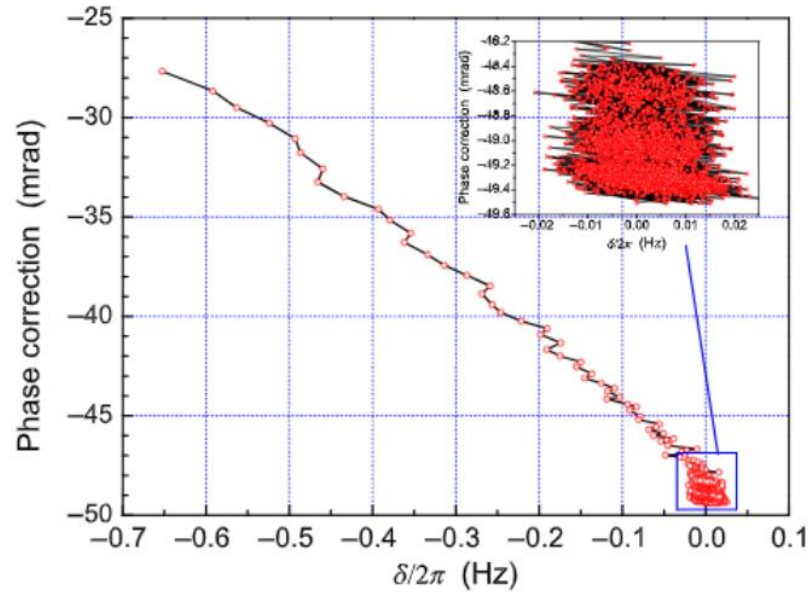


Figure IV-21 : Exemple de trajectoire expérimentale du système dans l'espace des phases après activation des deux boucles d'asservissement de la séquence ABR-CPT. Cette figure fait écho à la courbe théorique montrée figure IV-17. La puissance laser est de $800 \mu\text{W}$. Les temps d'évolution libre sont $T_C=2.7 \text{ ms}$ et $T_L=5.4 \text{ ms}$. La ligne solide est juste un « guide » pour les yeux. Les données convergent après un nombre donné d'itérations vers le régime permanent visé menant à $\delta = 0$.

Dans le cas expérimental, on observe aussi qu'un plus grand nombre d'itérations est nécessaire afin de converger vers $\delta = 0$. Cela peut être dû au temps de temps « de chauffe » de l'AOM utilisé pour générer les impulsions optiques, la présence de bruit et à la présence d'autres niveaux énergétiques atomiques négligés dans l'approche théorique. En effet, dans une expérience réelle sur la raie D_1 du césium, des transitions entre 32 niveaux d'énergie différents sont impliquées au lieu de 3 dans le modèle théorique simplifié. Sur la figure IV-21, la « queue du têtard » représente la période durant laquelle l'algorithme converge progressivement vers la bonne valeur de phase de correction à appliquer tandis que la tête du têtard est l'image des fluctuations de phase de correction et donc des fluctuations de fréquence d'horloge induites en régime permanent, une fois les deux boucles stabilisées. L'insert de la figure montre un zoom sur la « tête du têtard » dans le régime permanent stabilisé. Les fluctuations (dimensions de la « tête ») sont en très bon accord avec la stabilité relative de fréquence court terme d'horloge démontrée de l'ordre de $3 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ en mode ABR-CPT (voir juste après).

La figure IV-22 montre les performances préliminaires de stabilité de l'horloge en mode ABR-CPT, en comparaison avec les résultats obtenus en Ramsey-CPT (similaires à figure IV-15). Dans le mode ABR-CPT, l'horloge démontre une stabilité relative de fréquence court terme de $3,1 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, soit une dégradation d'un facteur 2 par rapport au mode Ramsey-CPT. Cette dégradation est en bon accord avec la réduction du signal de la frange de Ramsey pour un temps noir de 5,4 ms, comparativement à un temps noir de 2,7 ms [22], dû à la relaxation de la cohérence CPT. De plus, avec le protocole ABR-CPT, le temps de cycle utilisé pour extraire le signal de correction pour la phase de l'oscillateur local agit comme un temps mort (perte d'information) pour la boucle d'asservissement de la fréquence de l'oscillateur local. A l'opposé, la déviation d'Allan de l'horloge à 2000 s est améliorée dans le mode ABR-CPT, conduisant à un niveau de $6 \cdot 10^{-15}$ à 2000 s, soit un facteur 6.6

d'amélioration comparativement au mode Ramsey-CPT, en accord correct avec la réduction de sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser.

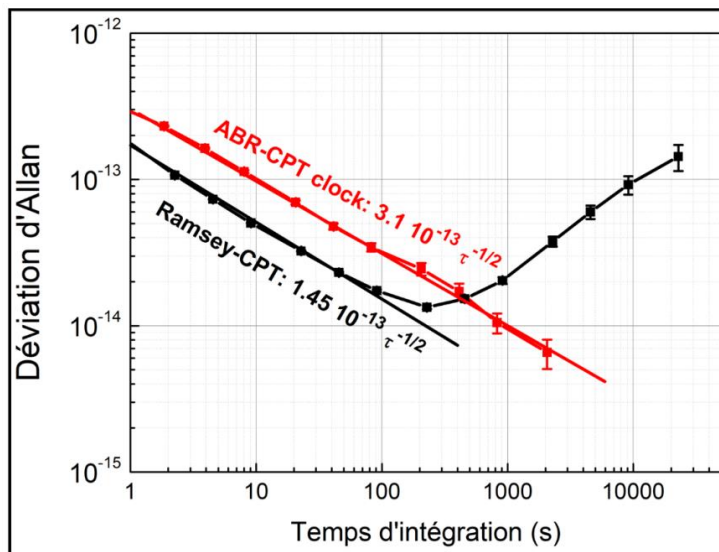


Figure IV-22 : Premiers résultats de déviation d'Allan de la fréquence d'horloge en mode ABR-CPT. Comparaison avec le mode Ramsey-CPT. La puissance laser incidente sur la cellule est de 800 μW dans les 2 cas.

Ces premiers résultats en mode ABR-CPT étaient très encourageants. Malheureusement, il ne nous était pas possible avec l'électronique utilisée de pouvoir mener des campagnes de mesure très longues. A chaque run d'horloge, après quelques heures de mesures, nous observions que la fréquence d'horloge sautait soudainement de manière intempestive et non contrôlée. A ce jour, nous pensons que ces sauts de fréquence était dus à la carte d'acquisition NI utilisée. Une différence importante entre le mode ABR-CPT et le mode Ramsey-CPT est que dans le mode ABR-CPT, il est nécessaire de « rafraichir » la séquence à chaque nouveau cycle, en raison de la correction de phase de l'OL tandis qu'en mode Ramsey-CPT, la séquence utilisée est toujours identique à elle-même. Le fonctionnement en mode ABR-CPT nécessite donc une électronique plus performante et plus rapide. Nous suspectons ainsi qu'au fur et à mesure des cycles, le buffer de la carte NI finissait par ne plus pouvoir accomplir ses tâches dans les délais impartis et provoquant à terme le saut de fréquence de l'horloge. En réponse à ce problème, nous avons donc décidé de changer de synthèse de fréquence micro-onde et d'électronique de contrôle de l'horloge. Nous avons alors mis en place sur l'horloge la synthèse de fréquence et l'électronique de contrôle FPGA décrite en section III.6.2.

IV.4.5 Tests en mode ABR-CPT et mise en évidence d'un offset sur la boucle de phase ABR.

Cette sous-section vise à décrire différents tests que nous avons mené lors de nos premières investigations sur la caractérisation des performances de la méthode ABR-CPT. Ces travaux, bien que peu aisés à présenter de manière didactique, nous ont permis de comprendre une limite importante de notre séquence ABR-CPT par la mise en évidence de l'existence d'un offset apparaissant sur la boucle de phase ABR, dû à un effet de mémoire des atomes. Ces investigations furent à l'origine de la proposition d'une nouvelle séquence, nommée ABR symétrique (SABR-CPT), dont les résultats sont présentés en section IV.5 et

permettant une amélioration significative de la réduction des effets de déplacement lumineux.

Changement de synthèse de fréquence et électronique de contrôle. La figure III-1 décrit l'horloge avec la nouvelle synthèse microonde, décrite en section III.6. Les sauts de phase de $\pi/2$ pour la création des signaux d'erreur correspondent désormais bien à une vraie modulation carrée, contrairement au cas précédent, où limités par la carte NI les sauts de phase, étaient lissés pour éviter des sauts de phase trop abrupts. Un inconvénient (peut-être le seul) que nous avons rencontré à l'installation de cette nouvelle synthèse est le manque de résolution de phase de la DDS (III-6-2) utilisée pour générer la phase de correction φ_c . La résolution en fréquence de cette DDS étant nettement supérieure, nous avons ainsi décidé d'appliquer la correction de phase du mode ABR-CPT par un saut de fréquence appliqué durant une certaine durée Δt . Ces sauts sont effectués durant les temps noirs. La durée de ces sauts de fréquence est fixée à $\Delta t = 500 \mu\text{s}$. Afin de vérifier si le saut de fréquence correspondait bien au saut de phase voulu, nous avons mené la démarche expérimentale décrite en annexe A-3.

Impact de la position de la correction de phase. Nous avons, une fois la nouvelle synthèse et électronique mise en place, mené différents tests pour caractériser le mode ABR-CPT. En premier lieu, nous avons voulu tester si le choix de la position de l'application de φ_c dans la séquence ABR avait un impact sur les performances. En effet, Sanner et al. [26], appliquent la phase de correction φ_c durant les deux temps noirs tandis que Yudin et al. [166], proposent d'appliquer la phase de correction durant les impulsions lumineuses.

La figure IV-23 montre, pour des sauts de puissance effectués via le programme allant de $288 \mu\text{W}$ à $828 \mu\text{W}$, l'évolution de la fréquence d'horloge pour les deux cas. La fréquence de l'oscillateur local est mesurée avec un Microsemi 5120A à 100 MHz et rapportée à 9,192 GHz. A noter que la différence du déplacement de fréquence entre la figure IV-20 (0,3 Hz) et la figure IV-23 (8 Hz) pour la même gamme de variation de puissance est expliqué par la présence d'un offset (non expliqué à ce moment) dans la boucle d'asservissement de la phase de l'oscillateur local. L'existence de cet offset sera éclairée un peu plus tard dans le manuscrit. Ce fait ne remet cependant pas en cause le travail de comparaison, reporté figure IV.23, étudiant l'impact du moment d'application de la correction de phase sur la sensibilité de la fréquence à la puissance laser. La fréquence d'horloge mesurée correspond au régime stationnaire moyenné après chaque saut de puissance.

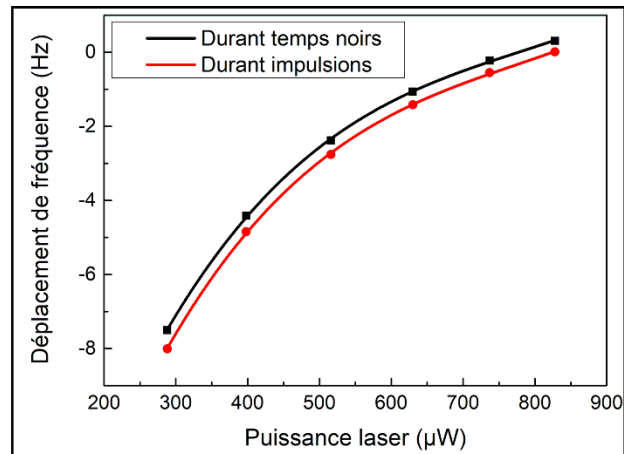


Figure IV-23 : Fréquence d'horloge en fonctions de la puissance laser pour deux cas d'emplacement de la phase de correction φ_c .

Nous concluons de cette brève étude que l'emplacement de l'application de la phase de correction n'a pas d'impact significatif sur la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser. Nous avons donc choisi de continuer à appliquer φ_c durant les temps noirs.

Impact de la durée Δt du saut de fréquence (appliqué pour la correction de phase) sur le coefficient de déplacement lumineux (en puissance) : Nous avons regardé l'évolution de la sensibilité à la puissance laser de la fréquence d'horloge pour des durées différentes du saut Δt du saut de phase et non égale pour les deux temps noirs. Le résumé des mesures est reporté dans le Tableau IV-2. La fréquence de l'oscillateur local et sa phase sont asservies par leur boucles respectives. La puissance laser n'est pas asservie. La durée totale d'un temps noir court est de 1 ms. La durée totale d'un temps noir long est de 4 ms. Durant ces temps noirs, nous avons fait varier la longueur du saut Δt de telle sorte à ce qu'elle reste supérieur à 0,1 ms et inférieure à la durée maximale du temps noir en question. Ainsi pour le cas d'un temps noir court la durée maximale utilisée du saut Δt est de 0,99 ms.

Durée de Δt durant les temps noirs courts (ms)	Durée de Δt durant les temps noirs longs (ms)	Coeff. de sensibilité / μW
0,5	0,5	$8 \cdot 10^{-13}$
0,2	0,5	$4,05 \cdot 10^{-12}$
0,8	0,5	$6,08 \cdot 10^{-13}$
0,99	0,5	$6,08 \cdot 10^{-13}$
0,99	0,01	$4,72 \cdot 10^{-13}$
0,99	1	$9,45 \cdot 10^{-13}$

Tableau IV.2 : Mesure de l'évolution du coefficient de sensibilité de la fréquence d'horloge à la puissance laser pour différentes durées de la phase de correction. On utilise $T_c = 1$ ms et $T_L = 4$ ms. La durée des impulsions τ_T est de 1,2 ms.

La sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser est inversement proportionnelle à la durée du temps Δt durant le temps noir court T_c (ligne 2 et 3 du tableau) jusqu'à atteindre une valeur minimale pour une durée de Δt d'environ 0,8 ms (ligne 3 et 4). La sensibilité réagit proportionnellement avec la durée de Δt du saut de fréquence effectué durant le temps noir long T_L (ligne 4, 5 et 6). Ainsi la sensibilité à

puissance laser est minimale pour un saut de fréquence, durant le temps noir court T_C , d'une durée d'environ 0,8 ms et pour une durée de 0,001 ms durant le temps noir long. La dissymétrie des deux sauts de fréquence, liée à la durée des temps noirs, sera expliqué plus tard dans le manuscrit. Le gain sur le coefficient de sensibilité est faible mais montre un possible amélioration de la méthode ABR-CPT.

Impact du couple T_L, T_C sur le niveau du signal d'erreur de la boucle de phase ABR :

Par la suite, nous avons cherché à trouver le meilleur couple de temps noirs T_L, T_C possible afin d'augmenter le niveau du signal d'erreur de la boucle de phase ABR, soit augmenter la sensibilité du détecteur de déplacement lumineux. Nous avons ainsi observé l'évolution de du niveau de ce signal d'erreur en fonction du rapport T_C/T_L . Ces résultats sont reportés sur la figure IV-24. Les unités du signal d'erreur sont arbitraires. Les deux boucles d'asservissement sont fermées. Les signaux d'erreur sont enregistrés durant 1000 s pour être ensuite moyennés. La puissance optique est la même pour toutes les mesures (environ 828 μW).

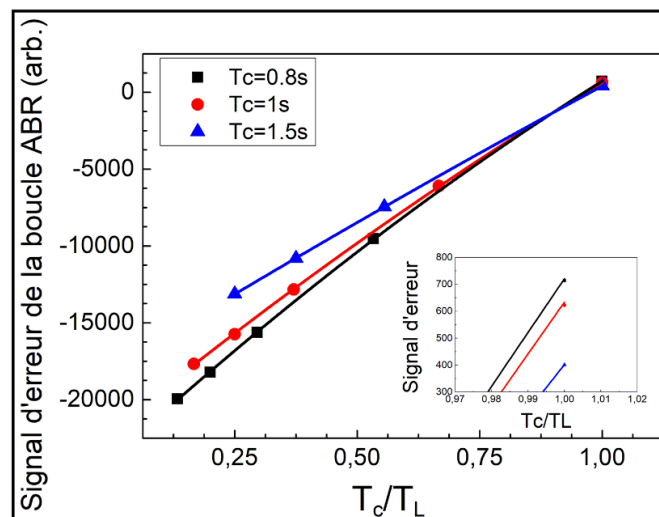


Figure IV-24 : Impact de la valeur du couple temps noir court/temps noir long sur le niveau du signal d'erreur de la boucle de phase ABR. L'encart est un zoom sur la partie $T_C/T_L = 1$

On peut voir sur la figure IV-24 que plus le rapport T_C/T_L diminue, plus le signal d'erreur de la boucle de phase est grand, offrant une meilleure sensibilité à la boucle ABR et donc à la détection du déplacement lumineux. Cela peut sembler logique que la sensibilité de la détection du déplacement lumineux augmente avec l'augmentation de la différence entre les deux temps noirs. Pour $T_C/T_L < 0.9$ environ, on augmente aussi le niveau du signal d'erreur avec un temps noir court T_C plus petit (courbe noire).

On peut aussi voir que pour $T_C = T_L$ (voir l'encart de la figure IV-24), c'est-à-dire en mode Ramsey-CPT classique, le signal d'erreur de la boucle d'asservissement de la phase de l'oscillateur n'est pas nul et possède un léger offset, différent selon la valeur de T_C . Plus T_C est grand, plus cet offset est petit. Or, dans le mode Ramsey-CPT classique ($T_C = T_L$), la valeur attendue pour le signal d'erreur de la boucle de phase ABR est de zéro. En effet, si les deux temps noirs sont de durée égale, il n'est alors pas possible de discriminer une mesure de déplacement lumineux. On met donc en évidence de nouveau ici que lors des premiers tests menés en ABR-CPT, la boucle d'asservissement de la phase de l'oscillateur ajoute un léger offset dépendant de la durée du temps court. La présence de cet offset nous

indique qu'une erreur est induite dans la boucle, cette dernière pouvant induire une dégradation de la stabilité de fréquence d'horloge.

Investigations sur l'origine de l'offset sur le signal erreur sur la boucle de correction de phase ABR : Nous avons cherché à trouver la source de l'offset mentionné ci-dessus. Pour cela, nous avons étudié la différence entre les signaux d'erreur des deux boucles d'asservissement de la séquence ABR. Les figures IV-25-a,b,c montrent, pour différents temps de pompage τ_p (a : 1.1ms, b :10ms, c :50ms), le signal d'erreur de la boucle d'asservissement de la fréquence d'horloge (noir) et la différence entre ce dernier et celui de la boucle d'asservissement de phase ABR de l'oscillateur (rouge). Ces signaux sont enregistrés pour le cycle habituel, décrit dans la figure IV-18, c'est-à-dire avec deux sauts de phase $\Delta\varphi_m = -\pi/2$ consécutifs et deux sauts de phase $\Delta\varphi_m = \pi/2$. Avant de prendre les mesures, nous laissons l'horloge tourner afin d'éviter tout effet transitoire. Les amplitudes des signaux d'erreur sont données en unités arbitraires.

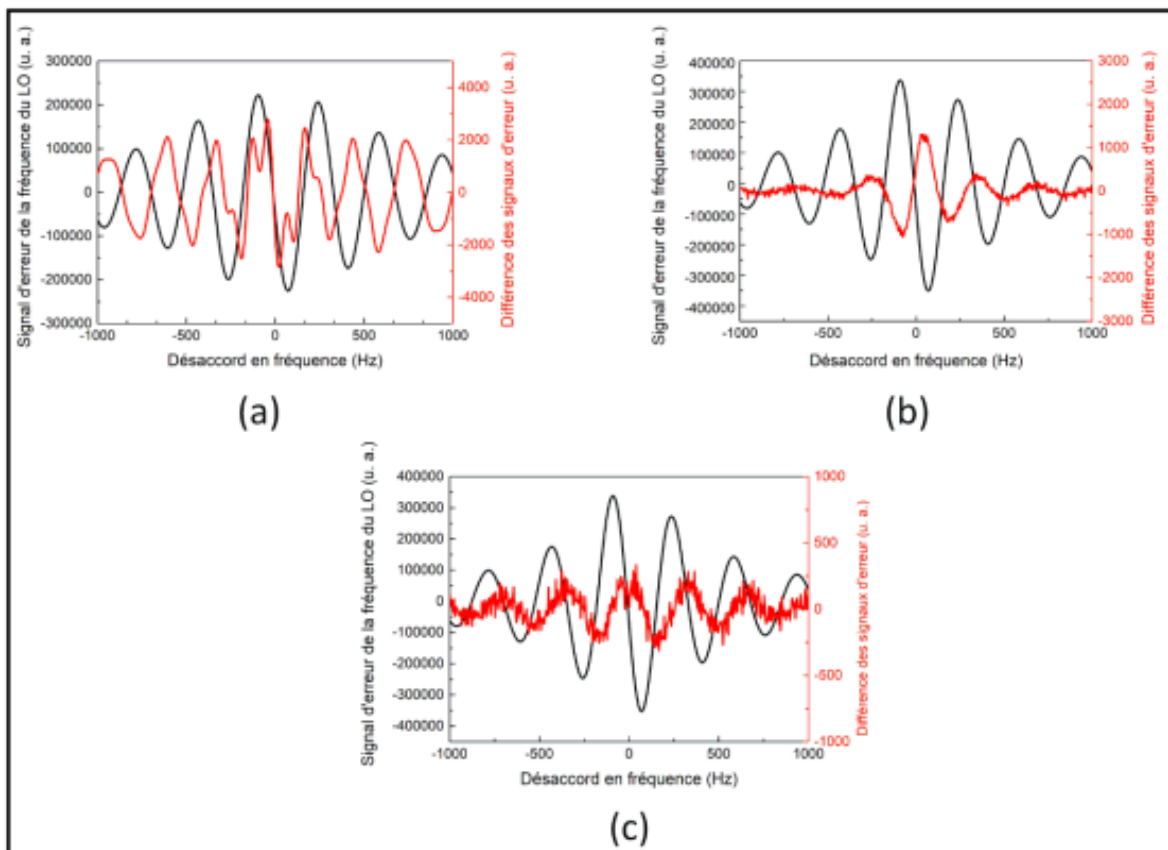


Figure IV-25 : Spectroscopie des signaux d'erreur de la fréquence de l'oscillateur local (noir) et de la différence entre ce dernier et le signal d'erreur de la phase de l'oscillateur local (rouge). Les unités des signaux d'erreur sont arbitraires. Le temps de pompage est de (a) $\tau_p = 1,1$ ms (b) $\tau_p = 10$ ms. (c) $\tau_p = 50$ ms.

Nous pouvons observer à partir des figures IV-25-a,b,c, (a) correspondant à un temps de pompage de $\tau_p = 1,1$ ms, (b) $\tau_p = 10$ ms et (c) à $\tau_p = 50$ ms, que plus le temps de pompage est élevé, plus la différence entre les signaux d'erreurs est réduite et plus l'amplitude du signal d'erreur de la fréquence d'horloge est grande. Ce comportement semble similaire à un déplacement lumineux « résonant », minimum pour un temps de

pompage suffisamment grand pour permettre une formation complète de l'état noir. Plus le cycle total est long et plus la différence entre les deux signaux d'erreurs est minime. Nous avons donc suspecté de nouveau à partir de cette mesure qu'il existait une phase résiduelle gardée en mémoire par les atomes et qui pour un temps de pompage suffisamment long se minimise.

Une autre piste d'investigation fut de penser que cet offset provenait de l'implémentation même de la séquence, utilisant jusque-là deux sauts de phase consécutifs de la modulation carrée de $\Delta\varphi_m = -\pi/2$ puis deux sauts de $\Delta\varphi_m = \pi/2$. Nous avons ainsi essayé une nouvelle séquence ABR-CPT où les sauts de phase de l'oscillateur local se font entre 0 et $\pi/2$. Les résultats de spectroscopie correspondants sont reportés figure IV-26. Ce cycle est appelé CCLL GDGD (court-court-long-long gauche-droite-gauche-droite). Les sauts de phase $\Delta\varphi_m = \pm\pi/2$ sont alors alternés de la manière suivante. On a d'abord deux cycles Ramsey-CPT de temps noir court avec un premier saut de phase permettant de sonder la partie gauche de la frange centrale puis un saut de phase pour sonder le côté droit de la frange. On applique ensuite le même enchaînement pour deux cycles Ramsey avec temps noir long T_L . Les deux cycles à temps noir court T_C permettent de créer le signal d'erreur pour la boucle d'asservissement de phase de l'OL. Les deux cycles à temps noir long T_L permettent de créer le signal d'erreur pour la boucle d'asservissement de fréquence de l'oscillateur local. Pour les tests reportés figure IV-26, la puissance laser, les temps de pompage et les temps noirs sont similaires aux tests précédents. La seule différence, une fois de plus, réside dans la manière d'appliquer les sauts de phase nécessaires à la lecture des franges de Ramsey pour la génération des signaux d'erreur.

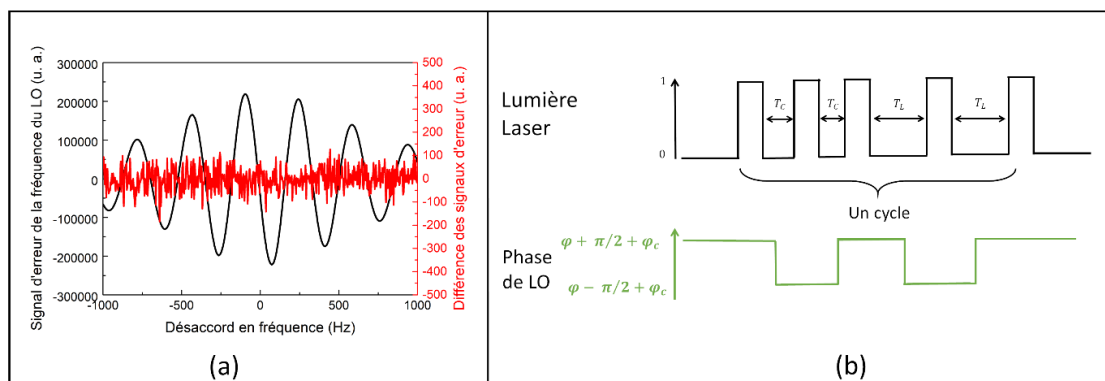


Figure IV-26 : (a) Mesure spectroscopique du signal d'erreur de la fréquence de l'OL (noir) et de la différence entre ce dernier et le signal d'erreur de la phase de l'OL (rouge). Les unités des signaux d'erreur sont arbitraires. Le temps de pompage est de $\tau_p = 1,1$ ms. (b) Schéma de la séquence ABR-CPT avec CCLL GDGD. Deux cycles avec temps noir court suivis de deux cycles avec temps noir long. Pour chaque temps noir, on scanne d'abord le côté gauche de la frange puis le côté droit de la frange.

Dans ce cas de figure, on voit avec clarté sur la figure IV-26-a que la différence entre les deux signaux d'erreur est parfaitement nulle. La succession des sauts de phase de modulation était donc responsable de l'inhomogénéité entre les deux signaux d'erreurs. Avec ce nouveau cycle, nous avons refait des tests de sensibilité à la puissance laser de la fréquence d'horloge. Nous avons alors découvert, dans la continuité des travaux précédemment décrits que la sensibilité de la fréquence d'horloge à la puissance laser pouvait être drastiquement réduite, voire quasi-annulée, en ajoutant un offset sur le signal

d'erreur de la boucle d'asservissement de phase ABR de l'oscillateur local. Ces résultats sont représentés sur la figure IV-27, montrant différentes sensibilités obtenues en fonction de la valeur de l'offset volontairement appliqué.

La nécessité de cet offset pour optimiser la réjection de la sensibilité au déplacement lumineux démontre que les déplacements de fréquence de la frange centrale dus aux déplacements lumineux ne sont toujours pas correctement détectés ou compensés avec la séquence décrite précédemment, nommée CCLL GDGD. Aussi, nous avons observé expérimentalement que la valeur de l'offset nécessaire pour minimiser la pente du coefficient de déplacement lumineux variait avec le temps et que stabiliser activement sa valeur à une valeur préfixée avant le lancement de l'horloge ne suffisait pas à améliorer les performances de stabilité de fréquence moyen-terme de l'horloge.

Nous avons alors compris, à la suite de l'ensemble des tests précédemment décrits, que cet offset provenait d'un effet de mémoire des atomes, expliqué par le fait que le taux de répétition des séquences Ramsey-CPT successives est dans notre expérience plus rapide que le taux de relaxation de la cohérence CPT au sein de la cellule. En d'autres termes, le temps de relaxation T_2 de la cohérence CPT au sein de la cellule, de l'ordre de 3-4bvms, est trop court pour permettre une « réinitialisation » idéale du système atomique. Ainsi, la valeur du signal atomique détecté à une impulsion CPT donnée ne dépend pas uniquement de la durée du temps noir juste précédemment écoulé mais aussi des temps noirs précédents. Il est à noter que cette situation met en avant une différence fondamentale avec l'expérience d'horloge à ion Yb mise en place à la PTB, dans laquelle la durée de vie (temps de relaxation) de l'ion une fois piégée est extrêmement longue.

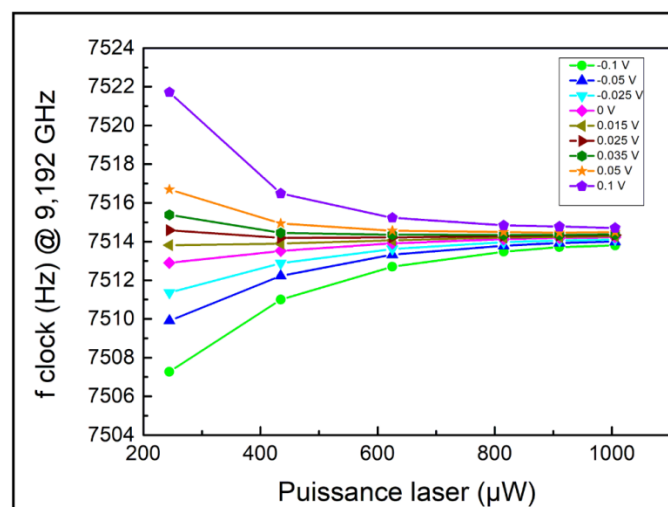


Figure IV-27 : Fréquence d'horloge en fonction de la puissance laser pour différents offsets rajoutés au signal d'erreur de la phase de l'oscillateur local. Le déplacement lumineux s'annule pour un offset de 0,015V. Ces tests ont été réalisés avec la séquence CCLL GDGD.

IV.5 Horloge CPT avec protocole Auto-Balanced Ramsey symétrique (SABR-CPT)

En réponse au problème précédemment évoqué, nous proposons dans cette sous-section IV.5 une nouvelle séquence ABR-CPT dite symétrique (SABR-CPT). Cette dernière consiste simplement à doubler la séquence ABR-CPT (CCLL GDGD). La subtilité consiste alors dans la première sous-séquence à balayer d'abord la gauche puis la droite de la frange centrale tandis que dans la seconde sous-séquence la droite de la frange est scannée avant

la gauche de cette dernière. Cette séquence SABR-CPT permet ainsi la génération de deux offsets successifs d'amplitude égale mais de signes opposés et s'annulant donc l'un l'autre. Bien que représentant une modification mineure et simple à mettre en œuvre d'un point de vue expérimental, ce nouveau protocole SABR-CPT a permis de réduire par un ordre de grandeur supplémentaire la dépendance de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser.

Aussi, nous proposons dans cette sous-section l'extraction de nouveaux signaux d'erreurs, déduits à partir de la somme et la différence des signaux d'erreur initiaux de la séquence ABR. L'idée de cette approche consiste à extraire de chaque cycle Ramsey-CPT une information utile à la correction de la fréquence de l'oscillateur local, et ainsi éviter la dégradation de la stabilité de fréquence court-terme en mode ABR-CPT comparativement au mode Ramsey-CPT conventionnel.

Enfin, cette sous-section reporte l'implémentation d'une technique de compensation simple, consistant simplement à détecter la puissance laser en entrée de cellule et permettant de réduire la contribution du bruit d'amplitude laser sur la stabilité de fréquence court terme de l'horloge.

L'ensemble de ces efforts a conduit à la démonstration d'une horloge SABR-CPT à cellule de césium pour laquelle la contribution des effets de déplacement lumineux sur la stabilité moyen terme est drastiquement réduite et présentant, sur une durée de mesure sélectionnée au cours de laquelle les conditions de mesure au laboratoire étaient calmes, une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, démontrant le potentiel d'atteindre le niveau de $2.5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s de temps d'intégration.

IV.5.1 Protocole d'interrogation SABR-CPT

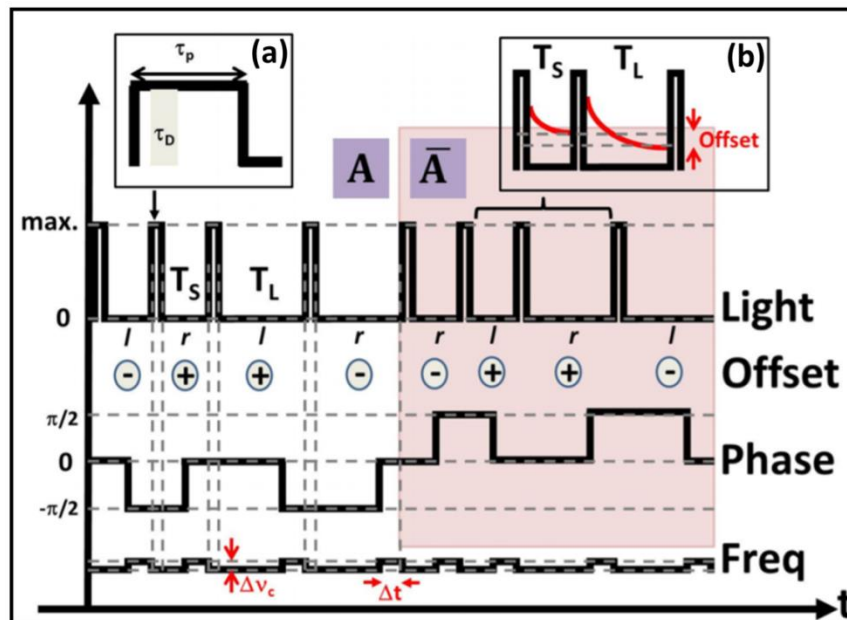


Figure IV-28 : Séquence ABR-CPT. Voir description dans le texte.

La figure IV.28 présente la séquence SABR-CPT. Les impulsions optiques CPT (insert (a)), de durée 1.1 ms, sont utilisées pour le pompage des atomes dans l'état CPT et la détection du signal CPT et sont séparées par un temps d'évolution libre T de durées différentes (un temps noir court T_S et un temps noir long T_L). Pour chaque impulsion, un délai

τ_d de durée 20 μs est appliqué avant d'ouvrir une fenêtre de détection de durée $\tau_D = 120 \mu\text{s}$ durant laquelle la puissance laser en sortie de cellule et en entrée de cellule sont mesurées à l'aide de photodiodes (notées PD1 et PD2 respectivement sur la figure III-1) et moyennées.

La séquence est divisée en deux sous-séquences ABR-CPT, notées comme les zones blanches et roses sur la figure IV-28. Chacune des sous-séquences, de manière similaire aux travaux présentés au cours de la section IV.4.5 (figure IV-26), consiste en deux cycles Ramsey-CPT avec temps noir court (T_S), suivis de deux cycles Ramsey-CPT avec temps noir long (T_L). Dans la première sous-séquence, le signal est mesuré successivement à gauche (l) puis à droite (r) de la frange de Ramsey centrale pour chacun des temps noirs court et long, produisant un signal d'erreur ε_S (pour les temps noirs courts T_S) et un signal ε_L (pour les temps noirs longs T_L). Pour cela, on applique avec une DDS une modulation de phase $\pi/2$ de la phase Raman pendant les temps noirs. Un saut de phase additionnel φ_c , généré pour compenser le déplacement lumineux, est appliqué après chaque saut $\pi/2$. De nouveau, en raison du manque de résolution en phase de la DDS, ces sauts de phase sont appliqués par le biais d'un saut de fréquence $\Delta\nu_c$ appliqué durant un temps Δt . Dans les tests précédents, le signal d'erreur ε_S était utilisé pour corriger la valeur du saut de phase φ_c tandis que le signal d'erreur ε_L était utilisé pour corriger la fréquence de l'oscillateur local, la correction étant appliquée pour les deux boucles à la fin de chaque séquence, juste après la dernière fenêtre de détection.

Nous avons mis en évidence dans la sous-section précédente que la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser pouvait être minimisée en ajoutant un offset au signal d'erreur de la boucle de phase, indiquant qu'une partie du déplacement lumineux n'était pas correctement détectée ou compensée (voir la figure IV-27). Ce comportement est expliqué par un effet de mémoire des atomes. Puisque les impulsions lumineuses sont trop courtes pour atteindre un régime permanent et permettre la création d'un état noir abouti et puisque la durée de vie T_2 de la cohérence hyperfine CPT (~ 3 ms) n'est pas petite comparativement à la longueur totale d'une séquence Ramsey-CPT (3-6 ms). Le niveau de signal atomique détecté lors d'une impulsion laser donnée dépend alors au moins de la durée des deux temps noirs précédents. Par conséquent, comme le montre l'insert (b) de la figure IV-28, le signal de frange détecté à l'issue d'un temps noir donné (court ou long) est légèrement augmenté lorsque le temps noir précédent fut court. À l'opposé, le signal de frange détecté à l'issue d'un temps noir (court ou long) est légèrement diminué lorsque le temps noir précédent fut long. Ainsi, selon si le temps noir précédent est court ou long, ces légers offsets de tension (mesure du signal à mi-frange) induisent un offset (marqués + et - dans la figure IV-28) dans l'estimation du déplacement lumineux, de signes opposés. Par exemple, dans la séquence montrée figure IV-28, le premier temps noir est un temps noir court. Il est, au vu de la séquence, précédé par un temps noir long. Par conséquent, on estime que la lecture du signal à l'issue de ce temps noir court portera un offset négatif, noté -. Le second temps noir est court aussi mais cette fois précédé d'un temps noir long. Par conséquent, on estime que la lecture du signal à l'issue de ce second temps noir court portera un offset positif, noté + et ainsi de suite.

On peut ainsi noter les attributs des signaux respectivement construits, en fonction du type de temps noir (court-S ou long-L), du côté de la frange sondée (gauche-l ou droite-r) et de l'offset induit (+ ou -). Pour la première sous-séquence (zone blanche de la figure IV-28), on obtient donc respectivement les ensembles SI-, Sr+, Ll+ et Lr-. On voit ainsi que certains de ces attributs ne trouvent pas leur jumeau pour permettre une annulation des offsets induits et donc une meilleure réjection des déplacements lumineux. Pour résoudre ce problème, l'idée est alors d'ajouter une seconde sous-séquence (zone rose sur la figure IV-

28). La subtilité est alors que, dans cette nouvelle sous-séquence, la phase du signal d'interrogation est désormais changée avec le signe opposé, signifiant que la lecture du signal se fait désormais d'abord à droite puis à gauche de la frange centrale. En suivant le même raisonnement que pour la première sous-séquence (zone blanche), on obtient alors successivement pour cette seconde sous-séquence les ensembles $Sr-$, $Sl+$, $Lr+$ et $Ll-$. On crée alors au cours de la seconde sous-séquence l'ensemble jumeau « symétrique » à celui obtenu pour la première sous-séquence, d'amplitude égale mais de signe opposé. L'élément $Sl-$ de la première sous-séquence est annulé par l'élément $Sl+$ de la seconde sous-séquence. L'élément $Sr+$ de la première sous-séquence est annulé par l'élément $Sr-$ de la seconde sous-séquence et ainsi de suite. Le protocole SABR-CPT permet ainsi la génération de deux offsets successifs d'amplitude égales mais de signes opposés, et s'annulant donc l'un l'autre, conduisant ainsi à une amélioration de la réduction des effets de déplacement lumineux.

IV.5.2 Optimisation de la stabilité court terme : nouveaux signaux d'erreur et compensation du bruit AM laser

Dans la section IV.4.4, nous avons vu que le protocole ABR-CPT dégradait environ par un facteur 2 la stabilité de fréquence court-terme de l'horloge atomique, comparativement au mode Ramsey-CPT.

Pour répondre à ce problème, nous avons d'abord mis en place le calcul temps-réel de deux nouveaux signaux d'erreur. Ces deux nouveaux signaux d'erreur sont respectivement la somme et la différence des signaux d'erreur ε_S et ε_L et sont notés :

$$\varepsilon_+ = \varepsilon_S + \varepsilon_L \quad (\text{IV.31})$$

$$\varepsilon_- = \varepsilon_S - \varepsilon_L \quad (\text{IV.32})$$

Le nouveau signal d'erreur ε_+ corrige la fréquence de l'oscillateur local tandis que le signal d'erreur ε_- corrige la phase de l'oscillateur local. Ainsi, chaque cycle permet d'extraire une information pour la correction de fréquence de l'oscillateur local, évitant la perte d'information évoquée en section IV.4.4 avec la méthode ABR-CPT.

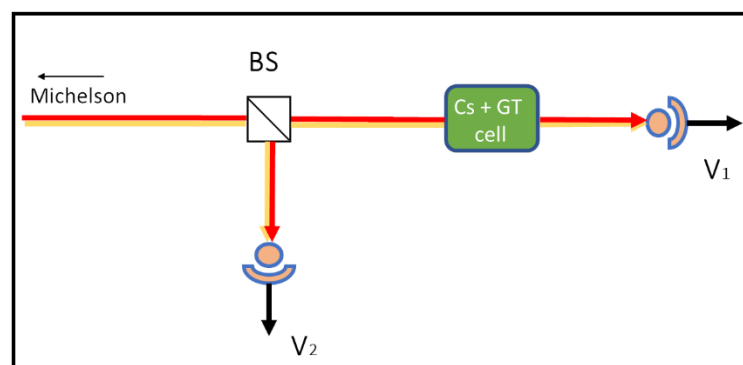


Figure IV-29 : Compensation du bruit AM laser par mesure en entrée et sortie de cellule de la puissance laser. Cs+GT : Cellule CPT Cs avec gaz tampon

La seconde étape pour l'amélioration de la stabilité de fréquence court terme de l'horloge fut d'implémenter une compensation du bruit AM laser (voir figure IV.29), connu pour être notre limite majeure sur le court terme. Pour cela, nous avons mis en place une seconde photodiode placée devant la cellule (PD2 sur le schéma de l'horloge III-1)

permettant de lire la puissance laser avant l'entrée dans la cellule. On acquiert alors deux tensions V_1 (photodiode CPT PD1) et V_2 (photodiode en entrée de cellule PD2). Le signal utile V exploité en mode horloge est alors $V = V_1 - kV_2$, avec k un facteur de compensation que l'on ajuste via le programme. Des techniques similaires ont déjà été présentées dans la littérature [197].

IV.5.3 Résultats expérimentaux

La figure IV.30 montre les signaux d'erreur typiques ε_L , ε_S , ε_+ et ε_- générés sur l'expérience d'horloge SABR-CPT.

La figure IV.31 reporte, avec la séquence SABR-CPT, de nouvelles mesures du déplacement de fréquence d'horloge (référéncé par rapport à la fréquence exacte de l'atome de césium avec un déplacement de +7520 Hz) en fonction de la puissance laser (a), la fréquence laser (b), la puissance microonde (c) et la température de cellule (d). A noter qu'il n'y a plus d'asservissement de puissance laser dans ces mesures. Pour (a), (b) et (c), la température de cellule est de 34°C. La fréquence d'horloge est mesurée avec un Microsemi 5120A à 10 MHz et rapportée à 9,192 GHz. Un maser à hydrogène actif est utilisé pour comparer la stabilité de la fréquence d'horloge.

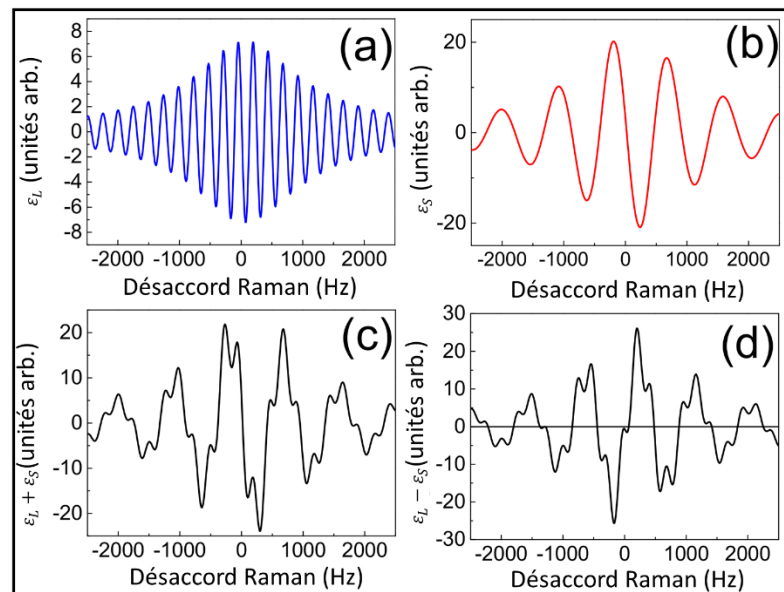


Figure IV-30 : Signaux d'erreur générés dans l'horloge SABR-CPT (a) ε_L (b) ε_S (c) $\varepsilon_+ = \varepsilon_L + \varepsilon_S$ (d) $\varepsilon_- = \varepsilon_L - \varepsilon_S$. ε_+ est utilisé pour corriger la fréquence de l'oscillateur local. ε_- est utilisé pour corriger le saut de phase de l'oscillateur local. Dans (d), l'encart est un zoom du signal d'erreur proche d'un désaccord Raman nul.

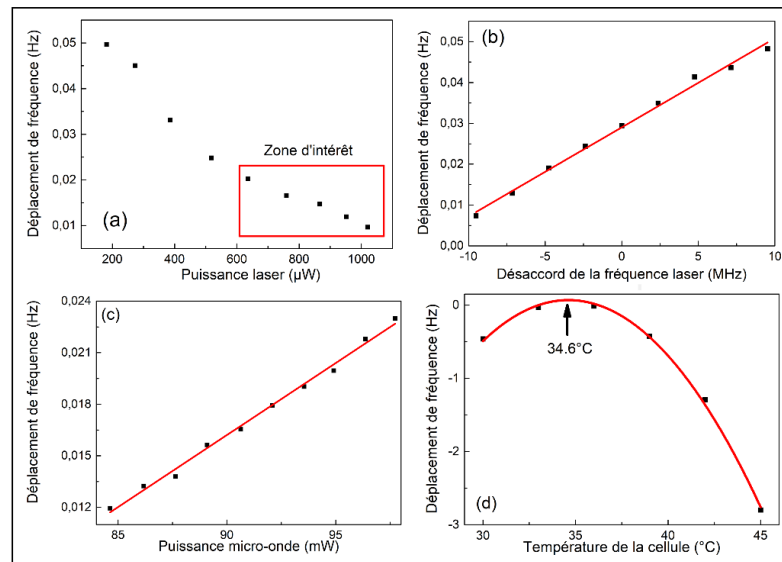


Figure IV-31 : Mesures de différentes sensibilités de la fréquence d'horloge. (a) à la puissance laser. La zone d'intérêt correspond à la gamme à laquelle l'horloge fonctionne. C'est dans cette zone que le coefficient de sensibilité a été prélevé. (b) à la fréquence laser. (c) la puissance micro-onde. (d) à la température de la cellule de vapeur chaude

Sur (a), on observe que la dépendance de la fréquence d'horloge à la puissance laser est non-linéaire dans la gamme 150-1000 μW . Cependant, dans la zone d'intérêt proche de 850 μW à laquelle l'horloge opère pour optimiser la stabilité de fréquence court terme, le coefficient de sensibilité obtenu est de $-2,9 \cdot 10^{-15} \mu\text{W}^{-1}$. Ce coefficient est 10 fois plus petit que pour la version ABR précédente [116], 80 fois plus faible que pour le régime Ramsey-CPT classique [22], et 800 fois plus petit que dans le régime CPT continu [115]. Ce gain est directement lié à l'application du protocole SABR-CPT.

La sensibilité à la fréquence laser (b) a été effectuée dans une gamme de ± 10 MHz pour une puissance laser d'environ 850 μW . La dépendance de la fréquence d'horloge à la fréquence laser peut-être approximée par une droite avec une pente de $2,4 \cdot 10^{-13} \text{MHz}^{-1}$ en valeur relative. Cette valeur est comparable à celle obtenue en régime Ramsey-CPT [22].

La dépendance à la puissance micro-onde (c) est approximée par une droite, menant à une sensibilité de $10^{-13} \%$. Ce coefficient est 5 fois plus petit que celui obtenu dans le cas du régime Ramsey-CPT.

Dans notre expérience, la dépendance de la fréquence à la température de cellule est annulée au premier ordre autour d'une température d'inversion de 34,6 °C. Il est à noter que nous pouvons mettre en évidence avec autant de clarté l'existence de ce point d'inversion pour la première fois. Auparavant, les fluctuations de puissance laser nous empêchaient d'évaluer correctement cette dépendance. Les données expérimentales sont approximées par un polynôme d'ordre deux. La dépendance à la température de la fréquence d'horloge est mesurée autour de ce point de $8 \cdot 10^{-11} \text{K}^{-2}$.

La figure IV-32 reporte la déviation d'Allan de la fréquence d'horloge, obtenues dans différentes conditions et à différents moments.

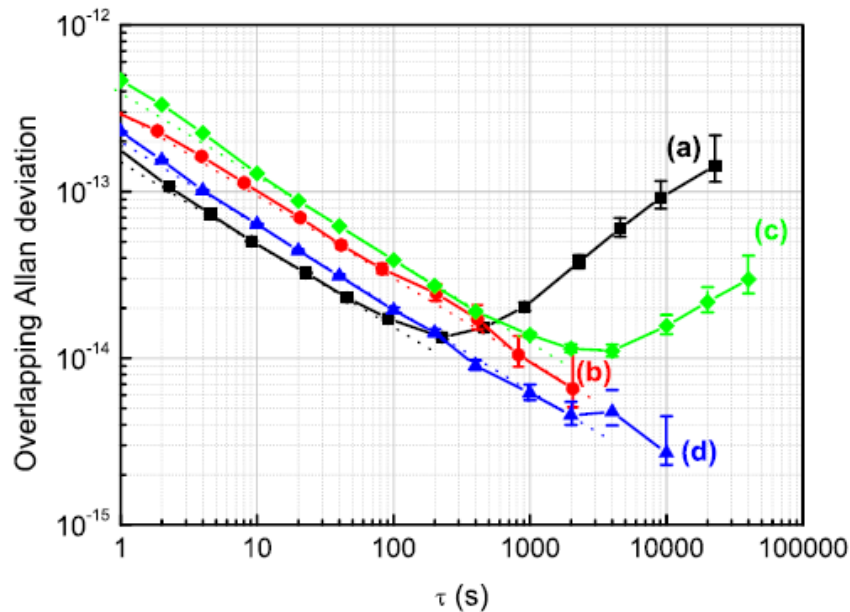


Figure IV-32 : : Déviation d'Allan de la fréquence d'horloge dans différents modes. (a) Mode Ramsey-CPT, $T=2.7$ ms, (b) ABR-CPT, (c) SABR-CPT, mesure de 5 jours, méthode de normalisation désactivée (d) SABR-CPT, mesure « sélectionnée » de 30 000 s, méthode de normalisation activée. Pour (b), $T_s=2.7$ ms et $T_L=5.4$ ms. Pour (c) et (d), $T_s=1$ ms et $T_L=4$ ms. Les lignes en pointillées sont des approximations à la stabilité court terme avec une pente en $\tau^{-1/2}$. La puissance laser est de l'ordre de $850 \mu\text{W}$ dans tous les cas.

Les mesures (a) et (b) furent reportées précédemment et correspondent aux performances typiques obtenues en mode Ramsey-CPT (a : $T = 2.7$ ms) et ABR-CPT (b). Dans ces deux cas, l'asservissement de puissance laser de grande bande passante décrit dans la section III.5 est implémenté. Ce dernier permet de réduire le bruit de détection du signal d'horloge à la fréquence de cycle de cette dernière (optimisant ainsi la stabilité de fréquence court terme dans ces conditions) mais aussi de réduire les fluctuations de puissance laser à 10^4 s par un facteur 40, comparativement au régime libre.

Les mesures (c) et (d) sont les résultats obtenus avec le protocole SABR-CPT. Dans ce cas, seul un asservissement de puissance faible bande passante est utilisé. Ce dernier n'aide pas à améliorer la stabilité court terme mais permet de maintenir un niveau similaire de fluctuations relatives de puissance laser à 10^4 s. Dans (c), la technique de compensation du bruit AM laser présentée dans la section IV.5.2 est activée tandis qu'elle ne l'est pas dans (d).

Les données de (c) sont extraites d'une mesure de 5 jours. Dans ce cas, la stabilité de fréquence court-terme est légèrement dégradée par rapport à (b), pour atteindre le niveau de $4 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, en raison de la bande passante réduite du lock de puissance laser. Pour les temps d'intégration supérieurs à 3000 s, la déviation d'Allan évolue avec une pente de $1,5 \cdot 10^{-16} \tau^{1/2}$, signature d'une marche aléatoire de fréquence.

La courbe, obtenue dans (d), est extraite d'un set de mesure de 30 000 s sélectionné, au cours d'une période calme du laboratoire. Dans ce cas, la stabilité relative de fréquence court terme de l'horloge est améliorée par un facteur 2 comparativement à (c), grâce à la technique de normalisation, atteignant le niveau de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ en mode SABR-CPT. Il est à noter que cette technique de compensation aide à réduire le bruit de détection et donc la stabilité de fréquence court terme mais ne justifie pas l'amélioration de la stabilité dans (d), par rapport à (c), pour les temps de moyennage supérieurs à 1000 s. Cette mesure

démontre que l'horloge présente le potentiel pour atteindre le niveau de stabilité de $2 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s. Il est important de mentionner que de telles performances furent démontrées sur de nombreux runs de mesure indépendants, généralement réduits à une durée de quelques dizaines de milliers de secondes, dans des conditions calmes du laboratoire. Néanmoins, ces résultats sont tout à fait remarquables et représentent à notre connaissance les meilleures performances reportées à ce jour pour une horloge microonde à cellule CPT. Ces résultats démontrent pour la première fois avec force l'aptitude des horloges CPT, stabilité moyen-terme inclus jusque 10^4 s, à entrer en compétition avec d'autres types d'horloges comme les horloges Rb pulsées [19], voire les horloges compactes à atomes froids [106].

IV.5.4 Limitations de la stabilité de fréquence moyen terme de l'horloge SABR-CPT

Nous avons mesuré les fluctuations relatives typiques de différents paramètres expérimentaux afin d'établir une estimation du budget de stabilité à 10^4 s. Le tableau IV.3 résume ces contributions dans le régime SABR-CPT. L'asservissement de puissance laser faible bande est non utilisé.

Le résultat le plus important et le plus significatif de ce budget de stabilité, fruit de ce travail de thèse via l'implémentation du protocole d'interrogation SABR-CPT, est la réduction significative de la contribution des fluctuations de puissance laser sur la stabilité à 10^4 s, au niveau « quasi-négligeable » de $2,5 \cdot 10^{-16}$. Les autres contributions reportées dans ce tableau sont suspectées de présenter des niveaux similaires, proches de 10^{-15} et devront donc être toutes considérées avec attention pour améliorer encore les performances de stabilité de l'horloge. Ces résultats justifient la raison pour laquelle nous avons pu observer à de nombreuses reprises, sur des durées de mesure limitées, des performances de stabilité reproductibles au niveau de $2 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

Source	Sensibilité	Variations	$\sigma_y(\tau)(10^{-15})$
P_L	$2.9 \cdot 10^{-15} \mu W^{-1}$	$0.085 \mu W$	0.25
f_L	$2.4 \cdot 10^{-13} MHz^{-1}$	$3.35 kHz$	0.8
B	$4.6 \cdot 10^{-9} G^{-1}$	$4 \cdot 10^{-7} G$	1.85
P_μ	$1 \cdot 10^{-13} \%^{-1}$	$< 0,01 \%$	< 1
T_{cell}	$8 \cdot 10^{-11} K^{-2}$	$< 10^{-4} K$	< 0.8

Tableau IV.3 : Budget de stabilité préliminaire de l'horloge SABR-CPT à 10^4 s. P_L : puissance laser, f_L : fréquence laser, B : champ magnétique, P_μ : puissance micro-onde, T_{cell} : température de cellule.

Pour les mesures plus long terme, au-delà de 10^4 s, des investigations sont en cours pour tâcher d'identifier la source majeure de dégradation de la stabilité de fréquence de l'horloge. A ce jour, sans assurance, nous suspectons majoritairement des instabilités induites par les variations de température générales externes influant sur l'ensemble de l'horloge, les variations de pression atmosphérique (démontrées récemment être la limite principale des performances de l'horloge Rb pulsée à l'Université de Neuchâtel [73]). D'autres causes possibles, non explorées à ce jour, sont des sources de déplacements de fréquence induites par les variations de la polarisation du champ lumineux, la dissymétrie des bandes latérales CPT [101], [186], ou le déplacement Zeeman dues aux variations du champ magnétique statique expérimenté par les atomes. Ces différents aspects seront étudiés en détail dans l'avenir par mon successeur.

Pour mesures préliminaires, la figure IV-33 montre l'évolution au cours du temps de la température de différents éléments ainsi que la fréquence d'horloge. Dans cette mesure, la stabilité court-terme de l'horloge est légèrement dégradée. Les différentes températures enregistrées sont la température sous la boîte externe 2 disposée autour de l'expérience (voir section III.9), la température de la cellule CPT, la température de l'AOM (non stabilisé en température à cette époque) et une sonde de température disposée proche du laser DFB. Les températures sont mesurées via des sondes PT100.

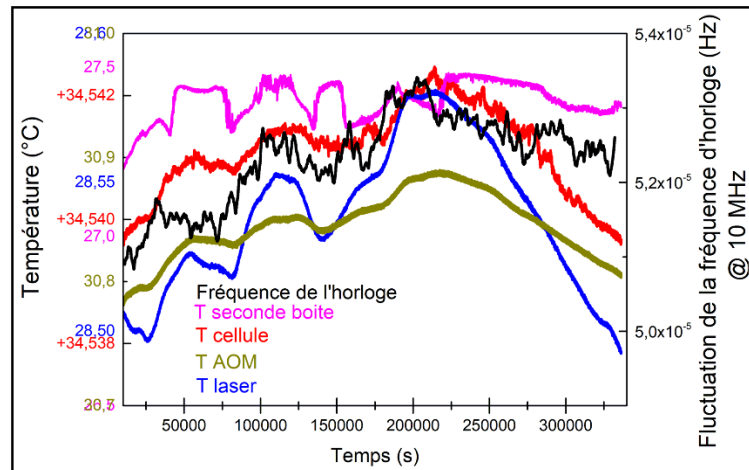


Figure IV-33 : Données temporelles de mesure de température de différents éléments de l'horloge et fréquence d'horloge.

On semble observer une corrélation entre les températures des différents éléments et la fréquence d'horloge. Il est ainsi suspecté que la stabilité long-terme de la fréquence d'horloge pourrait être limitée par les variations de température de différents éléments de l'horloge, certains toujours non stabilisés à ce jour.

Dans la thèse de O. Kozlova [121], au LNE-SYRTE, avait été mis en évidence dans une expérience d'horloge CPT pulsée, l'impact possible de la température de l'AOM sur la fréquence d'horloge. Un coefficient de l'ordre de quelque $10^{-12}/K$ avait été mesuré. La figure IV-34 reporte une mesure que nous avons menée, dans laquelle, on applique une augmentation soudaine de la température de l'AOM (à 14 000 s environ). On regarde alors l'impact de ce changement sur la fréquence d'horloge, la température de la cellule CPT et la température d'une sonde proche du laser DFB.

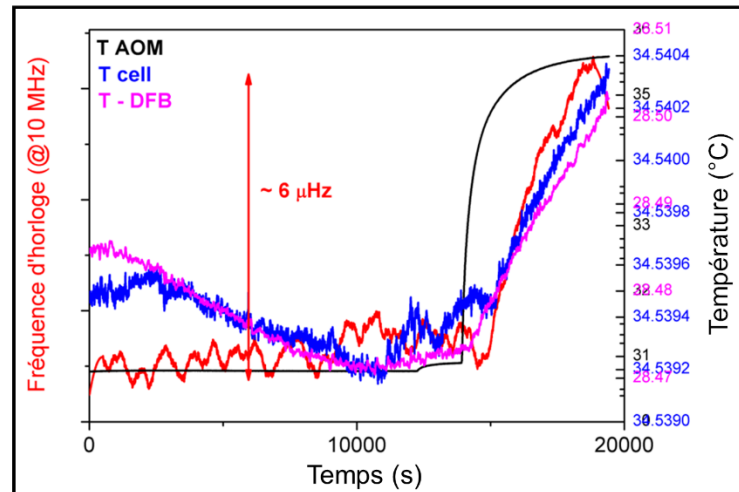


Figure IV-34 : Impact d'une variation soudaine de la température de l'AOM de l'horloge sur la fréquence d'horloge, la température de la cellule CPT et la température d'une sonde proche du laser DFB.

Dans notre cas, on observe que le saut de température de l'AOM impacte notablement sur l'ensemble des paramètres observés. Pour un saut de température de l'AOM d'environ 4.5K, on observe une variation de la fréquence d'horloge de 6 μHz (à 10 MHz), soit une dépendance de la fréquence d'horloge à la température de l'AOM en valeur relative de l'ordre de $1.33 \cdot 10^{-13}/K$. A ce jour, les fluctuations de température typiques de l'AOM, avec la stabilisation décrite en section III, sont mesurées de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5} K$ à 10^4 s, ce qui réduirait donc cette contribution à un niveau très négligeable. Cette dépendance à la température de l'AOM ne serait donc pas limitante actuellement.

Plus surprenant sur la figure IV.34 est le fait d'observer que cette variation de température de l'AOM influe aussi sur la température d'autres éléments que sont la température de cellule et la température proche du laser. La mise en place d'un système d'asservissement de la température de l'AOM fermé permettra donc aussi de limiter l'influence des variations de la température de l'AOM sur les autres éléments. A noter que nous avons aussi décidé récemment de stabiliser la température du système Michelson. L'électronique de l'asservissement de ce dernier est en préparation. L'impact de la température du système Michelson sur la fréquence d'horloge sera évalué dans l'avenir.

Pour conclure, en lien avec l'étude reportée dans [74], nous allons mesurer prochainement la corrélation entre la pression atmosphérique et la fréquence d'horloge. Un baromètre (bmp280) a été acheté et est en cours d'implémentation sur l'horloge pour qualifier cette dépendance.

IV.6 Conclusions

Nous avons dans cette section rappelé les fondements théoriques de l'interrogation de Ramsey et décrit les éléments de base pour la compréhension des phénomènes de déplacement lumineux dans les horloges CPT.

Nous avons ensuite, à travers le report de mesures obtenues sur notre horloge en mode Ramsey-CPT, introduit les inconvénients de l'interrogation Ramsey, mettant en avant sa sensibilité résiduelle non-négligeable aux déplacements de fréquence induits par l'interaction entre les atomes et le champ d'interrogation. Cette dernière, d'importance critique dans les horloges CPT et certaines horloges optiques, peut-être une limitation

majeure aux performances d'exactitude et de stabilité de fréquence moyen et long-terme d'horloges atomiques.

Inspiré par de nombreux écrits théoriques dans la littérature et les travaux de la PTB récemment reportés dans [191], nous avons alors proposé, étude théorique à l'appui, l'implémentation du protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey sur notre horloge CPT. La méthode ABR-CPT repose sur l'extraction de deux signaux d'erreur dérivés de 2 deux séquences Ramsey-CPT successives de durée de temps noir différentes. La première boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir court pour appliquer une correction de phase à l'oscillateur local de manière à compenser le biais de phase induit lors de l'interaction avec le champ lumineux durant les impulsions. La seconde boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir long pour corriger la fréquence de l'oscillateur local. L'annulation de ces deux signaux d'erreur, par un procédé de correction itératif, permet alors de réduire drastiquement les effets de déplacement lumineux. Ces travaux ont démontré dans un premier temps une réduction par un facteur 8 de la dépendance de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser, permettant la démonstration d'une stabilité relative de fréquence de $6 \cdot 10^{-15}$ à 2000 s.

Au cours d'études sur l'investigation de cette nouvelle méthode ABR-CPT, nous avons alors compris que l'estimation du déplacement lumineux était biaisée par un effet mémoire des atomes, lié à la durée limitée de la relaxation de la cohérence hyperfine CPT dans la cellule, et limitant ainsi l'efficacité de la méthode. Nous avons alors proposé pour tacler ce problème une nouvelle méthode d'interrogation ABR-CPT symétrique, nommée SABR-CPT (Symmetric ABR-CPT) dans laquelle deux séquences ABR-CPT successives sont réalisées. L'astuce est alors de sonder de part et d'autre de la frange centrale à gauche puis à droite au cours de la première séquence et à droite puis à gauche au cours de la seconde séquence.

Ce nouveau protocole SABR-CPT a permis de réduire par un ordre de grandeur supplémentaire la dépendance de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser. Le résultat le plus important est la réjection de la sensibilité de la fréquence d'horloge à la puissance laser à un niveau de seulement $-2,9 \cdot 10^{-15} \mu W^{-1}$, soit un facteur 10 fois meilleur qu'en mode ABR-CPT [116], et 80 fois meilleur qu'en mode Ramsey-CPT. Nous avons aussi gagné un facteur 5 sur la sensibilité à la puissance micro-onde. Cette réduction franche des phénomènes de déplacement lumineux a rendu possible la mesure claire d'une température d'inversion liée à l'utilisation d'une cellule à mélange de gaz tampon N_2 -Ar. Ces sensibilités diminuées et la proposition de nouveaux signaux d'erreur et d'une méthode de compensation de RIN laser nous ont permis de démontrer que cette horloge présente le potentiel pour afficher une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, avec le potentiel de mener au niveau de $2,5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s. Ces résultats très encourageants démontrent pour la première fois avec force l'aptitude des horloges CPT, stabilité moyen-terme inclus jusque 10^4 s, à entrer en compétition avec d'autres types d'horloges comme les horloges Rb pulsées [19], [112], voire certaines horloges compactes à atomes froids.

Récemment, des investigations ont débuté pour identifier la nouvelle contribution majeure à la stabilité moyen-terme de l'horloge. Des travaux préliminaires ont été entrepris, suspectant essentiellement des effets thermiques, des effets liés à la pression atmosphérique ou le déplacement Zeeman quadratique.

Il est à noter que cette approche exploitant des séquences laser composites a suscité beaucoup d'intérêt dans plusieurs groupes et stimulé des travaux conséquents au cours de

ces derniers mois. Ainsi, à notre connaissance, des travaux très intéressants et originaux avec ce type d'approche sont étudiés dans le groupe ADI au NIST sur une horloge CPT à atomes froids, en étroite collaboration avec V. Yudin de ILP, Novossibirsk. Ces derniers ont proposé une étude théorique généralisée de l'ABR dans [166], dans laquelle ils démontrent une variante basée sur un saut de fréquence durant les deux impulsions Ramsey (au lieu d'une correction de la phase entre les deux impulsions). Cette collaboration, soutenue actuellement par le séjour de mon encadrant R. Boudot au NIST, a récemment démontré l'universalité de la méthode ABR-CPT et plus particulièrement de la méthode SABR-CPT, en l'adaptant sur une expérience d'horloge CPT à atomes froids, démontrant aussi dans ce cas une réduction importante des effets de déplacements lumineux et l'obtention d'une fréquence absolue d'horloge libre de ces effets, uniquement déplacée par le déplacement Zeeman du second-ordre. Ce groupe de recherche a aussi récemment proposé une variante pour l'implémentation expérimentale de l'ABR-CPT dans laquelle les sauts de phase appliqués pour compenser le déplacement lumineux sont substitués par des sauts de fréquence (de part et d'autre de la largeur à mi-hauteur de la frange) dépendant de l'inverse du temps noir et habilement adaptés pour recentrer la fréquence de l'oscillateur local sur une fréquence atomique non biaisée par les déplacements lumineux. Ces travaux ont été reportés à la conférence ICAP à Barcelone en juillet 2018 [198]. Cette approche, nommée DFJR (Ramsey Spectroscopy with Displaced Frequency Jumps) présente l'intérêt d'une potentielle simplification expérimentale dans la mesure où une variable physique unique, la fréquence de l'oscillateur local, est manipulée pour stabiliser les deux boucles de correction. La phase de l'oscillateur local n'est alors plus manipulée. Aussi, cette collaboration a publié récemment dans [199], une autre simplification de la méthode ABR, nommée CES (Combined Error Spectroscopy), dans laquelle un signal d'erreur unique cette fois-ci, issu d'une combinaison entre les deux signaux d'erreur initiaux de la méthode ABR, est utilisé. Des tests expérimentaux de cette méthode CES, en combinaison avec la méthode DFJR, ont été récemment menés, démontrant des résultats validant l'approche, sans amélioration notable cependant de la réjection des effets de déplacement lumineux comparativement aux méthodes SABR-CPT ou DFJR.

Chapitre V Spectroscopie laser en microcellules à vapeur de césium

Au cours de ma thèse, en parallèle de mes travaux sur l'horloge CPT, j'ai participé à des études annexes de spectroscopie laser en microcellules à vapeur de césium. Ces études ont été menées avec la collaboration théorique soutenue de Denis Brazhnikov de l'Institute of Laser Physics de Novosibirsk (ILP). La première étude a visé à l'établissement d'une expression analytique simple des paramètres (largeur et amplitude) de la résonance CPT dans le cas d'une cellule de Cs pur, sans gaz tampon. Ces travaux ont été reportés dans [200] et sont repris sous une forme quasi-identique dans ce manuscrit dans la section V.1. La deuxième partie a concerné une étude théorique et expérimentale spécifique de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence au sein de microcellules à vapeur de césium [201]. Cette étude a été soumise à publication en octobre 2018 à *Physical Review A*. Cette dernière étude pourrait être d'intérêt pour le développement de références optiques miniatures à cellule de haute-stabilité.

V.1 Expression analytique des paramètres de la résonance CPT dans une cellule Cs sans gaz tampon

V.1.1.1 Introduction et contexte

Dans la majorité des dispositifs exploitant le phénomène CPT, l'interaction atome-lumière prend place dans une cellule à vapeur alcaline. Dans de tels dispositifs, deux techniques majeures sont exploitées pour augmenter le temps de relaxation de la cohérence CPT et réduire l'impact des collisions des atomes contre les parois internes de la cellule. La première consiste à diluer la vapeur alcaline à l'aide d'une pression de gaz tampon [27], permettant de réduire l'élargissement Doppler via l'effet Dicke [124]. Néanmoins, la présence de gaz tampon induit un élargissement et un déplacement de fréquence des transitions optiques [143], [202], autorisant l'excitation de l'état noir par le biais d'autres états excités et résultant en une réduction de la durée de vie de l'état CPT. De plus, la présence de gaz tampon induit un déplacement de la fréquence d'horloge dépendant en température, devant être minimisé par la mise en place d'un gaz tampon ou mélange de gaz tampon adéquat [140], [203]. La seconde méthode consiste à déposer sur les parois internes de la cellule un revêtement anti-relaxant tel que des paraffines [127], [204], des couches silanées (type octadecyltrichlorosilanes (OTS), [129], [205],) ou des alcènes [128]. A l'aide de ces revêtements, les atomes alcalins subissent un nombre accru de collisions (jusque 10^4 avec les paraffines, jusque 100 ou 1000 avec les OTS et jusque 10^6 avec les alcènes) contre les parois avant dépolarisation complète du spin atomique. Cependant, trouver un procédé de fabrication reproductible pour le développement de cellules à revêtements anti-relaxants s'avère non trivial. Des cellules développées avec des procédés similaires présentent souvent des performances souffrant d'une dispersion non-négligeable. Un tri sélectif est alors requis pour disposer d'une cellule présentant des performances encourageantes.

L'étude théorique et expérimentale des propriétés de résonance CPT dans des milieux à élargissement Doppler (cellules à vapeur alcaline sans gaz tampon ni revêtements) a suscité beaucoup d'intérêt dans la littérature, pour des études de physique fondamentale mais aussi trouvant lieu à des applications potentielles de fort intérêt. Des mécanismes de réduction de largeur de résonances CPT ou de transparence induite électromagnétiquement (EIT : Electromagnetic Induced Transparency) ont été reportés dans des milieux à

élargissement Doppler. L'effet de piégeage cohérent de population ou d'EIT sélectif en vitesse (VSCPT : Velocity Selective Coherent Population Trapping) dans des milieux à élargissement Doppler a été étudié dans [206], [207], en considérant uniquement des champs laser monochromatiques. Failache et al. [208] ont investigué théoriquement dans des cellules fines (modèle à une dimension) la forme de raie de résonances CPT induite par l'effet VSCPT dans un système atomique ouvert, en prenant en compte l'effet Doppler dans les transitions optiques mais pas sur la transition CPT. Plusieurs articles ont rapporté la dépendance de la forme de raie de la résonance CPT à la largeur spectrale du laser. Dans [209], il a été rapporté que dans un système- Λ sans effet Doppler, la résonance CPT n'est pas affectée par la largeur spectrale du laser quand les champs d'excitation sont parfaitement corrélés en phase. Dans le cas de l'EIT et de l'utilisation de deux lasers indépendants sans cohérence de phase, Guo et al. [210] ont montré que l'effet de la largeur spectrale du laser est équivalent à un taux de relaxation entre les deux sous niveaux de l'état fondamental. Dans [211], la forme de résonances CPT a été étudiée dans des cellules avec gaz tampon avec des sources lasers de propriétés spectrales différentes.

En 2007, un effet de réduction de la largeur de raie CPT induit par laser (LILN : Laser Induced Line Narrowing) a été reporté théoriquement dans le cas de cellules à vapeur alcaline sans gaz tampon. Il a été ainsi démontré un effet de réduction de la largeur de raie CPT lorsque la largeur spectrale du laser est inférieure à la largeur naturelle de la transition atomique. Dans cet article, un calcul numérique de la résonance CPT a été effectué dans le cas d'un système atomique fermé à trois niveaux pour une cellule à vapeur de Cs pure, à l'aide d'un modèle de cellule à une dimension, prenant en compte la largeur de raie du laser. Bien qu'aucune preuve expérimentale de cet effet n'ait encore été rapportée, cet effet pourrait être intéressant pour le développement d'horloges atomiques miniatures basées sur des cellules à vapeurs alcalines pures sans gaz tampon ni recouvrement anti-relaxant. Enfin, pour renforcer l'intérêt de l'étude de la spectroscopie CPT en cellules sans gaz tampon, mentionnons la mise en évidence récente de la contribution d'états noirs Zeeman et hyperfins dans l'apparition de résonances sub-Doppler à fort contraste dans des cellules à vapeur exploitées au sein d'un dispositif de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence [158], [212]. De telles résonances sont mises à profit par exemple dans notre expérience d'horloge CPT pour la stabilisation de fréquence laser. Des études spécifiques sur ce sujet sont aussi reportées dans la section V.2.

Le phénomène CPT est généralement correctement décrit par un schéma énergétique simple- Λ , dans différents régimes de l'interaction lumière-atome et d'observation de la résonance : mode stationnaire (ondes continues), spectroscopie Ramsey, ou même l'approche « maser actif » [18], [122], [182], [213], [214]. Le schéma- Λ ordinaire est présenté sur la figure V-1-a. Un nombre important d'articles utilisant cette approche ont été publiés. Certains travaux ont reporté des expressions analytiques pour la largeur et l'amplitude de la résonance noire dans le cas d'une cellule sans gaz tampon, mais seulement pour le régime EIT (régime pompe-sonde) dans lequel l'amplitude de l'une des deux ondes laser est beaucoup plus faible que l'autre, c'est-à-dire $I_1 \ll I_2$ où I_1 et I_2 sont les intensités respectives des deux ondes laser [206], [207]. Des résultats analytiques ont aussi été publiés pour des atomes au repos [18], [182], [213], [214], ou dans le cas de cellules à vapeur avec gaz tampon [120], [215], en prenant en compte la structure complète des niveaux atomiques [216]. L'étude des paramètres de la résonance noire dans le régime CPT ($I_1 \sim I_2$) a été investiguée dans des cellules sans gaz tampon dans divers articles [217], [218]. En dépit de cette littérature très fournie, nous avons noté qu'aucune expression analytique des

paramètres (amplitude et largeur) de la résonance CPT, valide au-delà des régimes pompe-sonde et de basse saturation, n'avait été décrite et présentée. Un autre point important à noter est le manque d'expressions théoriques décrivant les paramètres de résonances CPT détectées en cellules de vapeur à l'aide de schémas de pompages double- Λ optimisés (voir Fig V-1-b) tels que les schémas Lin perp [88], Lin par Lin [87], PPOP [24], [25], ou à double modulation [92]. De tels schémas de pompage optimisés sont maintenant largement utilisés avec des cellules à gaz tampon pour des applications concrètes telles que les horloges atomiques [22], [91], ou les magnétomètres [156].

De ce contexte, notre contribution originale est ici de rapporter une étude théorique sur les propriétés (amplitude et largeur) de résonances CPT détectées en cellule à vapeur. Nous rappelons les expressions analytiques approximées compactes des paramètres de la résonance CPT, valides pour une large gamme d'intensité des ondes lumineuses, c'est-à-dire au-delà des régimes de basse intensité et pompe-sonde. Ces expressions analytiques claires et compactes sont en bon accord avec des solutions numériques exactes basées sur les équations optiques de Bloch. Le cas spécifique d'un schéma double- Λ fermé, modélisant la configuration Lin perp Lin où l'ouverture peut être négligée, est aussi considéré. Quelques tests expérimentaux préliminaires ont été effectués dans une cellule de vapeur de Cs microfabriquée dans l'optique de valider les calculs théoriques.

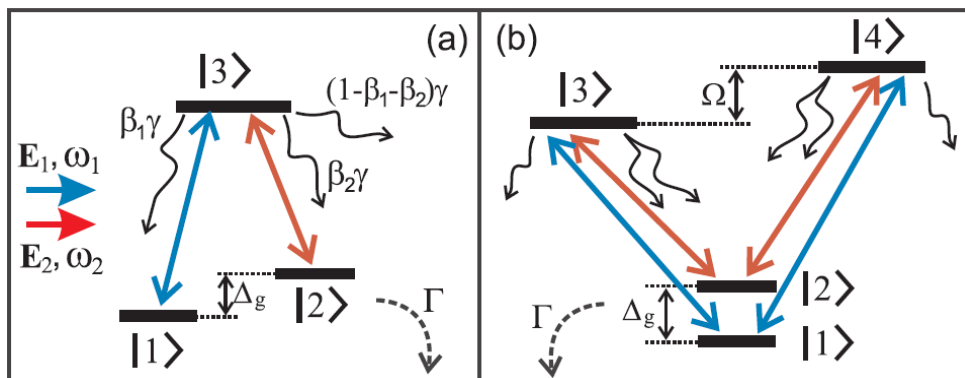


Figure V-1 : Système simple- Λ (a) et double Λ (b) des niveaux énergétiques atomiques. Les flèches ondulées dénotent les relaxations spontanées, avec γ le taux de relaxation spontané du niveau $|3\rangle$. Dans le cas du système double- Λ , chaque niveau supérieur se relaxe avec le taux γ . Γ est le taux de relaxation de l'état fondamental, qui peut être causé par un temps de vol fini d'un atome à travers le faisceau.

V.1.2 Etude théorique

L'étude théorique décrite dans cette section a été menée par Denis Brazhnikov. Cette dernière traite différents cas : système simple- Λ fermé, système double- Λ fermé et système simple- Λ ouvert.

V.1.2.1 Investigations théoriques

On considère l'interaction résonante d'atomes avec un champ lumineux composé de deux ondes planes monochromatiques se propageant le long de l'axe z :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} + \mathbf{E}_2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)} + c. c. \quad (\text{V.1})$$

avec les pulsations ω_1 et ω_2 , les amplitudes E_1 et E_2 des ondes représentées dans la Fig V-1 et les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 parallèles à l'axe de propagation z .

Plusieurs hypothèses sont émises. Les constantes de phase sont négligées de telle sorte que les amplitudes des ondes soient réelles. On néglige l'élargissement Doppler résiduel de la résonance CPT dû à la différence des valeurs absolues des vecteurs d'onde [9]. On pose ainsi $k_1 = k_2 = k$. L'onde de pulsation ω_1 induit les transitions optiques montrées par les flèches bleues sur la figure V-1. Les flèches rouges correspondent aux transitions induites par le champ de pulsation ω_2 .

On se place dans le cas d'un gaz dilué de telle sorte que les collisions entre les atomes peuvent être négligées. De plus, on néglige les échanges de moment linéaire entre atome et photon menant à l'effet de recul. Le problème est ainsi ramené à une matrice densité atomique dans la représentation de Wigner $\hat{\rho}(z, v, t)$, selon l'équation de Lindblad [219] :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [(\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{R}}\{\hat{\rho}\} \quad \text{V.2}$$

où $d/dt = \partial/\partial t + v \partial/\partial z$ avec v la projection de la vitesse d'un atome sur l'axe z . L'hamiltonien \hat{H}_0 décrit un atome libre, et \hat{V} décrit l'interaction champ laser-atome dans l'approximation d'un dipôle. On note :

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=1}^3 \varepsilon_n |n\rangle\langle n| \quad \text{V.3}$$

avec ε_n les niveaux d'énergies correspondant aux niveaux adéquats (voir Fig II-5). Dans la suite de cette section, les fréquences de transition seront notées $\omega_{mn} = (\varepsilon_m - \varepsilon_n)/\hbar$, avec $\hbar = h/2\pi$ et h la constante de Planck.

Tous les processus de relaxation sont considérés dans le cadre d'une approche largement utilisée des constantes de relaxation. La forme de l'opérateur de relaxation $\hat{\mathcal{R}}$ est :

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{R}} = & \Gamma[\beta_{\rho_{33}} \hat{P}_{11} + \beta_{\rho_{33}} \hat{P}_{22} - 2\rho_{33} \hat{P}_{33} - (\rho_{31} \hat{P}_{31} + \rho_{32} \hat{P}_{32} + H.c.)] \\ & - G \sum_{i,j=1,2,3} \rho_{ij} \hat{P}_{ij} + \frac{G}{2} [\hat{P}_{11} + \hat{P}_{22}] \end{aligned} \quad \text{V.4}$$

Pour simplifier, on suppose que le niveau excité se relaxe spontanément avec un taux total de 2Γ . G est le taux de relaxation du temps de vol attribué au temps fini de l'interaction cohérente atome-champ ($G \sim \tau^{-1}$, où τ est le temps moyen de vol d'un atome à travers un champ laser). Le rapport de ramification β est supposé égal pour les deux bras du système. \hat{P}_{nm} est l'opérateur de projection défini comme $\hat{P}_{nm} = |n\rangle\langle m|$. Les éléments non-diagonaux de la matrice, ρ_{31} et ρ_{32} , sont des cohérences optiques et ρ_{33} la population atomique du niveau excité.

Avant de continuer dans la description de trois cas théoriques (système simple- Λ fermé et ouvert, et système double- Λ fermé), d'autres hypothèses doivent être acceptées. On considère que les atomes sont distribués isotropiquement dans les sous-niveaux de l'état fondamental quand le champ laser est nul. Les dimensions de la cellule sont plus grandes que celles du faisceau laser et assez grandes pour ne pas montrer des effets physiques de cellule mince [208]. Les éléments diagonaux de la matrice, responsables de la population dans les niveaux d'énergie, sont indépendants du temps. L'élargissement dû à la puissance lumineuse est considéré comme la seule source d'élargissement de la résonance CPT. Le

processus de relaxation de temps de vol ne sera pris en compte que pour les niveaux systèmes ouverts. Le milieu atomique est considéré comme mince pour ne pas avoir à résoudre les équations de Maxwell-Bloch [123]. Enfin, les fréquences ω_1 et ω_2 sont considérées comme les bandes latérales ± 1 du spectre de fréquence, qui sont à égale distance de la porteuse optique $\omega_0 = (\omega_{31} + \omega_{32})/2$. Le désaccord Raman est défini, en unité γ , par $\Delta_R = (\omega_1 - \omega_2 - \Delta_g)/\gamma$, avec Δ_g la différence de fréquence entre les deux sous-niveaux de l'état fondamental et γ le taux de relaxation spontanée.

V.1.2.2 Système simple- Λ fermé

On considère pour les systèmes fermés que le rapport de ramification satisfait la condition $\beta_1 + \beta_2 = 1$. On considère aussi que $\beta_1 = \beta_2 = 1/2$. On suppose aussi qu'il n'y a pas de processus de relaxation pour l'anisotropie de l'état fondamental, le taux de relaxation correspondant étant tel que $\Gamma = 0$. En se basant sur le formalisme de la matrice densité (vu dans [18], [182], [213], [214]), la population du niveau excité peut s'exprimer comme:

$$W_\Lambda(x, \Delta_R) \equiv \rho_{33} = \frac{8I_1I_2\Delta_R^2}{a_2x^2 + a_1x + a_0} \quad \text{V.5)}$$

où $x = kv/\gamma$ est le déplacement de fréquence Doppler (en unités γ) pour un atome en mouvement dans le gaz. Les coefficients a_j valent :

$$a_0 = 4I_t^3 - 4\Delta_R^2I_t^2 + \Delta_R^2(1 + \Delta_R^2)I_t + 24\Delta_R^2I_1I_2 \quad \text{V.6)}$$

$$a_1 = 4\Delta_R(I_1 - I_2)[\Delta_R^2 - 2I_t] \quad \text{V.7)}$$

$$a_2 = 4\Delta_R^2I_t \quad \text{V.8)}$$

avec l'intensité totale $I_t = I_1 + I_2$ où $I_j = (R_j/\gamma)^2$ sont les paramètres de saturation. $R_j = E_j d/\hbar$ sont les fréquences de Rabi, d le moment dipolaire égal pour les deux transitions du système- Λ . E_j sont les valeurs réelles des amplitudes du champ lumineux.

En faisant l'hypothèse que $v = 0$ dans l'équation (V.5), on obtient une solution relativement simple pour un atome au repos même si l'expression de largeur à mi-hauteur FWHM (I_1, I_2) n'a pas de forme compacte. Sous la limite de faible intensité lumineuse, on obtient la solution bien connue de la largeur CPT causée par l'élargissement lumineux (élargissement dû à la puissance laser) [18], [214] :

$$FWHM|_{I_1, I_2 \ll 1} \sim 4\gamma(I_1 + I_2) \quad \text{V.9)}$$

Cette expression est utile pour décrire la résonance CPT dans le cas où le mouvement des atomes peut être négligé. La dépendance linéaire montrée en (V.9) est aussi valide pour un gaz thermique d'atomes sous le régime de faible intensité lumineuse. Aussi, l'expression (V.9) peut être obtenue à partir d'une expression plus générale obtenue dans [182], pour des atomes au repos. Une expression analytique relativement simple peut être obtenue dans le cas de cellules à vapeur avec gaz tampon [120], [122], [216]. Toutefois, il est important pour la spectroscopie laser fondamentale et pour beaucoup d'applications de trouver une expression analytique dans le cas de cellules sans gaz tampon.

Pour atteindre cet objectif, l'expression (V.5) est moyennée sur la distribution maxwellienne des vitesses :

$$\langle W_\Lambda \rangle_v = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \int_{-\infty}^{\infty} W_\Lambda e^{-v^2/v_0^2} dv \quad (\text{V.10})$$

On considère (V.10) comme l'expression d'un signal spectroscopique. La transmission du faisceau laser à travers un milieu optique mince peut être facilement exprimé via $\langle W_\Lambda \rangle_v$.

Le signal spectroscopique peut être obtenu en utilisant (V.10) et en intégrant analytiquement (V.5). Cette procédure a été appliquée par d'autres auteurs et le résultat est bien connu (voir [206]). Néanmoins, avec cette approche, le résultat analytique précis est exprimé via la fonction spéciale d'erreur $Erf(x)$ qui ne peut être exprimée via des fonctions élémentaires. De plus, de telles solutions sont quelque peu lourdes [206]. Tous ces facteurs font qu'il est difficile d'obtenir une expression analytique compacte et explicite pour les paramètres de la résonance. Dans ce cas, différentes approximations sont généralement appliquées. En général, les auteurs essaient d'utiliser une expression approximée pour la fonction erreur ou essaient de trouver la fonction d'ajustement la mieux appropriée pour le profil Gaussien dans l'intégrale de (V.10) (voir [207]). D'autres hypothèses de simplification sont souvent émises. Un bon exemple est d'étudier le problème sous le régime pompe-sonde, en faisant l'hypothèse que l'une des ondes (sonde) est plus faible que l'autre. Ce régime est souvent traité dans le cas de l'EIT où seule une analyse au premier ordre de l'onde-sonde est valide [206], [207]. Dans le cas où les composantes des deux champs lumineux sont suffisamment faibles, les équations de Bloch optiques peuvent être développées par une série où le paramètre ξ_0 est traité comme le paramètre de saturation du temps de vol tel que :

$$\xi_0 = \gamma\tau l \ll 1 \quad (\text{V.11})$$

avec $\tau = \Gamma^{-1}$ le temps de vol moyen d'un atome à travers le faisceau. Cette méthode est assez puissante pour obtenir une expression analytique pour le signal spectroscopique, même dans le cas général d'une transition dipolaire optique $F_g \rightarrow F_e$ avec des niveaux d'énergies dégénérés [220]. Cependant, dans ce cas, les résultats sont valides pour des faisceaux laser étroits et des champs lumineux d'intensité faible. Par ailleurs, le signal est aussi exprimé ici via la fonction d'erreur, ceci ne facilitant pas l'obtention d'une formule compacte des paramètres de la résonance. Ainsi, aucune solution compacte et claire, décrivant les paramètres de la résonance CPT dans une cellule de vapeur thermique et valide au-delà de l'approche théorique des perturbations n'a encore été obtenue et reportée.

Pour résoudre ce problème, nous n'avons pas cherché à approximer la formule du signal de spectroscopie $\langle W_\Lambda \rangle_v$. A la place, nous avons essayé d'utiliser l'approximation la plus appropriée pour le profil Gaussien de (V.10). Cette approche est similaire à celle de [207], pour le régime pompe-sonde et implique d'utiliser un profil Lorentzien plutôt qu'un profil Gaussien. Cette approximation (le profil Lorentzien montre de plus longues 'queues' que le profil Gaussien) peut aider à obtenir une expression analytique compacte et explicite des paramètres de la résonance. Deux options sont possibles pour valider cette approximation. La première consiste à fournir différents résultats sur la même figure, démontrant les résultats d'une expression analytique approximée avec des résultats de calculs numériques exacts avec un profil Gaussien pleinement pris en compte. La seconde

consiste à conduire une vérification expérimentale. Dans ce manuscrit, les deux options sont effectuées et discutées.

Seule la situation où $I_1 = I_2 = I$ est considérée. Ce régime est de grand intérêt en pratique et peut être facilement réalisé avec l'aide de la raie D_1 du Rb ou du Cs irradiée par une configuration de champs lumineux $\sigma_+\sigma_+$ (ou $\sigma_-\sigma_-$). La formule finale approximée pour la largeur de la résonance CPT dans un gaz thermique est ainsi donnée par :

$$FWHM \approx \frac{8\gamma I}{x_0 f_1} \quad (V.12)$$

avec $x_0 = kv_0/\gamma$ la mi-largeur Doppler en unités γ . Les fonctions sans dimensions de I sont introduites comme :

$$f_1(I) = \sqrt{\frac{2}{\pi} \left[1 + f_0(I) - \sqrt{1 + 2f_0(I)} \right]} \quad (V.13)$$

où

$$f_0(I) = 4\eta(1 + \eta) \quad (V.14)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{\pi}}{2x_0} \sqrt{1 + 12I} \quad (V.15)$$

L'approximation (V.12) avec les fonctions (V.13)-(V.15) n'est pas trop lourde et peut être utilisée pour estimer la largeur CPT. En simplifiant (V.12), on obtient l'approximation simple :

$$FWHM = \frac{4\gamma I}{\sqrt{1 + 12I}} \quad (V.16)$$

Pour des intensités modérées ($12I \approx 1$) et relativement élevées ($12I \gg 1$), on obtient une simple dépendance en racine carrée :

$$FWHM \approx 2\gamma\sqrt{I/3} \quad (V.17)$$

Les expressions approximées décrites dans (V.12) et (V.16) sont tracées sur la figure V-2. L'expression (V.12) se révèle être une bonne approximation de la largeur FWHM dans une large gamme d'intensité lumineuse (comparer la courbe pleine et noire à celle en pointillé et rouge). La formule simple donnée dans (V.16) mène aussi à un résultat acceptable (courbe pointillé-tiret bleu). Sur la figure V-2, la loi linéaire de (V.9) est reportée (ligne noire en petits pointillés). Il est facilement observable que la largeur commence à dévier de la dépendance linéaire même pour de faibles intensités ($I \ll 1$). Dans notre cas, (V.9) fonctionne correctement uniquement pour des intensités telles que $I \leq 10^{-3}$. Ce comportement a été discuté en détails dans [206], [207], pour le régime EIT et peut être considéré comme un effet de « rétrécissement Doppler ». La force de cet effet démontre une fois de plus combien l'influence du mouvement des atomes est importante.

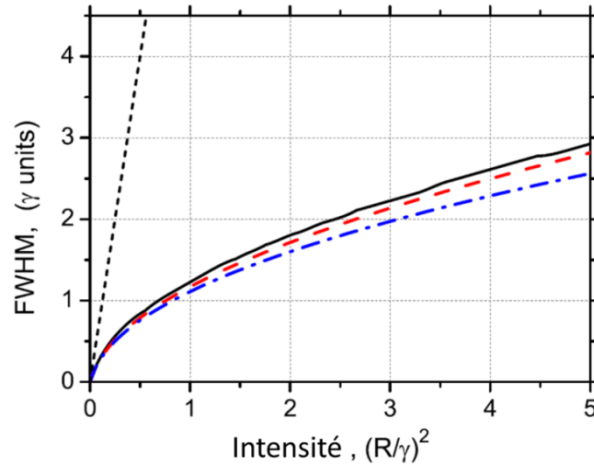


Figure V-2 : FWHM de la résonance CPT dans une cellule à vapeur pour un système simple- Λ fermé en fonction de l'intensité lumineuse. La largeur Doppler kv_0 vaut 50γ (typique pour des expériences avec des vapeurs thermiques d'atomes alcalins) La ligne solide correspond aux calculs numériques basés sur les expressions exactes (V.5) et (V.10). La ligne pointillée bleue correspond à l'expression approximée la plus simple donnée dans (V.16). La ligne pointillée rouge est pour la formule (V.12). La ligne pointillée noire décrit le cas des atomes au repos.

Dans ce paragraphe, les effets de décohérence dans l'état fondamental ont été négligés. Ainsi le signal de fluorescence décrit dans (V.10) est nul sous la condition de résonance à deux photons $\Delta_R = 0$. Par conséquent, l'amplitude de la résonance coïncide avec la valeur maximum du signal de fluorescence. Pour des fréquences de Rabi égales $R = R_1 = R_2$, ce maximum est atteint à $\Delta_R = \pm 2R$ et l'amplitude vaut alors :

$$A \approx \frac{\pi}{x_0^2 \eta (1 + \eta)} I \quad (\text{V.18})$$

avec η décrit dans (V.15).

Dans le cas linéaire d'intensité très faible ($12I \ll 1$), on obtient :

$$A \approx \frac{2\sqrt{\pi}}{x_0} I \quad (\text{V.19})$$

avec la supposition que $x_0 \gg 1$. Pour des intensités modérées ($12I \sim 1$), on doit légèrement corriger (V.19), arrivant à la formule:

$$A \approx \frac{2\sqrt{\pi}}{x_0} \frac{I}{\sqrt{1 + 12I}} \quad (\text{V.20})$$

Pour le cas de hautes intensités (de $I \approx 1$ à plusieurs dizaines), on obtient une dépendance en raciné carrée :

$$A \approx \frac{\sqrt{\pi I/3}}{x_0} \quad (\text{V.21})$$

Les solutions approximées (V.18) et (V.20) sont comparées avec un calcul numérique exact dans la figure V-3. Il est montré que les deux formules approximées mènent à des résultats acceptables pour de très petites intensités ($I \sim 10^{-4}$ et plus faible) et pour des intensités relativement élevées ($I \sim 10$).

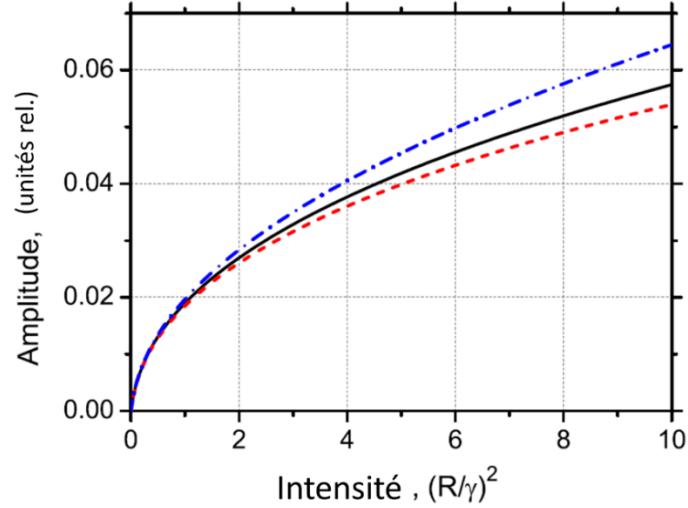


Figure V-3 : Amplitude de la résonance CPT dans une cellule à vapeur pour un système simple Λ fermé en fonction de l'intensité lumineuse. La largeur Doppler $k\nu_0$ vaut 50γ (typique pour des expériences avec des vapeurs thermiques d'atomes alcalins). La ligne solide correspond aux calculs numériques basés sur les expressions (V.5) et (V.10). La ligne pointillée bleue correspond à l'expression approximée donnée dans (V.20). La ligne pointillée rouge est issue de la formule (V.18).

V.1.2.3 Système double- Λ fermé

Le système double- Λ peut être étudié de manière analogue au système précédent dans le cas où la cohérence ρ_{34} (et $\rho_{43} = \rho_{34}^*$) entre les niveaux $|3\rangle$ et $|4\rangle$, non incluse dans le schéma à simple- Λ , est négligé (voir figure V-1-b). En prenant en compte cette cohérence, on arrive pour un système double- Λ à la formule :

$$W_{\Lambda-\Lambda}(x, \Delta_R) = \frac{16I_1I_2\Delta_R^2}{b_2x^2 + b_1x + b_0} \quad (\text{V.22})$$

avec les coefficients :

$$b_0 = 16I_t^3 - 8\Delta_R^2I_t^2 + \Delta_R^2(1 + \Delta_R^2)I_t + 48\Delta_R^2I_1I_2 \quad (\text{V.23})$$

$$b_1 = 4\Delta_R(I_1 - I_2)[\Delta_R^2 - 4I_t] \quad (\text{V.24})$$

$$b_2 = 4\Delta_R^2I_t \quad (\text{V.25})$$

On considère R_1 la fréquence de Rabi pour les deux transitions $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ et $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ et R_2 pour les transitions $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$. Les mêmes notations sont utilisées pour I_t et pour $I_{1,2}$. Dans ce cas, on obtient un résultat qualitativement similaire à celui obtenu pour le système simple- Λ (voir les équations (V.5) à (V.8)).

Il est facile de réduire les expressions (V.22) à (V.25) aux expressions (V.5) à (V.8) en remplaçant les intensités $I_{1,2}(\Lambda - \Lambda) = I_{1,2}(\Lambda)/2$. En effet si on met $I_1(\Lambda - \Lambda) = I_1(\Lambda)/2$ et $I_2(\Lambda - \Lambda) = I_2(\Lambda)/2$ dans les équations (V.22) à (V.25), on obtient $W_{\Lambda-\Lambda} = W_\Lambda$. Alors que cette opération pourrait sembler être juste une astuce mathématique, elle porte un sens physique réel. En effet, en comparant la configuration des champs lumineux $\sigma^+\sigma^+$ avec la configuration Lin perp Lin [221], on peut voir que les fréquences de Rabi dans ces schémas sont reliées comme $R_{1,2}(\Lambda - \Lambda) = R_{1,2}(\Lambda)/2^{1/2}$ dû aux composantes cycliques des vecteurs

de polarisation de la lumière. Ainsi, les deux configurations de polarisation sont identiques pour une cellule à vide et le système de niveaux fermés.

Les deux sous-sections précédentes V.1.2.2 et V.1.2.3 ont considéré des systèmes de niveaux d'énergies atomiques fermés. Ce problème à un intérêt académique et peut être appliqué dans certains cas expérimentaux spécifiques. Cependant, dans la plupart des expériences, les transitions atomiques réelles induites par la lumière forment un système de niveaux ouvert (c'est-à-dire $\beta_1 + \beta_2 < 1$ et $\beta_1 \neq \beta_2$). La prochaine sous-section est ainsi dédiée à l'étude d'un système à simple- Λ ouvert.

V.1.2.4 Système simple- Λ ouvert

Dans la configuration d'un système ouvert, un ou plusieurs sous-niveaux ne sont pas résonants avec le champ laser. Ces sous-niveaux peuvent collecter une population d'atomes durant un temps important et donc influencer les propriétés des résonances non-linéaires. En particulier, il est bien connu que l'ouverture du système atomique peut nuire à l'amplitude de la résonance CPT et impacter aussi la largeur CPT [207], [222].

L'étude d'un système ouvert pose plus de problèmes qu'un système fermé. Un système ouvert est généralement étudié sous le régime de faible intensité, supposant que le paramètre de saturation du temps de vol, donné dans (V.11), est assez petit. Ici, on se focalise sur le régime au-delà de cette limite.

Dans ce chapitre, on démontre les résultats pour l'amplitude de résonance seulement. On considère que les intensités sont égales $I = I_1 = I_2$ et les rapports de ramification égaux ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$). On considère aussi que $\beta_1 + \beta_2 < 1$ et $\Gamma \neq 0$. On prend $\Gamma \ll \gamma$ comme une condition typique pour les expériences avec une vapeur thermique. On considère les rapports de ramification $\beta_{1,2}$ petits ($\beta \ll 1$). Une dernière hypothèse importante est que $R^2/\gamma > \Gamma$, c'est-à-dire que l'élargissement lumineux prévaut sur l'élargissement du temps de vol. En utilisant la même approche que dans les paragraphes précédents, on aboutit aux expressions suivantes :

$$\widetilde{W}_\Lambda(x, \Delta_R) = \frac{p_2 x^2 + p_0}{q_4 x^4 + q_2 x^2 + q_0} \quad (\text{V.26})$$

avec les coefficients :

$$p_0 = 4R^2\Gamma[4R^2\Gamma + \gamma(\Gamma^2 + \Delta_R^2)] \times [4R^2\gamma + \Gamma(\gamma^2 + \Delta_R^2)] \quad (\text{V.27})$$

$$p_2 = 16R^2\Gamma^2\gamma^3(\Gamma^2 + \Delta_R^2) \quad (\text{V.28})$$

$$q_0 = [4R^2\gamma + \Gamma(\gamma^2 + \Delta^2)] \times \{ 32R^4\Gamma(2\Gamma + \gamma(1 - \beta)) + \Gamma(\gamma + \Gamma)(\gamma^2 + \Delta_R^2)(\Gamma^2 + \Delta_R^2) + 4R^2[\gamma\Gamma^2(5\Gamma + \gamma(3 - 2\beta)) + \Delta^2(\gamma^2(1 - 2\beta) + \Gamma(\gamma - 2\Gamma))] \} \quad (\text{V.29})$$

$$q_2 = 8\Gamma\gamma^2\{ \Gamma(\gamma + \Gamma)[8R^4 + (\gamma^2 - \Delta_R^2)(\Gamma^2 + \Delta_R^2)] + 4R^2[\Gamma^2\gamma(3\Gamma + \gamma(2 - \beta)) + \Delta_R^2(\gamma^2(1 - \beta) + \Gamma(3\gamma + \Gamma))] \} \quad (\text{V.30})$$

$$q_4 = 16\Gamma^2\gamma^4(\gamma + \Gamma)(\Gamma^2 + \Delta_R^2) \quad (\text{V.31})$$

Dans ce régime, dû à l'effet de décohérence dans l'état fondamental ($\Gamma \neq 0$), le signal de fluorescence décrit dans (V.26) n'est pas égal à zéro pour $\Delta_R = 0$, en contraste avec les (V.5) et (V.22). L'amplitude du signal peut être trouvée comme :

$$\tilde{A} = \tilde{W}_{max} - \tilde{W}_0 \quad (\text{V.32})$$

où $\tilde{W}_{max} = \langle \tilde{W}_\Lambda \rangle_\nu(\Delta_R = \Delta'_R)$ avec Δ'_R la position pour la fluorescence maximale. Aussi, $\tilde{W}_0 = \langle \tilde{W}_\Lambda \rangle_\nu(\Delta_R = 0)$ est le niveau du signal au centre de la résonance à deux photons.

En fait, l'effet CPT peut être 'éteint' pour calculer le premier terme de (V.32). Cette astuce donne un résultat acceptable et signifie que les deux ondes lumineuses peuvent être supposées être mutuellement incohérentes (par exemple, elles peuvent être deux sources laser différentes sans asservissement de phase). Pour considérer ce régime dans notre modèle théorique, nous considérons juste que la cohérence basse fréquence (c'est-à-dire les éléments de la matrice densité correspondante) est nulle. En dépit de cette approximation, l'intégration analytique de l'équation (V.32) sur la distribution maxwellienne mène toujours à une expression complexe. En prenant en compte les suppositions mentionnées au début du paragraphe, on peut simplifier à :

$$\tilde{W}_{max} \approx \frac{\tilde{\Gamma}\xi}{(1-\beta)[x_0 + (1-\beta)\xi]} \quad (\text{V.33})$$

où $\tilde{\Gamma} = \Gamma/\gamma$. Un nouveau paramètre de saturation de temps de vol a été introduit tel que :

$$\xi = \sqrt{\pi\xi_0} = \sqrt{\pi\gamma\tau l} = \sqrt{\pi I/\tilde{\Gamma}} \quad (\text{V.34})$$

Pour le centre de la résonance, on obtient une expression très similaire :

$$\tilde{W}_0 \approx \frac{\tilde{\Gamma}\xi}{\sqrt{2(1-\beta)}[x_0 + \sqrt{2(1-\beta)}\xi]} \quad (\text{V.35})$$

Les deux expressions (V.33) et (V.35) donnent l'amplitude :

$$\tilde{A} \approx \frac{\tilde{\Gamma}\xi}{(1-\beta)} \left[\frac{1}{x_0 + (1-\beta)\xi} - \frac{\sqrt{1-\beta}}{\sqrt{2}[x_0 + \sqrt{2(1-\beta)}\xi]} \right] \quad (\text{V.36})$$

En fait, avec des intensités faibles et modérées (jusqu'à quelques dizaines de mW/cm^2), même si la condition $\xi \ll x_0$ n'est pas satisfaite, on peut utiliser une expression simplifiée :

$$\tilde{A} \approx \left(1 - \sqrt{\frac{1-\beta}{2}} \right) \frac{\tilde{\Gamma}\xi}{x_0(1-\beta)} \quad (\text{V.37})$$

Clarifions la valeur des approximations (V.36) et (V.37) avec l'aide de courbes. Dans des expériences typiques utilisant des cellules à vapeur de Cs ou de Rb et un faisceau laser de diamètre entre 1-10 mm, on a approximativement $\Gamma \cong (0,5 - 5)10^{-2}\gamma$ et $x_0 = kv_0/\gamma \approx 50$. Le ratio de ramification est supposé être $\beta = 5/24$.

La figure V-4 présente les expressions analytiques (V.36) et (V.37), avec des calculs numériques exacts basés sur (V.10) à et (V.26).

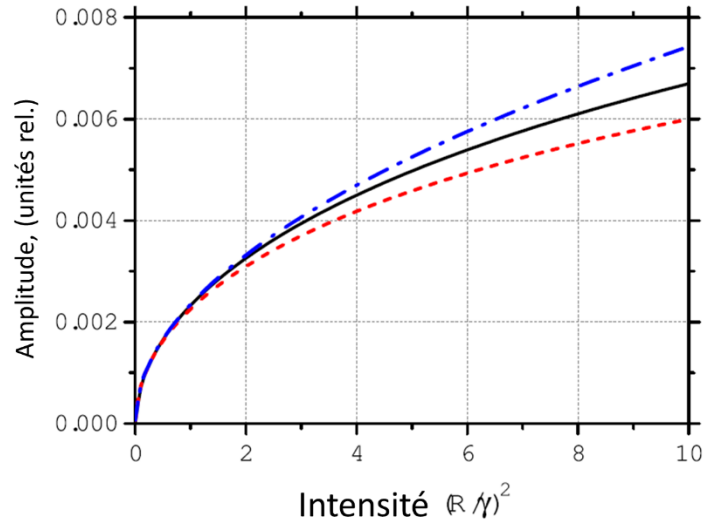


Figure V-4 : Amplitude de la résonance CPT dans une cellule de vapeur pour un système simple Λ ouvert en fonction de l'intensité lumineuse. La mi-hauteur Doppler $k\nu_0$ vaut 50γ et le temps de vol $\Gamma = 0,02\gamma$. La ligne solide correspond aux calculs numériques basés sur les expressions (V.5) et (V.26). La ligne pointillée bleue correspond l'expression approximée donnée dans (V.37). La ligne pointillée rouge est pour la loi (V.36).

Comparée au cas du schéma simple- Λ fermé (figure V-3), la figure V-4 révèle une importante réduction de l'amplitude du signal CPT. Comme montré dans la figure V-4, la formule obtenue donne une bonne approximation analytique de l'amplitude de la résonance CPT dans une large gamme d'intensité lumineuse $I = (R/\gamma)^2$. L'expression analytique la plus simple donnée dans (V.37), peut être utilisée pour estimer l'amplitude CPT pour des valeurs d'intensité relativement élevées telles que $I \approx 10$. De telles valeurs, correspondant à plusieurs centaines de mW/cm^2 , ne sont pas souvent utilisées dans les expériences.

V.1.3 Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux

V.1.3.1 Connexion entre théorie et expérience

Cette section est dédiée à comparer les résultats expérimentaux et théoriques. Dans un premier temps, les paramètres théoriques comme $I_j = (R_j/\gamma)^2$ et Γ doivent être connectés à ceux utilisés expérimentalement. En particulier, durant la dérivation des expressions (V.36) et (V.37), nous avons considéré que les deux sous-niveaux de l'état fondamental dans le schéma simple- Λ avaient une population initiale égale à $1/2$. Dans le cas d'un atome alcalin réel, on doit multiplier (V.36) et (V.37) par un coefficient α défini comme :

$$\alpha = (F_{g1} + F_{g2} + 1)^{-1} \quad (\text{V.38})$$

avec $F_{g1,g2}$ le moment angulaire total des niveaux hyperfins dans l'état fondamental. Pour le ^{133}Cs , nous avons $\alpha = 1/8$.

Dans notre expérience, la résonance CPT est détectée en mesurant la puissance lumineuse transmise à travers la cellule. Avec l'aide des équations de Maxwell, l'intensité lumineuse transmise peut être écrite comme :

$$J_L(\Delta_R) = J_0 \exp \left[- \int_0^L \eta(J(z)) dz \right] \quad (\text{V.39})$$

avec J_0 l'intensité du faisceau laser incident, J_L l'intensité à la sortie de la cellule et L la longueur de cellule. La fonction $\eta(z)$ est l'indice d'absorption par unité de longueur. Comme mentionné dans l'introduction, le milieu est considéré comme optiquement mince. Dans ce cas-là, l'indice d'absorption est assez petit. De plus, ce dernier ne dépend pas significativement de la coordonnée en z . Ici, cette dépendance est négligée. On peut donc écrire :

$$J_L(\Delta_R) \approx J_0(1 - \eta L) = J_0(1 - \sigma n L) \quad (\text{V.40})$$

avec σ la section efficace d'absorption et n la densité atomique dans la cellule. Les équations optiques de Bloch mènent à :

$$\sigma = \frac{2\pi c \hbar \gamma}{\lambda} \frac{\langle \tilde{W} \rangle_v(J_0)}{J_0} \quad (\text{V.41})$$

avec c la vitesse de la lumière et $\hbar = h/(2\pi)$ avec h la constante de Planck et \tilde{W}_Λ extrait de (V.26).

L'amplitude de la résonance CPT \tilde{A}_T observée dans le signal transmis $J_L(\Delta_R)$ est déterminée par l'expression :

$$\tilde{A}_T = J_0 n L (\sigma_{max} - \sigma_0) \quad (\text{V.42})$$

Ici, σ_0 est la section efficace au centre de la résonance ($\Delta_R = 0$), σ_{max} correspond au niveau maximum de l'absorption de la lumière et définit un large fond en forme de piédestal de la résonance noire.

En mélangeant les solutions approximées (V.37), les expressions (V.41) et (V.42) avec (V.32) et (V.38), on trouve :

$$\tilde{A}_T = \frac{2\pi \alpha c \hbar \gamma n L}{\lambda x_0 (1 - \beta)} \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \beta}{2}} \right) \sqrt{\pi \tilde{\Gamma} I} \quad (\text{V.43})$$

L'intensité expérimentale J est définie à partir de l'intensité I utilisée dans la théorie telle que :

$$I \equiv \left(\frac{R}{\gamma} \right)^2 = \frac{J}{8J_s} \Psi \quad (\text{V.44})$$

où J_s est l'intensité de saturation déterminée ici comme ceci [223] :

$$J_s = \frac{2\pi^2 \hbar c \gamma}{3\lambda^3} \quad (\text{V.45})$$

Pour la raie D_1 du Cs, on obtient $J_s = 0,79 \text{ mW/cm}^2$. Le paramètre Ψ contient les informations sur la force relative d'une transition dipolaire $|F_g, m_g\rangle \rightarrow |F_e, m_e\rangle$ avec $m_{g,e}$ les nombres magnétiques quantiques de l'état fondamental (g) et excité (e) (voir la figure V-5) :

$$\Psi = (2J_e + 1)(2F_g + 1)(2F_e + 1) \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & 1 & m_g \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} J_e & F_e & I_n \\ F_g & J_g & 1 \end{Bmatrix}^2 \quad (\text{V.46})$$

où I_n est le spin nucléaire. J_g, J_e sont les moments angulaires totaux des électrons pour les niveaux fondamental et excité, respectivement. Puisque la configuration d'excitation $\sigma_+ \sigma_+$ est étudiée, nous avons pris $q = 1$ dans (V.46), avec q la composante de polarisation de la lumière dans la base circulaire (en général $q = \pm 1, 0$). Les notations standards (...) et {...} pour les symboles $3jm -$ et $6j -$ sont utilisés [224].

La figure V-5 montre la structure partielle des niveaux d'énergie de la raie D_1 du Cs ($F_e = 4$).

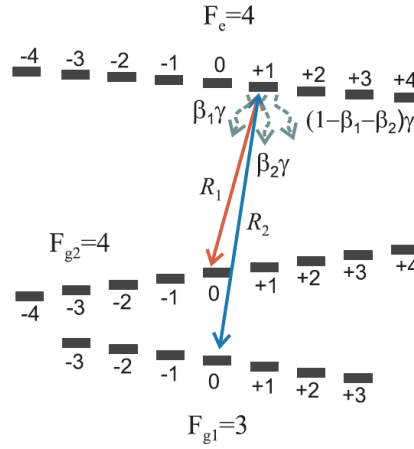


Figure V-5 : Représentation partielle des niveaux d'énergie de la raie D_1 du Cs (pas à l'échelle) Le champ magnétique est activé. Les nombres correspondent aux nombres quantiques m . Les flèches solides dénotent les transitions induites par la lumière σ^+ . Les autres flèches montrent les trois possibilités de décohérence spontanée avec les rapports de ramification correspondants β . $R_{1,2}$ sont les fréquences de Rabi pour les deux bras du système simple- Λ ouvert.

On a $\Psi = 5/24$ pour les deux transitions induites dans le schéma simple- Λ de la figure V-5. De plus, comme déjà considéré au-dessus, $I_1 = I_2 \equiv I$. L'intensité totale du champ lumineux est $I_t = 2I$ ($J_t = 2J$). L'expression (V.46) coïncide avec le rapport de ramification effectif pour une simple transition du schéma simple- Λ . Les rapports d'embranchement pour les deux transitions de ce schéma sont égaux $\beta_1 = \beta_2 = 5/24$. Les expressions (V.43) à (V.45) mènent à une loi de dépendance en racine carrée de l'amplitude de la résonance CPT d'intensité J telle que :

$$\tilde{A}_T = \frac{3\alpha\lambda^2 nL}{4x_0} \left(\sqrt{\frac{2}{1-\beta}} - 1 \right) \times \sqrt{\frac{\Psi\Gamma J_s}{2\pi(1-\beta)}} J_t \quad (V.47)$$

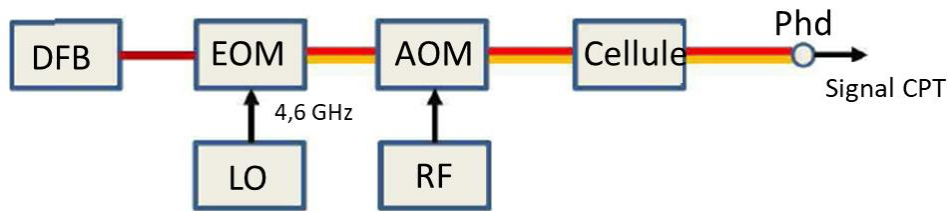


Figure V-6 : Dispositif expérimental pour la spectroscopie CPT en microcellule. DFB: Distributed Feedback laser, EOM: Modulateur électro-optique Mach-Zehnder. AOM: Modulateur Acousto-Optique. RF: Synthèse Radiofréquence. Phd : Photodiode. LO : Oscillateur Local.

V.1.3.2 Description du montage expérimental

Nous avons mis en place un montage expérimental pour faire de la spectroscopie CPT dans une cellule de Cs micro-fabriquée.

Le dispositif expérimental pour faire de la spectroscopie CPT est proche de celui décrit dans le chapitre III de ce manuscrit. Cependant, les atomes interagissent ici avec un

champ lumineux de polarisation circulaire. La lumière est transmise dans une cellule micro-fabriquée dont la technologie est décrite dans [115]. Le diamètre de la microcellule est de 2 mm et sa longueur est de 1,4 mm [225]. La cellule est remplie de vapeur de césium sans gaz tampon. La température de la cellule est stabilisée à 75°C. A partir des profils d'absorption linéaire, la densité atomique est estimée à environ $1,2 \cdot 10^{12}$ at.cm³. A cette température, l'absorption optique est mesurée à environ 40%, correspondant à une densité optique non négligeable. Le faisceau laser arrivant sur la cellule à un diamètre de 1,21 mm, mesuré en utilisant un beam profiler. Un champ magnétique de 10,4 G est appliqué dans le but de bien séparer les transitions Zeeman et isoler la transition 0-0. Durant l'expérience, la fréquence laser est connectée au niveau excité $F_e = 4$. La fréquence du synthétiseur de fréquence microonde est balayée sur quelques MHz pour détecter la résonance CPT dans le fond du spectre d'absorption du Cs. Une fois enregistrée, la résonance CPT est approximée par une fonction lorentzienne pour en extraire les caractéristiques principales (largeur à mi-hauteur et amplitude). De telles mesures ont été faites pour une large gamme d'intensité laser allant jusqu'à 60 mW/cm².

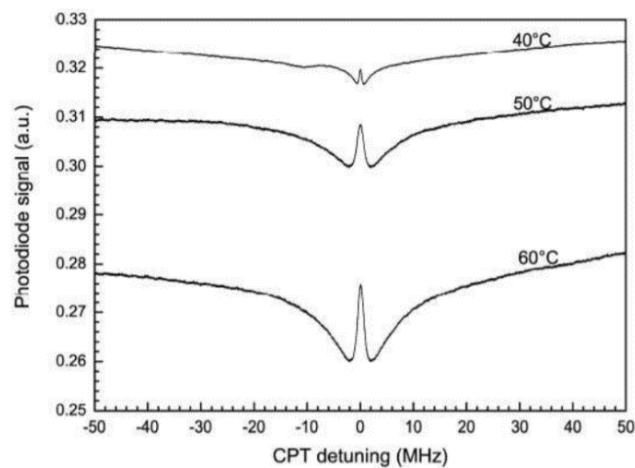


Figure V-7 : Signal CPT typique pour une microcellule de Cs sans gaz tampon. Courbes obtenue pour différentes température de la microcellule (40 °C, 50 °C, 60°C). Extrait de [10]

V.1.3.3 Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie

La figure V-7 présente un spectre CPT typique enregistré pour cette expérience.

La figure V-8 trace l'évolution de l'amplitude CPT en fonction de l'intensité laser, dans le cas d'un schéma de polarisation circulaire.

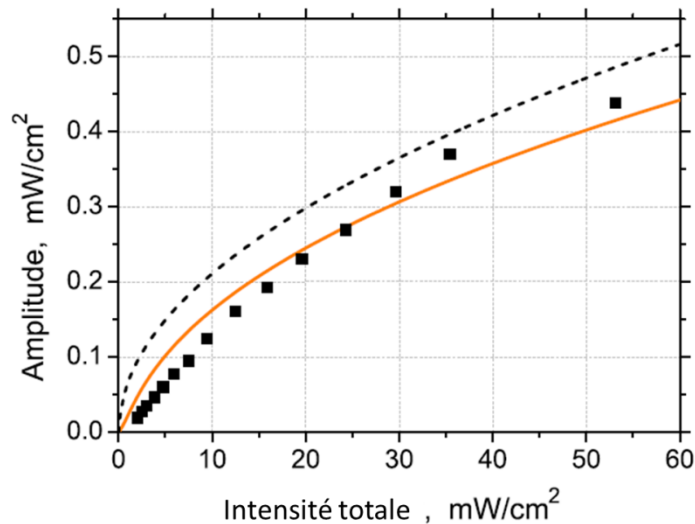


Figure V-8 : Amplitude de la résonance CPT en fonction de l'intensité laser totale J_t du champ laser. Comparaison entre les courbes théoriques et expérimentales (carrés noirs). La courbe solide orange est obtenue pour les calculs numériques basés sur les équations (V.26) et (V.10). La constante de relaxation du temps de vol est prise comme $\Gamma = 0,006\gamma$. La ligne en pointillé noire montre le résultat de l'expression analytique reportée dans (V.47).

Les résultats expérimentaux sont comparés avec les résultats théoriques extraits des résultats analytiques et des simulations numériques. Les calculs numériques sont en accord correct avec les données expérimentales. L'accord entre les formules analytiques et les données expérimentales est moins satisfaisant. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce désaccord. La première suggestion est que l'épaisseur optique du milieu n'est pas négligeable dans notre test expérimental. Le milieu ne peut être complètement considéré comme un milieu optiquement mince comme supposé dans la section théorique. La seconde suggestion et certainement la plus pertinente est que les calculs a priori de la valeur appropriée pour la constante de relaxation du temps de vol Γ sont difficiles. En effet, notre théorie repose sur les approches théoriques standard des constantes de relaxation, souvent utilisées pour obtenir des résultats analytiques [206], [207]. Cependant, strictement parlant, la validité de ces approches est plus grande pour des faisceaux lumineux avec un diamètre suffisamment grand et montrant un profil d'intensité rectangulaire. Dans ce dernier cas, la constante Γ peut être estimée sur la base d'expressions bien connues (voir [223]). Des résultats acceptables peuvent être aussi obtenus dans le cas d'un paramètre de saturation de temps de vol petit [220]. Aussi, il est bien connu que dans le cas général, l'approche des constantes de relaxation peut démontrer une divergence significative avec les observations expérimentales ou avec des calculs numériques précis prenant en compte l'effet du temps de transit pour une distribution d'intensité laser transverse réelle [215], [226]. Ce problème peut être réellement pertinent dans le cas où un faisceau gaussien de faible diamètre est utilisé, ce qui est le cas dans notre expérience. Notre situation est même encore plus compliquée en raison de l'utilisation d'une cellule miniature, ne nous permettant pas d'utiliser un faisceau laser de fort diamètre. Dans ces conditions, la supposition prise en compte dans la partie théorique stipulant que l'élargissement lumineux est la contribution dominante peut être faussée, dû à l'interaction avec un faisceau de largeur finie. Cette réalité explique pourquoi la divergence relative entre la courbe pointillée et les carrés noirs de la figure V-8 est plus importante à faible intensité laser qu'à haute intensité. Néanmoins, on considère que l'accord entre la théorie et les données expérimentales est correct. Ainsi l'expression analytique (V.47) peut être utilisée pour estimer l'amplitude de la résonance CPT en

pratique. On suppose qu'un meilleur accord entre la théorie et les données expérimentales peut être obtenu en utilisant un faisceau laser avec un grand diamètre et une cellule de vapeur de taille centimétrique. Dans ce cas, Γ pourrait être estimé a priori comme décrit dans [223].

V.1.3.4 Conclusions de cette étude

Nous avons reporté une étude théorique et expérimentale sur les propriétés (largeur et amplitude) de résonances CPT détectées en cellule à vapeur de césium, sans gaz tampon, utilisant des schémas simple- Λ ou double- Λ . Les résultats théoriques ont été démontrés pour des configurations de schémas ouverts ou fermés. Dans le cas d'un schéma simple- Λ ouvert, la dépendance de l'amplitude de la résonance CPT en fonction de l'intensité laser a été dérivée et présentée dans une forme compacte et claire pour la première fois. Un intérêt majeur des expressions analytiques reportées est d'être valide dans une large gamme d'intensité laser. Les expressions analytiques montrent un bon accord avec les solutions numériques exactes jusqu'à ce que l'élargissement lumineux devienne dominant en regard des autres mécanismes d'élargissement et tant que la vapeur atomique peut être considérée comme optiquement fine. Des résultats expérimentaux obtenus sur une microcellule à vapeur de césium ont été reportés. Ces derniers sont en accord correct avec les calculs numériques exacts et en accord un peu moins satisfaisant avec les expressions analytiques. Un meilleur accord devrait être obtenu en utilisant un faisceau de plus grand diamètre et une cellule de plus grandes dimensions.

V.2 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule à vapeur alcaline : vers une référence de fréquence optique à cellule miniature ?

V.2.1 Introduction

La spectroscopie sub-Doppler [144], [227], en cellule est une approche élégante pour sonder avec précision les raies spectrales de résonances atomiques ou moléculaires. Cette technique, démontrée par le biais de différentes méthodes incluant l'absorption saturée [228], la spectroscopie par polarisation [229], les techniques de réflexion sélective [230], [231], ou des techniques de spectroscopie à deux-photons [232], [233], est de grand intérêt pour le développement de références de fréquence optiques à cellule ultra-stables. Ces méthodes permettent la stabilisation de fréquence de sources laser à des niveaux de stabilité de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-11} à une seconde d'intégration [109], [132].

Basées sur une physique et des technologies similaires, les lasers stabilisés en fréquence sur des raies moléculaires telles que I_2 , CH_4 ou C_2H_2 où OsO_4 connaissent un fort succès pour la production de standards de fréquence optiques [234], [235], incluant leur déploiement dans des missions spatiales [236], [237], les communications optiques [238], [239], l'interférométrie laser multi-longueur d'onde [240], [241], des étalons de longueurs [242] ou des synthétiseurs de fréquence compacts fibrés [243]. Les meilleures références de fréquence optiques sur l'iode, exploitant des configurations à passage multiple et des cavités résonantes pour une absorption accrue, démontrent des performances de stabilité de fréquence relative remarquables dans la gamme de quelques 10^{-15} et 10^{-14} à 1 à 10^4 s. Une approche alternative consiste au développement de références de fréquence optiques basées sur la transition deux-photons $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ de l'atome de rubidium [244], [245]. Récemment, une référence de fréquence de ce type a démontré des performances de l'ordre

de $4 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 10^4 s, soit des performances comparables aux meilleurs horloges atomiques microondes à cellule actuelles [246], telles que celle décrite dans ce manuscrit de thèse.

Malgré la démonstration d'excellentes performances de stabilité, ces références de fréquence optiques reposent généralement sur des cellules à vapeur alcaline de dimensions centimétriques et des bancs optiques de dimensions importantes, rendant leur intégration dans des systèmes embarqués et portables non triviale. Au cours des quinze dernières années, les progrès des techniques de microfabrication ont rendu possible la production de microcellules à vapeur alcaline, dont les étapes de fabrication sont compatibles avec les techniques de production de masse en salle blanche. Ces microcellules, combinées aux diodes laser à semi-conducteur sur puce, ont permis le développement de micro-horloges atomiques [225], [247], [248], [249], de micro-magnétomètres [250], [251], ou gradiomètres magnétiques [252]. Ces instruments portables trouvent des applications majeures dans une multitude d'applications telles que les communications numériques sécurisées, les systèmes de navigation, la défense ou la médecine.

Plus récemment, des efforts significatifs ont été poursuivis dans différents groupes visant à explorer les propriétés de telles microcellules pour des expériences de spectroscopie sub-Doppler afin de proposer le développement de références de fréquence optiques miniatures. La spectroscopie par absorption saturée (SAS) a été investiguée de manière préliminaire dans une microcellule Rb dans [253], démontrant la détection de résonances sub-Doppler par le biais d'un dispositif expérimental très réduit. Dans [254], [255], des diodes laser VCSEL ont été stabilisées en fréquence sur des creux d'absorption élargis par effet Doppler en microcellule, démontrant des stabilités de fréquence de l'ordre de 10^{-9} de 1 à 1000 s. Dans [256], la sortie d'un laser miniature à effet Brillouin stimulé a été stabilisé sur des atomes de Rb dans une microcellule, démontrant une stabilité relative de fréquence de 10^{-11} jusque 1000 s. Dans [257], un système photonique intégré sur puce exploitant un guide en nitrure de silicium (Si_3N_4) et une structure à base de réseaux de diffraction a permis la stabilisation d'une diode laser DBR au niveau de 10^{-11} en déviation d'Allan de 1 à 10^4 s. D'autres approches ont été proposées à l'aide de fibres à cœur creux [258], [259], ou de nanofibres [260] pour des mesures de spectroscopie de haute précision. Dans [261], la spectroscopie 2-photon à 778 nm $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ de l'atome de rubidium a été mise en application pour la stabilisation de fréquence laser sur une microcellule Rb, démontrant des performances remarquables au niveau de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque presque 1000 s.

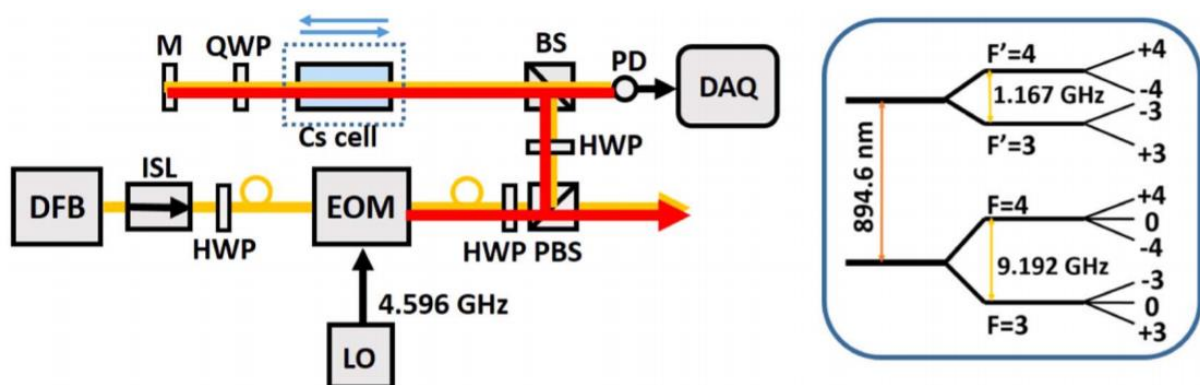


Figure V-9 : Setup de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Extrait de [212].

Au début de ma thèse a été mis en place un dispositif d'absorption saturée bi-fréquence dans lequel les deux champs laser contre-propageants dans la cellule sont constitués de deux fréquences optiques séparées de la fréquence de transition hyperfine (9.192 GHz pour le césium) (voir figure V-9).

Il a été alors découvert, sous conditions de faisceaux contrepropageants avec polarisations linéaires mutuellement orthogonales, la possibilité d'observer un renversement significatif du pic d'absorption saturée et une augmentation significative de l'absorption du pic sub-Doppler avec augmentation de la puissance laser. L'étude de ce phénomène a été investiguée en profondeur [212], expérimentalement et théoriquement grâce aux soutiens de D. Brazhnikov (ILP, Novossibirsk) et E. de Clercq (SYRTE). Cette étude a mis en évidence la contribution de plusieurs phénomènes physiques incluant l'existence d'états noirs hyperfins, d'états noirs Zeeman entre deux sous-niveaux Zeeman du même état hyperfin et des effets de pompage optique. Comparativement à la méthode conventionnelle d'absorption saturée, cette technique a permis une amélioration d'un facteur 10 de la stabilité de fréquence d'une diode laser DFB, contribuant à améliorer les performances de stabilité de fréquence court terme de l'horloge atomique CPT à césium présentée dans ce manuscrit.

Cependant, dans nos études précédentes, l'analyse théorique de l'interaction atome-lumière dans cette configuration de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence fut étudiée par un système atomique simplifié à 3 niveaux d'énergie (simple- Λ). Ce modèle permettait une compréhension qualitative des résonances observées mais ne pouvait produire une approche quantitative des phénomènes mis en jeu. Ce modèle ne prenait en compte que quelques effets optiques non-linéaires mais jamais tous simultanément comme cela est pourtant le cas en réalité. De plus, toutes les études expérimentales menées au cours de la thèse de M. Abdel Hafiz furent réalisées avec des cellules conventionnelles de dimensions centimétriques. Or, le modèle développé dans [212], prédit l'observation dans le cas spécifique de microcellules d'oscillations spatiales de l'amplitude des résonances sub-Doppler induites par la contribution de phénomènes d'interférences entre états noirs hyperfins.

Ainsi, dans ce chapitre, basé sur [201], dont les raisonnements et les figures en sont extraits, nous examinons pour la première fois, théoriquement et expérimentalement, l'application de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence dans une microcellule à vapeur de Cs. Au-delà de l'aspect théorique de l'étude, nous pensons que cette approche pourrait avoir un intérêt significatif pour le développement de références de fréquence optiques miniatures de haute performance. Avec la contribution théorique significative de Denis Brazhnikov, nous reportons un modèle théorique étendu et général, considérant ici la structure énergétique réelle complète de l'atome, avec l'ensemble des sous-niveaux Zeeman, et la contribution de mécanismes physiques et processus de relaxation divers. Ce nouveau modèle, à l'opposé du modèle simplifié proposé dans [212], permet de décrire quantitativement la contribution des processus physiques respectivement impliqués et par conséquent les propriétés (largeur et hauteur) des résonances sub-Doppler avec l'évolution des paramètres expérimentaux principaux. Des caractéristiques de réponse spécifiques, intrinsèquement liés à l'utilisation d'une microcellule et prévus par les calculs théoriques, telle que des phénomènes d'oscillations spatiales de l'amplitude de la résonance, sont expérimentalement démontrées pour la première fois. L'impact de paramètres expérimentaux clés comme l'intensité laser ou la température de cellule sur les propriétés des résonances sub-Doppler est étudié expérimentalement et trouvé en accord correct avec le modèle théorique. Le rapport

amplitude/largeur de la résonance sub-Doppler détectée dans la microcellule révèle être environ un ordre de grandeur plus grande dans le régime bi-fréquence, en comparaison avec le régime mono-fréquence habituel. Ces caractéristiques de résonances à fort contraste pourraient être appliquées pour le développement d'une référence de fréquence optique miniaturisée ultra-stable. La sous-section V.2.2 décrit le modèle théorique de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. La section V.2.3 reporte les résultats expérimentaux et comparaisons avec le modèle théorique. La sous-section V.2.4 reporte des résultats préliminaires mais très encourageants de stabilité de fréquence de laser asservi par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule césium. Une stabilité relative de fréquence court terme de $2 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusque quelques dizaines de secondes, pour un battement entre deux lasers, est démontrée.

V.2.2 Théorie

V.2.2.1 Définition du problème

Nous considérons une cellule à vapeur alcaline sans gaz tampon placée dans le champ de deux rayons laser se propageant dans des directions opposées le long de l'axe de quantification z (voir le schéma V-10).

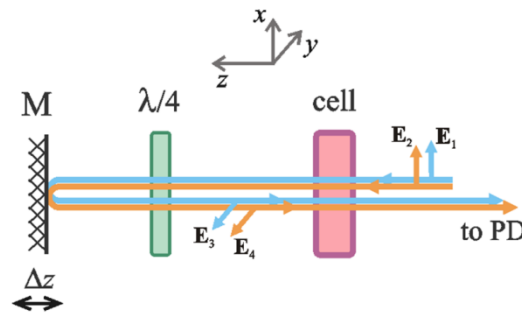


Figure V-10 : Croquis de la configuration optique proposée : M : miroir mobile, $\lambda/4$: lame quart d'onde, PD : photodétecteur.

Chacun des rayons consiste en deux ondes planes monochromatiques :

$$\mathbf{E}(z, t) = [E_1 \xi_1 e^{ik_1 z} + E_3 \xi_3 e^{-i(k_1 z + \phi_1)}] e^{-i\omega_1 t} + [E_2 \xi_2 e^{ik_2 z} + E_4 \xi_4 e^{-i(k_2 z + \phi_2)}] e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (\text{V.48})$$

avec E_i les amplitudes réelles des ondes, ϕ_1 et ϕ_2 les phases de deux ondes réfléchies, ξ_i les vecteurs unitaires de polarisation des ondes lumineuses, $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c$ le vecteur d'onde pour les ondes lumineuses de pulsation optique angulaire $\omega_{1,2}$ avec « c.c. » représentant les termes conjugués complexes. Il est aussi fixé que toutes les ondes lumineuses ont des polarisations linéaires de telle sorte que les composantes \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 soient polarisés le long de l'axe x , tandis que les polarisations des deux autres ondes (\mathbf{E}_3 et \mathbf{E}_4) sont orientées selon un angle α de l'axe x . En représentation sphérique, nous pouvons écrire [224] :

$$\xi_{1,2} = (\mathbf{e}_{-1} - \mathbf{e}_{+1})/\sqrt{2} \quad (\text{V.49})$$

$$\xi_{3,4} = (e^{i\alpha} \mathbf{e}_{-1} - e^{-i\alpha} \mathbf{e}_{+1})/\sqrt{2} \quad (\text{V.50})$$

où les vecteurs complexes $\mathbf{e}_{\pm 1}$ sont les vecteurs de base sphériques responsables des transitions dipolaire optique σ_+ et σ_- de l'atome.

Les ondes lumineuses polarisées induisent les transitions dipolaires électriques atomiques montrées dans la figure V-11.

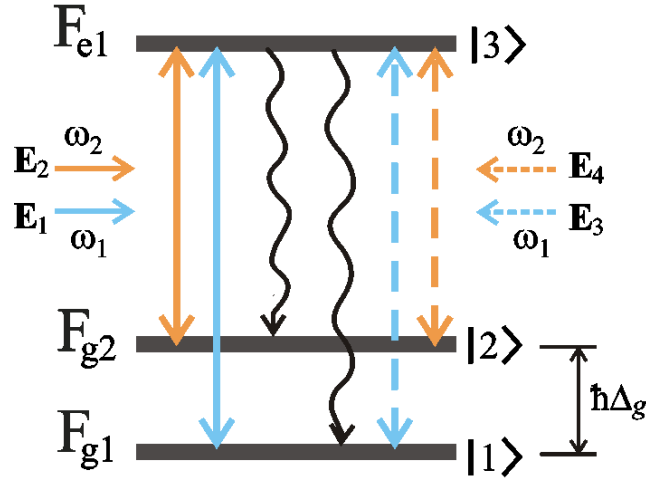


Figure V-11: Niveaux d'énergie pertinents d'un atome, où $F_{g1,g2,e1}$ sont les moments angulaires totaux des états fondamentaux et excités, respectivement. Les flèches solides dénotent les transitions optiques induites par les ondes se propageant le long de l'axe z , tandis que les flèches pointillées sont pour les ondes contre-propageantes. Les flèches qui ondulent représentent la relaxation par émission spontanée. $h\Delta_g$ correspond à l'écart énergétique hyperfin du niveau fondamental. Le cas décrit ici correspond à des atomes au repos, sous un désaccord Raman nul (δ_R) et un désaccord en fréquence optique (δ) nul.

Pour simplification, la figure V-11 ne reflète pas la dégénérescence des niveaux d'énergie en sous-niveaux magnétiques Zeeman, avec des nombres quantiques $m_a = -F_a, -F_a + 1, \dots$ (F_a est le moment angulaire total du niveau hyperfin « a » avec $a = g_1, g_2$ ou e_1). Cette interaction entre atomes et champ lumineux mène à des effets optiques non-linéaires divers, tels que la redistribution de population des niveaux énergétiques en raison du pompage optique, des phénomènes de saturation de transition optique, la création et la destruction de cohérences Zeeman basse fréquence entre sous-niveaux Zeeman magnétiques, des phénomènes de transfert d'anisotropie spontané de l'état excité à l'état fondamental, etc. De plus, un atome, en mouvement, expérimente un champ lumineux à quatre fréquences en raison de la configuration du champ lumineux considérée et de l'effet Doppler linéaire. Ce champ induit diverses harmoniques spatiales de la polarisation de l'atome. Tous les processus et caractéristiques mentionnés ci-dessus doivent être pris en compte pour estimer de manière adéquate les caractéristiques des signaux spectroscopiques observés dans les expériences. La relaxation par temps-de-vol induite par la taille finie et réduite des rayons lumineux est aussi considérée.

L'analyse théorique est basée sur le formalisme standard de la matrice densité pour un atome seul se déplaçant dans le gaz. Les interactions entre atomes (gaz à basse pression) n'affectent pas significativement le signal et sont omises. L'équation cinétique pour la matrice densité atomique $\hat{\rho}$ présente la forme de Lindblad (voir [219]) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\nabla_z\right)\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[(\hat{V} + \hat{H}_0), \hat{\rho}] + \mathfrak{R}\{\hat{\rho}\} \quad (\text{V.51})$$

Avec $\nabla_z = \partial/\partial z$ la projection de la vitesse de l'atome sur l'axe z . L'opérateur $\widehat{V} = \widehat{V}_E + \widehat{V}_B$ décrit l'interaction entre les atomes et les ondes lumineuses (E) et les atomes et le champ magnétique statique (B) dans l'approximation d'un dipôle électrique. \widehat{H}_0 est la partie de l'Hamiltonien total pour un atome libre.

La terme $\widehat{\mathcal{R}}\{\widehat{\rho}\}$ décrit différents processus de relaxation, incluant l'émission spontanée décrite par la constante γ et la relaxation induite par le temps de transit décrite par le taux de relaxation Γ ($\approx v/\tau$ avec v la vitesse thermique moyenne d'un atome dans la cellule et τ le temps de vol moyen d'un atome à travers le faisceau laser). Par introduction de cette constante, on peut omettre les termes ∇_x et ∇_y dans (V.51). Cette approche correspond à des faisceaux laser présentant une section efficace d'intensité de forme « rectangulaire ». Cependant, cette approche demeure acceptable et est largement utilisée dans le cas de l'utilisation de faisceaux laser à profil gaussien, sous condition d'un choix judicieux de la valeur de Γ . L'effet de recul n'est pas pertinent pour notre étude et est donc négligé. Pour la commodité, nous mettons toutes les expressions explicites des opérateurs inclus dans (V.51) dans l'annexe.

La matrice densité peut être représentée en série de neuf blocs matriciels telle que :

$$\widehat{\rho} = \sum_F \widehat{\rho}_{ab}(z, t) |F_a\rangle\langle F_b| \quad a, b = g_1, g_2, e_1 \quad (\text{V.52})$$

où les brackets angulaires signifient les vecteurs bra- et ket- de Dirac. Les blocs diagonaux $\widehat{\rho}_{aa}$ impliquent les populations de sous-niveau magnétiques d'un niveau unique F_a et la superposition cohérente de ces sous-niveaux (cohérence Zeeman). $\widehat{\rho}_{g_1e_1}, \widehat{\rho}_{g_2e_1}$ et les matrices Hermitienne conjuguées $\widehat{\rho}_{e_1g_1} = \widehat{\rho}_{g_1e_1}^\dagger, \widehat{\rho}_{e_1g_2} = \widehat{\rho}_{g_2e_1}^\dagger$ sont les cohérences optiques puisqu'elles oscillent dans le temps à des fréquences optiques. Finalement, $\widehat{\rho}_{g_1g_2}$ et $\widehat{\rho}_{g_2g_1} = \widehat{\rho}_{g_1g_2}^\dagger$ sont appelées cohérences hyperfines (hf) puisqu'elles oscillent, elles, à des fréquences proches de Δ_g (voir la figure V-11).

La configuration du champ lumineux proposée conduit à une polarisation de l'atome présentant une dépendance complexe suivant z . Autrement dit, les blocs matriciels $\widehat{\rho}_{ab}(z, t)$ peuvent être étendus en séries d'harmoniques spatiales diverses. Suivant le travail présenté dans [212], nous considérons seulement les harmoniques spatiales les plus basses. Avec l'approximation des ondes tournantes, on obtient les séries :

$$\widehat{\rho}_{aa}(z) \approx \widehat{\rho}_{aa}^{(0)} + \widehat{\rho}_{aa}^{(+)} e^{2ik_{12}z} + \widehat{\rho}_{aa}^{(-)} e^{-2ik_{12}z} \quad (\text{V.53})$$

$$\widehat{\rho}_{g_1g_2}(z, t) \approx e^{i\delta_{12}t} (\widehat{\rho}_{g_1g_2}^{(+)} e^{ik_{12}z} + \widehat{\rho}_{g_1g_2}^{(-)} e^{-ik_{12}z}) \quad (\text{V.54})$$

$$\widehat{\rho}_{g_2g_1}(z, t) \approx e^{-i\delta_{12}t} (\widehat{\rho}_{g_2g_1}^{(+)} e^{ik_{12}z} + \widehat{\rho}_{g_2g_1}^{(-)} e^{-ik_{12}z}) \quad (\text{V.55})$$

où de nouveau $a = g_1, g_2$ ou $e_1, k_{12} = k_1 - k_2$ et $\delta_{12} = \omega_1 - \omega_2$. En prenant en compte que les expressions (V.54) et (V.55) doivent être Hermitien conjugués l'un à l'autre, nous en venons aux propriétés évidentes : $\widehat{\rho}_{g_2g_1}^{(+)\dagger} = \widehat{\rho}_{g_1g_2}^{(-)}$ et $\widehat{\rho}_{g_2g_1}^{(-)\dagger} = \widehat{\rho}_{g_1g_2}^{(+)}$. Pour information, nous rapportons les expansions en séries pour les cohérences optiques dans la section d'Annexe 4. Les extensions en séries (V.53-55) et (A.30) et (A.31) dans l'annexe permettent de considérer tous les effets optiques pertinents pour l'étude présente. Notons que, à proprement parler, ces expressions approximatives sont valables seulement pour des niveaux d'intensité laser faibles.

Beaucoup des oscillations spatiales rapides pouvant être induites par l'action simultanée des ondes contre-propageantes comme, par exemple, $e^{\pm ik_1 z \pm ik_2 z}$, $e^{\pm 2ik_1 z}$, $e^{\pm 2ik_2 z}$ et d'autres sont omises dans notre analyse pour simplification. Souvent, de telles oscillations rapides peuvent avoir une influence notable sur les signaux spectroscopiques, même pour des intensités modérées de champs lumineux de quelques mW/cm^2 (pour des transitions dipolaires atomiques). L'influence des harmoniques spatiales d'ordre élevé sur des résonances d'absorption saturée a été présentée dans plusieurs travaux [227], [262]. On sait que cette influence peut détruire quelques effets optiques non-linéaires bien observés en condition de champs faible [263]. Dans notre étude expérimentale, on utilise des intensités modérées voire élevées allant jusque 500 mW/cm^2 . Considérer les harmoniques spatiales élevées compliquerait cependant de manière significative notre analyse qualitative et plus particulièrement les calculs numériques. Toutefois, comme il sera vu dans la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux, les expansions de série des expressions (V.53-55) sont acceptables pour obtenir un accord satisfaisant entre théorie et expérience.

De (V.53), il est induit que nous ne considérons pas l'évolution temporelle des populations des sous-niveaux, tous les processus transitoires étant considérés complétés. En d'autres termes, on considère une approximation stationnaire de l'interaction atome-lumière. Une autre approximation est que nous négligeons l'interaction atome-champ avec le second niveau hyperfin de l'état excité F_{e2} (non montré dans la figure V-11) de la raie D_1 du Cs. Cependant, pour la raie D_1 de l'atome de Cs, l'écart énergétique entre les deux niveaux excités est assez grande ($\Delta_e \approx 2\pi \times 1.17 \text{ GHz}$), comparé à la largeur de raie Doppler typique ($FWHM_{Doppler} \approx 2\pi \times 370 \text{ MHz}$) pour valider cette simplification.

La variation d'intensité du champ lumineux due au phénomène d'absorption dans la cellule peut être écrit formellement à partir de la loi de Beer-Lambert :

$$I_t(z) = I_{0t} e^{-OD} \quad (\text{V.56})$$

où I_{0t} est l'intensité totale avant la cellule et OD est la densité optique du milieu tel que :

$$OD = - \int_{z_c}^{z_c+L} \chi(z) dz \quad (\text{V.57})$$

avec χ le coefficient d'absorption pour le champ lumineux total dans la cellule et z_c la position de la face avant de la cellule le long de l'axe z .

À proprement parler, le coefficient d'absorption dépend de beaucoup de paramètres comme le désaccord de fréquence optique δ , le désaccord Raman δ_R , la position z dans la cellule et la position de la cellule z_c , l'angle de polarisation α , et les intensités de toutes les ondes lumineuses $I_{1,2,3,4}(z)$ qui sont aussi fonctions de z . En plus χ dépend des phases ϕ_1 et ϕ_2 des ondes de réfléchies. Cependant, il peut démontrer que χ dépend seulement de la différence de ces phases $\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$.

Au lieu de considérer la dépendance réelle $\chi = f(z)$ et de résoudre le système compliqué d'équations de Maxwell-Bloch, nous utilisons à la place de (V.57) une expression approximative appropriée expliquée selon les suppositions suivantes. D'abord, on considère la vapeur alcaline optiquement mince, soit $OD \ll 1$. Dans la section expérimentale, la valeur de OD peut être contrôlée en ajustant la température de cellule. Deuxièmement, le coefficient χ est déterminé par la population totale de l'état excité de l'atome $Tr[\hat{\rho}_{e1e1}]$ moyenné sur la distribution maxwellienne des vitesses. Suivant (V.53), la population subit des variations spatiales en raison d'effets d'interférences non-linéaires. Ainsi, χ devrait refléter les mêmes

oscillations. Cependant, la longueur de la cellule L est considérée beaucoup plus petite que la longueur d'onde périodique de ces oscillations Λ_z , telle que :

$$\Lambda_z = \pi/k_{12} = \pi c/\Delta_g \approx 16,3 \text{ mm} \quad I \gg L \approx 1,4 \text{ mm} \quad (\text{V.58})$$

Ainsi, en considérant une densité optique faible, l'intensité lumineuse enregistrée par le photo-détecteur peut être écrite comme :

$$I_t \approx \eta I_0 e^{-\chi(z_c)L} \approx \eta I_0 (1 - \chi(z_c)L) \quad (\text{V.59})$$

où η implique les pertes d'intensité possibles sur les éléments optiques. Le coefficient d'absorption peut être étendu en deux parties :

$$\chi \propto W_e = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Tr}[\hat{\rho}_{e_1e_1}(z_c, v)] e^{-v^2/v_0^2} dv = W_0(\delta, \alpha, I_{1-4}) + W_z(\delta, \alpha, \phi_{12}, I_{1-4}, z_c) \quad (\text{V.60})$$

avec

$$W_0 = \left\langle \text{Tr}[\hat{\rho}_{e_1e_1}^{(0)}] \right\rangle_v \quad (\text{V.61})$$

et

$$W_z(z) = \frac{2 \sin Lk_{12}}{Lk_{12}} \times \left\langle \text{Re}\{\text{Tr}[\hat{\rho}_{e_1e_1}^{(+)}] e^{ik_{12}(2z_c+L)}\} \right\rangle_v \quad (\text{V.62})$$

La vitesse v_0 dans (V.60) est la vitesse thermique la plus probable d'un atome dans le gaz. Les brackets $\langle \dots \rangle_v$ représentent la pondération sur la distribution maxwellienne des vitesses.

Dans la spectroscopie par absorption saturée, le champ lumineux transmis à travers une cellule de vapeur est habituellement mesuré en fonction de la fréquence optique. Dans notre cas, cela est équivalent à balayer I_t sur $\delta = \omega_0 - (\omega_{e_1g_1} + \omega_{e_1g_2})/2$, qui est le désaccord en fréquence optique de la porteuse laser de pulsation $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ par rapport à la fréquence milieu des deux transitions optiques $F_{g_1} \rightarrow F_{e_1}$ et $F_{g_2} \rightarrow F_{e_1}$ (voir la figure V-11). Tant que W_e détermine tous les effets optiques non-linéaires observés dans I_t , nous analyserons séparément $W_0(\delta)$ et $W_z(\delta)$ pour des conditions physiques différentes. Notons juste que diviser l'expression (V.60) en deux parties à une certaine signification physique : le deuxième terme W_z est seulement responsable des effets causés par les cohérences hyperfines, tandis que le premier terme W_0 reflète tous les autres effets incluant le pompage optique, la saturation de transition optique et le piégeage cohérent de population dans un niveau F_{g_2} seul. Cet effet CPT est appelé Zeeman-CPT puisqu'il implique les sous-niveaux Zeeman (F_{g_2}) d'un même niveau hyperfin F . Notons que, tant que $F_{g_1} \rightarrow F_{e_1}$ n'est pas une transition induisant une résonance "noire" [220], aucun phénomène CPT ne se produit dans le niveau F_{g_1} .

V.2.2.2 Oscillations spatiales de l'amplitude de la résonance non-linéaire : approche qualitative

Les oscillations spatiales décrites dans (V.53) jouent un rôle important pour notre étude. Une attention supplémentaire leur est ainsi apportée dans cette sous-section. L'origine de ces oscillations peut être facilement comprise sur la base d'un schéma simple- Λ des niveaux d'énergie atomique, considéré ici brièvement dans la suite.

Pour commodité, on introduit de nouvelles notations : $|F_{g1}\rangle = |1\rangle$, $|F_{g2}\rangle = |2\rangle$, $|F_{e1}\rangle = |3\rangle$, (voir la figure V-11). Pour simplification, on considère que l'intensité des ondes contre-propageantes sont égales, soit $I_1 = I_2$ et $I_3 = I_4$. On considère l'état fondamental non dégénéré de telle sorte que l'énergie des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ est différente.

En raison de l'Effet Doppler linéaire, les deux ondes lumineuses E_1 et E_2 interagissent avec un groupe d'atomes résonant de vitesse $v = \delta/k$ (dans cette expression, la différence entre k_1 et k_2 n'est pas pertinente et peut être négligée). Si la condition de non-résonance $\delta \gg \Delta_{res}$ est satisfaite (avec Δ_{res} la largeur à mi-hauteur de la résonance d'absorption saturée), le groupe résonant d'atomes ne subit pas l'influence significative des deux autres ondes lumineuses E_3 et E_4 . Ainsi, avec un désaccord Raman nul, c'est-à-dire $\delta_R = \omega_1 - \omega_2 - \Delta_g = 0$, et les composantes du champ lumineux E_1 et E_2 étant mutuellement cohérentes, les atomes peuvent être pompés dans « un état noir » [18], [212] :

$$|NC_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - e^{ik_{12}z}|2\rangle) \quad (V.63)$$

La phase spatiale $e^{ik_{12}z}$ vient des différentes phases de propagation des deux ondes $E_1 \propto e^{ik_1z}$ et $E_2 \propto e^{ik_2z}$. L'existence de cet état noir mène à un faible niveau d'absorption du champ lumineux dans le milieu en raison du phénomène CPT. En même temps, les ondes E_3 et E_4 pompent les atomes avec $v' \approx -\delta/k$ dans un autre état non-couplé :

$$|NC_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - e^{i(k_{12}z + \phi_{12} + 2\alpha)}|2\rangle) \quad (V.64)$$

Les ondes E_3 et E_4 sont faiblement absorbées dans la cellule en raison du phénomène CPT pour le groupe résonant de vitesse d'atomes v' .

Considérons maintenant le régime à résonance $\delta \leq \Delta_{res}$. Dans ce cas, toutes les ondes lumineuses $E_{1,2,3,4}$ interagissent avec les mêmes atomes menant à une sorte de « compétition » des états (V.63) et (V.64). Le résultat de cette compétition dépend de plusieurs facteurs et mène à l'observation d'une augmentation ou diminution de l'absorption des champ lumineux au centre du profil de résonance. La réduction d'absorption par la vapeur (transmission accrue), c'est-à-dire le pic de transparence SAR habituel, a lieu quand les deux états noirs sont « parallèles » :

$$\langle NC_1 | NC_2 \rangle = 1 \quad (V.65)$$

Comme vu dans (V.63) et (V.64), ceci se produit quand :

$$k_{12}z + \alpha + \frac{\phi_{12}}{2} = \pi n \quad (V.66)$$

« Le parallélisme » des états noirs signifie que les deux états sont des états noirs pour le champ lumineux total. À l'opposé, si les deux états noirs sont orthogonaux, soit :

$$\langle NC_1 | NC_2 \rangle = 0 \quad (V.67)$$

aucune réduction d'absorption n'est causée par le phénomène CPT. Le milieu diffuse alors intensivement des photons du champ lumineux résonant menant à une augmentation significative de l'absorption (ou réduction de la transmission) de la cellule. Ce comportement arrive quand :

$$k_{12}z + \alpha + \frac{\phi_{12}}{2} = \frac{\pi}{2}(1 + 2n) \quad (V.68)$$

En particulier, si la configuration de polarisation des ondes est fixée ($\alpha = \pi/2$) ainsi que la phase relative ϕ_{12} , l'observation d'augmentation ou de réduction de l'absorption de la cellule dépendra de la position de la cellule le long de l'axe z . Pour illustrer ceci, nous avons dessiné la figure V-12 où les nœuds et les ventres de la fluorescence induite dépendent de la position de la cellule. Pour vérifier cet effet dans des expériences d'une façon plus commode, la position de la cellule peut être fixée à $z = z_c$ tandis que la position du miroir est changée. Cette approche est équivalente à changer la phase ϕ_{12} . Les oscillations spatiales discutées ici sont attribuées aux états CPT hyperfins par contraste avec les états Zeeman-CPT qui ne dépendent pas de la phase ϕ_{12} .

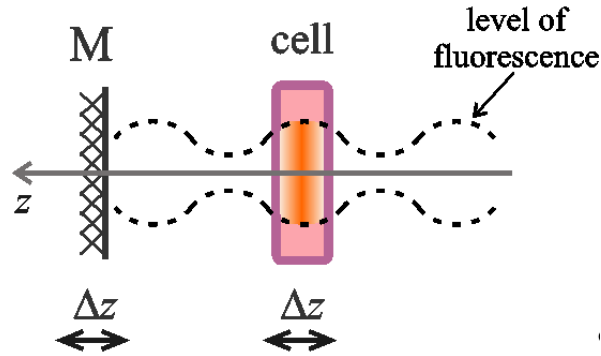


Figure V-12 : Schéma représentant les oscillations spatiales de diffusion de la lumière lorsque le miroir ou la cellule de vapeur change de position.

Essayons de comprendre en quelques lignes l'influence des états noirs Zeeman-CPT. Une transition optique dipolaire entre deux niveaux d'énergie dégénérés $F_g = F \rightarrow F_e = F$ peut être réduite à un schéma- Λ pour une étude qualitative. Dans la section expérimentale, nous considérons l'état excité $F_e = 4$ de la raie D_1 de l'atome de césium. On prend ici deux sous-niveaux de l'état fondamental du même niveau hyperfin. Ces niveaux sont excités par des ondes lumineuses présentant des vecteurs d'onde de valeurs absolues égales. Ces conditions mènent aux états noirs suivants :

$$|NC_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |2\rangle) \quad (V.69)$$

$$|NC_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - e^{-2i\alpha}|2\rangle) \quad (V.70)$$

Dans ce cas, nous conservons la possibilité d'introduire l'angle α entre polarisations linéaires des ondes contre-propageantes. De manière similaire à l'analyse qualitative fournie précédemment, les deux états noirs décrits en (V.69) et (V.70) peuvent être parallèles ou orthogonaux, en fonction de l'angle α . En d'autres termes, cet angle α permet de contrôler l'importance de l'absorption du champ lumineux lorsque les deux ondes contrepropagandes agissent sur le même groupe d'atomes, conduisant ainsi en fonction de l'angle α à une augmentation (pic sub-Doppler renversé) ou réduction (absorption saturée classique) de l'absorption du milieu. Cependant, dans le cas présent, la résonance ne dépend pas de la position de la cellule ou du miroir. La raison physique menant à l'observation d'une augmentation de l'absorption dans le cas d'états noirs Zeeman-CPT sera abordée par la suite.

Nous avons montré que les phénomènes Zeeman-CPT ou CPT hyperfin peuvent tous deux conduire à une augmentation de l'absorption du milieu. Une motivation évidente

est donc de comprendre les conditions permettant de combiner constructivement la contribution de ces effets respectifs pour assurer la détection d'un pic d'absorption sub-Doppler de fort contraste. L'analyse de ce phénomène par un schéma simple- Λ ne peut conduire à répondre quantitativement à cette question. Par conséquent, un modèle théorique complet, prenant en compte l'intégralité des sous niveaux Zeeman de la structure énergétique de l'atome, a été développé pour discriminer les contributions respectives des états noirs Zeeman-CPT et des états hyperfins CPT. Cette étude est menée dans la suite.

Notons que l'analyse et les effets présentés dans cette sous-section ont beaucoup en commun avec ceux discutés dans [264], [152]. Cependant, les travaux étudiés précédemment visaient à étudier des résonances de largeur sub-naturelles, induites par des phénomènes de transparence électromagnétiquement induite (EIT) ou absorption électromagnétiquement induite (EIA), observées en balayant le désaccord Raman. Dans notre cas, nous nous concentrons sur des résonances atomiques de largeur naturelle.

Pour comparer les résultats théoriques et expérimentaux il est judicieux de traiter des quantités normalisées. En particulier, nous nous concentrerons en particulier sur la hauteur A de la résonance par absorption saturée, normalisée par la hauteur A_D du profil d'absorption Doppler.

Sur la base de l'équation (V.59), on dérive cette amplitude normalisée A_{norm} tel que :

$$A_{norm}(z_c, \phi_{12}) \approx \frac{A_0}{W_0(\delta > \Delta_{res})} + \frac{A_z}{W_0(\delta > \Delta_{res})} \quad (V.71)$$

avec A_0 la hauteur de la résonance au centre de W_0 , avec $W_0(\delta > \Delta_{res})$ la hauteur du profil Doppler de la dépendance $W_0(\delta)$ (voir la figure V-13, courbe verte). $A_z = W_z(\delta = 0)$ est l'amplitude de la résonance issue de $W_z(\delta)$. Nous pouvons voir que l'extension de la population dans l'état excité (V.60) en deux parties aident à comprendre les caractéristiques principales des oscillations spatiales de l'amplitude de la résonance sub-Doppler. En particulier, le premier terme de l'expression (V.71) est simplement l'amplitude normalisée de la résonance dans la fonction $W_0(\delta)$ et ne dépend en aucun cas de la position. Ce terme décrit la valeur moyennée spatialement des oscillations d'amplitude de la résonance sub-Doppler. La dépendance de A_{norm} en z est expliquée par le second terme dans (V.71).

On voit clairement, dans cette brève analyse qualitative, que le choix de la bonne distance entre le miroir et la cellule de vapeur est une question importante pour maximiser la hauteur de la résonance d'absorption saturée. On s'attend à ce que des oscillations spatiales soient clairement visibles dans les cellules de vapeur de longueur courte tandis que ces oscillations sont moyennées sur la longueur cellulaire dans des cellules plus longues. On s'attend clairement à ce comportement dans (V.62), où on attend que l'impact de W_z sur la population totale W_e diminue avec l'augmentation de L .

V.2.2.3 Calculs numériques

Cette sous-division vise à rapporter une brève analyse des deux contributions W_0 et W_z dans (V.60), afin de révéler leur signification physique et leur influence sur l'absorption du champ lumineux total. D'autres calculs numériques seront fournis avec des données expérimentales dans la section V.2.3.

Considérons, comme indiqué dans la figure V-11, la structure réelle des niveaux d'énergie pertinents dans le césium comme : $F_{g1} = 3$, $F_{g2} = 4$, $F_{e1} = 4$. Tous les niveaux sont dégénérés sur des sous-niveaux Zeeman magnétiques. Pour tous les calculs, nous prenons le taux de relaxation du temps-de-voil $\Gamma = 0.02\gamma$, ce qui correspond à un diamètre de faisceau

laser d'environ 0,5 mm. La mi-largeur à mi-hauteur (HWHM) Doppler est de $kv_0 = 50\gamma$. Pour les figures V-13 à V-15, le champ magnétique est nul. Le désaccord Raman est assumée nul ($\delta_R = 0$), tandis que le désaccord de fréquence optique δ est scanné.

La figure V-13-a reflète l'influence de la configuration de polarisation des deux contributions W_0 et W_z sur la population de l'état excitée totale W_e .

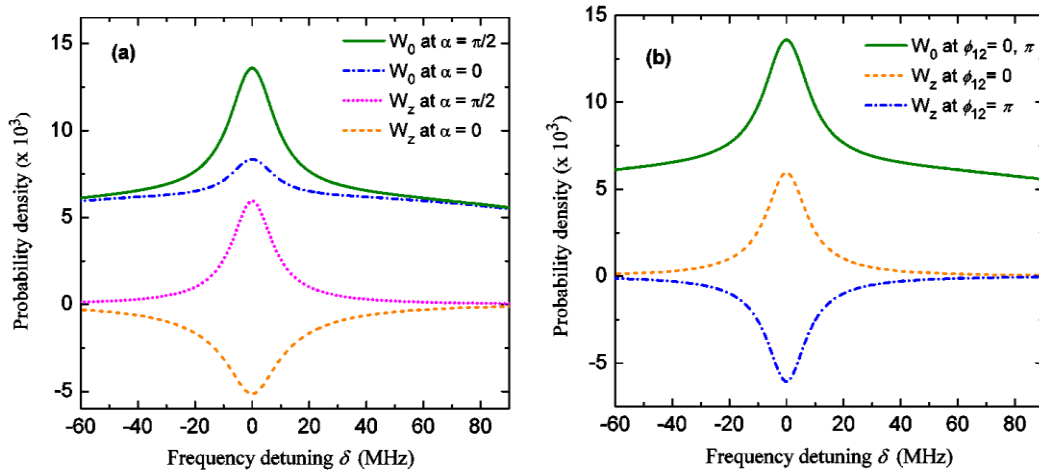


Figure V-13 : (a) Influence de l'orientation des polarisations linéaires à $\phi_{12} = 0$. (b) Influence de la phase mutuelle ϕ_{12} pour des ondes contre-propagantes avec polarisations linéaires orthogonales ($\alpha = \pi/2$). La puissance laser est de $50 \mu W$. Le champ magnétique B est éteint.

Nous voyons que W_0 et W_z dépendent d'une façon pertinente de l'angle entre les polarisations linéaires des deux rayons laser contre-propageants. Plusieurs points essentiels doivent être remarqués. D'abord, le large fond Doppler de W_0 ne dépend pas du tout de l'angle alors que W_z en dépend fortement, allant jusqu'à l'observation d'un changement de signe de W_z . Ce comportement est tout à fait clair à partir de l'analyse qualitative fournie dans la sous-section précédente V.2.2.2. Quand le désaccord optique est assez grand ($\delta \gg \Delta_{res}$), les deux rayons laser bi-fréquence contre-propageants interagissant avec des groupes de vitesse d'atomes différents "ne se voient pas" entre eux. Aussi, les atomes dans les deux groupes sont pompés dans des états noirs. Aussi longtemps que ces groupes résonants d'atomes ont des vitesses différentes, il n'y a pas de compétition entre les états noirs $|NC_1\rangle$ et $|NC_2\rangle$, de telle sorte que les deux états noirs survivent. Notons ici qu'il peut y avoir différents types d'états noirs dans chaque groupe résonant d'atomes, mais nous ne les spécifions pas ici. Ces états noirs mènent à un faible niveau d'absorption de la lumière sur « les ailes » du profil Doppler d'absorption (voir les courbes solides vertes et bleu pointillées dans la figure V-13-a).

À résonance ($\delta \leq \Delta_{res}$), les deux rayons laser interagissent avec les mêmes atomes. Le résultat de cette interaction dépend fortement de la configuration de polarisation puisque l'état quantique de l'atome dépend de l'angle α . En particulier, le cas $\alpha = \pi/2$ mène à une augmentation significative de W_0 et W_z . L'augmentation de W_z est due à la destruction de l'effet CPT hyperfin considéré dans la sous-section V.2.2.2, quand le milieu devient moins transparent pour la lumière. L'augmentation de la seconde contribution (W_0) est aussi causée par la destruction de l'état CPT dans le niveau $F_{g2} = 4$. Dans ce cas, les deux états noirs Zeeman possibles sont orthogonaux dans le cas de faisceaux contrepropageants polarisés orthogonalement. Ce comportement est semblable à l'effet du CPT hyperfin et à ceux considérés dans [265], [266], pour des résonances Hanle magnéto-optiques.

En utilisant des polarisations linéaires parallèles, les états noirs liés aux sous-niveaux magnétiques de différents niveaux hyperfins F_{g1}, F_{g2} , c'est-à-dire les états CPT hyperfins, ne sont pas en compétition l'un avec l'autre. De plus, à résonance ($\delta \leq \Delta_{res}$), les atomes sont pompés plus rapidement dans les états CPT hyperfins en raison de l'action simultanée des deux faisceaux. Ce processus cause la création d'un « creux » dans W_z (voir la figure V-13-a, la ligne de tiret orange). On peut s'attendre au même comportement avec le terme de W_0 . En effet, si les polarisations des faisceaux lumineux sont parallèles ($\alpha = 0$), deux états noirs $|NC_1\rangle$ et $|NC_2\rangle$, qui pourraient être créés à $\delta \gg \Delta_{res}$ dans le niveau de F_{g2} par des rayons lumineux indépendants, devraient survivre à $\delta \approx \Delta_{res}$, puisque que ces états sont parallèles. Cette configuration devrait mener à l'observation d'un creux au centre de $W_0(\delta)$, semblable à celui observé dans le cas de $W_z(\delta)$. Dans ce cas, nous observons seulement (ligne de tiret bleue dans la figure V-13-a) une réduction significative de la hauteur de la résonance centrale, tandis que le signe est toujours positif (c'est un pic). La diminution de la hauteur du pic peut être expliquée par l'absence de toute compétition entre les différents états noirs Zeeman. L'observation résiduelle du pic peut être causée par des effets de pompage optique discutés plus tard.

La figure V-13-b montre le comportement de W_0 et W_z pour des valeurs différentes de la phase mutuelle ϕ_{12} . On voit que W_0 ne varie pas avec le changement de ϕ_{12} . Ceci est expliqué par le fait que cette phase influence les cohérences basse fréquence (bf) et les effets non-linéaires causés par les cohérences hyperfines. Cette phase n'est pas pertinente pour d'autres effets ne dépendant pas de cohérences hyperfines comme les effets de pompage optique ou Zeeman-CPT. Le changement de signe observé dans $W_z(\delta)$ est expliqué qualitativement dans la sous-section V.2.2.2.

Considérons maintenant le régime monofréquence, lorsque seule la transition $F_{g2} = 4 \rightarrow F_{e1} = 4$ est excitée par les deux ondes lumineuses contre-propageantes. Cette approche aidera à expliquer l'absence d'un effet de renversement de signe dans la figure V-13-a, pour la courbe solide verte, où l'angle α change de $\pi/2$ à 0. L'autre transition $F_{g1} = 3 \rightarrow F_{e1} = 4$ est "brillante", c'est-à-dire qu'elle ne peut induire aucun état noir. Autrement dit, l'effet Zeeman-CPT ne peut être la raison possible de l'observation du pic d'absorption à haut-contraste. Au lieu de cela, l'excitation de cette transition par des ondes réfléchies mène à un pic d'absorption saturée conventionnelle (absorption réduite) au centre du profil Doppler. Le rôle spécifique de de cette transition comme repompeur de population sera étudié plus loin.

L'image V-14 rapporte l'évolution de W_0 dans le régime monofréquence quand seule la transition $F_{g2} = 4 \rightarrow F_{e1} = 4$ est excitée.

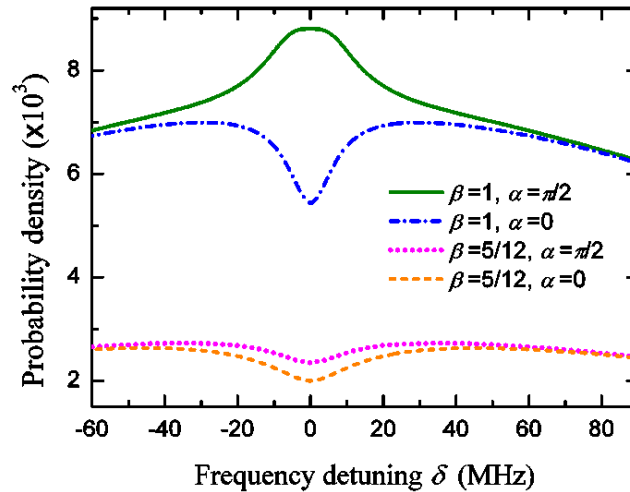


Figure V-14 : La contribution W_0 est calculée pour un régime monofréquence, quand seule la transition $F_{g2} \rightarrow F_{e1}$ est excitée. β est le rapport de ramification pour la transition. La puissance laser totale est $50 \mu W$. Le champ magnétique B est éteint.

Le coefficient β dans la figure est le rapport de ramification, caractérisant l'ouverture de la transition : $0 \leq \beta \leq 1$ et $\beta = 1$ correspondent à une transition cyclique fermée sans aucune décohérence spontanée vers d'autres niveaux hyperfins non-résonants. La figure V-14 montre que l'effet de renversement de signe du pic devrait être observé quand la transition est fermée. Dans ce cas, l'effet Zeeman-CPT se produit et mène à l'observation d'une résonance de type « pic ». À l'opposé, si la transition est en partie ouverte (c'est le cas pour $F_{g2} = 4 \rightarrow F_{e1} = 4$ dans le Cs ($\beta = 5/12$)), l'effet Zeeman-CPT est fortement réduit. Dans ce cas, les deux configurations de polarisation ($\alpha = \pi/2$ ou 0) ne mènent à aucune observation de résonance de type « pic ». En même temps, comme indiqué sur l'image V-13-a (les courbes solides vertes et pointillées bleues), l'effet Zeeman-CPT contribue à l'observation d'un pic dans le régime bi-fréquence. Dans ce cas, l'effet Zeeman-CPT est de nouveau en action par le processus de pompage optique des atomes de retour dans le niveau de $F_{g2} = 4$ via le deuxième champ résonant avec la transition $F_{g1} \rightarrow F_{e1}$. Ce second champ joue le rôle de re-pompeur optique et augmente le rapport de ramification efficace pour la transition $F_{g2} = 4 \rightarrow F_{e1} = 4$, tel que $\beta_{eff} > \beta = 5/12$. Ceci explique pourquoi le pic de résonance observé dans $W_0(\delta)$ est si sensible au changement d'angle de polarisation.

Tandis que l'effet Zeeman-CPT contribue à la création du pic dans W_0 dans l'image V-13-a, un autre mécanisme, l'effet de pompage optique régulier, empêche le changement du signe de la résonance (comparer les courbes solides vertes et pointillées bleues dans l'image V-14). En effet, il peut être montré que le taux de pompage du champ $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_3$ résonant avec la transition $F_{g1} = 3 \rightarrow F_{e1} = 4$ dépend faiblement de l'angle de polarisation ($\alpha = \pi/2$ ou 0). Ainsi, lorsque les deux rayons contre-propageants interagissent avec les mêmes atomes ($\delta \leq \Delta_{res}$), plus d'atomes sont pompés vers le niveau $F_{g2} = 4$ et l'absorption augmente. Comme déjà mentionné, le niveau d'absorption sur la transition $F_{g2} = 4 \rightarrow F_{e1} = 4$ dépend de α , via l'effet Zeeman-CPT. Ceci est observé comme une diminution ou une augmentation de la hauteur de la résonance dans la figure V-13-a dans la dépendance $W_0(\delta)$.

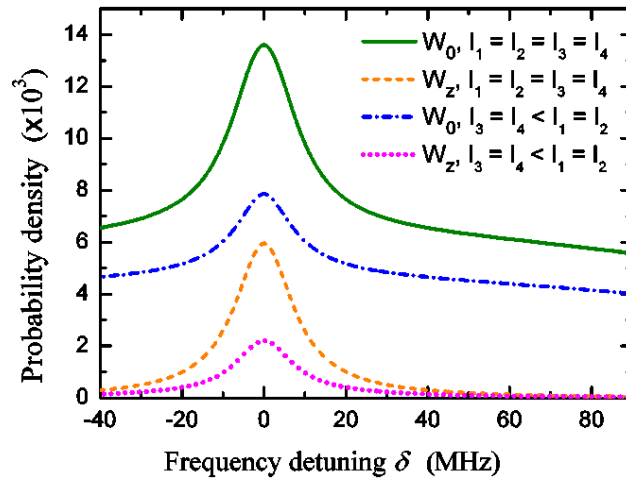


Figure V-15 : Influence d'une différence dans les intensités des ondes lumineuses sur W_0 et W_z . Paramètres : $\phi_{12} = 0$, $\alpha = \pi/2$. La puissance laser totale est $50 \mu W$. Les intensités I_3 et I_4 sont considérées pour être plus petites que I_1 et I_2 de 30 %. Le champ magnétique B est éteint.

La figure V-15 montre l'influence sur W_0 et W_z du déséquilibre des intensités des ondes lumineuses. Expérimentalement, ce déséquilibre pourrait venir de l'absorption du champ lumineux dans la cellule après un passage ou par les pertes des éléments optiques. La contribution des états CPT hyperfins et Zeeman-CPT à l'augmentation du pic d'absorption est optimisée dans le cas où les deux rayons laser contre-propageants ont la même intensité. Cette condition est la meilleure pour détruire l'état CPT de l'atome au centre de la résonance ($\delta \leq \Delta_{res}$) et donc augmenter le niveau d'absorption du champ lumineux. Il est bien montré dans la figure V-15 que le déséquilibre d'intensité affecte la « force » du pic central. Dans tous les cas, ce dernier peut toutefois être bien observé.

La figure V-16-a pour but de démontrer l'influence du champ magnétique statique appliquée le long des vecteurs d'ondes ($B \parallel z$).

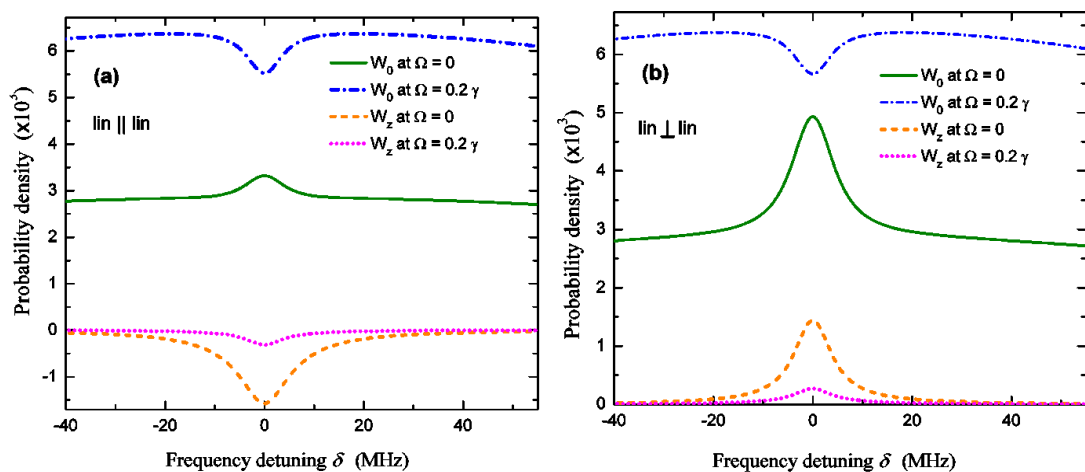


Figure V-16 : Influence du champ magnétique statique sur W_0 et W_z . Le champ est appliqué le long des vecteurs des ondes lumineuses (axe z) pour des faisceaux contrepropageants de polarisation linéaire parallèles (a) et orthogonales (b). Les paramètres sont : $P = 10 \mu W$ et $\phi_{12} = 0$. Ω est la fréquence de Larmor définie dans l'annexe.

L'application d'un champ magnétique ne mène pas à une destruction totale de l'effet de pic dans le second terme W_z (voir courbes oranges et roses sur la figure V-16-b). L'effet

d'absorption accrue dans W_z est toujours rendu possible par le fait que certains schémas— Δ insensibles au champ magnétique et certains états CPT hyperfins peuvent survivre. Ces états peuvent conduire à la manifestation de l'effet CPT hyperfin, conduisant à une augmentation de l'absorption.

Remarquons que la dépendance de W_e à l'angle de polarisation α et à la phase relative ϕ_{12} peut être traité d'autre manière. En effet, l'angle 2α est la phase relative entre les transitions σ_+ et σ_- induites par le rayon lumineux réfléchi. Si la condition de résonance est satisfaite ($\delta \leq \Delta_{res}$), les deux rayons lumineux contre-propageants créent divers contours fermés de l'interaction lumière-atome. La théorie générale de tels contours d'interaction, fournie dans [267], a révélé la forte sensibilité des phénomènes cohérents aux phases des champ lumineux (α et ϕ_{12} dans notre cas).

Les résultats de la section théorique permettent de prédire les conditions optimales pour l'observation de résonances d'absorption saturée à haut contraste sous le régime de champ lumineux bi-fréquence. Ces conditions sont reprises dans les points suivants :

1. La longueur de la cellule de vapeur doit être petite pour impliquer l'effet des oscillations spatiales de la résonance. Dans une approche expérimentale, la distance optimale entre la cellule et le miroir doit être trouvée.
2. Les pertes d'intensité des ondes lumineuses induites par le miroir de réflexion, les fenêtres de la cellule, la lame quart d'onde aussi bien que le désalignement inopportun des rayons contre-propageants doivent être réduits pour éviter la suppression significative de la hauteur de la résonance.
3. La cellule doit être bien protégée contre les champs magnétiques ambiants.
4. Les polarisations des ondes lumineuses contre-propageantes doivent être linéaires et orthogonales entre elles.

En plus de ces exigences, nous monterons dans la section suivante l'influence de la puissance laser et de la température de cellule sur les propriétés de la résonance sub-Doppler.

V.2.3 Expériences de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule.

V.2.3.1 Setup

Dans cette section, des mesures expérimentales de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence sont effectuées dans une cellule à vapeur de césium micro-fabriquée sans gaz tampon et sont comparées aux prévisions théoriques rapportées dans la section précédente. La microcellule de Cs, montrée sur l'image V-17, est analogue à celle décrite dans [268], [269], [270]. Elle consiste en deux cavités silicium fabriquées par gravure ionique réactive profonde (DRIE Deep Reactive Ion Etching) connectées par des canaux fins puis scellées par soudure anodique à deux wafers de verre borosilicate. La première cavité contient une pastille de Cs activée par laser après la soudure anodique finale de la cellule dans l'objectif de produire de la vapeur d'alcaline de Cs. La spectroscopie sub-Doppler a lieu dans la cavité voisine de 2 mm de diamètre et de 1.4 mm de forme cylindrique. La cellule est stabilisée en température. Un contrôleur de température, développé au laboratoire, est placé à l'intérieur d'un cylindre de blindage magnétique de 6.5 cm de long et de 5 cm de diamètre.

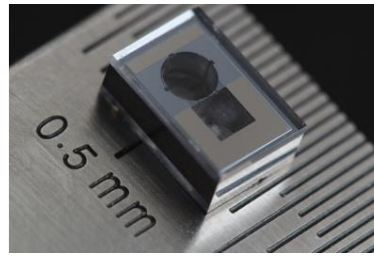


Figure V-17 : Photographie d'une cellule à vapeur de Cs micro-fabriquée. La cavité carrée est la cavité du dispenser. La cavité cylindrique est celle dans laquelle la spectroscopie sub-Doppler a lieu.

La cellule est insérée dans la configuration expérimentale montrée dans la figure V-18. La source lumineuse est une diode laser à cavité externe de largeur de raie étroite (ECDL, le TopticaDL pro), accordée sur la raie D_1 du Cs. Le faisceau de sortie est connecté à un modulateur électro-optique (EOM) d'intensité fibré via une fibre optique à maintien de polarisation. Pour les tests de spectroscopie mono-fréquence usuels, l'EOM n'est pas modulé. Pour les tests de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, l'EOM est modulé par un signal d'amplitude de 22.8 dBm à la fréquence micro-onde de 4.596315885 GHz. Cette fréquence est produite par un synthétiseur de fréquence micro-onde commercial (Keysight E8257D) référencé à maser à hydrogène local.

Dans les deux cas, la tension de bias de l'EOM est choisie pour optimiser la puissance laser de sortie. Quand la modulation micro-onde est appliquée, la puissance de la porteuse optique est significativement réduite et deux bandes latérales optiques séparées par 9.192633170 GHz sont produites.

Avant d'entrer dans la cellule, le rayon laser passe deux lames demi-onde et deux cubes séparateurs de polarisation assurant le contrôle de la puissance et la polarisation linéaire dans la cellule. Le rayon lumineux est rétro-réfléchi dans la cellule par un miroir monté sur une plateforme de translation pour la détection de la résonance sub-Doppler. En raison de l'utilisation d'une lame quart d'onde entre la cellule et le miroir de réflexion, la polarisation du rayon réfléchi est orthogonalement polarisée à la lumière incidente. À la sortie de la cellule, le rayon est détecté par une photodiode amplifiée (Thorlabs PDA36A-CE). Le diamètre du rayon lumineux est d'environ 0.45 mm et est donc plus petit que le diamètre de la cellule.

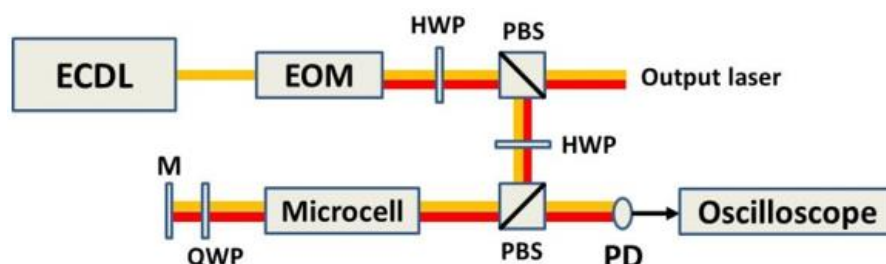


Figure V-18 : Banc de mesure de spectroscopie sub-Doppler monofréquence et bi-fréquence dans une microcellule Cs. ECDL : diode laser de cavité externe, EOM : modulateur électro-optique, HWP : lame de demi-onde, PBS : cube séparateur de faisceau polarisé, QWP : lame quart d'onde, M : miroir, PD : photodiode. Un signal de 4.6 GHz est appliqué à l'EOM pour les mesures bi-fréquences. La première lame demi-onde est utilisée pour contrôler la puissance laser envoyée dans la cellule. La deuxième lame demi-onde aide à maximiser la puissance envoyée au bras avec la microcellule, assurant la polarisation linéaire la meilleure possible.

Pour les mesures de spectres, la fréquence du laser est balayée par le biais d'un actuateur piézoélectrique agissant sur la cavité externe du laser (fréquence de modulation de 10 Hz). La fréquence est centrée sur la résonance sub-Doppler. Le signal de sortie de photodiode est transféré à un oscilloscope numérique connecté à un ordinateur.

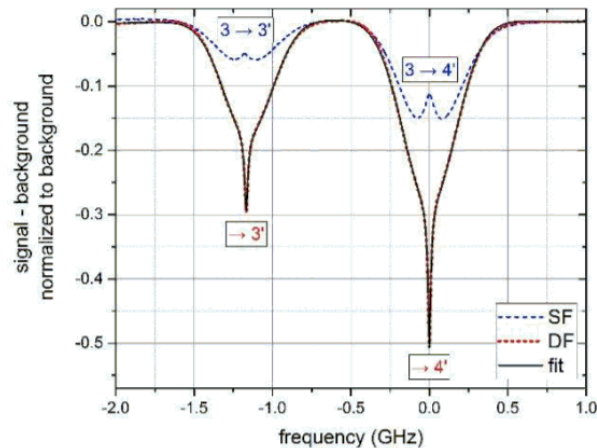


Figure V-19 : Spectres sub-Doppler détectés dans une microcellule Cs chauffée à 60°C en régimes mono-fréquence et bi-fréquence. La puissance laser est environ de 200 μW après un seul passage. En régime mono-fréquence, on observe ici les transitions vers l'état excité 4'.

V.2.3.2 Mesures

La figure V-19 montre un exemple de spectres obtenus dans les régimes mono-fréquence ou bi-fréquence.

Pour extraire les caractéristiques de la résonance sub-Doppler, principalement la largeur et la hauteur, chaque spectre fut approximé en premier lieu par une somme de deux profils gaussiens (profil Doppler) et deux profils lorentziens (résonance sub-Doppler), avec un fond quadratique. Nous avons observé que la forme du pic d'absorption central peut dévier d'une fonction lorentzienne simple en raison de la distribution d'intensité gaussienne de la section efficace du faisceau lumineux. Cette caractéristique est commune pour des résonances non-linéaires diverses dans des gaz d'atomes excités par un rayon lumineux gaussien. Ainsi, la résonance d'absorption saturée a été approximée par une somme de deux fonctions de Lorentz. Pour le processus d'ajustement, une somme de deux fonctions de Lorentz avec la même fréquence centrale est utilisée pour modéliser le pic de Lorentz de plus grande amplitude. La différence de fréquence entre les deux pics de résonance sub-Doppler (1.16 GHz) a été utilisée pour calibrer l'axe de fréquence puis estimer la largeur de la résonance. On estime une incertitude d'environ 5 % dans l'estimation de la valeur de largeur de la résonance.

La figure V-20 reporte l'amplitude de la résonance sub-Doppler normalisée par la hauteur du fond Doppler en fonction de la distance entre le miroir et la microcellule. Les données expérimentales sont comparées aux calculs numériques. La température de cellule est de 42 °C. Le laser est connecté à l'état excité $F_{e1} = 4$. La puissance laser est de 250 μW .

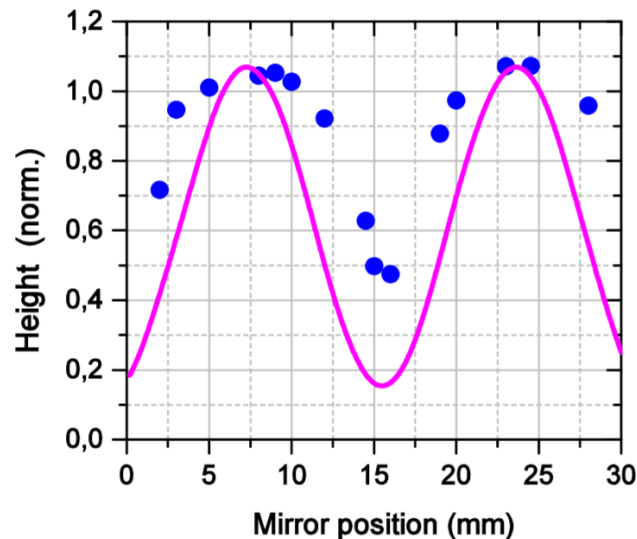


Figure V-20 : Amplitude de la résonance sub-Doppler normalisée par la hauteur du fond Doppler en fonction de la distance entre le miroir et la microcellule. La courbe rose montre le résultat des calculs numériques.

Les oscillations spatiales de l'amplitude de la résonance sub-Doppler décrites dans la section précédente sont clairement visibles. La hauteur de la résonance est périodiquement minimisée, ici visible pour une position de miroir d'environ 16 mm. Les calculs numériques sont basés sur les équations de matrice densité reportées en annexe et dans l'équation (V-71). Le désaccord entre les données expérimentales et le calcul numérique peut être expliqué par différentes raisons telles que l'épaisseur optique non négligeable du milieu en expérience, négligée dans la théorie. Une autre raison est que le faisceau réfléchi subit des oscillations simultanément avec les oscillations de l'absorption du milieu. Cela signifie qu'une position différente du miroir implique différentes combinaisons d'intensité des faisceaux incidents et réfléchis. Pour prendre correctement cet effet en compte, il faudrait résoudre le système complet d'équations de Bloch optiques, ce qui n'est pas trivial pour cette étude. Par ailleurs, nous tenons à mentionner de nouveau que de telles oscillations spatiales ne peuvent pas être observées dans des cellules de dimensions centimétriques conventionnelles, comme expliqué précédemment. En ce sens, l'utilisation de cellules petites est préférable pour l'observation de résonances sub-Doppler à fort contraste dans le régime bi-fréquence puisque le contraste peut être optimisé par un ajustement adéquat de la position relative entre la cellule et le miroir de réflexion. En particulier, la figure V-20 montre que la hauteur de la résonance sub-Doppler peut même être supérieure à la hauteur du profil Doppler. De tels contrastes relatifs (>100%) ne sont pas typiques dans les expériences d'absorption saturée mono-fréquence (rarement supérieures à 20-30%) [253], [271].

La figure V-21 reporte les mesures des paramètres (largeur (a) et hauteur (b)) de la résonance sub-Doppler dans les régimes mono-fréquence et bi-fréquence en fonction de la puissance laser totale. Dans le régime bi-fréquence, les mesures sont réalisées à deux températures de cellule différentes (42°C et 60°C). Dans le cas mono-fréquence, la température de cellule est de 60°C. La position du miroir est ajustée pour maximiser le rapport hauteur/largeur.

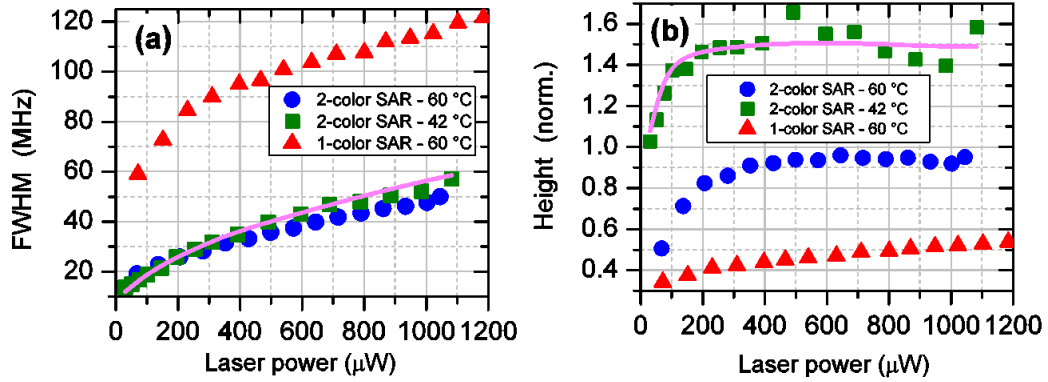


Figure V-21 : (a) Largeur et (b) hauteur lorentzienne de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance laser à travers la microcellule. Les courbes roses solides sont le résultat de la théorie.

Pour les calculs numériques, on considère $I_1 = I_2$, $I_3 = I_4 = 0,5I_1$. Cette différence d'intensité entre faisceaux incident et réfléchi est ici pour prendre en compte les pertes des différents éléments optiques et les imperfections de l'alignement entre ces deux derniers.

Les données expérimentales pour le régime bi-fréquence sont en excellent accord avec la théorie. Le désaccord entre théorie et expérience pour la largeur en régime mono-fréquence peut être expliquée par les mêmes arguments que ceux mentionnés pour la figure précédente V-20. Aussi, les valeurs expérimentales de largeur de raie peuvent contenir un élargissement résiduel Doppler en raison des imperfections d'alignement des deux faisceaux [272]. En règle générale, la largeur de résonance dans les deux régimes doit démontrer une dépendance connue en racine carrée [144], [227], [272], telle que :

$$FWHM \propto \gamma\sqrt{1+G} \quad (V.72)$$

avec G le paramètre de saturation effectif. Simultanément, la résonance non-linéaire dans le régime bi-fréquence est plus étroite. Cela peut être expliqué sur la base d'un modèle simple à deux niveaux comme l'influence de l'ouverture de la transition optique. En effet, dans [273], l'influence de l'ouverture de la transition est gouvernée par le paramètre κ tel que :

$$\kappa = \frac{\gamma_{eg}(2\Gamma + b\gamma)}{\Gamma(\Gamma + \gamma)} \quad (V.73)$$

Avec $\gamma_{eg} = \Gamma + \gamma/2$, Γ et γ le temps de vol et le taux de relaxation spontanée respectivement, $b = 1 - \beta$, où β est le ratio de ramification de la transition. Dans [273], il fut montré que l'ouverture de la transition élargit significativement le creux Bennet et par conséquent la résonance d'absorption saturée. Qualitativement, cet effet peut être compris en remplaçant G dans (V.72) par le produit κG . Dans le cas d'une transition ouverte on a $\kappa > 1$ ($\Gamma \ll \gamma$, $\beta \sim 1$) et la résonance non linéaire expérimente un élargissement lumineux accru. Le même effet est responsable pour l'élargissement de la résonance dans le régime mono-fréquence, comme montré figure V-21-a (triangles rouges). Le régime bi-fréquence avec polarisations orthogonales peut être traité comme un système énergétique fermé car il n'existe alors pas de niveaux pièges dans lesquels les atomes pourraient s'accumuler. Ainsi, la largeur de résonance dans ce régime est plus étroite, puisque $\kappa \approx 1$.

Expérimentalement, on observe nettement sur la figure V-21 que la largeur de la résonance sub-Doppler est dans le régime bi-fréquence un facteur 2-3 fois plus petit que dans le cas mono-fréquence. Aussi, l'amplitude de la résonance sub-Doppler est

significativement plus importante dans le régime bi-fréquence (3 fois supérieur pour une température de cellule de 60 °C). Ces propriétés font du régime bi-fréquence une approche d'intérêt pour disposer d'un discriminateur de fréquence de pente forte et donc pour le développement d'une référence optique à cellule de haute stabilité.

L'influence de la température sur la hauteur de résonance est aussi évidente sur la figure V-21. L'augmentation de la température conduit à une augmentation de l'épaisseur optique et donc l'absorption du champ lumineux par la vapeur. Aussi, l'augmentation de l'absorption augmente le déséquilibre des puissances entre les faisceaux incident et réfléchi, réduisant l'optimisation des conditions pour observer une résonance à fort contraste.

Le comportement de l'amplitude de la résonance sub-Doppler avec la puissance laser (figure V-21-b, carres verts) peut être compris sur la base d'un modèle à 2 niveaux comme reporté dans [273]. En effet, si la condition $\delta \gg FWHM$ est satisfaite, chacun des deux faisceaux bi-fréquences agit sur des groupes d'atomes différents. Dans cette condition, les atomes sont pompés dans des états noirs, n'interagissant plus avec la lumière. Cette situation est équivalente à une transition ouverte et peut être traitée qualitativement comme modèle à deux niveaux similaires à l'étude reportée dans [273] avec $\kappa \gg 1$. Proche de la résonance, les atomes subissent l'excitation des deux faisceaux contrepropageants. Le système réel atomique peut alors être traité comme un système à 2 niveaux fermé effectif (avec $\kappa \approx 1$). Il est possible de démontrer dans ce cas que l'on a :

$$A_{norm} = \frac{W_{SAR} - W_{Dop}}{W_{Dop}} = \frac{y_1 e^{y_2^2} \text{Erfc}[y_2]}{y_2 e^{y_1^2} \text{Erfc}[y_1]} - 1 \quad (\text{V.74})$$

avec :

$$y_1 = \frac{\gamma_{eg}}{\Delta_{Dop}} \sqrt{1 + 2\kappa G}, \quad y_2 = \frac{\gamma_{eg}}{\Delta_{Dop}} \sqrt{1 + 2G} \quad (\text{V.75})$$

où la mi-largeur Doppler est :

$$\Delta_{DOP} = \frac{2\pi}{\lambda} v_0 \sqrt{\ln 2} \quad (\text{V.76})$$

avec v_0 la vitesse de l'atome dans le gaz la plus probable, G est le paramètre de saturation effectif à résonance ($\delta = 0$). $\text{Erfc}[y]$ dans (V.74) est la fonction d'erreur complémentaire, $W_{SAR} = \rho_{ee}(\delta = 0)$ est la population de l'état excité dans un atome à deux niveaux à la résonance ($\delta = 0$). Rappelons que le coefficient d'absorption de la lumière est proportionnel à cette population de la même façon que pour (V-60). W_{Dop} est la population du niveau excité quand la résonance d'absorption saturée central est absente, c'est-à-dire que ce n'est rien d'autre que la hauteur du large piédestal Doppler dans la dépendance $\rho_{ee}(\delta)$. Par conséquent, la différence $W_{SAR} - W_{Dop}$ est la hauteur de la résonance d'absorption saturée.

La figure V-22 montre le comportement de W_{SAR} , W_{Dop} et A_{norm} en fonction de G , soit en fonction de l'intensité lumineuse, puisque $G \propto I_0$ avec I_0 l'intensité laser avant la cellule.

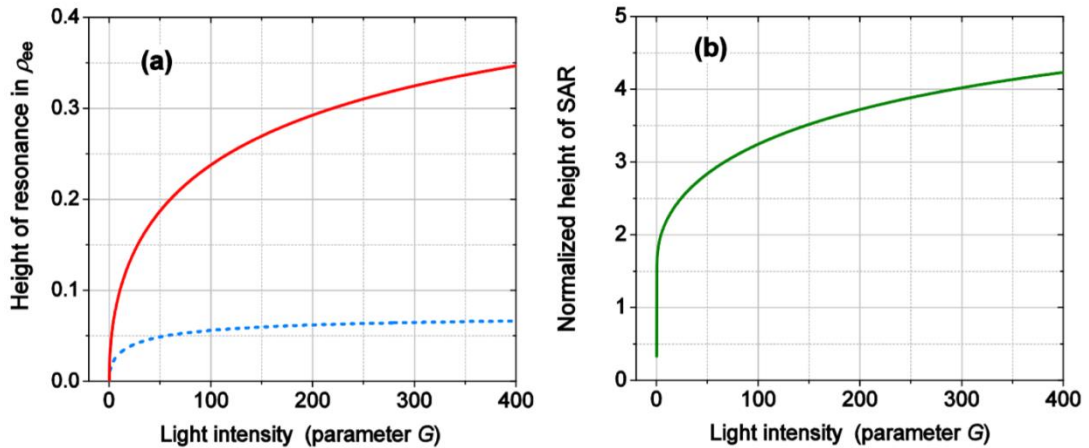


Figure V-22 : Calculs fournis par le modèle à deux niveaux. (a) : courbe rouge : W_{SAR} , population totale de l'état excité au centre de la résonance ($\delta = 0$), courbe bleue : W_{Dop} , population du piédestal Doppler, soit hauteur du profil Doppler (b) : Hauteur de la résonance sub-Doppler apparaissant dans la population de l'état excité $\rho_{ee}(\delta)$ normalisée par la hauteur Doppler. Les paramètres sont : $\Gamma = 0.02\gamma$, $x_0 = 50\gamma$. Le paramètre G est le paramètre de saturation effective, linéairement proportionnel à l'intensité laser.

La hauteur du profil Doppler et la hauteur de la résonance sub-Doppler montrent toutes deux une dépendance en racine carrée avec l'augmentation de l'intensité laser (figure V-22-a). Cependant, le profil Doppler augmente moins rapidement que la résonance sub-Doppler car des états pièges empêchent une augmentation rapide de la population du niveau excité. Cette différence de taux mène à l'augmentation de A_{norm} montrée dans la figure V-22-b, avec une augmentation rapide à basse intensité puis lente à plus haute intensité. Dans le modèle considéré, la hauteur normalisée tend vers une valeur constante égale à $(\kappa/2 - 1)$ lorsque l'intensité tend vers l'infini. La fonction montrée dans la figure V-22-b correspond à celle observée dans les expériences et à celle dérivée à partir des calculs numériques en prenant en compte la structure énergétique réelle de l'atome de césium (voir carrés verts figure V-21-b).

Le dernier point à mentionner est le désaccord sur la figure V-21 entre les données expérimentales et théoriques concernant la hauteur de la résonance dans le régime mono-fréquence. A vrai dire, ce désaccord est inexistant pour les faibles puissances laser ($< 20 \mu\text{W}$), gamme dans laquelle les deux courbes montrent une dépendance croissante en racine carrée. Pour des puissances laser supérieures, la courbe théorique montre une très lente décroissance tandis que la courbe expérimentale poursuit sa lente croissance. Ce désaccord peut être expliqué par l'influence d'harmoniques d'ordre élevé. En effet, comme décrit dans la partie théorique, les expériences menées utilisent des intensités laser relativement élevées ($\gg I_{sat}$). Ainsi, il n'est pas surprenant que les harmoniques spatiales d'ordre élevé de la polarisation atomique influencent les signaux observés. L'influence de ces harmoniques est reportée dans [227].

Il est à noter que ces harmoniques spatiales d'ordre élevé ont une influence bien plus importante dans le régime mono-fréquence. En effet, dans ce cas, l'intensité laser par transition dipolaire est supérieure. En régime bi-fréquence, l'intensité laser est distribuée entre deux transitions optiques. L'autre raison est que le déséquilibre des puissances entre les faisceaux incident et réfléchi est bien plus faible en régime mono-fréquence due à l'absorption relativement faible de la vapeur atomique. Aussi, il est connu que les

harmoniques d'ordre élevé ont une influence maximale sur les signaux spectroscopiques lorsque les faisceaux contrepropageants ont des intensités proches.

En conclusion de cette section, la figure V-23 reporte le rapport expérimental hauteur/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance laser dans les régimes simple et bi-fréquence.

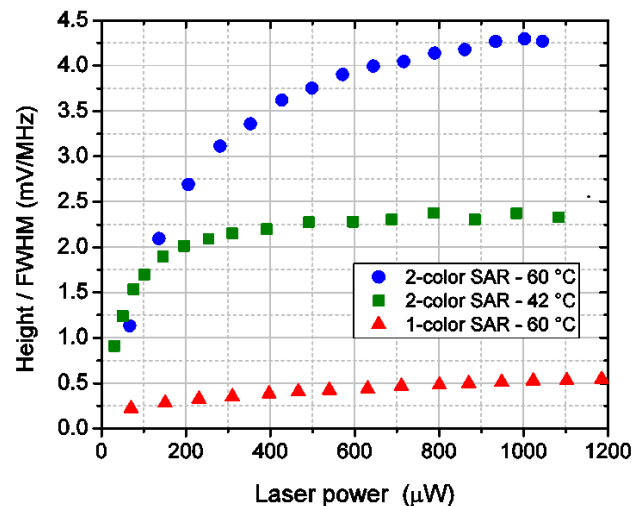


Figure V-23 : Hauteur / largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance laser incidente sur la microcellule.

On observe que ce rapport hauteur/largeur est significativement plus haut dans le cas bi-fréquence. Pour une puissance laser de 600 µW et une température de cellule de 60°C, cette figure de mérite est un facteur 8 plus haut que dans le régime mono-fréquence. Dans le régime bi-fréquence, ce rapport atteint un plateau de saturation à environ 400 µW et 1 mW pour les températures de cellule de 42°C et 60°C respectivement. Ces caractéristiques poussent à penser que le régime bi-fréquence est de grand intérêt pour l'amélioration de la stabilisation de fréquence d'un laser. Dans [158], la détection de ces résonances sub-Doppler à très fort contraste en régime bi-fréquence a été mise à profit pour renforcer la stabilité de fréquence d'une diode laser DFB. La stabilité de fréquence du laser a été améliorée par presque un ordre de grandeur comparativement à un montage d'absorption saturée mono-fréquence conventionnel. Ces résultats furent démontrés en utilisant des cellules à vapeur alcaline de dimensions centimétriques. A la fin de ma thèse, nous avons décidé d'investiguer de manière préliminaire le potentiel de cette méthode à l'aide d'une microcellule césium. Cette approche pourrait être de fort intérêt pour le développement d'une référence de fréquence optique miniature, d'architecture très simple, associant une diode laser et une cellule micro-fabriquée.

V.2.3.3 Stabilisation de fréquence laser en microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

Nous avons effectué une mesure préliminaire de stabilité de fréquence d'un laser asservi par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence en microcellule.

V.2.3.3.1 Description du setup

La figure V-24 reporte le banc expérimental. On réalise un battement de fréquence entre un laser LCE asservi en microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence avec un laser DFB asservi avec la même technique sur une cellule de dimensions centimétriques.

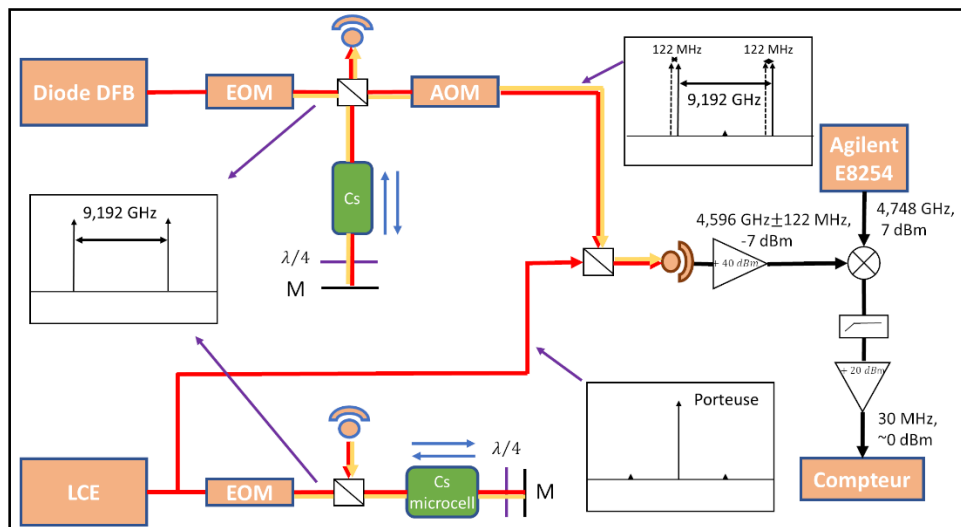


Figure V-24 : Banc expérimental pour mesure de la stabilité de fréquence d'un laser LCE asservi en microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence par battement avec un laser DFB asservi avec la même technique sur une cellule de dimensions centimétriques. Le battement optique, via le cube séparateur non polarisant, se fait entre les bandes latérales de la diode DFB à 4,596 GHz décalées de ± 122 MHz par l'AOM et la porteuse de la diode LCE. Le signal de sortie du deuxième battement, via un mélangeur, est de 30 MHz pour être dans la gamme de mesure du compteur.

Le premier laser DFB, émettant à 895 nm, est celui décrit en section III, utilisé pour l'horloge CPT. Ce dernier est asservi par la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence dans une cellule de césium de diamètre et longueur 2 cm, non stabilisée en température et entourée d'un blindage magnétique. En sortie de l'EOM lié à ce laser, on exploite un modulateur acousto-optique (AOM) permettant de déplacer la fréquence du système laser de 122 MHz. L'utilisation de cet AOM est purement pratique. En effet, le trajet utilisé pour cette mesure fait partie de l'horloge décrite lors de ma thèse et afin de ne pas modifier l'alignement optique, nous avons choisi de conserver cet AOM. Le second laser est un laser à cavité étendue de faible largeur spectrale (Toptica Photonics DLC Pro). Ce dernier est asservi par la même méthode, à l'aide d'une microcellule à vapeur de Cs telle que celle décrite dans la section V.1. La microcellule est placée dans un blindage μ -métal et est asservie en température autour de 60 °C.

Une fois asservis, on superpose à l'aide d'un cube polarisant la sortie fibrée directe de la diode laser LCE (via un coupleur fibré et une extension fibrée de 3 mètres car les deux systèmes laser sont sur des tables optiques différentes) et la sortie de l'AOM du système laser DFB. On détecte le battement à 4.596 GHz \pm 122 MHz entre les deux systèmes lasers à l'aide d'une photodiode rapide (Hamamatsu, G7096-03). Ce signal microonde est amplifié de 40 dB par deux amplificateurs (Ciaowireless, CA4126-247) pour avoir une puissance d'environ -7 dBm. Il est ensuite mélangé (Mini-circuits, ZX05-14-S+) avec un signal d'une fréquence de 4,748 GHz de puissance de 7 dBm. Le signal résultant de fréquence 30 MHz est filtré par un filtre passe-bas d'une fréquence de coupure de 48 MHz

(Mini-circuits, DC-48MHz) puis amplifié de 20 dB (Mini-circuits ZFL-100+). Le signal arrive alors sur un compteur (HP 53132A) référencé à 10 MHz par un maser à hydrogène. La stabilité de la fréquence du battement est collectée par un ordinateur.

V.2.3.3.2 Stabilité de la fréquence du battement

La figure V-25 montre la stabilité de fréquence très préliminaire obtenue pour ce test. Ce dernier a été mené en toute fin de thèse et n'a pu être optimisé pour ce manuscrit. Cependant, les résultats obtenus sont très encourageants. Ils sont en cours d'optimisation au laboratoire.

La stabilité relative de fréquence du battement entre les deux diodes laser lorsque la diode laser LCE est asservie par spectroscopie sub-Doppler mono-fréquence sur une microcellule est de $8,5 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ pendant environ 10 s puis se dégrade pour atteindre $5 \cdot 10^{-10}$ à 10^4 s. Lorsque le laser LCE est asservi par spectroscopie bi-fréquence, la stabilité du battement laser atteint $2 \cdot 10^{-12} \tau^{-1/2}$ pendant environ 20 secondes, soit un gain d'environ 4, pour atteindre $1 \cdot 10^{-12}$ à 100 s puis environ $1.5 \cdot 10^{-11}$ à 10^4 s.

Ces résultats sont encourageants et de nombreux progrès peuvent être envisagés. Ces résultats sont cependant déjà comparables voire meilleurs à ceux reportés dans [158], malgré le fait que l'un des lasers soit asservi sur une microcellule. Ces performances sont très encourageantes et se comparent favorablement à de nombreuses autres approches menées en microcellule ces dernières années [19], [22], [75], [91], [112], [116], [117], généralement limitées à des niveaux de stabilité relative de l'ordre de 10^{-11} [132]. Seuls des résultats très récents, démontrés par une référence optique à microcellule exploitant une transition à 2-photon $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{1/2}$ à 778 nm de l'atome de rubidium ont démontré des résultats meilleurs, au prix cependant d'une architecture à notre avis plus complexe [246].

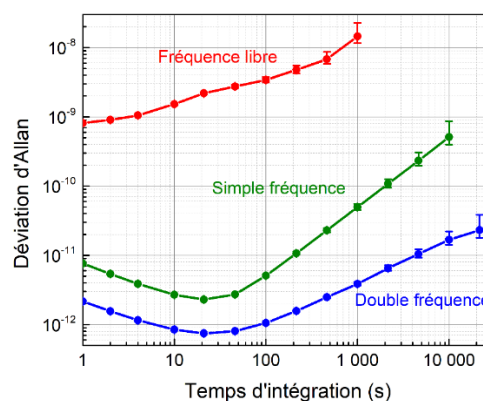


Figure V-25 : Déviation d'Allan de la fréquence du battement entre les deux diodes laser. La fréquence de la diode laser DFB est asservie par spectroscopie bi-fréquence et la fréquence laser de la diode LCE est asservie (bleue) : par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (verte) : par spectroscopie sub-Doppler mono-fréquence. (rouge) : régime libre.

V.2.4 Conclusions

Nous avons reporté une étude théorique et expérimentale approfondie de spectroscopie bi-fréquence sub-Doppler dans une microcellule à vapeur de césium. Le modèle reporté, développé par Denis Brazhnikov (ILP, Novossibirsk), prend en compte la structure d'énergie réelle des atomes et divers phénomènes physiques complexes. Les résultats expérimentaux sont accord correct avec le modèle théorique. Les oscillations spatiales de la hauteur de la résonance sub-Doppler avec la translation de la position relative entre la cellule et miroir de réflexion ont été clairement démontrées. Ces oscillations spatiales sont spécifiques à l'utilisation de cellules miniaturisées car attribuées aux états CPT hyperfins, par contraste avec les états Zeeman-CPT qui ne dépendent pas de la phase ϕ_{12} . L'impact de l'intensité laser et de la température de cellule sur les propriétés des résonances sub-Doppler a été étudié dans les régimes mono-fréquence et bi-fréquence.

Les résultats démontrent que le régime bi-fréquence permet d'obtenir un discriminateur de fréquence de pente (hauteur/largeur) 8 à 10 fois plus grand que le régime d'absorption saturée conventionnelle. Ces résonances à fort contraste ont été exploitées pour la démonstration préliminaire d'une référence de fréquence optique d'architecture simple, exploitant la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, et basée sur l'utilisation d'une microcellule à vapeur de césium. La stabilité de fréquence de cette référence optique a été mesurée de manière préliminaire au niveau de $2 \cdot 10^{-12}$ à 1 s et de l'ordre de 10^{-11} à 10^4 s. Ces performances sont très encourageantes et se comparent favorablement à de nombreuses autres approches [19], [22], [75], [91], [112], [116], généralement limitées à des niveaux de stabilité relative de l'ordre de 10^{-11} [132]. Seuls des résultats très récents, démontrés par une référence optique à microcellule exploitant la transition à deux-photons $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{1/2}$ à 778 nm de l'atome de rubidium ont démontré des résultats de stabilité court terme meilleurs, après plusieurs années d'efforts [246].

Ces études pourraient donc être poursuivies et renforcées dans l'avenir pour la proposition d'une référence optique à microcellule à vapeur alcaline de haute stabilité, avec des efforts poussés de miniaturisation. Notons d'ailleurs dans ce cadre qu'utilisant l'atome de Rb, la source laser pourrait être basée sur un laser de télécommunication doublé en fréquence [71], [274], profitant de la faible largeur spectrale, de la fiabilité et reproductibilité améliorées des lasers de la bande télécom et des composants optiques fibrés associés.

Conclusion générale et perspectives

Ce manuscrit a présenté ma contribution à l'amélioration des performances de l'horloge CPT césium de FEMTO-ST. Cette horloge présente un potentiel fort pour une possible industrialisation dans un volume et une puissance de consommation similaires à celles d'une horloge à jet de césium, avec une stabilité relative de fréquence de quelque $10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 1000 s et de l'ordre de 10^{-14} à 10^5 s et une journée d'intégration.

L'horloge combine une diode laser DFB émettant à 895nm, un modulateur électro-optique d'intensité de type Mach-Zehnder pour la génération du champ bichromatique nécessaire au phénomène CPT, une synthèse de fréquence ultra bas bruit qui génère la fréquence microonde correspondant à la transition atomique hyperfine de l'état fondamental, un modulateur acousto-optique qui permet de compenser le déplacement de fréquence induit par la présence de gaz tampon dans la cellule de vapeur chaude et de séquencer la lumière laser arrivant sur la cellule, un système Michelson pour créer le schéma de pompage push-pull. Le résonateur atomique est une cellule centimétrique de césium avec un mélange de gaz tampon. Une électronique, composée d'une carte FPGA, pilote l'intégralité de l'horloge. L'horloge peut opérer sur différents modes d'interrogation qui sont les régimes CPT continu, Ramsey-CPT, ABR-CPT et SABR-CPT.

Grâce à l'implémentation d'un asservissement de puissance laser en régime pulsé et un renforcement de l'isolation thermique de l'expérience, nous avons démontré en régime Ramsey-CPT une stabilité relative de fréquence de $1.45 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ durant environ 200 s et se dégradant ensuite pour atteindre 10^{-13} à 10^4 s, limitée par des phénomènes de déplacement lumineux.

Afin de tacler ces effets, nous avons proposé et démontré au cours de ma thèse l'implémentation sur l'horloge CPT d'un nouveau protocole d'interrogation [8] nommé Auto-Balanced Ramsey (ABR). La méthode ABR-CPT repose sur l'extraction de deux signaux d'erreur dérivés de 2 deux séquences Ramsey-CPT successives de durée de temps noir différentes. La première boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir court pour appliquer une correction de phase à l'oscillateur local de manière à compenser le biais de phase induit lors de l'interaction avec le champ lumineux durant les impulsions. La seconde boucle d'asservissement utilise le signal d'erreur issu du cycle Ramsey-CPT avec temps noir long pour corriger la fréquence de l'oscillateur local. L'annulation de ces deux signaux d'erreur, par un procédé de correction itératif, permet alors de réduire drastiquement les effets de déplacement lumineux.

Un premier essai de l'application de l'ABR a été fait avec des résultats encourageants. Une diminution de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de la puissance lumineuse d'un facteur 8 a été démontrée. Cette diminution a permis dans un premier temps d'obtenir une stabilité relative de fréquence de $3,1 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ pendant 2000 s menant à $6 \cdot 10^{-15}$ à 2000 s.

Nous avons alors compris, après de nombreuses investigations, que l'efficacité de la méthode ABR-CPT était limitée par un effet mémoire des atomes. Nous avons alors proposé une nouvelle méthode d'interrogation, nommée SABR-CPT (ABR-CPT symétrique). Cette nouvelle méthode, nommée SABR, consistant en séquence ABR-CPT doublée, permet la génération de deux offsets successifs d'amplitude égales mais de signes opposés, et s'annulant donc l'un l'autre, conduisant ainsi à une amélioration de la réduction des effets de déplacement lumineux.

Avec la méthode SABR-CPT, la sensibilité de la fréquence d'horloge à la puissance laser est diminuée d'un facteur 10 comparativement à la séquence ABR-CPT, soit un facteur 80 par rapport à l'interrogation classique Ramsey-CPT. Elle est alors de $-2,9 \cdot 10^{-15} \mu W^{-1}$, réduisant cette contribution sur la stabilité d'horloge à 10^4 s au niveau de quelques 10^{-16} . La sensibilité à puissance microonde a aussi été améliorée, menant à la valeur de $10^{-13} \%$. Cette sensibilité drastiquement réduite aux effets de déplacement lumineux a permis de mesurer avec clarté une température d'inversion au sein de la cellule, justifiée par l'utilisation d'un mélange de gaz tampon adéquat.

Une optimisation de la stabilité court-terme en mode ABR-CPT a aussi été effectuée par la création de nouveaux signaux d'erreur et par une compensation du bruit AM laser. La compensation du bruit AM laser se fait à l'aide d'une photodiode placée avant la cellule dont le signal mesuré est soustrait au signal de la photodiode placée après la cellule. La création de nouveaux signaux d'erreur, basé sur la soustraction et l'addition des signaux d'erreurs des séquences de temps noirs courts et longs, nous permet d'éviter la perte d'information d'un cycle à l'autre dans la séquence ABR-CPT.

Les limitations de stabilité moyen terme (à environ 10^4 s) de l'horloge sont aujourd'hui suspectées être dues aux variations générales de température ou de pression atmosphérique de l'expérience ou aux variations de champ magnétique. J'ai mis en place en fin de thèse des dispositifs expérimentaux dans ce sens, incluant la stabilisation en température de l'AOM, du système Michelson et l'acquisition d'un capteur de pression atmosphérique. Je n'ai malheureusement pu pousser plus loin ces investigations par manque de temps. Ces études devront être menées dans l'avenir pour essayer de pousser encore plus loin les performances de cette horloge, en particulier pour des temps d'intégration supérieurs à 10^4 s. En cas d'amélioration, ce type d'horloge pourrait devenir un candidat d'intérêt pour le développement d'une horloge atomique CPT industrielle de haute-performance. Pousser le transfert de ce type d'horloge vers l'industrie comme cela fut fait dans le domaine des micro-horloges atomiques serait une belle valorisation et récompense pour l'ensemble de ces travaux de recherche.

Parallèlement à ces études, j'ai aussi travaillé avec la collaboration théorique étroite et soutenue de Denis Brazhnikov sur des expériences de spectroscopie laser en microcellule. En termes d'applications, nous avons pu reporter de manière préliminaire une expérience originale de laser stabilisé sur une microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence démontrant une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-12}$ à 1 s et de l'ordre de 10^{-11} à 1 jour d'intégration. Ces résultats de stabilité court terme, 10 fois meilleurs que les micro-horloges atomiques CPT pour un potentiel de miniaturisation identique, voire même une architecture encore plus simple, sont remarquables et ouvrent la voie à des activités de recherche d'avenir très prometteuses vers le développement de références de fréquence optiques à microcellule à vapeur ultra-miniaturisées et de très haute performance. Tout comme les horloges optiques ont supplanté en termes de performances les fontaines atomiques microondes, le recours à l'exploitation de transitions optiques étroites au sein de microcellules à vapeur atomique ou moléculaire, devrait permettre de s'orienter vers le développement « d'horloges » optiques miniatures, « micro-horloges optiques », avec des performances exceptionnelles, et s'appuyant sur des technologies (cellule à vapeur alcaline, lasers, photonique intégrée) relativement bien connues et éprouvées. Ces références optiques pourraient s'appuyer sur la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence comme suggéré dans ce manuscrit ou sur des transitions 2-photon dans des vapeurs atomiques.

Les transitions à 2-photons à 778nm [261], ou 780-776 nm [275], sur l'atome de rubidium sont en ce sens des candidates très intéressantes.

D'autres pistes (autres atomes, autres transitions) existent très certainement dans ce sens, incluant le recours en lieu et place de la microcellule à vapeur chaude d'un dispositif de type piège magnéto-optique miniaturisé pour le recours dans des systèmes ultra-compacts aux techniques de refroidissement d'atomes par laser. Des études scientifiques et technologiques sont déjà en cours dans ce sens dans différents groupes et laboratoires mondiaux. Il semble cependant à ce jour que le recours aux techniques d'atomes froids dans des systèmes miniatures impliquent des challenges technologiques à surmonter encore très marqués, sans assurance par ailleurs de rester compétitives aux dispositifs avec cellule chaude, qui indéniablement présentent dans de petites dimensions et une vraie simplicité d'architecture la possibilité d'accéder à des résonances atomiques à fort signal.

Toutes ces pistes ouvrent en tout cas des perspectives de recherche excitantes vers le développement de références de fréquence compactes ou miniatures de nouvelle génération, avec des performances surpassant de manière significative les systèmes actuels.

Annexe 1 : Diagramme électronique de l'asservissement de puissance laser

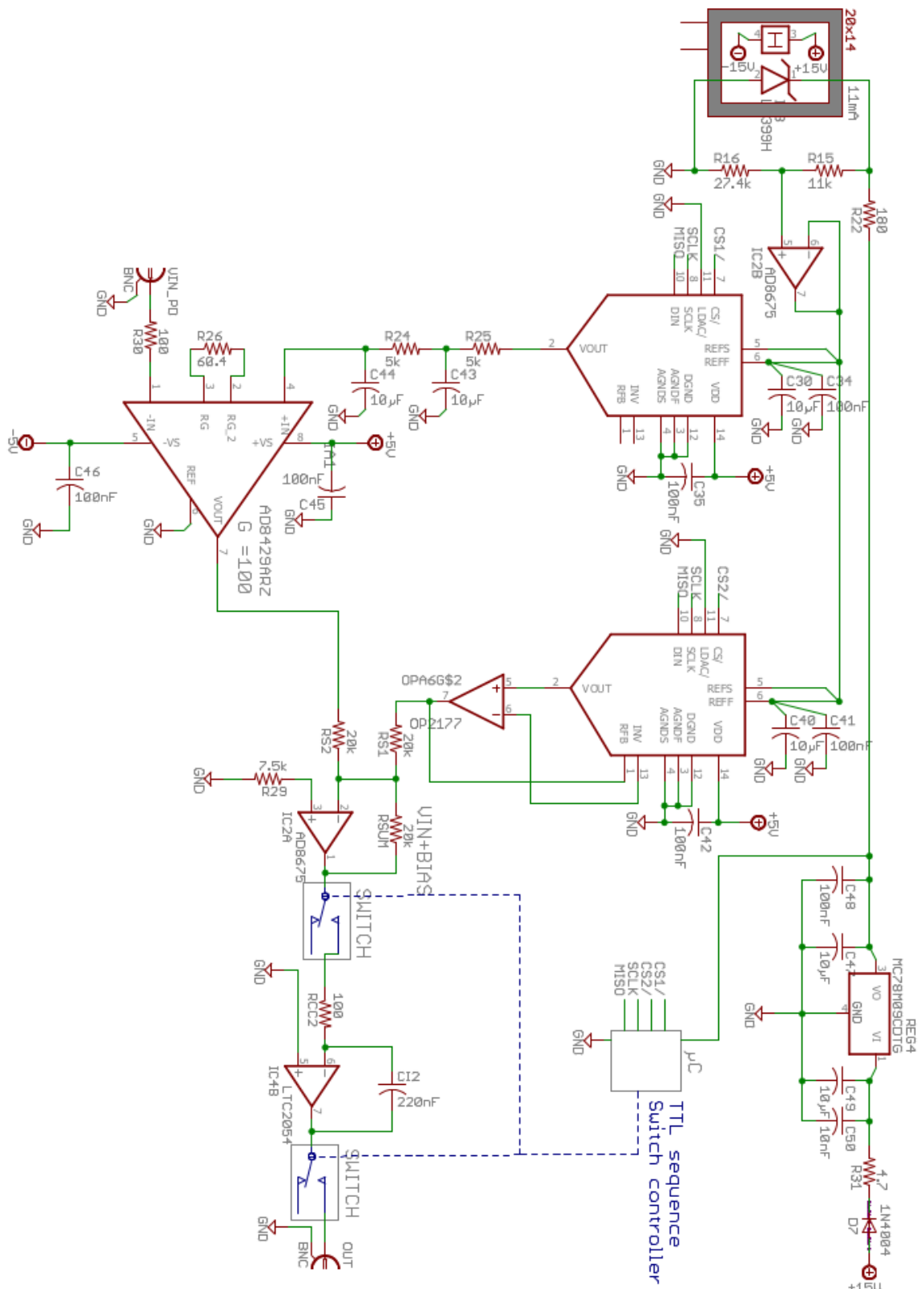


Figure A-V-26 : Diagramme électronique de l'asservissement de la puissance laser.

Annexe 2 : Expression de la probabilité de transition pour une interrogation Ramsey

Soit un atome alcalin possédant un système à deux niveaux d'énergie propre $|1\rangle$ et $|2\rangle$ fermés. On considère que les atomes ne peuvent transiter sur aucun autre niveau d'énergie propre. Il peut alors être décrit par la fonction d'onde suivante :

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \quad (\text{A2.1})$$

avec $c_1(t)$ la population de l'état $|1\rangle$ à l'instant t et $c_2(t)$ la population de l'état $|2\rangle$ à l'instant t .

Soit une perturbation V , telle qu'une pulsation microonde Ω , appelée pulsation de Rabi, de vitesse angulaire ω , qui induit la transition de l'état $|1\rangle$ à l'état $|2\rangle$ et de l'état $|2\rangle$ à l'état $|1\rangle$ décrite comme :

$$V_{12} = \hbar\Omega e^{i\omega t}, V_{21} = \hbar\Omega e^{-i\omega t}, V_{11} = V_{22} = 0 \quad (\text{A2.2})$$

Les équations de Schrödinger dépendantes du temps sont alors réduites à la forme [11] :

$$i \frac{dc_1(t)}{dt} = \omega_1 c_1(t) + \Omega e^{i\omega t} c_2(t) \quad (\text{A2.3})$$

$$i \frac{dc_2(t)}{dt} = \Omega e^{-i\omega t} c_1(t) + \omega_2 c_2(t) \quad (\text{A2.4})$$

avec ω_1 et ω_2 les pulsations des états propres $|1\rangle$ et $|2\rangle$ telles que $E_{1,2} = \hbar\omega_{1,2}$ avec $E_{1,2}$ les niveaux en énergie des états propres $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Si au temps t , c_1 et c_2 ont la forme $c_1(t)$ et $c_2(t)$, les solutions des équations (IV.12) et (IV.13) sont alors [76] :

$$c_1(t + t_1) = \left(c_1(t) \cos \frac{\Omega_R t_1}{2} + i \sin \frac{\Omega_R t_1}{2} \left(\frac{\delta c_1(t) - 2\Omega e^{i\omega t} c_2(t)}{\Omega_R} \right) \right) e^{it_1 \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \quad (\text{A2.5})$$

$$c_2(t + t_1) = \left(c_2(t) \cos \frac{\Omega_R t_1}{2} - i \sin \frac{\Omega_R t_1}{2} \left(\frac{\delta c_2(t) + 2\Omega e^{-i\omega t} c_1(t)}{\Omega_R} \right) \right) e^{it_1 \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \quad (\text{A2.6})$$

avec $\Omega_R = \sqrt{\delta^2 + 4\Omega^2}$ qui correspond à l'amplitude réelle de la pulsation microonde qui agit sur les atomes et $\delta = \omega_{12} - \omega$ le désaccord entre la pulsation de la transition atomique et la vitesse angulaire de la pulsation microonde. Les équations (IV-14) et (IV-15) donnent quand il n'y a pas de perturbation, c'est-à-dire $\Omega = 0$:

$$c_1(t) = c_1(0) e^{it \left(-\frac{\omega_1}{\hbar} \right)} \quad (\text{A2.7})$$

$$c_2(t) = c_2(0) e^{it \left(-\frac{\omega_2}{\hbar} \right)} \quad (\text{A2.8})$$

Soit le trajet suivant par les atomes : ils subissent la perturbation (IV-10) pendant un temps τ puis entrent dans une région où $\Omega = 0$ pendant un temps T et enfin dans une

dernière région où la perturbation (IV-10) agit pendant un temps τ . Soient les conditions initiales suivantes, à $t = 0$, $c_1(0) = 1$ et $c_2(0) = 0$. On peut alors décrire les populations dans les niveaux propres comme :

$$c_1(\tau) = \left(\cos \frac{\Omega_R T}{2} + i \frac{\delta}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R T}{2} \right) e^{i\tau \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \quad (\text{A2.9})$$

$$c_2(\tau) = \left(-i \frac{2\Omega}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) e^{i\tau \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \quad (\text{A2.10})$$

$$c_1(\tau + T) = c_1(\tau) e^{i\tau \left(-\frac{\omega_1}{\hbar} \right)} \quad (\text{A2.11})$$

$$c_2(\tau + T) = c_2(\tau) e^{i\tau \left(-\frac{\omega_2}{\hbar} \right)} \quad (\text{A2.12})$$

$$\begin{aligned} & c_1(2\tau + T) \\ &= \left(c_1(\tau + T) \cos \frac{\Omega_R \tau}{2} \right. \\ & \left. + i \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \left(\frac{\delta c_1(\tau + T) - 2\Omega e^{i\omega(\tau+T)} c_2(\tau + T)}{\Omega_R} \right) \right) e^{i\tau \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A2.13})$$

$$\begin{aligned} & c_2(2\tau + T) \\ &= \left(c_2(\tau + T) \cos \frac{\Omega_R \tau}{2} \right. \\ & \left. - i \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \left(\frac{\delta c_2(\tau + T) - 2\Omega e^{-i\omega(\tau+T)} c_1(\tau + T)}{\Omega_R} \right) \right) e^{i\tau \left(-\frac{\omega}{2} - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A2.14})$$

En développant $c_2(2\tau + T)$ avec les étapes intermédiaires on obtient [11] :

$$\begin{aligned} c_2(2\tau + T) = 2i \frac{2\Omega}{\Omega_R} \left(\frac{\delta}{\Omega_R} \sin^2 \frac{\Omega_R \tau}{2} \sin \frac{\delta T}{2} \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sin \Omega_R \tau \cos \frac{\delta T}{2} \right) e^{-i(2\tau+T) \left(\frac{\omega}{2} + \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\hbar} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A2.15})$$

La probabilité de présence dans l'état propre $|2\rangle$ est donc de :

$$P_2 = |c_2|^2 = 16 \frac{\Omega^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \frac{\Omega_R \tau}{2} \left(\cos \frac{\delta T}{2} \cos \frac{\Omega_R \tau}{2} - \frac{\delta}{\Omega_R} \sin \frac{\delta T}{2} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right)^2 \quad (\text{A2.16})$$

Annexe 3 : Correspondance entre un saut de phase instantané et un saut de fréquence durant un temps fini

Afin de vérifier si le saut de fréquence effectué durant un certain temps correspondait bien au de saut de phase instantané voulu, nous avons comparé les valeurs de l'action du saut de fréquence à la valeur théorique du saut de phase.

Expérimentalement, nous créons un saut de fréquence $\Delta\nu$ d'une amplitude variable pendant un temps Δt . La durée du saut Δt est fixé à $500 \mu s$. Dans la séquence sous test, la durée des impulsions est de $\tau = 1,2 ms$, celle du temps noir court est $T_C = 1 ms$ et celle du temps noir long est $T_L = 4 ms$. Ni l'asservissement de puissance laser, ni celui de la boucle ABR corrigeant la phase de l'OL ne sont actifs. Seule la fréquence de l'oscillateur local est asservie.

Pour plusieurs valeurs d'amplitude de $\Delta\nu$, nous avons mesuré la fréquence de l'horloge à 100 MHz avec un analyseur Microsemi 5120A après une centaine de secondes. Nous obtenons ainsi, en comparant la fréquence d'horloge pour un saut $\Delta\nu$ d'amplitude 100 000 (unité arbitraire) un changement de la fréquence d'horloge de 187 mHz à 100 MHz, soit 17,2 Hz à 9,2 GHz. Ce saut de fréquence est effectué via le programme de la figure III-28. Il correspond à un offset rajouté sur la fréquence de l'oscillateur local mesuré par le programme. Théoriquement, la phase de correction peut se calculer ainsi :

$$\varphi_{c,th} = C_{12} 2^{10} \times \frac{200 MHz}{2^{48}} \times \Delta t \times 2 \times \frac{1}{T_L} \times \frac{1}{T_C} \quad (A3.1)$$

où C_{12} est la commande qui correspond à l'amplitude du saut de fréquence $\Delta\nu$, ici 100 000. Ce nombre est décalé vers la gauche de 10 bits pour être ajouté à la fréquence de sortie de la DDS, d'où la multiplication par 2^{10} . $200 MHz/2^{48}$ est la résolution en fréquence de l'horloge, avec 200 MHz la fréquence d'horloge de la DDS et 2^{48} le nombre de valeurs correspondant au nombre de bits (48). Δt est la durée du saut de fréquence, $\Delta t = 500 \mu s$. On multiplie par 2 à cause de l'utilisation de l'EOM créant deux bandes latérales. Enfin, on divise par la longueur des temps noirs afin d'obtenir le saut de phase théorique en fréquence. On trouve $\varphi_{c,th} = 18,2 Hz @ 9,2 GHz$. La valeur théorique correspond alors la valeur expérimentale. C'est donc bien le saut de phase voulu qui est appliqué via un saut de fréquence durant un temps fini.

Annexe 4 : Séries d'expansion de la cohérence optique

L'Hamiltonien d'un atome libre peut être écrit comme :

$$\hat{H}_0 = \sum_{F_a, m_a} \varepsilon_a |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (\text{A4.1})$$

où ε_a sont les énergies des niveaux $a = g_1, g_2, e_1$.

L'opérateur Hermitien de l'interaction atome-lumière \hat{V}_E a la forme :

$$\hat{V}_E = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} & \hat{V}_{e_1, g_1}^+ \\ \hat{0} & \hat{0} & \hat{V}_{e_1, g_2}^+ \\ \hat{V}_{e_1, g_1} & \hat{V}_{e_1, g_2} & \hat{0} \end{pmatrix} \quad (\text{A4.2})$$

Dans les approximations des ondes tournantes et des dipôles électriques, les blocs de matrice dans (A4.2) sont :

$$\hat{V}_{e_1, g_1}(z, t) = -\hbar R_1 \hat{Y}_{e_1, g_1}^{(1)} e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} - \hbar R_3 \hat{Y}_{e_1, g_1}^{(3)} e^{-i(\omega_1 t + k_1 z + \phi_1)} \quad (\text{A4.3})$$

$$\hat{V}_{e_1, g_2}(z, t) = -\hbar R_2 \hat{Y}_{e_1, g_2}^{(2)} e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)} - \hbar R_4 \hat{Y}_{e_1, g_2}^{(4)} e^{-i(\omega_2 t + k_2 z + \phi_2)} \quad (\text{A4.4})$$

avec R_i les fréquences de Rabi et $\hat{Y}_{e_1, g_i}^{(j)}$ ($i = 1, 2, j = 1 - 4$) les opérateurs d'interactions sans dimension. Selon le théorème de Wigner-Eckrat, nous avons :

$$\hat{Y}_{e_1, g_i}^{(j)} = \xi_j \cdot \hat{T}^{e_1 g_i} \quad (\text{A4.5})$$

où ξ_j est le vecteur de polarisation de l'onde j de (V.49) (V.50) et \hat{T} les vecteurs opérateurs à composante q :

$$\hat{T}_q^{e_1 g_i} = \sum_{m_{e_1}, m_{g_i}} (-1)^{F_{e_1} - m_{e_1}} \begin{pmatrix} F_{e_1} & 1 & F_{g_i} \\ -m_{e_1} & q & m_{g_i} \end{pmatrix} \times |F_{e_1}, m_{e_1}\rangle \langle F_{g_i}, m_{g_i}| \quad (\text{A4.6})$$

avec (...) les symboles 3jm [224].

La forme de la matrice de l'Hamiltonien du champ magnétique \hat{V}_B est :

$$\hat{V}_B = \hbar \Omega \begin{pmatrix} -\hat{F}_{g_1} & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{F}_{g_2} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & \frac{g_e}{g_2} \hat{F}_{e_1} \end{pmatrix} \quad (\text{A4.7})$$

où $\Omega = \Omega_{g_2} = g_2 \mu_B B / \hbar$ est la fréquence de Larmor du niveau F_{g_2} , qui est responsable de la séparation linéaire des sous niveaux magnétiques sous un champ magnétique extérieur B dirigé selon l'axe z ($\mu_B = 927,4 \cdot 10^{-23}$ erg/G est le magnéton de Bohr). Ici, nous prenons en compte que pour un atome alcalin $\Omega_{g_1} = -\Omega_{g_2}$, $\Omega_{e_1} = (g_e/g_2)\Omega_{g_2}$ avec g_a le facteur g de Landé du niveau F_a .

Les opérateurs sans dimensions \hat{F}_a dans (A3.7) tiennent pour des opérateurs de projection suivant z de moment angulaire total dans le niveau F_a . Dans la base des états propres de l'Hamiltonien d'un atome libre \hat{H}_0 , ces opérateurs ont une forme diagonale simple :

$$\hat{F}_a = \sum_{m_a=-F_a, \dots, F_a} m_a |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (\text{A4.8})$$

La part de l'opérateur $\hat{\mathfrak{R}}$ dans (V.51) responsable de la relaxation spontanée est :

$$\hat{\mathfrak{R}}^{spon} = \gamma(2F_{e1} + 1) \sum_{\substack{a=g1, g2 \\ q=0, \pm 1}} \beta_{e1a} \hat{T}_q^{e1a\dagger} \hat{\rho}^{aa} \hat{T}_q^{e1a} \quad (\text{A4.9})$$

Avec γ le taux de relaxation spontanée et β_{e1a} les ratios d'embranchement :

$$\beta_{e1a} = (2J_e + 1)(2F_{gi} + 1) \begin{Bmatrix} J_g & I_n & F_{g1} \\ F_{e1} & 1 & J_e \end{Bmatrix}^2 \quad (\text{A4.10})$$

où $J_{g,e}$ sont le moment angulaire total des électrons dans l'atome, I_n est le spin nucléaire et $\{\dots\}$ tiens pour les symboles 6j [224]. Bien sûr $\beta_{e1g1} + \beta_{e1g2} = 1$. Pour la raie D_1 du Cs, nous avons $J_g = J_e = 1/2$ et $I_n = 7/2$.

La taille finie des faisceaux lumineux peut être décrite par le terme de relaxation du temps de vol dans $\hat{\mathfrak{R}}$:

$$\hat{\mathfrak{R}}^{flight} = \Gamma[\hat{\rho}^{isotr} - \hat{\rho}] \quad (\text{A4.11})$$

où Γ est le taux de relaxation du temps de vol, estimé comme $\Gamma \approx \bar{v}/d$ avec \bar{v} la vitesse thermique moyenne des atomes dans d le diamètre des faisceaux lumineux. Tant que l'énergie cinétique des atomes à la température $T \approx 300\text{K}$ satisfait la condition $k_B T \gg \hbar\Delta_g$ (avec k_B la constante de Boltzmann), les sous niveaux magnétique des atomes des deux états fondamentaux F_{g1} et F_{g2} sont peuplés de manière égale et isotropique quand les atomes sont après le champ lumineux. L'état initial de l'atome est décrit par la matrice $\hat{\rho}^{isotr}$ dans (A4.9) :

$$\hat{\rho}^{isotr} = \frac{1}{2I_n + 1} \sum_{a=g1, g2} |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (\text{A4.12})$$

où $2I_n + 1 = 2(F_{g1} + F_{g2} + 1)$ es le nombre total des sous-niveaux magnétiques dans l'état fondamental de l'atome.

Suivant les expansions harmoniques (V.53)-(V.55), nous pouvons écrire pour les cohérences optiques (voir aussi [212], [276]) :

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{g1e1}(z, t) = e^{i\omega_1 t} & \left(\hat{\rho}_{g1e1}^{(-1)} e^{-ik_1 z} + \hat{\rho}_{g1e1}^{(+1)} e^{i(k_1 z + \phi_1)} + \hat{\rho}_{g1e1}^{(-21)} e^{-i(2k_2 - k_1)z} \right. \\ & \left. + \hat{\rho}_{g1e1}^{(+21)} e^{i(2k_2 - k_1)z + i\phi_1} \right) \end{aligned} \quad (\text{A4.13})$$

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{g2e1}(z, t) = e^{i\omega_2 t} & \left(\hat{\rho}_{g2e1}^{(-2)} e^{-ik_2 z} + \hat{\rho}_{g2e1}^{(+2)} e^{i(k_2 z + \phi_2)} + \hat{\rho}_{g2e1}^{(-12)} e^{-i(2k_1 - k_2)z} \right. \\ & \left. + \hat{\rho}_{g2e1}^{(+12)} e^{i(2k_1 - k_2)z + i\phi_2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A4.14})$$

Les expansions similaires peuvent être écrites pour les matrices Hermitiennes conjuguées $\hat{\rho}_{e1g1} = \hat{\rho}_{g1e1}^\dagger$ et $\hat{\rho}_{e1g2} = \hat{\rho}_{g2e1}^\dagger$.

Le champ magnétique statique B , si présent dans la cellule de vapeur chaude, est supposé être assez petit pour satisfaire la condition $\Omega \ll \gamma$. Cela permet de prendre en compte l'influence du champ magnétique seulement dans les états fondamentaux. Cela signifie que la dégénérescence Zeeman de la résonance d'absorption saturée n'est pas

considérée, quand l'influence du champ B sur la création de l'effet Zeeman-CPT est considérée.

Toutes les suppositions listées nous aident à exclure les cohérences optique (A4.13), (A4.14) et les termes conjugués du système d'équations finales qui peut être résolue numériquement (équation de Bloch optique). En particulier, nous avons les harmoniques de matrice de l'état fondamental F_{g1} :

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + R_1^2 L_1^{(-)*} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{31}^{(1)} + R_3^2 L_1^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \right) \hat{\rho}_{11}^{(0)} \\
& + \hat{\rho}_{11}^{(0)} \left(R_1^2 L_1^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{31}^{(1)} + R_3^2 L_1^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \right) - 2\gamma_{eg} S_{11}^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{\rho}_{33}^{(0)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \\
& - 2\gamma_{eg} S_{31}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(0)} \hat{Y}_{31}^{(3)} + R_1 R_2 L_1^{(-)*} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{\rho}_{21}^{(+)} \\
& + R_3 R_4 L_1^{(+)*} \hat{\rho}_{21}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{31}^{(3)} e^{-i\phi_{12}} + R_1 R_2 L_1^{(-)} \hat{\rho}_{21}^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \\
& + R_3 R_4 L_1^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{21}^{(-)} e^{i\phi_{12}} - i\Omega \left[\hat{F}_1, \hat{\rho}_{11}^{(0)} \right] - \hat{\mathfrak{R}}_{11}^{spon} \left\{ \hat{\rho}_{33}^{(0)} \right\} = \Gamma \hat{\rho}_{11}^{isotr}
\end{aligned} \tag{A4.15}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + 2ik_{12}v + R_3^2 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \right) \hat{\rho}_{11}^{(+)} + R_1^2 M_1^{(-)} \hat{\rho}_{11}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{31}^{(1)} - i\Omega \left[\hat{F}_1, \hat{\rho}_{11}^{(+)} \right] \\
& - \hat{\mathfrak{R}}_{11}^{spon} \left\{ \hat{\rho}_{33}^{(+)} \right\} - R_1^2 M_1^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{31}^{(1)} - R_3^2 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \\
& + R_1 R_2 M_1^{(-)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{31}^{(1)} + R_3 R_4 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{21}^{(+)} e^{i\phi_{12}} = 0
\end{aligned} \tag{A4.16}$$

Ici et après, pour plus de lisibilité, nous avons renommé les notations des niveaux d'énergie : $g1 \rightarrow 1$, $g2 \rightarrow 2$ et $e1 \rightarrow 3$ (voir la figure V-11). Par exemple, $\hat{Y}_{13}^{(1)} \equiv \hat{Y}_{g1e1}^{(1)}$, $\hat{\rho}_{11}^{(0)} \equiv \hat{\rho}_{g1e1}^{(0)}$ et $\hat{\rho}_{12}^{(+)} \equiv \hat{\rho}_{g1g2}^{(+)}$. Les brackets carrés [...] tiennent pour l'opérateur de commutation des deux matrices. Aussi, tant que $\hat{\rho}_{11}^{(-)} = \hat{\rho}_{11}^{(+)\dagger}$, l'équation pour la matrice $\hat{\rho}_{11}^{(-)}$ peut être facilement dérivé de (V.63) juste en moyennant de la conjurations Hermitienne du tous les termes. Par conséquent, nous ne montrons pas ici.

Similairement, nous obtenons pour l'état fondamental F_{g2} :

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + R_2^2 L_2^{(-)*} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_4^2 L_2^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \right) \hat{\rho}_{22}^{(0)} \\
& + \hat{\rho}_{22}^{(0)} \left(R_2^2 L_2^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_4^2 L_2^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \right) - 2\gamma_{eg} S_{22}^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{\rho}_{33}^{(0)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \\
& - 2\gamma_{eg} S_{42}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{\rho}_{33}^{(0)} \hat{Y}_{32}^{(4)} + R_1 R_2 L_2^{(-)*} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{\rho}_{12}^{(-)} \\
& + R_3 R_4 L_2^{(+)*} \hat{\rho}_{12}^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} + R_1 R_2 L_2^{(-)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \\
& + R_3 R_4 L_2^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} e^{-i\phi_{12}} - i\Omega \left[\hat{F}_2, \hat{\rho}_{22}^{(0)} \right] - \hat{\mathfrak{R}}_{22}^{spon} \left\{ \hat{\rho}_{33}^{(0)} \right\} \\
& = \Gamma \hat{\rho}_{22}^{isotr}
\end{aligned} \tag{A4.17}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + 2ik_{12}v + R_2^2 M_2^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{32}^{(3)} \right) \hat{\rho}_{22}^{(+)} + R_4^2 M_2^{(-)} \hat{\rho}_{22}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{32}^{(4)} + i\Omega \left[\hat{F}_2, \hat{\rho}_{22}^{(+)} \right] \\
& - \hat{\mathfrak{R}}_{22}^{spon} \left\{ \hat{\rho}_{33}^{(+)} \right\} - R_2^2 M_2^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(2)} - R_4^2 M_2^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \\
& + R_1 R_2 M_2^{(-)*} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} + R_3 R_4 M_2^{(+)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} = 0
\end{aligned} \tag{A4.18}$$

La conjugaison Hermitienne de (A4.18) mène à l'équation de $\hat{\rho}_{22}^{(-)}$.

En suivant, les équations sont pour l'état supérieur :

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + \gamma + R_1^2 L_1^{(-)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{Y}_{13}^{(1)} + R_2^2 L_2^{(-)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{Y}_{23}^{(2)} + R_3^2 L_1^{(+)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{Y}_{13}^{(3)} + R_4^2 L_2^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \right) \hat{\rho}_{33}^{(0)} \\
& + \hat{\rho}_{33}^{(0)} \left(R_1^2 L_1^{(-)*} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{Y}_{13}^{(1)} + R_2^2 L_2^{(-)*} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{Y}_{23}^{(2)} + R_3^2 L_1^{(+)*} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \right. \\
& + R_4^2 L_2^{(+)*} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \left. \right) - 2\gamma_{eg} S_{11}^{(-)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{\rho}_{11}^{(0)} \hat{Y}_{13}^{(1)} - 2\gamma_{eg} S_{31}^{(+)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{\rho}_{11}^{(0)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \\
& - 2\gamma_{eg} S_{22}^{(-)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{\rho}_{22}^{(0)} \hat{Y}_{23}^{(2)} - 2\gamma_{eg} S_{42}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{22}^{(0)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \\
& - R_2 \left(L_1^{(-)} + L_2^{(-)*} \right) \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{\rho}_{21}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \\
& - R_1 R_2 \left(L_2^{(-)} + L_1^{(-)*} \right) \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{\rho}_{21}^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(1)} e^{i\phi_{12}} \\
& - R_3 R_4 \left(L_2^{(+)} + L_1^{(+)*} \right) \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} e^{-i\phi_{12}} + i(g_e/g_2)\Omega \left[\hat{F}_3, \hat{\rho}_{33}^{(0)} \right] = 0
\end{aligned} \tag{A4.19}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + \gamma + 2ik_{12}v + R_1^2 M_1^{(-)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{Y}_{13}^{(1)} + R_4^2 M_2^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \right) \hat{\rho}_{33}^{(+)} + i(g_e/g_2)\Omega \left[\hat{F}_3, \hat{\rho}_{33}^{(+)} \right] \\
& + \hat{\rho}_{33}^{(+)} \left(R_2^2 M_2^{(-)*} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{Y}_{23}^{(2)} + R_3^2 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \right) - R_1^2 M_1^{(-)} \hat{Y}_{31}^{(1)} \hat{\rho}_{11}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \\
& - R_3^2 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{\rho}_{11}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(3)} - R_2^2 M_2^{(-)*} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{\rho}_{22}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(2)} - R_4^2 M_2^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{22}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(4)} \\
& - R_1 R_2 \left(M_1^{(-)} + M_2^{(-)*} \right) \hat{Y}_{31}^{(3)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \\
& - R_3 R_4 \left(M_1^{(+)*} + M_2^{(+)} \right) \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(3)} e^{i\phi_{12}} = 0
\end{aligned} \tag{A4.20}$$

L'équation Hermitienne conjuguée (A4.20) donne l'équation pour $\hat{\rho}_{33}^{(-)}$. Finalement, pour les cohérences basse fréquence, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + i[\delta_R + k_{12}v] + R_1^2 M_2^{(-)*} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{31}^{(1)} + R_3^2 L_2^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \right) \hat{\rho}_{12}^{(+)} \\
& - i\Omega \left(\hat{F}_1 \hat{\rho}_{12}^{(+)} + \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{F}_2 \right) \\
& + \hat{\rho}_{12}^{(+)} \left(R_2^2 M_1^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_4^2 L_1^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \right) \\
& + R_1 R_2 M_1^{(-)} \hat{\rho}_{11}^{(+)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_3 R_4 L_1^{(+)} \hat{\rho}_{11}^{(0)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} \\
& - R_1 R_2 \left(M_1^{(-)} + M_2^{(-)*} \right) \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \\
& - R_3 R_4 \left(L_1^{(+)} + L_2^{(+)*} \right) \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} = 0
\end{aligned} \tag{A4.21}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\Gamma + i[\delta_R + k_{12}v] + R_1^2 L_2^{(-)*} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{31}^{(1)} + R_3^2 M_2^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{31}^{(3)} \right) \hat{\rho}_{12}^{(+)} \\
& - i\Omega \left(\hat{F}_1 \hat{\rho}_{12}^{(+)} + \hat{\rho}_{12}^{(+)} \hat{F}_2 \right) \\
& + \hat{\rho}_{12}^{(+)} \left(R_2^2 L_1^{(-)} \hat{Y}_{23}^{(2)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_4^2 M_1^{(+)*} \hat{Y}_{23}^{(4)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \right) \\
& + R_1 R_2 L_1^{(-)} \hat{\rho}_{11}^{(0)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{32}^{(2)} + R_3 R_4 M_1^{(+)} \hat{\rho}_{11}^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} \\
& + R_1 R_2 L_2^{(-)} \hat{Y}_{13}^{(1)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \hat{\rho}_{22}^{(0)} + R_3 R_4 M_2^{(+)*} \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{Y}_{32}^{(4)} \hat{\rho}_{22}^{(-)} e^{i\phi_{12}} \\
& - R_1 R_2 \left(L_1^{(-)} + L_2^{(-)*} \right) \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(0)} \hat{Y}_{32}^{(2)} \\
& - R_3 R_4 \left(M_1^{(+)} + M_2^{(+)*} \right) \hat{Y}_{13}^{(3)} \hat{\rho}_{33}^{(+)} \hat{Y}_{32}^{(4)} e^{i\phi_{12}} = 0
\end{aligned} \tag{A4.22}$$

Vu que $\hat{\rho}_{21}^{(-)} = \hat{\rho}_{12}^{(+)\dagger}$ et $\hat{\rho}_{21}^{(+)} = \hat{\rho}_{12}^{(-)\dagger}$, les deux autres équations peuvent être obtenues directement par la conjugaison Hermitienne des deux dernières équations.

Dans (A4.15)-(A4.22), plusieurs nouvelles notations ont été introduites. En particulier, les paramètres de saturation sont :

$$S_{n1}^{(\pm)} = \frac{R_n^2}{\gamma_{eg}^2 + \left(\delta + \frac{\delta_R}{2} \pm k_1 v \right)^2} \quad (n = 1,3) \tag{A4.23}$$

$$S_{n2}^{(\pm)} = \frac{R_n^2}{\gamma_{eg}^2 + \left(\delta - \frac{\delta_R}{2} \pm k_2 v \right)^2} \quad (n = 2,4) \tag{A4.24}$$

Et les complexes Lorentziens sont :

$$L_1^{(\pm)} = \left[\gamma_{eg} + i \left(\delta + \frac{\delta_R}{2} \pm k_1 v \right) \right]^{-1} \tag{A4.25}$$

$$L_2^{(\pm)} = \left[\gamma_{eg} + i \left(\delta - \frac{\delta_R}{2} \pm k_2 v \right) \right]^{-1} \tag{A4.26}$$

$$M_1^{(\pm)} = \left[\gamma_{eg} + i \left(\delta + \frac{\delta_R}{2} \pm (2k_2 - k_1) v \right) \right]^{-1} \tag{A4.27}$$

$$M_2^{(\pm)} = \left[\gamma_{eg} + i \left(\delta - \frac{\delta_R}{2} \pm (2k_2 - k_1) v \right) \right]^{-1} \tag{A4.28}$$

Bibliographie

- [1] M. Schioppo *et al.*, « Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles », *Nat. Photonics*, vol. 11, n° 1, p. 48-52 (2017).
- [2] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, et E. Peik, « Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, 063001 (2016).
- [3] J. Guena *et al.*, « Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 59, n° 3, p. 391-409 (2012).
- [4] R. M. Godun *et al.*, « Frequency Ratio of Two Optical Clock Transitions in ^{171}Yb and Constraints on the Time Variation of Fundamental Constants », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, 210801 (2014).
- [5] N. Huntemann, B. Lipphardt, C. Tamm, V. Gerginov, S. Weyers, et E. Peik, « Improved limit on a temporal variation of m_p/m_e from comparisons of Yb^+ and Cs atomic clocks », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, 210802 (2014).
- [6] A. Derevianko et M. Pospelov, « Hunting for topological dark matter with atomic clocks », *Nat. Phys.*, vol. 10, n° 12, p. 933-936, déc. 2014.
- [7] S. Kolkowitz, I. Pikovski, N. Langellier, M. D. Lukin, R. L. Walsworth, et J. Ye, « Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks », *Phys. Rev. D*, vol. 94, 124043, déc. 2016.
- [8] C. Clivati *et al.*, « A VLBI experiment using a remote atomic clock via a coherent fibre link », *Sci. Rep.*, vol. 7, p. 40992, févr. 2017.
- [9] N. Hinkley *et al.*, « An Atomic Clock with 10^{-18} Instability », *Science*, vol. 341, n° 6151, p. 1215-1218, sept. 2013.
- [10] N. M. Strickland, P. B. Sellin, Y. Sun, J. L. Carlsten, et R. L. Cone, « Laser frequency stabilization using regenerative spectral hole burning », *Phys. Rev. B*, vol. 62, n° 3, p. 1473-1476, juill. 2000.
- [11] S. Lecomte, M. Haldimann, R. Ruffieux, P. Berthoud, et P. Thomann, « Performance demonstration of a compact, single optical frequency cesium beam clock for space applications », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, 2007, p. 1127-1131.
- [12] S. Zivanov, H. Schweda, D. Goujon, D. Gritti, et G. Perruchoud, « Physics package of the 35kg space active hydrogen maser for the ACES space mission of ESA », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, 2007, p. 637-641.
- [13] F. Droz *et al.*, « Space Passive Hydrogen Maser - Performances and lifetime data », in *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum*, 2009, p. 393-398.
- [14] S. Micalizio, A. Godone, C. Calosso, F. Levi, C. Affolderbach, et F. Gruet, « Pulsed optically pumped rubidium clock with high frequency-stability performance », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 59, n° 3, p. 457-462, mars 2012.
- [15] R. T. Dupuis, T. J. Lynch, et J. R. Vaccaro, « Rubidium Frequency Standard for the GPS IIF program and modifications for the RAFSMOD Program », in *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2008, p. 655-660.
- [16] J. Camparo, « The Rubidium Atomic Clock and Basic Research », *Phys. Today*, vol. 60, p. 33, 2007.
- [17] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, et G. Orriols, « An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour », *Il Nuovo Cimento B 1971-1996*, vol. 36, n° 1, p. 5-20, nov. 1976.
- [18] E. Arimondo, « Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy », in *Progress in Optics*, vol. 35, E. Wolf, Éd. Elsevier, 1996, p. 257-354.
- [19] S. Micalizio, C. E. Calosso, A. Godone, et F. Levi, « Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection », *Metrologia*, vol. 49, n° 4, p. 425-436, mai 2012.
- [20] T. Bandi, C. Affolderbach, C. Stefanucci, F. Merli, A. K. Skrivervik, et G. Miletì, « Compact high-performance continuous-wave double-resonance rubidium standard with $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ stability », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 61, n° 11, p. 1769-1778, nov. 2014.
- [21] J. Danet, M. Lours, S. Guérandel, et E. de Clercq, « Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 61, n° 4, p. 567-574, avr. 2014.
- [22] M. Abdel Hafiz, G. Coget, P. Yun, S. Guérandel, E. de Clercq, et R. Boudot, « A high-performance Raman-Ramsey Cs vapor cell atomic clock », *J. Appl. Phys.*, vol. 121, 104903, mars 2017.
- [23] EURAMET-European Association of National Metrology, « Mclocks », *EURAMET - European Association of National Metrology Institutes*. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.euramet.org/>
- [24] Y.-Y. Jau, E. Miron, A. B. Post, N. N. Kuzma, et W. Happer, « Push-pull optical pumping of pure superposition states », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, 160802, oct. 2004.
- [25] X. Liu, J.-M. Mérolla, S. Guérandel, C. Gorecki, E. de Clercq, et R. Boudot, « Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled Cs-vapor cells with push-pull optical pumping », *Phys. Rev. A*, vol. 87, 013416, janv. 2013.
- [26] C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, et E. Peik, « Autobalanced Ramsey Spectroscopy », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, 053602, janv. 2018.

- [27] J. Vanier et C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. A. Higler, 1989.
- [28] E. Rubiola, *Phase noise and frequency stability in oscillators - CERN Document Server*, (The Cambridge RF and microwave engineering series. 2009.
- [29] J. Rutman et F. L. Walls, « Characterization of frequency stability in precision frequency sources », *Proc. IEEE*, vol. 79, n° 7, p. 952-960, juill. 1991.
- [30] J. R. Vig, « Introduction to Quartz Frequency Standards. », Army Lab Command Fort Monmouth Nj Electronics Technology And Devices Lab, SLCET-TR-92-1-REV-1, oct. 1992.
- [31] B. J. Bloom *et al.*, « An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level », *Nature*, vol. 506, n° 7486, p. 71-75, févr. 2014.
- [32] S. Falke *et al.*, « The ^{87}Sr optical frequency standard at PTB », *Metrologia*, vol. 48, n° 5, p. 399-407, sept. 2011.
- [33] R. Le Targat *et al.*, « Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks », *Nat. Commun.*, vol. 4, p. 2109, juill. 2013.
- [34] Conférence Générale des Poids et Mesures et Bureau International des Poids et Mesures, Éd., *Comptes rendus de la 22e Conférence Générale des Poids et Mesures (octobre 2003). Proceedings of the 22nd General Conference on Weights and Measures (October 2003)*. Sèvres: BIPM, 2005.
- [35] F. Riehle, « Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks », *Comptes Rendus Phys.*, vol. 16, n° 5, p. 506-515, juin 2015.
- [36] D. W. Allan, « Statistics of atomic frequency standards », *Proc. IEEE*, vol. 54, n° 2, p. 221-230, févr. 1966.
- [37] R. Szmuk, V. Dugrain, W. Maineult, J. Reichel, et P. Rosenbusch, « Stability of a trapped-atom clock on a chip », *Phys. Rev. A*, vol. 92, n° 1, p. 012106, juill. 2015.
- [38] J. D. Prestage, M. Tu, S. K. Chung, et P. MacNeal, « Compact microwave mercury ion clock for space applications », in *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2008, p. 651-654.
- [39] C. Lacroûte *et al.*, « Compact Yb^+ optical atomic clock project: design principle and current status », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 723, p. 012025, juin 2016.
- [40] J. Cao *et al.*, « A transportable $^{40}\text{Ca}^+$ single-ion clock with 7.7×10^{-17} systematic uncertainty », *Appl. Phys. B*, vol. 123, n° 4, avr. 2017.
- [41] S. B. Koller *et al.*, « Transportable Optical Lattice Clock with 7×10^{-17} Uncertainty », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, 073601, févr. 2017.
- [42] H. Schuh et D. Behrend, « VLBI: A fascinating technique for geodesy and astrometry », *J. Geodyn.*, vol. 61, p. 68-80, oct. 2012.
- [43] Symmetricom, « CSAC ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.microsemi.com/packaging-information/partpackage/details?pid=125110>
- [44] D. J. Rogers, « Broadband Quantum Cryptography », *Synth. Lect. Quantum Comput.*, vol. 2, n° 1, p. 1-97, janv. 2010.
- [45] A. V. Sergienko, *Quantum Communications and Cryptography*, CRC Press, nov. 2005.
- [46] L. Cacciapuoti, P. Laurent, et C. Salomon, « Atomic clock ensemble in space », *Proc 52nd Moriond Gravitation*, p. 139-148, 2017.
- [47] E. Peik, « Fundamental constants and units and the search for temporal variations », *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, vol. 203, p. 18-32, juin 2010.
- [48] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, et F. Biraben, « New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, 080801, févr. 2011.
- [49] J. D. Anderson, G. Schubert, V. Trimble, et M. R. Feldman, « Measurements of Newton's gravitational constant and the length of day », *EPL Europhys. Lett.*, vol. 110, n° 1, p. 10002, avr. 2015.
- [50] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, et G. M. Tino, « Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms », *Nature*, vol. 510, n° 7506, p. 518-521, juin 2014.
- [51] G. Gräff, H. Kalinowsky, et J. Traut, « A direct determination of the proton electron mass ratio », *Z. Für Phys. At. Nucl.*, vol. 297, n° 1, p. 35-39, mars 1980.
- [52] G. K. Campbell et W. D. Phillips, « Ultracold atoms and precise time standards », *Philos. Transact. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 369, n° 1953, p. 4078-4089, oct. 2011.
- [53] « 5071A | Microsemi ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.microsemi.com/product-directory/cesium-frequency-references/4115-5071a-cesium-primary-frequency-standard>.
- [54] V. Hermann *et al.*, « OSCC project: A space Cs beam optically pumped atomic clock for Galileo », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, 2007, p. 77-80.
- [55] P. Berthoud *et al.*, « Optically-pumped space cesium clock for galileo: results of the breadboard », in *Frequency Standards and Metrology Conference*, World Scientific, 2009, p. 184-188.
- [56] S. Bize *et al.* « Réalisation et diffusion de la seconde au LNE-SYRTE fondées sur l'utilisation d'horloges en fontaine atomique » *Revue Française De Métrologie* n°18, vol. 2009-2, 2009.

- [57] D. B. Sullivan *et al.*, « Primary Atomic Frequency Standards at NIST », *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, vol. 106, n° 1, p. 47-63, 2001.
- [58] Oscilloquartz, « OSA 3705 Passive Hydrogen Maser ». [En ligne]. Disponible sur: <http://pdf.directindustry.com/pdf/oscilloquartz-sa/3705/62169-330759.html>
- [59] T4Science, « pH Maser 1008 Passive Hydrogen Maser ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.t4science.com/products/phmaser-1008/>
- [60] W. Nawrocki, « Atomic Clocks and Time Scales », in *Introduction to Quantum Metrology*, Springer, 2005, p. 187-214.
- [61] J. Li, J. Zhang, Y. Bu, C. Cao, W. Wang, et H. Zheng, « Space passive hydrogen maser a passive hydrogen maser for space applications », in *2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, 2016, p. 1-5.
- [62] W. Riley, « Passive atomic frequency standards », in *2006 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, Tutorial 2006.
- [63] J. Camparo, I. Sesia, V. Formichella, G. Signorile, L. Galleani, et P. Tavella, « Rubidium Clock Lamplight Variations and Long-Term Frequency Instability: First Analyses of Multiyear GPS Data », présenté à Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting, Monterey, California, 2016, p. 150-156.
- [64] J. Vanier et C. Mandache, « The Passive Optically Pumped Rb Frequency Standard: the Laser Approach », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, 2007, p. 1346-1351.
- [65] Microsemi, « Portfolio of High-Performance Rubidium Oscillators ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.microsemi.com/document-portal/doc_view/134379-high-performance-rubidium-oscillators
- [66] Spectratime, « Rubidium Oscillators from Spectratime ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.spectratime.com/products/isource/>
- [67] B. Ghosal *et al.*, « Demonstration of Design Verification Model of Rubidium Frequency Standard », *ArXiv*, 1109.0277., sept. 2011.
- [68] OscilloQuartz, « OSA 3230 Series ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.oscilloquartz.com/en/products-and-services/cesium-clocks/osa-3230-series>.
- [69] T. Bandi, C. Affolderbach, C. E. Calosso, et G. Mileti, « High-performance laser-pumped rubidium frequency standard for satellite navigation », *Electron. Lett.*, vol. 47, n° 12, p. 698-699, juin 2011.
- [70] T. Bandi *et al.*, « Laser-pumped high-performance compact gas-cell Rb standard with $< 3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ stability », in *European Frequency and Time Forum (EFTF)*, p. 494-496, avril 2012.
- [71] N. Almat, W. Moreno, M. Pellaton, F. Gruet, C. Affolderbach, et G. Mileti, « Characterization of Frequency-Doubled 1.5- μm Lasers for High-Performance Rb Clocks », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 65, n° 6, p. 919-926, juin 2018.
- [72] C. E. Calosso, A. Godone, F. Levi, et S. Micalizio, « Enhanced temperature sensitivity in vapor-cell frequency standards », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 59, n° 12, p. 2646-2654, déc. 2012.
- [73] W. Moreno, M. Pellaton, C. Affolderbach, et G. Mileti, « Barometric Effect in Vapor-Cell Atomic Clocks », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 65, n° 8, p. 1500-1503, août 2018.
- [74] J. Lin, J. Deng, Y. Ma, H. He, et Y. Wang, « Detection of ultrahigh resonance contrast in vapor-cell atomic clocks », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 24, p. 5036-5038, déc. 2012.
- [75] G. Dong *et al.*, « Recent improvements on the pulsed optically pumped rubidium clock at SIOM », *Chin. Opt. Lett.*, vol. 15, n° 4, p. 040201, avr. 2017.
- [76] N. F. Ramsey, « A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields », *Phys. Rev.*, vol. 78, n° 6, p. 695-699, juin 1950.
- [77] T. Zigdun *et al.*, « Nonlinear magneto-optical rotation in the presence of a radio-frequency field », *Opt. Express*, vol. 18, n° 25, p. 25494-25508, déc. 2010.
- [78] M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tittonen, et E. Ikonen, « All-optical atomic clock based on coherent population trapping in ^{85}Rb », *JOSA B*, vol. 20, n° 2, p. 273-279, févr. 2003.
- [79] H. Talvitie, M. Merimaa, et E. Ikonen, « Frequency stabilization of a diode laser to Doppler-free spectrum of molecular iodine at 633 nm », *Opt. Commun.*, vol. 152, n° 1, p. 182-188, juin 1998.
- [80] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, et L. Hollberg, « Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references », *JOSA B*, vol. 18, n° 11, p. 1545-1553, nov. 2001.
- [81] S. Khripunov, D. Radnatarov, et S. Kobtsev, « Atomic clock based on a coherent population trapping resonance in ^{87}Rb with improved high-frequency modulation parameters », présenté à Slow Light, Fast Light, and Opto-Atomic Precision Metrology VIII, 2015, vol. 9378, p. 93780A.
- [82] Y. Zhang, W. Yang, S. Zhang, et J. Zhao, « Rubidium chip-scale atomic clock with improved long-term stability through light intensity optimization and compensation for laser frequency detuning », *JOSA B*, vol. 33, n° 8, p. 1756-1763, août 2016.
- [83] S. Knappe *et al.*, « A microfabricated atomic clock », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, n° 9, p. 1460-1462, août 2004.

- [84] E. Kroemer *et al.*, « Characterization of commercially available vertical-cavity surface-emitting lasers tuned on Cs D₁ line at 894.6nm for miniature atomic clocks », *Appl. Opt.*, vol. 55, n° 31, p. 8839-8847, nov. 2016.
- [85] Microsemi, « Quantum SA.45s CSAC ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.microsemi.com/document-portal/doc_view/134343-sa-45s-csac-faq
- [86] M. Zhu, « High contrast signal in a coherent population trapping based atomic frequency standard application », in *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003*, 2003, p. 16-21.
- [87] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, et S. A. Zibrov, « On the unique possibility of significantly increasing the contrast of dark resonances on the D1 line of 87Rb », *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 398-403, oct. 2005.
- [88] T. Zanon, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, et A. Clairon, « High contrast Ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, 193002, mai 2005.
- [89] T. Zanon *et al.*, « Observation of Raman-Ramsey fringes with optical CPT pulses », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, n° 2, p. 776-779, avr. 2005.
- [90] W. Happer, « Optical Pumping », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 44, n° 2, p. 169-249, avr. 1972.
- [91] P. Yun *et al.*, « High-Performance Coherent Population Trapping Clock with Polarization Modulation », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 7, 014018, janv. 2017.
- [92] P. Yun, J.-M. Danet, D. Holleville, E. de Clercq, et S. Guérandel, « Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, 231106, déc. 2014.
- [93] P. Yun, S. Guérandel, et E. de Clercq, « Coherent population trapping with polarization modulation », *J. Appl. Phys.*, vol. 119, 244502, juin 2016.
- [94] M. Huang et J. C. Camparo, « Coherent population trapping under periodic polarization modulation: Appearance of the CPT doublet », *Phys. Rev. A*, vol. 85, 012509, janv. 2012.
- [95] S. Guérandel, J. Danet, P. Yun, et E. de Clercq, « High performance compact atomic clock based on coherent population trapping », in *2014 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, p. 286, may 2014.
- [96] F. Tricot *et al.*, « Progress on a pulsed CPT clock: Reduction of the main noise source contributions », in *2016 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, p. 313-315, 2016.
- [97] J. E. Thomas, P. R. Hemmer, S. Ezekiel, C. C. Leiby, R. H. Picard, et C. R. Willis, « Observation of Ramsey Fringes Using a Stimulated, Resonance Raman Transition in a Sodium Atomic Beam », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 48, 867, march 1982.
- [98] T. Zanon-Willette, « Développement d'une horloge à piégeage cohérent de population. Etude théorique et expérimentale du régime impulsif et continu. », PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005.
- [99] N. Castagna *et al.*, « Frequency Stability Measurement of a Raman-Ramsey Cs Clock », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum, 2007*, p. 67-70.
- [100] R. Boudot, S. Guérandel, E. de Clercq, N. Dimarcq, et A. Clairon, « Current Status of a Pulsed CPT Cs Cell Clock », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 58, n° 4, p. 1217-1222, avr. 2009.
- [101] O. Kozlova, J. Danet, S. Guérandel, et E. de Clercq, « Limitations of Long-Term Stability in a Coherent Population Trapping Cs Clock », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 63, n° 7, p. 1863-1870, juill. 2014.
- [102] F.-X. Esnault, E. Blanshan, E. N. Ivanov, R. E. Scholten, J. Kitching, et E. A. Donley, « Cold-atom double- Λ coherent population trapping clock », *Phys. Rev. A*, vol. 88, 042120, oct. 2013.
- [103] X. Liu, E. Ivanov, V. I. Yudin, J. Kitching, et E. A. Donley, « Low-Drift Coherent Population Trapping Clock Based on Laser-Cooled Atoms and High-Coherence Excitation Fields », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 8, 054001, nov. 2017.
- [104] F.-X. Esnault, D. Holleville, N. Rossetto, S. Guérandel, et N. Dimarcq, « High-stability compact atomic clock based on isotropic laser cooling », *Phys. Rev. A*, vol. 82, 033436, sept. 2010.
- [105] F. X. Esnault, N. Rossetto, D. Holleville, J. Delpoite, et N. Dimarcq, « HORACE: A compact cold atom clock for Galileo », *Adv. Space Res.*, vol. 47, p. 854-858, mars 2011.
- [106] B. Pelle, B. Desruelle, R. Szmuk, et D. Holleville, « Cold-atom-based commercial microwave clock at the 10^{-15} level », in *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, p. 479-480.
- [107] Muquans, « MuClock ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.muquans.com/index.php/products/mclock>.
- [108] AO Sense, « Cold-Atom Frequency Standard - AOSense, Inc. ». [En ligne]. Disponible sur: <https://aosense.com/product/cold-atom-frequency-standard/>
- [109] X. Liu, « High Contrast Coherent Population Trapping Resonances in Cs Vapour Cells with A Simple-Architecture Laser System. », PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2013.
- [110] M. Abdel Hafiz, « Development and metrological characterization of a high-performance Cs cell atomic clock based on coherent population trapping », PhD thesis, Bourgogne Franche-Comté, 2017.
- [111] C. Stefanucci *et al.*, « Compact microwave cavity for high performance rubidium frequency standards », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, 104706, oct. 2012.

- [112] S. Kang, M. Gharavipour, C. Affolderbach, F. Gruet, et G. Miletì, « Demonstration of a high-performance pulsed optically pumped Rb clock based on a compact magnetron-type microwave cavity », *J. Appl. Phys.*, vol. 117, 104510, mars 2015.
- [113] P. Yun *et al.*, « Double-modulation CPT cesium compact clock », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 723, 012012, juin 2016.
- [114] M. A. Hafiz, X. Liu, S. Guérandel, E. de Clercq, et R. Boudot, « A CPT-based Cs vapor cell atomic clock with a short-term fractional frequency stability of $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 723, p. 012013, juin 2016.
- [115] M. Abdel Hafiz et R. Boudot, « A coherent population trapping Cs vapor cell atomic clock based on push-pull optical pumping », *J. Appl. Phys.*, vol. 118, 124903, sept. 2015.
- [116] M. Abdel Hafiz *et al.*, « Toward a High-Stability Coherent Population Trapping Cs Vapor-Cell Atomic Clock Using Autobalanced Ramsey Spectroscopy », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 9, 064002, juin 2018.
- [117] M. Abdel Hafiz *et al.*, « Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, 244102, juin 2018.
- [118] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, et G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, 1998.
- [119] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, et M. V. Romalis, « High-Sensitivity Atomic Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, 130801, sept. 2002.
- [120] J. Vanier, A. Godone, et F. Levi, « Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission », *Phys. Rev. A*, vol. 58, n° 3, p. 2345-2358, sept. 1998.
- [121] O. Kozlova, « Caractérisation d'une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique de césium. Principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence à moyen-long terme. », PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012.
- [122] J. Vanier, « Atomic clocks based on coherent population trapping: a review », *Appl. Phys. B*, vol. 81, n° 4, p. 421-442, août 2005.
- [123] A. Godone, F. Levi, S. Micalizio, et J. Vanier, « Dark-line in optically-thick vapors: inversion phenomena and line width narrowing », *Eur. Phys. J. - At. Mol. Opt. Plasma Phys.*, vol. 18, n° 1, p. 5-13, janv. 2002.
- [124] R. H. Dicke, « The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines », *Phys. Rev.*, vol. 89, n° 2, p. 472-473, janv. 1953.
- [125] N. Beverini, P. Minguzzi, et F. Strumia, « Foreign-Gas-Induced Cesium Hyperfine Relaxation », *Phys. Rev. A*, vol. 4, n° 2, p. 550-555, août 1971.
- [126] F. A. Franz et C. E. Sooriamoorthi, « Spin relaxation within the $2P_{1/2}$ and $2S_{1/2}$ states of cesium measured by white-light optical pumping », *Phys. Rev. A*, vol. 10, n° 1, p. 126-140, juill. 1974.
- [127] M. A. Bouchiat et J. Brossel, « Relaxation of Optically Pumped Rb Atoms on Paraffin-Coated Walls », *Phys. Rev.*, vol. 147, n° 1, p. 41-54, juill. 1966.
- [128] M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter, et D. Budker, « Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, 070801, août 2010.
- [129] M. A. Hafiz *et al.*, « Characterization of Cs vapor cell coated with octadecyltrichlorosilane using coherent population trapping spectroscopy », *J. Appl. Phys.*, vol. 117, 184901, mai 2015.
- [130] S. J. Seltzer et M. V. Romalis, « High-temperature alkali vapor cells with antirelaxation surface coatings », *J. Appl. Phys.*, vol. 106, 114905, déc. 2009.
- [131] F. Gruet *et al.*, « Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks », *Opt. Express*, vol. 21, n° 5, p. 5781-5792, mars 2013.
- [132] C. Affolderbach et G. Miletì, « A compact laser head with high-frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, 073108, juill. 2005.
- [133] H. Figger, D. Meschede, et C. Zimmermann, Éd., *Laser Physics at the Limits*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2002.
- [134] G. J. Dick, « Local Oscillator Induced Instabilities in Trapped Ion Frequency Standards », California Inst Of Tech Pasadena Jet Propulsion Lab, déc. 1987.
- [135] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick, et A. Clairon, « Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 45, n° 4, p. 887-894, juill. 1998.
- [136] G. Breit et I. I. Rabi, « Measurement of Nuclear Spin », *Phys. Rev.*, vol. 38, n° 11, p. 2082-2083, déc. 1931.
- [137] D. A. Steck, « Cesium D Line Data ». [En ligne]. Disponible sur: <https://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf> 1998.
- [138] J. Vanier, R. Kunski, N. Cyr, J. Y. Savard, et M. Têtu, « On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: Application to the optically pumped passive rubidium frequency standard », *J. Appl. Phys.*, vol. 53, n° 8, p. 5387-5391, août 1982.
- [139] N. Beverini, F. Strumia, et G. Rovera, « Buffer gas pressure shift in the $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ ground state hyperfine line in Cs », *Opt. Commun.*, vol. 37, n° 6, p. 394-396, juin 1981.
- [140] O. Kozlova, S. Guérandel, et E. de Clercq, « Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases: Ne, N₂, Ar », *Phys. Rev. A*, vol. 83, 062714, juin 2011.

- [141] B. L. Bean et R. H. Lambert, « Temperature dependence of hyperfine density shifts. IV. ^{23}Na , ^{39}K , and ^{85}Rb in He, Ne, Ar, and N_2 at low temperatures », *Phys. Rev. A*, vol. 13, p. 492-494, janv. 1976.
- [142] F. Gong, Y.-Y. Jau, et W. Happer, « Nonlinear pressure shifts of alkali-metal atoms in inert gases », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, 233002, juin 2008.
- [143] G. A. Pitz, D. E. Wertepny, et G. P. Perram, « Pressure broadening and shift of the cesium D1 transition by the noble gases and N_2 , H_2 , HD, D_2 , CH_4 , CH_6 , CF_4 , and 3He », *Phys. Rev. A*, vol. 80, n° 6, p. 062718, déc. 2009.
- [144] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Vol. 1: Basic Principles*, 4^e éd. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [145] V. I. Yudin *et al.*, « Feedback spectroscopy of atomic resonances », *Phys. Rev. A*, vol. 87, 063806, juin 2013.
- [146] S. A. Zibrov *et al.*, « Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks », *Phys. Rev. A*, vol. 81, 013833, janv. 2010.
- [147] K. Watabe, T. Ikegami, A. Takamizawa, S. Yanagimachi, S. Ohshima, et S. Knappe, « High-contrast dark resonances with linearly polarized light on the D_1 line of alkali atoms with large nuclear spin », *Appl. Opt.*, vol. 48, n° 6, p. 1098-1103, févr. 2009.
- [148] P. Yun, B. Tan, W. Deng, J. Yang, et S. Gu, « Quasi-bichromatic laser for a linear coherent population trapping clock produced by vertical-cavity surface-emitting lasers », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, 093111, sept. 2012.
- [149] P. Yun, B. Tan, W. Deng, et S. Gu, « High coherent bi-chromatic laser with gigahertz splitting produced by the high diffraction orders of acousto-optic modulator used for coherent population trapping experiments », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, 123104, déc. 2011.
- [150] H. Liu *et al.*, « Ultra-low noise dual-frequency VECSEL at telecom wavelength using fully correlated pumping », *Opt. Lett.*, vol. 43, n° 8, p. 1794-1797, avr. 2018.
- [151] X. Liu, V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, J. Kitching, et E. A. Donley, « High contrast dark resonances in a cold-atom clock probed with counterpropagating circularly polarized beams », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, 224102, nov. 2017.
- [152] S. V. Kargapol'tsev, J. Kitching, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, V. L. Velichansky, et V. I. Yudin, « High-contrast dark resonance in σ^+ - σ^- optical field », *Laser Phys. Lett.*, vol. 1, n° 10, p. 495, oct. 2004.
- [153] A. V. Taichenachev *et al.*, « High-contrast dark resonances on the D_1 line of alkali metals in the field of counterpropagating waves », *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, vol. 80, n° 4, p. 236-240, août 2004.
- [154] Eagleyard Photonics, « EYP-DFB-0895-00150-TOC03-000x ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0852-00150-1500-TOC03-0000.pdf
- [155] J. C. Camparo, « Conversion of laser phase noise to amplitude noise in an optically thick vapor », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, n° 3, p. 1177-1186, mars 1998.
- [156] D. Budker et M. Romalis, « Optical magnetometry », *Nat. Phys.*, vol. 3, n° 4, p. 227-234, avr. 2007.
- [157] S. Chu, « The manipulation of neutral particles », *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, n° 3, p. 685-706 1996.
- [158] M. A. Hafiz, G. Coget, E. D. Clercq, et R. Boudot, « Doppler-free spectroscopy on the Cs D_1 line with a dual-frequency laser », *Opt. Lett.*, vol. 41, n° 13, p. 2982-2985, juill. 2016.
- [159] F. Tricot, « Analyse et réduction des sources d'instabilité », Phd Thesis, Université de Sorbonne, Paris, 2018.
- [160] B. François, C. E. Calosso, J. M. Danet, et R. Boudot, « A low phase noise microwave frequency synthesis for a high-performance cesium vapor cell atomic clock », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, 094709, sept. 2014.
- [161] B. François, C. E. Calosso, M. Abdel Hafiz, S. Micalizio, et R. Boudot, « Simple-design ultra-low phase noise microwave frequency synthesizers for high-performing Cs and Rb vapor-cell atomic clocks », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 86, 094707, sept. 2015.
- [162] C. E. Calosso *et al.*, « Local oscillators and digital electronics for compact atomic clock », ESA, 2017.
- [163] R. Boudot, S. Guérandel, et E. de Clercq, « Simple-Design Low-Noise NLTL-Based Frequency Synthesizers for a CPT Cs Clock », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 58, n° 10, p. 3659-3665, oct. 2009.
- [164] R. Boudot et E. Rubiola, « Phase noise in RF and microwave amplifiers », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 59, n° 12, p. 2613-2624, déc. 2012.
- [165] T. Zanon-Willette, E. de Clercq, et E. Arimondo, « Probe light-shift elimination in generalized hyper-Ramsey quantum clocks », *Phys. Rev. A*, vol. 93, n° 4, p. 042506, avr. 2016.
- [166] V. I. Yudin *et al.*, « Generalized Autobalanced Ramsey Spectroscopy of Clock Transitions », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 9, 054034, mai 2018.
- [167] R. Hobson, W. Bowden, S. A. King, P. E. G. Baird, I. R. Hill, et P. Gill, « Modified hyper-Ramsey methods for the elimination of probe shifts in optical clocks », *Phys. Rev. A*, vol. 93, 010501, janv. 2016.
- [168] F. Bloch et I. I. Rabi, « Atoms in Variable Magnetic Fields », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 17, n° 23, p. 237-244, avr. 1945.
- [169] F. Bloch, « Nuclear Induction », *Phys. Rev.*, vol. 70, n° 7 et 8, p. 460-474, oct. 1946.
- [170] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, et P. Kusch, « A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment », *Phys. Rev.*, vol. 53, n° 4, p. 318, févr. 1938.

- [171] R. R. Ernst et W. A. Anderson, « Application of Fourier Transform Spectroscopy to Magnetic Resonance », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 37, n° 1, p. 93-102, janv. 1966.
- [172] E. L. Hahn, « Nuclear Induction Due to Free Larmor Precession », *Phys. Rev.*, vol. 77, n° 2, p. 297-298, janv. 1950.
- [173] R. P. Feynman, F. L. Vernon, et R. W. Hellwarth, « Geometrical Representation of the Schrödinger Equation for Solving Maser Problems », *J. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 1, p. 49-52, janv. 1957.
- [174] E. L. Hahn, « Spin Echoes », *Phys. Rev.*, vol. 80, n° 4, p. 580-594, nov. 1950.
- [175] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, et C. J. Bordé, « Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, 177, july 1991.
- [176] V. Ménotet *et al.*, « Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter », *Sci. Rep.*, vol. 8, 12300, août 2018.
- [177] J. Lim, H. Lee, S. Lee, C.-Y. Park, et J. Ahn, « Ultrafast Ramsey interferometry to implement cold atomic qubit gates », *Sci. Rep.*, vol. 4, p. 5867, juill. 2014.
- [178] S. Deléglise *et al.*, « Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence », *Nature*, vol. 455, n° 7212, p. 510-514, sept. 2008.
- [179] Z. Shen, C.-H. Dong, Y. Chen, Y.-F. Xiao, F.-W. Sun, et G.-C. Guo, « Compensation of the Kerr effect for transient optomechanically induced transparency in a silica microsphere », *Opt. Lett.*, vol. 41, n° 6, p. 1249-1252, mars 2016.
- [180] G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto, G. Savard, et H. Stolzenberg, « Ramsey technique applied in a Penning trap mass spectrometer », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.*, vol. 70, n° 1, p. 490-493, août 1992.
- [181] S. Gleyzes *et al.*, « Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity », *Nature*, vol. 446, n° 7133, p. 297-300, mars 2007.
- [182] T. Zanon-Willette, E. de Clercq, et E. Arimondo, « Ultrahigh-resolution spectroscopy with atomic or molecular dark resonances: Exact steady-state line shapes and asymptotic profiles in the adiabatic pulsed regime », *Phys. Rev. A*, vol. 84, 062502, déc. 2011.
- [183] Y. Yano, W. Gao, S. Goka, et M. Kajita, « Theoretical and experimental investigation of the light shift in Ramsey coherent population trapping », *Phys. Rev. A*, vol. 90, 013826, juill. 2014.
- [184] E. Blanshan, S. M. Rochester, E. A. Donley, et J. Kitching, « Light shifts in a pulsed cold-atom coherent-population-trapping clock », *Phys. Rev. A*, vol. 91, 041401, avr. 2015.
- [185] M. S. Shahriar, P. R. Hemmer, D. P. Katz, A. Lee, et M. G. Prentiss, « Dark-state-based three-element vector model for the stimulated Raman interaction », *Phys. Rev. A*, vol. 55, n° 3, p. 2272-2282, mars 1997.
- [186] J. W. Pollock *et al.*, « ac Stark shifts of dark resonances probed with Ramsey spectroscopy », *Phys. Rev. A*, vol. 98, 053424, nov. 2018.
- [187] P. R. Hemmer, M. S. Shahriar, V. D. Natoli, et S. Ezekiel, « Ac Stark shifts in a two-zone Raman interaction », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, n° 8, p. 1519-1528, août 1989.
- [188] G. S. Pati, Z. Warren, N. Yu, et M. S. Shahriar, « Computational studies of light shift in a Raman-Ramsey interference-based atomic clock », *JOSA B*, vol. 32, n° 3, p. 388-394, mars 2015.
- [189] V. Shah, V. Gerginov, P. D. D. Schwindt, S. Knappe, L. Hollberg, et J. Kitching, « Continuous light-shift correction in modulated coherent population trapping clocks », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 15, p. 151124, oct. 2006.
- [190] D. Miletic, C. Affolderbach, M. Hasegawa, R. Boudot, C. Gorecki, et G. Mileti, « AC Stark-shift in CPT-based Cs miniature atomic clocks », *Appl. Phys. B*, vol. 109, n° 1, p. 89-97, oct. 2012.
- [191] T. Zanon-Willette *et al.*, « Composite laser-pulses spectroscopy for high-accuracy optical clocks: a review of recent progress and perspectives », *Rep. Prog. Phys. Phys. Soc. G. B.*, vol. 81, 094401, 2018.
- [192] N. Huntemann *et al.*, « A generalized Ramsey excitation scheme with suppressed light shift », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, 213002, nov. 2012.
- [193] V. I. Yudin *et al.*, « Hyper-Ramsey spectroscopy of optical clock transitions », *Phys. Rev. A*, vol. 82, 011804, juill. 2010.
- [194] V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Y. Basalaev, et T. Zanon-Willette, « Synthetic frequency protocol for Ramsey spectroscopy of clock transitions », *Phys. Rev. A*, vol. 94, 052505, nov. 2016.
- [195] T. Zanon-Willette, R. Lefevre, A. V. Taichenachev, et V. I. Yudin, « Universal interrogation protocol with zero probe-field-induced frequency shift for quantum clocks and high-accuracy spectroscopy », *Phys. Rev. A*, vol. 96, 023408, août 2017.
- [196] T. Zanon-Willette, « Etudes de transitions atomiques permises et interdites par spectroscopie laser en vue d'une application aux horloges optiques », HDR thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014.
- [197] V. Gerginov, S. Knappe, V. Shah, L. Hollberg, et J. Kitching, « Laser Noise Cancellation in Single-Cell CPT Clocks », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, n° 7, p. 1357-1361, juill. 2008.
- [198] M. Shuker *et al.*, « Ramsey Spectroscopy with Displaced Frequency Jumps », *ArXiv*, 1812.01703, déc. 2018.
- [199] V. I. Yudin *et al.*, « Combined error signal in Ramsey spectroscopy of clock transitions », *New J. Phys.*, vol. 20, 123016, déc. 2018.

- [200] D. V. Brazhnikov, G. Coget, M. A. Hafiz, V. Maurice, C. Gorecki, et R. Boudot, « Analytical Expressions of the Dark Resonance Parameters in a Vacuum Vapor Cell », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 65, n° 6, p. 962-972, juin 2018.
- [201] D. V. Brazhnikov *et al.*, « Dual-Frequency Sub-Doppler Spectroscopy: Extended Theoretical Model and Microcell-Based Experiments », *ArXiv*, 1812.09641, déc. 2018.
- [202] A. H. Couture, T. B. Clegg, et B. Driehuys, « Pressure shifts and broadening of the Cs D₁ and D₂ lines by He, N₂, and Xe at densities used for optical pumping and spin exchange polarization », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, 094912, nov. 2008.
- [203] E. Kroemer, M. A. Hafiz, V. Maurice, B. Fouilland, C. Gorecki, et R. Boudot, « Cs vapor microcells with Ne-He buffer gas mixture for high operation-temperature miniature atomic clocks », *Opt. Express*, vol. 23, n° 14, p. 18373-18380, juill. 2015.
- [204] M. T. Graf *et al.*, « Relaxation of atomic polarization in paraffin-coated cesium vapor cells », *Phys. Rev. A*, vol. 72, n° 2, p. 023401, août 2005.
- [205] S. J. Seltzer, D. M. Rampulla, S. Rivillon-Amy, Y. J. Chabal, S. L. Bernasek, et M. V. Romalis, « Testing the effect of surface coatings on alkali atom polarization lifetimes », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, 103116, nov. 2008.
- [206] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, et V. I. Yudin, « Influence of atomic motion on the shape of two-photon resonance in gas », *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, vol. 72, n° 3, p. 119-122, août 2000.
- [207] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, et M. O. Scully, « Narrowing of electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened medium », *Phys. Rev. A*, vol. 66, 013805, juill. 2002.
- [208] H. Failache, L. Lenci, A. Lezama, D. Bloch, et M. Ducloy, « Theoretical study of dark resonances in micrometric thin cells », *Phys. Rev. A*, vol. 76, n° 5, 053826, nov. 2007.
- [209] B. J. Dalton et P. L. Knight, « The effects of laser field fluctuations on coherent population trapping », *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, vol. 15, n° 21, p. 3997-4015, nov. 1982.
- [210] G. Rui-Min, X. Feng, L. Cheng, Z. Yu, et C. Xu-Zong, « Dependence of Electromagnetically Induced Transparency on Laser Linewidth », *Chin. Phys. Lett.*, vol. 20, n° 9, p. 1507-1510, août 2003.
- [211] E. Breschi, G. Kazakov, R. Lammegger, B. Matisov, L. Windholz, et G. Mileti, « Influence of laser sources with different spectral properties on the performance of vapor cell atomic clocks based on linllin CPT », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 56, n° 5, p. 926-930, mai 2009.
- [212] M. A. Hafiz *et al.*, « High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field », *New J. Phys.*, vol. 19, 073028, juill. 2017.
- [213] E. Arimondo et G. Orriols, « Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping », *Lett. Al Nuovo Cimento 1971-1985*, vol. 17, n° 10, p. 333-338, nov. 1976.
- [214] H. R. Gray, R. M. Whitley, et C. R. Stroud, « Coherent trapping of atomic populations », *Opt. Lett.*, vol. 3, n° 6, p. 218-220, déc. 1978.
- [215] A. V. Taichenachev *et al.*, « Nonlinear-resonance line shapes: Dependence on the transverse intensity distribution of a light beam », *Phys. Rev. A*, vol. 69, 024501, févr. 2004.
- [216] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands, M. Stähler, J. Kitching, et L. Hollberg, « Theory of dark resonances for alkali-metal vapors in a buffer-gas cell », *Phys. Rev. A*, vol. 67, 033810, mars 2003.
- [217] S. Khan, M. P. Kumar, V. Bharti, et V. Natarajan, « Coherent population trapping (CPT) versus electromagnetically induced transparency (EIT) », *Eur. Phys. J. D*, vol. 71, n° 2, p. 38, févr. 2017.
- [218] R. A. Malitskiy, V. M. Khodakovskiy, A. M. Negriyko, V. I. Romanenko, I. V. Matsnev, et L. P. Yatsenko, « Magneto-optical CPT resonances in rubidium excited by femtosecond laser comb », in *ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics*, 2011, vol. 7993, p. 799312.
- [219] S. G. Rautian et A. M. Shalagin, « Kinetic problems of non-linear spectroscopy », *INIS*, vol. 23, n°17, 1991.
- [220] D. B. Lazebnyi, D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, M. Y. Basalaev, et V. I. Yudin, « Electromagnetically induced absorption and electromagnetically induced transparency for optical transitions $Fg \rightarrow Fe$ in the field of elliptically polarized waves », *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 121, n° 6, p. 934-949, déc. 2015.
- [221] S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, A. V. Taichenachev, et V. I. Yudin, « Experimental investigation of the dark pseudoresonance on the D₁ line of the ⁸⁷Rb atom excited by a linearly polarized field », *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, vol. 82, n° 8, p. 477-481, oct. 2005.
- [222] F. Renzoni, A. Lindner, et E. Arimondo, « Coherent population trapping in open systems: A coupled/noncoupled-state analysis », *Phys. Rev. A*, vol. 60, n° 1, 450-455, juill. 1999.
- [223] F. Riehle, *Frequency Standards: Basics and Applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [224] D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev, et V. K. Khersonskii, « Quantum Theory of Angular Momentum » *World Scientific*, oct. 1988.
- [225] M. Hasegawa *et al.*, « Microfabrication of cesium vapor cells with buffer gas for MEMS atomic clocks », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 167, n° 2, p. 594-601, juin 2011.
- [226] S. N. Bagayev, V. P. Chebotayev, et E. A. Titov, « Saturated Absorption Lineshape under the Transit-Time Conditions ». *Phys. Rev. A*, vol. 14, n° 1, p. 236-263, july 1976.
- [227] V. S. Letokhov et V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1977.

- [228] C. J. Bordé, G. Camy, B. Decomps, J.-P. Descoubes, et J. Vigué, « High precision saturation spectroscopy of 127I2 with argon lasers at 5 145 Å and 5 017 Å : I — Main resonances », *J. Phys.*, vol. 42, n° 10, p. 1393-1411, oct. 1981.
- [229] C. Wieman et T. W. Hänsch, « Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 36, n° 20, p. 1170-1173, mai 1976.
- [230] A. M. Akulshin *et al.*, « Collisional broadening of intra-Doppler resonances of selective reflection on the D₂ line of cesium », *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, vol. 36, p. 247-250, oct. 1982.
- [231] A. Sargsyan, D. Sarkisyan, et A. Papoyan, « Dark-line atomic resonances in a submicron-thin Rb vapor layer », *Phys. Rev. A*, vol. 73, 033803, mars 2006.
- [232] F. Biraben, B. Cagnac, et G. Grynberg, « Experimental Evidence of Two-Photon Transition without Doppler Broadening », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, n° 12, p. 643-645, mars 1974.
- [233] T. W. Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel, et A. L. Schawlow, « Two-photon spectroscopy of Na 3s-4d without Doppler broadening using a cw dye laser », *Opt. Commun.*, vol. 11, n° 1, p. 50-53, mai 1974.
- [234] T. Kobayashi *et al.*, « Compact iodine-stabilized laser operating at 531 nm with stability at the 10⁻¹² level and using a coin-sized laser module », *Opt. Express*, vol. 23, n° 16, p. 20749-20759, août 2015.
- [235] T. Schuldt *et al.*, « Development of a compact optical absolute frequency reference for space with 10⁻¹⁵ instability », *Appl. Opt.*, vol. 56, n° 4, p. 1101-1106, févr. 2017.
- [236] C. Philippe *et al.*, « 1.5 µm — optical frequency standard iodine stabilized in the 10⁻¹⁵ range for space applications », in *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, 2017, p. 471-474.
- [237] V. Schkolnik *et al.*, « JOKARUS - design of a compact optical iodine frequency reference for a sounding rocket mission », *EPJ Quantum Technol.*, vol. 4, n° 1, p. 9, mai 2017.
- [238] H.-C. Chui *et al.*, « Iodine stabilization of a diode laser in the optical communication band », *Opt. Lett.*, vol. 30, n° 6, p. 646-648, mars 2005.
- [239] C. Philippe *et al.*, « A compact frequency stabilized telecom laser diode for space applications », in *International Conference on Space Optics — ICSO 2016*, 2017, vol. 10562, oct. 2016.
- [240] P. Jian, O. Pinel, C. Fabre, B. Lamine, et N. Treps, « Real-time displacement measurement immune from atmospheric parameters using optical frequency combs », *Opt. Express*, vol. 20, n° 24, p. 27133-27146, nov. 2012.
- [241] N. Chiodo, F. Du-Burck, J. Hrabina, M. Lours, E. Chea, et O. Acef, « Optical phase locking of two infrared continuous wave lasers separated by 100 THz », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 10, p. 2936-2939, mai 2014.
- [242] H. Oozeki, H. Masuda, K. Miyata, T. Matsuura, et T. Takahashi, « Portable 532 nm Iodine-Stabilized DPSS Laser for Length Standard », p. 1047-1052, 2012.
- [243] V. S. Pivtsov, B. N. Nyushkov, I. I. Korel', N. A. Koliada, S. A. Farnosov, et V. I. Denisov, « Development of a prototype compact fibre frequency synthesiser for mobile femtosecond optical clocks », *Quantum Electron.*, vol. 44, n° 6, p. 507, 2014.
- [244] L. Hilico, R. Felder, D. Touahri, O. Acef, A. Clairon, et F. Biraben, « Metrological features of the rubidium two-photon standards of the BNM-LPTF and Kastler Brossel Laboratories », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 4, p. 219-225, nov. 1998.
- [245] F. Ducos, J. Honthaas, et O. Acef, « Development of an optical frequency comb around 1556 nm referenced to an Rb frequency standard at 778 nm », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 20, n° 3, p. 227-231, déc. 2002.
- [246] K. W. Martin *et al.*, « Compact Optical Atomic Clock Based on a Two-Photon Transition in Rubidium », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 9, 014019, janv. 2018.
- [247] J. Kitching, S. Knappe, et L. Hollberg, « Miniature vapor-cell atomic-frequency references », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, n° 3, p. 553-555, juill. 2002.
- [248] L.-A. Liew, S. Knappe, J. Moreland, H. Robinson, L. Hollberg, et J. Kitching, « Microfabricated alkali atom vapor cells », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 14, p. 2694-2696, avr. 2004.
- [249] R. Vicarini *et al.*, « Demonstration of the mass-producible feature of a Cs vapor microcell technology for miniature atomic clocks », *Sens. Actuators Phys. A*, vol. 280, p. 99-106, sept. 2018.
- [250] P. D. D. Schwindt *et al.*, « Chip-scale atomic magnetometer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, n° 26, p. 6409-6411, déc. 2004.
- [251] V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt, et J. Kitching, « Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell », *Nat. Photonics*, vol. 1, n° 11, p. 649-652, nov. 2007.
- [252] D. Sheng, A. R. Perry, S. P. Krzyzewski, S. Geller, J. Kitching, et S. Knappe, « A microfabricated optically-pumped magnetic gradiometer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, n° 3, p. 031106, janv. 2017.
- [253] S. A. Knappe, H. G. Robinson, et L. Hollberg, « Microfabricated saturated absorption laser spectrometer », *Opt. Express*, vol. 15, n° 10, p. 6293-6299, mai 2007.
- [254] M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, N. de Rooij, et G. Mileti, « Study of laser-pumped double-resonance clock signals using a microfabricated cell », *Phys. Scr.*, vol. T149, p. 014013, avr. 2012.
- [255] F. Gruet *et al.*, « A miniature frequency-stabilized VCSEL system emitting at 795nm based on LTCC modules », *Opt. Lasers Eng.*, vol. 51, n° 8, p. 1023-1027, août 2013.

- [256] W. Loh *et al.*, « Microresonator Brillouin laser stabilization using a microfabricated rubidium cell », *Opt. Express*, vol. 24, n° 13, p. 14513-14524, juin 2016.
- [257] M. T. Hummon *et al.*, « Photonic chip for laser stabilization to an atomic vapor with 10^{-11} instability », *Optica*, vol. 5, n° 4, p. 443-449, avr. 2018.
- [258] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, « Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres », *Nature*, vol. 434, n° 7032, p. 488-491, mars 2005.
- [259] A. Lurie *et al.*, « Saturation spectroscopy of iodine in hollow-core optical fiber », *Opt. Express*, vol. 20, pp. 11906-11917, mai 2012.
- [260] M. Takiguchi, Y. Yoshikawa, T. Yamamoto, K. Nakayama, et T. Kuga, « Saturated absorption spectroscopy of acetylene molecules with an optical nanofiber », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 7, p. 1254-1256, avr. 2011.
- [261] V. Maurice, Z. Newman, M. Hummon, L. Stern, L. Hollberg, et J. Kitching, « Low-power optical frequency standard based on a cavity enhanced two-photon transition in a Rb microfabricated vapor cell », in *32nd European Frequency and Time Forum*, p 243, 2018.
- [262] J. Ishikawa, F. Riehle, J. Helmcke, Ch. J. Bordé, « Strong-field effects in coherent saturation spectroscopy of atomic beams », *Phys. Rev. At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 49, n° 6, p. 4794-4825, juin 1994.
- [263] D. V. Brazhnikov et A. S. Novokreshchenov, « The influence of higher spatial harmonics of atomic polarization on the saturated absorption resonance upon excitation of open dipole transitions by a field of counterpropagating waves », *Opt. Spectrosc.*, vol. 122, n° 4, p. 541-548, avr. 2017.
- [264] C. Affolderbach, S. Knappe, R. Wynands, A. V. Taichenachev, et V. I. Yudin, « Electromagnetically induced transparency and absorption in a standing wave », *Phys. Rev. A*, vol. 65, 043810, mars 2002.
- [265] D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, I. I. Ryabtsev, et V. M. Entin, « Effect of the polarization of counterpropagating light waves on nonlinear resonances of the electromagnetically induced transparency and absorption in the Hanle configuration », *JETP Lett.*, vol. 91, n° 12, p. 625-629, juin 2010.
- [266] D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, et V. I. Yudin, « Polarization method for controlling a sign of electromagnetically-induced transparency/absorption resonances », *Eur. Phys. J. D*, vol. 63, n° 3, p. 315-325, août 2011.
- [267] D. V. Kosachiov, B. G. Matisov, et Y. V. Rozhdvestvensky, « Coherent phenomena in multilevel systems with closed interaction contour », *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 25, n° 11, p. 2473-2488, juin 1992.
- [268] A. Douahi *et al.*, « Vapour microcell for chip scale atomic frequency standard », *Electron. Lett.*, vol. 43, n° 5, p. 33-34, mars 2007.
- [269] M. Hasegawa *et al.*, « Effects of getters on hermetically sealed micromachined cesium–neon cells for atomic clocks », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 23, n° 5, p. 055022, avr. 2013.
- [270] S. Karlen, J. Gobet, T. Overstolz, J. Haesler, et S. Lecomte, « Lifetime assessment of RbN₃-filled MEMS atomic vapor cells with Al₂O₃ coating », *Opt. Express*, vol. 25, n° 3, p. 2187-2194, févr. 2017.
- [271] M. Lezius *et al.*, « Space-borne frequency comb metrology », *Optica*, vol. 3, n° 12, p. 1381-1387, déc. 2016.
- [272] A. M. Akulshin, V. A. Sautenkov, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, et M. V. Zverkov, « Power broadening of saturation absorption resonance on the D2 line of rubidium », *Opt. Commun.*, vol. 77, n° 4, p. 295-298, juill. 1990.
- [273] V. V. Vasil'ev *et al.*, « Dual structure of saturated absorption resonance at an open atomic transition », *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 112, n° 5, p. 770, juin 2011.
- [274] N. Almat, M. Pellaton, W. Moreno, F. Gruet, C. Affolderbach, et G. Mileti, « Rb vapor-cell clock demonstration with a frequency-doubled telecom laser », *Appl. Opt.*, vol. 57, n° 16, p. 4707-4713, juin 2018.
- [275] V. Gerginov et K. Beloy, « Two-photon Optical Frequency Reference with Active ac Stark Shift Cancellation », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 10, 014031, juill. 2018.
- [276] S. Haroche et F. Hartmann, « Theory of Saturated-Absorption Line Shapes », *Phys. Rev. A*, vol. 6, n° 4, p. 1280-1300, oct. 1972.

Articles publiés dans différentes revues scientifiques

2016

M. Abdel Hafiz, G. Coget, E. de Clercq and R. Boudot, *Doppler-free spectroscopy on the Cs D_1 line with a dual-frequency laser*, Optics Letters **41**, 13, 2982-2985 (2016).

2017

M. Abdel Hafiz, G. Coget, P. Yun, S. Guérandel, E. de Clercq and R. Boudot *A high-performance Raman-Ramsey Cs vapor cell atomic clock*, Journal of Applied Physics **121**, 104903 (2017).

M. Abdel Hafiz, D. Brazhnikov, G. Coget, V. Yudin, A. Taichenachev, E. de Clercq and R. Boudot *High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field*, New Journal of Physics **19**, 073028 (2017).

2018

D. Brazhnikov, G. Coget, M. Abdel Hafiz, V. Maurice, C. Gorecki and R. Boudot *Analytical Expressions of the Dark Resonance Parameters in a Vacuum Vapor Cell*, IEEE Transactions Ultrasonics Ferroelectrics Frequency Control **65**, 6, 962-972 (2018).

M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, C. Rocher, S. Guérandel, T. Zanon-Willette, E. de Clercq and R. Boudot *Toward a high-stability coherent population trapping Cs cell atomic clock using auto-balanced Ramsey spectroscopy*, Physical Review Applied **9**, 064002 (2018).

M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, C. Calosso, S. Guérandel, E. de Clercq and R. Boudot *Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock*, Applied Physics Letters **112**, 244102 (2018).

D. Brazhnikov, M. Petersen, G. Coget, N. Passilly, V. Maurice, C. Gorecki, and R. Boudot, *Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: extended theoretical model and microcell-based experiments*, soumis à Physical Review A (octobre 2018).

Conférences et posters

2017

D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz, G. Coget and R. Boudot, *Analytical Expressions for Parameters of the Dark Resonance in a Vacuum Vapour Cell*, EFTF-IFCS Joint Meeting, 09-13 July 2017, Besançon, France.

D. Brazhnikov, A. Taichenachev, V. I. Yudin, M. Abdel Hafiz, G. Coget, E. de Clercq and R. Boudot, *Ultrahigh-Contrast Saturated-Absorption Resonance to Enhance Stability of CPT Atomic Clocks*, EFTF-IFCS Joint Meeting, 09-13 July 2017, Besançon, France.

R. Boudot, M. Abdel Hafiz, B. François, G. Coget, M. Petersen, S. Guérandel, P. Yun, E. De Clercq, C. E. Calosso, S. Micalizio and R. Boudot, *A high-performance cell-based microwave lock using push-pull optical pumping*, EFTF-IFCS Joint Meeting, 09-13 July 2017, Besançon, France.

M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, S. Guérandel, E. de Clercq, R. Boudot, *A Ramsey-CPT spectroscopy-based Cs cell atomic clock*, International Conference on Laser Spectroscopy ICOLS2017, 02-07 July 2017, Arcachon, France.

D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz, G. Coget, A. Taichenachev, V. Yudin, E. de Clercq, R. Boudot, *Investigation of the high-contrast sub-Doppler absorption spikes observed in a cesium vapor cell under the dual-frequency regime*, International Conference on Laser Spectroscopy ICOLS2017, 02-07 July 2017, Arcachon, France.

D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz, G. Coget, A. Taichenachev, V. Yudin, E. de Clercq, R. Boudot, *High-Contrast Sub-Doppler Resonance Observed in a Cesium Vapor Cell for Applications in the Compact All-Optical Atomic Clocks*, Conference on Laser Spectroscopy, Armenia.

2018

G. Coget, M. Abdel Hafiz, M. Petersen, E. de Clercq, S. Guérandel, T. Zanon-Willette, C. E. Calosso, R. Boudot *A CPT-based Cs cell atomic clock using auto-balanced Ramsey spectroscopy*, European Frequency Time Forum, April 2018, Torino (Italy).

M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, E. de Clercq, S. Guérandel, T. Zanon-Willette, C. E. Calosso, R. Boudot, *A CPT-based Cs cell lock using the auto-balanced Ramsey interrogation protocol*, International Frequency Control Symposium, May 2018, Lake Tahoe, California, USA.

M. Petersen, M. Abdel Hafiz, G. Coget, C. E. Calosso, S. Guérandel, E. de Clercq, R. Boudot, *Significant reduction of power light-shift in a CPT-based Cs cell clock with optimized auto-balanced Ramsey interrogation protocol*, Hot Vapor Workshop, Stuttgart, May 2018.

M. Petersen, R. Boudot, G. Coget, N. Passilly, V. Maurice, C. Gorecki, D. V. Brazhnikov *High-contrast saturated absorption resonance observed in a MEMS vapor cell under the two-*

frequency light excitation, Twentieth international conference and school on quantum electronics "Laser physics and applications", 17-21 September 2018, Nessebar, Bulgaria.

Titre : Horloge atomique Cs à piégeage cohérent de population avec protocole d'interrogation Auto-Balanced Ramsey

Mots clés : Horloge atomique, cellule à vapeur de césium, piégeage cohérent de population, Auto-Balanced Ramsey, stabilité relative de fréquence, spectroscopie laser

Résumé : Cette thèse décrit une horloge atomique à cellule de césium de haute-performance basée sur le phénomène de piégeage cohérent de population (CPT). Cette horloge associe une diode laser DFB (à 895 nm, raie D_1 du Cs), un modulateur électro-optique fibré, un modulateur acousto-optique, un système Michelson, une électronique bas bruit contrôlée par une carte FPGA et une cellule à vapeur de césium contenant un mélange de gaz tampon azote-argon. L'horloge exploite un schéma de pompage CPT optimisé nommé push-pull optical pumping (PPOP) permettant la détection de résonances CPT à fort contraste.

L'horloge repose sur l'exploitation d'un nouveau protocole d'interrogation pulsé nommé Auto-Balanced Ramsey (ABR). Ce dernier repose sur l'utilisation de deux séquences Ramsey avec des temps noirs de durées différentes.

La mise en place de ce protocole ABR-CPT, amélioré par la suite avec symétrisation (SABR-CPT), conduit à une réduction drastique des effets de déplacement lumineux, avec en particulier une diminution de la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser par un facteur 80 comparativement à une interrogation Ramsey-CPT conventionnelle. Cette horloge CPT démontre à ce jour une stabilité relative de fréquence de $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, atteignant le niveau record (pour ce type d'horloge) de $2,5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

Des travaux annexes de spectroscopie laser en microcellules à vapeur de césium sont aussi reportés dans ce manuscrit. On notera en particulier la démonstration d'un laser stabilisé par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence dans une microcellule Cs avec une stabilité de fréquence préliminaire meilleure que $2 \cdot 10^{-12}$ à 1 s. Ces performances sont 10 fois meilleures que celles de micro-horloges atomiques micro-ondes CPT.

Title : Coherent population trapping Cs cell atomic clock with Auto-Balanced Ramsey interrogation protocol

Keywords : Atomic clock, Cs vapor cell, coherent population trapping, Auto-Balanced Ramsey, frequency stability, laser spectroscopy

Abstract : This thesis reports a high-performance Cs vapor cell atomic based on coherent population trapping (CPT). This clock combines a DFB diode laser (895 nm, Cs D_1 line), a fibered electro-optical modulator, an acousto-optical modulator, a Michelson system, FPGA-based low noise electronics and a N_2 -Ar buffer gas filled Cs vapor cell. The clock is based on an optimized CPT pumping scheme, named push-pull optical pumping (PPOP), allowing the detection of high-contrast CPT resonances.

The clock uses a novel pulsed interrogation protocol named Auto-Balanced Ramsey (ABR). This method is based on the extraction of two error signals derived from two successive Ramsey sequences with different dark periods.

The ABR-CPT protocol, improved further with symmetrization (SABR-CPT), allows a drastic reduction of light-shifts effects, yielding a reduction of the sensitivity of the clock frequency to laser power variations by a factor 80, in comparison with a standard Ramsey-CPT interrogation. This CPT clock demonstrates a fractional frequency stability of $2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$, reaching the record level (for this kind of clock) of $2,5 \cdot 10^{-15}$ à 10^4 s.

Annex laser spectroscopy studies in Cs microfabricated cells were performed in this thesis. We shall note the preliminary demonstration of a frequency-stabilized laser using dual-frequency sub-Doppler spectroscopy in a Cs microcell, exhibiting a fractional frequency stability better than $2 \cdot 10^{-12}$ at 1 s. These performances are 10 times better than those of microwave CPT-based chip-scale atomic clocks.