



HAL
open science

Référence de fréquence optique à microcellule à vapeur de césium stabilisée par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

Anthony Gusching

► **To cite this version:**

Anthony Gusching. Référence de fréquence optique à microcellule à vapeur de césium stabilisée par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Vibrations [physics.class-ph]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2023. Français. NNT : 2023UBFCD042 . tel-04412404

HAL Id: tel-04412404

<https://theses.hal.science/tel-04412404>

Submitted on 23 Jan 2024

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ
PREPARÉE A L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE COMTÉ

Ecole doctorale n°37

SPIM

Doctorat de sciences physiques pour l'ingénieur et microtechniques

Par

M. GUSCHING Anthony

Référence de fréquence optique à microcellule à vapeur de césium
stabilisée par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 19 octobre 2023

Composition du Jury :

M. LECOQ Yann	Ingénieur de recherche CNRS, HDR, SYRTE, Observatoire de Paris	Rapporteur
M. GÉRÔME Frédéric	Directeur de recherche CNRS, XLIM, Limoges	Rapporteur
M. KERSALÉ Yann	Professeur ENSMM, FEMTO-ST, Besançon	Examineur
M. ESNAULT François-Xavier	Ingénieur CNES, Toulouse	Examineur
M. LLOPIS Olivier	Directeur de recherche CNRS, LAAS-CNRS, Toulouse	Examineur
M. BOUDOT Rodolphe	Chargé de recherche CNRS, HDR, FEMTO-ST, Besançon	Directeur de thèse
M. PASSILLY Nicolas	Chargé de recherche CNRS, FEMTO-ST, Besançon	Invité

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers toutes les personnes qui ont eu une influence positive sur ma thèse.

En premier lieu, mes sincères remerciements vont aux membres du jury, dont la disponibilité, l'attention et les retours éclairés ont grandement contribué à l'amélioration de ce manuscrit de thèse. Leurs commentaires constructifs ont été d'une valeur inestimable, et je suis reconnaissant de l'opportunité qui m'a été donnée de partager et de discuter de mes travaux lors de la soutenance.

Un remerciement spécial à mon encadrant, pour avoir été la personne qui m'a ouvert les portes d'un domaine que je ne connaissais rien au départ et dans lequel je me suis grandement épanoui. Les relectures minutieuses et les corrections apportées au manuscrit ont grandement contribué à sa qualité.

Mes collègues de travail méritent également mes remerciements les plus chaleureux. Leur collaboration, leurs conseils et leur soutien précieux ont été des atouts cruciaux lorsque des difficultés se présentaient.

Arrive maintenant la partie intéressante, celle du soutien moral. Je tiens à exprimer ma gratitude envers Alok, avec qui j'ai partagé mon bureau au début de ma thèse. Ses conseils et ses encouragements ont dissipé pas mal de doutes.

Un grand merci à Clément, avec qui j'ai partagé d'agréables moments au cours de sa première année de thèse.

Sherita mérite des remerciements spéciaux pour sa constante bonne humeur qui égayait mes matins, offrant un élan de motivation essentiel pour commencer chaque journée.

Claudine, toujours souriante et bienveillante, mérite également ma reconnaissance pour sa gentillesse, son temps à discuter avec moi mais aussi pour sa rapidité à répondre à toute demande d'aide.

Emmanuel, notre première rencontre a été quelque peu animée, mais elle s'est avérée être très agréable par la suite.

Fabienne, je pense que tu as également ta place dans ces remerciements !

Shambo, avec qui j'ai partagé de nombreux moments, que ce soit lors des pauses au labo, lors des voyages sans but ou des soirées imprévues, a contribué à rendre cette aventure encore plus mémorable.

Merci à Elsa, toujours là pour me soutenir dans les périodes difficiles.

Merci également à Nesrine, tu es passée par là avant moi et sans toi ma thèse aurait été vraiment différente.

Janna, ça a été vraiment cool de te rencontrer et de discuter avec toi.

Carlos, que j'ai appris à connaître en partageant mon bureau, mérite aussi mes remerciements pour sa bienveillance.

Si on parle de Carlos, on ne peut pas ne pas parler de Martín. Merci à toi même si on a trop peu parlé ensemble à mon avis.

Sacha, on a fait notre master ensemble et tu étais toujours pas loin histoire qu'on puisse toujours se marrer ensemble.

Martina, que j'ai eu le plaisir de connaître et d'apprécier, a été une figure marquante, et bien que le temps passé avec elle ait été trop court, je lui en suis extrêmement reconnaissant.

Mario mérite une mention spéciale pour son sens de l'humour particulièrement original qui a égayé la vie au laboratoire. Nous sommes vraiment devenus potes, et je ne regrette rien !

Enfin, Martin, que je considère comme le meilleur, tant en tant qu'ami que collègue, est un modèle de calme et d'intelligence au travail. Et pourtant si fun en dehors du labo ! J'espère un jour pouvoir égaler ton niveau en escalade.

Je n'oublie pas ma famille, qui, bien que n'ayant pas été présente physiquement lors de la soutenance, a été d'un grand soutien tout au long de ce périple.

Enfin, je m'excuse auprès de ceux que je n'ai pas remerciés. Chaque contribution, aussi discrète soit-elle, a laissé une empreinte positive sur cette thèse, et je suis sincèrement reconnaissant envers tous ceux qui ont contribué à ce travail, même si leur nom n'apparaît pas explicitement dans ces lignes.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
1 Applications, définitions, état de l'art	3
1.1 Applications	4
1.1.1 Communications	4
1.1.2 Navigation	4
1.1.3 Métrologie	5
1.1.4 Tests de physique	7
1.2 Horloges atomiques	8
1.2.1 Pourquoi des atomes ?	8
1.2.2 Architecture d'une horloge atomique	8
1.2.3 Outils de caractérisation d'une horloge atomique	11
1.2.4 Stabilité de fréquence court-terme : résonance atomique et bruit	13
1.2.5 Déplacements de fréquence et stabilité moyen-terme	15
1.3 Etat de l'art : Horloges à cellule micro-ondes	18
1.3.1 Horloge à cellule de Rb	18
1.3.2 Horloge Rb POP	20
1.3.3 Horloges micro-ondes à piégeage cohérent de population (CPT)	22
1.4 Références optiques à cellule	26
1.4.1 Spectroscopie par absorption linéaire	27
1.4.2 Spectroscopie par absorption saturée	27
1.4.3 Transition à deux photons à 778 nm de l'atome de Rb	32
1.4.4 Transition à 2 photons 780 - 776 nm de l'atome de Rb	35
1.4.5 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence	37
1.5 Résumé de l'état de l'art et orientations	37
2 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence	42
2.1 Généralités sur l'atome de Cs	43
2.1.1 Structure fine	43
2.1.2 Structure hyperfine	43
2.1.3 Pression de vapeur et densité alcaline	45
2.1.4 Caractéristiques	46
2.2 Spectroscopie laser : basiques et définitions	47
2.2.1 Mécanismes d'interaction élémentaires	47
2.2.2 Coefficients et relations d'Einstein	47
2.2.3 Fluorescence	48
2.2.4 Distribution spectrale, section efficace d'absorption	49
2.2.5 Coefficient d'absorption et intensité de saturation	50
2.2.6 Forme de résonance	50
2.3 Elargissements et absorption linéaire	51
2.3.1 Distribution de vitesse et élargissement Doppler	51
2.3.2 Présence d'un gaz : déplacement et élargissement collisionnel	52
2.3.3 Profil d'absorption	53
2.3.4 Absorption linéaire : formalisme de la matrice densité	55
2.4 Absorption saturée	56

2.4.1	Introduction	56
2.4.2	Formalisme avec matrice densité	57
2.5	Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence	59
2.5.1	Définition du problème	59
2.5.2	Formalisme	62
2.5.3	Simulations	66
2.5.4	Conclusion	69
3	Dispositif expérimental	70
3.1	Aperçu de l'expérience	71
3.2	Sources laser	72
3.3	EOM	73
3.3.1	Configuration de l'EOM sur l'expérience	73
3.3.2	Température de l'EOM	74
3.3.3	Tension de biais	75
3.3.4	Asservissement de la tension de biais	76
3.3.5	Puissance micro-onde	77
3.4	AOM	78
3.4.1	Température de l'AOM	78
3.4.2	Signal RF de l'AOM	80
3.4.3	Asservissement de puissance optique	81
3.5	Détection	82
3.6	Battement de fréquence entre les systèmes lasers	82
3.7	Technologie de microcellule	83
3.7.1	Microcellule	83
3.7.2	Méthode de fabrication	84
3.7.3	Banc d'activation et spectroscopie linéaire de cellules MEMS	85
3.7.4	Gestion de la quantité d'atomes alcalins dans la cellule	88
3.7.5	Module physique pour cellule microfabriquée	89
3.8	Logiciel de contrôle	91
3.9	Conditions environnementales	92
3.10	Conclusions	92
4	Spectroscopie sub-Doppler et stabilité court-terme	94
4.1	Spectroscopie de la résonance sub-Doppler	95
4.1.1	Puissance laser	95
4.1.2	Température de cellule	96
4.1.3	Champ magnétique	97
4.1.4	Puissance micro-onde	98
4.1.5	Fréquence micro-onde	99
4.1.6	Position du miroir	99
4.1.7	Profondeur de modulation	100
4.2	Budget de bruit court-terme du battement laser (DFB-ECDL)	101
4.2.1	Configuration de l'asservissement	101
4.2.2	Bruit de détection	102
4.2.3	Bruit de phase	102
4.2.4	Budget de bruit	103
4.2.5	Stabilité de fréquence court-terme	104
4.3	Conclusion	104
5	Référence optique ultra-stable à 895 nm	106
5.1	Implémentation d'une référence optique ultra-stable à 895 nm	107
5.1.1	Cavité sphérique ultra-stable	107
5.1.2	Asservissement du peigne de fréquence sur le laser à cavité	109
5.1.3	Extraction du signal à 895 nm	111
5.1.4	Verrouillage en phase d'un ECDL sur le signal à 895 nm extrait du peigne	112
5.1.5	Lien fibré stabilisé	114
5.2	Stabilité court-terme du laser ECDL-microcellule	117
5.2.1	Montage expérimental	117

5.2.2	Bruit de détection	118
5.2.3	Bruit de phase	118
5.2.4	Budget de bruit court-terme	119
5.2.5	Stabilité	120
5.3	Conclusion	121
6	Déplacements de fréquence et stabilité moyen-terme	123
6.1	Déplacements de fréquence	124
6.1.1	Puissance laser	124
6.1.2	Température de cellule	124
6.1.3	Champ magnétique	125
6.1.4	Puissance micro-onde	125
6.1.5	Fréquence micro-onde	126
6.1.6	Position du miroir	126
6.1.7	Températures de l'EOM et de l'AOM	127
6.1.8	Profondeur de modulation	128
6.1.9	Alignement du faisceau contre-propageant	128
6.2	Budget de stabilité moyen-terme	130
6.3	Conclusions	132
	Conclusion générale	133
	Bibliographie	135
	Publications	148

Introduction

L'unité de mesure du temps, la seconde, est l'unité la plus précise jamais mesurée. Grâce aux avancées de la science, des horloges atomiques optiques atteignent aujourd'hui une stabilité relative de fréquence exceptionnelle dans la gamme de 10^{-19} après quelques heures d'intégration. Ces horloges atomiques jouent un rôle essentiel dans l'établissement du temps atomique international et servent de références dans de nombreux domaines scientifiques et technologiques. Cependant, ces instruments sont souvent complexes, encombrants et difficilement déployables en dehors de l'environnement contrôlé du laboratoire.

La démonstration en 2004 du premier prototype d'horloge atomique miniature développé par le NIST [1] a posé les fondements d'un nouveau domaine de recherche toujours en pleine expansion. Suite à ce travail pionnier, une vingtaine d'années d'efforts scientifiques et technologiques ont conduit à l'avènement d'horloges atomiques miniatures industrielles et commerciales combinant un volume d'environ 15 cm^3 , une consommation d'une centaine de mW et une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 2×10^{-11} à 1 s et 10^{-11} à la journée.

Ces horloges atomiques miniatures, reposant sur l'interaction d'atomes confinés dans une cellule microfabriquée avec un signal micro-onde porté optiquement (phénomène de piégeage cohérent de population : CPT), trouvent des applications dans les télécommunications, la navigation, la métrologie ou même l'exploration spatiale. Bien que loin de rivaliser à ce jour avec les meilleurs étalons de laboratoire, la stabilité de fréquence journalière de ces horloges miniatures est environ 100 fois supérieure à celle des oscillateurs à quartz de type OCXO (oven-controlled crystal oscillator).

Pousser les performances d'horloges atomiques miniatures constitue une motivation stimulante. Pour cela, une option attractive consiste à viser le développement d'horloges atomiques miniatures optiques, la montée en fréquence de la transition sondée bénéficiant directement à la stabilité court-terme d'horloge. Dans ce cadre, mon travail de thèse se concentre sur la démonstration d'une référence de fréquence atomique optique à 895 nm. Cette référence de fréquence optique, visant une stabilité de fréquence court-terme 100 fois supérieure à celle des micro-horloges atomiques commerciales actuelles, consiste à stabiliser la fréquence d'un laser sur une résonance atomique optique détectée au sein d'une cellule à césium microfabriquée par le biais d'une technique de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit les applications des horloges atomiques, et met en évidence leur pertinence dans divers domaines scientifiques et technologiques. Il présente également des définitions essentielles pour appréhender leur fonctionnement. Un panorama des horloges atomiques à cellule est présenté en commençant par les horloges micro-ondes et en poursuivant avec les horloges optiques. Cette étude bibliographique permet d'établir les bases nécessaires pour approfondir les développements ultérieurs présentés dans ce manuscrit. La fin de ce chapitre est consacrée à une étude comparative de ces horloges et de leur stabilité respective. Cette étude permet de mettre en évidence les avantages et les limitations de chaque approche, tout en offrant un aperçu du potentiel de l'approche choisie dans ce travail de thèse.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit est consacré à un rappel des fondements de la spectroscopie laser en cellule. Il rappelle brièvement la structure atomique fine et hyperfine de l'atome de césium et certaines de ses caractéristiques essentielles (pression de vapeur, densité alcaline). Les mécanismes d'interaction élémentaires atomes-champ (absorption, émission spontanée et émission stimulée) sont rappelés. Les coefficients et relations d'Einstein sont introduits. Les notions de profil de fluorescence, section efficace d'absorption, coefficient d'absorption et intensité de saturation sont apportées.

Nous introduisons ensuite l'élargissement Doppler du profil d'absorption, image de la distribution de vitesse des atomes dans la cellule, ainsi que les autres contributions à l'élargissement de la résonance (élargissement collisionnel, largeur spectrale laser, etc.). Cet ensemble nous permet de simuler les profils

d'absorption sur la raie D_1 du césium pur un système atomique simple à deux niveaux. La spectroscopie par absorption linéaire est brièvement décrite par le formalisme de la matrice densité et les équations de Bloch optiques. Nous introduisons ensuite le principe de fonctionnement de l'absorption saturée, reposant sur l'interaction d'atomes en cellule avec des faisceaux contre-propageants de même fréquence.

Nous rappelons enfin les fondements de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Ce rappel s'appuie largement sur les travaux théoriques menés par Denis Brazhnikov et E. de Clercq, décrits dans [2]. Dans cette méthode, un champ laser bi-fréquence est rétro-réfléchi au sein de la cellule à vapeur atomique. Par le biais des faisceaux incidents et réfléchis, les atomes de vitesse nulle (en référence à l'axe de propagation laser) sont alors pompés dans des états noirs Zeeman et hyperfins micro-ondes, qui, sous conditions de l'utilisation de champs contre-propageants orthogonalement polarisés, interfèrent destructivement. L'absorption de la lumière par la vapeur atomique est alors drastiquement augmentée, conduisant à la détection, dans le fond du profil d'absorption, de résonances sub-Doppler inversées de fort contraste. Ces résonances constituent des candidates de choix pour la stabilisation de fréquence du laser.

Le troisième chapitre de ce manuscrit se concentre sur la description détaillée de l'expérience. Cette dernière repose sur deux systèmes lasers quasi-identiques. Le premier est basé sur une diode laser DFB (Distributed-FeedBack), tandis que le second est basé sur un laser à cavité étendue (ECDL : External Cavity Diode Laser). Le faisceau laser est ensuite modulé à l'aide d'un modulateur électro-optique (EOM : Electro-Optic Modulator) afin de générer deux fréquences optiques séparées de 9.2 GHz. La puissance optique est stabilisée à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM : Acousto-Optic Modulator). Le faisceau laser est rétro-réfléchi au sein d'une cellule alcaline de dimension millimétrique avant d'être détecté par un photodétecteur. Un battement de fréquence entre les deux systèmes est alors obtenu pour assurer leur caractérisation métrologique. Nous abordons brièvement la technologie de microcellule utilisée dans cette expérience, incluant les méthodes de fabrication, d'activation et de caractérisation. Nous présentons le module physique conçu pour accueillir la cellule microfabriquée, ainsi que sa caractérisation thermique et magnétique. Nous présentons enfin l'interface de contrôle, permettant de piloter l'expérience.

Le quatrième chapitre de ce manuscrit se focalise sur l'impact de chaque paramètre expérimental sur la résonance sub-Doppler et donc sur la stabilité de fréquence court-terme de l'horloge. Nous étudions le rapport signal sur largeur du pic sub-Doppler en fonction de la puissance laser, la température de cellule, le champ magnétique, la puissance micro-onde, la fréquence micro-onde, la position du miroir de réflexion en sortie de cellule ou la profondeur de modulation. Nous présentons les mesures de bruit de détection effectuées permettant d'établir le budget de bruit court-terme du battement de fréquence entre les deux systèmes laser. Une stabilité de fréquence court-terme du battement de 1.05×10^{-12} est prédite, en bon accord avec les mesures de stabilité réalisées. La stabilité de fréquence court-terme est alors limitée par le bruit de fréquence du laser ECDL via l'effet d'intermodulation [3] en raison d'une trop faible fréquence de modulation.

Le cinquième chapitre décrit le développement d'une référence de fréquence optique ultra-stable délivrant un signal optique à 895 nm. Cette dernière, utile pour la caractérisation sans ambiguïté des lasers à microcellule, consiste en l'extraction d'un signal à 895 nm à partir d'un peigne de fréquence asservi sur un laser à cavité ultra-stable à 1.5 μm . Ce signal de référence est transféré entre deux laboratoires à l'aide d'un lien fibré compensé de 20 mètres dont le schéma global et la caractérisation sont présentés. Nous établissons dans cette partie un nouveau budget de bruit court-terme du système laser ECDL à microcellule, dont la fréquence de modulation est augmentée (1 MHz). On démontre une stabilité relative de fréquence de 3×10^{-13} à 1 s, en bon accord avec les performances de bruit de phase, et inférieure à 5×10^{-14} à 100 s. Ces performances court-terme sont compétitives avec les meilleures références de fréquence atomiques à microcellule rapportées à ce jour [4].

Le dernier et sixième chapitre initie l'étude de la stabilité moyen-terme de notre référence optique à microcellule. La sensibilité de la fréquence laser à de nombreux paramètres expérimentaux est mesurée. En combinant ces mesures de sensibilité aux mesures de fluctuations typiques des paramètres respectifs, nous établissons un budget de stabilité moyen-terme provisoire. Les contributions majeures mesurées à ce jour sont les défauts d'alignement des deux faisceaux contre-propageants dans la cellule, le champ magnétique et la puissance micro-onde. Cette étude de stabilité moyen-terme demeure préliminaire cependant et devra être poursuivie à la suite de ce travail de thèse.

Chapitre 1

Applications, définitions, état de l'art

Les horloges atomiques sont des dispositifs de mesure du temps exceptionnels, dont les progrès ont conduit à des avancées significatives dans de nombreux domaines. De nos jours, de nombreuses applications nécessitent des horloges de plus en plus performantes et de plus en plus petites.

Ce chapitre commence par exposer les motivations et applications de ce travail de thèse. Nous mentionnons différents domaines d'applications pour lesquels le besoin d'horloges stables et compactes est requis, tels que les communications, les systèmes de navigation et positionnement, la métrologie, la géodésie ou la mise en place de tests de physique.

Nous exposons dans un second temps l'intérêt d'exploiter des transitions atomiques pour développer des références de fréquence de haute stabilité. Nous rappelons l'architecture élémentaire d'une horloge atomique, les outils principaux pour sa caractérisation métrologique, les caractéristiques typiques de la résonance à considérer pour développer une horloge stable, les sources de bruit majeures, ainsi que les déplacements de fréquence principaux pouvant perturber la stabilité moyen et long-terme d'horloges atomiques à cellule.

En dernier lieu, nous dressons un état de l'art non exhaustif d'horloges atomiques à cellule. Mon travail de revue distingue d'abord les horloges atomiques micro-ondes à cellule, incluant les horloges à cellule de Rb à double résonance optique-micro-onde et les horloges à piégeage cohérent de population (CPT). Sont ensuite décrites des références optiques à cellule, exploitant la spectroscopie par absorption linéaire, l'absorption saturée, la spectroscopie de transitions à 2 photons et la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Un travail comparatif résumé est apporté en fin de chapitre

1.1 Applications

1.1.1 Communications

Le développement d'horloges atomiques compactes a été significativement poussé dans les années 90 pour l'industrie des télécommunications. Le besoin visait à l'installation d'horloges atomiques au coeur des stations de base pour la téléphonie cellulaire permettant de maintenir les propriétés de communication pendant une durée suffisante en cas de perte des signaux GNSS. Les spécifications typiques visaient une erreur typique maximale de l'ordre de $10 \mu\text{s}$ par jour. Des horloges avec un volume de l'ordre de 100 cm^3 et consommant une dizaine de watts furent développées en ce sens [5].

Néanmoins, ce budget volume-consommation demeurerait trop important pour des horloges embarquées au sein d'instruments portables et alimentés sur batterie. Il fut ainsi réalisé que la disponibilité d'horloges atomiques miniatures, mariant stabilité et très faible budget volume-consommation, trouverait un intérêt majeur au sein de récepteurs GNSS ou pour renforcer la sécurisation des communications numériques. Cette démarche fut engagée dès les années 90 avec la proposition de remplacer les lampes des horloges à rubidium par des diodes laser VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers), consommant peu, couplées à des cellules en verre soufflé de très petites dimensions mises au coeur de cavités très compactes. Au début des années 2000, l'avènement de technologies de cellules microfabriquées, compatibles avec la fabrication collective sur wafers et la production en masse, ouvrirent la voie au développement de micro-horloges atomiques basse consommation [1].

Les communications militaires sont spécifiquement friandes de références de temps et de fréquence ultra-compactes et consommant peu, pour réduire les problèmes dits de "jamming". Ce terme regroupe l'ensemble des perturbations (brouillage, blocages, phénomènes d'interférences) pouvant remettre en question la qualité et le bon fonctionnement de communications sans fil. Le code militaire GNSS américain dit P(Y) est codé à une fréquence supérieure (10 MHz) à celle du code civil (1 MHz), le rendant plus difficile à perturber. Néanmoins, ce code pseudo-aléatoire est renouvelé seulement une fois par semaine. Ainsi, sans connaissance préalable du temps lors de la connexion, l'acquisition du code militaire P(Y) par des techniques d'intercorrélacion nécessite une puissance de calcul conséquente avec la nécessité d'analyser de longues séquences de données (10^{12} bits). La majorité des récepteurs GNSS militaires acquiert en premier lieu le temps via la lecture du code civil, qui se répète chaque milliseconde, puis exploite cette information pour réduire la fenêtre de données à analyser dans la séquence du code P(Y). L'exploitation de micro-horloges atomiques est très utile dans ce domaine.

Il est important de noter que les signaux GNSS ne sont pas toujours accessibles et sont possiblement leurrables. Il est donc d'importance de disposer, dans une multitude de systèmes, d'horloges embarquées capables de maintenir, de manière autonome, le temps sur des durées relativement étendues (quelques heures à quelques jours) pour se repérer temporellement. Aussi, avec de plus en plus d'utilisateurs sur des réseaux de communications présentant des débits de plus en plus importants et des transferts de quantités de données croissantes, l'utilisation d'horloges atomiques pour la synchronisation et la sécurisation des réseaux de télécommunications devient incontournable.

1.1.2 Navigation

Les systèmes de navigation par satellite (GNSS) reposent tous sur une architecture comparable à celle proposée initialement par les concepteurs du système GPS de l'US Air Force [6]. Dans ces systèmes, les horloges à bord des satellites doivent répondre à des contraintes sévères en termes de volume, puissance de consommation, coût et stabilité de fréquence pour assurer la précision de positionnement du récepteur terrestre GNSS de l'utilisateur.

Dans un système GNSS, une constellation de satellites transmet des messages permettant au récepteur de déterminer sa distance, relativement à 3 ou 4 satellites, par mesure du temps de propagation de l'onde, se propageant à la vitesse de la lumière, entre le satellite et lui-même (voir figure 1.1).

Une précision de positionnement de l'ordre du mètre implique que l'heure, le temps, à bord des satellites soit connu avec une incertitude de l'ordre de la nanoseconde. Le rôle des horloges embarquées sur satellite est alors de garantir ce niveau de précision aussi longtemps que possible, typiquement sur des intervalles d'au moins un jour ($\approx 10^5 \text{ s}$) correspondant à la durée typique d'une révolution d'un satellite autour de la Terre et donc entre deux étapes de resynchronisation. Ainsi, de manière abrupte, un niveau de stabilité relative de fréquence de l'ordre de 10^{-14} à 1 jour, soit 1 nanoseconde à 1 jour, apparaît comme une requête importante pour les horloges atomiques embarquées des systèmes GNSS.

Dans ces derniers, la précision de positionnement dépend directement des performances des horloges em-

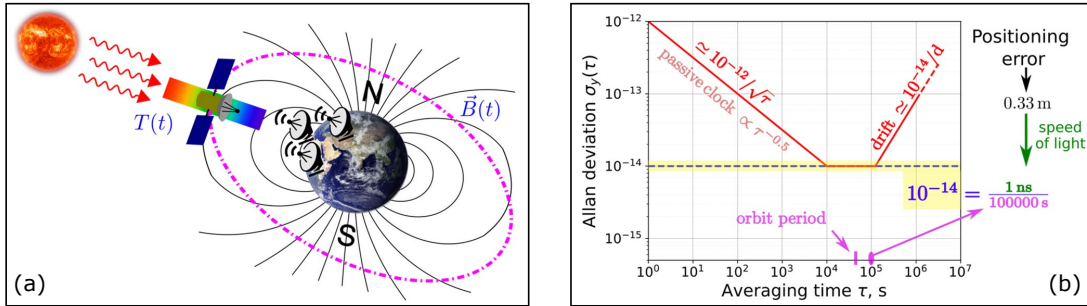


FIGURE 1.1 – (a) : Navigation par satellite et systèmes GNSS. Un satellite en orbite autour de la Terre, embarquant des horloges atomiques, prend environ 1 jour pour effectuer une révolution complète et se voir ainsi resynchronisé. Durant cette précession, l’horloge à bord du satellite doit constituer un excellent garde-temps, peu sensible aux fortes variations de température, champ magnétique, rayonnements, que le satellite peut subir durant sa propagation. (b) : Représentation synthétique des objectifs de stabilité typique des horloges atomiques embarquées à bord des satellites GNSS pour assurer une précision de positionnement de l’ordre ou inférieure au mètre. Les horloges à cellule de Rb spatiales actuelles assurent des stabilités de fréquence court-terme de l’ordre de $10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusqu’à environ 10^4 s. Les images de cette figure sont extraites de [7].

barquées sur satellite. Les performances typiques d’un oscillateur à quartz (OCXO) après 24 h sont de l’ordre de quelques 10^{-11} , même en négligeant sa dérive en fréquence, soit une incertitude temporelle de l’ordre de $1.7 \mu\text{s}$, amenant une erreur de positionnement de l’ordre de 500 m. Afin de réduire cette incertitude à environ 5 m, il serait alors nécessaire de mettre à jour les horloges de satellite toutes les heures, impliquant un contrôle extrêmement complexe. Aussi, les OCXOs souffrent d’une forte sensibilité aux phénomènes de rayonnement.

Ces considérations justifient l’embarquement sur les satellites d’horloges atomiques. Le premier satellite de navigation (NTS-1), dont le décollage fut opéré en 1974, permit de démontrer avec succès l’opération d’une horloge à cellule de Rb spatiale. Ce satellite embarquait deux horloges atomiques et fonctionna durant 5 ans [8]. Le succès de cette mission ouvrit la voie à l’utilisation d’horloges atomiques dans tous les systèmes GNSS.

A ce jour, il existe 4 constellations GNSS principales que sont GPS, GLONASS, Galileo et Beidou. Les satellites GPS embarquent chacun une horloge à jet de césium et deux horloges à cellule de Rb [9]. Les 50 premiers satellites de la constellation russe GLONASS-M embarquent chacun 3 horloges à jet de Cs. Les derniers satellites GLONASS embarquent chacun deux horloges Rb et deux jets de césium. Les 26 satellites Galileo exploitent chacun deux horloges à Rb et deux masers à hydrogène (MH) passifs, tout comme les satellites Beidou.

Les spécifications typiques des horloges atomiques embarquées pour les systèmes GNSS futurs sont abordées dans [10]. Dans cet article, les auteurs estiment que ces dernières devraient assurer une stabilité de fréquence de l’ordre de $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ pour des temps d’intégration τ allant jusque 10^5 s, pour un volume de l’ordre de 10 L, un poids de 10 kg et une consommation en puissance de l’ordre de 40 W.

1.1.3 Métrologie

Depuis la Conférence Internationale des Poids et Mesures (CIPM) en 1967, la définition de la seconde est atomique. Elle est fixée à partir de l’atome de césium comme la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation de l’atome de césium entre les deux niveaux d’énergie de son état fondamental, seul, au repos et à champ magnétique nul. Cette définition a vu la mise en place d’un vaste réseau d’horloges atomiques intercomparées à travers le monde, contribuant à l’établissement du temps atomique international (TAI). Depuis 1967, pas loin de 6 ordres de grandeur ont été gagnés quant à l’incertitude associée à la définition de la seconde avec le développement d’étalons toujours plus performants, mettant en jeu l’interrogation d’atomes dans des environnements constamment améliorés et mieux contrôlés. Exploitant majoritairement les signaux délivrés par des horloges à jet de césium [11, 12], l’avènement des techniques de refroidissement d’atomes par laser et le développement de fontaines atomiques à césium, devenues aujourd’hui matures et participant pour certaines de manière quasi-routinière au TAI [13], ont permis une progression spectaculaire. L’unité de temps, la seconde, est ainsi aujourd’hui, et de loin, la grandeur physique définie avec la meilleure exactitude relative, distribuée avec soin à l’ensemble des utilisateurs de

la planète.

Les 20 dernières années ont vu la naissance d'horloges atomiques optiques, encore plus performantes, dépassant désormais de 2 à 3 ordres de grandeur leurs homologues micro-ondes (voir figure 1.2). Ces horloges optiques, qui reposent sur la stabilisation en fréquence d'un laser sur des transitions optiques ultra-étroites d'atomes ou ions piégés refroidis par laser, atteignent des stabilités relatives de fréquence et niveaux d'exactitude sans précédent dans la gamme de 10^{-18} - 10^{-19} [14-17]. De telles performances ouvrent la voie à une possible future redéfinition de la seconde [18, 19].

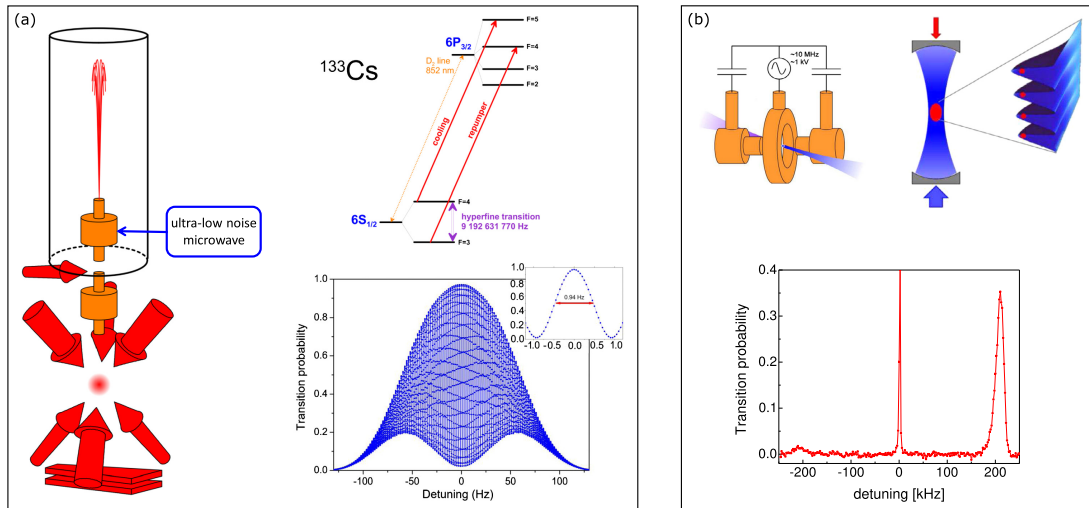


FIGURE 1.2 – (a) : Schéma et principe de fonctionnement d'une fontaine atomique à césium. Après leur refroidissement par piégeage magnéto-optique, les atomes sont lancés par un faisceau laser de poussée vers le haut avec une certaine vitesse initiale et température. Lors de leur montée, les atomes préparés subissent une première interaction avec le signal micro-onde d'interrogation au sein d'une cavité hyperfréquence. Lors de leur rechute, sous l'effet de la gravité, les atomes subissent, après un temps de vol de l'ordre de 1 seconde, une seconde d'interaction avec le signal micro-onde (spectroscopie Ramsey). Un laser de sonde permet alors de sonder la probabilité de transition, conduisant à la détection de franges de Ramsey. (b) : Schémas d'une horloge optique à ion piégé ou à réseau d'atomes neutres. Dans une horloge à ion, un ion unique est confiné dans un piège de Paul [20] constitué d'électrodes. L'ion est refroidi par laser puis sondé à l'aide d'un laser ultra-stable. Dans une horloge à réseau, un ensemble d'atomes est confiné dans un piège formé par un champ laser stationnaire intense (bleu). Les atomes sont alors sondés par un laser ultra-stable aligné sur l'axe du piège (rouge). Signal de spectroscopie de la transition de référence de l'atome de Sr^{87} à 429 THz dans un réseau optique. La résonance centrale "porteuse" peut être aussi étroite que quelques 100 mHz. Les images de cette figure sont extraites de [19].

La seconde est définie avec une telle précision que de nombreuses autres unités du système international (SI) (voir figure 1.3) voient leur propre définition reliée la seconde. Pas moins de 4 unités SI ont d'ailleurs été redéfinies en 2018 lors du CIPM à Versailles. Un mètre est par exemple la distance parcourue par la lumière dans le vide pendant une fraction infime ($1/299\,792\,458$) de seconde. Le kilogramme est défini en fixant la constante de Planck à exactement $6.626\,070\,15 \times 10^{-34}$ J.s (avec $\text{J} = \text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$), impliquant ainsi la seconde. Un ampère correspond au flux de $1/(1.602\,176\,634 \times 10^{-19})$ fois la charge élémentaire e par seconde. L'unité d'intensité lumineuse (le candela) est aussi reliée à la fréquence d'un rayonnement et donc à la seconde.

En métrologie, la satisfaction des besoins de calibrage ou d'étalonnage d'appareils de mesure ou d'instruments implique une démarche rigoureuse et complexe. En règle générale, l'industriel, organisme, ou agence dans le besoin de certifier un dispositif fait appel à l'institut national de métrologie dont il dépend (LNE en France). Le dispositif à certifier est transmis au LNE. Le LNE le mesure puis, après validation, le renvoie au client. Cette démarche est chronophage et donc coûteuse. Elle peut aussi par le nonaccès constant à cette certification imposer au client de s'assurer de disposer d'instruments de remplacement (comparables à celui à calibrer) durant le temps où le LNE effectue ses mesures. Elle peut aussi parfois imposer des étapes de re-calibrage, mettant de nouveau en jeu le même processus.

Ainsi, le développement d'instruments atomiques intégrés, de haute précision, déployables, pouvant être tracés aux unités du système international, pourrait présenter un fort intérêt de manière à rendre ces étapes de calibrage et certification plus simples, moins énergivores et moins chronophages. Le programme

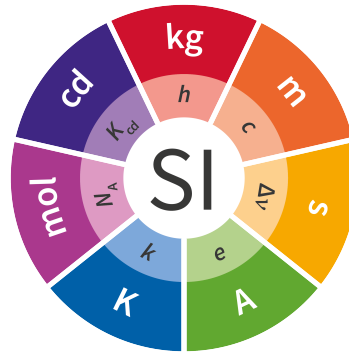


FIGURE 1.3 – Unités du système international.

"NIST-on-a-chip" [21] mis en place aux Etats-Unis s'inscrit dans cette démarche en visant au développement d'instruments atomiques intégrés ultra-compacts, couplant cellules microfabriquées et photonique, pour la mesure d'une grande variété de grandeurs physique. Il est par ailleurs intéressant de noter que la métrologie dans de tels dispositifs miniaturisés pourrait ouvrir la porte à de nouvelles approches de mesures scientifiques et développements technologiques, aux applications sociétales et industrielles diverses encore insoupçonnées. Des références de fréquence optiques ultra-compactes pourraient par exemple être utilisées comme références dans des systèmes d'instrumentation, comme des lambdamètres ou analyseurs de spectre optiques.

1.1.4 Tests de physique

Les meilleures horloges atomiques de laboratoire constituent des instruments de mesure exceptionnels, sans égal, capables de détecter des effets extrêmement fins et donc propices pour tester les postulats de la physique fondamentale.

Ces horloges rendent par exemple possible la cartographie du géoïde avec une résolution centimétrique [22-25]. La relativité générale d'Einstein (RG) prédit en effet que deux horloges "identiques" battent à des rythmes légèrement différents à des altitudes différentes. Une horloge à plus haute altitude bat plus vite car soumise à un potentiel gravitationnel plus fort. Le décalage vers le rouge gravitationnel ("red shift") $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ entre deux horloges 1 et 2, localisées à des positions 1 et 2 distinctes, est image de leur différence de potentiel gravitationnel $\Delta U = U_2 - U_1$ telle que :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_1} = (1 + \alpha) \frac{\Delta U}{c^2} \quad (1.1)$$

avec α dénotant la violation de la relativité générale. La RG est confirmée lorsque $\alpha = 0$. Mesurer α à des endroits différents constitue ainsi un test de choix pour tester le principe d'équivalence d'Einstein.

Par l'approche inverse, la géodésie chronométrique est la science visant à améliorer, à partir de mesures de différences de fréquence entre horloges distantes, notre connaissance du champ gravitationnel. Pour ordre de grandeur, discriminer une différence de fréquence relative de 10^{-16} entre deux horloges permet de résoudre une différence d'altitude de 1 m.

Grâce à des horloges atomiques toujours plus précises, des expériences remarquables ont été menées pour tester ces postulats fondamentaux. En 1979, R. Vessot et al. ont mesuré lors de la mission *Gravity Probe A* $|\alpha| \sim 1.4 \times 10^{-4}$ en comparant le signal d'un maser à hydrogène embarqué sur navette à une altitude de 10 000 km avec le signal de masers au sol [26]. En 2010, Chou et al. furent capables de détecter une différence relative de fréquence sub- 10^{-16} correspondant à l'élévation de 33 cm d'une horloge optique à l'état de l'art [27]. En 2020, Takamoto et al. ont mesuré $|\alpha| \sim 1.4 \times 10^{-5}$ en comparant les signaux de deux horloges optiques à strontium, l'une au sol et l'autre au sommet de la tour Tokyo Skytree au Japon, soit une différence d'altitude de 450 m [24]. Récemment, la prise en compte d'orbites accidentellement erronées des satellites 5 et 6 de la constellation Galileo, avec une différence d'altitude de 8500 km, permit d'estimer $|\alpha| \sim 4.5 \times 10^{-5}$ [28]. Le projet EURAMET ITOC (International Timescales with Optical Clocks) utilisa des horloges optiques sur le site du tunnel de la pointe de Fréjus pour mesurer des différences de potentiel gravitationnel, induites par des variations d'altitude de l'ordre de 1000 m (décalage relatif de l'ordre de 10^{-13}), avec une résolution de l'ordre de quelques 10 cm après quelques heures de mesure [22]. Enfin, le groupe de J. Ye à Boulder a rapporté le décalage de la fréquence d'oscillations de populations d'atomes voisins au sein même d'un nuage d'atomes de strontium refroidi par laser de

l'ordre de 1 mm de diamètre [29]. Au delà de cette application, les horloges atomiques de laboratoire pourraient un jour contribuer à la détection d'ondes gravitationnelles [30] ou de matière noire [31, 32]. La quête d'horloges atomiques optiques ultra-compactes, basse consommation et ultra-stables, approchant celles des horloges de laboratoire d'aujourd'hui, ouvrirait des perspectives de recherche scientifiques des plus stimulantes. Certes, cet objectif constitue un challenge extrêmement ambitieux et possiblement un peu rêveur. Le rendre réaliste nécessitera encore de nombreux efforts scientifiques et technologiques. Néanmoins, on peut penser que la disponibilité d'horloges optiques intégrées ultra-stables, permettrait, par leur extrême compacité, leur faible consommation et leur fabrication collective aisée, la mise en place de réseaux d'horloges plus fournis, plus denses, propices à une possible démocratisation de missions au sol, spatiales ou sous-marines ambitieuses.

1.2 Horloges atomiques

1.2.1 Pourquoi des atomes ?

L'intérêt d'exploiter des atomes pour le développement de références de fréquence ultra-stables fut identifié dès le 19^e siècle. Lord Kelvin écrivait en 1879 *"The recent discoveries due to the kinetic theory of gases and to spectrum analysis (especially when it is applied to the light of the heavenly bodies) indicates to us natural standard pieces of matter such as atoms of hydrogen or sodium, ready made in infinite numbers, all absolutely alike in very physical property. The time of vibration of a sodium particle corresponding to any one of its modes of vibration is known to be absolutely independent of its position in the universe, and it will probably remain the same so long as the particle itself exists."* [33].

Un atome, isolé, seul, au repos, constitue un système quantique simple et bien défini. Chaque atome, de Cs, Rb, H, présente un comportement et une dynamique identique, dépendant uniquement de constantes naturelles fondamentales et supposées invariantes dans le temps et l'espace.

La majorité des horloges atomiques repose sur l'exploitation d'atomes alcalins. Ces derniers sont des candidats de choix pour plusieurs raisons. D'abord, ils présentent une structure énergétique assez simple avec un électron unique sur la couche électronique de valence. Aussi, ils offrent de fortes pressions de vapeur à des températures modestes, avec la possibilité d'accéder à des signaux atomiques conséquents. Ils présentent aussi des transitions hyperfines dans l'état fondamental dans la gamme des hyperfréquences, typiquement 1 - 10 GHz. Les atomes alcalins présentent une dégénérescence Zeeman avec l'application d'un champ magnétique statique, avec une séparation en fréquence entre niveaux de l'ordre de 10 GHz/T. Aussi, les atomes alcalins donnent accès à des temps de relaxation de cohérence atomiques conséquents, soit la possibilité d'obtenir des résonances étroites à fort coefficient de qualité.

Ce travail de thèse a visé au développement d'une référence de fréquence optique à cellule micro-fabriquée confinant en son coeur une vapeur d'atomes de Cs¹³³. De nombreuses informations peuvent être trouvées sur les propriétés de l'atome de césium dans [34]. Certaines sont rapportées dans le chapitre 2 de cette thèse.

1.2.2 Architecture d'une horloge atomique

Une horloge atomique passive, dont le principe est représenté sur la figure 1.4, consiste à asservir la fréquence d'un oscillateur local (OL) sur la fréquence de transition correspondant à l'écart entre deux niveaux d'énergie d'une espèce atomique.

Une horloge atomique passive est constituée de trois blocs principaux : le résonateur atomique, l'oscillateur d'interrogation et une électronique de contrôle. L'oscillateur local émet un rayonnement dont la fréquence ν_{LO} est balayée autour de la fréquence de transition des atomes ν_0 . Lorsque la fréquence ν_{LO} du rayonnement exciteur satisfait la relation de Bohr telle que $E_2 - E_1 = h \nu_0$, et donc que $\nu_{LO} = \nu_0$, les atomes fournissent un signal de résonance atomique maximal. La probabilité de transition des atomes entre les deux niveaux est alors optimisée. La réponse atomique est détectée par un module électronique permettant de générer un signal d'erreur qui, par le biais d'une boucle de contre-réaction, corrige la fréquence de l'oscillateur local de telle sorte que ce dernier reste asservi sur la fréquence de la transition atomique. La stabilité intrinsèque des atomes est alors transférée au signal utile délivré par l'oscillateur.

Les horloges atomiques peuvent être classées en deux types principales : les horloges atomiques micro-ondes et optiques (voir figure 1.5). Dans une horloge atomique micro-onde, les électrons des atomes sont stimulés par des micro-ondes, induisant des transitions périodiques entre des états quantiques, nommés

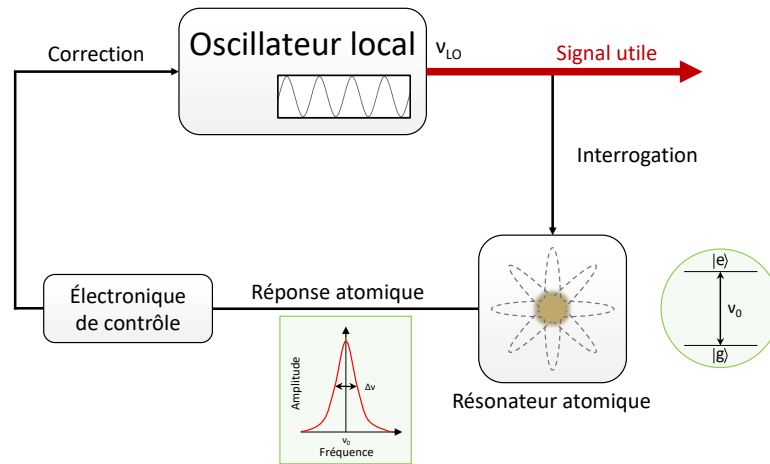


FIGURE 1.4 – Architecture d’une horloge atomique. Le rayonnement d’un oscillateur local, dont la fréquence est balayée, sonde une transition atomique. La réponse des atomes, conduisant à la détection d’un signal de résonance, est alors mis à profit par un module électronique pour asservir la fréquence de l’oscillateur d’interrogation sur les atomes.

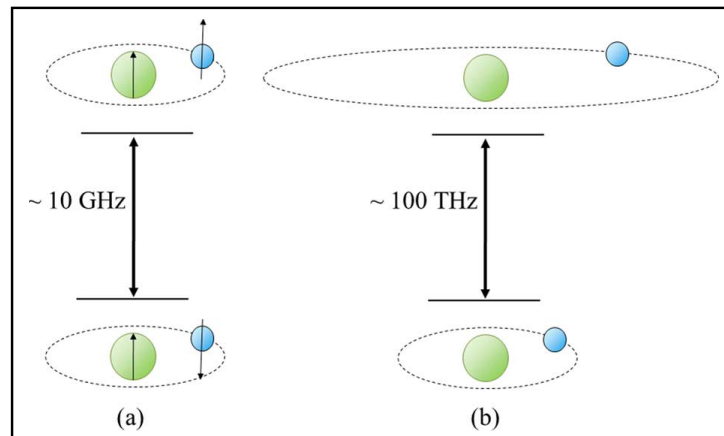


FIGURE 1.5 – Transitions énergétiques observées pour une horloge atomique micro-onde (a) et optique (b). Figure extraite de [35].

spins. L’oscillateur local est généralement un oscillateur à quartz, multiplié en fréquence jusqu’à la fréquence de transition des atomes (6.834 GHz pour le Rb, 9.192 GHz pour le césium) par le biais d’une synthèse de fréquence. Les horloges micro-ondes reposent généralement sur un jet d’atomes, un ion piégé, des atomes en phase vapeur dans une cellule ou un nuage d’atomes refroidis par laser au sein d’un piège magnéto-optique [36]. Dans une horloge optique, l’oscillation de fréquence de l’horloge est fourni par des électrons effectuant des transitions énergétiques entre deux couches orbitales stables. La transition atomique sondée appartient à la gamme des fréquences optiques. L’oscillateur local est alors un laser, émettant un rayonnement à une fréquence de quelques 10^{14} Hz. Les horloges optiques exploitent généralement une population d’atomes refroidis par laser et confinés dans un réseau optique, un ou des ions confiné(s) dans un piège électrostatique (piège de Paul par exemple) ou une vapeur atomique en cellule. De manière générale, la stabilisation en fréquence de l’oscillateur local est obtenue en appliquant une modulation de fréquence ou de phase à ce dernier, de manière à sonder le signal de résonance atomique de part et d’autre de sa mi-hauteur. En sortie de détecteur, un signal d’erreur, généré par démodulation synchrone, est calculé comme la différence du niveau de signal mesuré respectivement à droite et gauche de l’optimum de résonance. À résonance exacte, ce signal d’erreur passe par 0. Ce signal d’erreur est ensuite traité par un correcteur PI transmettant les corrections à l’oscillateur local.

Mon travail de thèse s’est concentré sur le développement d’une référence de fréquence optique de laboratoire exploitant en son sein une cellule microfabriquée de vapeur de césium. Cette référence exploite une technique de spectroscopie sub-Doppler relativement simple, et donc compatible à une compactifica-

tion, voire miniaturisation future. La figure 1.6 montre une illustration du positionnement ultime visé de cette référence, comparativement à d'autres horloges ou références de fréquence existantes, par indication de leur volume et stabilité ou objectif de stabilité de fréquence journalière.

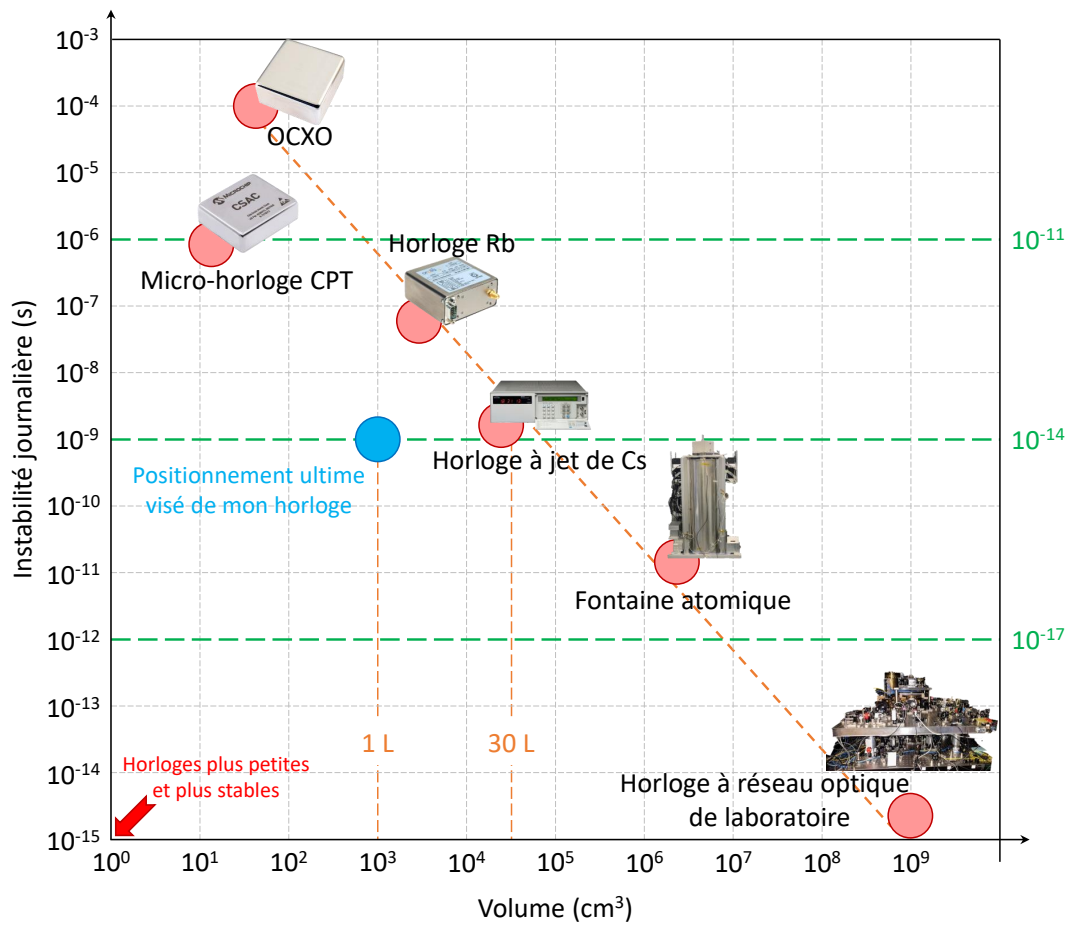


FIGURE 1.6 – Positionnement ultime visé de la référence optique à microcellule initiée dans le cadre de ma thèse, par comparaison avec d'autres références de fréquence existantes.

1.2.3 Outils de caractérisation d'une horloge atomique

Le signal délivré par une horloge atomique présente une évolution temporelle de sa fréquence $\nu(t)$ telle que :

$$\nu(t) = \nu_0[1 + \varepsilon + y(t)] \quad (1.2)$$

avec ν_0 la fréquence de résonance atomique non perturbée, ε le déplacement en valeur relative de la fréquence moyenne du signal par rapport à ν_0 et $y(t)$ les fluctuations relatives de fréquence du signal.

Les performances d'une horloge atomique sont définies par deux critères métrologiques majeurs : sa stabilité relative de fréquence et son exactitude. La stabilité d'une horloge est définie à partir de l'écart-type des fluctuations relatives de fréquence du signal sur un temps d'intégration τ . Elle traduit son aptitude à pouvoir délivrer un signal dont la fréquence reste le plus identique possible à elle-même au cours du temps, pour lequel la durée écoulée entre le tic et le tac de l'horloge est le plus régulier possible. L'exactitude d'une horloge est définie comme l'incertitude relative de mesure de ε , correspondant à l'écart entre la fréquence du signal réellement délivré par l'horloge et celle de l'atome non perturbé.

La figure 1.7 illustre les notions de stabilité et d'exactitude. Notons que ce travail de thèse se concentre sur le développement d'une horloge stable. Les propriétés d'exactitude ne sont pas visées à ce jour et ne seront pas discutées.

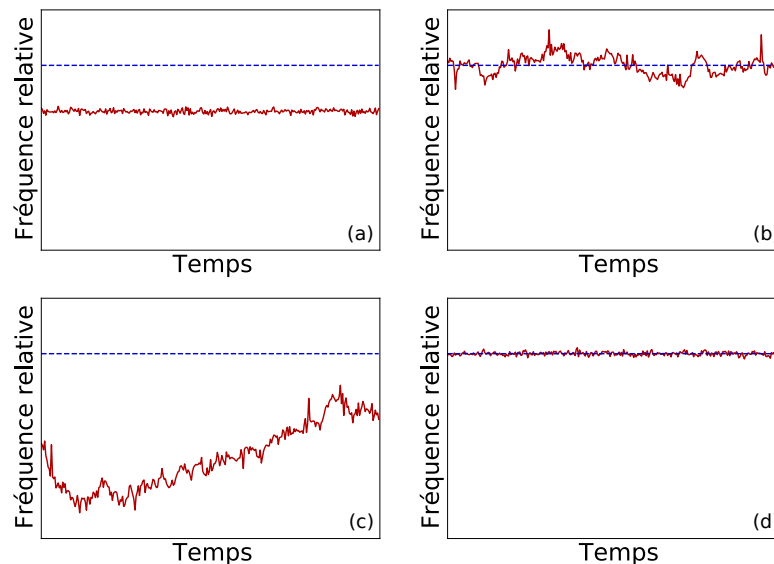


FIGURE 1.7 – Illustration des concepts de stabilité et d'exactitude d'une source de fréquence. La fréquence de l'atome non perturbé ("exacte") est représentée par la ligne en pointillés bleue. La ligne rouge représente la fréquence réelle délivrée par l'horloge. (a) : L'horloge est stable mais non exacte. (b) L'horloge est instable (sur des temps d'intégration courts). (c) L'horloge est ni stable ni exacte. (d). L'horloge est stable et exacte.

Outre les critères métrologiques, plusieurs autres paramètres sont à considérer pour caractériser les performances d'une horloge atomique, surtout lorsqu'elle est destinée à être employée dans des applications industrielles. Parmi ces paramètres figurent le volume, le poids, la consommation de puissance, souvent regroupés sous l'acronyme SWaP (Size Weight and Power), ainsi que la robustesse, la fiabilité, la reproductibilité, le coût de production ou la compatibilité avec les processus de fabrication en série.

La stabilité de fréquence est le critère principal de l'évaluation des performances d'une horloge atomique. La figure 1.8 présente l'exemple d'une mesure de fluctuations relatives de fréquence d'une horloge en fonction du temps.

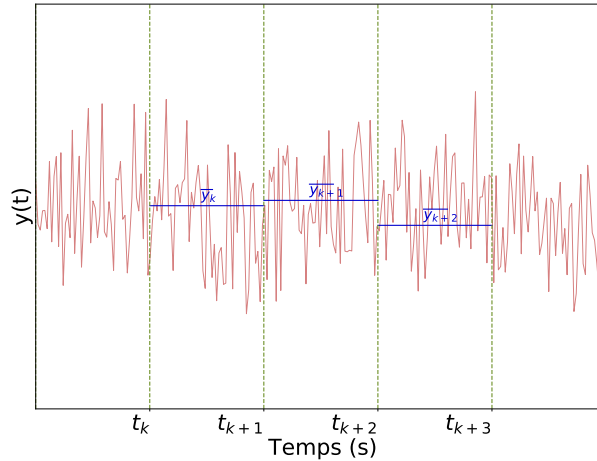


FIGURE 1.8 – Exemple de signal aléatoire pour le calcul de la variance d’Allan.

On note $\overline{y_k}$ les valeurs moyennes des fluctuations du signal $y(t)$ sur les intervalles successifs de durée τ entre les instants t_k et t_{k+1} tel que :

$$\overline{y_k} = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt \quad (1.3)$$

La variance d’Allan [37] $\sigma_y^2(\tau)$, outil permettant de quantifier la stabilité d’horloge, est définie comme :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle \quad (1.4)$$

La stabilité relative de fréquence d’une horloge correspond à l’écart-type des fluctuations relatives de fréquence, en fonction du temps d’intégration. Elle correspond à la racine carrée de la variance $\sigma_y^2(\tau)$. La stabilité relative de fréquence d’une horloge est représentée en échelle logarithmique, permettant de discriminer les différents types de bruits suivant la pente de la courbe. La figure 1.9 présente les différentes pentes observables sur un graphe de déviation d’Allan, ainsi que le type de bruit correspondant. Plus de détails sont apportés dans [38]. La déviation d’Allan permet d’intercomparer les performances d’horloges de fréquence centrale différentes.

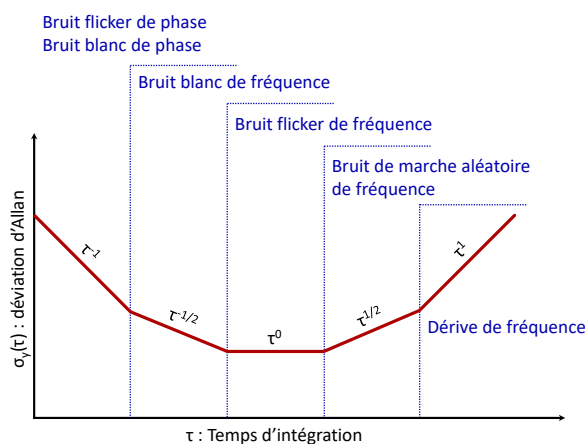


FIGURE 1.9 – Illustration des bruits issus des pentes de la courbe d’une déviation d’Allan.

Les horloges atomiques visent une stabilité présentant un bruit blanc de fréquence, illustré par une pente en $\tau^{-1/2}$ sur une courbe de déviation d’Allan, sur un temps d’intégration aussi important que possible. Cependant, les horloges atomiques à cellule montrent régulièrement pour des temps d’intégration typiquement supérieurs à 100 s un palier flicker avant un bruit de marche aléatoire de fréquence ($\tau^{1/2}$), voire une dérive en fréquence (τ). Améliorer la stabilité moyen et long-terme de telles horloges requiert ainsi en règle générale beaucoup de persévérance par l’évaluation de tous les déplacements de fréquence

existants et la mise en place de solutions adéquates pour réduire leurs effets. Mon travail de thèse s'est principalement concentré sur la caractérisation de la stabilité de fréquence court-terme d'une référence optique à microcellule. Le dernier chapitre dresse la mesure de sensibilité de la fréquence d'horloge à un grand nombre de paramètres expérimentaux, couplés aux fluctuations typiques, visant à mettre en avant les contributions principales actuelles à sa stabilité moyen-terme.

Afin de caractériser la stabilité de l'horloge dans le domaine fréquentiel, on peut utiliser la densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations relatives de fréquence $S_y(f)$. Cette dernière est généralement approximée par une loi en puissance telle que :

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^2 h_n f^n \quad (1.5)$$

Les différentes pentes d'un spectre $S_y(f)$ indiquent aussi les types de bruit impliqués. Cette grandeur $S_y(f)$ est liée à la DSP des fluctuations de fréquence S_ν par la relation suivante :

$$S_y(f) = \frac{1}{\nu_0^2} S_\nu(f) \quad (1.6)$$

Un outil aussi couramment utilisé pour caractériser les performances d'une source est le spectre de bruit de phase. Ce dernier, noté $S_\varphi(f)$, correspond à la DSP des fluctuations de phase du signal. Les spectres $S_y(f)$ et $S_\varphi(f)$ sont liées entre eux par :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f) \quad (1.7)$$

Le spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$ est aussi caractérisé par différentes pentes et une loi en puissance telle que :

$$S_\varphi(f) = \sum_{i=-4}^0 b_i f^i \quad (1.8)$$

Le tableau 1.1 résume les relations entre les grandeurs S_y , S_φ et σ_y^2 en fonction du type de bruit considéré. Il demeure toujours possible de passer d'un spectre de bruit de phase à l'estimation d'une variance d'Allan. Le contraire n'est pas vrai [38].

Type de bruit	$S_y(f)$	$S_\varphi(f)$	$S_y \Leftrightarrow S_\varphi$	$\sigma_y^2(\tau)$
Marche aléatoire de fréquence	$h_{-2} f^{-2}$	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{\nu_0^2}$	$\frac{2\pi^2}{3} h_{-2} \tau$
Flicker de fréquence	$h_{-1} f^{-1}$	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{\nu_0^2}$	$2 \ln 2 h_{-1}$
Blanc de fréquence	h_0	$b_{-2} f^{-2}$	$h_0 = \frac{b_{-2}}{\nu_0^2}$	$\frac{1}{2\tau} h_0$
Flicker de phase	$h_1 f^1$	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{\nu_0^2}$	$\frac{6.55 + 3 \ln(f_h \tau)}{4\pi^2 \tau^2} h_1$
Blanc de phase	$h_2 f^2$	b_0	$h_2 = \frac{b_0}{\nu_0^2}$	$\frac{3 f_h}{4\pi^2 \tau^2} h_2$

TABLE 1.1 – Tableau des correspondances entre les types de bruit, le bruit de phase et la stabilité.

1.2.4 Stabilité de fréquence court-terme : résonance atomique et bruit

La figure 1.10 montre un exemple typique de résonance atomique. La stabilité de fréquence court-terme d'une horloge atomique, opérant en régime continu, est donnée par :

$$\sigma_y(\tau) \simeq \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{SNR} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \simeq \frac{1}{Q \times SNR} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (1.9)$$

avec ν_0 la fréquence de la transition atomique sondée, $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur de la résonance atomique et SNR le rapport signal à bruit (dans une bande de 1 Hz) avec lequel la résonance est détectée. De cette formule, on comprend que le fil conducteur à la construction d'une horloge atomique stable est d'assurer la détection d'une résonance de fréquence élevée, de largeur étroite et présentant le meilleur rapport signal à bruit possible.

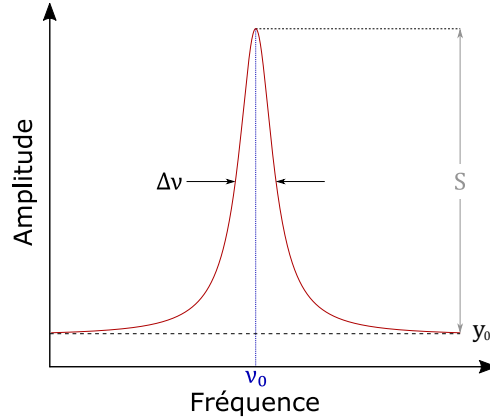


FIGURE 1.10 – Exemple de résonance d’horloge. Ses caractéristiques principales sont sa fréquence centrale ν_0 , sa largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ et son rapport signal à bruit SNR , avec le signal S .

Le bénéfice de l’augmentation de la fréquence de transition ν_0 justifie l’intérêt des horloges atomiques optiques. La largeur de raie $\Delta\nu$ est inversement proportionnelle à la durée d’interaction entre les atomes et le champ d’interrogation. Dans les horloges micro-ondes à cellule, l’extension de la cohérence hyperfine atomique est généralement obtenue en diluant la vapeur alcaline avec une pression de gaz tampon [39]. Les collisions fréquentes entre atomes alcalins et atomes de gaz tampon permettent d’augmenter le temps nécessaire aux atomes alcalins pour entrer en collision contre les parois de la cellule et réduire ainsi le taux de relaxation collisionnel des atomes alcalins. Pour une référence de fréquence optique à cellule, on cherchera au contraire à exploiter une cellule alcaline de haute pureté. La présence de contaminants, impuretés ou gaz parasites induit en effet un élargissement et déplacement des transitions optiques [40-42].

La résonance atomique de la référence de fréquence optique développée dans cette thèse peut voir son rapport signal à bruit dégradé par différentes sources de bruit. Ces dernières sont :

Shot-noise

Le shot-noise provient de la différence du nombre d’interactions des photons avec les pixels du photodétecteur dans des intervalles de temps identiques. La probabilité de ce nombre d’interactions suit une loi de Poisson [43]. La contribution σ_{sn} du bruit shot photon sur la stabilité court-terme de l’horloge est donnée par :

$$\sigma_{sn}(\tau) = \sqrt{\frac{\Delta\nu^2}{\nu_0^2} \frac{2h\nu_0}{C^2 P_o} \frac{1}{\tau}} \quad (1.10)$$

avec $\Delta\nu$ la largeur de raie de la résonance sub-Doppler, h la constante de Planck, ν_0 la fréquence du laser sondant la transition atomique, P_o la puissance optique atteignant le photodétecteur en sortie de cellule et $C = S/y_0$ le contraste de la résonance.

Bruit du photodétecteur

La contribution totale du photodétecteur σ_{pd} à la stabilité court-terme de l’horloge peut être calculée comme :

$$\sigma_{pd}(\tau) = \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_D^2}{S_l^2} \frac{1}{\tau}} \quad (1.11)$$

avec σ_D^2 la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit de tension en sortie de la photodiode dans le noir à la fréquence de modulation de l’oscillateur local et $S_l = S/\Delta\nu$ le rapport entre l’amplitude du signal de résonance et sa largeur à mi-hauteur.

Effet d’intermodulation

L’effet d’intermodulation est connu pour être un des principaux facteurs limitant la stabilité court-terme des horloges atomiques. Il provient de l’effet de repliement de spectre des composantes du bruit

de fréquence de l'oscillateur local dans la bande passante du résonateur atomique. Sa contribution σ_{int} à l'instabilité peut être calculée comme [3] :

$$\sigma_{int}(\tau) \approx \frac{f_M}{\nu_0} \sqrt{S_\varphi(2f_M)} \sqrt{\frac{1}{\tau}} \quad (1.12)$$

avec f_M la fréquence de modulation de l'oscillateur local (laser dans notre cas) et $S_\varphi(2f_M)$ le bruit de phase de l'oscillateur local en régime libre mesuré à $f = 2f_M$.

Bruit d'amplitude laser

Le bruit d'amplitude du laser dégrade le rapport signal à bruit de la résonance atomique. Sa contribution σ_{AM-AM} à la déviation d'Allan peut être quantifiée par :

$$\sigma_{AM-AM}(\tau) \approx \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_P^2 (\Delta V / \Delta P)^2}{S_I^2} \frac{1}{\tau}} \approx \sqrt{\frac{1}{\nu_0^2} \frac{\sigma_{AM}^2}{S_I^2} \frac{1}{\tau}} \quad (1.13)$$

avec σ_P^2 la DSP des fluctuations de puissance laser, en W^2/Hz , à $f = f_M$ (mesurée sans la cellule pour une puissance laser P_0 sur la photodiode), $\Delta V / \Delta P$ la fluctuation du signal de résonance d'horloge induite par une variation de puissance laser en V/W et σ_{AM}^2 la DSP du bruit de tension mesuré à la fréquence de modulation et hors résonance optique dans des conditions de puissance équivalentes à celles utilisées en mode horloge.

Bruit de fréquence laser

Le bruit de fréquence laser agit aussi sur la stabilité de la fréquence de l'horloge. Il peut être extrait du bruit laser total et du bruit d'amplitude laser comme :

$$\sigma_{FM-AM}(\tau) \approx \sqrt{\sigma_{tot}^2 - \sigma_{AM-AM}^2} \quad (1.14)$$

avec σ_{tot} la DSP du bruit de tension mesuré à la fréquence de modulation et à mi-hauteur de la résonance sub-Doppler en mode horloge.

Bruit total

Le budget total court-terme $\sigma(1s)$ peut être exprimé à partir de la somme quadratique de toutes les sources de bruit que nous venons de présenter :

$$\sigma(1s) = \sqrt{\sigma_{sn}^2 + \sigma_{pd}^2 + \sigma_{int}^2 + \sigma_{AM-AM}^2 + \sigma_{FM-AM}^2} \quad (1.15)$$

Cette approche s'avère bénéfique dans l'établissement du budget de bruit court-terme d'une horloge. Elle permet d'évaluer l'ordre d'importance des contributions respectives de chaque source de bruit et facilite l'identification des aspects à améliorer pour renforcer la stabilité de l'horloge.

1.2.5 Déplacements de fréquence et stabilité moyen-terme

La stabilité des horloges atomiques à cellule est affectée par différents effets majeurs que sont l'effet Zeeman, les déplacements lumineux et les déplacements collisionnels.

Déplacement Zeeman :

Comme le démontre l'expérience de Stern-Gerlach, l'application d'un champ magnétique statique \vec{B} définit l'axe de quantification et induit une division des niveaux hyperfins F en $2F + 1$ sous-niveaux notés m_F . C'est ce qu'on appelle l'effet Zeeman. La variation de l'énergie $E(F, m_F)$ de chaque sous-niveau Zeeman avec B peut être calculée à l'aide de la formule de Breit-Rabi donnée par :

$$E(F, m_F) = \frac{h\nu_0}{2(2I + 1)} - g_I \mu_B B m_F + \varepsilon \frac{h\nu_0}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I + 1} x + x^2\right)^{1/2} \quad (1.16)$$

avec $x = (g_J + g_I) \mu_B B / (h\nu_0)$. Nous obtenons $\varepsilon = 1$ $F = I + 1/2$ et $\varepsilon = -1$ pour $F = I - 1/2$. Cette formule permet de calculer la variation de la fréquence d'une transition donnée entre deux sous-niveaux hyperfins en fonction de B .

La figure 1.11 illustre la variation de $E/h(F, m_F)$ (en GHz) en fonction du champ magnétique statique B pour les sous-niveaux Zeeman de l'atome de Cs.

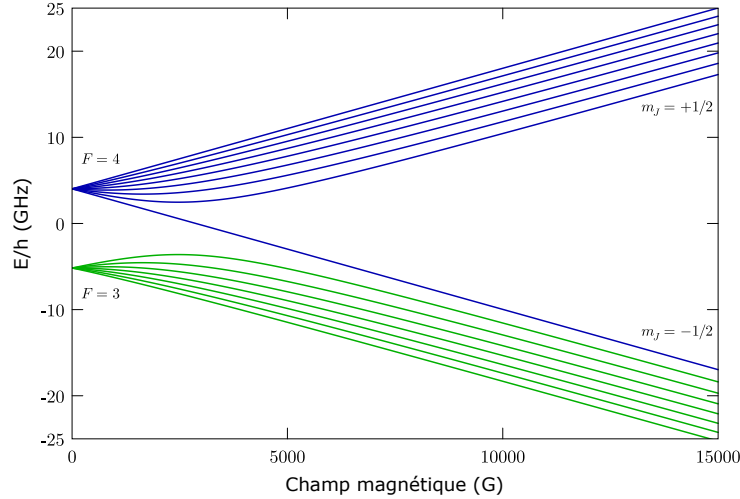


FIGURE 1.11 – Variation de E/h (GHz) en fonction du champ magnétique statique B pour les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome de Cs. Un calcul similaire pourrait être effectué pour les états excités [34].

L'énergie des sous-niveaux $m_F = 0$ ne varie pas beaucoup pour de faibles valeurs de champ magnétique. Cette transition entre les sous-niveaux $m_F = 0$ est donc utilisée pour les applications des horloges atomiques. Le déplacement Zeeman $\Delta\nu_Z$ de la fréquence de transition micro-onde d'horloge 0-0 en fonction de B est :

$$\Delta\nu_Z \approx 427.45B^2 \quad (1.17)$$

avec B en gauss. L'application d'un champ magnétique statique de 1 G décale alors la transition d'horloge 0-0 d'environ 427 Hz. D'autres transitions entre les sous-niveaux m_F présentent une dépendance linéaire ou quasi-linéaire par rapport à B , ce qui en fait des candidates attractives pour la mesure du champ magnétique.

Le décalage de fréquence entre la transition $(F = 3, m = m_3) - (F = 4, m = m_4)$ et la transition 0-0 est :

$$\nu(m_3, m_4) - \nu_{00} = \nu_0 \left[\frac{(m_3 + m_4)x}{8} + \left(\frac{m_3^2 + m_4^2}{32} \right) \frac{x^2}{2} \right] - g_I \frac{\mu_B B}{h} (m_4 - m_3) \quad (1.18)$$

Par exemple, on trouve $\nu_{-1,-1} - \nu_{00} = -700\,840.7202 \text{ Hz/G} + 26.71584 \text{ Hz/G}^2$.

Déplacement lumineux :

Le déplacement lumineux, aussi connu sous le nom d'effet Stark, résulte de l'interaction entre le moment dipolaire atomique induit et le champ électromagnétique. Cette interaction entraîne un déplacement des niveaux d'énergie atomiques en réponse à l'intensité lumineuse. Ce déplacement est proportionnel à l'intensité lumineuse et varie en fonction de l'écart entre la fréquence de la transition et celle de la lumière incidente. Dans un système simple à deux niveaux d'énergie interagissant avec un champ monochromatique, le déplacement lumineux Δ_{ls} est donné par [44] :

$$\Delta_{ls} \sim \frac{-\Delta_0}{\Delta_0^2 + (\Gamma/2)^2 + |\Omega_R|^2} \quad (1.19)$$

avec Δ_0 le désaccord optique ($\Delta_0 = \omega_L - \omega_0$), Ω_R la fréquence de Rabi, $\Gamma = 1/(\tau)$ le taux de relaxation du niveau excité (taux d'émission spontanée), où τ est la durée de vie de l'état excité. Ce déplacement de fréquence a la forme d'une courbe de dispersion dont la largeur est de l'ordre de la largeur de l'état excité Γ et dont l'amplitude est donnée par le taux de pompage $\gamma_p = \Omega_R^2/\Gamma$.

Déplacement collisionnel :

Dans une horloge atomique micro-onde à cellule, la vapeur alcaline est généralement diluée par une pression de gaz tampon. Cette technique permet de rendre le mouvement des atomes diffusif dans la

cellule, augmenter le temps que les atomes mettent pour entrer en collision contre les parois de la cellule et allonger par ce biais la durée de vie de la cohérence hyperfine micro-onde. La présence de gaz tampon permet ainsi d'éviter l'élargissement Doppler de la résonance micro-onde (régime de Lamb-Dicke), lorsque le libre parcours moyen des atomes est réduit à une longueur inférieure à la moitié de la longueur d'onde de la transition micro-onde (3.2 cm pour l'atome de césium).

La présence de gaz tampon dans la cellule induit un déplacement de la fréquence d'horloge micro-onde, noté S_{bg} , dépendant de la température de cellule T . Ce déplacement est généralement bien approximé phénoménologiquement dans une gamme de température limitée par [45] :

$$S_{bg} = P(\beta + \delta T + \gamma T^2) \quad (1.20)$$

avec P la pression de gaz tampon, β le coefficient de déplacement collisionnel en pression et δ et γ les coefficients de déplacement collisionnels hyperfins linéaires et quadratiques en température, tous liés à la nature du gaz utilisé. Les valeurs de ces coefficients pour différents gaz tampon en présence d'une vapeur de césium sont rapportées dans [46]. La pratique courante consiste ainsi, pour les horloges micro-ondes, à exploiter au sein de la cellule un mélange de deux gaz tampon. Cette approche permet, par ajustement des pressions respectives des deux gaz, l'obtention d'une température dite « d'inversion » autour de laquelle la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de température est annulée au premier ordre.

A l'opposé, pour le développement d'une référence optique, on cherchera à disposer d'une cellule de haute pureté, sans gaz tampons ou impuretés internes. La présence de contaminants ou gaz parasites induit en effet d'une part, un élargissement des transitions optiques, les collisions alcalins-gaz tampons écourtant la durée de vie des atomes dans l'état excité, et d'autre part un déplacement des transitions optiques, ces mêmes collisions perturbant les niveaux d'énergie de l'alcalin.

Le déplacement de fréquence optique S est dépendant de la pression P de gaz parasite tel que :

$$S = \kappa P \quad (1.21)$$

avec κ le coefficient de déplacement collisionnel optique.

L'élargissement optique collisionnel $\Delta\nu_{bgo}$ est donné par :

$$\Delta\nu_{bgo} = \eta P \quad (1.22)$$

avec η le coefficient d'élargissement collisionnel optique.

Les coefficients de déplacement (κ) et d'élargissement (η) collisionnels pour les transitions optiques de Cs en présence des gaz tampons (N_2 , Ar, Ne) sont respectivement de l'ordre de quelques MHz/torr et quelques 10 MHz/torr [40-42].

1.3 Etat de l'art : Horloges à cellule micro-ondes

Cette section vise à dresser un panorama d'horloges atomiques micro-ondes à cellule. Ces horloges reposent sur l'association d'une source lumineuse, d'une cellule à vapeur alcaline disposée au sein d'un module physique, d'un photodétecteur et d'une électronique de contrôle assurant le pilotage de l'horloge. Nous distinguerons en particulier les horloges à Rb exploitant la technique de double résonance optique-micro-onde et les horloges exploitant le phénomène de piégeage cohérent de population (CPT). Nous décrirons brièvement en premier lieu leur principe de fonctionnement et présenterons les meilleures performances de stabilité obtenues pour ces horloges. Nous marquerons un intérêt particulier aux développements d'horloges, exploitant en leur coeur une cellule alcaline microfabriquée.

1.3.1 Horloge à cellule de Rb

L'horloge atomique à cellule de Rb [47], exploitant la technique d'interrogation de double résonance optique-micro onde, est l'horloge atomique à cellule la plus connue et la plus répandue. Cette horloge, nommée RAFS (Rb atomic frequency standard) pour sa version haut de gamme, est disponible commercialement depuis de nombreuses années et est couramment employée pour la synchronisation de réseaux télécoms, la navigation, la recherche scientifique, la défense, mais aussi le spatial, témoignant de sa robustesse et de sa maturité. Son atout majeur, comparativement à d'autres horloges dites compactes telles que les horloges à jet de césium ou masers à hydrogène, réside dans son faible budget volume-puissance-masse-coût.

L'horloge à rubidium fut le premier type d'horloge atomique à être testée en 1961 à bord d'un vol sub-orbitale [48] et à être spatialisée et placée en orbite sur le satellite NTS-1, dès les premiers jours d'opération de la constellation GPS [49]. L'horloge à Rb fut le premier et unique étalon atomique exploité pour l'ambitieuse mission Cassini-Huygens en 1977 [50]. Dans cette mission spatiale à grande distance visant à déterminer la direction et la force des vents lors de la descente sous l'épaisse atmosphère de Titan, la plus grande des lunes de Saturne, deux horloges à Rb furent nécessaires pour obtenir une communication stable entre le récepteur et le transmetteur.

Le schéma de principe d'une horloge à Rb est illustré sur la figure 1.12(a) [47]. En son coeur se trouve une cellule en verre, de dimensions centimétriques, réalisée et scellée par soufflage de verre, remplie d'une vapeur d'atomes de Rb. La vapeur alcaline est diluée par une pression d'un mélange de gaz tampon. La cellule est positionnée au sein d'une cavité micro-onde accordée à la fréquence de résonance de 6.834 GHz, correspondant à la fréquence de transition hyperfine micro-onde d'horloge. La cavité, et donc la cellule, sont régulées en température, environnées d'un solénoïde pour l'application d'un champ magnétique statique nécessaire à la levée de la dégénérescence Zeeman, et protégée des perturbations magnétiques ambiantes par un blindage magnétique.

Le fonctionnement de l'horloge Rb repose sur la technique de double résonance optique-micro onde illustrée figure 1.12(c). Les atomes interagissent simultanément et continûment avec les champs optique et micro-onde. Dans les horloges Rb à lampe, un rayonnement lumineux, fourni par une lampe à décharge et filtré par une cellule remplie de Rb⁸⁵ [52, 53], permet de créer, par pompage optique, une différence de population entre les deux niveaux $F = 1$ et $F = 2$ de l'état fondamental. Pour provoquer la transition micro-onde qui sépare les états fondamentaux des atomes, un oscillateur local, composé généralement d'un oscillateur à quartz de 10 MHz multiplié par une synthèse de fréquence jusqu'à 6.834 GHz, est utilisé. Le balayage de la fréquence de l'oscillateur local autour de la fréquence de transition atomique conduit à une redistribution des atomes sur les deux niveaux fondamentaux et ainsi à une réduction de la transmission lumineuse à travers la cellule (puisque des atomes sur $F = 1$ vont de nouveau être pompés dans l'état excité). Une photodiode, positionnée en sortie de la cellule, délivre alors un signal de résonance comparable à celui montré figure 1.12(b), exploité pour asservir la fréquence de l'oscillateur local.

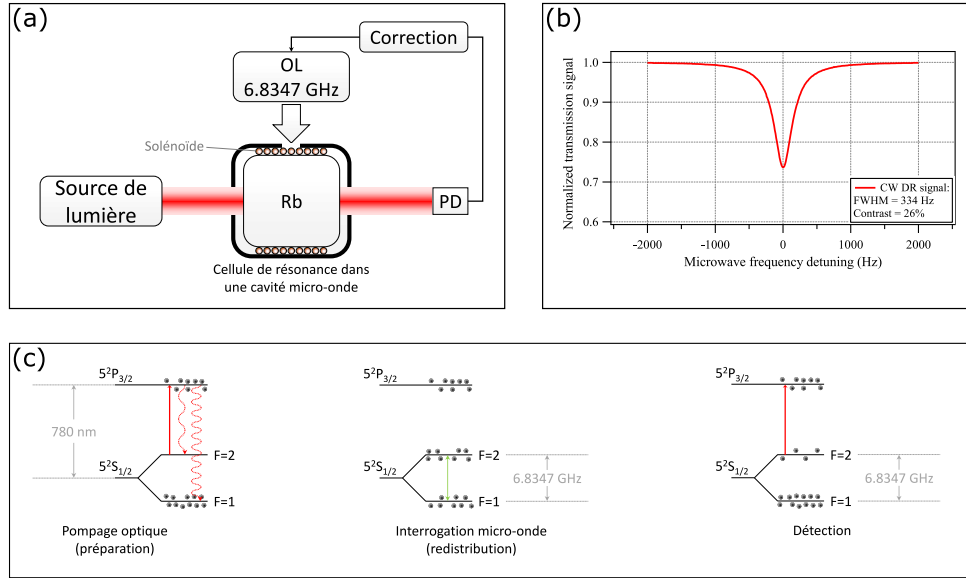


FIGURE 1.12 – (a) : Architecture d’une horloge atomique à cellule de Rb. (b) : Résonance typique d’une horloge atomique Rb à laser opérant en régime continu. Figure extraite de [51]. (c) : Schémas énergétiques impliqués dans la technique de double-résonance optique.

La technique d’interrogation optique-micro onde donne accès à la détection de résonances avec un fort SNR (de l’ordre de 10^4), une largeur de raie de quelques 100 Hz, soit un facteur de qualité Q de l’ordre de $10^2/(6.8 \times 10^9) \approx 6.8 \times 10^7$.

L’horloge à Rb LPFRS, développée par la société Orolia, acquise récemment par le groupe Safran, et montrée figure 1.13, assure une stabilité relative de fréquence de 2×10^{-11} à 1 s, 2×10^{-12} à 100 s et inférieure à 5×10^{-11} à 1 mois, pour une gamme de température d’opération de -25 à $+55^\circ\text{C}$ (stockage $-55^\circ\text{C} + 85^\circ\text{C}$), un volume de 0.2 litre, une masse de 290 g, une sensibilité aux vibrations de l’ordre de $10^{-9}/\text{g}$ et une consommation de l’ordre de 10 W. L’horloge PRS10c [54], développée par Stanford Research, présente des performances de stabilité comparables, pour un volume total de 0.5 litre et une consommation de 14.4 W.



FIGURE 1.13 – Photographie de l’horloge atomique à Rb LPFRS Orolia.

Des horloges Rb de très haute performance ont été développées pour les systèmes de navigation GNSS. Les horloges RAFS2, développées pour les satellites du système GPS IIF, démontrent une stabilité relative de fréquence $\sigma_y(\tau) \simeq 1 \times 10^{-12}/\sqrt{\tau}$, menant à 3×10^{-15} à 1 jour (avec Overlapped Hadamard deviation) [9]. Le prototype R-RAFS développé pour Galileo [55] démontre une stabilité de fréquence court-terme de l’ordre de $2 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$, transitant après environ 17 h en une marche aléatoire de fréquence et menant au niveau de 10^{-14} à 1 jour. Un prototype d’horloge à Rb spatialisable, développé pour la constellation BeiDou III à l’Institut de Physique et Mathématiques de Wuhan, a démontré un bruit blanc de fréquence de $6.1 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$, et atteignant 4×10^{-15} à la journée [56].

Au cours des 20 dernières années, les horloges à cellule de Rb ont d’abord vu leurs performances s’améliorer par l’exploitation de lasers spectralement fins, dont la fréquence est asservie sur l’une des transitions du Rb via une cellule annexe, en remplacement de la lampe à décharge. L’utilisation d’un

laser permet d'améliorer l'efficacité du pompage optique et donne accès à des signaux de meilleur rapport signal à bruit. Les horloges Rb à laser opérant en mode continu présentent ainsi une stabilité de fréquence court-terme, atteignant à 1 s la gamme basse des 10^{-13} [57-59]. Néanmoins, l'instabilité de fréquence moyen et long-terme des horloges à Rb pompées par laser opérant en régime continu demeure limitée par des phénomènes comparables, en particulier les effets de déplacement lumineux [47, 60]. La sensibilité de la fréquence aux variations de température de la cellule ou de pression atmosphérique sont aussi des points limitants [61].

1.3.2 Horloge Rb POP

En réponse aux phénomènes de déplacement lumineux limitant la stabilité moyen et long-terme des horloges à Rb continues fut proposée à l'INRIM (Italie) le concept d'horloge Rb à pompage optique pulsé (POP : Pulsed Optically Pumped Rb standard) [62]. La force de l'horloge POP, dont l'architecture est montrée figure 1.14(a), réside dans la séparation temporelle des interactions optique et micro-onde. Son mode de fonctionnement repose sur une séquence avec trois étapes successives, illustrées figure 1.14(b). Dans un premier temps, les atomes sont préparés dans l'un des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental par pompage optique avec une impulsion laser de forte intensité de durée t_p ($\simeq 0.4$ ms). La spectroscopie par absorption saturée au sein d'une cellule annexe fournit alors un signal utile pour la stabilisation en fréquence du laser. Dans un second temps, le faisceau laser est bloqué à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM). Les atomes interagissent alors avec deux impulsions micro-ondes résonantes à 6.834 GHz, de durée t_1 ($\simeq 0.4$ ms), équivalentes à des impulsions $\pi/2$, et séparées par un temps d'évolution libre dans le noir T ($\simeq 3$ ms), selon le schéma d'interrogation proposé par N. F. Ramsey [63]. Finalement, les atomes ayant effectué la transition d'horloge sont détectés à l'aide d'une dernière impulsion laser de faible intensité et de durée $t_d \simeq 0.15$ ms. Cette technique d'interrogation conduit à la détection de franges de Ramsey étroites, de largeur $\Delta\nu \simeq 1/(2T)$.

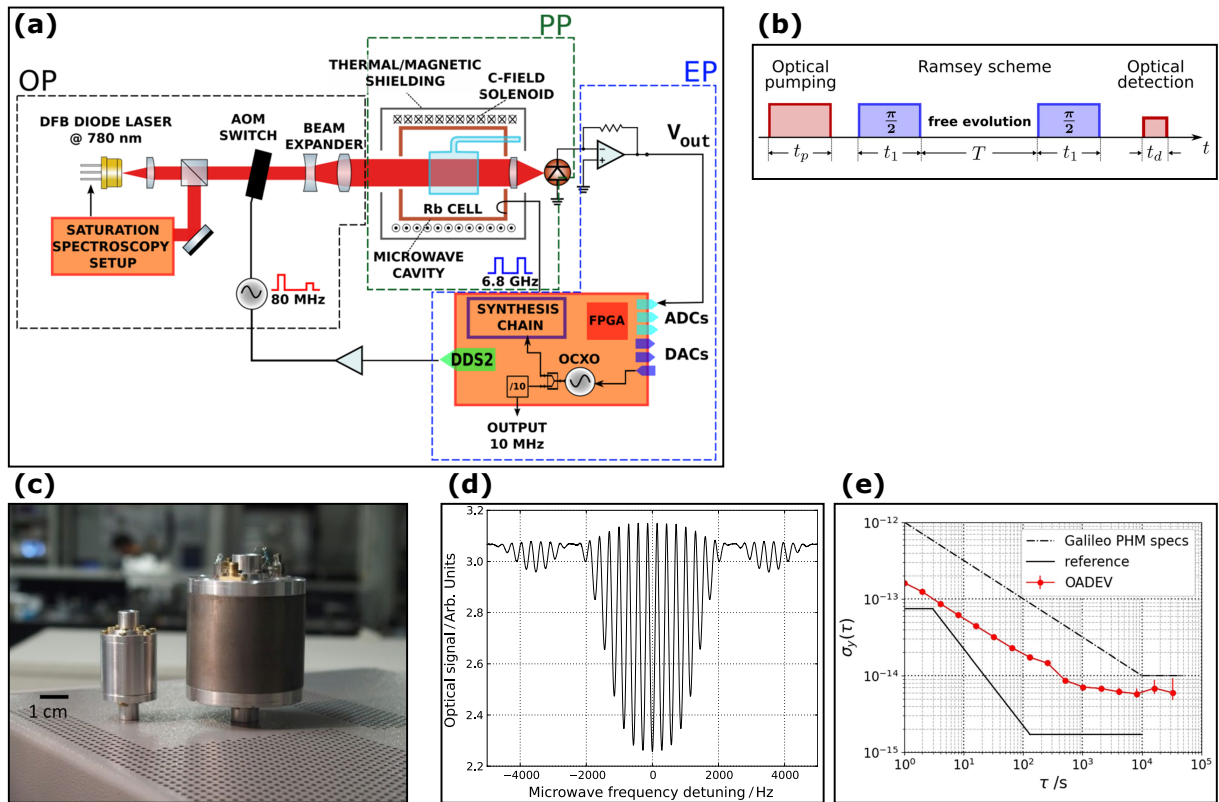


FIGURE 1.14 – (a) Architecture de l'horloge Rb POP de l'INRIM. Cette horloge repose sur trois blocs principaux : un banc optique, un module physique avec la cellule et une électronique de contrôle. (b) Séquence typique de l'horloge Rb POP. (c) Version ultra-compacte de module physique de l'horloge Rb POP. (d) Franges de Ramsey détectées dans l'horloge Rb POP. (e) Déviation d'Allan de l'horloge Rb POP, en rouge. Ces figures sont extraites de [62] et [7].

L'horloge Rb POP de l'INRIM utilise un laser DFB, accordé sur la raie D₂ du rubidium. La cellule Rb est en quartz, de rayon 10 mm, de longueur 20 mm, remplie d'un mélange de gaz tampons de pression totale 25 Torr et un rapport Ar/N₂ = 1.6. La cellule est disposée au sein d'une cavité micro-onde en molybdène (figure 1.14(c)), accordée sur son mode TE₀₁₁, régulée en température, sujette à un champ magnétique statique de 15 mG, et protégée magnétiquement. Le signal de résonance, délivré par la photodiode en sortie de cellule, est acquis par une électronique de contrôle numérique basée sur un FPGA et exploité pour générer un signal d'erreur utile à la correction de fréquence de l'oscillateur local d'un synthétiseur de fréquence micro-onde ultra-bas bruit de phase [64]. La figure 1.14(d) montre des franges de Ramsey typiques détectées au sein de l'horloge Rb POP de l'INRIM. La frange centrale montre un contraste de 28% et une largeur à mi-hauteur de 160 Hz, soit $Q \simeq 4.2 \times 10^7$.

Comparativement à la technique d'interrogation continue, l'approche POP est avantageuse pour la stabilité de fréquence court-terme. La technique d'interrogation Ramsey conduit à la détection de résonances plus étroites (franges de Ramsey), avec un meilleur rapport signal à bruit. Sur des temps d'intégration plus longs, l'absence de lumière durant l'interaction micro-onde réduit les effets de déplacement lumineux. L'horloge Rb POP de l'INRIM, reposant sur un module physique disposé dans une enceinte sous vide pour éliminer la sensibilité aux fluctuations de pression atmosphérique, démontre ainsi, comme montré figure 1.14(e), des performances de stabilité de fréquence remarquables de $1.7 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ jusque 10^3 s, aboutissant ensuite sur un palier de l'ordre de 6×10^{-15} [7, 62].

Les performances court-terme de cette horloge sont limitées par la conversion FM-AM (fréquence - amplitude) du laser. L'utilisation d'un laser plus fin spectralement pourrait réduire cette contribution. Sur les temps d'intégration longs, la fréquence d'horloge peut être perturbée par de nombreux effets tels que la pression atmosphérique, la température, l'humidité ou les variations de paramètres expérimentaux. Lors de leurs études initiales sur l'horloge POP, l'INRIM avait mis en avant une sensibilité exacerbée aux variations de température de la cellule induite par les gradients de température entre la cellule et ses queues de grande dimension [65]. Le tableau 1.2 rapporte les coefficients de sensibilité de la fréquence d'horloge aux paramètres principaux de l'expérience, extraits de [7], et indique les variations maximales acceptables de ces paramètres pour assurer une stabilité journalière de 10^{-15} .

Paramètre	Sensibilité	Cible : 1×10^{-15}
Température	$1 \times 10^{-11}/\text{K}$	0.1 mK
Champ magnétique	$2.5 \times 10^{-9}/\text{G}$	0.4 μG
Fréquence laser	$1.5 \times 10^{-14}/\text{MHz}$	70 kHz, 1.7×10^{-10}
Puissance laser	$-6 \times 10^{-14}/\%$	1.7×10^{-4}
Puissance micro-onde	$5.5 \times 10^{-14}/\%$	1.8×10^{-4}

TABLE 1.2 – Sensibilité de la fréquence d'horloge Rb POP de l'INRIM à différents paramètres expérimentaux critiques. Tableau extrait de [7].

D'excellents résultats ont aussi été démontrés avec l'approche POP au Laboratoire Temps-Fréquence de l'Université de Neuchâtel, avec la démonstration d'une stabilité de fréquence de 3×10^{-13} à 1 s et inférieure à 2×10^{-14} à 1 jour, demeurant limitée par des effets résiduels de déplacement lumineux [66]. Shen et al. ont aussi démontré une horloge Rb POP à l'Institut SIOM à Shanghai exhibant une stabilité relative de fréquence proche de $2.8 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 10^4 s [67].

Au cours des dernières années, des efforts importants continuent d'être consentis, d'une part pour la compactification de ces horloges POP, mais aussi pour étendre leur gamme de fonctionnement, point critique pour leur industrialisation voire leur spatialisation [7, 68]. Dans ce domaine, de nouvelles cavités ont été proposées [69-71] et sont aujourd'hui utilisées. Des approches visant à réduire la taille globale de la cavité, consistant à charger le volume du résonateur avec un matériau diélectrique, sont aussi exploitées [72]. Dans [7], le volume interne de la cavité de l'horloge Rb POP italienne a été ainsi réduit d'un facteur 10 par rapport à la conception précédente [62], avec une réduction du volume de la cellule d'un facteur 8 (voir figure 1.14(c)). Aussi, l'exploitation de méthodes avancées visant à interroger directement les atomes pour réduire la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de certains paramètres pourraient contribuer à simplifier drastiquement l'architecture de ce type d'horloge [73, 74]. Des travaux originaux ont aussi mené à l'exploitation de nouveaux mélanges de gaz (Kr-N₂) permettant de réduire par un ordre de grandeur la sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de température et de pression atmosphérique [72]. Dans [7], la stabilité relative de fréquence d'une horloge Rb POP ultra-compacte

de $6 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 1000 s de temps d'intégration a été démontrée, constituant des résultats remarquables. On mentionnera le développement en cours d'une horloge Rb POP industrielle par la société italienne Leonardo, en collaboration avec l'INRIM, visant un budget volume-poids-consommation de 17 L, 9 kg et 50 W [7], pour applications spatiales. Des développements industriels sont aussi en cours en Asie [68], aux Etats-Unis et en Suisse.



FIGURE 1.15 – (a) Architecture de l'horloge Rb POP à microcellule. (b) Photographie de la cellule disposée en cavité micro-onde. (c) Franges de Ramsey détectées en microcellule. Figures extraites de [75].

L'architecture d'horloge Rb POP pourrait aussi voir son avenir dans la miniaturisation, offrant un budget volume-consommation comparable aux micro-horloges atomiques CPT (voir section 1.3.3) et une stabilité améliorée. Récemment, l'Université de Neuchâtel a rapporté la démonstration d'un prototype d'horloge Rb POP exploitant en son coeur une cellule Rb microfabriquée de diamètre et hauteur interne de 4 mm, chauffée à 99°C et disposée au sein d'une cavité résonante micro-onde miniature (figure 1.15). L'horloge, exploitant un laser DFB et un modulateur acousto-optique comme obturateur optique, a démontré une stabilité relative de fréquence de $1 \times 10^{-11}/\sqrt{\tau}$ jusqu'à quelques 100 s, atteignant 5×10^{-13} à 10^3 s et 2×10^{-12} à 2×10^5 s [75]. Ces résultats constituent l'état de l'art pour une horloge micro-onde à microcellule et laissent entrevoir des perspectives riches pour l'approche Rb POP.

1.3.3 Horloges micro-ondes à piégeage cohérent de population (CPT)

Une alternative au développement d'horloges atomiques basées sur la double-résonance optique micro-onde consiste à exploiter le phénomène de piégeage cohérent de population (CPT). Le phénomène CPT, découvert en 1976 à Pise [76] et étudié théoriquement en détail dans de nombreuses références [77], est un processus d'interférence quantique dans lequel deux niveaux d'énergie de l'état fondamental d'une espèce atomique sont couplés à un niveau excité commun par le biais de deux champs optiques cohérents. Lorsque la différence de fréquence entre les raies optiques est rigoureusement égale à la fréquence de transition hyperfine des atomes (9.192 GHz pour le césium, 6.834 GHz pour le Rb), soit lorsque le désaccord Raman est nul, les atomes sont piégés dans un état de superposition cohérente quantique des deux niveaux fondamentaux, pour lequel le milieu atomique, initialement opaque, voit sa transparence augmentée. Les atomes sont alors découplés de l'état excité, conduisant à une réduction de l'émission de photons de fluorescence, d'où le terme d'état noir. On détecte ainsi, en sortie de la vapeur atomique, un pic de résonance atomique, dont la largeur spectrale ultime est limitée par le temps de relaxation de la cohérence hyperfine CPT.

La spécificité de l'interrogation CPT réside dans le fait que les atomes sont interrogés par un signal micro-onde porté optiquement, généralement obtenu par modulation directe ou externe d'une source laser. L'intérêt majeur de l'approche CPT est ainsi de pouvoir s'affranchir de la cavité micro-onde résonante. Cette spécificité, jumelée à l'avènement de cellules alcalines microfabriquées développées collectivement sur wafer, et la disponibilité de lasers de type VCSEL consommant peu et disposant d'une large bande passante de modulation, a ouvert la voie au développement de micro-horloges atomiques.

La figure 1.16(a) montre l'architecture d'une micro-horloge atomique CPT tandis que la figure 1.16(b) présente le type de cellule utilisée dans cette horloge.

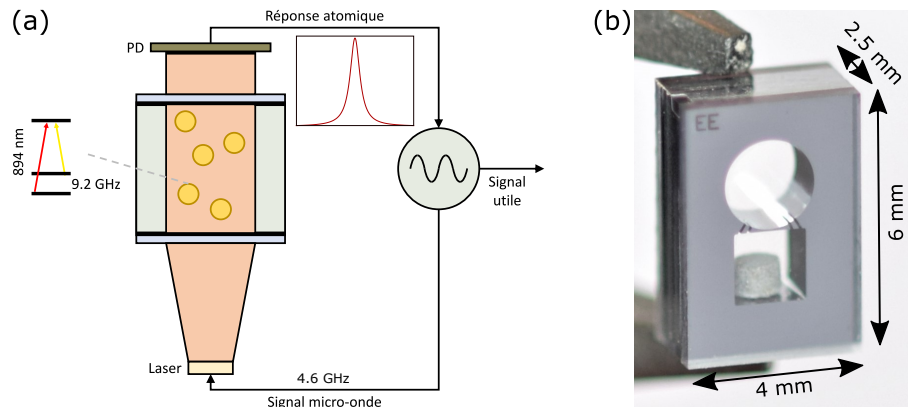


FIGURE 1.16 – (a) Architecture simplifiée d'une micro-horloge atomique CPT. Des atomes, ici de césium, confinés dans une cellule micro-fabriquée sont interrogés par un signal micro-onde porté optiquement, obtenu par modulation directe d'un laser VCSEL. La résonance CPT est détectée en sortie de cellule par une photodiode. Le signal en sortie de photodiode permet de rétroagir sur la fréquence de l'oscillateur local. (b) : Exemple de technologie de microcellule Cs développée à FEMTO-ST. Cette dernière consiste en deux cavités voisines gravées dans un substrat de silicium par gravure ionique et prises en sandwich entre deux fenêtres de verre soudées anodiquement. Le remplissage de la cellule en vapeur alcaline se fait ici par activation laser post-scellement d'une pastille dispenser préalablement embarquée dans la cellule [78].

Des atomes alcalins, confinés dans une cellule microfabriquée et dont le taux de collisions contre les parois de la cellule est réduit par l'ajout d'une pression de gaz tampon, interagissent avec un signal micro-onde porté optiquement, obtenu par modulation directe d'une diode laser de type VCSEL. Le signal de résonance atomique CPT en sortie de photodiode est alors exploité par une électronique de contrôle dans deux boucles d'asservissement, l'une visant à stabiliser la fréquence du laser dans le fond d'un profil d'absorption élargi par effet Doppler, la seconde permettant d'asservir la fréquence de l'oscillateur local sur la fréquence des atomes.

S'appuyant sur des travaux pionniers démontrant le potentiel de cette interrogation tout-optique [79, 80], le point de départ réel de ce domaine de recherche est la démonstration en 2004, au NIST dans le groupe de J. Kitching, du premier prototype de micro-horloge atomique [1], dont le module physique est montré figure 1.17(a) et la stabilité présentée sur la figure 1.17(b).

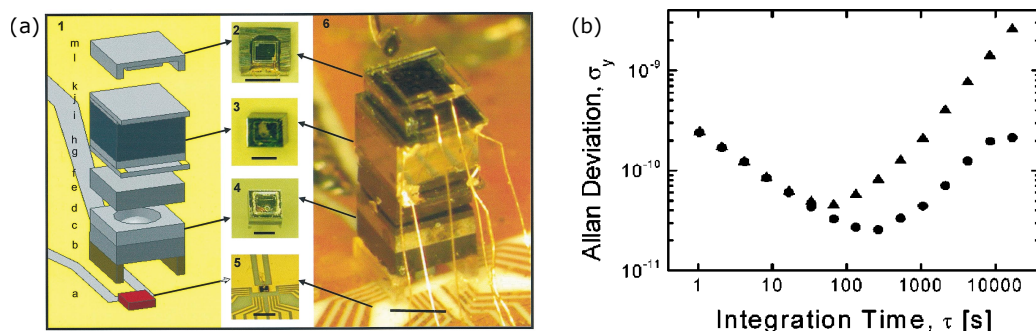


FIGURE 1.17 – (a) Module physique de la première micro-horloge atomique démontrée au NIST en 2004 [1]. Ce dernier consiste en la juxtosition verticale d'une source laser, de micro-composants optiques, d'une cellule alcaline micro-fabriquée et d'un photodétecteur. Cet ensemble est piloté par une électronique de contrôle, non visible ici. (b) : Déviation d'Allan de cette première micro-horloge atomique CPT. Triangles : données brutes, Ronds : Dérive linéaire supprimée.

Ce module physique, exploitant un laser accordé sur la raie D_2 du césium (852 nm), présentait un volume de 9.5 mm^3 , une consommation de 75 mW, pour une stabilité relative de fréquence de 2.5×10^{-10} à 1 s, 4×10^{-11} à 100 s puis se dégradant pour atteindre 2×10^{-9} à 10^4 s. Ces résultats fondateurs ont suscité un extraordinaire engouement de la communauté scientifique. Les performances métrologiques des micro-horloges se sont améliorées progressivement, grâce à plusieurs avancées technologiques. Tout

d'abord, la disponibilité de lasers VCSEL accordés sur la raie D_1 [81-83] a permis la détection de résonances CPT plus étroites et à plus fort contraste [84]. Le développement de techniques de remplissage alcalin innovantes pour des cellules micro-fabriquées dans une atmosphère mieux contrôlée et plus stable a contribué à améliorer la stabilité des horloges [78, 85-89]. Enfin, l'implémentation de diverses techniques avancées pour réduire les effets de déplacement lumineux a contribué à améliorer les performances des micro-horloges [89-91]. Ces travaux ont été menés de pair avec un investissement conséquent de nombreux groupes industriels pour l'avènement d'horloges atomiques ultra-intégrées. Le projet CSAC (Chip-Scale Atomic Clock [92]), financé par la DARPA aux Etats-Unis, a conduit en 2011 à la première micro-horloge atomique commerciale. L'horloge CSAC SA-45S [93], proposée aujourd'hui par Microchip, combine un volume de 17 cm^3 , une puissance de consommation de 120 mW, une gamme de température d'opération allant de -10 à $+70$ °C, un poids de 35 g, pour une stabilité relative de fréquence de 3×10^{-10} à 1 s, 1×10^{-11} à 1000 s et une dérive mensuelle inférieure à 9×10^{-10} .

Près de 20 ans après l'article fondateur du NIST, le développement de micro-horloges atomiques stimule toujours une quantité impressionnante de travaux de recherche, d'innovations scientifiques et technologiques [94]. De nombreux projets, aux Etats-Unis, au Japon, en Suisse, en Israël, en France, en Russie, en Chine, en Australie, sont toujours en cours pour la progression de ces instruments métrologiques intégrés. Ces micro-horloges ont déjà été vendues à plus de 200 000 exemplaires pour l'exploration des fonds océaniques, les systèmes de navigation ou les communications.

Les performances des micro-horloges atomiques CPT s'améliorent toujours dans les laboratoires. Récemment, une micro-horloge atomique CPT ultra-basse consommation, nommée ULPAC et montrée figure 1.18(a), a été développée au Tokyo Institute of Technology [91]. Cette micro-horloge, exploitant une électronique CMOS, une cellule micro-fabriquée Cs avec un mélange azote-argon pour un module physique opérant à 80°C et des techniques avancées pour réduire la sensibilité de la fréquence d'horloge aux déplacements lumineux, occupe un volume total de 15 cm^3 , ne consomme que 60 mW et démontre une stabilité relative de fréquence de 2.2×10^{-12} à 10^5 s.

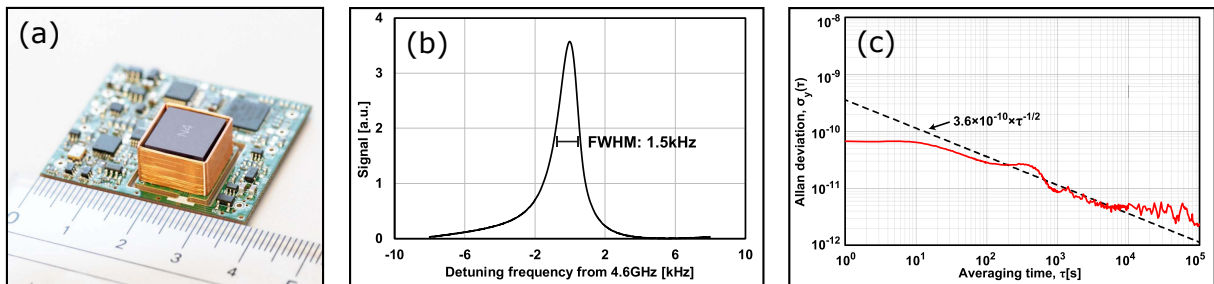


FIGURE 1.18 – (a) Micro-horloge atomique CPT à cellule de césium ULPAC développée au Tokyo Institute of Technology (b) Résonance CPT de largeur 1.5 kHz détectée dans la micro-horloge ULPAC. (c) Déviation d'Allan de la micro-horloge ULPAC [91].

Il est intéressant de noter que les micro-horloges CPT disposent encore d'une marge de progression significative. La stabilité de fréquence court-terme des micro-horloges atomiques CPT atteint aujourd'hui au mieux quelques 10^{-11} à 1 s, plus d'un ordre de grandeur supérieur à la limite shot noise photon ultime. La stabilité court-terme des micro-horloges CPT est généralement limitée par le bruit de fréquence (bruit FM) de la diode VCSEL dont la largeur spectrale est de l'ordre de 30 - 100 MHz [81, 83]. Dans ce cadre, l'avènement d'une nouvelle génération de VCSELS à faible largeur de raie (de l'ordre du MHz), récemment développée à Sandia [95], pourrait être une plus-value. La phase de l'oscillateur local via l'effet Dick [96] ou d'intermodulation est une seconde contribution importante. En ce sens, des travaux visant à remplacer la synthèse de fréquence (associant un oscillateur commandable en tension (VCO) 4.6 GHz asservi en phase sur un oscillateur à quartz TXCO) par un oscillateur à résonateur MEMS FBAR (thin-Film Bulk Acoustic Wave Resonator) ou HBAR (High-overtone Bulk Acoustic wave Resonator), dont les performances en bruit de phase à $f = 1 - 10$ kHz sont bien supérieures à 1000 s, est intéressante [97, 98].

Sur les temps d'intégration longs, les verrous majeurs à résoudre sont les phénomènes de déplacement lumineux et de déplacement collisionnel. Dans ce cadre, des travaux menés à l'Institut FEMTO-ST, France, ont conduit à la démonstration d'un prototype d'horloge à microcellule avec une stabilité de fréquence inférieure à 2×10^{-12} à 2×10^5 s, par l'implémentation de protocoles Ramsey impulsions couplées à l'utilisation d'une cellule utilisant des fenêtres de verre faiblement perméable [89].

Parallèlement au développement de micro-horloges atomiques CPT, sont conduits des travaux, essentiellement en France (SYRTE, FEMTO-ST), en Chine (NTSC) et aux Etats-Unis (NIST), pour la démonstration d'horloges atomiques CPT compactes de haute performance [99-101].

Ces dernières exploitent des lasers type DFB ou DBR et des cellules de dimensions centimétriques. De nombreux schémas de pompage CPT optimisés ont été démontrés, permettant de maximiser le nombre d'atomes participant à la transition 0-0 d'horloge [99, 102-105]. Ces approches sont généralement couplées à l'utilisation de séquences d'interrogation impulsionnelles permettant la détection de franges dites Ramsey-CPT, étroites et à fort contraste, et présentant une sensibilité réduite aux variations de puissance laser.

Des techniques d'interrogation originales, consistant en l'implémentation de séquences Ramsey composées avancées, ont été démontrées, menant à une réduction drastique par plus de deux ordres de grandeur de la dépendance de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser [106-111].

La figure 1.19(a) montre un schéma simplifié de l'horloge atomique CPT de FEMTO-ST. Cette horloge combine un schéma d'interaction optimisé, nommé push-pull optical pumping (PPOP) [112, 113], et une technique d'interrogation impulsionnelle, dite SABR (Symmetric Auto-Balanced Ramsey) [106].

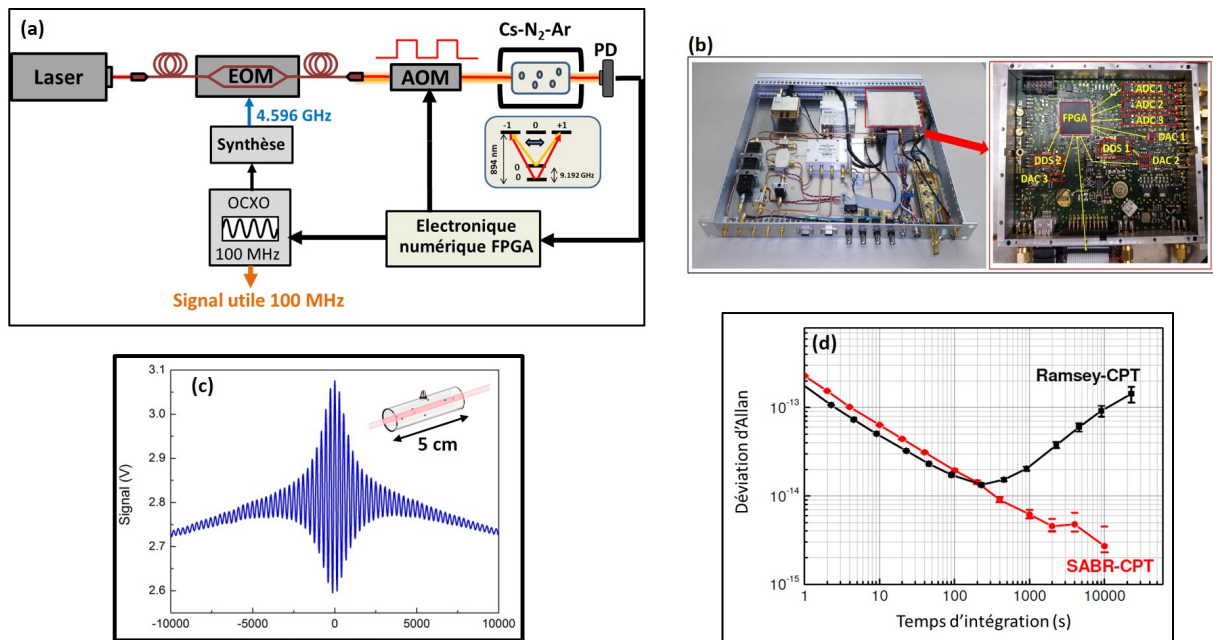


FIGURE 1.19 – (a) Horloge atomique CPT à cellule de césium haute-performance développée à FEMTO-ST. Cette horloge combine un schéma de pompage optimisé nommé Push-Pull Optical Pumping (PPOP) et une technique d'interrogation impulsionnelle dite Symmetric Auto-Balanced Ramsey (SABR). (b) Synthèse de fréquence micro-onde et électronique de contrôle FPGA de l'horloge. (c) Franges Ramsey-CPT détectées dans une cellule de 5 cm de long avec mélange de gaz tampon. (d). Stabilité de fréquence en mode Ramsey-CPT et SABR-CPT (données sélectionnées) issues de [106].

Le banc optique de cette horloge associe une diode laser DFB à 895 nm, un modulateur électro-optique (EOM) fibré pour assurer la génération de bandes latérales optiques nécessaires à l'effet CPT, un AOM assurant trois fonctions (déplacement de la fréquence laser pour compenser le déplacement de fréquence optique induit par la présence de gaz tampon dans la cellule finale CPT, obturateur de lumière pour produire une séquence d'interrogation impulsionnelle et asservissement de la puissance laser) et un système type Michelson pour produire le schéma d'interaction PPOP.

Le faisceau laser est transmis dans une cellule de césium présentant un diamètre de 2 cm et une longueur de 5 cm, remplie avec un mélange de gaz tampon azote-argon (N₂-Ar), stabilisée à une température d'environ 35°C, soumise à un champ magnétique statique de l'ordre de 100 mG et disposée au sein d'un module physique protégé par un double blindage magnétique. La puissance laser transmise à travers la cellule est détectée par une photodiode. Le signal en sortie de photodiode est exploité par une électronique numérique basée sur un FPGA. La génération du signal micro-onde (OL) est assurée par une synthèse de fréquence micro-onde ultra-bas bruit, montrée figure 1.19(b) et décrite dans [64].

La figure 1.19(c) montre des franges de Ramsey-CPT détectées dans cette horloge. Exploitant un temps

de libre évolution des atomes dans le noir $T = 3$ ms, la frange centrale présente une largeur de 134 Hz pour un contraste d'environ 17 %. La figure 1.19(d) montre les performances de l'horloge en modes Ramsey-CPT et SABR-CPT, obtenus en 2018. En mode Ramsey-CPT, la stabilité relative de fréquence de l'horloge est de $1.5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 100 s puis se dégrade pour atteindre 10^{-13} à 10^4 s. En mode SABR-CPT, la stabilité relative de fréquence est de 2×10^{-13} à 1 s et a pu atteindre, sur une durée de mesure limitée, 3×10^{-15} à 10^4 s [106]. Les performances journalières accessibles avec cette horloge sont actuellement en cours d'investigation [114].

La stabilité de fréquence moyen et long-terme de cette horloge demeure limitée par de nombreux déplacements de fréquence. Dans [106], les auteurs indiquent la sensibilité à différents paramètres. Un résumé est montré table 1.3.

Paramètre	Sensibilité	Fluctuations maximum pour assurer 10^{-15}
Température cellule	$8 \times 10^{-11} / \text{K}^2$	$< 1.3 \times 10^{-5}$ K
Champ magnétique	$4.6 \times 10^{-9} / \text{G}$	2.2×10^{-7} G
Fréquence laser	$2.4 \times 10^{-13} / \text{MHz}$	4.2×10^{-3} MHz
Puissance laser	$-2.9 \times 10^{-15} / \mu\text{W}$	3.5×10^{-1} μW
Puissance micro-onde	$1 \times 10^{-13} / \%$	1×10^{-2} %

TABLE 1.3 – Sensibilité de la fréquence d'horloge CPT de FEMTO-ST à différents paramètres expérimentaux critiques. Tableau en partie extrait de [106].

De nombreux travaux restent à mener pour démontrer que l'approche CPT constitue une approche compétitive aux horloges Rb POP, par l'obtention d'un niveau de stabilité de l'ordre de 10^{-14} à 1 jour. Des horloges CPT compactes avec des performances de stabilité de fréquence court-terme comparables de quelques 10^{-13} à 1 s ont été démontrées, d'une part avec le schéma de pompage DM-CPT au SYRTE [115], voire par le biais d'une architecture simplifiée exploitant une diode laser directement modulée [116]. Plus récemment, des schémas de pompage avancés, basés sur la détection différentielle de résonances EIT (Electromagnetically Induced Transparency) et EIA (Electromagnetically Induced Absorption) simultanément détectées dans une cellule unique, pourraient ouvrir la voie à la détection de résonances CPT au rapport signal à bruit augmenté et donc à des horloges CPT à la stabilité de fréquence court-terme améliorée [117].

1.4 Références optiques à cellule

La stabilité relative de fréquence court-terme d'une horloge atomique est améliorée en augmentant la fréquence de transition sondée. De ce constat simple provient la motivation pour le développement d'horloges atomiques optiques.

Nous présentons dans cette section les approches spectroscopiques majeures exploitées pour le développement de références de fréquence optiques à cellule. Ces références optiques consistent basiquement à asservir la fréquence d'une source laser sur une transition atomique optique détectée en cellule. En spectroscopie conventionnelle en cellule à vapeur thermique, la haute résolution de la structure atomique hyperfine est généralement obstruée par l'élargissement Doppler. Les atomes, en agitation thermique au sein de la cellule, expérimentent en effet une fréquence laser fonction de leur vitesse conduisant, de par la distribution de vitesses des atomes, à un élargissement de la résonance atomique sondée. Pour surpasser cette limitation, l'exploitation de méthodes de spectroscopie dites sub-Doppler, reposant sur l'interaction d'atomes contenus en cellule avec deux champs laser contre-propageants, permet, avec l'aide de lasers à haute pureté spectrale, la détection de résonances atomiques optiques à forts facteurs de qualité et dont la largeur approche ultimement la largeur naturelle de la transition atomique considérée. Ces techniques sont propices à la stabilisation de fréquence laser, tout en évitant le recours aux techniques de refroidissement d'atomes par laser et donc à l'ultra-vide. Nous discuterons des références optiques exploitant la spectroscopie par absorption, la spectroscopie par absorption saturée, la transition à 2 photons de l'atome de Rb à 778 nm ou 780 - 776 nm, et la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

1.4.1 Spectroscopie par absorption linéaire

L'approche de spectroscopie la plus simple, la plus élémentaire pour la stabilisation en fréquence d'une source laser est la méthode de spectroscopie linéaire. Dans cette approche, montrée figure 1.20(a), la fréquence d'un laser dont le rayonnement est transmis à travers une cellule est balayée autour de la fréquence des atomes, conduisant en sortie de cellule à la détection par une photodiode de profils d'absorption. Ces profils d'absorption présentent une largeur à mi-hauteur résultant de la largeur naturelle de la transition considérée sommée à l'élargissement Doppler, dépendant de la température de cellule. Ce profil d'absorption est correctement approximé par un profil de Voigt, convolution d'une lorentzienne (largeur naturelle) et d'une gaussienne (Doppler).

Dans la référence [118] a été réalisée une étude investiguant la stabilité de fréquence d'un laser VCSEL asservi sur des profils d'absorption, détectés au sein d'une cellule microfabriquée à vapeur de rubidium, élargis non seulement par effet Doppler, mais aussi par la présence additionnelle d'une pression de gaz tampon. La figure 1.20(b) montre une photographie du système optique mis en place.

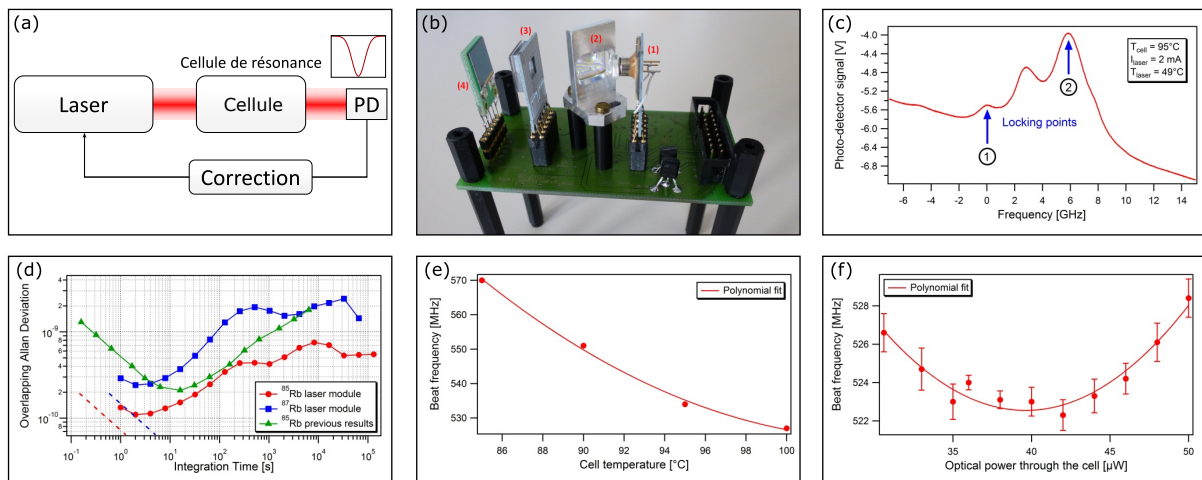


FIGURE 1.20 – (a) : Schéma simplifié d'une spectroscopie linéaire. (b) Photographie du système VCSEL mis en place à l'Université de Neuchâtel [118]. 1 : Laser. 2 : Séparateur de faisceau. 3 : Cellule rubidium. 4 : Détecteur. (c) Profils d'absorption détectés en microcellule chauffée à 95°C , avec une puissance laser incidente de $45\ \mu\text{W}$. (d) : Stabilité relative de fréquence obtenue dans différentes configurations. Déplacement de la fréquence du laser avec la température de cellule (e) ou la puissance laser (f).

Les dimensions globales du système sont de $70 \times 40 \times 50\ \text{mm}^3$. La cellule présente un diamètre de 5 mm et une hauteur de 2 mm. Elle est remplie de 60 mbar d'un mélange Ar-Ne, conduisant à des profils d'absorption de plusieurs centaines de MHz, montrés figure 1.20(c). Des modules céramiques LTCC (Low-Temperature Co-Fired Ceramic) ont été utilisés pour stabiliser la température du VCSEL et la cellule MEMS. Comme montré figure 1.20(d), la déviation d'Allan, obtenue sur une transition de Rb^{85} , a été mesurée de 1.3×10^{-10} à 1 s et d'environ 5×10^{-10} à 1 jour. Ces résultats de stabilité sont modestes mais obtenus avec un système d'architecture très simple présentant un fort potentiel d'intégration (quelques cm^3). Les figures 1.20(e) et (f) montrent des mesures de déplacement de fréquence du laser en fonction de la température de la cellule et de la puissance optique. Les auteurs extraient une sensibilité à la température de cellule de l'ordre de 4 MHz/K. Aussi, un point d'inversion de la fréquence du battement a été observé autour d'une puissance optique d'entrée de $40\ \mu\text{W}$. Ce comportement n'est pas expliqué dans l'article [118].

1.4.2 Spectroscopie par absorption saturée

La spectroscopie par absorption saturée [119] est une technique largement utilisée pour contourner l'effet de l'élargissement Doppler et permettre la détection de résonances optiques étroites. Cette approche est illustrée figure 1.21, dans sa configuration la plus simple, utilisant un faisceau unique rétro-réfléchi en sortie de cellule. En raison de l'effet Doppler, seuls les atomes de vitesse nulle, relativement à l'axe de propagation de la lumière, expérimentent la même fréquence laser pour les faisceaux aller et retour. S'il est d'intensité suffisante, le faisceau aller (pompe) saturé la transition atomique et réduit le nombre d'atomes

dans l'état fondamental. Ainsi, l'absorption du faisceau retour (sonde) est réduite par rapport au cas sans faisceau pompe. En balayant la fréquence du laser, on détecte alors dans le fond du profil gaussien élargi par effet Doppler une résonance lorentzienne dite sub-Doppler ("Lamb dip") dont la largeur ultime approche, à faible intensité, la largeur naturelle de la transition sondée (environ 4.6 MHz pour la raie D_1 de l'atome de césium).

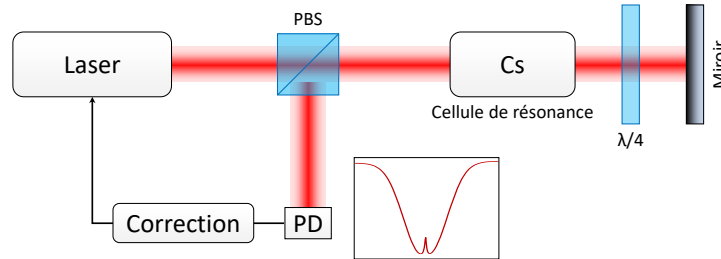


FIGURE 1.21 – Schéma simplifié d'un laser asservi par absorption saturée sur une cellule de vapeur.

Une architecture simple de ce type, montrée figure 1.22(a), fut mise en oeuvre dans [120] pour stabiliser en fréquence une diode laser à 852 nm (raie D_2 du césium) montée en cavité étendue (LCE) sur une cellule en verre de 3 cm de long remplie d'une vapeur d'atomes de césium (pression : 10^{-6} Torr). Dans cette étude, le faisceau en sortie de cellule est rétro-réfléchi et utilisé comme faisceau sonde. La fréquence laser est modulée à 80 kHz via le courant du laser afin de générer via une détection synchrone un signal d'erreur exploité pour appliquer une correction sur le courant du laser et sur la longueur de cavité par un actuateur piézoélectrique. Deux systèmes laser identiques furent construits de sorte à créer un battement de fréquence entre eux et ainsi évaluer la stabilité de la fréquence laser. La figure 1.22(b) présente la déviation d'Allan du battement laser.

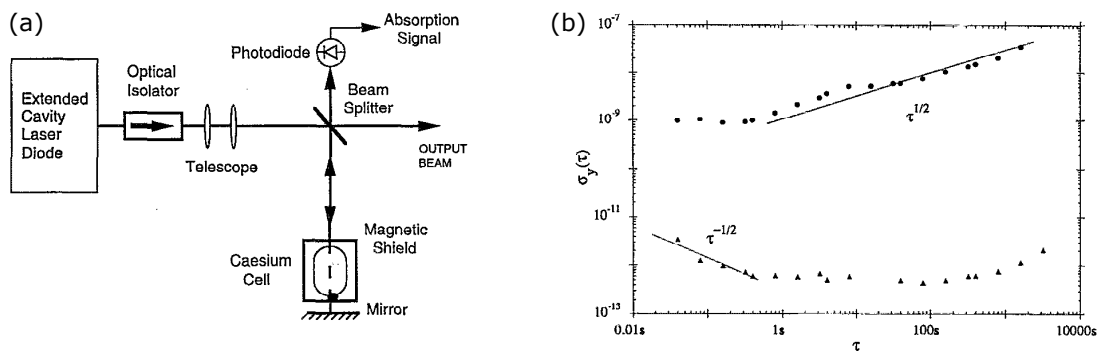


FIGURE 1.22 – a : Schéma d'un laser asservi sur la raie D_2 d'une cellule de césium par absorption saturée [120]. b : Stabilité relative de fréquence du battement laser, en régime régime libre (ronds) et asservi (triangles) [120].

En régime libre, la stabilité relative du battement est de 10^{-9} à 1 s et présente ensuite un bruit en marche aléatoire de fréquence (pente en $\tau^{1/2}$). Lorsque les lasers sont stabilisés, la déviation d'Allan est de $4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, avec palier flicker à 5×10^{-13} . Pour des temps d'intégration supérieurs à 300 s, la stabilité se dégrade, pour dépasser 10^{-12} après quelques 1000 s.

Des travaux remarquables ont aussi été rapportés dans [121]. Dans cet article est présenté un module laser compact basé sur un LCE en configuration Littrow, stabilisé en fréquence par absorption saturée sur une résonance de l'atome de rubidium. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus en spectroscopie linéaire. Le modèle 3D et le schéma du système laser sont illustrés sur les figures 1.23(a) et (b). Le système laser a un volume global de 200 cm^3 . La largeur des raies sub-Doppler est de l'ordre de 10 MHz, induite en partie par élargissement lumineux. Comme présenté sur la figure 1.23(c), ce système laser a démontré une stabilité relative de fréquence inférieure à 3×10^{-12} pour des temps d'intégration jusqu'à 10^5 s en régime sub-Doppler avec un plateau entre 3000 s et 10^5 s. Les performances obtenues en régime sub-Doppler sont environ un ordre de grandeur supérieures à celles obtenues en régime "Doppler".

Dans cette étude, les auteurs ont aussi réalisé des mesures de déplacement de fréquence du laser asservi en fonction de plusieurs paramètres expérimentaux. Ces sensibilités sont résumées dans le tableau 1.4.

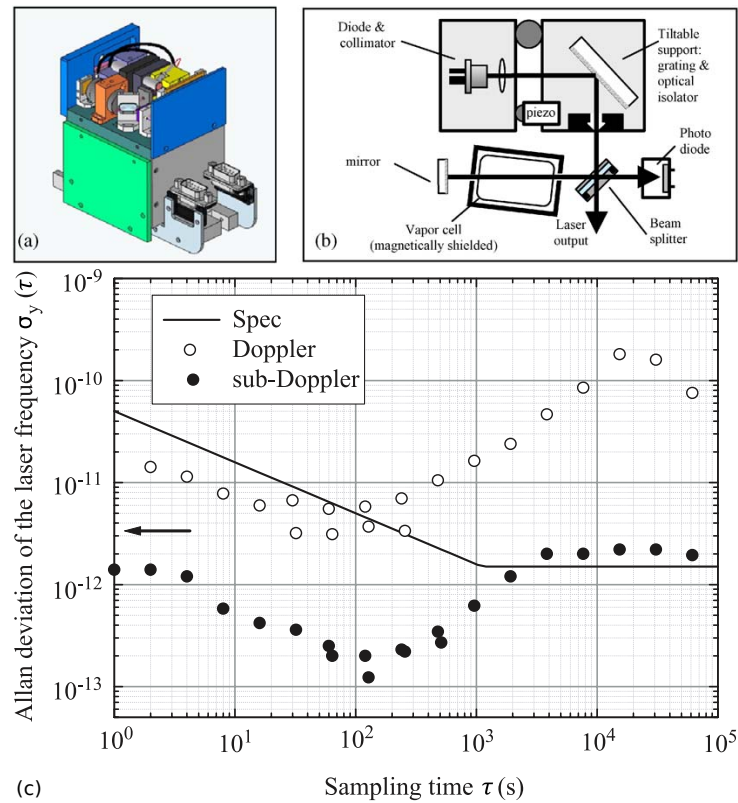


FIGURE 1.23 – (a) : Modèle CAO de la tête laser compacte avec stabilisation intégrée sur une cellule de référence Rb. (b) : Schéma du module physique. (c) : Stabilité relative de fréquence obtenue pour des schémas de stabilisation Doppler et sub-Doppler. Figures extraites de [121].

Paramètre	Unité	Doppler	Sub-Doppler	Doppler (relatif)	Sub-Doppler (relatif)
Champ magnétique	kHz/mG	0.035	0.03–0.12	9.1×10^{-14} /mG	7.8×10^{-14} – 3.1×10^{-13} /mG
Puissance du faisceau laser	kHz/ μ W	8	1.3–10	2.1×10^{-11} / μ W	3.4×10^{-12} – 2.6×10^{-11} / μ W
Température de cellule	kHz/K	300	4–33	7.8×10^{-10} /K	1.0×10^{-11} – 8.6×10^{-11} /K
Sensibilité angulaire	kHz/deg	100	450–1400	2.6×10^{-10} /deg	1.2×10^{-9} – 3.6×10^{-9} /deg
Amplitude de modulation FM	kHz/kHz	1.4	0.14	3.6×10^{-12} /kHz	3.6×10^{-13} /kHz
Stabilité court-terme (1–100 s)					
Limite théorique (SNR)	$\tau^{-1/2}$			$1-3 \times 10^{-11}$	$1-4 \times 10^{-12}$
Expérimentale	$\tau^{-1/2}$			2×10^{-11}	2×10^{-12}
Stabilité long-terme (10^4 s)					
Limite théorique (dérives)	$\tau^{-1/2}$			1×10^{-10}	$0.3-1 \times 10^{-12}$
Expérimentale	$\tau^{-1/2}$			2×10^{-10}	2×10^{-12}

TABLE 1.4 – Sensibilité de la fréquence laser aux principaux paramètres de l’expérience pour un schéma d’asservissement Doppler et sub-Doppler [121].

Pour les régimes Doppler et sub-Doppler, la température de la cellule est identifiée comme le paramètre le plus critique pour la stabilité long-terme, bien que contrôlée à mieux que 100 mK. On note aussi dans ce tableau une sensibilité non négligeable aux défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants, de l’ordre de 1 MHz/ $^\circ$, soit en relatif de l’ordre de $1-2 \times 10^{-9}/^\circ$. La dépendance à la puissance laser est de l’ordre de 1.3 à 10 kHz/ μ W, soit en relatif de l’ordre de 3.4×10^{-12} à $2.6 \times 10^{-11}/\mu$ W. Les variations d’amplitude de la source de modulation FM au niveau du pourcent, attribuées aux dérives thermiques de l’électronique laser, ne contribuent que faiblement au budget de stabilité à 10^4 s.

Nous mentionnerons aussi dans cet état de l'art les travaux récents du FBH (Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik) à Berlin. Dans [122] est présenté un module laser ultra compact, décrit dans [123], exploitant une diode laser DFB accordée à 780 nm et stabilisée en fréquence sur une vapeur de rubidium par absorption saturée. Le système laser est associé à une carte électronique de contrôle embarquée. L'ensemble présente un volume total de $12.4 \times 10.4 \times 3.1 \text{ cm}^3$, un poids de 490 g et une consommation de 7 W. La figure 1.24 montre des photographies et les performances de cet ensemble. Cette référence de fréquence optique démontre une stabilité relative de fréquence de 1.4×10^{-12} à 1 s, décroissant jusqu'à 4×10^{-13} à 100 s, pour se dégrader ensuite, en raison des fluctuations de température, et atteindre 6×10^{-12} à 10^5 s. La sensibilité de la fréquence laser à la température montre un comportement linéaire avec un coefficient de 2.6 kHz/K ($6.7 \times 10^{-12}/\text{K}$).

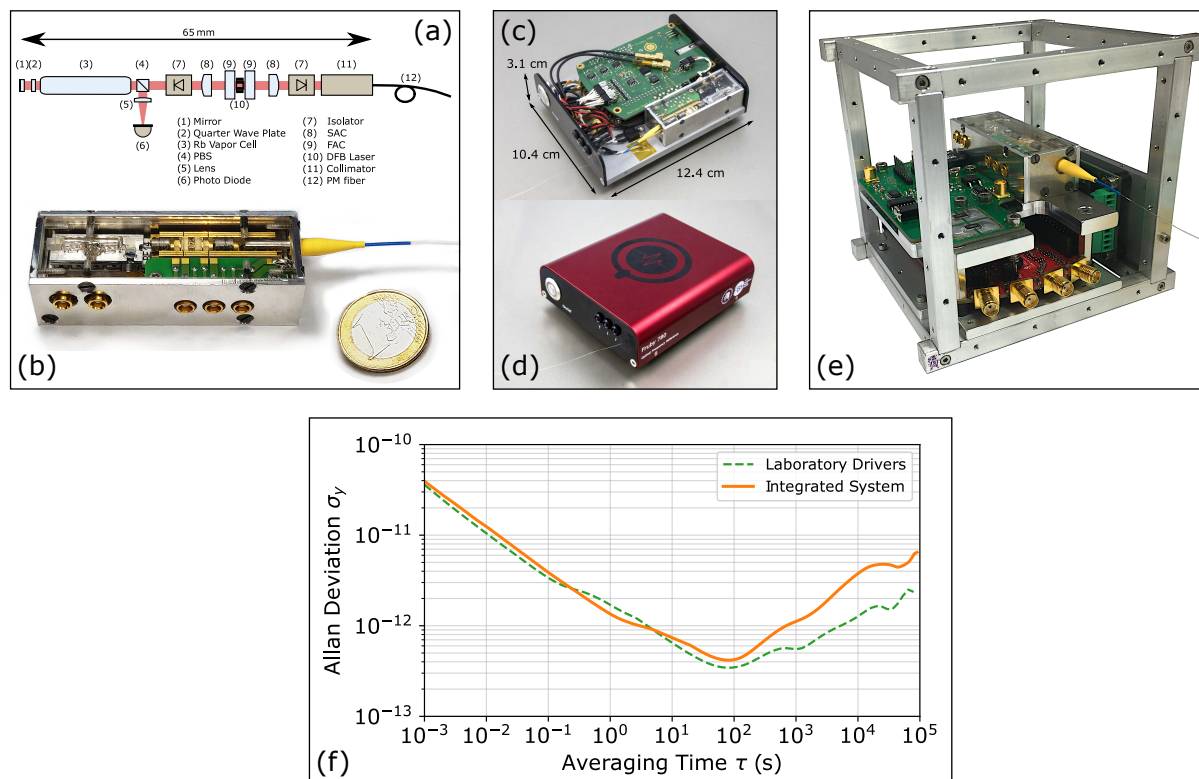


FIGURE 1.24 – (a-b) : Schéma fonctionnel et photographie du système laser ultra-compact stabilisé par absorption saturée sur une cellule Rb [123]. (c-d) : Photographie de l'ensemble avec carte électronique de contrôle embarquée [122] et du module fermé. (e) : Implémentation de l'ensemble pour test de la source à bord d'un nanosatellite [123]. (f) : Stabilité relative de fréquence du système laser. Comparaison avec un autre prototype de laboratoire [122].

Ces dernières années, le développement de lasers ultra-compacts stabilisés sur cellule a trouvé un regain d'intérêt, avec la disponibilité de cellules micro-fabriquées, de technologie comparable à celle exploitée dans les micro-horloges atomiques CPT, couplée aux progrès de la photonique intégrée, permettant de miniaturiser le routage et l'adressage optique de la cellule. Des micro-résonateurs optiques [124-127] offrent désormais par ailleurs la possibilité d'extraire des signaux utiles micro-ondes ou radiofréquences à partir de l'optique dans un volume et une consommation extrêmement réduits. Cet ensemble ouvre ainsi la voie au développement d'horloges optiques miniatures de nouvelle génération, vouées à supplanter les performances métrologiques des micro-horloges atomiques actuelles.

L'étude effectuée dans [128] en 2005 rapportait la démonstration d'un spectromètre laser à absorption saturée miniature, trouvant en son coeur une cellule microfabriquée. Le système, montré figure 1.25 associe un laser, des optiques miniatures, une cellule à vapeur Rb micro-fabriquée, des éléments chauffants et un photodétecteur, le tout contenu dans un volume de 0.1 cm^3 . Dans cette étude, la cellule est constituée par une cavité de 1 mm de profondeur gravée dans le silicium prise en sandwich entre deux fenêtres de verre de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur soudées anodiquement. Un matériau getter est utilisé pour purifier l'atmosphère de la cellule. Des pistes chauffantes en ITO (Indium Tin Oxide) sont déposées sur le verre, avec un dépôt d'or

pour les connexions électriques. Le chauffage des fenêtres permet de réduire les risques de condensation d'alcalin sur ces dernières.

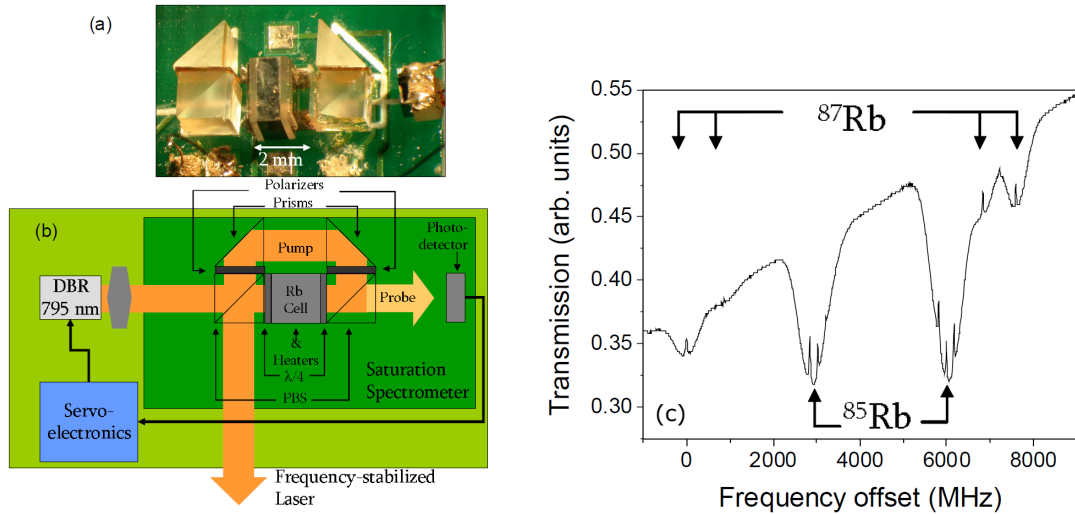


FIGURE 1.25 – (a) : Photographie du spectromètre sub-Doppler microfabriqué développé par S. Knappe et al., au NIST [128]. (b) : Schéma du spectromètre sub-Doppler microfabriqué. (c) : Résonances sub-Doppler détectées dans la cellule MEMS [128].

Extrapolée à intensité nulle, la largeur de raie des résonances sub-Doppler est d'environ 31 MHz, bien supérieure à la largeur naturelle de l'atome de Rb (≈ 6 MHz). Cette largeur de raie est expliquée par un élargissement Doppler résiduel dû aux désalignements pompe-sonde et à la largeur spectrale du laser.

Un exemple d'intégration plus récent de laser stabilisé sur microcellule Rb par absorption saturée est présenté dans [129]. Dans cette étude, des efforts d'intégration remarquables ont été réalisés pour router la lumière vers la microcellule à l'aide d'un guide d'onde intégré en nitrure de silicium et d'un réseau de diffraction (figure 1.26(a)). Ce laser a démontré une stabilité relative de fréquence au niveau de 10^{-11} entre 1 et 10^4 s comme montré figure 1.26(b).

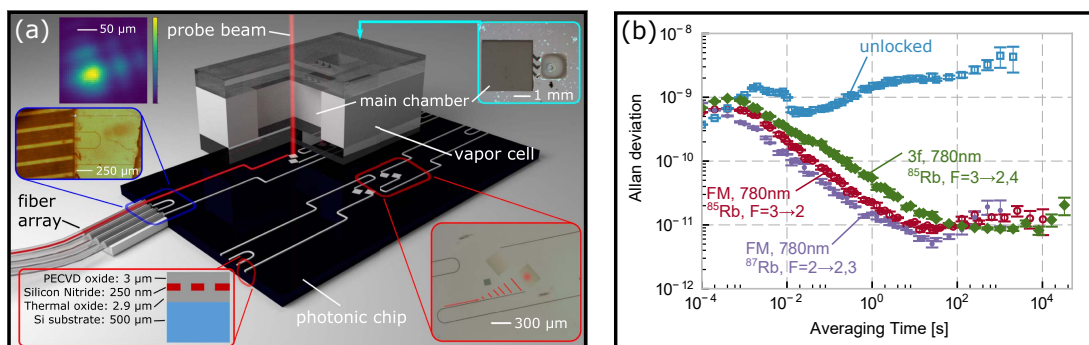


FIGURE 1.26 – (a) : Architecture de la référence optique démontrée dans [129]. (b) : Stabilité relative de fréquence de la référence dans différentes configurations.

La technologie de microcellule utilisée dans cette étude exploite une pastille dispenser pour la génération de vapeur alcaline [78]. Les auteurs mentionnent dans cet article la formation de gouttelettes de Rb migrant aux points froids de la fenêtre de la cellule, observés après quelques cycles thermiques à 80°C . Aussi, un élargissement non négligeable de la résonance sub-Doppler fut observée, attribuée à la présence de gaz parasites ou contaminants dans la cellule (environ 65 mTorr), parmi lesquels 3 mTorr d'hélium, le reste provenant de la soudure de la cellule et de l'activation du dispenser.

Pour clore cette section sur l'absorption saturée, nous mentionnerons des travaux récents exploitant la transition proche-UV à $459\text{ nm } 6S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$ de l'atome de césium [130]. L'intérêt de cette transition est d'avoir une fréquence de transition 2 fois plus élevée que celles traditionnellement sondées dans le proche infra-rouge, couplée à une largeur naturelle attractive d'environ 1 MHz [131]. Les auteurs utilisent

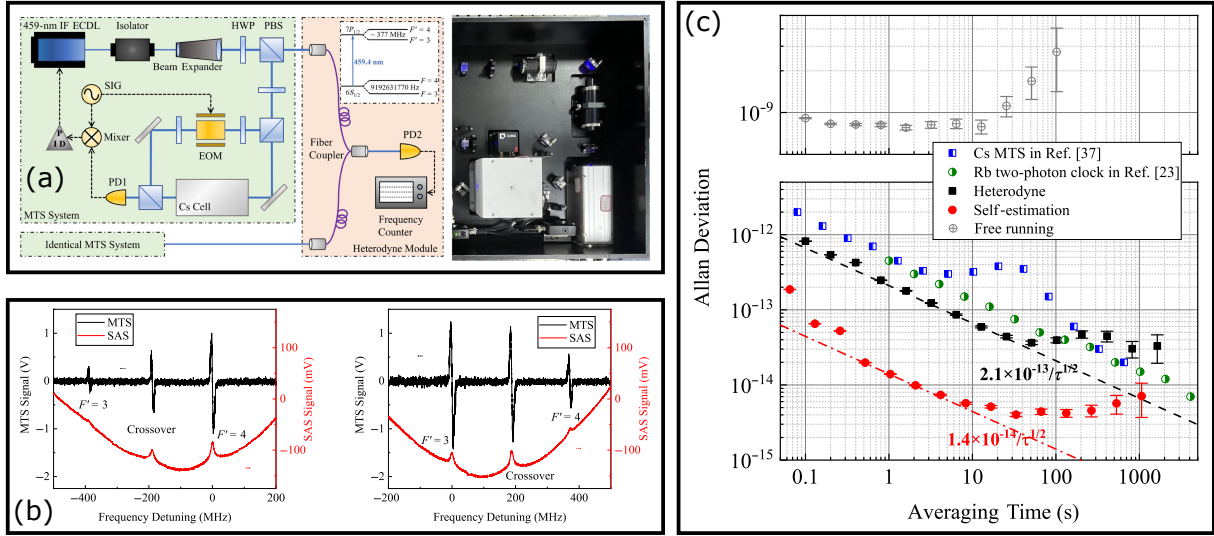


FIGURE 1.27 – (a) : Schéma du système laser à 459 nm asservi sur la transition $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$ de l'atome de césium dans une cellule de 5 cm de long [130], montage pour la détection d'un battement entre deux systèmes identiques et photo d'un système laser. (b) : Résonances sub-Doppler détectées dans la cellule Cs et les signaux d'erreur correspondants. (c) : Stabilité relative de fréquence dans différents régimes. La courbe noire montre la stabilité relative de fréquence d'un laser unique, évaluée à $2.1 \times 10^{-13}/\tau^{-1/2}$ jusque 50 s. Figures extraites de [130].

un laser LCE de largeur inférieure à 50 kHz, une cellule Cs de 5 cm de long et 1 cm de diamètre, chauffée à environ 110°C et une technique plus avancée, en configuration pompe-sonde, dite de spectroscopie par transfert de modulation (MTS : modulation transfer spectroscopy) [132-134]. Deux systèmes identiques, dont l'architecture et une photographie sont montrées figure 1.27(a), ont été construits afin d'évaluer la stabilité relative de fréquence du système laser à 459 nm. La figure 1.27(b) montre les signaux de résonance sub-Doppler détectés dans la cellule Cs et les signaux d'erreur correspondants, exploités pour asservir la fréquence laser, via le courant et l'actuateur piézoélectrique du LCE. La stabilité relative de fréquence d'un laser unique, montrée figure 1.27(c), est évaluée à $2.1 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 50 s, puis reste constante à ce niveau jusqu'à 1000 secondes. Notons que des travaux comparables ont été rapportés dans la littérature en exploitant des transitions proche-UV de l'atome de Rb [135]. Plus récemment, l'approche MTS a été adoptée par un groupe coréen démontrant des résultats remarquables, avec un battement entre deux lasers stabilisés sur cellule Rb, avec une stabilité relative de fréquence de 4.5×10^{-14} à 1 s et 9×10^{-13} à 10^5 s [136].

1.4.3 Transition à deux photons à 778 nm de l'atome de Rb

Une approche alternative à la spectroscopie par absorption saturée est la spectroscopie par absorption à 2 photons [137-140]. Cette méthode repose sur l'interaction d'atomes en cellule avec deux ondes laser contre-propageantes, déplacées par l'effet Doppler, et de fréquences respectives $\nu_1 = \nu_L[1 - v/c]$ et $\nu_2 = \nu_L[1 + v/c]$, avec c la célérité de la lumière et v la vitesse de l'atome. Considérons un milieu où une transition se produit entre le niveau fondamental E_g et le niveau excité E_e par absorption successive de deux photons à partir d'un faisceau laser ayant une fréquence angulaire ω et un vecteur d'onde k . Le faisceau se propageant dans le sens direct a un vecteur d'onde positif $+k$ tandis que le faisceau contre-propageant possède un vecteur d'onde négatif $-k$. Si les atomes, se déplaçant avec une vitesse v , absorbent un photon de chaque onde, on a alors :

$$E_e - E_g = \hbar(\omega + kv) + \hbar(\omega - kv) = 2\hbar\omega \quad (1.23)$$

Ici, les termes dépendant de la vitesse des atomes disparaissent et les déplacements Doppler s'annulent. Ainsi, dans cette approche, tous les atomes, quelque soient leur vitesse, peuvent absorber deux photons et participer à la résonance sub-Doppler.

Une transition à 2-photons largement explorée est la transition à 2-photons à 778 nm de l'atome de Rb. Un laser à 778 nm, rétro-réfléchi dans une cellule Rb, permet aux atomes par absorption de 2 photons,

de transiter du niveau $5S_{1/2}$ au niveau $5D_{5/2}$. Les atomes retombent alors par cascade radiative dans le niveau initial $5S_{1/2}$ en transitant par le niveau $6P_{3/2}$. Au cours de cette cascade radiative, les atomes émettent des photons de fluorescence bleus à 420 nm dont la détection est assurée par un photomultiplicateur (PMT). Ce dernier délivre alors un signal de résonance pouvant être mis à profit pour asservir la fréquence du laser. La largeur naturelle de cette transition à 2 photons est de l'ordre de 300 kHz, soit plus d'un ordre de grandeur inférieure à celle accessible par absorption saturée.

La première détermination expérimentale de la fréquence optique des composantes hyperfines des transitions à deux photons $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ dans le rubidium a été réalisée en 1993 au Laboratoire Kastler Brossel [138]. Quatre ans plus tard, le même groupe rapportait la mesure expérimentale d'un laser stabilisé sur la transition à deux photons $5S_{1/2} (F=3) - 5D_{5/2} (F=5)$ à 778.1 nm du rubidium, avec une exactitude de 1 kHz [141]. Dans cette expérience, la spectroscopie de la transition à 2-photons fut réalisée avec un LCE dans une cellule chauffée à 90°C , disposée au sein d'une cavité de 30 cm de long blindée magnétiquement. Trois systèmes comparables furent implémentés, leur intercomparaison étant effectuée sur un an grâce une synthèse de fréquence complexe. La stabilité relative de fréquence de ces systèmes fut mesurée au niveau de $4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à quelques centaines de secondes. Dans cette expérience, la cellule de Rb fut remplie sous ultra-vide, avec une pression résiduelle initiale de contaminants de 2×10^{-8} Torr, augmentant néanmoins ensuite d'environ 10^{-7} Torr par semaine. La source majeure d'erreur systématique, de l'ordre de -600 Hz, sur la détermination de la fréquence de la transition, fut attribuée aux collisions des atomes de Rb avec certains gaz nobles résiduels, d'argon en particulier. D'autres effets tels que les déplacements lumineux et les déplacements Doppler du second ordre furent étudiés, estimés à un niveau moindre, de l'ordre de 20 Hz et 230 Hz respectivement.

Cette approche spectroscopique a connu un regain d'intérêt aux États-Unis ces 10 dernières années pour le développement de références de fréquence optiques ultra-compactes. La spécificité du système développé au Air Force Research Laboratory (AFRL) [142], montré figure 1.28(a), est d'impliquer l'utilisation d'une diode laser à 1556 nm doublée pour générer le signal à 778 nm.

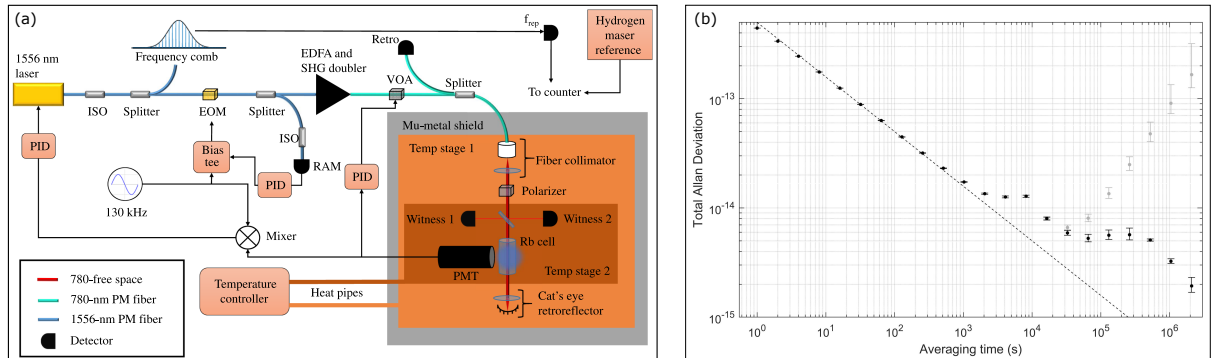


FIGURE 1.28 – (a) : Schéma global de l'expérience [142]. (b) : Déviation d'Allan de l'horloge Rb778 développée à AFRL, avec données brutes (gris) et dérive supprimée (noir) [143].

Le laser possède une puissance de sortie de 20 mW et une largeur de raie de 2 kHz. Ce dernier est doublé en fréquence par le biais d'un amplificateur fibré dopé erbium (EDFA) et d'un générateur de seconde harmonique (SHG). Un atténuateur optique variable est utilisé pour stabiliser la puissance du laser. La cellule présente des dimensions de $5 \times 5 \times 25 \text{ mm}^3$, contient plus de 99 % de Rb^{87} isotopiquement enrichi, est chauffée à 100°C , entourée d'un blindage d'épaisseur 5 mm et présente des fenêtres avec angle de Brewster pour éviter les réflexions parasites. Cette référence optique a démontré une stabilité de fréquence court-terme, pour une puissance laser incidente de 30 mW, de $4.1 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 10^4 s, limitée à 1 s par le bruit shot photon sur le PMT, en raison du faible nombre de photons de fluorescence collectés. Une fraction de la puissance laser est utilisée pour piloter un peigne de fréquence duquel est extrait un signal à 200 MHz utile stable. Dans cet article, les auteurs dressent une liste importante de sources de déplacements de fréquence, en indiquant les fluctuations maximales à satisfaire pour assurer une stabilité de fréquence au niveau de 10^{-15} . Le tableau 1.5 résume ces valeurs.

Déplacement de fréquence	Sensibilité relative	Stabilité requise à 1 jour
778-nm ac Stark	$4.8 \times 10^{-13} / \text{mW}$	$2.1 \mu\text{W}$
Densité Rb	$1.1 \times 10^{-12} / \text{K}$	0.92 mK
Ray. corps noir	$1.3 \times 10^{-15} / \text{K}$	770 mK
dc Stark	$5.9 \times 10^{-15} / (\text{V}/\text{cm})^2$	$0.17 (\text{V}/\text{cm})^2$
Doppler 2nd ordre	$1.0 \times 10^{-15} / \text{K}$	1.0 K
Zeeman	$6.5 \times 10^{-11} / \text{G}^2$	3.9 mG
Collisions He	$2.7 \times 10^{-8} / \text{Torr}$	$3.6 \times 10^{-8} \text{ Torr}$

TABLE 1.5 – Paramètres affectant la stabilité de l’horloge Rb778 de AFRL à 1 jour [143]. La colonne de droite indique la stabilité du paramètre à assurer pour supporter une stabilité d’horloge de 10^{-15} .

Dans [144], le même groupe a développé un modèle permettant de quantifier l’effet Stark sur ce type d’horloge, prédisant une sensibilité de $2.30(4) \times 10^{-13} \text{ mW}/\text{mm}^2$, en bon accord avec l’expérience. Plus récemment, plusieurs aspects de cette horloge ont été renforcés [143]. Une démodulation synchrone sur l’harmonique 3 est désormais effectuée pour éliminer des biais du point d’asservissement dus à la modulation d’amplitude résiduelle. La perméation à l’hélium de la cellule a été réduite, avec un verre en silice fondue. Deux cellules de 50 mm de long, chauffées à 100°C , et placées dans une chambre à vide, sont désormais utilisées pour doubler la longueur d’interaction. Les auteurs dressent par ailleurs dans [143] une liste détaillée des sources principales de déplacement en fréquence de l’horloge, incluant l’effet ac Stark ($-183 \text{ Hz} \pm 55$), les collisions inter-atomes ($-2930 \text{ Hz} \pm 400$), l’effet Doppler de second ordre ($194 \text{ Hz} \pm 1$), le rayonnement du corps noir ($-195 \text{ Hz} \pm 19$), le décalage d’Einstein ($68 \text{ Hz} \pm 1$), l’erreur de l’asservissement ($0 \text{ Hz} \pm 1900$) et la calibration du maser à hydrogène de référence. Les performances actuelles de cette référence sont montrés figure 1.28(b).

La spectroscopie de la transition à deux photons à 778 nm a été aussi exploitée au NIST, en sondant les atomes au sein d’une cellule microfabriquée [145] (voir figure 1.29(a-b)). Cette cellule présente un volume de $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ et comprend un getter intégré visant à améliorer la pureté de son atmosphère interne. La résonance détectée montre une largeur de raie de 1 MHz impliquant la largeur naturelle (300 kHz), la largeur spectrale du laser (475 kHz), le temps de transit (100 kHz) et la présence de gaz parasites (100 kHz). Un point remarquable de cette étude réside dans l’élégante implémentation de peignes de fréquence à microrésonateurs optiques mis en oeuvre pour la génération d’un signal micro-onde utile à 22 GHz stabilisé. La déviation d’Allan du laser stabilisé et du signal à 22 GHz furent mesurés dans [145] au niveau de $4.4 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusqu’à environ 1000 s (figure 1.29(c)). La limite de la stabilité court-terme de l’horloge est attribuée au bruit de fréquence du laser DBR via l’effet d’intermodulation [3], mesuré en régime libre au niveau de $3 \times 10^8 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ à 10 Hz et de $2 \times 10^6 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ à 10 kHz.

A la suite de cet article, le NIST, en collaboration avec le laboratoire Charles Draper, a démontré une référence de fréquence optique compacte, implémentée sur un breadboard à l’aide de composants optiques pré-alignés et collés avec une colle époxy [146]. L’ensemble du breadbord optique est placé dans une petite chambre à vide, opérant à près de 10^{-7} Torr . La cellule de cette horloge possède une fenêtre en verre borosilicaté, l’autre en verre alumino-silicaté, et embarque un getter [147]. La largeur de raie de la résonance est de 2.2 MHz. La figure 1.29(d) présente une photographie de la référence optique développée. L’ensemble a un volume total de 35 cm^3 et nécessite une puissance électrique de 450 mW pour son fonctionnement. La figure 1.29(e) montre la déviation d’Allan du laser, pour deux températures différentes de 81.5°C et 99°C et une puissance d’entrée d’environ 15 mW. La stabilité à court-terme de l’horloge est d’environ $2.9 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusqu’à environ 100 s pour les deux températures. Une dérive en fréquence de $2.1 \times 10^{-13}/\text{h}$ à 81.5°C et de $2.5 \times 10^{-12}/\text{h}$ à 99°C affecte l’horloge. Les auteurs ont observé que la dérive en fréquence pouvait être attribuée à un désalignement progressif entre les deux faisceaux contre-propageants, induit par la sensibilité thermique de la colle epoxy, exacerbée par des gradients thermiques sur la plaque en aluminium. Ce défaut de superposition entraîne un déplacement de fréquence par effet ac-Stark car les atomes dans des parties différentes de la cellule subissent des intensités optiques différentes.

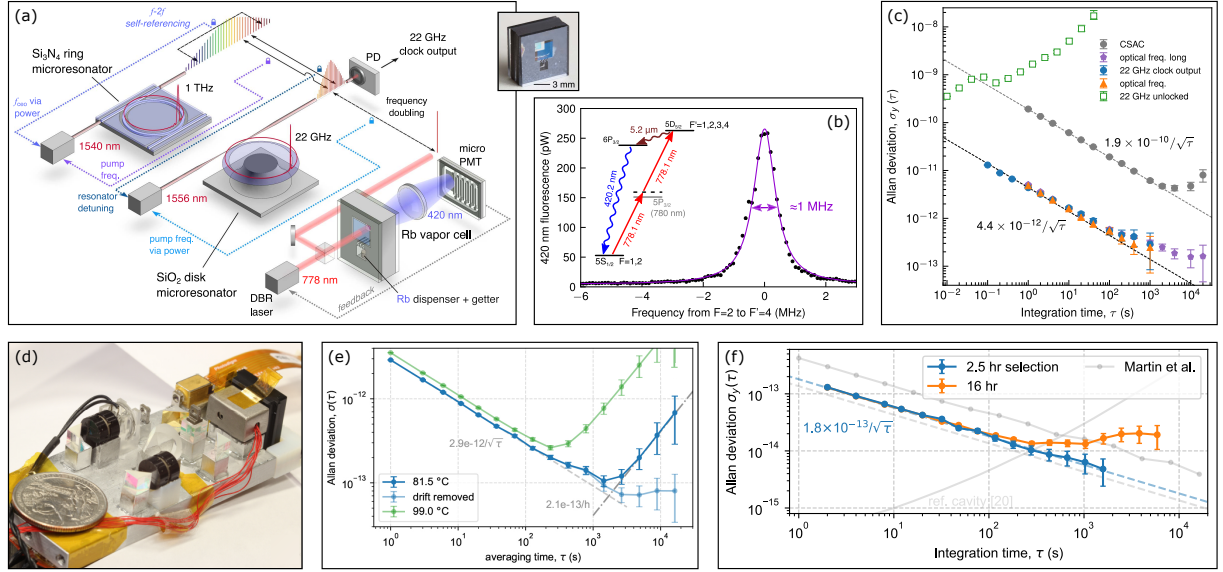


FIGURE 1.29 – (a) : Schéma globale de l'expérience [145]. (b) : Signal de spectroscopie de l'horloge deux photons [145]. (c) : Stabilité [145]. (d) : Déviation d'Allan de la référence optique utilisant un laser DBR [146]. (e) : Déviation d'Allan de la référence optique à deux températures de cellule (81.5°C et 99°C) [146]. (f) : Déviation d'Allan de la référence optique utilisant un laser LCE [4].

Enfin, le NIST a démontré la stabilisation d'un laser LCE, plus fin spectralement ($5 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ à $f = 100 \text{ kHz}$), sur la transition $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5D_{5/2} (F=5)$ de l'atome de Rb^{85} [4] dans une microcellule (largeur de résonance de 780 kHz) au niveau de $1.8 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 200 s et 2×10^{-14} à 5000 s (voir figure 1.29(f)), mesuré par battement avec un peigne de fréquence titane-saphir asservi sur un laser à cavité optique ultra-stable. A notre connaissance, ce résultat constitue la meilleure stabilité mesurée dans une microcellule. La sensibilité de la fréquence laser à la puissance laser incidente et à la température de cellule ont été respectivement mesurées de $-5175 \pm 31 \text{ Hz/mW}$ ($-1.3 \times 10^{-11} \pm 8.0 \times 10^{-14}/\text{mW}$) et de $-925 \pm 13 \text{ Hz/K}$ ($-2.4 \times 10^{-12} \pm 3.4 \times 10^{-14}/\text{K}$). Les auteurs ont mesuré les contributions de ces deux paramètres sur la stabilité de l'horloge et estimé que cette dernière demeurerait limitée par des effets liés à la puissance laser. Les résultats remarquables obtenus avec cette approche ont conduit au démarrage en 2021 aux Etats-Unis d'un projet, nommé CROC (Compact Rubidium Optical Clock), piloté par VECSENT Photonics, visant au développement en 5 ans de 10 prototypes d'horloges à cellule Rb déployables (TRL6), avec une stabilité de fréquence journalière inférieure à 3×10^{-14} . Des travaux ont été aussi entrepris avec cette approche au CSEM, Suisse, sur un projet financé par l'ESA [148], et dans d'autres groupes internationaux [149, 150].

1.4.4 Transition à 2 photons 780 - 776 nm de l'atome de Rb

La transition à deux photons à 778 nm de l'atome de Rb présente de réels avantages tels que sa simplicité de mise en oeuvre, son facteur Q atomique élevé, la possibilité d'utiliser des composants télécoms à 1560 nm , et permet d'atteindre à ce jour des performances remarquables de quelques $10^{-13} \tau^{-1/2}$. Dans les prototypes démontrés à ce jour, ses verrous majeurs sont une forte sensibilité aux déplacements lumineux, aux défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants, et une faible efficacité de détection de fluorescence. Aussi, en microcellule, il demeure encore compliqué de pouvoir bénéficier du plein potentiel de la largeur naturelle de la transition en raison de la présence de contaminants dans la microcellule. De plus, les microcellules dont le remplissage est assuré à l'aide d'une pastille dispenser n'ont pas de sélection isotopique et ne voient donc qu'un modeste pourcentage des atomes participer à la transition d'horloge.

Les transitions à deux photons peuvent aussi être interrogées par des photons à deux fréquences optiques différentes. Cette méthode permet d'observer une amélioration significative du taux de transition, impliquant néanmoins un léger élargissement de la transition dû au décalage Doppler résiduel. Aussi, en utilisant deux fréquences différentes, il est possible d'obtenir une spectroscopie à deux photons avec un décalage ac-Stark différentiel nul en ajustant le désaccord de fréquence approprié des états atomiques et le rapport d'intensité des deux champs optiques [151].

La figure 1.30 présente les deux schémas d'excitation des transitions atomiques à deux photons. On note que les processus non-linéaires induits dans la spectroscopie 780 - 776 nm ont été fortement étudiés par Akulshin [152].

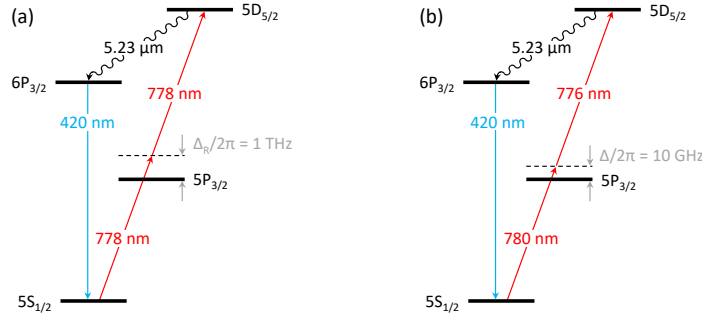


FIGURE 1.30 – (a) : Spectroscopie à 2 photons à 778 nm. (b) : Spectroscopie à 2 photons à 780 - 776 nm. Les atomes de rubidium sont excités par deux photons, qui ont une énergie totale égale à la différence d'énergie entre les états $5S_{1/2}$ et $5D_{5/2}$. Dans la configuration 778 - 778 nm, la transition intermédiaire $5P_{3/2}$ est séparée de $\Delta_R/2\pi \approx 1$ THz de l'énergie d'un photon. Dans la configuration 780 - 776 nm, cet écart de fréquence est égale à $\Delta/2\pi = 10$ GHz. Un écart plus faible permet une plus grande efficacité d'excitation des atomes, se traduisant pas un signal de fluorescence à 420 nm plus important.

Dans [151], V. Gerginov a proposé une architecture de référence optique basée sur la transition 780 - 776 nm du rubidium, incluant une compensation active du déplacement lié à l'effet ac-Stark. Les auteurs mettent en avant dans cet article les avantages de cette transition, pour le développement d'une référence optique, prédisant une limite ultime à 3×10^{-16} à 1 s (2.5×10^{-15} pour l'approche à 778 nm). Le tableau 1.6 indique un résumé de cette comparaison.

Paramètre	778 - 778 nm	780 - 776 nm
Longueur d'onde (nm)	778 - 778	780 - 776
Fréquence (Hz)	3.85×10^{14}	3.85×10^{14}
Puissance laser (mW)	10/10	19.2/1.2
Diamètre faisceau (mm)	0.4	2
Désaccord virtuel (GHz)	1054	10
Largeur naturelle (kHz)	667	667
Largeur Doppler résiduelle (MHz)		2.79
Elargissement tps transit (MHz)	0.128	0.027
Température cellule	90	90
Efficacité collection	0.2	
Rendement quantique	0.3 (PMT)	0.65 (Si)
SNR ($\times 10^6$)	0.5	28
σ_y (1 s), $\times 10^{-15}$	2.2	0.3
Dépl. lumineux ($10^{-13}/\%$)	1.8	0.87

TABLE 1.6 – Comparaison entre la transition 778 - 778 et 780 - 776 nm, réalisée dans [151].

Une horloge basée sur la transition 780 - 776 nm a été développée à l'Université d'Adelaïde, avec une cellule de dimensions centimétriques [153]. Dans ce travail, le décalage en fréquence entre le laser à 780 nm et l'état intermédiaire est réduit à 1.5 GHz, ce qui a pour effet d'élargir la largeur de raie de la transition d'un facteur proche de 8 mais augmente le taux de transition à deux photons d'un facteur 10^5 comparativement à la transition à 778 nm. Deux lasers LCE, de puissances respectives 0.75 mW et 1.2 mW, sont couplés dans une fibre optique. La somme des faisceaux traverse une cellule Rb chauffée à 90°C et entourée d'un bouclier magnétique en mu-métal contenant également l'élément chauffant et un PMT. Un contrôle du désaccord en fréquence et des puissances lasers est nécessaire. Une correction a également été apportée pour compenser la modulation d'amplitude résiduelle (RAM) issue de la modulation de fréquence du laser à 776 nm. Le signal de fluorescence à deux photons produit un profil Voigt de largeur à mi-hauteur d'environ 3.6 MHz. Une stabilité relative de fréquence de 1.5×10^{-13} a été mesurée pour un temps d'intégration de 1 s, atteignant le niveau de 4.9×10^{-14} à 60 s. Les principales contributions de déplacements de fréquence de la source sont répertoriées dans [153]. Les auteurs précisent que la stabilité de cette référence optique pourrait être améliorée par une sta-

bilisation rigoureuse des puissances optiques [154] ainsi qu'en améliorant le rapport signal à bruit du discriminateur de fréquence. L'utilisation de lasers télécoms doublés en fréquence pourrait par ailleurs réduire la contribution du bruit relatif d'intensité (RIN) laser à un niveau inférieur à 10^{-15} .

1.4.5 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

Une dernière approche que nous présentons est la technique de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (Dual-Frequency Sub-Doppler Spectroscopy : DFSDS). Cette méthode, rapportée dans [155] et dont le schéma est représenté sur la figure 1.31(a), est parfaitement similaire à un schéma d'absorption saturée, la différence étant que les atomes interagissent avec deux champs optiques contre-propageants bi-fréquence, la différence de fréquence entre les deux raies optiques étant égale à la transition hyperfine atomique (9.192 GHz pour le Cs). Cette approche met en jeu la contribution d'états noirs Zeeman et hyperfins, implique la contribution d'effets de pompage optique et conduit à la détection de résonances sub-Doppler inversées (augmentation de l'absorption) à contraste élevé, comme montrées figure 1.31(b).

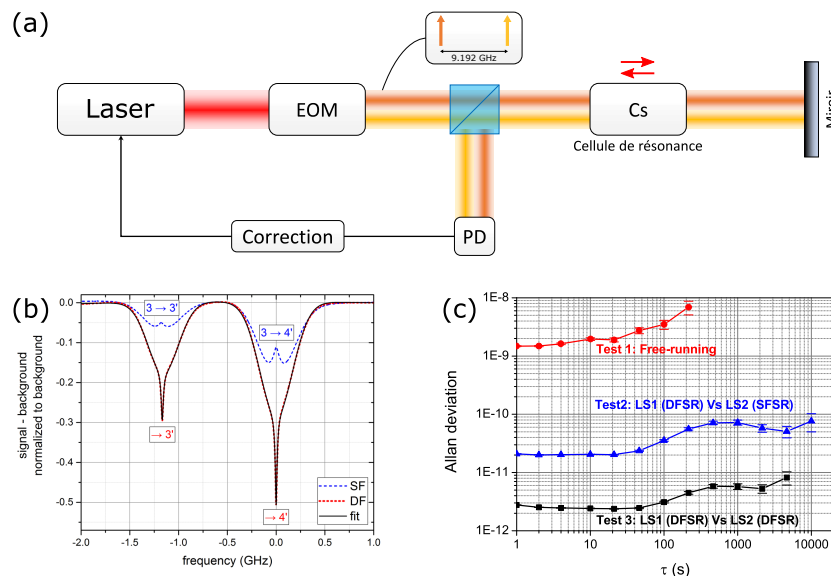


FIGURE 1.31 – (a) Schéma d'une spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. (b) Résonances sub-Doppler détectées par absorption saturée classique (SF) ou spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (DF) [2]. (c) Stabilité relative de fréquence d'un laser à 894 nm, en régimes libre, asservi par absorption saturée, ou spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence [155].

D'importants efforts théoriques, impliquant la collaboration de l'Institute of Laser Physics (ILP), du SYRTE et de FEMTO-ST, ont été déployés afin d'expliquer les principaux processus physiques impliqués dans ces résonances [2, 156]. Ces notions seront brièvement rappelées dans le second chapitre de cette thèse. La figure 1.31(c) montre la stabilité relative de fréquence d'un laser DFB asservi sur une cellule de césium, de 2 cm de long et 2 cm de diamètre, à température ambiante, par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, comparativement à celle obtenue par absorption saturée standard simple. Le laser montre en régime libre une stabilité de fréquence de l'ordre de 1.5×10^{-9} à 1 s, se dégradant pour atteindre la gamme haute des 10^{-9} après quelques 100 s. Avec l'absorption saturée, le laser atteint une stabilité de 2×10^{-11} de 1 s à 20 s et de 8×10^{-11} à 10^4 s. Avec la technique DFSDS, le laser démontre un niveau de stabilité de 2.5×10^{-12} de 1 s à 40 s et de 9×10^{-12} à 4000 s.

La technique DFSDS a aussi été adoptée dans [157] sur la raie D_1 de l'atome de Rb^{87} . L'architecture du système est similaire à celle présentée dans [156]. Dans cette étude, la cellule Rb, de 10 cm de long, n'est pas chauffée et maintenue à une température proche 20°C . La déviation d'Allan de ce laser stabilisé est de 6.9×10^{-12} à 1 s, atteignant un niveau de 6.1×10^{-12} à 100 s de temps d'intégration.

1.5 Résumé de l'état de l'art et orientations

Le tableau 1.7 et la figure 1.32 résument les performances à l'état de l'art des différents types de références décrites dans ce chapitre. Une distinction en couleur est faite entre les références micro-ondes et les références optiques dans le tableau.

Horloge/Référence	Cellule (mm×mm)	Source	FWHM (Hz)	$\sigma_y(1s)$	$\sigma_y(10^3s)$	$\sigma_y(10^5s)$	Groupe	Référence	Année
Rb DR	15 × 14	Lampe Rb	–	7×10^{-13}	2×10^{-14}	3×10^{-15}	WIPM	[52]	2016
Rb DR	25 × 25	DFB	334	2×10^{-13}	2×10^{-14}	6×10^{-14}	UNINE	[59]	2014
Rb POP	20 × 20	DFB	120	2×10^{-13}	7×10^{-15}	1×10^{-14}	INRIM	[7, 62]	2012
Rb μ -POP	4 × 4.1 (MEMS) <i>volume actif</i>	DFB	1430	1×10^{-11}	5×10^{-13}	2×10^{-12}	UNINE	[75]	2022
CPT - μ Cell	2 × 2 (MEMS)	VCSEL	1500	7×10^{-11}	1×10^{-11}	2×10^{-12}	TITECH	[91]	2019
SABR-CPT μ Cell	1.4 × 2 (MEMS) <i>volume actif</i>	VCSEL	2000	3×10^{-10}	7×10^{-12}	2×10^{-12}	FEMTO-ST	[89]	2023
SABR-CPT <i>Mesure courte</i>	50 × 20	DFB	166	2×10^{-13}	6×10^{-15}	–	FEMTO-ST	[106]	2018
DM-CPT <i>Mesure courte</i>	50 × 25	DFB	385	3×10^{-13}	–	–	SYRTE	[115]	2017
Abs Sat Rb 780 nm	–	LCE	10^7	1×10^{-12}	6×10^{-13}	2×10^{-12}	UNINE	[121]	2005
Abs Sat Cs 459 nm (MTS) <i>Mesure courte</i>	50 × 10	LCE	8.6×10^6	2×10^{-13}	3×10^{-14}	–	Université de Pékin	[130]	2022
Abs Sat Rb 780 nm (MTS)	75 × 19	LCEs	–	5×10^{-14}	2×10^{-13}	9×10^{-13}	KRISS	[136]	2023
2 Phot. Rb 778 nm	5 × 25	LCE	6.1×10^5	5×10^{-13}	2×10^{-14}	1×10^{-14}	AFRL	[142, 143]	2022
2 Phot. Rb 778 nm <i>Mesure courte</i>	3 × 3 (MEMS) <i>volume actif</i>	LCE	6.8×10^5	2×10^{-13}	1×10^{-14}	–	NIST	[4]	2021
2 Phot. Rb 780 - 776 nm <i>Mesure courte</i>	–	LCEs	3.6×10^6	2×10^{-13}	7×10^{-14}	–	Université d'Adelaide	[153]	2019
DFSDS (ce travail) <i>Mesure courte</i>	1.5 × 2 (MEMS) <i>volume actif</i>	LCE	15×10^6	3×10^{-13}	2×10^{-13}	–	FEMTO-ST	[158]	2023

TABLE 1.7 – Performances à l'état de l'art des différents types d'horloges. En rose : Horloges micro-onde. En bleu : Horloges optiques. WIPM : Wuhan Institute of Physics and Mathematics. UNINE : University de Neuchâtel. INRIM : Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica. TITECH : Tokyo Institute of Technology. KRISS : Korea Research Institute of Standards and Science. AFRL : Air Force Research Laboratory. NIST : National Institute of Standards and Technology.

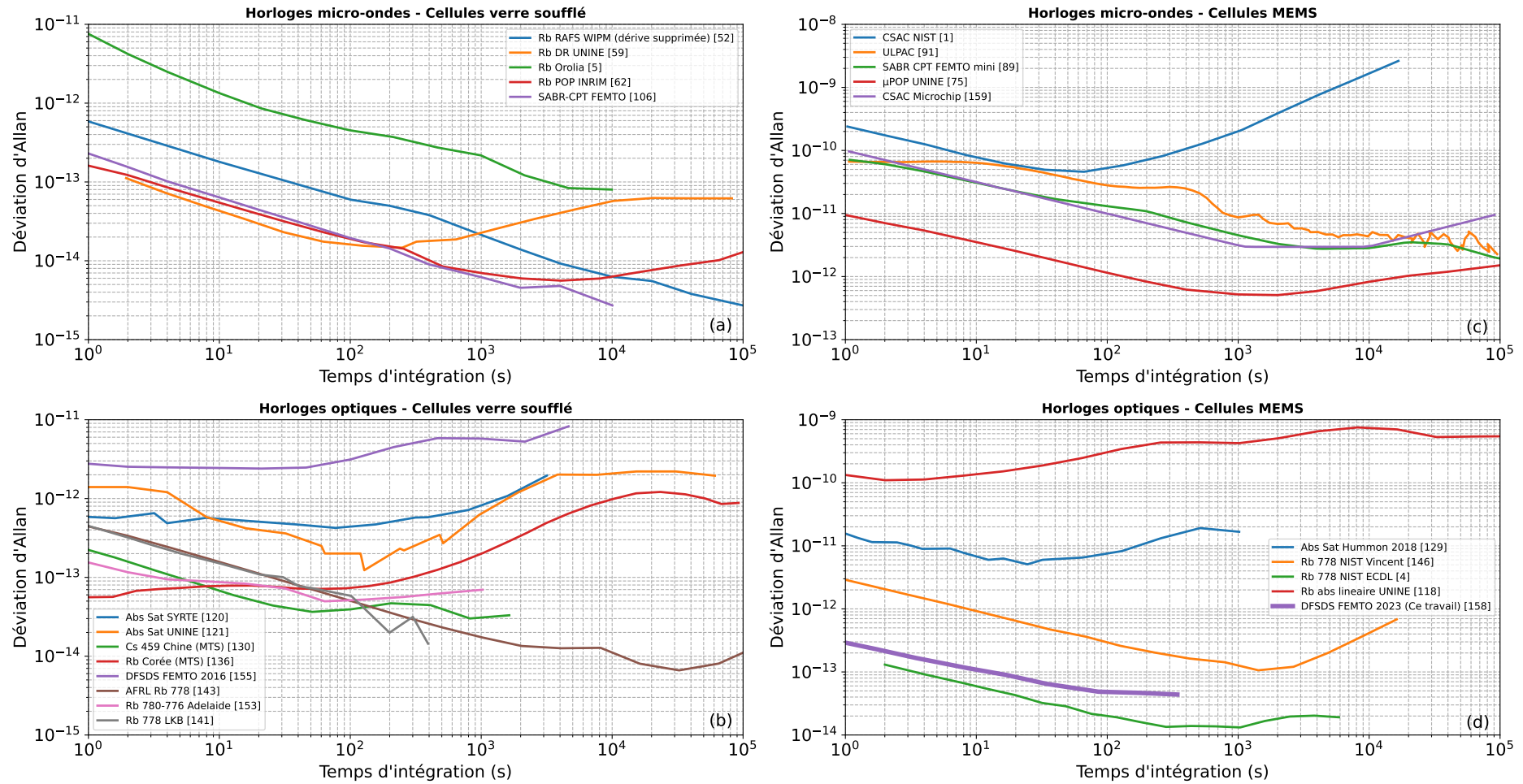


FIGURE 1.32 – Bilan des performances de stabilité d’horloges à cellule. a : Horloges micro-ondes à cellule en verre soufflé. Rb RAFS WIPM [52]. Rb DR UNINE [59]. Rb Orolia [5]. Rb POP INRIM [62]. SABR-CPT FEMTO [106]. b : Horloges optiques à cellule en verre soufflée. Abs Sat SYRTE [120]. Abs Sat UNINE [121]. Cs 459 Chine (MTS) [130]. Rb Corée (MTS) [136]. DFSDS FEMTO 2016 [155]. AFRL Rb 778 [143]. Rb 780 – 776 Adelaide [153]. Rb 778 LKB [141]. c : Horloges micro-ondes à cellule MEMS. CSAC NIST [1]. ULPAC [91]. SABR CPT FEMTO mini [89]. μ POP UNINE [75]. CSAC Microchip [159]. d : Horloges optiques à cellule MEMS. Abs Sat Hummon 2018 [129]. Rb 778 NIST Vincent [146]. Rb 778 NIST EC DL [4]. Rb abs linéaire UNINE [118]. DFSDS FEMTO 2023 [158].

Les horloges Rb micro-ondes sont disponibles commercialement et sont couramment utilisées. Elles offrent un excellent rapport volume-puissance-masse-coût pour une stabilité de l'ordre de 2×10^{-12} à 100 s. Les meilleurs prototypes, tels que ceux développés pour les systèmes GNSS, atteignent une stabilité à 1 s de l'ordre de 10^{-12} , et peuvent passer sous la barre des 10^{-14} à la journée [52]. Le remplacement de la lampe par un laser a permis d'amener les performances de stabilité court-terme des horloges Rb continues à $2 - 3 \times 10^{-13}$ à 1 s [59]. Néanmoins, leur stabilité demeure dégradée sur les temps longs, en particulier par les effets de déplacements lumineux, les variations de température de cellule ou de pression atmosphérique.

L'approche POP, pour laquelle les interactions optique et micro-onde sont séparées temporellement et où une interrogation Ramsey est appliquée, permet l'obtention d'un signal de résonance (franges de Ramsey) légèrement plus étroit ($\sim 150 - 200$ Hz) et réduit la sensibilité de la fréquence d'horloge aux déplacements lumineux. Les meilleurs prototypes d'horloges Rb POP présentent une stabilité de fréquence de l'ordre de 2×10^{-13} à 1 s, entrant dans la gamme de quelques 10^{-15} à une journée d'intégration (avec dérive linéaire supprimée) [7, 62]. La stabilité court-terme des horloges Rb POP est limitée par la conversion FM-AM du laser tandis que leur stabilité long-terme est dégradée par des effets de température de cellule, de pression atmosphérique ou de déplacement lumineux résiduels. Récemment, une horloge Rb POP reposant sur une cellule micro-fabriquée, avec une stabilité de 10^{-11} à 1 s et de 2×10^{-12} à 10^5 s a été rapportée [75].

Les horloges CPT, reposant sur l'interrogation d'atomes au moyen d'un signal micro-onde porté optiquement et donc éliminant le besoin d'une cavité résonante micro-onde, constituent une alternative attractive. Cette approche, avec l'apport de cellules micro-fabriquées et de diodes laser VCSEL, a permis l'émergence de micro-horloges atomiques basse consommation. Les micro-horloges atomiques CPT commerciales présentent un volume de l'ordre de 15 cm^3 , consomment moins que 150 mW et démontrent une stabilité à 1 s d'environ $1 - 2 \times 10^{-10}$ [159]. Les meilleurs prototypes de laboratoire, exploitant des techniques avancées pour réduire les déplacements lumineux, démontrent des stabilités journalières inférieures à 2×10^{-12} [89, 91]. Ces micro-horloges CPT disposent encore d'une marge de progression réelle, avec l'exploitation de VCSELs étroites [95] et l'implémentation de techniques d'interrogation impulsionnelles de type Ramsey [89]. Parallèlement, les limites ultimes de l'approche CPT sont toujours en cours d'investigation dans certains laboratoires pour la démonstration d'horloges CPT compactes haute performance. Dans ce domaine, des résultats encourageants ont été démontrés par l'exploitation de schémas de pompage CPT optimisés couplés à des techniques d'interrogation impulsionnelles avancées [106, 115, 116]. La sensibilité aux déplacements lumineux demeure cependant plus importante que dans l'approche POP, rendant les spécifications pour le contrôle des paramètres expérimentaux encore plus sévères.

Une voie alternative de recherche, motivée par la montée en fréquence de la transition sondée, est le développement de références de fréquence optiques. Les progrès combinés de la photonique intégrée et des technologies de cellules micro-fabriquées motivent le développement de micro-horloges optiques de nouvelle génération, visant ultimement à offrir des stabilités au moins deux ordres de grandeur supérieures à celles des micro-horloges CPT actuelles, dans un volume intermédiaire modeste.

Parmi les approches spectroscopiques explorées, la transition à 2 photons de l'atome de Rb à 778 nm constitue intrinsèquement une candidate de choix, avec une largeur naturelle de l'ordre de 300 kHz. Cette approche, explorée dès les années 90 au LKB à Paris [138], a conduit à la démonstration à AFRL d'une référence optique avec une stabilité de 5×10^{-13} à 1 s et 1×10^{-14} à 10^5 s (3×10^{-15} à 10^6 s avec dérive linéaire ôtée) [143]. Plus récemment, une horloge optique à cellule microfabriquée exploitant cette technique développée au NIST a démontré des performances de l'ordre de 1.8×10^{-13} à 1 s et plafonnant à environ 1.5×10^{-14} après 10^3 s [4].

Des largeurs de résonance proches de la largeur naturelle intrinsèque de la transition à 2 photons ont été observées en cellules de verre, remplies sous atmosphère ultra-vide contrôlée [141]. Néanmoins, en microcellule, cette transition est généralement élargie à environ 1 - 2 MHz en raison d'impuretés dans la cellule, et justifiant l'importance d'améliorer la pureté interne des cellules microfabriquées [160]. L'excitation de cette transition à 2 photons requiert de fortes intensités laser (environ 15 mW dans un diamètre de quelques $100 \mu\text{m}$), induisant de forts déplacements lumineux, dégradant la stabilité long-terme de l'horloge [146]. Aussi, cette approche peut souffrir d'une collection inefficace de photons bleus, bien que détectés sur un fond quasi-nul, induisant une augmentation de la limite shot photon, pouvant dégrader la stabilité court-terme. On note, comme démontré dans [143], que ce type d'horloge à 778 nm peut reposer sur l'exploitation de diodes laser télécom doublées, fines spectralement (~ 1 kHz), bénéficiant ainsi de composants optiques fibrés mûres, et simplifiant les étapes de caractérisation et de lien avec les peignes de fréquence pour la génération de signaux micro-ondes utiles. Cette approche n'est néanmoins pas dénuée

de complexité avec le besoin d'amplificateurs optiques compensant le manque d'efficacité des doubleurs de fréquence, ces derniers souffrant par ailleurs d'une sensibilité thermique marquée. L'approche à 778 nm a connu ainsi un succès marqué ces dernières années avec des travaux menés dans de nombreux groupes, aux États-Unis, en Suisse, en Europe, ou en Chine.

Parallèlement à l'approche 2 photons à 778 nm ont été aussi menés des efforts conséquents pour le développement de sources basées sur la transition à 2 photons bi-fréquence 780 - 776 nm. Cette approche est convaincante [151] mais souffre néanmoins d'une complexité plus marquée. Une référence optique de ce type avec une stabilité de fréquence de fréquence de 2×10^{-13} à 1 s et de 7×10^{-14} à 10^3 s a été démontrée dans [153].

La spectroscopie par absorption saturée, largement utilisée, conserve un réel intérêt de par sa simplicité de mise en oeuvre. Dans ce cas, la largeur de résonance est limitée par une largeur naturelle de l'ordre de 5 MHz, soit plus d'un ordre de grandeur supérieure à celle accessible avec la transition à 2 photons à 778 nm. L'absorption saturée peut offrir des résonances à fort signal. L'état de l'art montre un LCE à 852 nm asservi par absorption saturée sur une cellule de césium au niveau de 4×10^{-13} à 1 s, dans une simple configuration rétro-réfléchie [120].

L'excitation directe de la transition $6S_{1/2} - 7P_{1/2}$ de l'atome de césium, dont la largeur naturelle est de l'ordre de 6 MHz et la fréquence de transition deux fois plus élevée (459 nm), s'avère une approche pertinente. Une référence de fréquence optique basée sur cette transition, exploitant une configuration pompe-sonde et une spectroscopie par transfert de modulation, a atteint la stabilité de fréquence court-terme de $2.1 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusque 50 s [130]. Des approches comparables ont été explorées avec l'atome de Rb à 420 nm [135]. La spectroscopie par transfert de modulation a aussi été exploitée sur la raie D₂ de l'atome de Rb dans [136], démontrant une stabilité relative de fréquence court-terme de 4.5×10^{-14} . La spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence permet d'accroître le signal de la résonance [155]. Dans [155], un laser stabilisé sur une cellule en verre à césium démontrant une stabilité de l'ordre de 3×10^{-12} à 1 s a été rapporté.

Au cours de cette thèse, nous avons choisi d'explorer le potentiel métrologique de l'approche de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, alors peu connue et étudiée. Aussi, notre motivation originale fut d'appliquer cette technique au sein d'une cellule micro-fabriquée. L'approche DFSDS implique une architecture plus compliquée en raison de la nécessité de générer un champ optique modulé en micro-onde. Néanmoins, il n'est pas rêveur d'envisager qu'un système optique intégré associant puce laser et EOM sur un substrat en nitrure de silicium puisse un jour devenir réalité pour renforcer l'intégration de ce dispositif.

Au cours de mon travail de thèse, déroulé dans le cadre du projet OSCAR financé par le CNES, j'ai monté deux systèmes laser (1 LCE et 1 DFB), indépendamment asservis sur une cellule microfabriquée à Cs par la technique de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Nous avons, en premier lieu, après une étude spectroscopique détaillée de la résonance sub-Doppler, abouti à la démonstration d'un battement de fréquence entre ces deux lasers, avec une stabilité de 1.5×10^{-12} à 1 s et de 3×10^{-13} à 10^3 s [161]. Limités par l'effet d'intermodulation associé à la trop faible fréquence de modulation du LCE, nous avons alors mené une nouvelle campagne de mesure visant à optimiser le rapport signal à bruit de la résonance détectée. Cette démarche a impliqué la mise en place d'une référence de fréquence optique, générée à partir d'un laser asservi sur une cavité Fabry-Perot ultra-stable, contre laquelle notre LCE à microcellule a pu être caractérisé. Nous avons alors démontré un laser stabilisé sur microcellule avec une stabilité de 3×10^{-13} à 1 s et passant sous 5×10^{-14} à 10^2 s [158]. Ces résultats de stabilité, proches de l'état de l'art pour une référence optique à microcellule, sont en très bon accord avec nos mesures de bruit de phase, et démontrent que l'approche DFSDS est pertinente et prometteuse. Le budget de bruit indique que la stabilité court-terme de notre référence est toujours limitée par le bruit FM du laser, tandis que la limite ultime imposée par les atomes est près de deux ordres de grandeur plus bas. Ces résultats démontrent qu'une marge de progrès réelle existe pour amener les performances de ce type de source encore plus loin. Dans une dernière partie, nous avons mesuré les principaux effets de déplacements de fréquence de notre laser LCE à microcellule. Nous avons pu mettre en avant que la sensibilité de la fréquence du laser aux défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants, aux variations de champ magnétique et de puissance micro-onde sont les effets majeurs dominants actuels empêchant la stabilité de fréquence actuelle de s'intégrer correctement pour des temps supérieurs à 100 s. Ces mesures de sensibilité seront utiles dans les années à venir pour améliorer dans l'avenir les performances de stabilité long-terme de cette référence à microcellule.

Chapitre 2

Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

Ce chapitre a pour objectif de familiariser le lecteur avec les principes fondamentaux de la spectroscopie laser sub-Doppler bi-fréquence. Cette méthode spectroscopique repose sur l'interaction destructive entre états noirs créés à l'aller et au retour du faisceau. Cette approche a l'avantage de fournir une sensibilité élevée dans la mesure des transitions atomiques, permettant l'obtention d'un meilleur signal que la spectroscopie par absorption saturée conventionnelle.

Nous donnons quelques informations sur l'atome de césium utilisé dans le cadre de cette thèse. Nous présentons sa structure fine et sa structure hyperfine. Nous exposons ensuite les relations liant la pression de vapeur alcaline, la densité alcaline et la température de la vapeur de césium.

La suite de ce chapitre se concentre sur le rappel des différents mécanismes élémentaires d'interaction atome-photon, à la base de la spectroscopie laser. Les relations d'Einstein, qui permettent de quantifier la dynamique des populations des différents niveaux d'énergie atomique, sont ensuite présentées pour un système à deux niveaux. Nous rappelons également les concepts de fluorescence, de distribution spectrale, de coefficient d'absorption et d'intensité de saturation utiles en spectroscopie.

Nous abordons ensuite l'élargissement Doppler sur le spectre d'absorption induit par la distribution de vitesse au sein de la vapeur atomique. Sont décrits aussi les phénomènes de déplacement et d'élargissement collisionnels, ainsi que les différents mécanismes contribuant à la largeur totale des profils d'absorption.

Nous introduisons ensuite l'expression du signal d'absorption (onde unique) et d'absorption saturée (deux ondes contre-propageantes), dans le cas simple d'un atome à deux niveaux d'énergie, avec le formalisme de la matrice densité et l'exploitation des équations de Bloch optiques en régime stationnaire.

Ce chapitre se conclut sur le rappel théorique de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Ce rappel s'appuie sur [2]. A résonance, l'intensité laser transmise à travers la cellule subit une variation significative pouvant être quantifiée par la loi de Beer-Lambert. Une analyse approfondie des mécanismes physiques impliqués [2] permet de mettre en avant deux contributions majeures, illustrées par deux termes notés W_0 et W_z . Le premier terme (W_0) représente la contribution des états noirs Zeeman, ainsi que les effets de pompage optique et de saturation optique. Le deuxième terme (W_z) décrit la contribution des états noirs hyperfins.

L'absorption de la lumière par la cellule résulte ainsi d'une compétition entre ces différents effets et peut être prédite, comme rapportée dans [2], pour des conditions expérimentales données et un système atomique complet multi-niveaux.

2.1 Généralités sur l'atome de Cs

2.1.1 Structure fine

La structure fine d'un atome est déterminée par l'interaction du moment angulaire orbital \mathbf{L} et du moment angulaire de spin \mathbf{S} de son électron externe. Le couplage est créé par l'interaction spin-orbite. Ce couplage spin-orbite conduit à la structure fine, signant les différentes valeurs du moment angulaire total. Le moment angulaire total \mathbf{J} est défini par [34] :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2.1)$$

avec :

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (2.2)$$

Pour les atomes alcalins, le moment angulaire orbital est réduit à celui de l'électron unique externe. Lorsque l'atome est dans son état fondamental, on a $L = 0$. Avec $S = 1/2$, on obtient un moment angulaire total $J = 1/2$. Cette configuration quantique est notée ${}^2S_{1/2}$ et correspond à l'état énergétique le plus bas pour l'électron. Suite à l'absorption d'un photon, par la relation de Bohr, l'atome est porté dans un état excité. Le premier état excité est noté $L = 1$. Avec $S = 1/2$, deux valeurs pour le moment angulaire total sont autorisées, soit $J = 1/2$ ou $J = 3/2$. Ces deux états quantiques sont respectivement notés ${}^2P_{1/2}$ et ${}^2P_{3/2}$. La différence d'énergie entre ces deux états fins est exprimée à l'aide de la constante de structure fine α , proche de la valeur $1/137$. Dans la notation des états quantiques, le nombre quantique principal n de la couche électronique occupée par l'électron externe est généralement inclus. Pour un atome de césium, la couche externe correspond à $n = 6$, ce qui donne les états quantiques $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$. La transition $L = 0 \rightarrow L = 1$ (raie D) se décompose donc en deux composantes : la transition D_1 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$) et la transition D_2 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$).

2.1.2 Structure hyperfine

Le noyau atomique est composé de particules subatomiques connues sous le nom de nucléons, qui comprennent les protons et les neutrons. Le proton et le neutron sont dotés d'un spin de $1/2$. Le moment angulaire nucléaire, noté \mathbf{I} , résulte de la combinaison du moment angulaire des nucléons. Le nombre quantique associé I est un multiple de $1/2$ ($I = 7/2$ pour l'atome de césium). La structure hyperfine résulte du couplage entre \mathbf{J} et \mathbf{I} . On note :

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (2.3)$$

avec :

$$|J - I| \leq F \leq J + I. \quad (2.4)$$

Pour l'état fondamental du césium, $J = 1/2$ et $I = 7/2$, conduisant à deux états hyperfins $F = 3$ et $F = 4$. Pour l'état excité D_1 ($6^2P_{1/2}$), on a $J = 1/2$ et $I = 7/2$, soit les valeurs possibles de niveau hyperfins notés généralement $F' = 3$ et $F' = 4$. Pour l'état excité D_2 ($6^2P_{3/2}$), on a $J = 3/2$ et $I = 7/2$, donnant les valeurs possibles pour F' de 2, 3, 4 et 5.

La figure 2.1 montre la structure énergétique de l'atome de césium, avec les raies D_1 (895 nm) et D_2 (852 nm).

Le moment magnétique du noyau est :

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_B \vec{I} \quad (2.5)$$

avec μ_B le magnéton de Bohr et g_I le facteur de Landé nucléaire.

Le moment magnétique de l'électron est :

$$\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \vec{S} \quad (2.6)$$

avec g_J le facteur de Landé de l'électron.

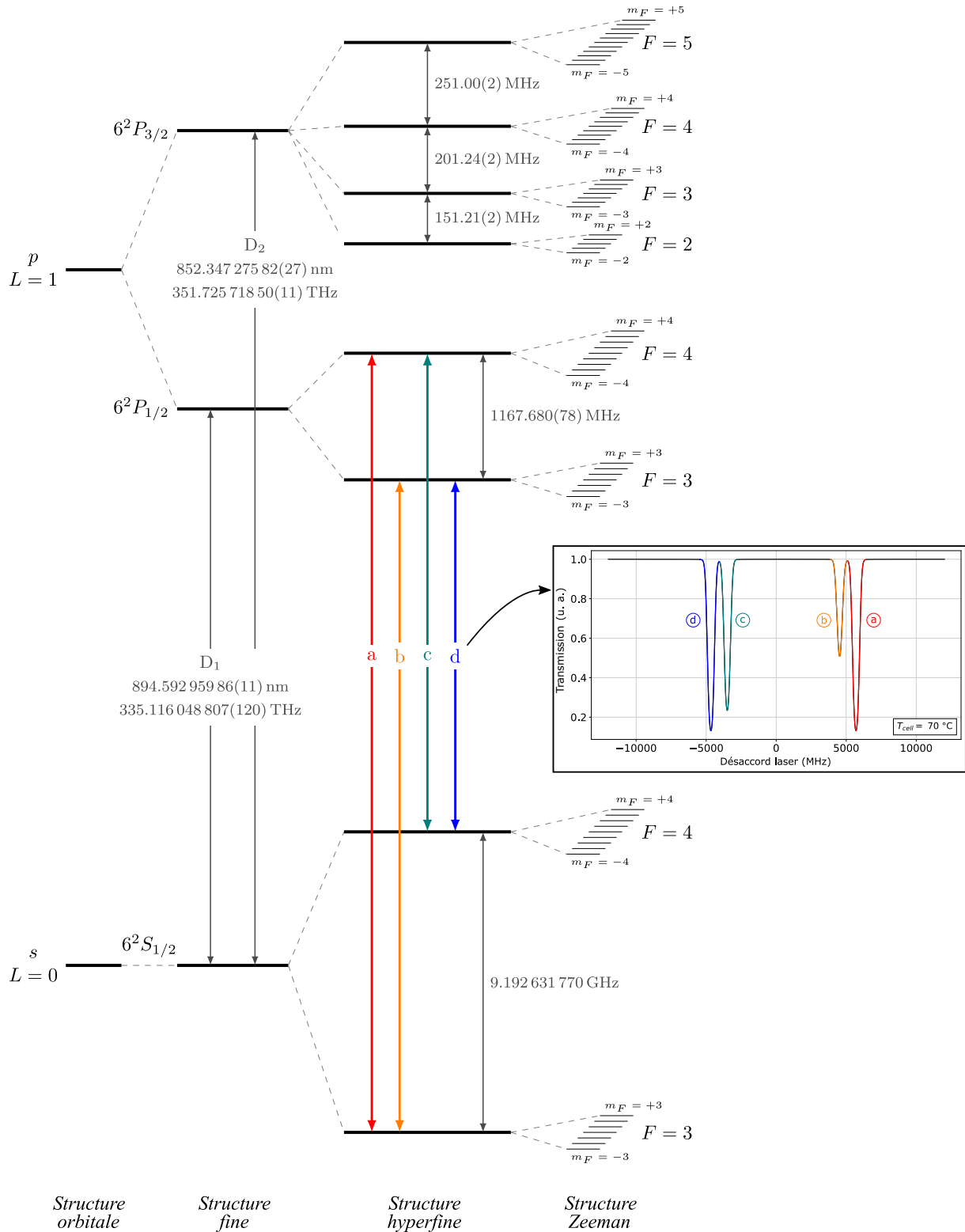


FIGURE 2.1 – Structure énergétique de l’atome de césium : raies D_1 (895 nm) et D_2 (852 nm). Figure en partie extraite de la thèse de V. Maurice [162]. La spectroscopie de la raie D_1 conduit à la détection de quatre profils d’absorption, correspondant aux transitions notées ici **a** ($F = 3 \rightarrow F' = 4$), **b** ($F = 3 \rightarrow F' = 3$), **c** ($F = 4 \rightarrow F' = 4$), **d** ($F = 4 \rightarrow F' = 3$). Dans l’insert, les profils d’absorption sont calculés pour une cellule avec un diamètre de 2 mm et une longueur de 1.4 mm. La température de la cellule est de 70°C .

2.1.3 Pression de vapeur et densité alcaline

La pression de vapeur de l'atome de Cs en fonction de la température peut être déterminée à partir du modèle présenté dans [163] tel que :

$$\log_{10} P_v = -219.48200 + \frac{1088.676}{T} - 0.08336185T + 94.88752 \log_{10} T \quad (\text{phase solide}) \quad (2.7)$$

$$\log_{10} P_v = 8.22127 - \frac{4006.048}{T} - 0.00060194T - 0.19623 \log_{10} T \quad (\text{phase liquide}) \quad (2.8)$$

où P_v est la pression de vapeur en torr et T la température en K. La figure 2.2 présente l'évolution de la pression de vapeur de césium avec la température de cellule.

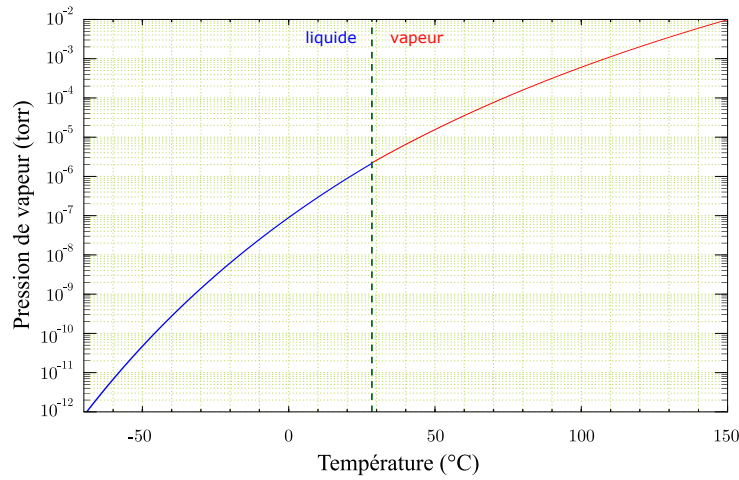


FIGURE 2.2 – Pression de vapeur du césium en fonction de la température tracée à partir du modèle des équations (2.7) et (2.8). La ligne verticale à 28.44°C indique le point de fusion [34].

Une méthode alternative pour étudier l'influence de la température est de représenter graphiquement l'évolution de la densité atomique, telle que présentée sur la figure 2.3. Le nombre d'atomes alcalins par unité de volume n , appelé densité atomique, est alors déduite de la loi des gaz parfaits :

$$n = \frac{P_v}{k_B T} \quad (2.9)$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

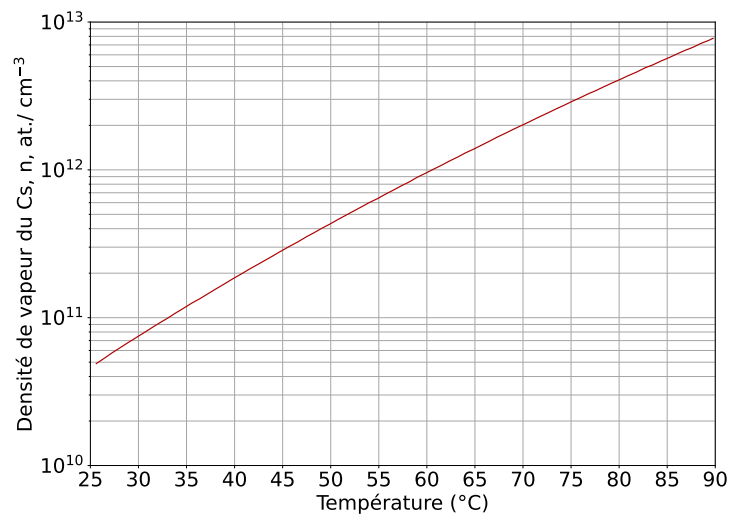


FIGURE 2.3 – Densité de vapeur du césium en fonction de la température.

2.1.4 Caractéristiques

Cette section résume un certain nombre de données sur l'atome de césium. Ces données sont extraites de [34].

Nombre atomique	Z	55
Nombre de nucléons	$Z + N$	133
Abondance naturelle relative	η (^{133}Cs)	100 %
Masse d'un atome	m	132.905451931(27) u $2.20694650(17) \times 10^{-25}$ kg
Densité massique à 25°C	ρ_m	1.93 g/cm ³
Point de fusion	T_M	28.44 °C
Point d'ébullition	T_B	671 °C
Capacité thermique	c_p	0.242 J/g · K
Capacité thermique molaire	C_p	32.210 J/mol · K
Pression de vapeur à 25°C	P_v	1.3×10^{-6} torr
Spin nucléaire	I	7/2

TABLE 2.1 – Propriétés physiques du césium [34]

Fréquence	ω_0	$2\pi \cdot 335.116048807(41)$ THz
Energie de transition	$\hbar\omega_0$	1.385928475(50) eV
Longueur d'onde (Vide)	λ	894.59295986(11) nm
Longueur d'onde (Air)	λ_{air}	894.35309 nm
Temps de vie de l'état excité (émission spontanée)	τ	34.894(44) ns
Taux de relaxation / Largeur de raie naturelle (FWHM)	Γ $\Gamma/2\pi$	$28.659(36) \times 10^6$ s ⁻¹ 4.5612(57) MHz
Vitesse de recul	v_r	3.3561 mm/s
Température de recul	T_r	180.05 nK

TABLE 2.2 – Propriétés de la raie D_1 ($6^2 S_{1/2} \rightarrow 6^2 P_{1/2}$) de l'atome de césium [34].

2.2 Spectroscopie laser : basiques et définitions

2.2.1 Mécanismes d'interaction élémentaires

Supposons des atomes avec les niveaux d'énergie (1 et 2) entrant en interaction avec une onde lumineuse monochromatique dont les photons possèdent une énergie $\hbar\omega = E_2 - E_1$ ($h\nu = E_2 - E_1$). Il existe trois mécanismes d'interaction atome-photon élémentaires, illustrés sur la figure 2.4.

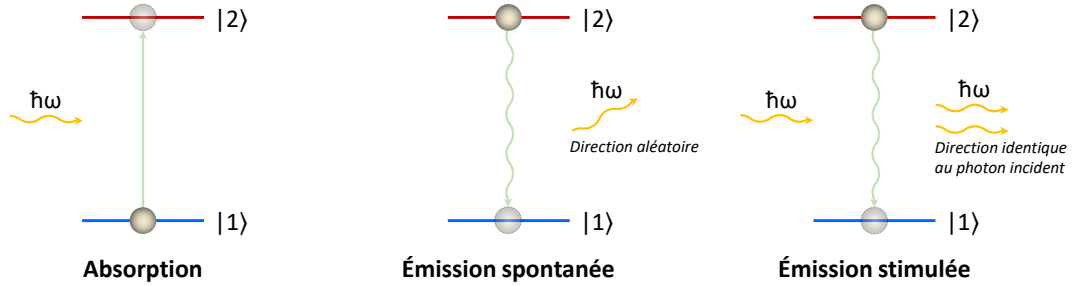


FIGURE 2.4 – Mécanismes d'interaction atome-photon.

L'absorption stipule qu'un atome, initialement sur le niveau $|1\rangle$, passe au niveau excité $|2\rangle$ en absorbant l'énergie d'un photon incident.

Le second mécanisme est l'émission spontanée par lequel un atome excité, sans interaction avec un champ extérieur, retombe dans l'état fondamental après un temps de vie $\tau = 1/\Gamma$ ($\tau \approx 34.8$ ns pour la raie D_1 du Cs) dans l'état excité en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega$ dans une direction aléatoire. La largeur à mi-hauteur du rayonnement induit par émission spontanée est connue sous le nom de "largeur naturelle". Elle est de l'ordre de 4.56 MHz pour la raie D_1 de l'atome de césium.

Le troisième mécanisme, l'émission stimulée, est un phénomène où un atome initialement sur le niveau excité $|2\rangle$ interagit avec un photon incident d'énergie $\hbar\omega$, émettant alors un photon identique à celui qui l'a excité. Le photon généré par émission stimulée présente la même fréquence, direction, polarisation et phase que le photon incident.

2.2.2 Coefficients et relations d'Einstein

Considérons un ensemble d'atomes à deux niveaux interagissant avec un champ lumineux. Le niveau fondamental est noté 1, et le niveau excité est noté 2. Soit $N_{1,2}$ la population d'atomes de niveaux d'énergie $E_{1,2}$. En tenant compte des trois mécanismes d'interaction, l'évolution de la population d'atomes sur le niveau 2 est donné par :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}\rho(\omega_0)N_2 + B_{12}\rho(\omega_0)N_1 \quad (2.10)$$

avec A_{21} , B_{21} et B_{12} les coefficients d'Einstein. Le premier terme $-A_{21}N_2$ traduit la réduction de la population du niveau 2 par émission spontanée. Le second terme, $-B_{21}\rho(\omega_0)N_2$, avec $\rho(\omega)$ la densité d'énergie du champ électromagnétique, traduit l'émission stimulée. Le troisième terme, $+B_{12}\rho(\omega_0)N_1$, signe l'augmentation du nombre d'atomes sur le niveau 2 par le phénomène d'absorption.

Dans un système à deux niveaux, la population totale d'atomes étant constante, on a :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}, \quad (2.11)$$

conduisant à :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 + B_{21}\rho(\omega_0)N_2 - B_{12}\rho(\omega_0)N_1 \quad (2.12)$$

En régime permanent, on peut écrire $\frac{dN_2}{dt} = 0$, soit :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(\omega_0)}{A_{21} + B_{21}\rho(\omega_0)} \quad (2.13)$$

Si les niveaux d'énergie sont dégénérés, $B_{21} = B_{12}$, et on a alors :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{\frac{A_{21}}{B_{21}\rho(\omega_0)} + 1} \quad (2.14)$$

Einstein compare alors l'expression (2.13) à l'expression du rayonnement de corps noir, avec distribution de Boltzmann, attendue à l'équilibre thermodynamique :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_b T}\right) \quad (2.15)$$

Des relations (2.13) et (2.15), on déduit par analogie :

$$\rho(\omega) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\exp(\hbar\omega_0/k_b T) - 1}. \quad (2.16)$$

Cette relation doit être en accord avec le spectre de rayonnement de corps noir, établi par Planck en 1900, donnant [164] :

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_b T) - 1}. \quad (2.17)$$

On extrait alors une relation entre les coefficients A_{21} et B_{21} telle que :

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} = \frac{8\pi\hbar}{\lambda^3} \quad (2.18)$$

avec λ la longueur d'onde du rayonnement traversant la vapeur atomique et c la célérité de la lumière dans le vide. Il est intéressant de noter que le rapport $\frac{A_{21}}{B_{21}}$ évolue en $\frac{1}{\lambda^3}$. L'émission spontanée est donc fortement réduite avec la réduction de la longueur d'onde de travail.

2.2.3 Fluorescence

Le nombre d'atomes dans le niveau excité est amorti par le processus d'émission spontanée. Son évolution temporelle est :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 = \frac{-N_2}{\tau} \quad (2.19)$$

avec τ la durée de vie dans le niveau 2 et $A_{21} = \Gamma = 1/\tau$.

La fraction d'atomes $n_2 = N_2/N$ dans le niveau excité est alors donné par :

$$n_2 = n_2(0)\exp(-t/\tau) \quad (2.20)$$

avec $n_2(0)$ la population initiale. Le nombre de photons émis par seconde et par atome est Γn_2 . La puissance laser émise est :

$$P(t)\exp(-t/\tau) \quad (2.21)$$

L'amplitude de champ correspondante évolue comme la racine carrée de la puissance :

$$\varepsilon/\varepsilon_0 = \sqrt{P(t)/P(0)} = \exp(-t/2\tau) \quad (2.22)$$

avec ε l'amplitude du champ électrique à un temps t et ε_0 l'amplitude du champ électrique à un temps $t = 0$. Nous pouvons écrire l'onde émise en termes d'onde amortie classique :

$$E(t) = H(t)\varepsilon_0\exp(-t/2\tau)\cos(\omega_0 t + \Phi) \quad (2.23)$$

où $H(t)$ est la fonction de Heaviside (0 pour $t < 0$, 1 pour $t \geq 0$), $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$, et Φ une phase aléatoire.

Le spectre de la lumière de fluorescence émise par émission spontanée est :

$$P(\omega) = P(\omega_0) \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (2.24)$$

avec $\Gamma = 1/\tau$.

Le spectre de fluorescence est de profil Lorentzien tel qu'illustré sur la figure 2.5. Il est centré sur ω_0 et sa largeur $\Delta\omega = \Gamma$ est appelée largeur naturelle.

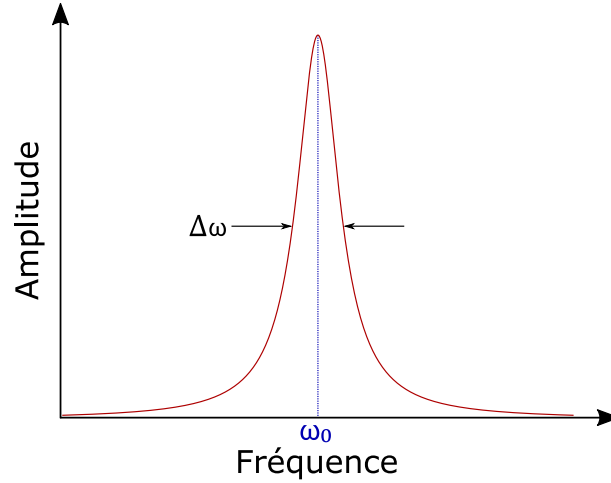


FIGURE 2.5 – Forme lorentzienne de la distribution spectrale.

2.2.4 Distribution spectrale, section efficace d'absorption

Nous introduisons une fonction $s(\omega)$ pour illustrer le fait que les niveaux d'énergie ont une certaine largeur spectrale ou que les atomes n'émettent pas tous rigoureusement à la même fréquence. Cette fonction est définie de sorte que $s(\omega)$ représente la probabilité qu'un photon émis spontanément ait une fréquence angulaire comprise entre ω et $\omega + d\omega$. Elle peut également être interprétée comme la probabilité relative d'absorption ou d'émission stimulée d'un photon de fréquence angulaire entre ω et $\omega + d\omega$. En considérant que $s(\omega)$ est une densité de probabilité, sa normalisation est telle que :

$$\int_0^{\infty} s(\omega) d\omega = 1 \quad (2.25)$$

En appliquant la forme de la raie et la somme sur toutes les fréquences, l'équation (2.10) devient :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}N_2 \int_0^{\infty} \rho(\omega)s(\omega)d\omega + B_{21}N_1 \int_0^{\infty} \rho(\omega)s(\omega)d\omega \quad (2.26)$$

Suivant (2.18), on a $B_{12} = B_{21} = A_{21} \frac{\lambda^3}{8\pi\hbar}$. Avec un laser d'intensité I , en W/m^2 , la densité d'énergie totale est $\rho = I/c$, avec c la célérité de la lumière. En remplaçant A_{21} par Γ , on peut démontrer :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma N_2 - s(\omega) \frac{I}{c} \Gamma \frac{\lambda^3}{8\pi\hbar} (N_2 - N_1) = -\Gamma N_2 - s(\omega) I \Gamma \frac{\lambda^2}{4\hbar\omega} (N_2 - N_1) \quad (2.27)$$

pouvant être réécrit :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma N_2 - \sigma(\omega) \frac{I}{\hbar\omega} (N_2 - N_1) \quad (2.28)$$

Dans cette expression, on définit la section efficace d'absorption $\sigma(\omega)$ telle que :

$$\sigma(\omega) = A_{21} \frac{\lambda^2}{4} s(\omega) = \Gamma \frac{\lambda^2}{4} s(\omega) \quad (2.29)$$

Cette section est homogène à une surface telle que $\sigma(\omega)I$ est la puissance absorbée pour un atome unique lorsque soumis à un rayonnement d'intensité I (limite de faible intensité). $\frac{\sigma(\omega)I}{\hbar\omega}$ est le nombre de photons absorbés par l'atome. Pour une raie de forme lorentzienne et de largeur $\Delta\omega$, la section efficace d'absorption à résonance $\sigma(\omega_0)$ est :

$$\sigma(\omega_0) = \frac{A_{21}}{\Delta\omega} \frac{\lambda_0^2}{2\pi} = \frac{\Gamma}{\Delta\omega} \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \quad (2.30)$$

Dans le cas d'un élargissement homogène, la largeur de raie naturelle Γ est équivalente à $\Delta\omega$, ce qui permet de déterminer la section efficace naturelle comme :

$$\sigma(\omega_0) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \quad (2.31)$$

2.2.5 Coefficient d'absorption et intensité de saturation

Supposons une lumière presque monochromatique de fréquence ω traversant une vapeur d'atomes à deux niveaux le long de l'axe z . A partir de l'équation (2.28), le taux par unité de volume auquel les atomes sont promus à l'état excité par le champ de pompage (égal au nombre net de photons absorbés) est :

$$\frac{-\sigma(\omega)I}{\hbar\omega} [N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1] \quad (2.32)$$

avec $g_{1,2}$ le facteur de dégénérescence dénombrant les états d'énergie $E_{1,2}$. Nous définissons le coefficient d'absorption α tel que :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha(\omega)I(z) \quad (2.33)$$

Nous multiplions l'équation (2.32) par l'énergie du photon $\hbar\omega$ pour obtenir le taux d'absorption d'énergie par unité de volume, ou de manière équivalente le taux d'absorption d'intensité par unité de longueur, qui correspond au côté droit de l'équation (2.33). Ainsi, nous trouvons :

$$\alpha(\omega) = -\sigma(\omega) [N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1] \quad (2.34)$$

En considérant $N_1 + N_2 = N$ ainsi que les équations (2.28) et (2.34), le coefficient d'absorption peut être écrit comme :

$$\alpha(\omega) = \left(\frac{g_2}{g_1}\right) \frac{\sigma(\omega)}{1 + \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \frac{\sigma(\omega)I}{\hbar\omega A_{21}}} N \quad (2.35)$$

Pour des intensités faibles et $g_1 = g_2$, le coefficient d'absorption converge vers $\sigma(\omega)N$. En revanche, pour des intensités élevées, le coefficient d'absorption tend vers zéro, ce qui est attribué à l'effet de saturation ou de blanchiment optique du milieu. Ce phénomène peut être expliqué par l'augmentation du nombre d'émissions stimulées. A résonance, lorsque les niveaux d'énergie sont dégénérés ($g_1 = g_2$), le coefficient d'absorption vaut :

$$\alpha(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + 2 \frac{\sigma_0 I}{\hbar\omega_0 A_{21}}} N \quad (2.36)$$

avec $\sigma_0 = \sigma(\omega_0)$.

Nous pouvons alors définir l'intensité de saturation I_{sat} tel que :

$$I_{sat} := \frac{\hbar\omega_0 A_{21}}{2\sigma_0} \quad (2.37)$$

On aboutit alors pour le coefficient d'absorption à :

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_{sat}} N \quad (2.38)$$

L'intensité de saturation définit l'intensité de la lumière incidente à laquelle la saturation de l'absorption optique se produit.

2.2.6 Forme de résonance

Nous définissons le paramètre de saturation $S(\omega)$ comme :

$$S(\omega) = \frac{\sigma(\omega)}{\sigma_0} \frac{I}{I_{sat}} = \frac{I}{I_{sat}} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.39)$$

A résonance, on a $S(\omega) = I/I_{sat}$. De cette expression, on déduit :

$$N_2(\omega) = \frac{g_2}{g_1} \frac{S(\omega)}{1 + (1/2)(1 + g_2/g_1)S(\omega)} \frac{N}{2} \quad (2.40)$$

Soit avec $g_1 = g_2$:

$$N_2(\omega) = \frac{S(\omega)}{1 + S(\omega)} \frac{N}{2} \quad (2.41)$$

Lorsque $I = 0$, $S = 0$ et $N_2 = 0$. A résonance ($\omega = \omega_0$) et pour $g_1 = g_2$, $S = I/I_{sat}$. Dans ce cas, lorsque $I = I_{sat}$, $N_2 = N/4$. Quand $I \rightarrow \infty$, $S(\omega_0) \rightarrow \infty$ et $N_2 \rightarrow N/2$. Le signal de fluorescence en nombre de photons par seconde est donné par $N_2 \times \Gamma$. A l'état d'équilibre, il est égal au nombre de photons absorbés détectés.

La valeur de la largeur à mi-hauteur du signal est, pour un atome à deux niveaux, $\Delta\omega$ tel que :

$$\Delta\omega = \Gamma \sqrt{1 + I/I_{sat}} \quad (2.42)$$

Ainsi, à intensité nulle, la largeur de raie expérimentale observée correspond à la largeur naturelle Γ . A mesure que l'intensité du laser augmente, la largeur de raie augmente, phénomène connu sous le nom d'élargissement lumineux.

2.3 Elargissements et absorption linéaire

2.3.1 Distribution de vitesse et élargissement Doppler

Lorsqu'un faisceau laser de fréquence ν_L est incident selon l'axe z sur des atomes dans une cellule à vapeur, ces derniers perçoivent une fréquence ν décalée par l'effet Doppler. Cette fréquence de décalage est proportionnelle à la vitesse v_z de l'atome le long de l'axe z tel qu'illustré sur la figure 2.6.

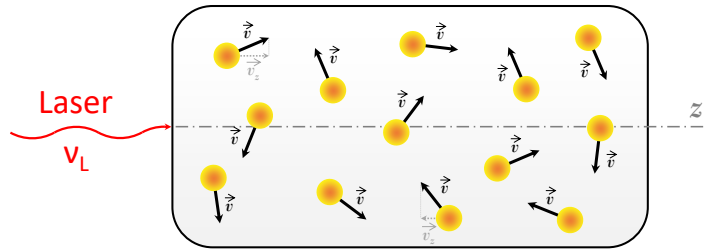


FIGURE 2.6 – Illustration de la distribution de vitesse des atomes dans une cellule à vapeur de césium.

En scannant la fréquence ν_L du laser autour de la fréquence de transition des atomes ν_0 , les atomes ayant une vitesse v_z absorbent la lumière lorsque la condition suivante est remplie :

$$\nu_L = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v_z}{c}} \quad (2.43)$$

La distribution des vitesses $p(v_z)$ dans une cellule à vapeur thermique suit une distribution maxwellienne telle que :

$$p(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) \quad (2.44)$$

Le nombre relatif d'atomes résonants avec la fréquence laser ν_L est ainsi défini par la fonction Gaussienne :

$$N = \exp\left[-\frac{mc^2}{2k_B T} \left(\frac{\nu_0 - \nu_L}{\nu_L}\right)^2\right] \quad (2.45)$$

avec m la masse d'un atome. La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_D$ d'un profil élargi par effet Doppler est donné par :

$$\Delta\nu_D = \frac{\Gamma_D}{2\pi} = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{mc^2}} \quad (2.46)$$

La figure 2.7 présente l'évolution de la largeur Doppler en fonction de la température de la vapeur de césium.

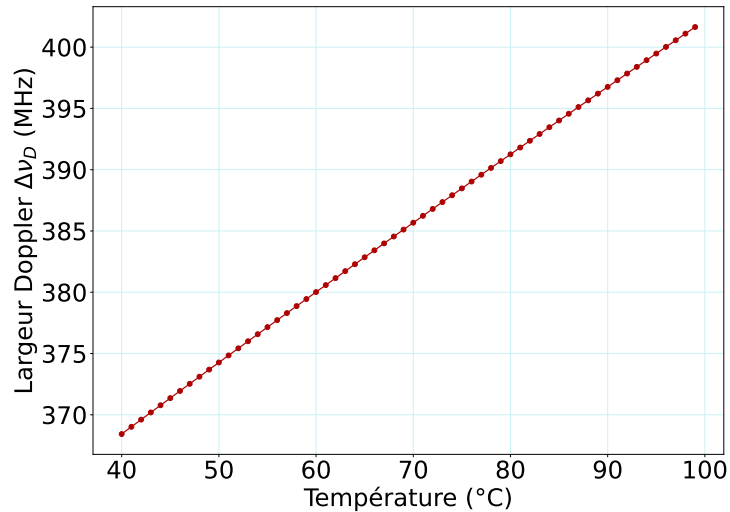


FIGURE 2.7 – Évolution de la largeur Doppler en fonction de la température d'une cellule de Cs.

2.3.2 Présence d'un gaz : déplacement et élargissement collisionnel

La présence de contaminants ou de gaz parasites provoque un déplacement des transitions optiques en perturbant les niveaux d'énergie de l'alcalin. Nous rappelons l'équation (1.21) définissant ce déplacement, noté S :

$$S = \kappa P \quad (2.47)$$

avec κ le coefficient de déplacement collisionnel optique et P la pression de gaz parasite.

En plus d'un déplacement de fréquence, la présence de contaminants provoque un élargissement des transitions optiques, car les collisions alcalins-gaz tampons réduisent la durée de vie des atomes dans l'état excité. Nous rappelons l'équation (1.22) définissant cet élargissement :

$$\Delta_{bgo} = \eta P \quad (2.48)$$

avec η le coefficient d'élargissement collisionnel optique.

L'élargissement collisionnel présente une dépendance à la température telle que :

$$\eta_2(T_2) = \eta_1(T_1) \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^n \quad (2.49)$$

avec T_1 et T_2 les températures respectives du gaz.

Le tableau 2.3 présente les coefficients de déplacement et d'élargissement collisionnels, κ et η , pour la transition D_1 du Cs en présence de différents gaz.

Gaz	Température (K)	κ (MHz/torr)	η (MHz/torr)
He	323	4.24 ± 0.02	24.13 ± 0.07
^3He	323	6.01 ± 0.01	26.00 ± 0.05
Ne	313	-1.60 ± 0.01	10.85 ± 0.02
Ar	313	-6.47 ± 0.03	18.31 ± 0.16
Kr	313	-5.46 ± 0.01	17.82 ± 0.05
Xe	313	-6.43 ± 0.01	19.74 ± 0.08
H ₂	328	1.11 ± 0.01	20.81 ± 0.09
HD	318	0.47 ± 0.03	20.06 ± 0.12
D ₂	318	0.0009 ± 0.00004	18.04 ± 0.04
N ₂	318	-7.69 ± 0.01	15.82 ± 0.05
CH ₄	333	-9.28 ± 0.02	29.00 ± 0.10
C ₂ H ₆	331	-8.54 ± 0.01	26.70 ± 0.03
CF ₄	318	-6.06 ± 0.01	18.84 ± 0.05

TABLE 2.3 – Coefficients de déplacement collisionnel et d’élargissement collisionnel, κ et η , pour la transition D_1 du Cs pour différents gaz [40].

2.3.3 Profil d’absorption

La largeur totale d’un profil d’absorption est de $\Gamma^*/(2\pi)$ avec Γ^* définie comme :

$$\Gamma^* = \Gamma + \Gamma_D + \Gamma_{bg} + \Gamma_b + \Gamma_L \quad (2.50)$$

avec, en Hz, $\Gamma/(2\pi)$ la largeur naturelle, $\Gamma_D/(2\pi)$ la largeur Doppler, $\Gamma_{bg}/(2\pi)$ l’élargissement collisionnel, $\Gamma_b/(2\pi)$ l’élargissement lié au temps de transit des atomes avec le faisceau laser et $\Gamma_L/(2\pi)$ la largeur de raie du laser.

Le temps d’interaction des atomes avec le champ de rayonnement est faible par rapport aux durées de vie spontanées des niveaux excités. Le temps de transit t est ici simplement estimé par :

$$t = \frac{d}{v} \quad (2.51)$$

avec d la dimension limitant le temps d’interaction atome-champ et $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ la vitesse moyenne des atomes (environ 326 m/s à 60°C). Ainsi, nous estimons l’élargissement balistique Γ_b tel que :

$$\Gamma_b = \frac{1}{2\pi t} \quad (2.52)$$

Dans le cas d’un champ de faible intensité, l’absorption est prédite par la loi de Beer-Lambert qui énonce que l’intensité décroît exponentiellement avec la distance parcourue à travers l’échantillon tel que :

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \quad (2.53)$$

avec I l’intensité laser dans une cellule de longueur L , I_0 l’intensité incidente et α le coefficient d’absorption tel que $\alpha = n\sigma$, avec n la densité atomique.

La figure 2.8 montre le spectre calculé de la raie D_1 du césium et son évolution pour différentes températures de cellule, pour une cellule de diamètre 2 mm et de longueur 1.4 mm.

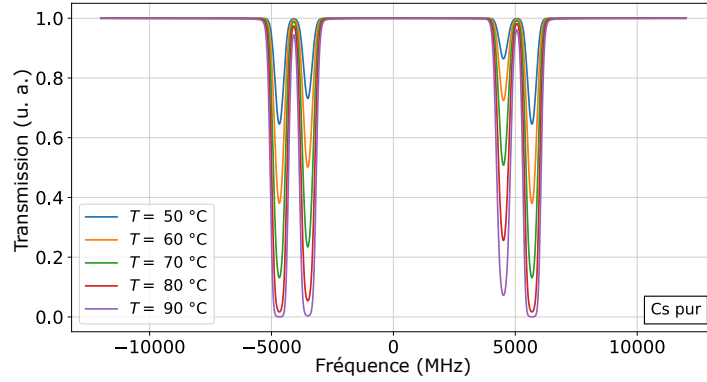


FIGURE 2.8 – Évolution du spectre d’absorption dans une vapeur de césium pur pour plusieurs température. Le diamètre du faisceau est de 2 mm. Le diamètre de la cellule est de 2 mm et sa longueur de 1.4 mm.

La figure 2.9 présente des spectres d’absorption calculés pour une vapeur de césium contenant différentes pressions de néon. Les dimensions de la cellule sont identiques. La température de cellule est fixée à 70°C.

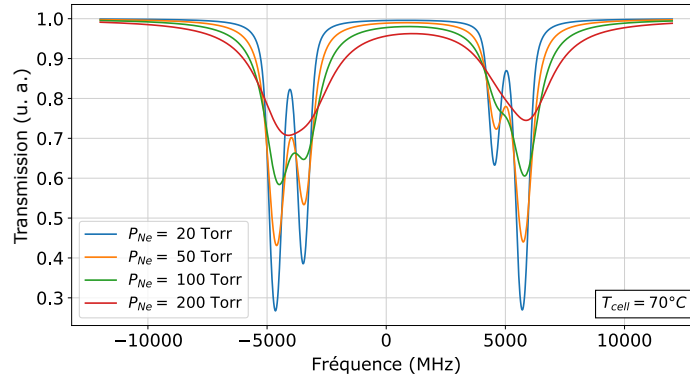


FIGURE 2.9 – Évolution du spectre d’absorption dans une cellule à vapeur de césium pour plusieurs pressions de gaz tampon (Néon). La température de cellule est de 70°C. Le diamètre du faisceau est de 2 mm. Le diamètre de la cellule est de 2 mm. Sa longueur est de 1.4 mm.

La spectroscopie laser est une méthode pratique utile pour estimer la pression de gaz tampon dans une cellule à vapeur. La pression de gaz peut être estimée à partir de la mesure du déplacement optique des transitions (par rapport à une cellule de référence sans gaz tampon) ou à partir de l’estimation de la largeur à mi-hauteur du profil d’absorption. Dans ce dernier cas, la première étape consiste à calibrer l’axe horizontal en fréquence. Cette conversion est réalisée à partir de la séparation en fréquence entre les deux états excités de l’atome de Cs (≈ 1.168 GHz). Ensuite, afin d’obtenir un signal dépourvu de toute composante continue (fond DC), une opération de normalisation est effectuée. Cette normalisation consiste en la division du signal obtenu (y_s) par le signal de fond DC (y_0). On trace alors la transmission en échelle logarithmique y_t tel que :

$$y_t = \ln\left(\frac{y_s}{y_0}\right) \quad (2.54)$$

Dans une cellule à vapeur de Cs avec gaz tampon, le modèle de fit employé utilise quatre profils de Voigt, dont la composante lorentzienne provient de la largeur naturelle, la largeur de raie du laser, et la pression de gaz parasite. Cette dernière peut alors être déduite en soustrayant la largeur naturelle et la largeur de raie du laser à la largeur lorentzienne.

2.3.4 Absorption linéaire : formalisme de la matrice densité

Cette section, extraite en partie de [165], vise à extraire l'expression du signal d'absorption dans le cas simple d'une onde unique. Les équations sont développées dans le cadre de l'approximation des ondes tournantes. La modulation spatiale de la différence de population créée par la modulation de champ laser est négligée. On considère toujours le cas simple d'un atome à deux niveaux d'énergie, dont le schéma est montré figure 2.10.

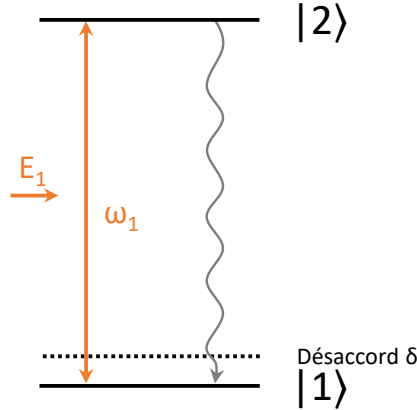


FIGURE 2.10 – Schéma des transitions atomiques impliquées dans l'absorption linéaire.

Le formalisme de la matrice densité inclut les populations (ρ_{11} , ρ_{22}) et les cohérences (ρ_{12}) responsables de l'absorption du faisceau. Les termes d'interaction dans l'hamiltonien incluent le désaccord optique à la résonance (δ), la largeur du laser (Γ_L) et le processus d'émission spontanée (Γ). La fréquence de Rabi, notée Ω , définit la fréquence de couplage entre l'atome et le champ électromagnétique. En régime stationnaire, les équations de Bloch optiques peuvent être exprimées de la manière suivante :

$$\begin{cases} -i(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Gamma_L}{2} - i\delta)\rho_{12} - i\frac{\Omega}{2}\Delta n = 0 \\ -i(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Gamma_L}{2} + i\delta)\rho_{21} + i\frac{\Omega}{2}\Delta n = 0 \\ -i\Omega(\rho_{12} - \rho_{21}) - \Gamma\Delta n - \Gamma = 0 \end{cases} \quad (2.55)$$

La différence de population Δn créée par le passage de l'onde dans le milieu atomique est :

$$\Delta n = \frac{1}{1 + \frac{S_0}{1+4(\frac{\delta}{\Gamma+\Gamma_L})}} \quad (2.56)$$

avec S_0 le paramètre de saturation tel que :

$$S_0 = 2\frac{\Omega^2}{\Gamma(\Gamma + \Gamma_L)} \quad (2.57)$$

La cohérence créée dans le milieu par le faisceau laser est :

$$\rho_{21} = i\Omega\frac{\Delta n}{\Gamma + \Gamma_L + 2i\delta} \quad (2.58)$$

La polarisation du milieu induite par la cohérence optique en prenant en compte la distribution des vitesses des atomes donne le profil d'absorption du faisceau après passage dans la cellule. La polarisation complexe du milieu selon l'axe de propagation vaut :

$$\tilde{P} = \mu \int_{-\infty}^{+\infty} p(v_z) (\rho_{12}(v) + \rho_{21}(v)) dv = 2\mu \int_{-\infty}^{+\infty} (\rho_{21}^*(v) + \rho_{21}(v)) dv \quad (2.59)$$

Cette dernière s'écrit également en fonction de la susceptibilité diélectrique et de la fréquence de Rabi :

$$\tilde{P} = \chi\epsilon_0 E = (\chi' + \chi'')\epsilon_0 E = -(\chi' + \chi'')\frac{\epsilon_0\Omega}{\mu} \quad (2.60)$$

La partie imaginaire de la susceptibilité dépend du coefficient d'absorption de l'onde. On en déduit alors son expression, en supposant que l'exponentielle est pratiquement constante :

$$\chi'' = \frac{2\mu^2(\Gamma + \Gamma_L)}{\epsilon_0\sqrt{\pi}\theta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{\theta^2}\right) \frac{1}{1 + S_0 + 4\left(\frac{\delta + k \cdot v_z}{\Gamma + \Gamma_L}\right)^2} dv \quad (2.61)$$

avec :

$$\chi'' = \frac{\alpha}{k} \quad (2.62)$$

$$\alpha \approx \frac{\mu^2\pi\sqrt{\mu^2}}{\epsilon_0\theta\sqrt{(1 + S_0)}} \exp\left(-\frac{v^2}{\theta^2}\right) \quad (2.63)$$

En rappelant l'équation (2.46) décrivant la largeur Doppler et en tenant compte de toutes les intensités de chaque résonance données par la moyenne des Clebsch-Gordan au carré : $\langle C^2 \rangle = \frac{1}{3} \frac{2F'+1}{2F+1} \theta_{F,F'}$, le coefficient d'absorption de l'onde à travers le gaz atomique s'écrit alors :

$$\alpha = \frac{\mu^2\sqrt{\pi}}{\epsilon_0\sqrt{(1 + S_0)}\sqrt{\frac{2k_B T}{m}}} \sum_i \frac{1}{3} \frac{2F'+1}{2F+1} \theta_{F,F'} \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_i}{0.6\nu_D}\right)^2\right) \quad (2.64)$$

Le profil obtenu possède une largeur définie par l'équation (2.46) et une amplitude :

$$\frac{1}{\sqrt{1 + S_0}} \quad (2.65)$$

2.4 Absorption saturée

2.4.1 Introduction

En spectroscopie laser conventionnelle, la résolution de la spectroscopie de transmission atomique est limitée par l'élargissement Doppler. En introduisant un faisceau supplémentaire de même fréquence, appelé faisceau pompe, qui se propage en sens inverse du faisceau incident à travers la vapeur atomique, il devient possible d'obtenir des résonances dénuées d'élargissement Doppler. Cette méthode est illustrée sur la figure 2.11.

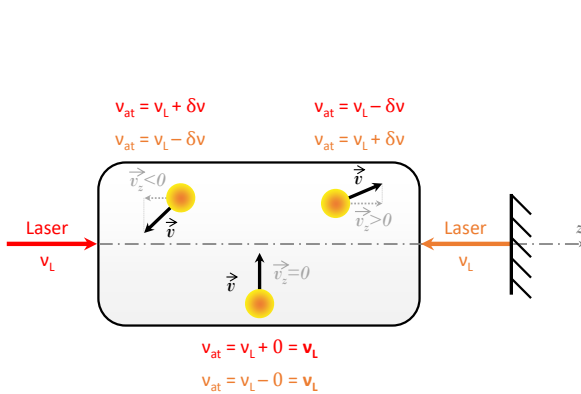


FIGURE 2.11 – Schéma de la spectroscopie par absorption saturée.

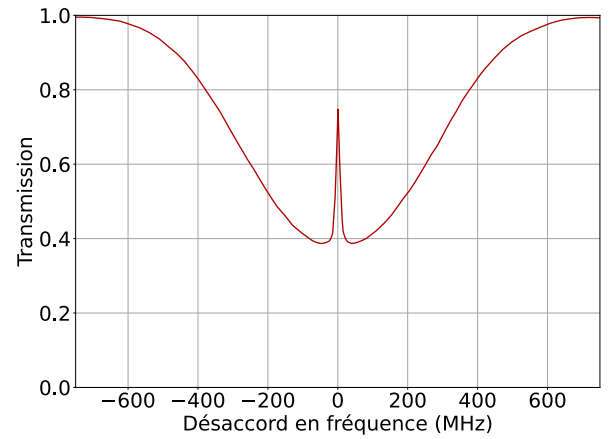


FIGURE 2.12 – Profil d'un spectre d'absorption saturée.

Le faisceau incident, d'une fréquence ν_L , interagit avec les atomes se déplaçant à l'intérieur de la cellule. Lorsque la composante v_z de la vitesse des atomes le long de l'axe de propagation du faisceau z n'est pas nulle, les atomes perçoivent une fréquence légèrement décalée par rapport à la fréquence du laser. Ce décalage de fréquence $\delta\nu$ est proportionnel à v_z . Le faisceau réfléchi, qui possède la même fréquence que le faisceau incident, interagit avec les mêmes atomes. Cependant, étant dirigé dans la direction opposée

au faisceau incident, les atomes perçoivent un décalage de fréquence $\delta\nu$ de signe opposé. Autrement dit, lorsque la fréquence du laser $\nu_L = \nu_0 - \delta\nu$, les atomes ayant une vitesse $v = \frac{c\delta\nu}{\nu_0}$ entrent en résonance avec un seul des deux faisceaux.

Lorsque $\nu_L = \nu_0$, les atomes de composante de vitesse v_z nulle interagissent à la fois avec le faisceau pompe et le faisceau sonde. L'intensité élevée du faisceau pompe entraîne une absorption élevée, ce qui appauvrit le nombre d'atomes dans l'état fondamental. On assiste alors à une réduction de l'absorption du faisceau sonde et à l'apparition d'un pic étroit dans le spectre de transmission du faisceau sonde. Pour une intensité de faisceau pompe infinie, la moitié des atomes se retrouveraient dans l'état excité, entraînant une saturation de la transition atomique et une absence totale d'absorption du sonde. Ce phénomène, dont le spectre d'absorption est illustré figure 2.12, est appelé spectroscopie par absorption saturée.

2.4.2 Formalisme avec matrice densité

Tel qu'illustré sur la figure 2.13, nous considérons maintenant le cas d'un système atomique à deux niveaux soumis à deux ondes contre-propageantes de paramètre de saturation S^+ et S^- . Les équations du cas à une onde unique sont réécrites en incluant la contribution de l'onde sonde. Aussi, nous ajoutons les indices $+$ et $-$ à chaque paramètre physique de chaque onde. Le profil de la raie est déterminé par le coefficient d'absorption du faisceau sonde.

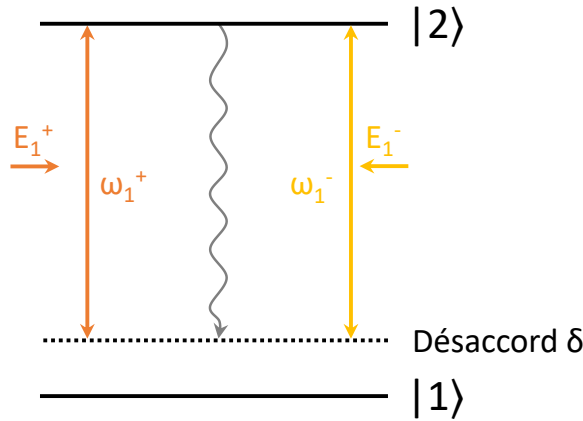


FIGURE 2.13 – Schéma des transitions atomiques impliquées dans l'absorption saturée.

En régime stationnaire, les équations de Bloch optiques peuvent être exprimées comme [166] :

$$\begin{cases} -i(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Gamma_L}{2} - i\delta^-)\rho_{12}^- - i\frac{\Omega^-}{2}\Delta n = 0 \\ -i(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Gamma_L}{2} + i\delta^+)\rho_{12}^+ + i\frac{\Omega^+}{2}\Delta n = 0 \\ -i(\Omega^+ + \Omega^-)(\rho_{12}^+ + \rho_{12}^- - \rho_{21}^- - \rho_{21}^+) - \Gamma\Delta n - \Gamma = 0 \end{cases} \quad (2.66)$$

La différence de population Δn créée par les deux ondes est :

$$\Delta n = -\frac{1}{1 + \frac{S^+}{1+4(\frac{\delta}{\Gamma+\Gamma_L})} + \frac{S^-}{1+4(\frac{\delta}{\Gamma+\Gamma_L})}} \quad (2.67)$$

avec :

$$S^\pm = 2\frac{(\Omega^\pm)^2}{\Gamma(\Gamma + \Gamma_L)} \quad (2.68)$$

La caractéristique du profil de chaque transition est attribuable à la cohérence de l'onde sonde, donnée par :

$$\rho_{21}^- = i\Omega^- \frac{\Delta n}{\Gamma + \Gamma_L + 2i\delta^-} \quad (2.69)$$

La forme du profil peut être définie pour des valeurs de paramètre de saturation du faisceau sonde bien plus faibles que celui du faisceau pompe. Les formules sont données ici pour $S^- \ll S^+$ et $S^- = S^+$.

Cas ou $S^- \ll S^+$ (onde quasi-progressive) :

Le coefficient d'absorption de l'onde à travers la vapeur atomique dans ce cas s'écrit :

$$\alpha = \frac{2\mu^2}{\epsilon_0\sqrt{\pi}\theta} \sum_i \frac{1}{3} \frac{2F'+1}{2F+1} \theta_{F,F'} \times \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+S^+}} \right) \left(\frac{1}{1+4 \frac{1}{(\Gamma+\Gamma_L)(1+\sqrt{1+S^+})^2}} \frac{\nu-\nu_i}{\nu-\nu_i} \right) \right] \exp \left(- \left(\frac{\nu-\nu_i}{0.6\nu_D} \right)^2 \right) \quad (2.70)$$

Le signal d'absorption saturée proprement dit est une lorentzienne de largeur à mi-hauteur :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1+S^+})(\Gamma + \Gamma_L) \quad (2.71)$$

et dont l'amplitude relative est :

$$A = 1 - \frac{1}{\sqrt{1+S^+}} \quad (2.72)$$

Cas ou $S^- = S^+$ (onde stationnaire) :

Pour des ondes de saturation égales, l'intégration a été effectuée par Greenstein en 1972 [167]. Le coefficient d'absorption s'écrit comme :

$$\alpha = \frac{2\mu^2}{\epsilon_0\sqrt{\pi}\theta} \sum_i \frac{1}{3} \frac{2F'+1}{2F+1} \theta_{F,F'} \times \left(\frac{\frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{4(\nu-\nu_i)^2}{(\Gamma+\Gamma_L)^2} \right)}{\sqrt{1+2S^+ - \frac{4(\nu-\nu_i)^2}{(\Gamma+\Gamma_L)^2} + \sqrt{\left(1 + \frac{4(\nu-\nu_i)^2}{(\Gamma+\Gamma_L)^2} \right)^2 + 4S^+ \left(1 + \frac{4(\nu-\nu_i)^2}{(\Gamma+\Gamma_L)^2} \right)}} \right) \exp \left(- \left(\frac{\nu-\nu_i}{0.6\nu_D} \right)^2 \right) \quad (2.73)$$

Le signal d'absorption saturée décrit de nouveau une lorentzienne de largeur à mi-hauteur :

$$\Delta\nu \approx \sqrt{1+S^+}(\Gamma + \Gamma_L) \quad (2.74)$$

Son amplitude est :

$$A = \frac{1}{\sqrt{1+S^+}} - \frac{1}{\sqrt{1+2S^+}} \quad (2.75)$$

La figure 2.14 présente un exemple de spectre expérimental d'une absorption saturée avec le fit théorique réalisé à l'aide de la formule de Greenstein.

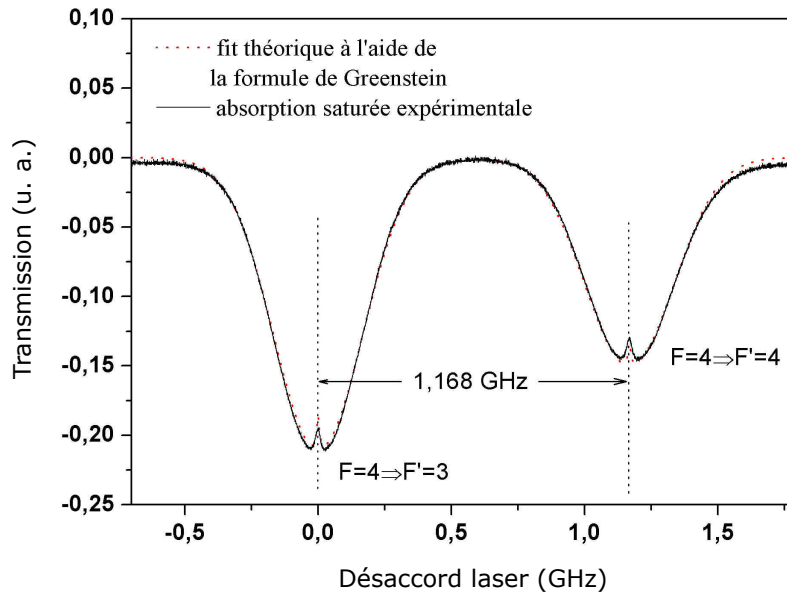


FIGURE 2.14 – Absorption saturée sur la transition hyperfine $F = 4 \rightarrow F' = 3, F' = 4$. Le paramètre de saturation $S^+ = S^-$ est de l'ordre de 0.2 et la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 390 MHz [165].

2.5 Spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

2.5.1 Définition du problème

Afin de mieux appréhender le phénomène observé dans la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (DFSDS), commençons par examiner le régime monofréquence. La figure 2.15 présente les transitions entre les états $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$, pour des faisceaux contre-propageants à polarisations parallèles et croisées respectivement. Deux valeurs distinctes du champ magnétique statique sont testées, 0 et 490 mG.

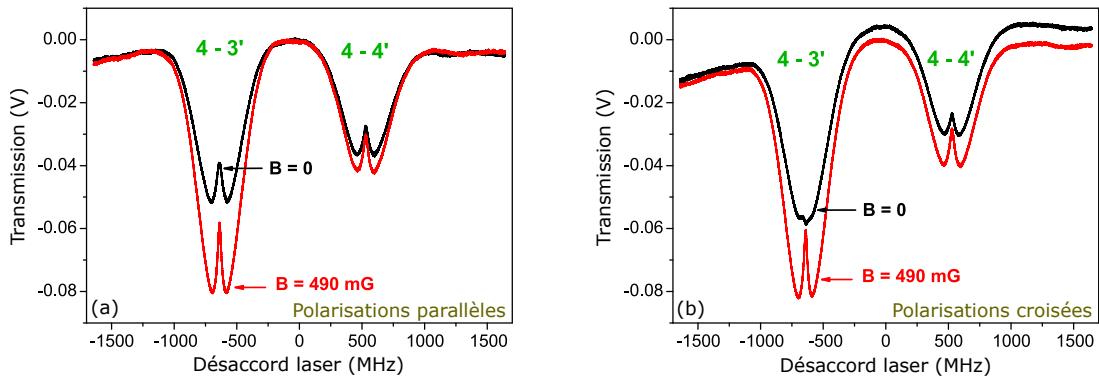


FIGURE 2.15 – Profils d'absorption en régime monofréquence. La puissance laser incidente dans la cellule est de $200 \mu\text{W}$. (a) Polarisation linéaires parallèles; (b) Polarisation linéaires croisées. Pour (a) et (b), le champ magnétique statique est de 0 ou 490 mG. Pour (b), un décalage de 0.005 V est ajouté aux données correspondant à $B = 0$ afin de distinguer correctement l'orientation du pic. L'origine de l'axe des fréquences est choisie arbitrairement [156].

La présence d'un champ magnétique statique entraîne une augmentation de la profondeur du profil Doppler. Lorsque les polarisations des faisceaux contre-propageants sont parallèles (figure 2.15(a)), on observe une résonance sub-Doppler classique (augmentation de la lumière transmise à travers la cellule). Lorsque les faisceaux contre-propageants présentent des polarisations orthogonales entre elles (figure 2.15(b)), on constate, en l'absence de champ magnétique, la disparition, voire même une légère inver-

sion, de la résonance sub-Doppler pour la transition 4-3'. Lorsque le champ magnétique est plus élevé (ici 490 mG), les profils d'absorption associés aux deux schémas de polarisation ne présentent pas de différence significative.

A faible champ magnétique, une onde polarisée linéairement, se propageant selon de l'axe de quantification z , pompe les atomes dans une superposition d'états de sous-niveaux Zeeman m_F tels que la différence Δm_F est paire. Ces états, appelés états noirs (NC), sont découplés de la lumière, expliquant leur faible absorption. C'est le phénomène CPT. Lorsque l'intensité du champ magnétique augmente, les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental se séparent. La résonance à deux photons n'est alors plus satisfaite, entraînant une augmentation de l'absorption. Les profils Doppler deviennent ainsi plus profonds en présence d'un champ magnétique.

La figure 2.16 illustre les états noirs Zeeman créés par la lumière incidente et réfléchi. Les états noirs sont créés entre sous-niveaux magnétiques du même niveau hyperfin F

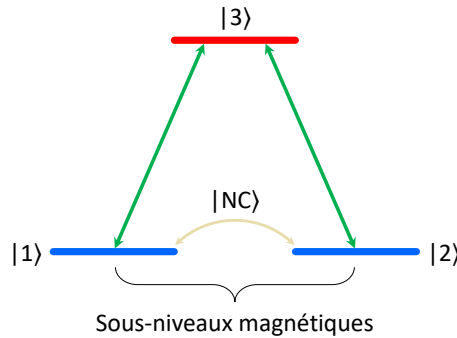


FIGURE 2.16 – Illustration des états noirs Zeeman.

Ces derniers peuvent être décrits sous la forme suivante :

$$|NC_z\rangle_{\Rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle - |2\rangle] \quad (\text{faisceau incident}) \quad (2.76)$$

$$|NC_z\rangle_{\Leftarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle - e^{-i2\theta}|2\rangle] \quad (\text{faisceau réfléchi}) \quad (2.77)$$

A désaccord optique nul, lorsque les deux faisceaux contre-propageants interagissent avec les atomes de vitesse nulle, l'absorption lumineuse résulte alors de la compétition entre ces deux états noirs successifs. Avec des polarisations parallèles, les états noirs survivent, entraînant le creux d'absorption saturée classique. Avec des polarisations orthogonales, les états noirs sont orthogonaux et s'annulent. Nous avons alors une augmentation de l'absorption.

En régime bi-fréquence et lorsque la différence de fréquence entre les deux raies optiques d'intérêt est proche de la fréquence de transition hyperfine des atomes (9.192 GHz pour l'atome de césium), un nouveau type d'état noir est alors impliqué dans l'interaction atome-photon : les états noirs hyperfins. Ces derniers correspondent à des états de superposition cohérente entre les deux niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ de l'état fondamental. La figure 2.17 présente les niveaux énergétiques impliqués et états noirs hyperfins créés dans une configuration d'atomes en cellule interagissant avec deux champs optiques bi-fréquence contre-propageants.

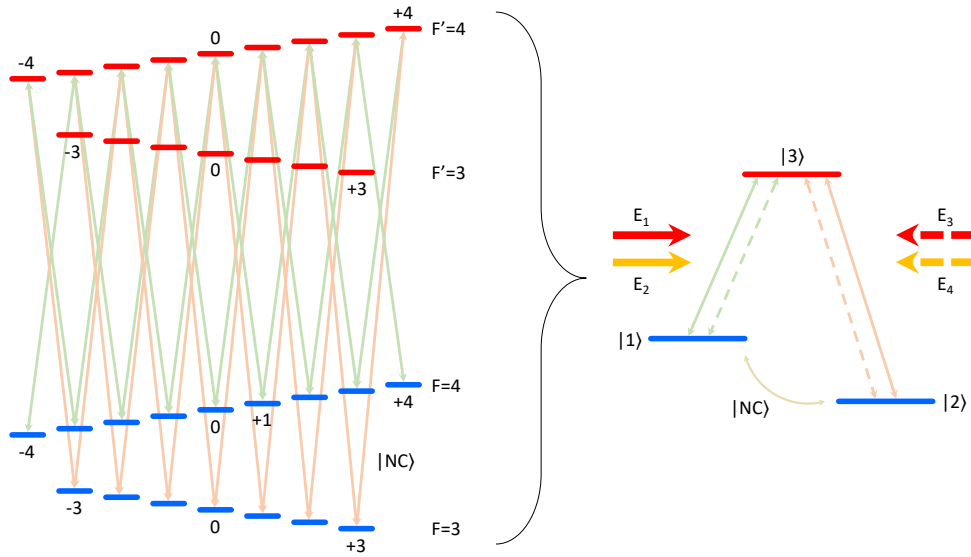


FIGURE 2.17 – Illustration des états noirs hyperfins impliqués en considérant l'ensemble des niveaux d'énergie de la raie D_1 de l'atome de césium. Les champs optiques sont polarisés linéairement.

On considère $I_1 = I_2$ et $I_3 = I_4$. Dans le cas où le désaccord Raman est nul et le désaccord fréquentiel à un photon Δ est beaucoup plus grand que la largeur de raie naturelle Γ , les champs incidents E_1 et E_2 excitent les atomes de vitesse $-v$ vers l'état non couplé $|NC_1\rangle$ créant l'état noir hyperfin :

$$|NC_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - e^{ik_{12}z}|2\rangle) \quad (2.78)$$

Dans cet état CPT, les atomes n'absorbent quasiment plus l'énergie du champ lumineux résonant. Au même moment, les champs retour E_3 et E_4 excitent les atomes de vitesse $+v$ vers un second état non-couplé $|NC_2\rangle$:

$$|NC_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - e^{-i(k_{12}z + \phi_{12} + 2\theta)}|2\rangle) \quad (2.79)$$

Il est intéressant de considérer que l'état de ces états noirs hyperfins dépend de z , soit de la position dans la cellule, et donc du déplacement du miroir de réflexion.

Considérons à présent la situation $\Delta \approx \Gamma$ et où les champs électromagnétiques E_1, E_2, E_3, E_4 commencent à interagir avec les mêmes atomes. Dans cette configuration, deux cas principaux nécessitent une analyse approfondie.

Dans le premier cas, les états noirs créés sont parallèles et interfèrent constructivement. On a alors $\langle NC_1|NC_2\rangle = 1$. L'interaction ne détruit pas l'effet CPT. En se basant sur les équations (2.78) et (2.79), cette situation se produit lorsque :

$$k_{12}z_{min} = \pi n - \theta - \frac{\phi_{12}}{2} \quad (2.80)$$

Dans le second cas, les états noirs sont orthogonaux entre eux. Ils interfèrent destructivement, soit $\langle NC_1|NC_2\rangle = 0$. Dans ce cas, les atomes absorbent intensément et dispersent l'énergie du champ lumineux puisqu'ils ne sont plus dans l'état noir. On a alors une augmentation importante de l'absorption, et une résonance sub-Doppler renversée, lorsque :

$$k_{12}z_{max} = \frac{\pi}{2} - \theta - \frac{\phi_{12}}{2} + \pi n \quad (2.81)$$

En raison de la dépendance en z de l'interférence des états hyperfins, la fluorescence de la cellule est inhomogène dans l'espace. Il existe ainsi des zones à fluorescence intense et des zones à faible fluorescence telles que présentées sur la figure 2.18. Ces régions alternent avec la période :

$$\Delta_z = \frac{\pi}{|k_{12}|} \quad (2.82)$$

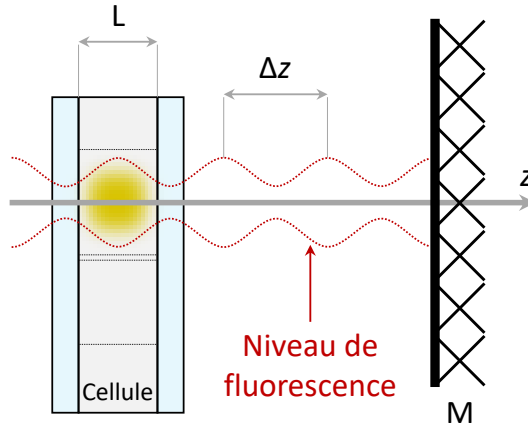


FIGURE 2.18 – Illustration de la dépendance spatiale de fluorescence dans la cellule.

La longueur d'onde λ_{12} associée à la transition hyperfine de l'atome de césium est $\lambda_{12} \approx 3.2$ cm. On obtient alors les contributions d'interférence destructives entre les états noirs hyperfins pour :

$$\Delta_z = \frac{\pi}{k_{12}} = \frac{\lambda_{12}}{2} \approx 1.6 \text{ cm} \quad (2.83)$$

Il est intéressant de noter que les positions des maxima et minima de fluorescence dépendent de la configuration de polarisation des ondes θ et de la phase relative Φ_{12} tandis que la période Δ_z n'en dépend pas. Ainsi, pour une cellule suffisamment longue, soit $L > \Delta_z$, le niveau d'absorption total du champ lumineux dans la cellule dépend peu de l'angle entre les polarisations linéaires ou de la distance entre la cellule et le miroir M . Par contre, dans le cas où $L \ll \Delta_z$ (notre cas pour une microcellule), la fluorescence de la cellule est très dépendante de θ et Φ_{12} .

Le schéma du régime bi-fréquence est présenté sur la figure 2.19 et le spectre d'absorption associé est présenté sur la figure 2.20. A titre de comparaison, le spectre du régime monofréquence est également tracé.

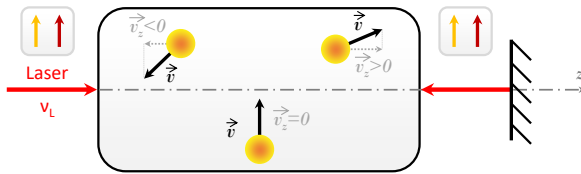


FIGURE 2.19 – Schéma de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

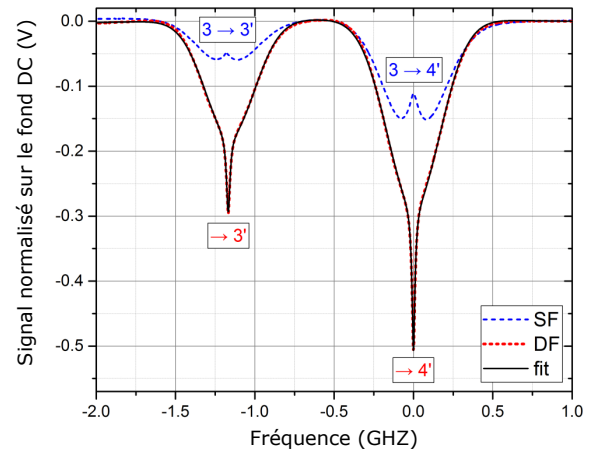


FIGURE 2.20 – Spectre de spectroscopie sub-Doppler monofréquence et bi-fréquence [2].

En régime bi-fréquence, on observe la détection de résonance sub-Doppler à fort contraste de sens inversé. Ces résonances constituent la référence de fréquence de notre source laser.

2.5.2 Formalisme

Nous considérons un modèle de spectroscopie simplifié à trois niveaux dont le schéma est illustré sur la figure 2.21. Ce modèle a été développé dans [2]. Nous en reprenons ici les points principaux.

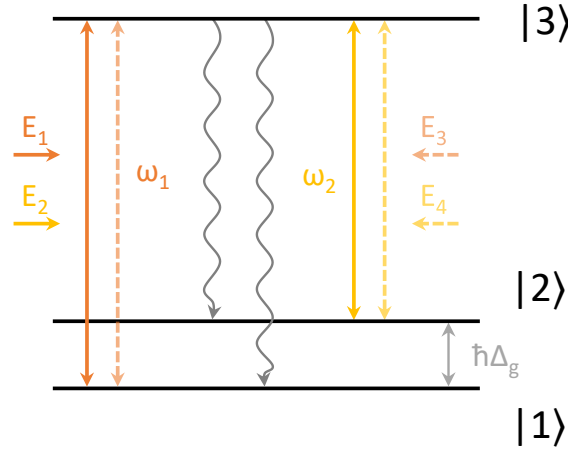


FIGURE 2.21 – Schéma des transitions atomiques impliquées dans le phénomène DFSDS. Reproduit de [2].

Nous considérons une cellule à vapeur de césium dans laquelle des atomes interagissent avec deux champs laser bi-fréquence contre-propageants, selon l'axe z . Chaque champ consiste en deux ondes planes monochromatiques. Le champ \mathbf{E} expérimenté par les atomes peut être écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = [E_1 \xi_1 e^{ik_1 z} + E_3 \xi_3 e^{-i(k_1 z + \Phi_1)}] e^{-i\omega_1 t} + [E_2 \xi_2 e^{ik_2 z} + E_4 \xi_4 e^{-i(k_2 z + \Phi_2)}] e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (2.84)$$

avec E_i l'amplitude réelle des ondes, Φ_1 et Φ_2 les phases des deux ondes réfléchies, ξ_i les vecteurs complexes unitaires des polarisations d'onde, $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c$ les nombres d'ondes pour les ondes lumineuses de fréquences optiques angulaires $\omega_{1,2}$, et $c.c.$ les termes conjugués complexes. Dans notre expérience, les champs bi-fréquence sont obtenus à l'aide de lasers modulés par un EOM externe.

Les ondes lumineuses sont polarisées linéairement de telle sorte que les composantes \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 sont polarisées selon l'axe x tandis que \mathbf{E}_3 et \mathbf{E}_4 sont orientées d'un angle θ par rapport à l'axe x . En coordonnées sphériques, on a :

$$\xi_{1,2} = \frac{\mathbf{e}_{-1} - \mathbf{e}}{\sqrt{2}} \quad (2.85)$$

$$\xi_{3,4} = \frac{e^{i\theta} \mathbf{e}_{-1} - e^{-i\theta} \mathbf{e}_{+1}}{\sqrt{2}} \quad (2.86)$$

avec les vecteurs complexes $\mathbf{e}_{\pm 1}$ responsables des transitions optiques dipolaires σ^+ et σ^- .

L'analyse théorique est basée sur le formalisme de la matrice densité pour un atome unique, se déplaçant dans le gaz. A basse pression, les interactions entre atomes sont négligées. L'équation cinétique pour la matrice densité de l'atome $\hat{\rho}$ se présente sous la forme de Lindblad [168] [169] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [(\hat{V} + \hat{H}_0), \hat{\rho}] + \hat{\mathfrak{R}}[\hat{\rho}] \quad (2.87)$$

où v est la projection de la vitesse de l'atome sur l'axe z . $\hat{V} = \hat{V}_E + \hat{V}_B$ décrit l'interaction entre les atomes et les champs lumineux (E) et magnétique (B). \hat{H}_0 est l'hamiltonien pour un atome libre et s'exprime sous la forme :

$$\hat{H}_0 = \sum_{F_a, m_a} \varepsilon_a |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (2.88)$$

avec ε_a le niveau d'énergie du niveau F_a avec $a = 1, 2, 3$. L'opérateur \hat{V}_E est défini comme :

$$\hat{V}_E = -\hbar \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} & \hat{V}_{31}^\dagger e^{i\omega_1 t} \\ \hat{0} & \hat{0} & \hat{V}_{32}^\dagger e^{i\omega_2 t} \\ \hat{V}_{31} e^{-i\omega_1 t} & \hat{V}_{32} e^{-i\omega_2 t} & \hat{0} \end{pmatrix} \quad (2.89)$$

Dans les approximations des ondes tournantes et des dipôles électriques, les blocs de cette matrice sont définis tels que :

$$\hat{V}_{31} = \Omega_1 \hat{\Upsilon}_{31}^{(1)} e^{ik_1 z} + \Omega_3 \hat{\Upsilon}_{31}^{(3)} e^{-i(k_1 z + \Phi_1)} \quad (2.90)$$

$$\hat{V}_{32} = \Omega_2 \hat{\Upsilon}_{32}^{(2)} e^{ik_2 z} + \Omega_4 \hat{\Upsilon}_{32}^{(4)} e^{-i(k_2 z + \Phi_2)} \quad (2.91)$$

où Ω_i sont les fréquences de Rabi et $\hat{\Upsilon}_{3a}^{(j)}$ ($a = 1, 2, j = 1 - 4$) les opérateurs d'interactions sans dimension. Selon le théorème de Wigner-Eckart :

$$\hat{\Upsilon}_{3a}^{(j)} = \xi_j \cdot \hat{\mathbf{T}}^{3a} \quad (2.92)$$

où ξ_j est le vecteur de polarisation de l'onde j de (2.85) et (2.86). Les composantes q des opérateurs $\hat{\mathbf{T}}^{3a}$ sont :

$$\hat{T}_q^{3a} = \sum_{m_3, m_a} (-1)^{F_3 - m_3} \begin{pmatrix} F_3 & 1 & F_a \\ -m_3 & q & m_a \end{pmatrix} |F_3, m_3\rangle \langle F_a, m_a| \quad (2.93)$$

L'interaction des atomes avec le champ magnétique est décrite par :

$$\hat{V}_B = \hbar \Omega_L \begin{pmatrix} -\hat{F}_1 & \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{F}_2 & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} & \frac{g_3}{g_2} \hat{F}_3 \end{pmatrix} \quad (2.94)$$

où Ω_L est la fréquence de Larmor du niveau F_2 . Ici, les opérateurs sans dimensions \hat{F}_a sont les projections sur z des opérateurs du moment angulaire total dans le niveau F_a . Dans la base des états propres de l'Hamiltonien \hat{H}_0 , ces opérateurs ont une forme diagonale simple :

$$\hat{F}_a = \sum_{m_a = -F_a, \dots, F_a} m_a |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (2.95)$$

Dans (2.87), $\hat{\mathfrak{R}}$ est associée à plusieurs processus de relaxation de l'atome, incluant la relaxation spontanée (Γ) et la relaxation due au temps de transit ($\Gamma_b \approx t^{-1}$, avec t le temps moyen passé par l'atome dans le champ lumineux). Nous négligeons les termes dérivés liés aux coordonnées transverses $\partial/\partial x$ et $\partial/\partial y$ dans (2.87). On considère des faisceaux lumineux ayant des sections d'intensité en forme d'escalier.

Dans (2.87), la partie de l'opérateur \mathfrak{R} responsable de la relaxation spontanée est :

$$\hat{\mathfrak{R}}^{spon} = \Gamma (2F_3 + 1) \sum_{\substack{a=1,2 \\ q=0\pm 1}} \beta_{3a} \hat{\mathbf{T}}_q^{3a\dagger} \hat{\rho}^{aa} \hat{\mathbf{T}}_q^{3a} \quad (2.96)$$

avec Γ le taux de relaxation spontanée et β_{3a} les rapports d'embranchement tels que :

$$\beta_{3a} = (2J_e + 1)(2F_a + 1) \left\{ \begin{matrix} J_g & I & F_a \\ F_3 & 1 & J_e \end{matrix} \right\}^2 \quad (2.97)$$

où $J_{e,g}$ sont les moments angulaires totaux des électrons dans les états atomiques excité (e) et fondamental (g) ($J_g = J_e = 1/2$), $I (= 7/2)$ est le spin nucléaire et $\{ \dots \}$ indiquent les symboles $6j$ [170]. On note $\beta_{31} + \beta_{32} = 1$. Le terme de relaxation lié au temps de vol des atomes à travers le faisceau est :

$$\hat{\mathfrak{R}}^{flight} = \Gamma_b [\hat{\rho}^{isotr} - \hat{\rho}] \quad (2.98)$$

On note :

$$\hat{\rho}^{isotr} = (2I + 1)^{-1} \sum_{a=1,2} |F_a, m_a\rangle \langle F_a, m_a| \quad (2.99)$$

La matrice densité peut être développée en une série de neuf blocs matriciels :

$$\hat{\rho} = \sum_F \hat{\rho}_{ab}(z, t) |F_a\rangle \langle F_b| \quad (a, b = 1, 2, 3) \quad (2.100)$$

Les blocs diagonaux $\hat{\rho}_{aa}$ dans (2.100) représentent les populations des sous-niveaux magnétiques d'un seul niveau $|a\rangle$ et les superpositions cohérentes de ces sous-niveaux (cohérences Zeeman). Les éléments de matrice $\hat{\rho}_{13}$ et $\hat{\rho}_{23}$, ainsi que leurs matrices conjuguées $\hat{\rho}_{31} = \hat{\rho}_{13}^\dagger$ et $\hat{\rho}_{32} = \hat{\rho}_{23}^\dagger$, sont dites cohérences optiques. Elles oscillent aux fréquences optiques ω_1 et ω_2 , respectivement. Les éléments de matrice $\hat{\rho}_{12}$ et $\hat{\rho}_{21} = \hat{\rho}_{12}^\dagger$, sont les de cohérences hyperfines (hf). Elles oscillent à des fréquences proches de Δ_g , où $\hbar\Delta_g$ représente la séparation d'énergie hyperfine des états fondamentaux (voir Fig. 2.21).

La configuration du champ lumineux proposée donne lieu à une polarisation atomique dépendante de la coordonnée z . Dans ce cas, les blocs de matrice $\hat{\rho}_{ab}(z, t)$ peuvent être développées en une série d'harmoniques spatiales telle que :

$$\hat{\rho}_{aa}(z) \approx \hat{\rho}_{aa}^{(0)} + \hat{\rho}_{aa}^{(+)} e^{2ik_{12}z} + \hat{\rho}_{aa}^{(-)} e^{-2ik_{12}z} \quad (2.101)$$

$$\hat{\rho}_{12}(z, t) \approx e^{i\delta_{12}t} (\hat{\rho}_{12}^{(+)} e^{ik_{12}z} + \hat{\rho}_{12}^{(-)} e^{-ik_{12}z}) \quad (2.102)$$

$$\hat{\rho}_{21}(z, t) \approx e^{-i\delta_{12}t} (\hat{\rho}_{21}^{(+)} e^{ik_{12}z} + \hat{\rho}_{21}^{(-)} e^{-ik_{12}z}) \quad (2.103)$$

où $k_{12} = k_1 - k_2$ et $\delta_{12} = \omega_1 - \omega_2$. En tenant compte du fait que (2.102) et (2.103) doivent être conjugués Hermitiens l'un de l'autre, nous avons $\hat{\rho}_{21}^{(+)\dagger} = \hat{\rho}_{12}^{(-)}$ et $\hat{\rho}_{21}^{(-)\dagger} = \hat{\rho}_{12}^{(+)}$. D'après [2], les cohérences optiques sont :

$$\hat{\rho}_{13}(z, t) = e^{i\omega_1 t} (\hat{\rho}_{13}^{(-1)} e^{-ik_1 z} + \hat{\rho}_{13}^{(+1)} e^{i(k_1 z + \phi_1)} + \hat{\rho}_{13}^{(-21)} e^{-i(2k_2 - k_1)z} + \hat{\rho}_{13}^{(+21)} e^{i(2k_2 - k_1)z + i\Phi_1}) \quad (2.104)$$

$$\hat{\rho}_{23}(z, t) = e^{i\omega_2 t} (\hat{\rho}_{23}^{(-2)} e^{-ik_2 z} + \hat{\rho}_{23}^{(+2)} e^{i(k_2 z + \phi_2)} + \hat{\rho}_{23}^{(-12)} e^{-i(2k_1 - k_2)z} + \hat{\rho}_{23}^{(+12)} e^{i(2k_1 - k_2)z + i\Phi_2}) \quad (2.105)$$

Des développements similaires peuvent être écrits pour $\hat{\rho}_{31} = \hat{\rho}_{13}^\dagger$ et $\hat{\rho}_{32} = \hat{\rho}_{23}^\dagger$. Beaucoup des oscillations spatiales rapides induites par l'action simultanée des ondes contre-propageantes, telles que $e^{\pm i(k_1 + k_2)z}$, $e^{\pm 2ik_1 z}$, $e^{\pm 2ik_2 z}$, et d'autres, sont exclues de notre analyse pour simplification.

Dans l'équation (2.101), nous montrons que l'évolution temporelle des populations de sous-niveaux n'est pas considérée, tous les processus transitoires étant supposés être complétés. Nous négligeons également l'interaction du champ lumineux avec le deuxième niveau hyperfin excité. Cette simplification est justifiée en raison de la grande séparation d'énergie entre les deux niveaux hyperfins de l'état excité (1.167 GHz), comparativement à la largeur Doppler.

La variation d'intensité du champ lumineux résultant de l'absorption dans la cellule peut être formellement décrite par la loi de Beer-Lambert par :

$$I_t(z_c) = I_{0t} e^{-OD} \quad (2.106)$$

où I_{0t} est l'intensité totale avant la cellule et OD est la densité optique du milieu telle que :

$$OD = - \int_{z_c}^{z_c+L} \alpha(z) dz = \alpha L = \sigma n L \quad (2.107)$$

où α est le coefficient d'absorption pour le champ lumineux total dans la cellule, n la densité optique et z_c est la position de la face avant de la cellule le long de l'axe z .

Le coefficient d'absorption dépend de multiples paramètres, notamment le désaccord optique δ , le désaccord Raman δ_R , l'angle de polarisation θ , la phase relative $\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$, la coordonnée z dans la cellule, la position de la cellule z_c , et les intensités de toutes les ondes lumineuses $I_{1,2,3,4}(z)$, également fonctions de la coordonnée en z .

Selon l'équation (2.101), la population varie spatialement en raison d'effets d'interférence non linéaires. Le coefficient d'absorption α devrait ainsi présenter des oscillations similaires. Néanmoins dans le cas de notre étude exploitant une cellule microfabriquée, la longueur de cellule L est supposée être beaucoup plus petite que la période Δ_z de ces oscillations :

$$\Delta_z = \pi/k_{12} = \pi c/\Delta_g \approx 16.3 \text{ mm} \gg L \approx 1.4 \text{ mm} \quad (2.108)$$

Résoudre le système d'équations de Maxwell-Bloch et tenir compte de la dépendance réelle $\alpha = f(z)$ est difficile. Une expression simplifiée de l'équation de Beer-Lambert (2.107) est ainsi utilisée :

$$I_t(z_c) \approx \eta I_{0t} e^{-\alpha(z_c)L} \approx \eta I_{0t} [1 - \alpha(z_c)L] \quad (2.109)$$

avec η décrivant les pertes optiques du système.

Cette simplification est justifiée par plusieurs hypothèses. Premièrement, le milieu alcalin est considérée optiquement fin, soit $OD \ll 1$. Ensuite, le coefficient α est déterminé par la population totale de l'état excité $\text{Tr}[\hat{\rho}_{33}(z)]$, moyennée sur la distribution de vitesse maxwellienne.

Le coefficient d'absorption peut ainsi être décomposé en deux composantes distinctes :

$$\begin{aligned} \alpha \propto W_e &= \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Tr}[\hat{\rho}_{33}(z_c, v)] e^{-v^2/v_0^2} dv \\ &= W_0(\delta, \theta, I_{1-4}) + W_z(\delta, \theta, \phi_{12}, I_{1-4}, z_c) \end{aligned} \quad (2.110)$$

avec

$$W_0 = \langle \text{Tr}[\hat{\rho}_{33}^{(0)}] \rangle_v \quad (2.111)$$

et

$$W_z(z) = 2 \text{sinc}(Lk_{12}) \langle \text{Re}\{\text{Tr}[\hat{\rho}_{33}^{(+)}] e^{ik_{12}(2z_c+L)}\} \rangle_v \quad (2.112)$$

où "sinc" est la fonction sinus cardinal non normalisée. La vitesse $v_0 = \sqrt{2k_B T/m_a}$ dans (2.110) est la vitesse la plus probable d'un atome avec m_a la masse de l'atome. Les brackets $\langle \dots \rangle_v$ impliquent la moyenne sur la distribution de vitesse maxwellienne des atomes.

En spectroscopie sub-Doppler, le champ lumineux transmis à travers la cellule à vapeur est donnée en fonction de la fréquence optique. Ici, cela équivaut à balayer le désaccord $\delta = \omega_0 - (\omega_{31} + \omega_{32})/2$, correspondant au désaccord de fréquence optique de la porteuse laser $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$ par rapport à la fréquence centrale des deux transitions optiques $F_1 \rightarrow F_3$ et $F_2 \rightarrow F_3$. Tant que W_e détermine tous les effets optiques non linéaires observés, nous pouvons analyser pour différentes conditions expérimentales les contributions respectives de W_0 et W_z .

La répartition de l'expression (2.110) en deux parties a un vrai sens physique. Le terme W_0 illustre les effets causés par les états noirs Zeeman, les effets de pompage optique et la saturation de la transition optique. Le terme W_z reflète les effets causés par les cohérences hyperfines, y compris le piégeage cohérent de population, englobant des sous-niveaux magnétiques de différents niveaux hyperfins F_1 et F_2 . La forme finale du spectre observé résulte au final des contributions respectives de W_0 et W_z . Ces contributions peuvent varier en fonction des conditions expérimentales, aboutissant à différentes formes et signe (transmission augmentée ou réduite) de la résonance sub-Doppler observée dans le profil d'absorption.

2.5.3 Simulations

Dans cette section, nous nous concentrons sur l'analyse des contributions W_0 et W_z , définies dans (2.110), afin de révéler leur signification physique et leur influence sur l'absorption totale du champ lumineux dans la cellule dans différentes conditions physiques. Les résultats présentés ici sont extraits de [2]. Nous travaillons avec la raie D_1 de l'atome de césium. Nous prenons le taux de relaxation du temps de vol $\Gamma_b = 0.02\Gamma$, soit un diamètre du faisceau laser d'environ 0.5 mm. La largeur à mi-hauteur Doppler est de $kv_0 = 50\Gamma$. Le désaccord Raman est nul ($\delta_R = 0$). Nous balayons le désaccord de fréquence optique δ pour obtenir les courbes de résonance. Le coefficient d'absorption α est proportionnel à la population totale à l'état excité. Par conséquent, nous nous concentrons sur l'analyse de la population W_e en fonction du désaccord δ .

La figure 2.22 présente l'impact de l'angle θ formé entre les polarisations linéaires des faisceaux laser contre-propageants sur W_0 et W_z (pour $\theta = 0$ ou $+\pi/2$).

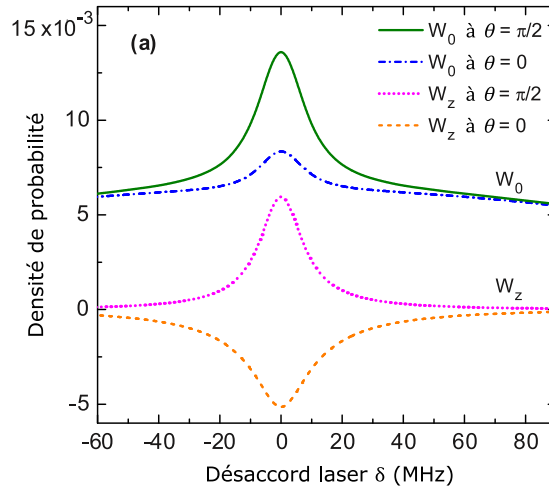


FIGURE 2.22 – Analyse des différentes contributions sur la population à l'état excité en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire à $\Phi_{12} = 0$. La puissance laser est de $50 \mu\text{W}$. Le champ magnétique B est nul [2].

Intéressons-nous d'abord au terme W_0 . Hors résonance optique ($\delta \gg \Delta_{res}$), le fond Doppler n'est pas affecté par θ . Les courbes verte et bleue se superposent.

A résonance optique ($\delta \leq \Delta_{res}$), soit lorsque les deux faisceaux laser interagissent avec les mêmes atomes, l'état quantique de l'atome dépend de l'angle θ . Avec des polarisations orthogonales ($\theta = \pi/2$), une augmentation significative de W_0 est obtenue due à la destruction des états noirs Zeeman (courbe verte). Ils s'annulent donc, rendant la vapeur moins transparente pour la lumière. Lorsque les polarisations sont parallèles, seule une réduction de la hauteur de résonance centrale est observée, tandis que son signe reste positif (courbe bleue). Cela est dû au fait que le terme W_0 inclut d'autres effets non linéaires en plus de la création des états CPT tels que les effets de pompage optique. Cet effet peut conduire à une augmentation de l'absorption du champ lumineux à $\delta \leq \Delta_{res}$, même sous des conditions de polarisations linéaires parallèles ($\theta = 0$).

Intéressons-nous désormais au comportement de W_z . Loin de la résonance optique, le fond Doppler est peu affecté par θ . A résonance, le signe de W_z dépend fortement de l'angle θ . Lorsque les polarisations linéaires sont parallèles entre elles ($\theta = 0$), le signal est atténué, jusqu'à un changement de signe, lorsque les polarisations sont orthogonales ($\theta = \pi/2$).

La figure 2.23 illustre l'influence du déséquilibre des intensités des ondes lumineuses sur les paramètres W_0 et W_z . La contribution des effets hf-CPT et Zeeman-CPT à l'observation d'une augmentation de l'absorption est optimisée dans le cas où les deux faisceaux contre-propageants ont la même intensité. Cette condition est la meilleure pour détruire les états CPT à résonance ($\delta \leq \Delta_{res}$) et donc augmenter l'absorption du champ lumineux. Il est bien montré sur la figure 2.23 que le déséquilibre d'intensité affecte l'amplitude du pic d'absorption central.

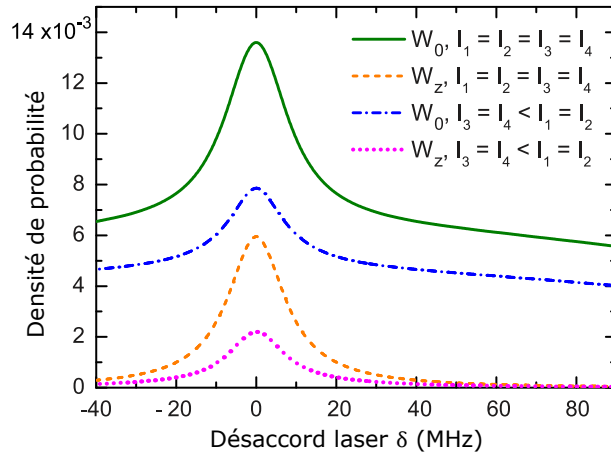


FIGURE 2.23 – Influence d’une différence d’intensité des ondes lumineuses sur W_0 et W_z . Paramètres : $\Phi_{12} = 0$, $\theta = \pi/2$. Les intensités I_3 et I_4 sont considérées inférieures à I_1 et I_2 de 30 %. La puissance totale du faisceau laser est de $50 \mu\text{W}$. Le champ magnétique B est éteint [2].

La figure 2.24 permet d’analyser l’influence d’un champ magnétique statique appliqué le long des vecteurs d’onde. On considère ici la fréquence de Larmor associée $\Omega_L \equiv \Omega_2 = g_2 \mu_B B / \hbar$ avec g_2 le facteur g de Landé du niveau F_2 et $\mu_B = 927.4 \times 10^{-26} \text{ J/T}$ le magnéton de Bohr. Cette fréquence de Larmor diffère selon les niveaux d’énergie et entraîne les déplacements linéaires des sous-niveaux magnétiques m_F sous l’effet du champ magnétique externe. Pour un atome alcalin, nous avons $\Omega_1 = -\Omega_2$ et $\Omega_3 = (g_3/g_2)\Omega_2$. La forte absorption de lumière est observée avec deux faisceaux contre-propageants polarisés orthogonalement entre eux.

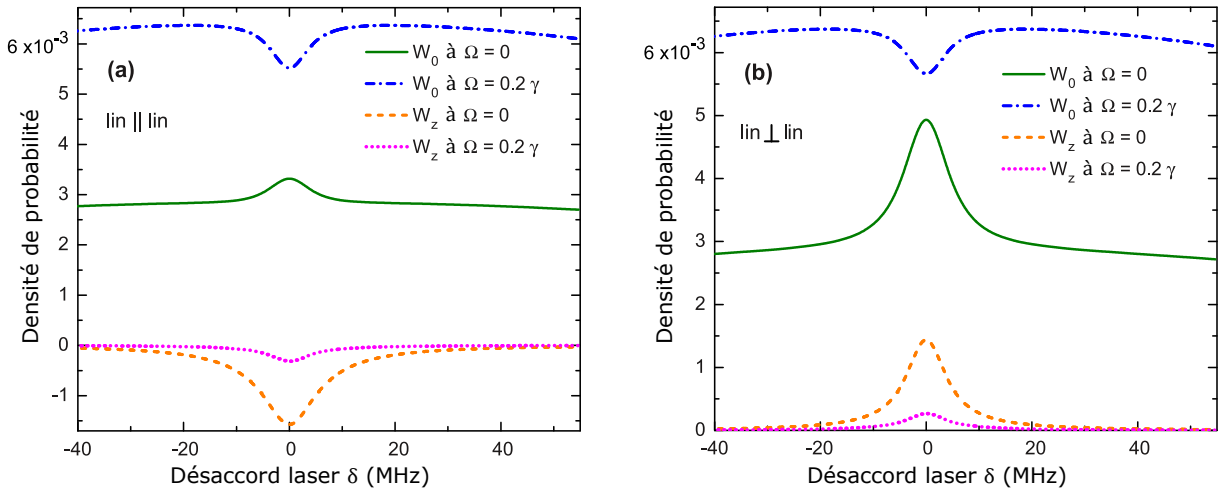


FIGURE 2.24 – Influence du champ magnétique statique sur W_0 et W_z . Le champ est appliqué le long des vecteurs d’ondes lumineuses (axe z) aux polarisations linéaires (a) parallèles et (b) orthogonales des faisceaux laser contre-propageants. Les paramètres sont : $P = 10 \mu\text{W}$ et $\Phi_{12} = 0$. Ω_L est la fréquence de Larmor [2].

Concentrons-nous tout d’abord sur W_0 . En présence d’un champ magnétique statique, les sous-niveaux Zeeman de l’état F_2 subissent un déplacement de fréquence et les états noirs ne sont plus créés, indépendamment de la valeur du désaccord δ et de la configuration de polarisation (courbes bleues sur la figure 2.24). Le champ magnétique conduit à la formation d’un creux d’absorption au centre du profil W_0 , en raison de l’effet d’absorption saturée classique. Pour le profil W_z (courbes orange et rose sur la figure 2.24), l’application du champ magnétique ne conduit pas à la destruction totale de l’effet de pic d’absorption. Cela s’explique par la présence de certains schémas Λ qui sont insensibles à champ magnétique faibles. Par conséquent, l’état noir hyperfin subsiste partiellement, menant à l’observation du pic d’absorption.

Notons pour finir que la contribution W_z au coefficient d'absorption décroît en $\text{sinc}(k_{12}L)$ avec l'augmentation de la longueur de la cellule (voir Eq. (2.112)). Cette décroissance suggère que l'effet de la contribution W_z peut être renforcée en utilisant des cellules courtes plutôt que des cellules longues. La contribution W_z est sensible à la position de la cellule par rapport au miroir de rétro-réflexion et doit être optimisée pour assurer une résonance sub-Doppler optimale.

2.5.4 Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons d'abord rappelé quelques généralités sur l'atome de césium. Les mécanismes d'interaction atome-photon ont été ensuite présentés, en décrivant les coefficients et relations d'Einstein pour quantifier les populations des niveaux d'énergie atomique (système à deux niveaux). Les concepts de fluorescence, distribution spectrale, coefficient d'absorption et intensité de saturation ont été introduits pour définir la forme de la résonance. Nous avons par la suite présenté les différents phénomènes d'élargissement du profil d'absorption incluant en particulier l'élargissement Doppler et l'élargissement collisionnel. La spectroscopie par absorption linéaire (un faisceau unique incident) a été décrite par le biais du formalisme de la matrice densité pour un schéma à deux niveaux. Le phénomène d'absorption saturée (deux faisceaux monofréquence contre-propageants) a ensuite été rapporté. Nous avons finalement abordé la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence (deux faisceaux contre-propageants bi-fréquence). Cette méthode de spectroscopie repose sur l'interaction d'atomes avec deux champs laser bi-fréquence contre-propageants, impliquant pour les atomes dont le vecteur vitesse est orthogonal aux faisceaux laser, à la destruction d'états noirs Zeeman et hyperfins, conduisant à la détection de résonance optiques sub-Doppler à fort contraste et de signe inversé (absorption augmentée). Ce comportement se produit favorablement à champ magnétique nul et à condition de champs laser contre-propageants polarisés orthogonalement. De manière globale, la prédiction du spectre d'absorption est obtenue en calculant la variation d'intensité laser transmise à travers la cellule par considération de la loi de Beer-Lambert, sous hypothèse d'un milieu optiquement fin. Le coefficient d'absorption est alors proportionnel à la population atomique totale dans l'état excité. La population est alors étudiée en fonction du désaccord optique, intégrée sur la distribution de vitesse des atomes, mettant en avant une compétition entre un terme W_0 , traduisant la contribution des états noirs Zeeman, des effets de pompage optique et de saturation optique, et un autre terme W_z , incluant la contribution d'états noirs hyperfins. La forme et le signe, de la résonance sub-Doppler découle ainsi de la somme de ces mécanismes physiques complexes.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Cette section est dédiée à décrire le dispositif expérimental principal que j'ai mis en place au cours de ma thèse. Ce dernier est constitué de deux systèmes laser quasi-identiques, visant individuellement à asservir la fréquence d'un laser sur une résonance atomique optique détectée au sein d'une cellule à vapeur alcaline micro-fabriquée. Un battement de fréquence est alors obtenu entre ces deux systèmes laser afin d'en assurer la caractérisation métrologique, décrite ultérieurement.

Après une présentation générale du dispositif expérimental, je décris dans ce chapitre la caractérisation des différents composants clés de chaque système laser, incluant une diode laser, un modulateur électro-optique, un modulateur acousto-optique et une microcellule à vapeur de césium disposée au sein d'un module physique dédié. La mise en place d'asservissements spécifiques, de température, de puissance laser, ou pour la stabilisation de suppression de porteuse en sortie d'EOM est détaillée. Les performances obtenues sont rapportées à l'aide d'outils métrologiques génériques (densité spectrale de bruit, déviation d'Allan, etc.).

Une description de la technologie de microcellule et de son module physique est apportée. Le développement de références optiques ultra-stables nécessite le développement de cellules alcalines micro-fabriquées, sans gaz tampon, avec une quantité d'impuretés et contaminants résiduels faible (puisque pouvant élargir les transitions optiques par élargissement collisionnel [40]) et à l'adressage et la transmission optique optimisés. Nous décrivons les premiers efforts menés au cours de ma thèse visant à tester des procédures d'activation dispenser graduelles afin d'assurer une densité alcaline stable dans la cellule tout en évitant le risque d'excès, pouvant se déposer par condensation sur les fenêtres de la cellule et risquer ainsi d'obscurcir le faisceau optique. Ces études, rendues possible avec le soutien de N. Passilly et C. Carlé, sont décrites ici brièvement, incluant une présentation succincte du banc disponible à FEMTO-ST permettant l'activation et la spectroscopie routinière de nos cellules au niveau wafer.

Des détails sont aussi apportés sur le logiciel de pilotage de l'expérience ainsi que les précautions mises en oeuvre pour assurer à l'expérience des conditions environnementales contrôlées et stables.

3.1 Aperçu de l'expérience

La figure 3.1 présente le schéma de principe du dispositif expérimental.

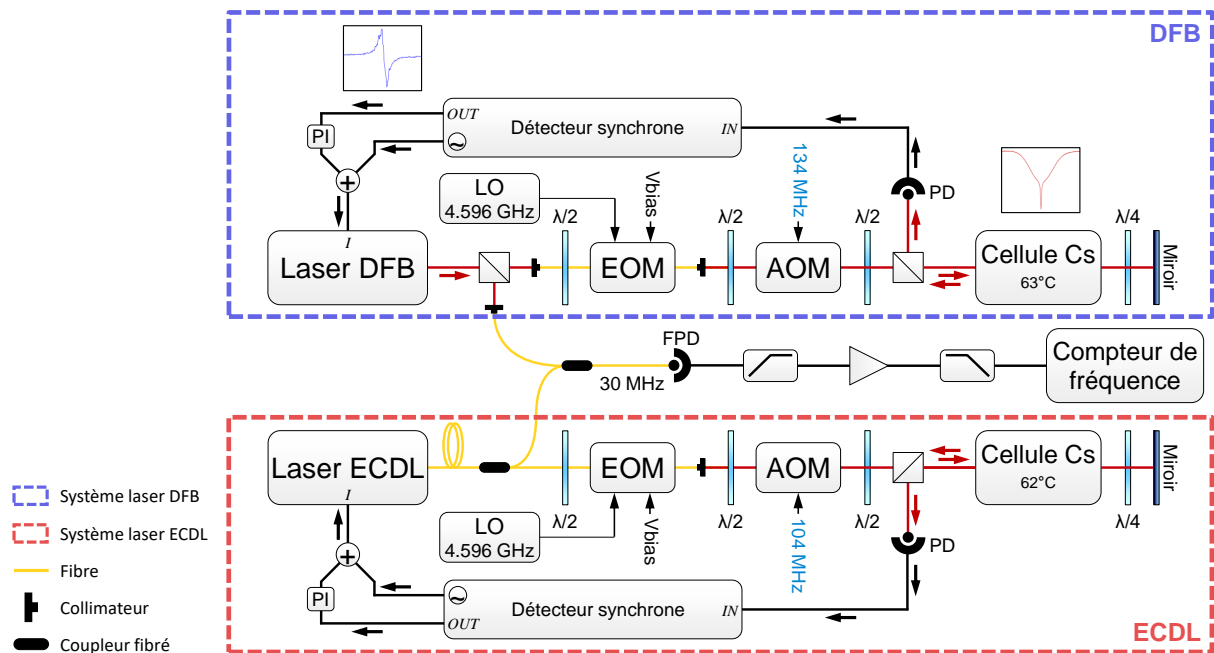


FIGURE 3.1 – Schéma simplifié de l'expérience. DFB : Diode laser à rétroaction distribuée. ECDL : Diode laser à cavité étendue. LO : Oscillateur local. EOM : Modulateur électro-optique. AOM : Modulateur acousto-optique.

L'ensemble se compose de deux systèmes lasers quasi-identiques avec le but de créer un battement de fréquence entre eux. Chacun de ces systèmes lasers repose sur une diode laser accordée sur la raie D_1 du césium à une longueur d'onde de 895 nm. Le premier système laser utilise une diode laser à rétroaction distribuée (DFB), tandis que le second laser est un ECDL. Un étage d'isolation optique d'environ 70 dB, non montré sur la figure 3.1, est placé en sortie de chaque laser. En sortie de cet étage, un cube séparateur est utilisé pour extraire un signal utile. Le faisceau laser est ensuite injecté dans un modulateur électro-optique (EOM) Mach-Zehnder fibré, piloté par un synthétiseur micro-onde commercial à 4.596 GHz. Ce modulateur permet de produire deux bandes latérales optiques du premier ordre séparées en fréquence de 9.192 GHz. Un modulateur acousto-optique (AOM) est ensuite mis en place pour le contrôle et la stabilisation de la puissance totale du laser. Le faisceau laser traverse alors une lame demi-onde et un cube séparateur polarisant (PBS) avant d'entrer dans une cellule microfabriquée à vapeur de césium. L'association d'une lame quart d'onde et d'un miroir en sortie de cellule permet d'obtenir un faisceau réfléchi, polarisé orthogonalement et spatialement superposé au faisceau incident. Ce faisceau réfléchi est transféré par le cube d'entrée vers une photodiode.

Le signal de sortie de la photodiode est envoyé à un détecteur synchrone pour créer, à partir de la résonance sub-Doppler, un signal d'erreur dispersif. Ce signal d'erreur est utilisé par un contrôleur proportionnel-intégral (PI) pour agir sur le courant laser, et sur l'actionneur piézoélectrique lorsqu'un laser à cavité étendue (ECDL) est utilisé. L'objectif est de stabiliser la fréquence laser sur la résonance césium sub-Doppler.

Une photographie du banc optique avec les deux systèmes laser est présentée sur la figure 3.2.

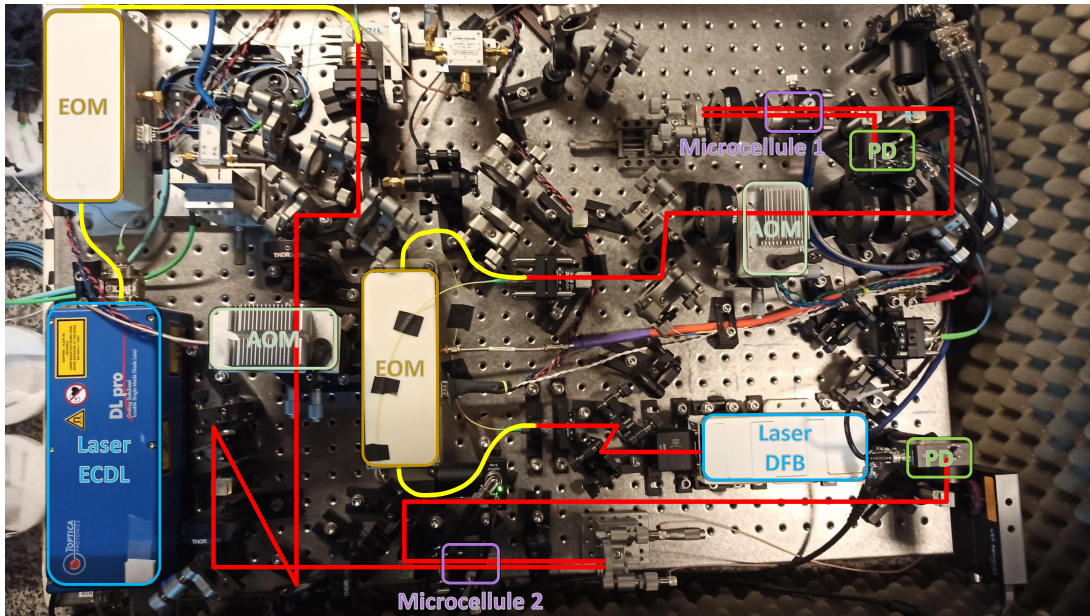


FIGURE 3.2 – Photographie du banc optique avec les deux systèmes laser.

3.2 Sources laser

Le premier système utilise une diode laser de type DFB (Eagleyard EYP-DFB-0894). Cette diode est alimentée par une source de courant bas bruit de type Libbrecht-Hall [171]. La figure 3.3 détaille les différents éléments du bloc laser.

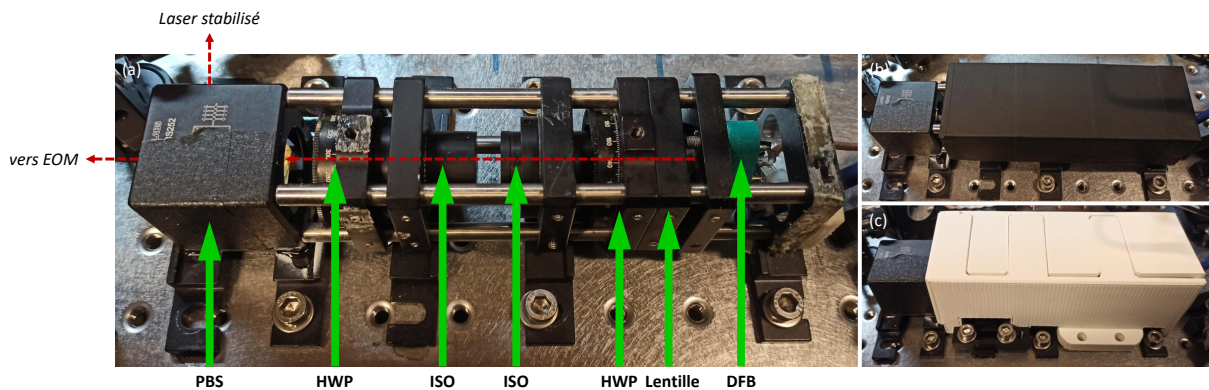


FIGURE 3.3 – Laser DFB et son optique associée. (a) : Ensemble laser. (b) : Couche de mousse autour de l'ensemble laser. (c) : Boîte autour de l'ensemble laser. DFB : Diode laser à rétroaction distribuée. PBS : Cube séparateur polarisant. ISO : Isolateur optique. HWP : lame demi-onde.

L'ensemble optique, incluant la diode laser, est placé dans un système en cage. La température de la diode laser est maintenue à une valeur constante. Pour atteindre la fréquence de la raie D_1 du césium, la température est fixée à 33.9°C et un courant à 176.7 mA . Afin de limiter les perturbations de l'environnement sur l'ensemble optique, une couche de mousse est placée à l'intérieur d'une boîte en PLA (polylactique) contenant cet ensemble. Le faisceau laser est collimaté par une lentille et sa polarisation est ajustée par une lame demi-onde. Un étage d'isolation optique de 70 dB est utilisé afin d'éviter les réflexions parasites sur la diode laser. Une autre lame demi-onde est utilisée pour répartir la puissance entre les deux directions d'un cube séparateur polarisant en sortie du bloc laser. Le cube permet de prélever une partie de la puissance, qui sera utilisée comme signal utile. La partie du faisceau transmise en entrée de l'EOM a une puissance d'environ 49.7 mW , tandis que le faisceau réfléchi, qui constitue le signal utile, possède une puissance d'environ 9 mW .

Le second laser de notre expérience est un ECDL (Toptica DL pro) possédant une sortie fibrée. Il est

alimenté et piloté par un contrôleur laser Toptica DLC pro. Ce laser est accordé sur la raie D_1 du césium pour une température de 20°C et un courant continu de 179.7 mA. Un étage d'isolation optique supérieur à 60 dB est placé avant collimation en sortie du système laser. Selon la fiche technique, la largeur de raie spectrale de ce laser est de l'ordre de 100 kHz.

3.3 EOM

L'EOM Mach-Zehnder fibré (iXblue NIR-MX800-LN-10) utilise des fibres à maintien de polarisation (PM) en entrée et en sortie de 50 cm de long avec des connecteurs FC-APC. L'EOM comporte deux électrodes permettant respectivement d'appliquer un champ électrique DC, grâce à la tension de biais, et un champ électrique micro-onde, à l'aide de la fréquence micro-onde envoyée en entrée [172].

3.3.1 Configuration de l'EOM sur l'expérience

Le montage complet de l'EOM sur notre expérience est illustré sur la figure 3.4.

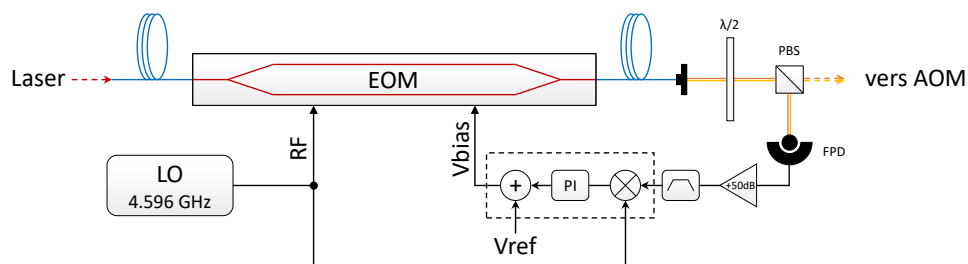


FIGURE 3.4 – Implémentation de la boucle active de correction de tension de biais de l'EOM pour maintenir la suppression de la porteuse en sortie d'EOM. EOM : Modulateur électro-optique. LO : Oscillateur local. FPD : Photodiode rapide. AOM : Modulateur acousto-optique. RF : Radio-fréquence. PBS : Cube séparateur polarisant.

En fonctionnement, l'EOM est piloté par un signal micro-onde à 4.596 GHz, produisant deux bandes latérales optiques du premier ordre séparées de 9.192 GHz. La tension de biais de l'EOM est fixée de telle sorte que la puissance de la porteuse optique de sortie est minimisée. Toutefois, ce point de fonctionnement est sujet à dériver en raison de divers facteurs tels que les variations de température ou les effets photoréfractifs [173].

Pour remédier à cela, nous avons mis en place un schéma actif de stabilisation de la suppression de la porteuse. Dans ce dernier, une fraction de la lumière en sortie d'EOM est extraite avec un PBS. Le signal micro-onde à 4.596 GHz porté optiquement, quasi nul à suppression de porteuse, est alors détecté par une photodiode rapide (Hamamatsu MSM G4176-03), amplifié, filtré avec un filtre passe bande de largeur 50 MHz et mélangé avec le signal initial du synthétiseur micro-onde. Le mélangeur délivre alors un signal d'erreur, passant par zéro à suppression de porteuse, qui est traité par un contrôleur PI afin de fournir un signal de correction qui est additionné à la tension de biais de l'EOM (LM399).

L'EOM est un composant sensible aux variations de température, ce qui peut impacter son comportement. Pour minimiser cet effet, j'ai conçu, avec l'aide de R. Vicarini, un dispositif d'isolation thermique composé de deux caissons imprimés en 3D. Deux résistances chauffantes sont placées sous l'EOM tandis que ce dernier est mis à l'envers dans le premier boîtier. Une thermistance est placée au plus près d'une des résistances chauffantes pour réduire les gradients de température entre la sonde et les éléments chauffants. Les surfaces de contact sont réduites afin de minimiser les échanges thermiques par conduction et améliorer l'isolation thermique de l'EOM. Un morceau de FR4 (matériau utilisé pour la fabrication de circuits imprimés) est utilisé à cet effet. Cette première boîte est ensuite placée dans une boîte plus grande remplie de mousse de polyuréthane. Dans cette conception, toutes les vis sont en nylon afin de limiter la conduction thermique. La figure 3.5 présente la conception de la boîte de température d'EOM (réalisée avec le logiciel Autodesk Inventor) et quelques photographies de chaque partie décrite.

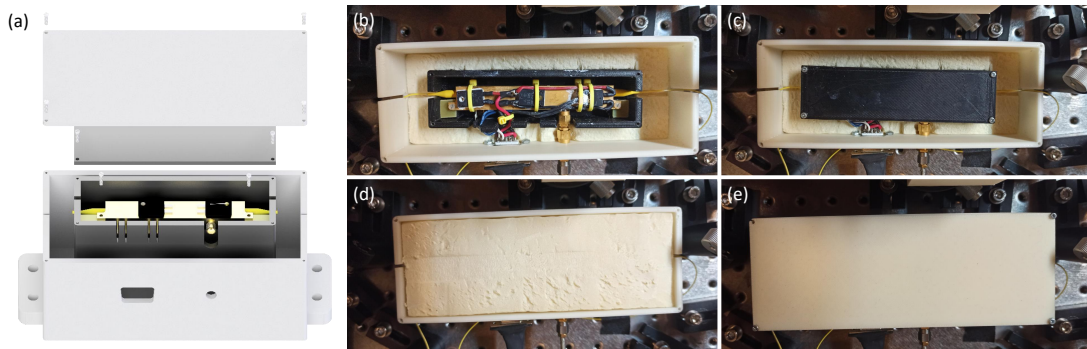


FIGURE 3.5 – Boîte de thermalisation de l'EOM. (a) : modèle 3D du design complet de la thermalisation de l'EOM. Photographie (b) : de l'EOM fixé dans la première boîte avec les résistances chauffantes et la sonde de température, (c) : lorsque la première boîte est fermée, (d) : lorsque la mousse est placée au dessus de la première boîte, (e) : lorsque tout est fermé.

La stabilisation de la température de l'EOM est réalisée par un contrôleur de température (Wavelength Electronics TC5 Lab).

L'EOM du système laser ECDL (iXblue NIR-MX950-LN-20), utilise également des fibres à maintien de polarisation (PM) d'entrée et de sortie de 50 cm de long avec des connecteurs FC-APC. Le montage de cet EOM est identique au précédent avec la mise en place d'un schéma actif de stabilisation de la suppression de porteuse. L'EOM a été placé dans le même type de système d'isolation thermique que l'EOM DFB. La température est également stabilisée avec un contrôleur de température commercial (Wavelength Electronics TC5 Lab).

3.3.2 Température de l'EOM

Nous avons étudié l'impact de la température de l'EOM sur la transmission optique à travers l'EOM. Les résultats sont présentés sur la Fig.3.6.

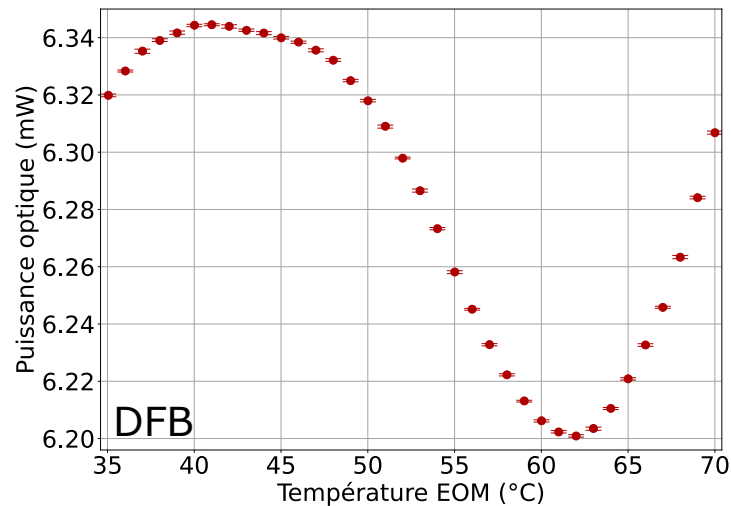


FIGURE 3.6 – Puissance optique en sortie d'EOM en fonction de la température de l'EOM (système DFB). La tension de biais est stabilisée au point de suppression de porteuse. La puissance micro-onde est fixée à 11.4 dBm en sortie de synthétiseur (avant amplification) et la puissance optique est de 44.3 mW en entrée d'EOM.

Nous observons sur cette courbe deux points d'inversion pour lesquels la sensibilité de la puissance optique en sortie d'EOM aux variations de température s'annule au premier ordre. Les deux points d'inversion sont à environ 41°C et 62°C. Avec ces résultats, nous avons décidé de stabiliser la température de l'EOM à 41°C. Pour des températures supérieures à 62°C, nous observons de nouveau une augmentation progressive de la puissance laser transmise avec la température. Les fluctuations temporelles de la température de l'EOM, mesurées par la sonde dans la boucle d'asservissement ("in-loop"), sont présentées

sur la figure 3.7. La température de cette sonde fluctue typiquement de $\pm 8.10^{-4}^{\circ}\text{C}$ autour de 41°C . La figure 3.8 montre les fluctuations de température de la sonde "in-loop" de l'EOM en fonction du temps d'intégration.

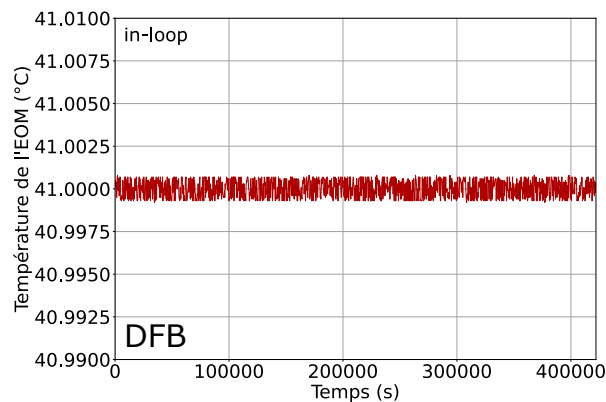


FIGURE 3.7 – Température de l'EOM en fonction du temps (système DFB). Sur la figure ne sont affichés que un point tous les 500 points de mesure pour plus de lisibilité.

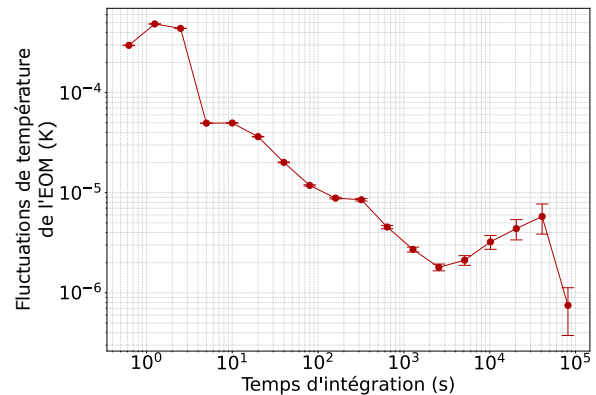


FIGURE 3.8 – Fluctuations de température de la sonde "in-loop" de l'EOM en fonction du temps d'intégration en régime asservi (système DFB). Données extraites de la figure 3.7.

Les fluctuations de température de la sonde "in-loop" de l'EOM sont réduites au niveau de quelques μK à 2000 secondes.

De la même manière que pour l'EOM du système DFB, nous avons étudié les fluctuations de la température de l'EOM du système ECDL. La figure 3.9 montre la température de l'EOM mesurée par la sonde "in-loop" au cours du temps. La température fluctue de $\pm 6 \times 10^{-4}^{\circ}\text{C}$ autour de 49°C . La figure 3.10 présente les fluctuations de température de l'EOM, issues de cette mesure et met en évidence la présence d'une bosse à 3.4×10^2 s directement en corrélation avec la température du laboratoire dans lequel se situe l'expérience.

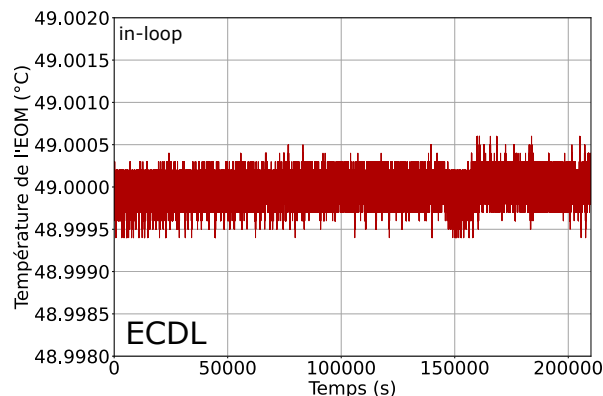


FIGURE 3.9 – Fluctuations de température de l'EOM "in-loop" dans le cas asservi (système ECDL).

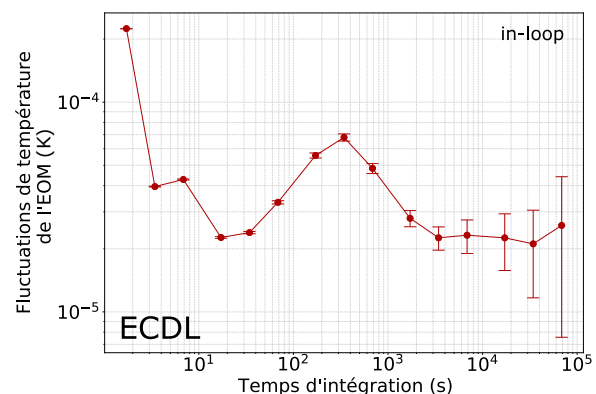


FIGURE 3.10 – Fluctuations de la température de l'EOM (sonde "in-loop") en régime asservi (système ECDL). Résultats extraits de la figure 3.9.

Le niveau des fluctuations de température se trouve en dessous de 2×10^{-5} à 6×10^4 secondes. Cette bosse est également légèrement visible sur la mesure de l'EOM DFB (figure 3.8).

3.3.3 Tension de biais

Les figures 3.11 et 3.12 décrivent le comportement de la puissance optique en sortie d'EOM en fonction de la tension de biais appliquée sur l'électrode DC lorsqu'aucun signal micro-onde n'est envoyé sur la seconde électrode pour chacun des systèmes laser.

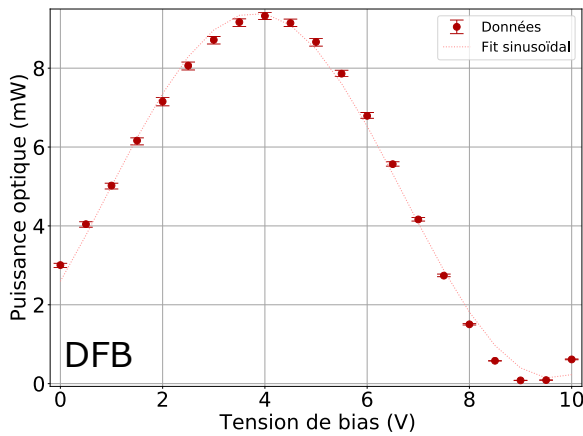


FIGURE 3.11 – Puissance optique en sortie d'EOM en fonction de la tension de biais (système DFB). La température d'EOM est stabilisée et le signal micro-onde non présent.

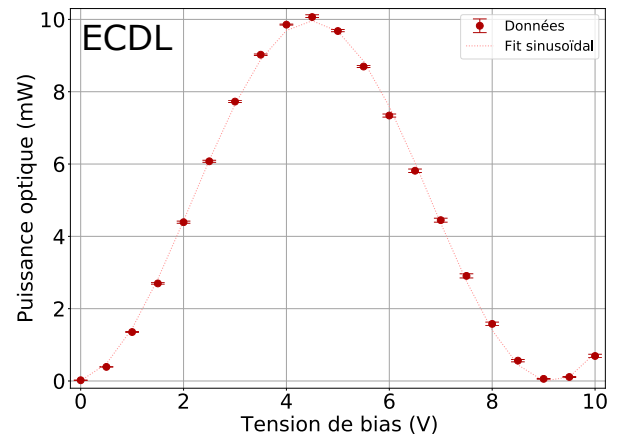


FIGURE 3.12 – Puissance optique en sortie d'EOM en fonction de la tension de biais (système ECDL). Signal micro-onde non présent.

Nous obtenons une fonction quasi-sinusoïdale pour chacun des deux EOM où les maxima et les minima correspondent à des conditions d'interférence constructives ou destructives entre les deux bras de l'EOM. De cette mesure, nous extrayons une valeur V_{π} , correspondant au changement de tension nécessaire pour induire une différence de phase de π entre les deux bras de l'EOM, d'environ 5.2 V pour l'EOM DFB et de 4.7 V pour l'EOM ECDL. Dans les deux cas, la porteuse est minimisée ici pour une tension 9.2 V.

3.3.4 Asservissement de la tension de biais

Nous avons étudié l'efficacité de l'asservissement de la tension de biais en enregistrant les signaux d'erreur (autour de 0 V) renvoyés par la boucle d'asservissement de tension de biais dans des conditions libre et asservie. Nous avons ensuite tracé l'écart-type d'Allan, visible sur la figure 3.13 pour le système DFB et sur la figure 3.14 pour le système ECDL.

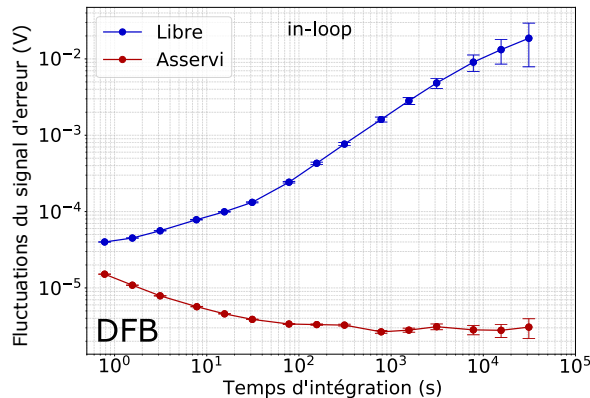


FIGURE 3.13 – Fluctuations du signal d'erreur de la boucle d'asservissement de la tension de biais dans des conditions libre et asservie (système DFB).

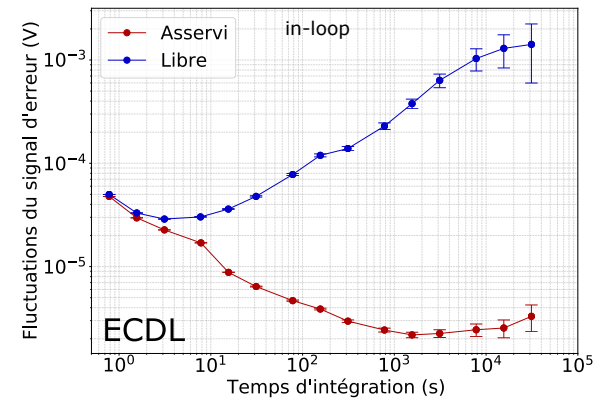


FIGURE 3.14 – Fluctuations du signal d'erreur de la boucle d'asservissement de la tension de biais dans des conditions libre et asservie (système ECDL).

Cet asservissement permet de conserver les conditions de suppression de porteuse. En observant le résultat de l'EOM DFB, nous voyons que la boucle réduit le niveau des fluctuations "in-loop" du signal d'erreur de 10^{-2} à un niveau inférieur à 3×10^{-6} V à 30 000 s. Le plafond observable sur cette courbe après 1000 s est dû à la limite de détection de la carte d'acquisition (NI-USB 6259). Pour l'EOM ECDL, nous observons une réduction du niveau des fluctuations du signal d'erreur "in-loop" de 10^{-3} à $2.5 \mu\text{V}$ à 10^4 s.

3.3.5 Puissance micro-onde

L'étude de la transmission à travers l'EOM DFB en fonction de la puissance micro-onde, en sortie directe de synthétiseur, est illustrée sur la figure 3.15. Nous y observons un point d'inversion autour de 11.4 dBm.

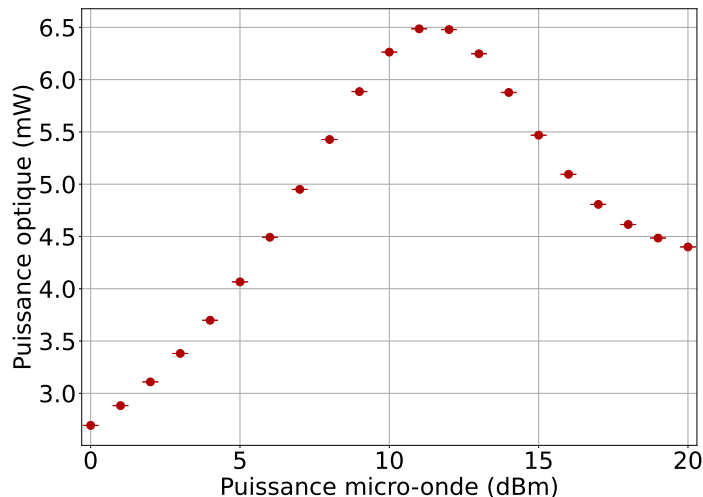


FIGURE 3.15 – Puissance optique totale en sortie d'EOM en fonction de la puissance micro-onde avant atténuation puis amplification (système DFB). La tension de biais est stabilisée au point de suppression de porteuse.

La stabilité de la puissance micro-onde influe sur le signal optique de sortie de l'EOM. Une étude a été menée afin de caractériser les fluctuations de la puissance micro-onde envoyée sur l'électrode micro-onde de l'EOM DFB. Pour mesurer la puissance du signal de 4.6 GHz en sortie du synthétiseur, une diode Schottky a été utilisée. Cependant, cette mesure a été effectuée à l'air libre. Or, la tension en sortie de Schottky peut varier en raison de la sensibilité thermique de la diode [89]. Ainsi il est possible qu'une partie des fluctuations de puissance micro-onde mesurées ici soient induites par la sensibilité thermique de la diode Schottky. Autour du point de fonctionnement, la sensibilité de la diode Schottky aux changements de puissance micro-onde est de 36 mV/dB. Les variations de la puissance micro-onde dans le temps sont présentées sur la figure 3.16 tandis que la figure 3.17 montre l'écart-type d'Allan de ce même signal.

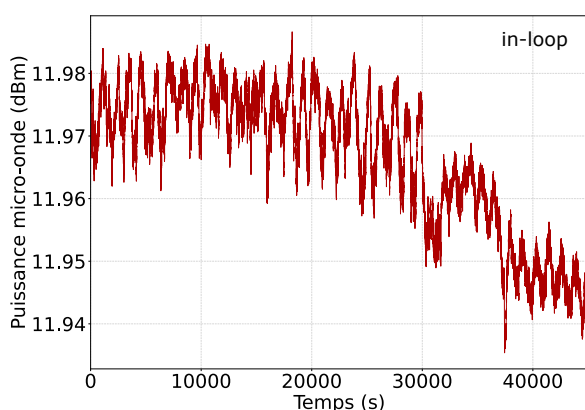


FIGURE 3.16 – Puissance du signal micro-onde en sortie du synthétiseur pour une puissance d'environ 12 dBm, en fonction du temps.

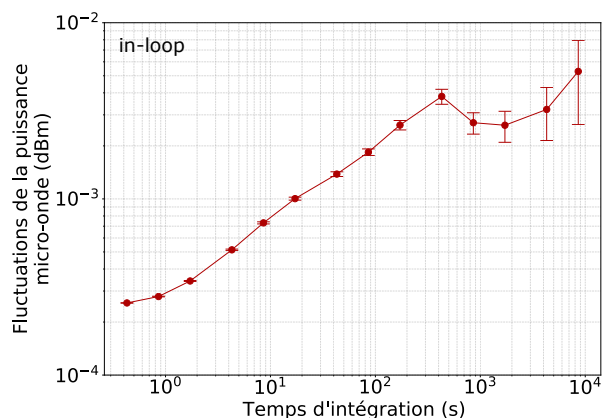


FIGURE 3.17 – Fluctuations de la puissance micro-onde directement en sortie du synthétiseur pour une puissance d'environ 12 dBm. Résultats extraits de la figure 3.16.

Les variations typiques de tension en sortie de la diode Schottky, rapportées aux variations de la puissance micro-onde en sortie de synthétiseur, possiblement surestimées en raison des variations de température, sont de l'ordre de 3×10^{-4} dBm à 1 s et de 6×10^{-3} dBm à 10^4 s.

3.4 AOM

La fréquence du laser stabilisée sur la microcellule pouvant être sensible aux variations de puissance laser par effet de déplacement lumineux, nous avons, par précaution, mis en place un étage de stabilisation de puissance laser. Ce dernier est réalisé avec un modulateur acousto-optique identique pour chacun des deux systèmes (AOM, A&A MT110-B50A1,5-IR). Cet AOM fonctionne avec des fréquences comprises entre 85 MHz et 135 MHz. L'AOM DFB est dans notre cas piloté par un signal radiofréquence à 134 MHz tandis que l'AOM ECDL est piloté à une fréquence de 104 MHz. En sortie d'AOM, l'ordre diffracté +1 est sélectionné tandis que les autres modes, dont le mode 0, sont bloqués. Le schéma utilisé pour stabiliser la puissance du laser est illustré sur la figure 3.18. Ce schéma est proche de celui décrit dans [154].

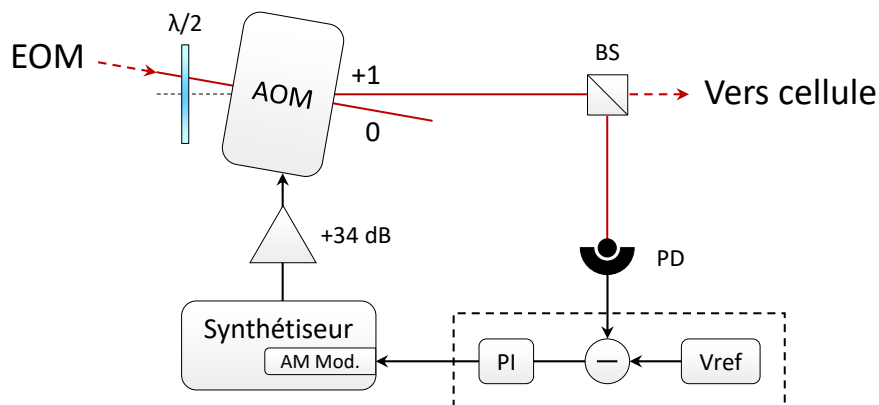


FIGURE 3.18 – Boucle d'asservissement de puissance laser.

Dans ce schéma, une fraction de la puissance est extraite à la sortie de l'AOM avec un cube séparateur de faisceau non polarisant (BS). La puissance réfléchie est détectée par une photodiode. Cette dernière délivre une tension image de la puissance optique. Cette tension est ensuite comparée à une référence de tension accordable ultra-stable (LM399). Un signal d'erreur est envoyé dans un contrôleur PI qui agit sur l'entrée de modulation d'amplitude du synthétiseur (Rohde-Schwarz SMC100A) pilotant l'AOM. Comme l'EOM, l'AOM est placé dans une boîte de mousse isolante et est régulé en température. Ici, un module Peltier est placé entre la surface inférieure de l'AOM et un couvercle en aluminium, lui-même vissé sur un dissipateur thermique permettant d'évacuer la chaleur produite par le module Peltier. La figure 3.19 montre la mise en place de l'AOM dans sa boîte thermique.

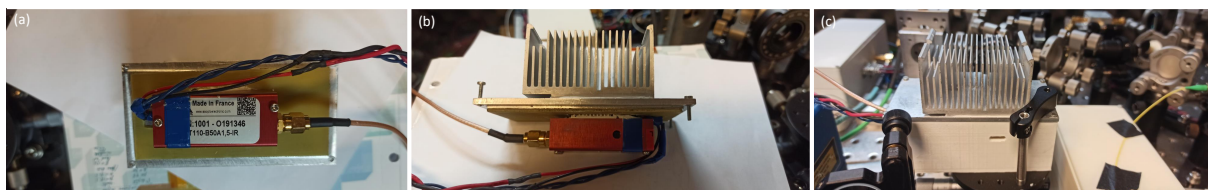


FIGURE 3.19 – Photographies de la boîte de régulation de température de l'AOM. (a) : Boîte en impression 3D remplie de mousse polyuréthane. (b) : AOM fixé sur le couvercle en aluminium. (c) : Ensemble AOM, module Peltier, couvercle en aluminium et dissipateur thermique. (d) : Rendu final fermé et fixé sur l'expérience.

3.4.1 Température de l'AOM

Les AOM sont des composants optiques sensibles aux variations de température. Dans [154], il a été montré que la dépendance de la puissance laser en sortie d'AOM aux variations de température peut être réduite à des températures spécifiques. Ainsi, nous avons mesuré la dépendance de la puissance de sortie des AOM en fonction de leur température. Ces mesures ont été effectuées en ajustant au préalable la position de la lame demi-onde en entrée de l'AOM de sorte à maximiser la puissance laser de sortie. Les résultats sont présentés sur la figure 3.20 pour l'AOM DFB et sur la figure 3.21 pour l'AOM ECDL.

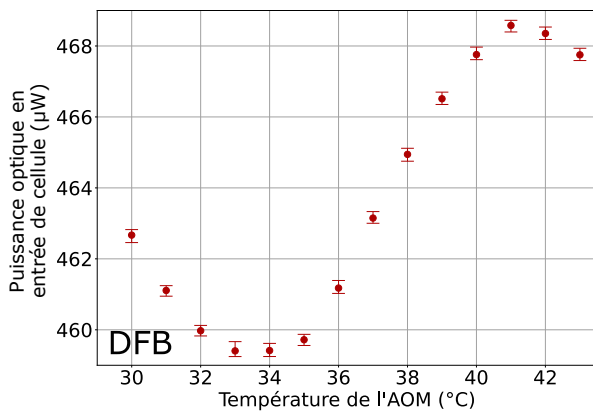


FIGURE 3.20 – Puissance optique entrant dans la cellule (en sortie d'AOM) en fonction de la température de l'AOM pour une puissance optique en entrée d'AOM de 2.9 mW (système DFB).

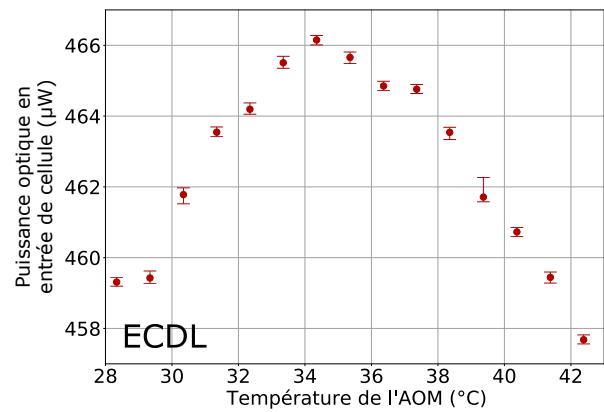


FIGURE 3.21 – Puissance optique en sortie d'AOM en fonction de la température de l'AOM (système ECDL).

Pour l'AOM DFB, une transmission maximale du signal est observée autour d'une température de 41°C tandis qu'elle se situe autour de 34.3°C pour l'AOM ECDL. Nous avons ainsi décidé de stabiliser la température des AOM à ces températures respectives. Nous avons réalisé plusieurs tests de caractérisation de l'étage AOM. Une première étape a consisté à évaluer la qualité du contrôle de la température de l'AOM. Les fluctuations temporelles de température ont été mesurées à l'aide d'une sonde incluse dans la boucle d'asservissement ("in-loop") sur une durée de 5 jours (figure 3.22 pour l'AOM DFB). La figure 3.23 présente quant à elle le tracé correspondant des fluctuations de température de l'AOM DFB (sonde in-loop) en fonction du temps d'intégration.

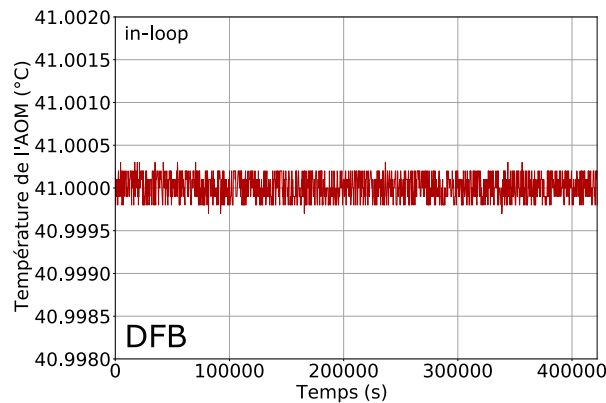


FIGURE 3.22 – Température de l'AOM en fonction du temps (in-loop). Sur la figure ne sont affichés que un point tous les 500 points de mesure pour plus de lisibilité.

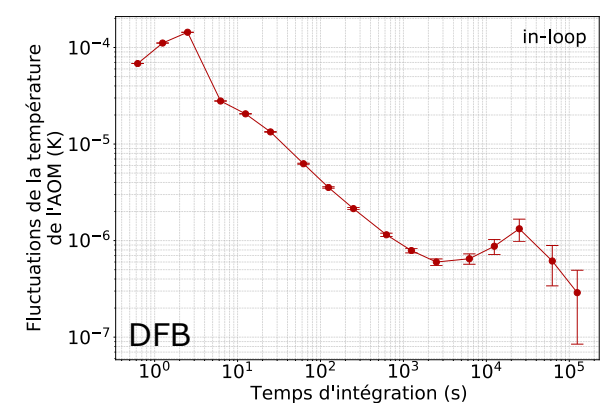


FIGURE 3.23 – Fluctuations de température de la sonde "in-loop" de l'AOM en fonction du temps d'intégration en régime asservi. Résultats extraits de la figure 3.22.

Lorsque la température est régulée, les variations de température détectées par la sonde "in-loop" de l'AOM sont stabilisées à environ 10^{-4} K à 1 s, et à un niveau inférieur à 10^{-6} K à 10^5 s.

Nous avons réalisé la même mesure sur l'AOM ECDL. La figure 3.24 montre la température de l'AOM ECDL (sonde incluse dans la boucle d'asservissement) sur une durée de 75 000 s. La figure 3.25 présente les fluctuations de température de l'AOM ECDL en fonction du temps d'intégration.

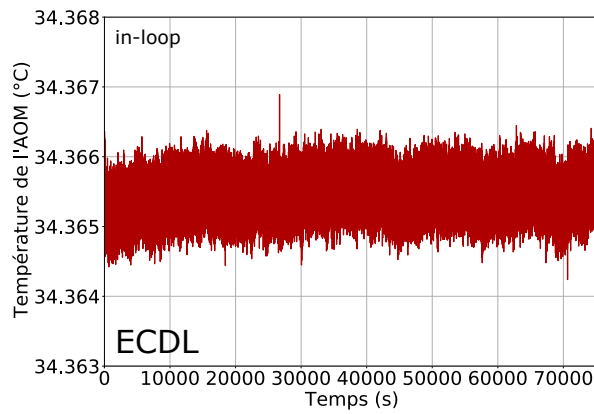


FIGURE 3.24 – Trace temporelle de la température de l'AOM avec contrôle en température.

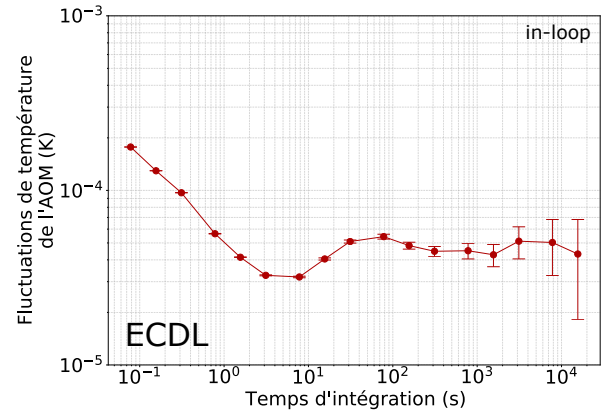


FIGURE 3.25 – Fluctuations de la température de l'AOM. Résultats extraits des données de la figure 3.24.

Avec stabilisation, les fluctuations de température de la sonde "in-loop" de l'AOM ECDL sont réduites à environ 5×10^{-5} K à 1 s, et restent sous ce niveau à 10^4 s. Nous remarquons que la température de cet AOM est moins bien stabilisée que la température de l'AOM du système DFB. L'électronique de contrôle n'est pas la même dans les deux cas. Pour l'AOM DFB, la température est contrôlée par un TC5 Lab de chez Wavelength Electronics tandis que pour l'AOM ECDL, la température est stabilisée à l'aide d'un TED200C de chez Thorlabs.

3.4.2 Signal RF de l'AOM

Après avoir obtenu un contrôle de température satisfaisant, j'ai procédé à la mesure de l'efficacité de diffraction en fonction de la puissance RF injectée dans l'AOM. Les résultats obtenus pour le système DFB sont représentés sur la figure 3.26 et sur la figure 3.27 pour l'AOM ECDL.

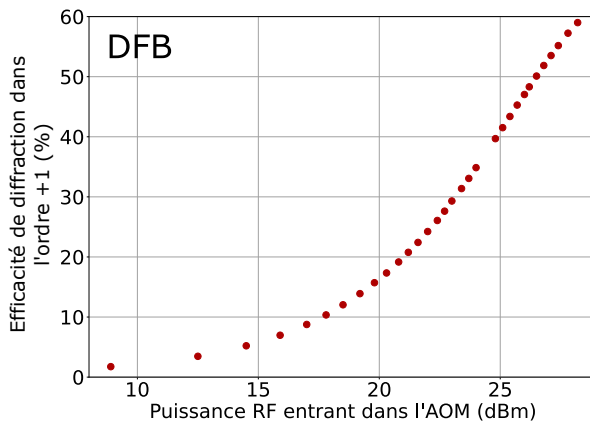


FIGURE 3.26 – Puissance optique dans l'ordre +1 de l'AOM DFB en fonction de la puissance RF.

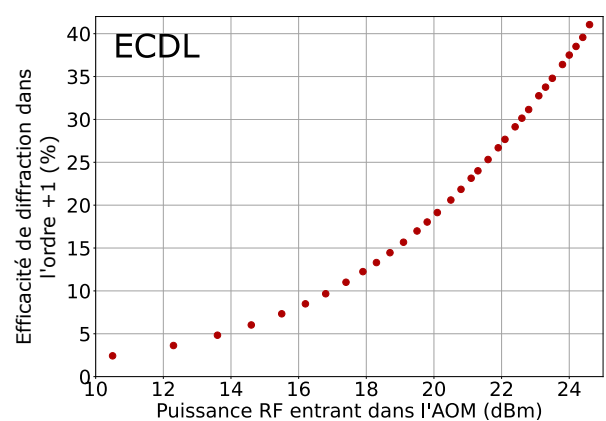


FIGURE 3.27 – Puissance optique dans l'ordre +1 de l'AOM ECDL en fonction de la puissance RF.

Pour l'AOM DFB, nous obtenons une efficacité de diffraction de l'ordre de 60% pour une puissance RF de 28 dBm. Cette efficacité est satisfaisante sachant que ce type d'AOM peut être typiquement piloté avec des puissances de 33 dBm. Néanmoins, des puissances laser de seulement quelques centaines de microwatts sont nécessaires à l'entrée de la cellule dans notre expérience. En mode horloge, nous avons fixé la puissance RF autour de 20 dBm, ce qui correspond à une transmission de puissance d'environ 16 %. Pour l'AOM ECDL, nous avons fixé la valeur de la puissance RF autour de 18 dBm qui correspond à une transmission de puissance optique d'environ 12.5 % dans l'ordre +1.

3.4.3 Asservissement de puissance optique

Dans le but d'évaluer la performance de la boucle de stabilisation de puissance laser, une mesure temporelle de la puissance laser dans l'ordre +1 en sortie d'AOM a été réalisée dans des conditions de fonctionnement libre et asservi. La figure 3.28 montre un exemple de trace temporelle de la puissance optique en entrée de cellule DFB tandis que la figure 3.29 présente les fluctuations correspondant à ce signal.

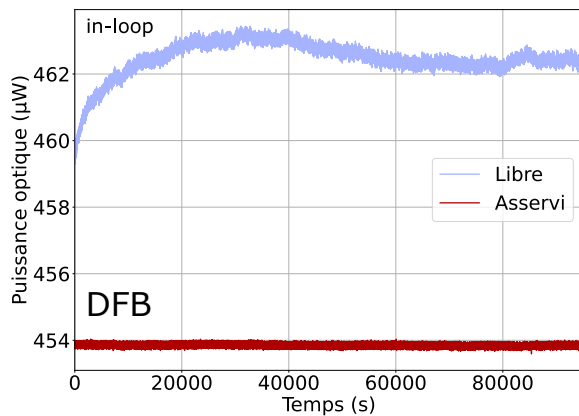


FIGURE 3.28 – Puissance optique mesurée dans l'ordre +1 en sortie d'AOM en fonction du temps en entrée de cellule avec ou sans asservissement de puissance laser. Cette mesure a été réalisée à l'aide de la photodiode dans la boucle d'asservissement ("in-loop").

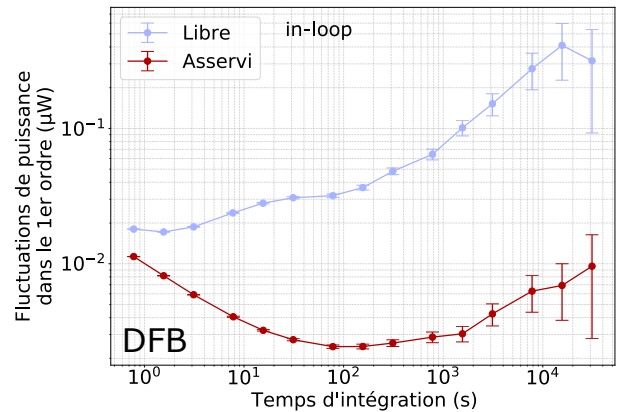


FIGURE 3.29 – Fluctuations de puissance sur la photodiode "in-loop" de la boucle d'asservissement de puissance en fonction du temps d'intégration en régime libre et asservi. Résultats de la figure 3.28.

L'asservissement de puissance laser contribue à diminuer les fluctuations de puissance laser vue par la photodiode "in-loop". Dans le cas asservi, ces fluctuations de puissance sont réduites à 6 nW à 10^4 s, soit des fluctuations relatives de puissance de 1.3×10^{-5} à 10^4 s.

Les résultats pour l'AOM du système ECDL sont présentés sur la figure 3.30, où l'on peut observer l'évolution de la puissance en fonction du temps, ainsi que dans la figure 3.31, qui présente l'écart-type d'Allan de ce signal.

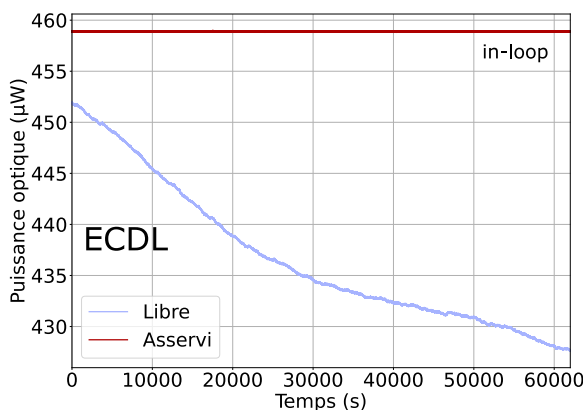


FIGURE 3.30 – Puissance dans l'ordre +1 de l'AOM mesurée avec une photodiode "in-loop".

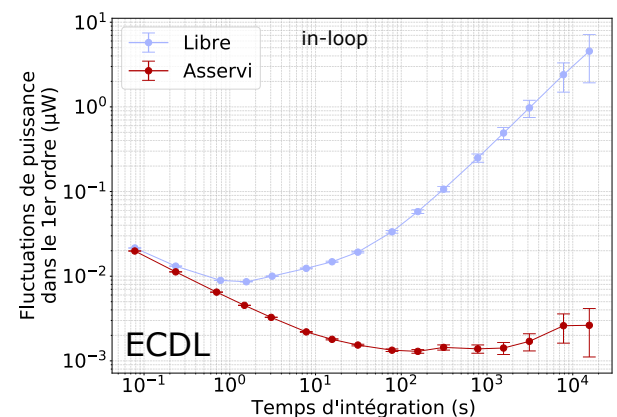


FIGURE 3.31 – Fluctuations de la puissance optique mesurée "in-loop" dans l'ordre +1 de l'AOM. Résultats extraits des données de la figure 3.30.

Nous observons une dérive importante de la puissance optique sans asservissement. Dans le cas asservi, les fluctuations de puissance sont réduites autour de 3 nW à 10^4 s.

3.5 Détection

La détection du signal de spectroscopie est réalisée à l'aide d'une photodiode (Thorlabs PDA36A-EC). Lorsqu'une rampe est appliquée sur le courant du laser, le signal, après suppression de la composante linéaire et normalisation de l'amplitude, est de la forme du signal bleu sur la figure 3.32. En se concentrant sur le plus grand pic (4'), nous pouvons extraire de la Gaussienne une largeur à mi-hauteur de 399 MHz pour une température de cellule de 63°C [2].

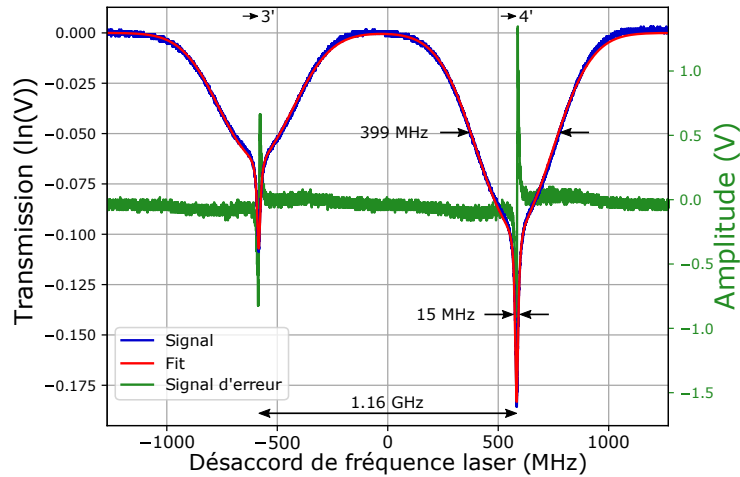


FIGURE 3.32 – Signal transmis par la photodiode lors de la présence d'une rampe de courant sur le laser. Bleu : Signal de spectroscopie délivré par la photodiode. Rouge : Approximation du signal de spectroscopie par fit gaussien et lorentzien. Vert : Signal d'erreur en sortie de l'amplificateur à détection synchrone pour une fréquence modulation laser de 500 kHz et une profondeur de modulation de 2.8 MHz.

Cette largeur est plus élevée que la largeur Doppler calculée à 63°C (386.3 MHz). La largeur à mi-hauteur du pic Lorentzien se trouve autour de 15 MHz. La courbe verte correspond au signal détecté en sortie directe du détecteur synchrone qui permet d'asservir la fréquence du laser. La pente de ce signal au passage par zéro est, en valeur absolue, de 4.2×10^{-7} V/Hz.

3.6 Battement de fréquence entre les systèmes lasers

Le battement de fréquence entre les deux lasers est montré figure 3.1 et obtenu dans un coupleur fibré, en sortie duquel est placée une photodiode rapide (Thorlabs PDA8GS). Le signal de battement est filtré à l'aide d'un filtre passe-haut de 20 MHz et un filtre passe-bas de 190 MHz. Un amplificateur (Mini-Circuits ZFL-1000-LN+) amplifie le signal de 17 dB. Le signal est alors envoyé à un compteur de fréquence (Agilent 53132A), référencé sur un signal à 10 MHz provenant d'un maser à hydrogène. La photographie de l'étage de détection du battement de fréquence entre les deux systèmes laser est présentée sur la figure 3.33.

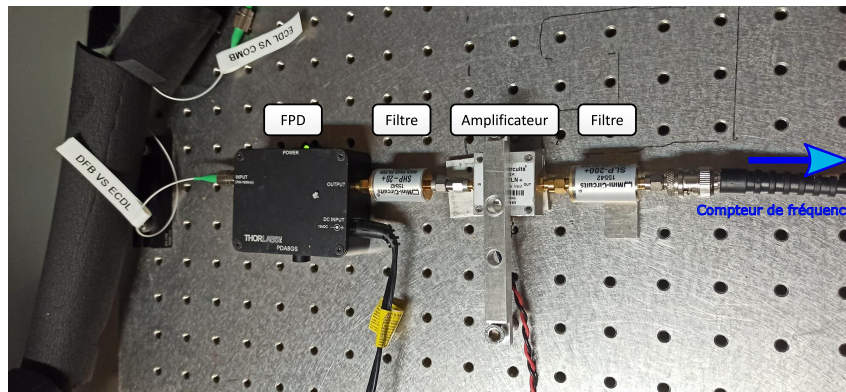


FIGURE 3.33 – Montage pour la détection du battement de fréquence entre les deux systèmes lasers.

La puissance optique totale incidente sur la photodiode rapide est de 0.9 mW. Un exemple de spectre du battement de fréquence entre les deux lasers en mode asservis, enregistré avec un analyseur de spectre, est montré figure 3.34. .

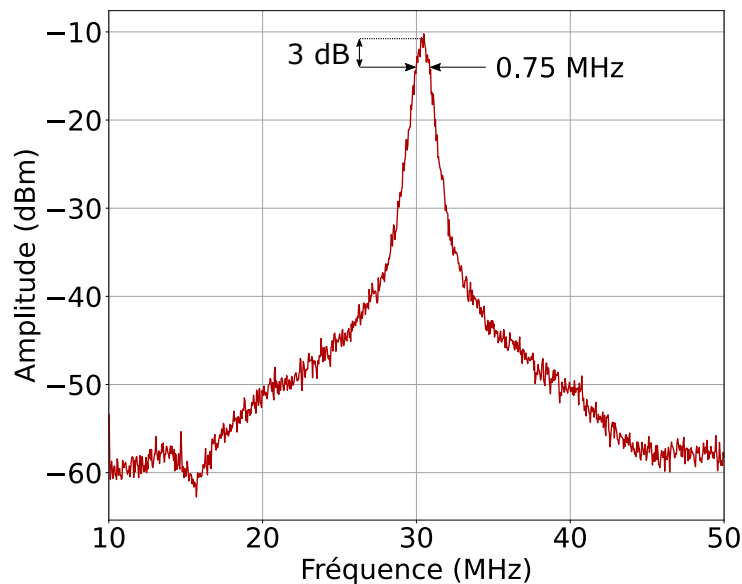


FIGURE 3.34 – Spectre du battement de fréquence entre les systèmes laser DFB et ECDL, tout deux asservis. RBW : 20 kHz. VBW : 300 Hz. La largeur à -3 dB est de l'ordre de 0.75 MHz.

3.7 Technologie de microcellule

3.7.1 Microcellule

Le résonateur atomique constitue le coeur de l'expérience. Dans notre cas, il s'agit d'une cellule microfabriquée dont la technologie a été développée à FEMTO-ST dans le département MN2S. Cette technologie est décrite dans plusieurs articles et thèses [174][175][78][162][176][177].

La figure 3.35 présente un schéma et une photographie de cellule microfabriquée.

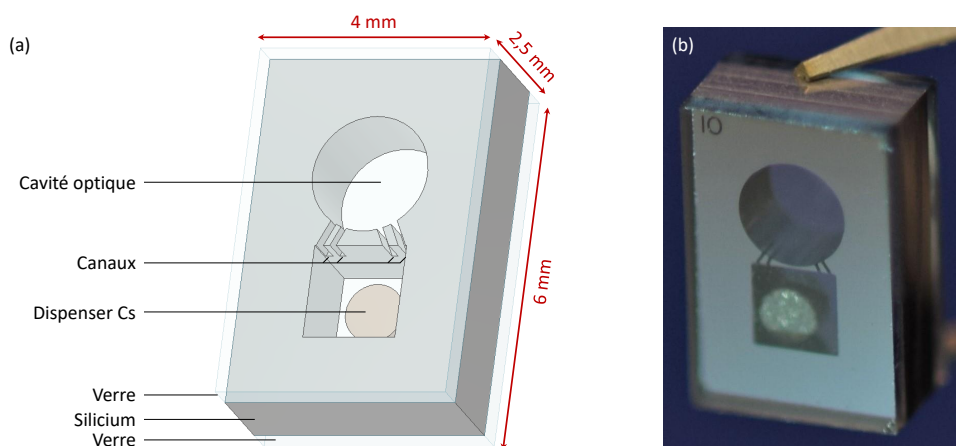


FIGURE 3.35 – (a) : Illustration de la cellule microfabriquée. Modèle 3D de la cellule. (b) : Photographie d'une cellule.

La cellule est composée de deux cavités, gravées dans le silicium par DRIE (Deep Reactive Ion Etching), reliées par d'étroits canaux et prises en sandwich entre deux fenêtres en verre borosilicaté soudées anodiquement. Une pastille dite dispenser de césium est placée dans l'une des cavités. La cellule doit

pouvoir supporter des températures assez élevées (typiquement jusqu'à 100°C) et permettre le passage d'un faisceau laser. Elle doit contenir une vapeur de césium la plus pure possible et être hermétiquement fermée pour éviter les variations de l'atmosphère interne de la cellule. Le remplissage de la cellule en vapeur alcaline est réalisée après scellement définitif de la cellule en chauffant localement par laser la pastille dispenser. Dans le cas d'une référence optique, nous cherchons à minimiser la quantité d'impuretés ou contaminants résiduels présents dans la cellule, pouvant induire un élargissement des transitions optiques [40]. Dans ce but, nous avons développé des cellules MEMS, sans gaz tampon, en suivant des étapes de fabrication comparables à celles mises en jeu pour le développement de nos cellules "traditionnelles" (avec gaz tampon) [78]. Nous avons mis en place une procédure d'activation graduelle de la pastille dispenser pour assurer une densité alcaline stable au cours du temps dans la cellule tout en évitant l'apparition en excès de gouttes alcalines condensant sur les fenêtres de la cellule. Aussi, un banc d'activation et spectroscopie de nos microcellules au niveau wafer a été renforcé au cours de ma thèse par N. Passilly et C. Carlé. Ce banc est utilisé pour surveiller le contenu de nos cellules, parfois sur des temps longs, avant d'embarquer ces dernières en horloge.

3.7.2 Méthode de fabrication

La méthode de fabrication de la microcellule, extraite de [162], est illustrée figure 3.36. Le point de départ est un wafer de silicium de 1.5 mm d'épaisseur et 100 mm de diamètre dont les surfaces ont été polies. Par la suite, une couche de résine photorésistive est déposée sur le wafer et est soumise à une lumière UV à travers un masque. Les zones exposées à la lumière sont dissoutes pour ne laisser apparaître que la forme protégée par le masque. Le wafer est ensuite travaillé par gravure à ions profonde (DRIE) pour créer les cavités optiques et dispenser ainsi que les canaux liant les deux cavités. Pour réduire les défauts de surface, le wafer est ensuite placé dans une solution KOH (Hydroxyde de potassium). La première soudure anodique est réalisée entre le wafer et un substrat de verre. Une pastille dispenser de césium est alors placée dans la cavité prévue à cet effet. La seconde soudure anodique permet de sceller définitivement la cellule.

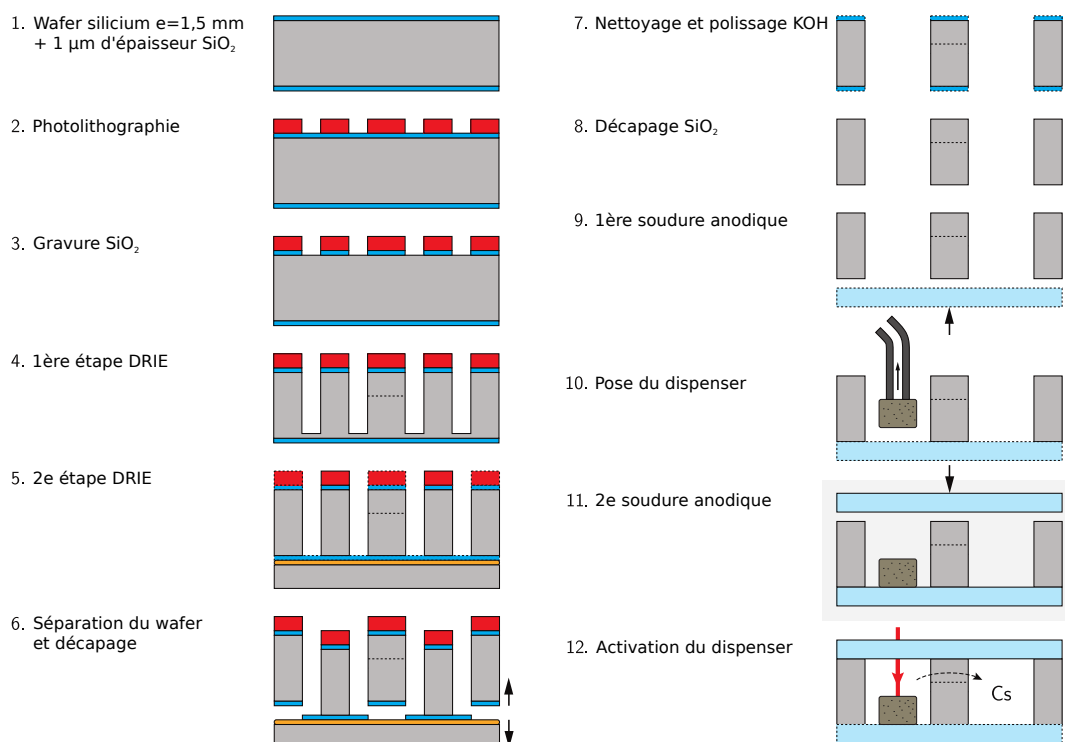


FIGURE 3.36 – Étapes de fabrications de la microcellule. Figure extraite de [162].

La pastille de césium utilisée comme source alcaline est fournie par la société SAES Getters. Elle est composée de molybdate de césium (Cs_2MoO_4) et d'une poudre d'alliage de zirconium et d'aluminium (respectivement 84% - 16% des de la masse de cet alliage). Le césium est libéré après scellement par échauffement laser localisé de la pastille dispenser à l'aide d'une diode laser externe à 808 nm (Oclaro BMU7-808/C).

3.7.3 Banc d'activation et spectroscopie linéaire de cellules MEMS

Banc d'activation :

La figure 3.37 montre une photographie du banc d'activation. Ce dernier, développé et progressivement amélioré depuis plusieurs années par le département MN2S de FEMTO-ST, permet de traiter 90 cellules déjà découpées ou plus de 100 cellules sous forme de wafer. Les cellules sont placées sur des supports chauffants montés sur une platine de translation deux axes. Ce montage permet de naviguer facilement entre les deux supports ainsi qu'entre les cellules placées sur chaque support. Le faisceau laser d'activation des dispensers est acheminé via une fibre optique, dont le collimateur de sortie est fixé verticalement au dessus des supports de cellules. Une lentille est placée sur le chemin optique pour focaliser le faisceau sur la pastille d'alcalin. Toutes les opérations de navigation entre les cellules et d'activation sont entièrement automatisées.

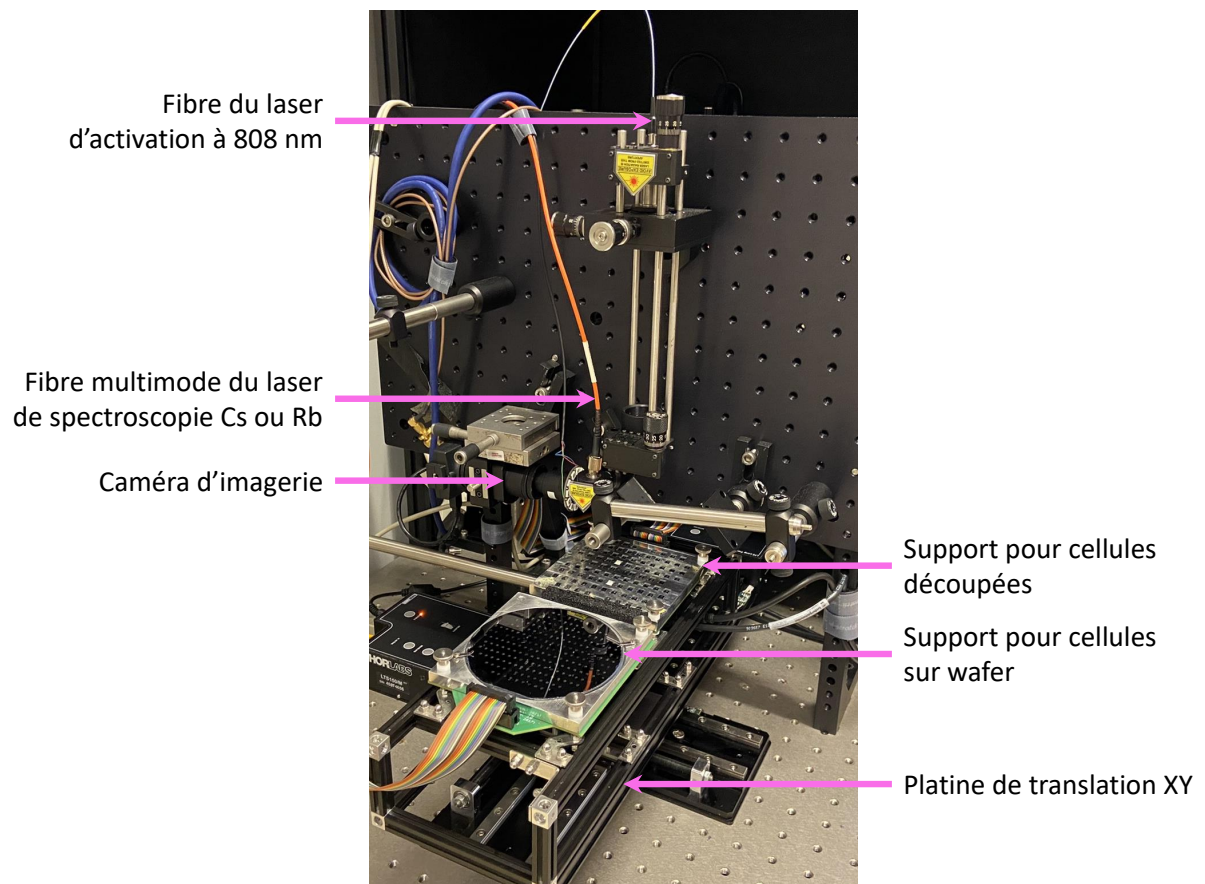


FIGURE 3.37 – Photographie du banc d'activation.

Suivi des cellules :

Ce banc permet de suivre l'évolution de l'atmosphère interne des cellules par spectroscopie linéaire optique. Le setup de spectroscopie des cellules, montré figure 3.38, est mis en place derrière le banc d'activation.

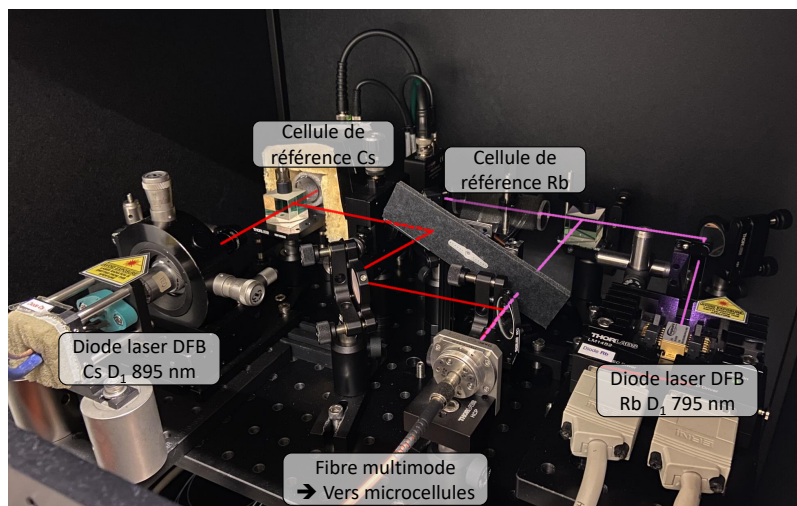


FIGURE 3.38 – Photographie du banc de spectroscopie (Cs et Rb) associé au système d'activation.

Ce système embarque une diode laser DFB à 895 nm (raie D₁ Cs) et à 795 nm (raie D₁ Rb). En sortie des lasers, un cube séparateur est placé afin de répartir la puissance optique entre une cellule de référence (Cs) et les microcellules à tester. Le laser utile est injecté dans une fibre à l'aide d'un collimateur avant d'être transmis vers les cellules (fibre orange sur la figure 3.37). La combinaison d'une caméra et d'une lame support d'un miroir percé permet d'assurer une imagerie des cellules et de suivre, par exemple, l'évolution de la condensation d'alcalin sur les fenêtres des cellules. Chaque cellule est numérotée lors du chargement sur le banc. Le nom et les informations nécessaires concernant les cellules (nom, Cs/Rb, présence ou non de gaz tampon) ainsi que les mesures effectuées sont ainsi connues et sauvegardées par le logiciel de pilotage.

Analyse des signaux de spectroscopie :

La figure 3.39 montre un exemple de spectre d'absorption détecté pour une cellule MEMS Cs. La première étape consiste à retirer la composante du fond DC afin de rendre le fond "hors-résonance" plat. Par la suite on trace le logarithme de la transmission. Les deux profils d'absorption sont ensuite approximés par deux gaussiennes, dans le cas des cellules de césium pur. Des profils de Voigt sont utilisés dans le cas de cellules avec gaz tampon.

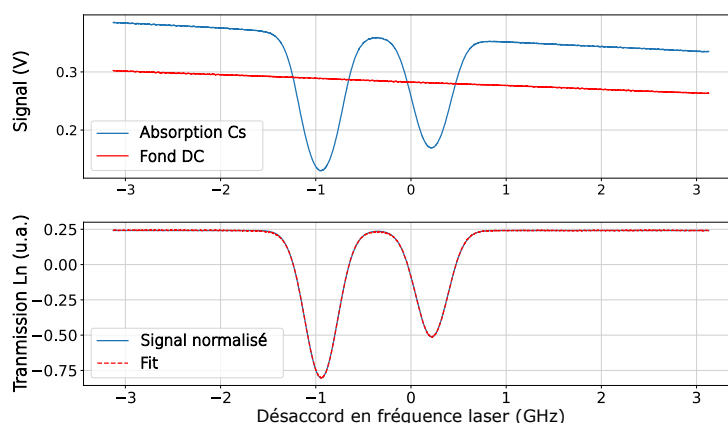


FIGURE 3.39 – Signal de spectroscopie dans une microcellule Cs chauffée. Le contraste d'absorption est de 64 % et la largeur de 410 MHz. Le profil est élargi suite à la présence d'impuretés au sein de l'atmosphère interne de la cellule et aux effets de pompage optique.

Nous pouvons extraire de ces spectres les paramètres importants des profils d'absorption tels que le contraste (pourcentage d'absorption) et la largeur à mi-hauteur (FWHM). Ces paramètres sont mesurés pendant plusieurs jours/semaines/mois afin d'observer une éventuelle évolution de l'atmosphère interne de la cellule.

La figure 3.40 présente un exemple d'évolution sur 60 jours du contraste de plusieurs cellules remplies de césium pur.

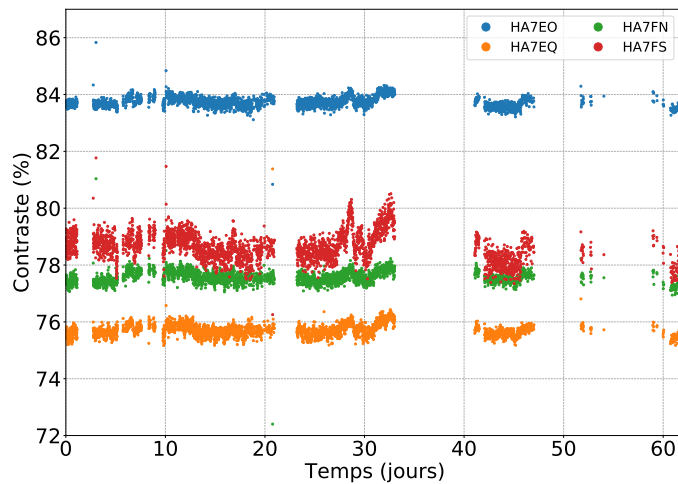


FIGURE 3.40 – Contraste d'absorption de cellules MEMS Cs observé sur environ deux mois. Les zones où les points de mesure sont absents sont dues à des défaillances du logiciel de pilotage. Les perturbations observables autour d'environ 30 jours de mesure, qui sont plus prononcées pour la cellule HA7FS, peuvent être attribuées à un changement de l'environnement expérimental plutôt qu'à des variations atmosphériques au niveau des cellules. Le fait que les perturbations soient plus visibles pour la cellule HA7FS est probablement dû à sa position en périphérie du support, où elle est exposée à des fluctuations thermiques plus importantes. Une variation de 1 % du contraste observé correspondrait à une variation de l'ordre de 0.3°C de la température de la vapeur atomique, ce qui se situe dans les limites acceptables définies par la régulation thermique du support.

Nous remarquons une différence de contraste entre les cellules avec des fluctuations typiques de l'ordre de 0.6 %.

La figure 3.41 présente pour les mêmes cellules la largeur à mi-hauteur du profil au cours du temps.

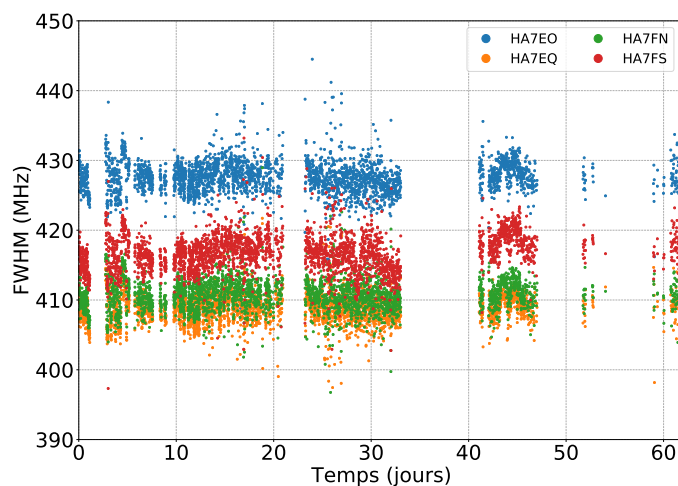


FIGURE 3.41 – Largeur à mi-hauteur du profil d'absorption de cellules MEMS Cs. La différence de la largeur mesurée par rapport à la largeur calculée est due à différents effets tel que la présence de gaz contaminant au sein de l'atmosphère interne de la cellule.

On observe une excellente stabilité de la largeur des profils au cours du temps, avec des fluctuations typiques de l'ordre de 2% sur deux mois.

3.7.4 Gestion de la quantité d'atomes alcalins dans la cellule

L'activation du dispenser est une étape importante. Le but est de trouver une méthode d'activation assurant un bon contrôle de la densité alcaline dans la cellule, pour que cette dernière reste stable sur des temps longs, et éviter un excès d'alcalin dans la cellule pouvant se traduire par le dépôt progressif de gouttelettes de césium sur les fenêtres de la cellule.

Nous avons dans ce cadre mis en place à FEMTO-ST une méthode d'activation graduelle. Le schéma de cette activation par étapes est illustré sur la figure 3.42. Les cellules sont d'abord étuvées pour assurer le dégazage des substrats de verre. L'étuvage est alors entrecoupé d'activations brèves de quelques secondes permettant de libérer de petites quantités d'alcalin. Les cellules utilisées dans ma thèse ont été ainsi vieilles d'un temps équivalent à environ 500 jours à 80°C. La spectroscopie routinière des profils d'absorption dans les cellules permet alors de surveiller la présence de césium dans la cellule et d'évaluer sa quantité. Aussitôt que le contraste d'absorption diminue, une nouvelle activation est réalisée. Cette démarche est répétée jusqu'à l'obtention d'un contraste stable au cours du temps.

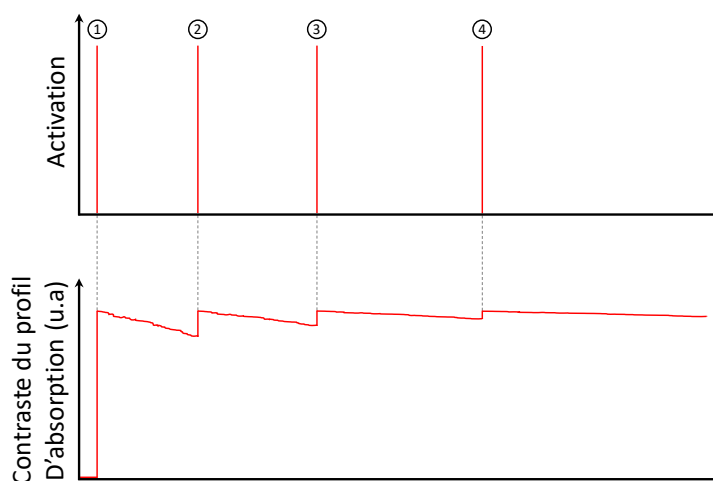


FIGURE 3.42 – Principe de l'activation par étapes des cellules microfabriquées.

Afin d'observer la condensation d'alcalins au niveau des fenêtres de la cellule, une caméra permet d'enregistrer la face avant des cellules. La figure 3.43 présente une cellule (FD) ayant été (sur)activée en une seule fois afin de voir si l'étuvage seul aidait à réduire la quantité élevée de condensation.

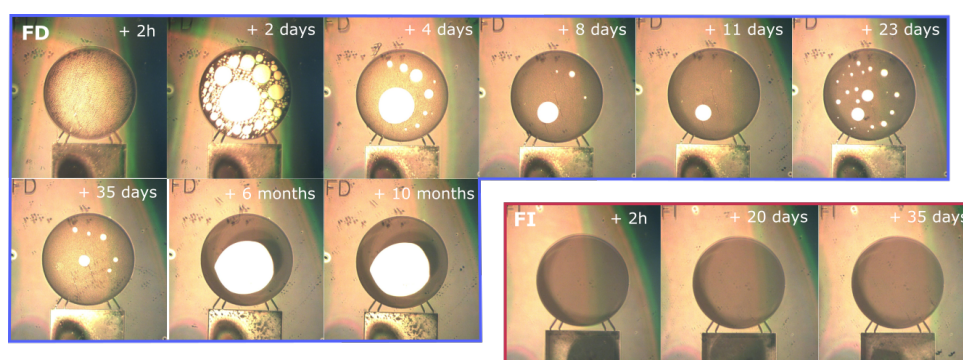


FIGURE 3.43 – Suivi de la condensation de césium dans 2 cellules. La cellule FD a subi une activation unique. Après dix mois, une large quantité de césium est visible sur les fenêtres, rendant cette cellule inexploitable. La cellule FI a subi une activation graduelle. Aucune trace visible de condensation n'est observable sur la fenêtre après 35 jours.

Cette cellule montre une condensation d'alcalin très importante après dix mois à 70°C. A l'inverse, la cellule FI a subi une activation par étape. Aucune trace visible de condensation n'est observable après 35 jours. Les cellules utilisées dans ce manuscrit sont la cellule FI (Fig. 3.43) et une seconde cellule (IE) ayant subi la même procédure d'activation. Ces dernières sont utilisées depuis maintenant 3 ans sur le montage expérimental à environ 62°C et ne présentent toujours pas la moindre trace de condensation

d'alcalin sur leurs fenêtres. Cette observation suggère que la méthode d'activation graduelle est efficace pour l'obtention d'une quantité d'alcalin stable tout en évitant l'excès de condensation sur les fenêtres de la cellule. Une caractérisation quantitative plus détaillée serait cependant utile pour mieux qualifier cette procédure d'activation graduelle.

3.7.5 Module physique pour cellule microfabriquée

Dans notre expérience, la cellule doit être alignée avec l'axe de propagation du laser, chauffée et protégée des fluctuations de champ magnétique. Dans ce but, nous avons développé, avec R. Vicarini, le module physique, visible sur la figure 3.44, pour l'accueil de la cellule.

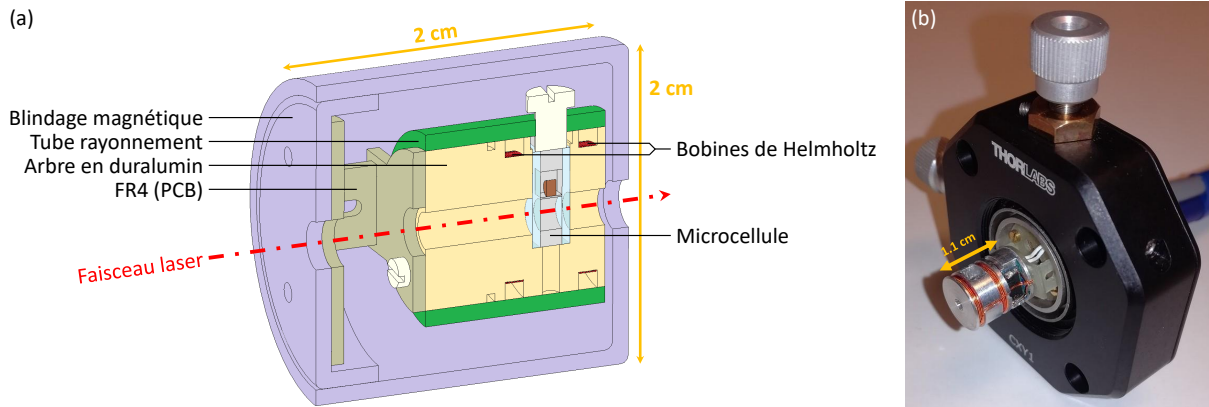


FIGURE 3.44 – (a) : Modèle 3D du module physique de microcellule dessiné par mes soins sur Autodesk Inventor. (b) : Photographie du module physique (sans blindage ni bague anti-rayonnement) monté dans un support Thorlabs.

Ce module physique est composé d'une pièce cylindrique principale en duralumin dans laquelle la microcellule vient s'insérer. De chaque côté est placée une résistance chauffante CMS (IMS, NGC-2512SS 100 Ω) permettant de chauffer la cellule par l'intermédiaire du support en duralumin. La présence de bobines de Helmholtz est justifiée pour mesurer à terme la sensibilité de la fréquence laser au champ magnétique. Une vis en nylon permet de maintenir la cellule en place. Le maintien de l'ensemble dans l'axe du faisceau laser se fait grâce à un montage composé de FR4 (Flame Retardant 4), matériau choisi en raison de sa faible conductivité thermique ($0.3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). L'ensemble est isolé à l'aide d'un blindage magnétique de 2 cm de long et 2 cm de diamètre fourni par la société Soudupin.

Caractérisation thermique

Les résistances chauffantes du support sont employées pour maintenir la température de la cellule dans une plage optimale. La chaleur étant transmise à la cellule de manière indirecte, nous avons évalué la distribution thermique de la structure à l'aide du logiciel COMSOL. Le résultat de cette simulation est illustré sur la figure 3.45.

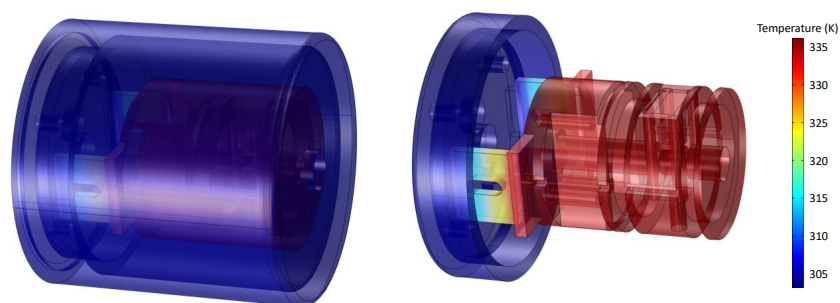


FIGURE 3.45 – Simulation de la distribution de température au sein du support de cellule en régime permanent. (a) : Ensemble complet avec vue extérieure sur le blindage. (b) : Vue extérieure.

Sur cette simulation en régime permanent, nous avons appliqué une chauffe de 62°C sur la surface où doivent être placées les résistances et une température autour du blindage de 25°C. Nous pouvons voir que la chaleur se répartit uniformément dans l'arbre en duralumin ainsi que dans la cellule. Un gradient de température de l'ordre de 1 mK entre l'élément chauffant et la cellule est obtenu. Le montage en FR4 permet une bonne isolation thermique. Le blindage magnétique est maintenu à une température de l'ordre de 29°C.

Nous avons mesuré les fluctuations de température typiques de la cellule au cours du temps sur notre dispositif expérimental, avec une température de consigne de 60°C. La figure 3.47 en présente les fluctuations de température de la cellule du système DFB mesurées par une sonde "in-loop".

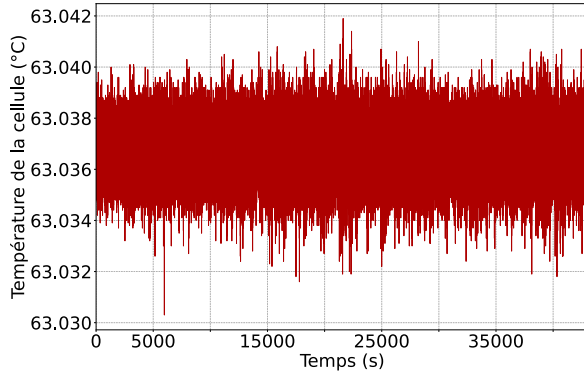


FIGURE 3.46 – Trace temporelle de la température de la cellule DFB avec contrôle en température.

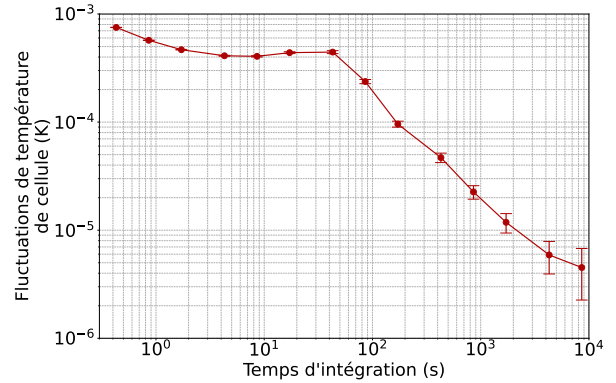


FIGURE 3.47 – Fluctuations de température de la cellule du système laser DFB en fonction du temps. La température de consigne est de 60°C.

Nous mesurons des fluctuations de 5.5×10^{-4} K à 1 s et de 3×10^{-6} K à 10^4 s.

Caractérisation Magnétique

Nous avons ensuite procédé à la caractérisation magnétique de nos modules physiques. Particulièrement, nous avons évalué le coefficient d'atténuation de notre blindage magnétique. Pour cela, nous avons utilisé un solénoïde simple de diamètre supérieur à celui du blindage magnétique, et mesuré le champ magnétique généré par le solénoïde à l'aide d'un gaussmètre. Cette caractérisation est représentée en rouge sur la figure 3.48.

Nous obtenons une dépendance linéaire avec une sensibilité de l'ordre de +7.86 G/A. Après avoir quantifié le champ magnétique généré par cette bobine, nous avons mesuré le champ magnétique à l'intérieur du blindage magnétique. Le gaussmètre ne rentrant pas dans le blindage, nous avons exploité la sensibilité magnétique des transitions micro-ondes à 9.192 GHz détectées par spectroscopie CPT, pour mesurer le champ magnétique [34][178]. Dans ce test, nous avons utilisé une cellule Cs contenant une pression de l'ordre de 70 Torr de néon, utilisé comme gaz tampon. La présence de gaz tampon permet de réduire drastiquement la largeur des résonances CPT micro-ondes (quelques kHz), assurant ainsi une séparation nette des résonances hyperfines pour des valeurs de champ magnétique modestes. Nous avons observé le déplacement de fréquence de la transition $|F = 3, m_F = 3 \rangle \rightarrow |F = 4, m_F = 3 \rangle$ présentant une sensibilité de 2.1 MHz/G, avec application d'un courant. La mesure correspondante est montrée en bleu sur la figure 3.48. On obtient une dépendance linéaire, avec une sensibilité de +0.04 G/A. Ainsi, nous pouvons déduire le facteur d'atténuation S du blindage :

$$S \approx 7.86/0.04 \approx 179 \quad (3.1)$$

D'un point de vue théorique, le facteur d'atténuation S d'un blindage cylindrique est donné par [179][180] :

$$S = 1 + \frac{4 \mu t}{3 D} \quad (3.2)$$

avec μ la perméabilité du mu-métal, $t = 1$ mm l'épaisseur du blindage et $D = 19$ mm le diamètre. Même en considérant une faible valeur $\mu = 20000$ [180], on calcule $S \approx 1405$, soit presque un ordre de grandeur supérieur à celui mesuré. Avec le facteur d'atténuation actuel, les atomes pourraient ainsi

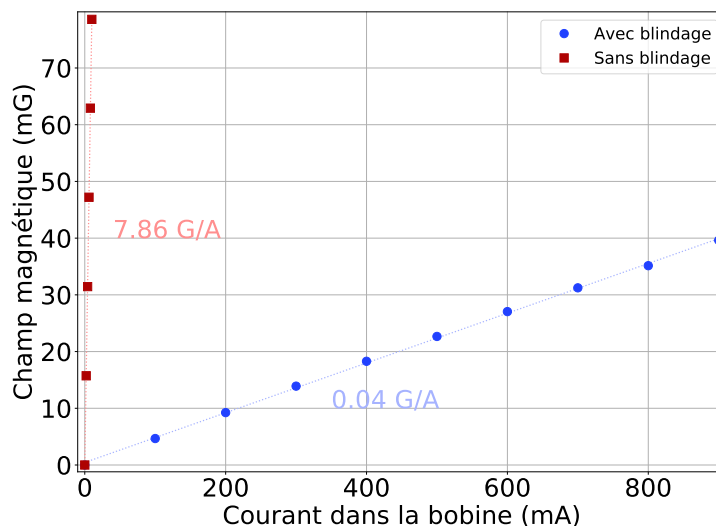


FIGURE 3.48 – Champ magnétique mesuré en fonction du courant appliqué dans le solénoïde, avec ou sans blindage autour de la cellule. La mesure sans blindage a été réalisée à l’aide d’un gaussmètre placé au cœur du solénoïde tandis que la mesure avec blindage a été faite en observant la réponse directe des sous-niveaux Zeeman hyperfins du césium.

percevoir un champ magnétique terrestre résiduel de 2.8 mG. Le système mériterait donc un second bouclier magnétique. Nous avons tout de fois décidé de poursuivre ce travail de thèse avec ce module avec le but de mesurer en premier lieu l’impact du champ magnétique sur la fréquence laser (voir dernier chapitre).

3.8 Logiciel de contrôle

Dans un objectif de simplification de contrôle de l’expérience, un logiciel de contrôle supervise une grande partie des opérations. Pour le réaliser, j’ai adapté un logiciel python développé lors de la thèse de V. Maurice [162]. L’interface graphique, présentée figure 3.49, est composée de quatre parties :

- Partie 1, Paramètres : Cette partie permet de contrôler la valeur des paramètres expérimentaux. Il est possible d’activer la boucle d’asservissement en fréquence des deux lasers, de modifier les paramètres de fréquence et d’amplitude du signal envoyé aux AOMs, de régler la température des AOMs et EOMs, de sauvegarder des tracés sur les oscilloscopes et de lancer des routines automatiques de mesure.

- Partie 2, Acquisition NI-DAQ : Sur cette partie est affichée l’évolution temporelle de tous les signaux (photodiodes, signaux d’erreur, tension de biais, etc) provenant de la carte d’acquisition (NI-USB 6259). Ces signaux sont extraits de photodiodes ou de cartes électroniques (ex : asservissements de tension de biais, etc.).

- Partie 3, Acquisition GPIB/USB/Ethernet : Sous la partie 2, et accessible grâce à un onglet sur le haut de l’interface, sont affichés les signaux à fluctuations lentes, telles que les températures des cellules, AOMs ou EOMs. Ces signaux sont généralement mesurés à l’aide de multimètres numériques.

- Partie 4, Fréquence du battement : Cette fenêtre permet d’afficher les fluctuations temporelles du battement en fréquence entre les deux systèmes laser.

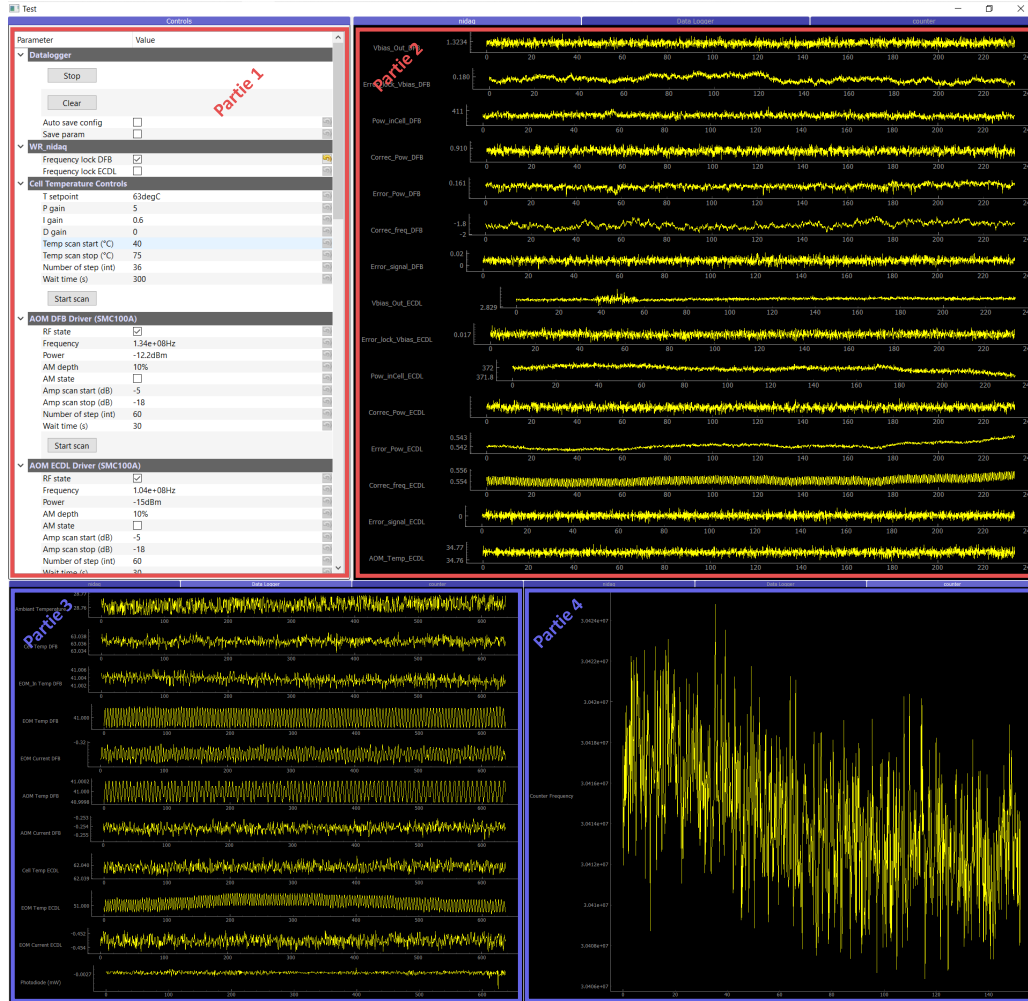


FIGURE 3.49 – Interface graphique du logiciel de contrôle de l'expérience.

3.9 Conditions environnementales

L'expérience est située dans un laboratoire maintenu à une température de 24°C , contrôlée par un système de climatisation. La partie optique de l'expérience est disposée sur un breadboard optique, placé sur une table en marbre sans compensation de vibrations. Afin de minimiser les effets dus aux variations de température de la pièce sur l'expérience, le breadboard est surélevé d'environ 10 cm au moyen d'une couche de mousse. Pour atténuer encore plus ces variations de température, une boîte en bois doublée d'une mousse acoustique structurée est placée autour de la partie optique de l'expérience. La partie micro-onde et la partie détection du battement sont placées à l'extérieur de cette boîte, mais sont également recouvertes d'une boîte doublée de mousse acoustique structurée pour atténuer les fluctuations de température. La température du laboratoire ainsi que la température à l'intérieur de la boîte sont régulièrement mesurées pour assurer le maintien des conditions expérimentales requises.

3.10 Conclusions

J'ai rapporté dans cette section une description détaillée du dispositif expérimental visant à obtenir et caractériser le signal de battement de fréquence entre deux lasers asservis sur microcellule par la méthode de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

Ces systèmes laser incluent une diode laser (DFB ou ECDL), un modulateur électro-optique contrôlé en température et dont le point de fonctionnement de suppression de porteuse est stabilisé, un modulateur acousto-optique exploité pour le contrôle de la puissance laser et une microcellule à vapeur de césium disposée au sein d'un module physique dédié, contrôlé en température et blindé magnétiquement.

Des efforts de caractérisation individuelle de chaque composant ont été menés et des asservissements (température, puissance laser, etc.) ont été mis en place et évalués.

La section 3.7 a permis de mettre en avant de premiers efforts menés au laboratoire pour s'orienter vers le développement de microcellules alcalines avancées, dédiées à être embarquées au sein de microhorloges optiques de nouvelle génération. J'ai présenté brièvement le banc de spectroscopie utilisé pour l'activation et la caractérisation au niveau wafer de nos microcellules. Des démarches pour une activation graduelle du dispenser afin d'assurer une densité alcaline stable et éviter ainsi l'excès de condensation au sein de la cellule chauffée ont été discutées. J'ai aussi présenté la conception, le développement et la caractérisation, thermique et magnétique, d'un module physique pouvant accueillir les cellules microfabriquées.

Enfin, j'ai présenté le logiciel de contrôle de mon expérience ainsi que les dispositifs d'isolation mis en place pour réduire la sensibilité du banc de mesure aux conditions environnementales.

Chapitre 4

Spectroscopie sub-Doppler et stabilité court-terme

Ce chapitre présente en premier lieu une étude expérimentale spectroscopique détaillée de la résonance sub-Doppler, exploitée comme référence de fréquence pour stabiliser les lasers (DFB et ECDL). Cette étude vise à investiguer l'impact d'un grand nombre de paramètres expérimentaux sur les caractéristiques essentielles de la résonance sub-Doppler, incluant son amplitude, sa largeur à mi-hauteur, et son rapport signal sur largeur. Cette démarche permet d'identifier la valeur des paramètres expérimentaux à fixer pour optimiser la stabilité de fréquence court-terme des lasers. Les paramètres expérimentaux principaux étudiés sont la puissance laser totale entrant dans la cellule, la température de cellule, le champ magnétique, la puissance et fréquence du signal micro-onde modulant le champ laser, la translation du miroir de réflexion en sortie de cellule (utilisé pour produire le faisceau réfléchi), les températures de l'AOM et de l'EOM, ainsi que les paramètres (profondeur, fréquence, phase) du signal de modulation utilisé pour produire le signal d'erreur en sortie de détection synchrone.

A l'issue de cette étude spectroscopique, j'ai établi le budget de bruit court-terme du battement de fréquence entre les deux systèmes laser. Les contributions respectives du bruit shot photon, du photodétecteur, du bruit d'amplitude laser, du processus de conversion du bruit de fréquence en bruit d'amplitude laser ainsi que du processus d'intermodulation (effet Dick « continu ») lié au bruit de fréquence intrinsèque de chaque laser sont mesurées. Cette étude met en avant que la stabilité court-terme du battement est limitée par le bruit de fréquence laser de l'ECDL, ce dernier étant initialement modulé à seulement 62 kHz.

Associée à cette étude du budget de bruit est rapportée dans ce chapitre la caractérisation métrologique du battement de fréquence entre les deux systèmes laser. Le bruit de phase du battement est montré dans différentes configurations, selon si l'un ou l'autre des lasers est asservi ou en régime libre, ou si les deux lasers sont asservis. Lorsque les deux lasers sont asservis sur la microcellule, le bruit de phase du battement de fréquence est de -47 dBrad²/Hz à $f = 100$ kHz et de $+53$ dBrad²/Hz à $f = 1$ Hz, prédisant une stabilité relative de fréquence de 1.3×10^{-12} à 1 s. Cette prédiction est en bon accord avec la mesure de stabilité relative de fréquence du battement entre les deux lasers, menée dans un second temps, de l'ordre de 1.1×10^{-12} à 1 s.

4.1 Spectroscopie de la résonance sub-Doppler

Cette section est dédiée à l'étude spectroscopique détaillée de la résonance sub-Doppler (largeur, signal, signal/largeur) en fonction d'un nombre conséquent de paramètres expérimentaux. Pour chacun de ces paramètres, l'évolution du profil d'absorption est enregistré et les spectres montrés. Cette démarche contribue à l'optimisation de la stabilité de la fréquence court-terme des lasers.

4.1.1 Puissance laser

La figure 4.1 présente l'évolution du signal de spectroscopie en fonction de la puissance optique en entrée de microcellule (setup ECDL), pour une température de cellule de 62°C . Les courbes ont été tracées en soustrayant le fond DC du spectre d'absorption. Nous observons que l'amplitude de la résonance sub-Doppler augmente avec la puissance laser.

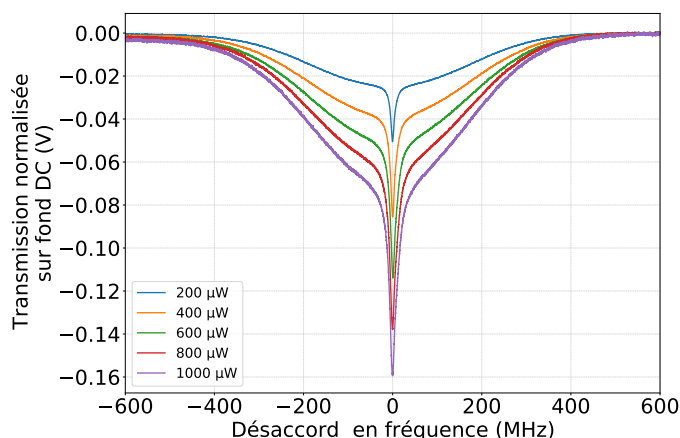


FIGURE 4.1 – Signal de spectroscopie pour différentes valeurs de puissance optique injectée en entrée de microcellule (système laser ECDL). Le diamètre du faisceau est de 2 mm.

La figure 4.2 présente l'évolution du signal, de la largeur à mi-hauteur et le rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance optique pour les deux systèmes laser. Ces données ont été extraites de la figure 4.1 pour le setup ECDL. Des mesures similaires ont été effectuées pour le setup DFB.

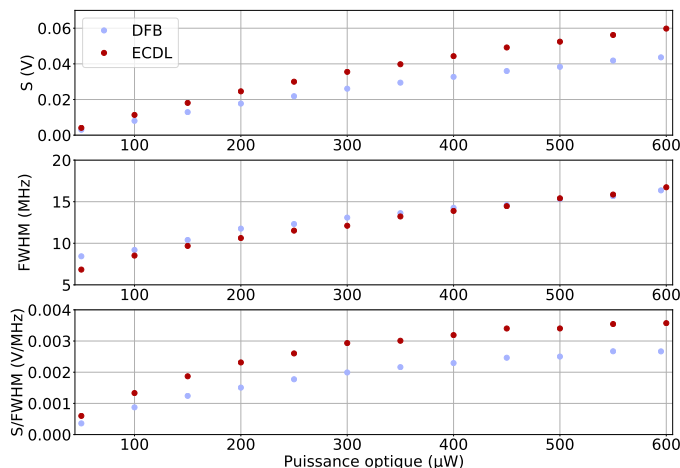


FIGURE 4.2 – Signal, largeur et rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance optique en entrée de microcellule, pour les systèmes laser DFB et ECDL.

Le signal, la largeur et le rapport signal sur largeur augmentent avec la puissance laser. Au delà de $400 \mu\text{W}$, le rapport signal sur largeur (S/FSHM) n'augmente plus de manière significative, suggérant qu'il n'est pas nécessaire de travailler avec des puissances optiques plus élevées. La largeur à mi-hauteur est quasiment équivalente pour les deux système laser. L'amplitude S du système laser ECDL est plus

importante que celle du système DFB, ce bénéfice étant plus net lorsque la puissance augmente. La largeur extrapolée (par l'équation (2.42)) à puissance nulle de la résonance sub-Doppler est de 5.3 MHz pour le système ECDL et de 7.4 MHz pour le système DFB. Ces valeurs sont légèrement plus élevées que la largeur naturelle de la raie D₁ du césium (4.56 MHz). Cette différence pourrait être attribuée à la présence de contaminants ou impuretés dans les microcellules mais aussi à la largeur spectrale des lasers.

4.1.2 Température de cellule

La figure 4.3 illustre le comportement du spectre d'absorption de la transition $\rightarrow 4'$ du système laser ECDL en fonction de la température de cellule. Les mesures ont été réalisées avec une puissance optique en entrée de cellule de 600 μW . L'amplitude du profil gaussien augmente avec la température en raison de l'augmentation de la densité alcaline.

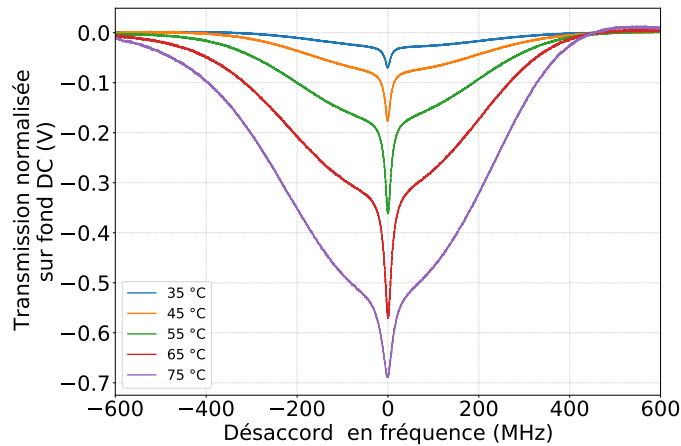


FIGURE 4.3 – Signal de spectroscopie pour différentes valeurs de température de cellule du système ECDL. Le fond DC du spectre est soustrait.

L'évolution du signal, de la largeur, et du rapport signal/largeur du pic sub-Doppler en fonction de la température de cellule est présentée sur la figure 4.4.

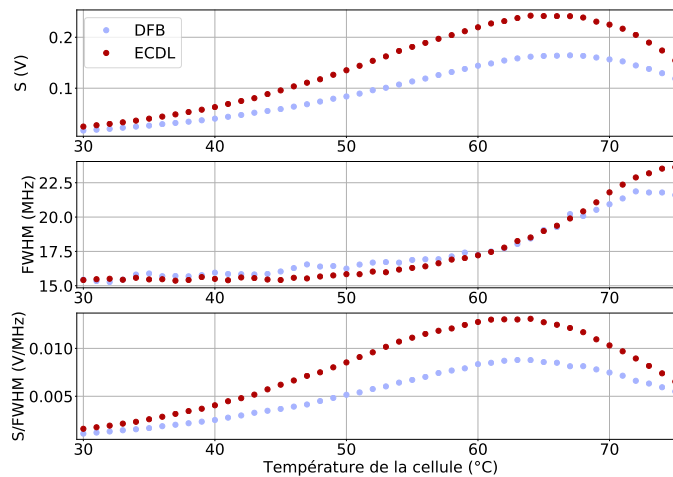


FIGURE 4.4 – Signal, largeur et rapport signal/largeur du signal sub-Doppler en fonction de la température de la cellule pour le système laser DFB et le système laser ECDL. La puissance laser en entrée de cellule est de 600 μW

Le signal S est maximisé à une température de 67.5°C pour le système laser DFB et 65.5°C pour le setup ECDL. La largeur à mi-hauteur augmente peu jusqu'à 50°C, et est quasi-identique pour les deux systèmes laser jusqu'à 68°C. Pour le système DFB, la largeur à mi-hauteur de la résonance sub-Doppler passe par un maximum à environ 72°C et à 75°C pour le système ECDL. Le rapport signal/largeur présente un maximum à 62°C pour le système DFB et à 63°C pour le système ECDL. A cette température, ce

rapport est 40% plus haut pour le système ECDL. Nous avons ainsi à terme régulé la température des cellules à 62°C (DFB) et 63°C (ECDL) pour les mesures de stabilité.

4.1.3 Champ magnétique

La figure 4.5 montre le spectre d'absorption de la transition $\rightarrow 4'$ pour différentes valeurs de champ magnétique. Ces mesures ont été réalisées avec une puissance optique de 600 μW et une température de cellule de 62°C. Le champ magnétique est créé à l'aide d'un courant traversant les bobines de Helmholtz incluses dans le design du module physique. Nous observons sur cette figure que l'amplitude du profil Doppler augmente avec le champ magnétique. A champ nul, une onde polarisée linéairement, se propageant selon l'axe de quantification, permet de pomper des atomes dans une superposition cohérente de sous-niveaux Zeeman avec $\Delta_{mf} = 2$ (pair). Ces états sont découplés de la lumière, expliquant la faible absorption de la vapeur. L'augmentation du champ magnétique induit la séparation des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et la condition de la résonance à deux photons n'est alors plus satisfaite. On a alors augmentation de l'absorption. Il est également intéressant de noter que le champ magnétique appliqué sur les atomes n'influe pas sur la transmission moyenne du fond hors résonance.

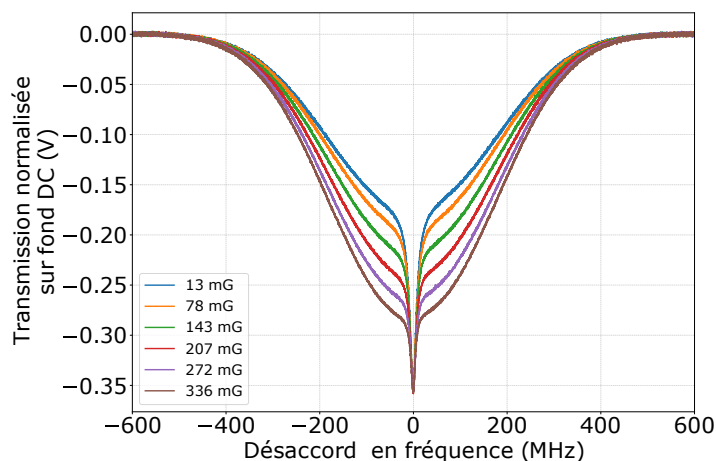


FIGURE 4.5 – Signal de spectroscopie pour différentes valeurs du champ magnétique appliqué sur la cellule de césium du système laser ECDL. Le fond DC est soustrait.

L'évolution du signal, de la largeur, et du rapport signal/largeur du pic sub-Doppler en fonction du champ magnétique est présentée sur la figure 4.6.

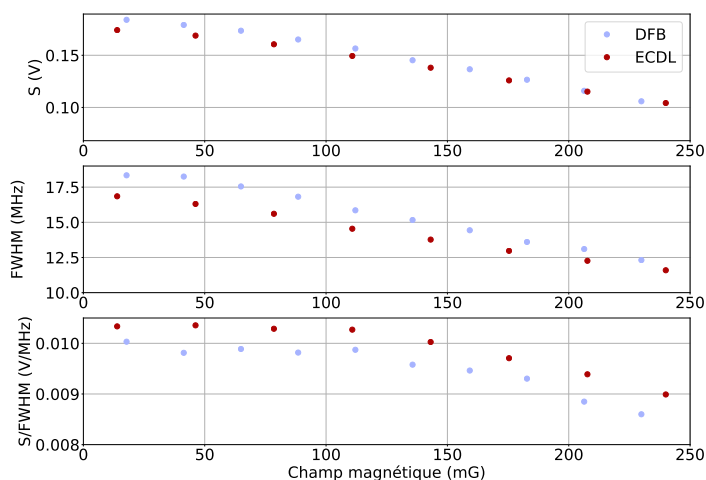


FIGURE 4.6 – Signal, largeur et rapport signal/largeur du pic sub-Doppler en fonction du champ magnétique, pour les systèmes DFB et ECDL.

Le rapport signal/largeur des deux systèmes laser est quasiment constant jusqu'à 50 mG. Au-delà de cette valeur, ce rapport diminue progressivement pour atteindre une baisse d'environ 20% à 250 mG.

4.1.4 Puissance micro-onde

La figure 4.7 présente le comportement du spectre d'absorption de la transition $\rightarrow 4'$ du système laser ECDL en fonction de la puissance micro-onde en sortie du synthétiseur fréquence. La tension de biais est asservie de manière à minimiser l'amplitude de la porteuse. Ces mesures ont été réalisées avec une puissance optique de $460 \mu\text{W}$, une température de cellule de 60°C et un champ magnétique nul. Nous observons que tant que la tension de biais de l'EOM est ajustée de manière à minimiser l'amplitude de la fréquence porteuse, l'effet du changement de puissance micro-onde sur le spectre d'absorption est faible, réduisant peu le signal lors de l'augmentation de la puissance micro-onde.

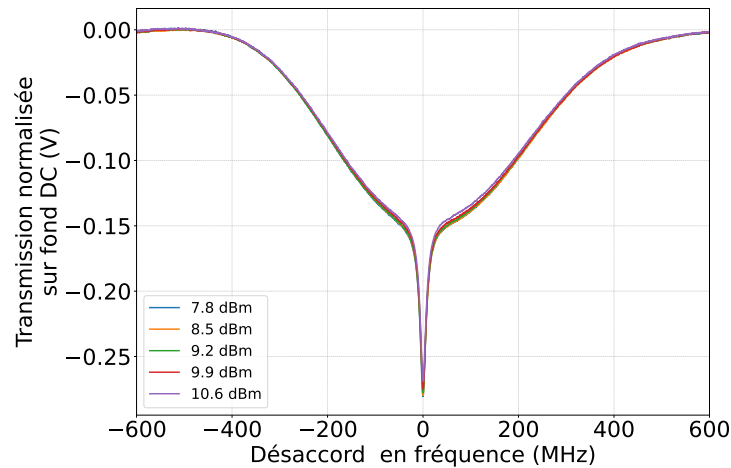


FIGURE 4.7 – Signal de spectroscopie pour différentes valeurs de puissance micro-onde (en sortie de synthétiseur du setup ECDL).

La figure 4.8 montre le signal, la largeur et le rapport S/FWHM du pic sub-Doppler pour le système laser ECDL en fonction de la puissance micro-onde.

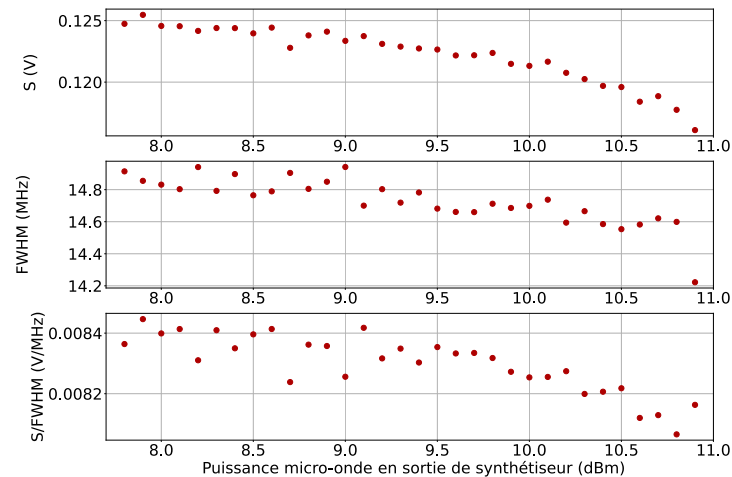


FIGURE 4.8 – Signal, largeur et rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la puissance micro-onde en sortie de synthétiseur du système ECDL.

Une légère dégradation du rapport signal/largeur est observable cependant pour des puissances supérieures à 9.5 dBm.

4.1.5 Fréquence micro-onde

La figure 4.9 illustre l'évolution du spectre d'absorption de la transition $\rightarrow 4'$ du système laser ECDL en fonction de la fréquence micro-onde appliquée sur l'EOM. Les paramètres de mesure restent les mêmes, soit une puissance optique de $460 \mu\text{W}$, une température de cellule de 60°C et aucun champ magnétique appliqué. Le spectre en vert, obtenu pour une fréquence micro-onde de 4.596315885 GHz favorise nettement l'amplitude de la résonance sub-Doppler et réduit la profondeur du profil Doppler.

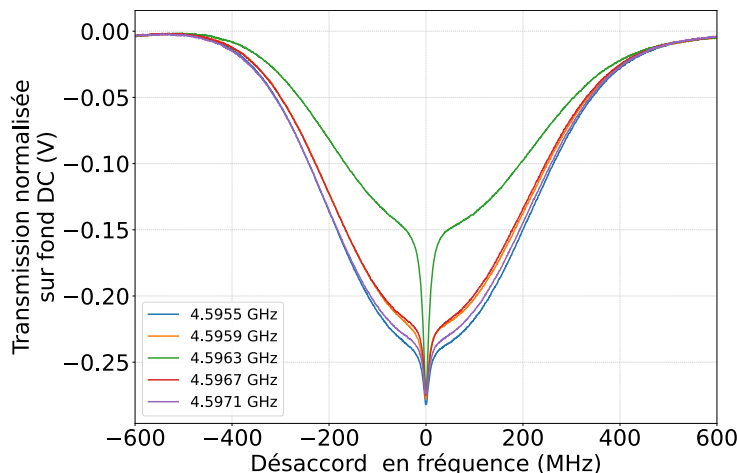


FIGURE 4.9 – Signal de spectroscopie pour différentes valeurs de fréquence micro-onde.

La figure 4.10 montre le signal, la largeur et le rapport entre ces deux derniers paramètres en fonction de la fréquence micro-onde envoyée sur l'EOM.

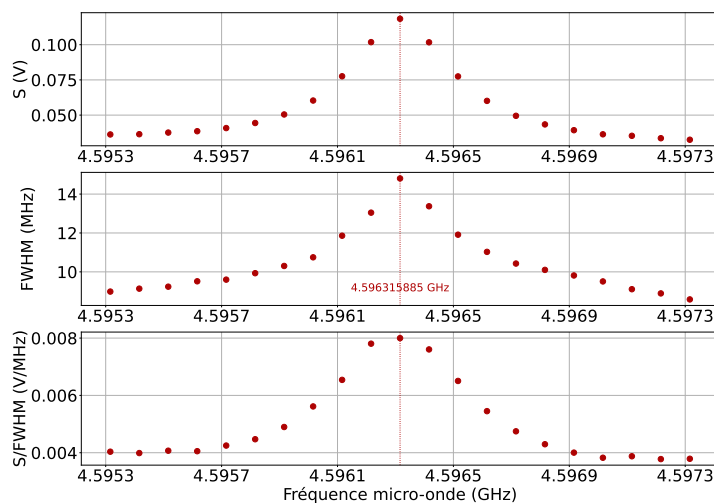


FIGURE 4.10 – Signal, largeur et rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la fréquence micro-onde.

Les dépendances du signal, de la largeur et du rapport S/FWHM ont des formes similaires et présentent toutes un point optimal à une fréquence de 4596315885 Hz , soit lorsque la séparation en fréquence entre les deux bandes latérales optiques du premier ordre correspond à la fréquence de transition hyperfine $F=3 \rightarrow F=4$ de l'atome de césium. La contribution des états noirs hyperfins sur la résonance sub-Doppler est alors maximale.

4.1.6 Position du miroir

La distance entre la cellule et le miroir de rétro-réflexion a un effet significatif sur l'évolution du pic sub-Doppler. L'équation 2.83 indique qu'un optimum est atteint tous les $\lambda_{12}/2$, soit environ 16.3 mm , si le miroir est déplacé le long de l'axe de propagation du faisceau laser. Nous avons acquis des spectres

d'absorption pour différentes positions du miroir de réflexion, comme présenté dans la figure 4.11. Ces mesures ont été effectuées avec une puissance optique de $460 \mu\text{W}$, une température de cellule de 60°C et sans champ magnétique. Le miroir est fixé sur une platine de translation graduée. La mesure a été réalisée en prenant pour point de départ la graduation zéro de la platine de translation. Nous observons une forte évolution de l'amplitude du pic sub-Doppler et une légère évolution de l'amplitude du profil Doppler avec la position du miroir de réflexion. Une légère asymétrie est également notée, notamment sur la courbe correspondant à 20 mm.

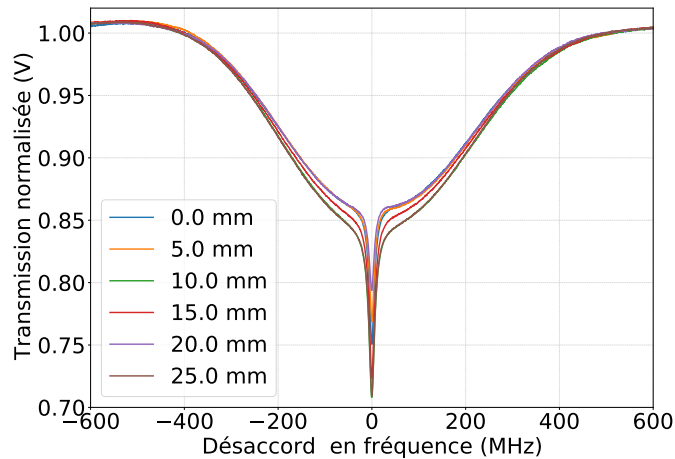


FIGURE 4.11 – Signal de spectroscopie pour différentes positions du miroir de réflexion (setup ECDL).

Les résultats de l'évolution du signal, de la largeur et du rapport signal/largeur avec la position du miroir sont présentés sur la figure 4.12.

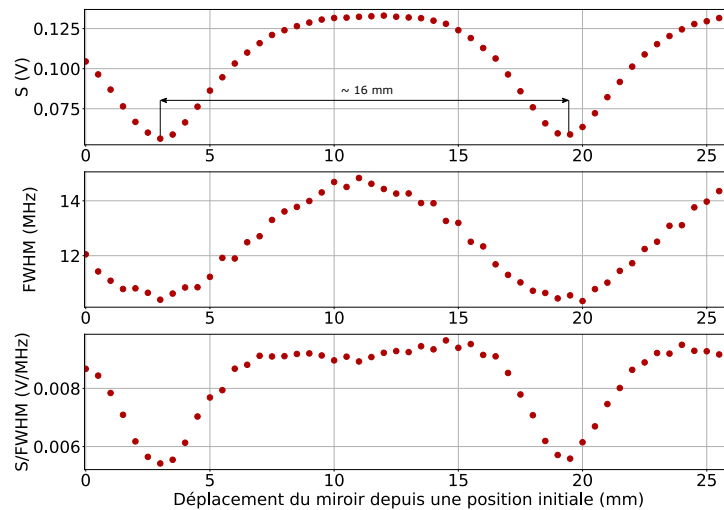


FIGURE 4.12 – Signal, largeur et rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la position du miroir.

Le signal montre un comportement périodique, avec des minima et maxima séparés de $\lambda/2 \approx 16.3 \text{ mm}$. Un comportement similaire a été observé dans [113]. La largeur de la résonance sub-Doppler est minimisée pour les positions de miroirs minimisant le signal et inversement. Nous travaillons ainsi dans une zone pour laquelle le rapport signal/largeur est le plus favorable.

4.1.7 Profondeur de modulation

Nous avons enregistré les spectres d'absorption pour différentes valeurs de profondeurs de modulation du laser. La figure 4.13 présente le signal S , la largeur et le rapport signal/largeur du pic sub-Doppler en

fonction de la profondeur de modulation du laser.

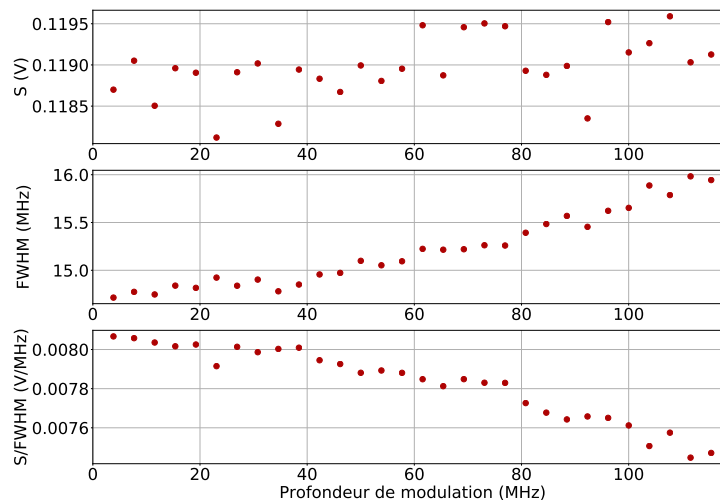


FIGURE 4.13 – Signal, largeur et rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler en fonction de la profondeur de modulation.

L'amplitude du pic sub-Doppler reste inchangée quelle que soit la fréquence de modulation. La largeur à mi-hauteur augmente lorsque la profondeur de modulation augmente. Le rapport signal/largeur se dégrade au delà d'environ 15-20 MHz, soit dès que la profondeur de modulation (en Hz) est supérieure à la largeur de la résonance sub-Doppler (≈ 15 MHz pour des puissances de l'ordre de $500 \mu\text{W}$).

Les mesures réalisées dans cette partie nous ont permis d'identifier les valeurs optimales de chaque paramètre expérimental pour la stabilité de fréquence court-terme des lasers. Dans la suite de ce manuscrit, les valeurs typiques utilisées sont une puissance laser en entrée de cellule de $460 \mu\text{W}$, une température de cellule de $62\text{-}63^\circ\text{C}$, une fréquence micro-onde appliquée sur l'EOM de 4.596315885 GHz et un champ magnétique nul. La position du miroir doit ainsi être correctement ajustée pour optimiser le rapport signal/largeur de la résonance sub-Doppler. Nous avons également constaté que la puissance micro-onde n'a pas un impact majeur sur l'optimisation de la stabilité à court-terme, tant que la tension de biais est suffisamment stabilisée afin de supprimer la fréquence porteuse. Enfin, la profondeur de modulation, doit rester inférieure à la largeur à mi-hauteur du pic sub-Doppler, de l'ordre d'une quinzaine de MHz.

4.2 Budget de bruit court-terme du battement laser (DFB-ECDL)

Afin de prédire la stabilité relative de fréquence court-terme atteignable ainsi que ses limitations, nous avons effectué une analyse en utilisant le bruit de détection en sortie de photodiode, le bruit de phase et la forme du signal de spectroscopie.

4.2.1 Configuration de l'asservissement

Sur le système DFB, un détecteur synchrone externe permet de créer un signal dispersif à partir du signal de spectroscopie. La fréquence de modulation, générée par le détecteur synchrone, est fixée à 500 kHz. Une carte électronique comportant un module PI et un additionneur permet d'envoyer au courant de la diode laser la fréquence de modulation ainsi que la correction en fréquence. L'asservissement de la fréquence du laser se fait uniquement sur le courant.

Pour le système ECDL, le courant, la température et la tension du composant piézoélectrique sont gérés par un contrôleur laser commercial (Toptica DLC pro). La fréquence de modulation est générée par un détecteur synchrone externe et est envoyée sur une entrée d'une carte électronique comportant un additionneur et un module PI. La sortie de cette carte est ensuite envoyée à une entrée du contrôleur laser. La fréquence de modulation envoyée au laser a pu être augmentée jusqu'à 61.95 kHz, limitée par la bande passante de la carte électronique responsable du contrôle de courant du laser. La correction de la fréquence du laser se fait sur le courant pour les fluctuations rapides et sur le composant piézoélectrique pour les fluctuations lentes.

4.2.2 Bruit de détection

Nous avons effectué une mesure du bruit de détection sur les deux systèmes laser afin d'évaluer les contributions respectives des différentes sources de bruit telles que définies dans la section 1.2.4. Les spectres de bruit correspondants sont montrés, pour les deux systèmes laser, sur la figure 4.14.

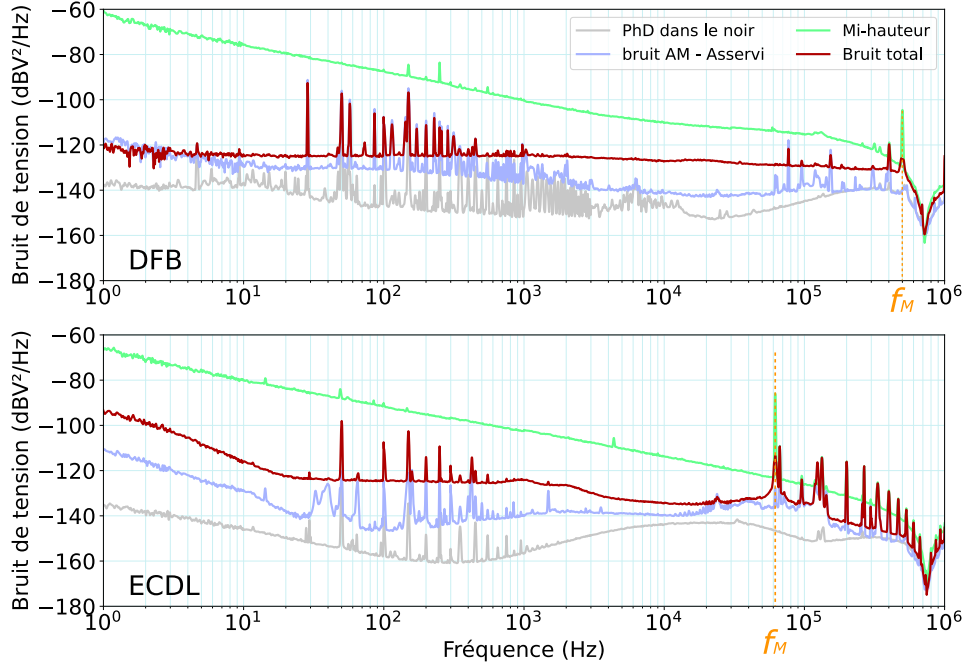


FIGURE 4.14 – Bruit de détection en sortie de photodiode pour les systèmes laser DFB et ECDL. Les mesures sont réalisées avec un analyseur de bruit de phase (Rohde-Schwarz FSWP). Les courbes grises sont le bruit de détection avec la photodiode dans le noir. Les courbes bleues correspondent au bruit d'amplitude laser (AM), avec stabilisation de la puissance laser. Les courbes vertes sont le bruit de fréquence laser libre (FM). Les courbes rouges correspondent au bruit de détection total à la sortie de la photodiode lorsque les deux systèmes laser sont asservis.

À partir de cette figure, nous extrayons les valeurs de bruit de tension nécessaires à l'établissement du budget de bruit. Ces valeurs sont présentées sur le tableau 4.1 pour les deux systèmes laser.

Paramètre	DFB	ECDL
σ_D	-140	-146
σ_{AM}	-140	-128
σ_{tot}	-126	-113

TABLE 4.1 – Valeurs de bruit de détection, mesurées en dBV^2/Hz pour les deux systèmes laser. La fréquence de modulation f_M du DFB est 500 kHz tandis que celle du ECDL est 61.95 kHz.

4.2.3 Bruit de phase

Nous avons effectué une mesure du bruit de phase du battement entre les deux lasers, dans différentes conditions. Cette mesure a été réalisée avec un analyseur FSWP8 (Rohde & Schwarz). La bosse a , à 1200 Hz, correspond à l'asservissement en fréquence du laser ECDL. La bosse b , à 10 kHz, correspond à l'asservissement en fréquence du laser DFB. Le pic c est l'image de la fréquence de modulation du laser ECDL à 61.95 kHz tandis que le pic d est l'image de la modulation de fréquence du laser DFB à 500 kHz.

La courbe noire présente le bruit de phase lorsque seul le système laser DFB est asservi. Pour des fréquence de Fourier $f < 200$ Hz, cette courbe présente une pente en f^{-3} correspondant à un bruit flicker de fréquence. Nous en extrayons la valeur de $+93 \text{ dB rad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz, soit :

$$b_{-3} = 10^{93/10} \text{ rad}^2/\text{Hz} = 2 \times 10^9 \text{ rad}^2/\text{Hz}$$

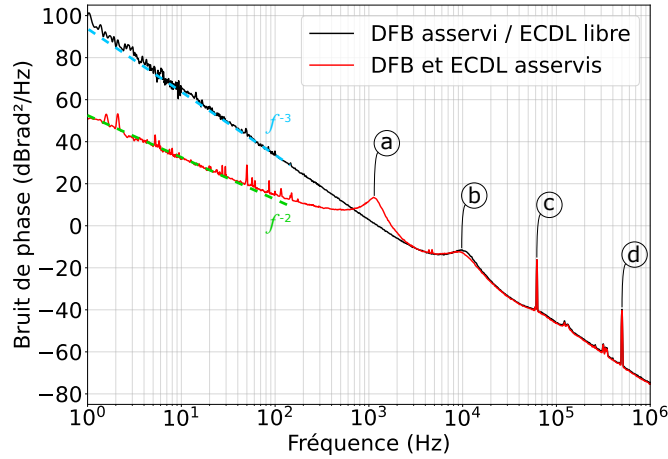


FIGURE 4.15 – Bruit de phase du battement entre les deux systèmes laser lorsque le laser DFB est asservi et l’ECDL est libre (courbe noire) ou les deux lasers asservis (courbe rouge). (a) : bosse résultante de l’asservissement en fréquence du laser ECDL. (b) : bosse résultante de l’asservissement en fréquence du laser DFB. (c) : Pic résultant de la modulation de fréquence du laser ECDL à 61.95 kHz. (d) : Pic résultant de la modulation de fréquence du laser DFB à 500 kHz.

Cette valeur prédit une stabilité relative de fréquence $\sigma_y(1s) = \sqrt{2 \ln(2) \frac{b_{-3}}{\nu_0^2}} = 1.6 \times 10^{-10}$ à 1 s.

Lorsque les deux systèmes laser sont asservis, la pente de bruit de phase du battement devient en f^{-2} pour des fréquences $f < 1$ kHz. Cette pente correspond à un bruit blanc de fréquence. Nous extrayons de ce spectre $b_{-2} = 10^{53/10} \text{ rad}^2/\text{Hz} = 2 \times 10^5 \text{ rad}^2/\text{Hz}$, valeur prédisant une stabilité de fréquence court-terme $\sigma_y(1s) = \sqrt{\frac{b_{-2}}{\nu_0^2}} = 1.3 \times 10^{-12}$. Afin de calculer la contribution de l’effet d’intermodulation dans le budget de bruit, nous notons pour le système laser DFB $S_\varphi(2f_M) = -75 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ et pour le système laser ECDL $S_\varphi(2f_M) = -48 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$.

4.2.4 Budget de bruit

Le tableau 4.2 résume les paramètres clés de chaque système et les contributions respectives au budget de bruit court-terme.

Paramètre	DFB	ECDL
S (mV)	126	139
$FWHM$ (MHz)	14.7	14.2
S_l (V/Hz)	8.6×10^{-9}	9.8×10^{-9}
C	0.65	0.55
Absorption (%)	63.1	58.6
P_i (μW)	450	450
P_o (μW)	166	186.5
f_M (kHz)	500	61.95
$S_\varphi(2f_M)$ (dBrad ² /Hz)	-75	-48
Source de bruit	DFB	ECDL
σ_{sn} (1s)	3.5×10^{-15}	3.8×10^{-15}
σ_{pd} (1s)	3.6×10^{-14}	1.5×10^{-14}
σ_{AM-AM} (1s)	3.6×10^{-14}	1.4×10^{-13}
σ_{FM-AM} (1s)	1.7×10^{-13}	6.7×10^{-13}
σ_{int} (1s)	2.7×10^{-13}	7.4×10^{-13}
σ_y (1s)	3.2×10^{-13}	1×10^{-12}

TABLE 4.2 – Tableau du budget de bruit calculé pour les deux systèmes laser.

D'après ce tableau, la stabilité relative de fréquence court-terme est limitée au niveau de 1×10^{-12} . La principale contribution est le bruit de fréquence de l'ECDL via l'effet d'intermodulation induite sur une fréquence de modulation modeste de 62 kHz environ. La limitation du système laser ECDL pourrait être réduite au niveau de quelques 10^{-13} à 1 s en augmentant la fréquence de modulation à plusieurs centaines de kHz. Nous remarquons que le système DFB seul devrait pouvoir atteindre une stabilité relative de fréquence de 3.2×10^{-13} à 1 s. La limite principale à la stabilité de fréquence court-terme du laser DFB stabilisé sur microcellule provient aussi du bruit de fréquence intrinsèque du laser. À partir de ces estimations de σ_y pour les deux systèmes laser, la stabilité court-terme du battement est telle que : $\sigma_{y_{bat}}(1s) = \sqrt{(3.2 \times 10^{-13})^2 + (1 \times 10^{-12})^2} = 1.05 \times 10^{-12}$.

4.2.5 Stabilité de fréquence court-terme

Nous avons mesuré la stabilité court-terme du battement de fréquence entre les deux systèmes laser asservis en fréquence sur microcellule. La figure 4.16 présente ce résultat.

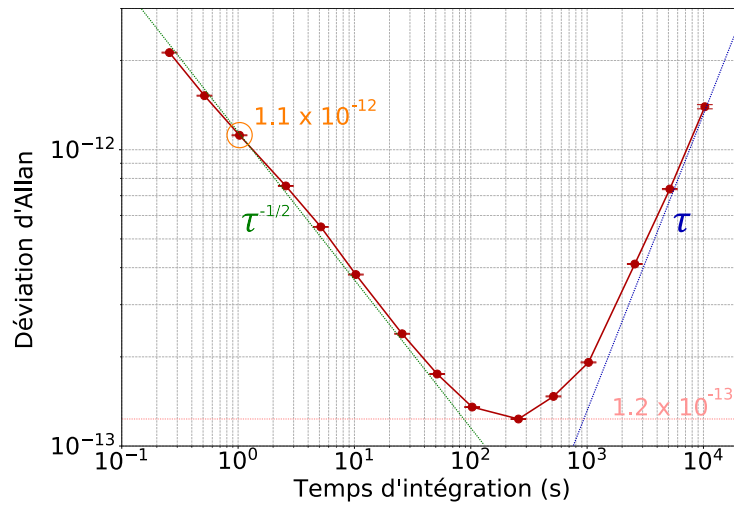


FIGURE 4.16 – Stabilité relative de fréquence du battement entre les lasers DFB et ECDL, chacun asservi sur une microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence.

La stabilité relative de fréquence du battement est de $1.1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusque $\tau = 100$ s. La stabilité court-terme est en bon accord avec le budget de bruit et la mesure de bruit de phase. Au delà de 100 s, on observe une dégradation de la stabilité de fréquence, avec une pente en τ (dérive de fréquence) pour des temps d'intégrations supérieurs à quelques 1000 s. Ces résultats ont été publiés dans [161].

4.3 Conclusion

Dans cette section, nous avons en premier lieu mené une étude spectroscopique détaillée de la résonance sub-Doppler en fonction d'un grand nombre de paramètres expérimentaux. Pour les deux systèmes laser, nous avons démontré que leur stabilité de fréquence court-terme serait optimisée pour une puissance laser en entrée de cellule de l'ordre de $450 \mu\text{W}$, une température de cellule de $62\text{-}63^\circ\text{C}$, un champ magnétique nul, une fréquence micro-onde égale à la moitié de la fréquence de la transition hyperfine d'horloge de l'atome de césium (4.596315885 GHz), une position du miroir de réflexion en sortie de cellule assurant des conditions d'interférence destructives entre les états noirs CPT créés par les faisceaux incidents et réfléchis, et une profondeur de modulation du laser inférieure à la largeur à mi-hauteur de la résonance sub-Doppler.

En second lieu, nous avons effectué des mesures de bruit de tension à l'étage de détection de manière à établir le budget de bruit court-terme du battement de fréquence entre les deux lasers, prédisant un niveau de l'ordre de 1×10^{-12} à 1 s. Nous avons réalisé une mesure de bruit de phase de ce battement, obtenant, en régime asservi, un niveau de $+53$ dBrad²/Hz à $f = 1$ Hz. Ce bruit de phase est en bon accord avec la stabilité relative de fréquence mesurée du battement, au niveau de $1.1 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 s, tout comme le budget de bruit précédemment évoqué. Nous avons pu mettre en avant que

la stabilité relative de fréquence du battement était limitée au niveau de 1×10^{-12} à 1 s par le bruit de fréquence de l'ECDL via l'effet d'intermodulation, modulé à une fréquence trop faible (≈ 62 kHz).

Pour la suite de ce travail, nous avons fait le choix de conserver l'ECDL. Nous avons également changé le détecteur synchrone sur le setup ECDL afin de pouvoir moduler l'ECDL à des fréquences plus élevées ($f_M = 1$ MHz) et ainsi réduire la contribution de l'effet d'intermodulation. Dans la suite de ce manuscrit, nous détaillons le travail concernant le développement d'une référence optique ultra-stable à 895 nm utilisée ensuite pour caractériser les performances individuelles du système laser ECDL.

Chapitre 5

Référence optique ultra-stable à 895 nm

Ce chapitre présente l'implémentation au laboratoire d'une référence de fréquence optique ultra-stable à 895 nm ainsi que son transfert par lien optique fibré. Cette référence de fréquence a été mise en place dans le but de pouvoir caractériser, sans ambiguïté, les performances individuelles des lasers à microcellule présentés dans le chapitre 3.

Cette référence de fréquence trouve comme point de départ un laser à 1542 nm stabilisé par la méthode de Pound-Drever Hall sur une cavité ultra-stable en ULE. Un peigne de fréquence femto-seconde (Menlo Systems), de fréquence de répétition de 250 MHz, est alors asservi en phase sur ce laser ultra-stable, transférant ainsi l'extrême stabilité du laser à cavité, mesurée au niveau de 2×10^{-15} à 1 s, sur l'ensemble des dents du peigne de fréquence. Ce peigne de fréquence est alors doublé en fréquence puis étendu spectralement à l'aide d'une fibre hautement non linéaire en sortie de laquelle un signal à 895 nm, d'une puissance de quelques dizaines μW , est extrait par le biais d'un réseau optique.

Afin de bénéficier d'une puissance laser à 895 nm suffisante avant son transfert vers un laboratoire voisin dans lequel se trouvent les lasers à microcellule à caractériser, un laser ECDL local, pré-accordé vers 895 nm (raie D_1 du césium), est asservi en phase sur le peigne de fréquence par extraction d'un battement entre ce laser ECDL et une dent du peigne vers 895 nm.

Ce laser ECDL est alors transmis par le biais d'un lien fibré compensé d'environ 20 m vers le laboratoire voisin. Ce lien fibré, basé sur une architecture de type Michelson avec un bras de référence en espace libre, est caractérisé. Le bruit de phase résiduel du lien, après compensation, est mesuré au niveau de $-55 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz de la porteuse, soit environ 10 ordres de grandeur sous le bruit de phase absolu typique visé des lasers à microcellule, et ne constituant ainsi aucunement une limitation pour la mesure et caractérisation des lasers à microcellule.

Nous avons aussi dans ce chapitre assuré la caractérisation métrologique de la stabilité de fréquence du laser à cavité ultra-stable. Ne disposant pas d'autres références optiques suffisamment performantes au laboratoire, nous avons effectué cette caractérisation à 10 GHz. Pour cela, un signal micro-onde à 10 GHz est extrait du peigne de fréquence asservi sur la cavité ultra-stable. Ce signal à 10 GHz est alors comparé au signal ultra-stable d'un oscillateur cryogénique saphir disponible au laboratoire. Sans correction de sa dérive, le laser à cavité, mesuré à 10 GHz, présente une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 2×10^{-15} à 1 s et de 10^{-13} à 500 s. Les performances de ce laser sur le moyen terme (au-delà de 100 s environ) pouvant être une limitation à la caractérisation de nos lasers à microcellule, nous avons implémenté un asservissement du laser sur le signal d'un maser à hydrogène actif du laboratoire avec une constante de temps de l'ordre de 100 s. Avec cette correction de dérive du laser, ce dernier assure une stabilité relative de fréquence de l'ordre de 1.5×10^{-15} à 10^4 s. Cette référence constitue ainsi à ce jour une référence de performance suffisante pour la caractérisation de nos lasers à microcellule.

Nous avons alors mesuré de nouveau les performances de notre ECDL à microcellule. A la lecture des limitations mises en avant chapitre 4, nous avons en particulier augmenté sa fréquence de modulation à 1 MHz (au lieu de 62 kHz) afin de réduire l'effet d'intermodulation et améliorer sa stabilité de fréquence court-terme. Par mesure du battement de fréquence avec la référence optique à 895 nm issu du laser à cavité ultra-stable, nous avons pu démontrer pour notre laser ECDL à microcellule une stabilité relative

de fréquence de 2.9×10^{-13} à 1 s, en excellent accord avec un bruit de phase mesuré de $+40 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à $f = 1 \text{ Hz}$, et sous 5×10^{-14} à 100 s. Ces performances sont bien meilleures que celles obtenues dans le chapitre 4 et sont compétitives avec les performances des meilleures références de fréquence à microcellule actuelles.

Dans un premier temps, nous présenterons succinctement la cavité sphérique utilisée comme base de notre référence optique à 895 nm. Nous introduirons également le peigne de fréquence femtoseconde, lui-même asservi sur le laser à cavité ultra-stable. Nous détaillerons ensuite les étapes mises en place pour l'extraction d'un signal à 895 nm provenant du peigne de fréquence. Nous présenterons enfin la mise en place et la caractérisation d'un lien optique fibré compensé permettant le transport du signal ultra-stable d'un laboratoire à un autre où se trouve le laser à microcellule.

5.1 Implémentation d'une référence optique ultra-stable à 895 nm

La figure 5.1 présente le schéma global de la référence optique ultra-stable à 895 nm ainsi que le lien fibré mis en place pour sa distribution.

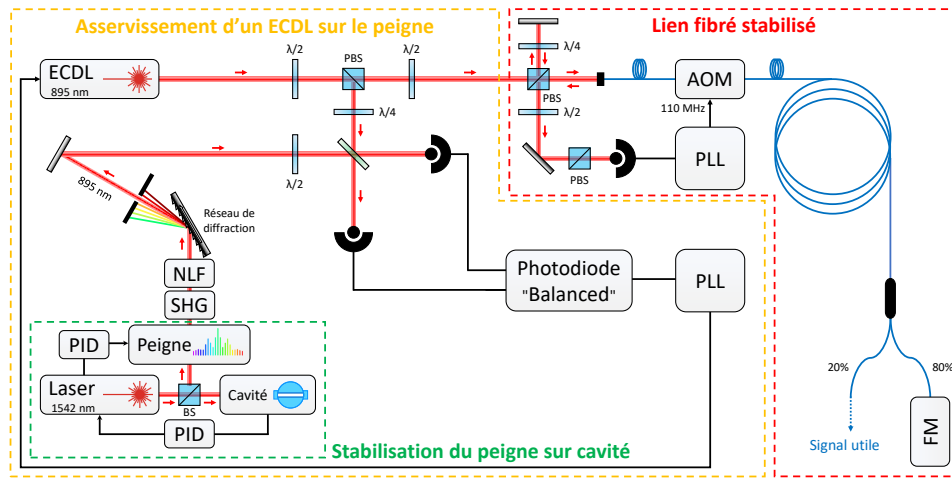


FIGURE 5.1 – Schéma global de l'expérience avec la référence ultra-stable à 895 nm. SHG : cristal de doublage de fréquence. NLF : Fibre non linéaire. PLL : Boucle à verrouillage de phase. FM : Miroir de Faraday. PID : boucle d'asservissement proportionnel, intégral, dérivé. AOM : Modulateur acousto-optique. PBS : Cube séparateur de faisceau polarisé. $\lambda/2$: Lame demi-onde.

Dans le but d'optimiser le rapport signal à bruit du signal optique extrait à 895 nm, tous les miroirs sont des miroirs diélectriques possédant une meilleure réflectivité que les miroirs métalliques. Sur ce schéma, nous distinguons trois parties distinctes que sont : l'asservissement du peigne de fréquence sur le laser à cavité ultra-stable, l'asservissement d'un laser ECDL sur le signal à 895 nm extrait du peigne et un lien optique fibré compensé.

5.1.1 Cavité sphérique ultra-stable

Cette partie décrit l'architecture de la cavité de type Fabry-Perot sphérique [181][182] utilisée comme référence optique ultra-stable. Une cavité Fabry-Perot est un dispositif optique qui se compose d'au moins deux miroirs alignés face à face, permettant de réfléchir une onde lumineuse à l'intérieur de la cavité et de la confiner. Les miroirs peuvent être tous les deux concaves, mais généralement le premier miroir est plan tandis que le second est concave. La résonance de la cavité est directement liée à la longueur L entre les deux miroirs ainsi qu'au rayon de courbure R_1 et R_2 des miroirs et doit satisfaire la condition de stabilité défini par la formule suivante [183] :

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (5.1)$$

À l'intérieur de la cavité Fabry-Perot, des phénomènes d'interférences constructives et destructives se produisent entre les différentes réflexions du faisceau laser, générant ainsi des modes de résonance. Ces modes de résonance peuvent être observés en mesurant la transmission du faisceau en sortie de la cavité

et sont caractérisés par une séparation en fréquence égale à une constante appelée intervalle spectral libre (ISL) défini par la relation suivante :

$$ISL = \frac{c}{2L} \quad (5.2)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide. Les fluctuations relatives de fréquence $\Delta f/f$ d'un laser asservi sur une cavité sont directement image des fluctuations relatives de longueur de la cavité $\Delta L/L$:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta L}{L} \quad (5.3)$$

Il est donc évident que la stabilisation de la longueur L entre les deux miroirs est l'élément crucial pour atteindre une bonne stabilité pour un laser asservi sur une cavité. Pour atteindre cet objectif, la première étape consiste à coupler les vibrations potentielles des deux miroirs en les plaçant de chaque côté d'une cale d'espacement rigide appelée "spacer". Afin de limiter les effets d'expansion thermique, il est nécessaire de choisir un matériau ayant un faible coefficient d'expansion thermique et de sélectionner attentivement la température de fonctionnement de la cavité, de sorte qu'elle se trouve autour d'un point où le coefficient d'expansion thermique s'annule au premier ordre. De plus, la mise sous vide de la cavité permet de limiter les effets de fluctuations de température rapide et une stabilisation de la température de l'enceinte compense les fluctuations lentes.

Les performances d'une cavité sont caractérisées par la mesure de sa finesse \mathcal{F} , dépendante de la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_c$ du mode de résonance mesuré en transmission ainsi que de la longueur L de la cavité tel que :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{\Delta\nu_c} = \frac{c}{2L\Delta\nu_c} \quad (5.4)$$

La cavité utilisée dans notre cas, composée d'un verre à très faible dilatation (ULE), est basée sur le design proposé par le NIST [184]. Les miroirs en silice fondue sont fixés au spacer par contact optique et sont espacés entre eux de 5 cm. Des anneaux eux-même composés d'ULE sont placés sur les surfaces externes des miroirs afin d'ajuster la température d'inversion en fréquence de la cavité à environ 10.5°C, température autour de laquelle les fluctuations de température ont une faible influence sur la fréquence du laser. La finesse de la cavité est d'environ 400 000 pour le mode fondamental TEM00. La figure 5.2 montre une photographie de la cavité sphérique utilisée pour asservir un laser à 1542 nm.

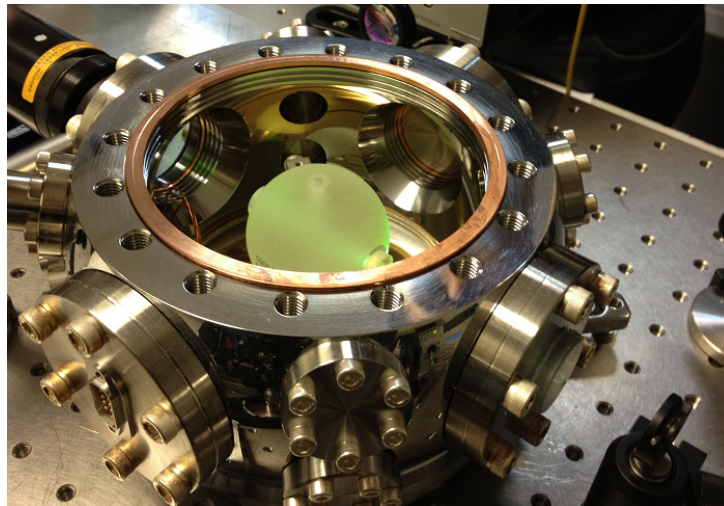


FIGURE 5.2 – Photographie de la cavité sphérique dans son enceinte à vide [181].

La cavité est placée dans une enceinte à vide, avec une pression résiduelle mesurée de l'ordre de 10^{-8} mbar. Un laser continu (NKT Photonics, Koheras Adjustik fiber laser) à 1542 nm est asservi sur la cavité à l'aide de la méthode de Pound-Drever-Hall [185][186][187]. Lorsque la fréquence du laser se trouve à la fréquence de résonance de la cavité, le faisceau entre dans la cavité. Au contraire, quand la fréquence du laser et la fréquence de résonance de la cavité ne sont pas identiques, le faisceau est réfléchi. En observant donc la puissance optique du signal réfléchi et en balayant la fréquence du laser, nous obtenons une réponse quadratique, avec une puissance nulle à la fréquence de la cavité ν_c . Cependant,

en observant la réponse de cette manière, il n'est pas possible de déterminer si la fréquence du laser est supérieure ou inférieure à la fréquence de la cavité. Pour répondre à ce problème, la phase du laser est modulée à l'aide d'un EOM de phase comme montré figure 5.3.

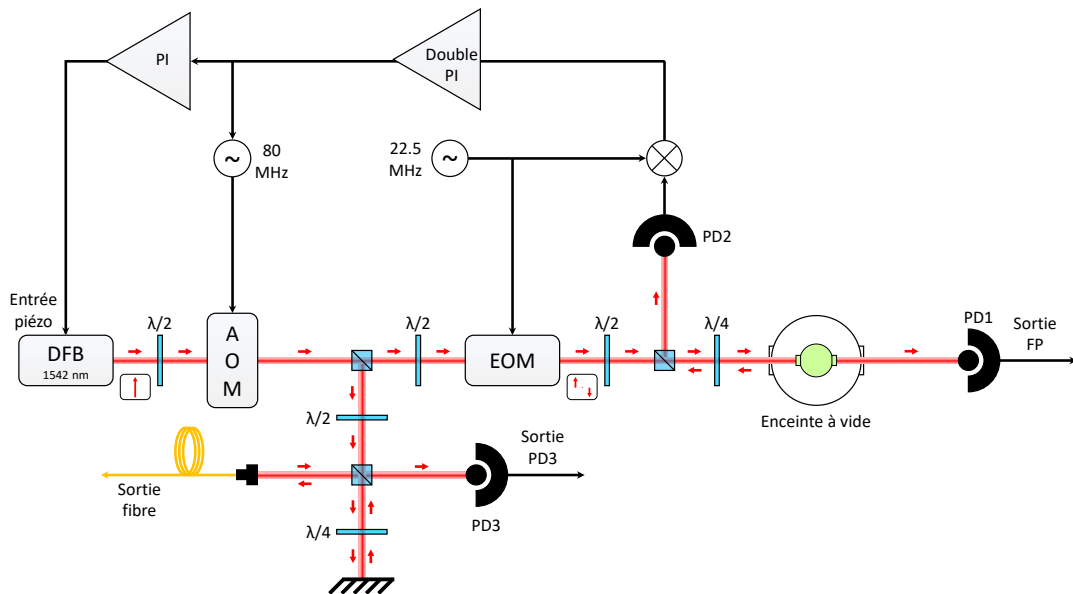


FIGURE 5.3 – Schéma de l'asservissement en fréquence du laser 1542 nm sur la cavité sphérique par la méthode de Pound-Drever-Hall. Simplification du schéma présent dans [181].

Cette modulation de phase permet de créer deux bandes latérales autour de la porteuse optique qui lui sont liées en phase. Ces deux dernières, étant éloignées de la fréquence du laser, sont réfléchies même lorsque le laser entre en résonance avec la cavité. Une démodulation du signal réfléchi permet de créer un signal d'erreur passant par 0 lorsque la porteuse est en résonance avec la fréquence de la cavité. Ce signal d'erreur est envoyé sur des boucles de régulation séparant les variations lentes et rapides. Les perturbations lentes sont corrigées à l'aide du composant piézoélectrique du laser tandis que les fluctuations rapides sont corrigées à l'aide d'un AOM placé sur le chemin optique, avant l'EOM.

5.1.2 Asservissement du peigne de fréquence sur le laser à cavité

Dans cette partie, nous détaillons l'asservissement du peigne de fréquence (FC1500, MenloSystems) sur le laser, lui-même asservi sur la cavité sphérique. Afin de décrire ceci, nous allons voir dans un premier temps le fonctionnement d'un peigne de fréquence.

La figure 5.4 présente la forme des impulsions ainsi que la transformée de Fourier du signal provenant du laser femtoseconde.

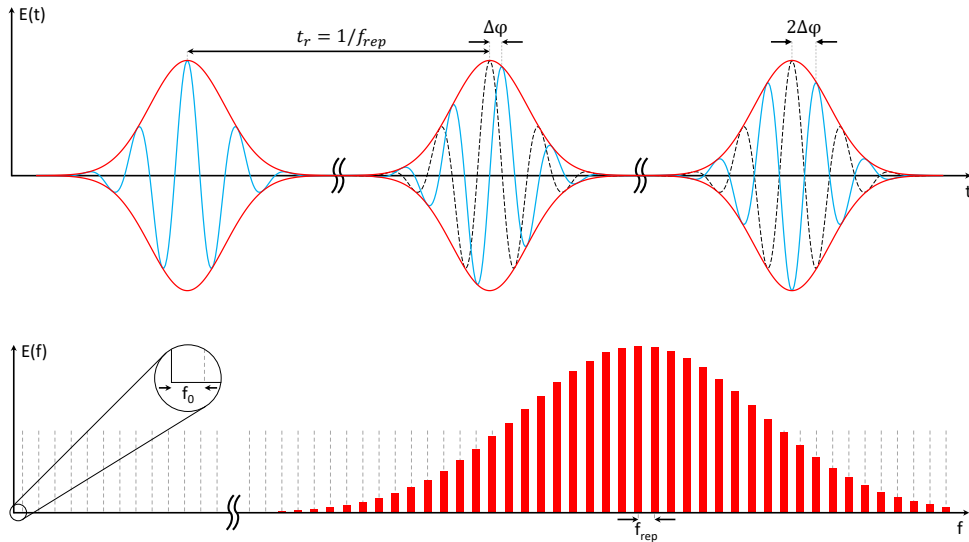
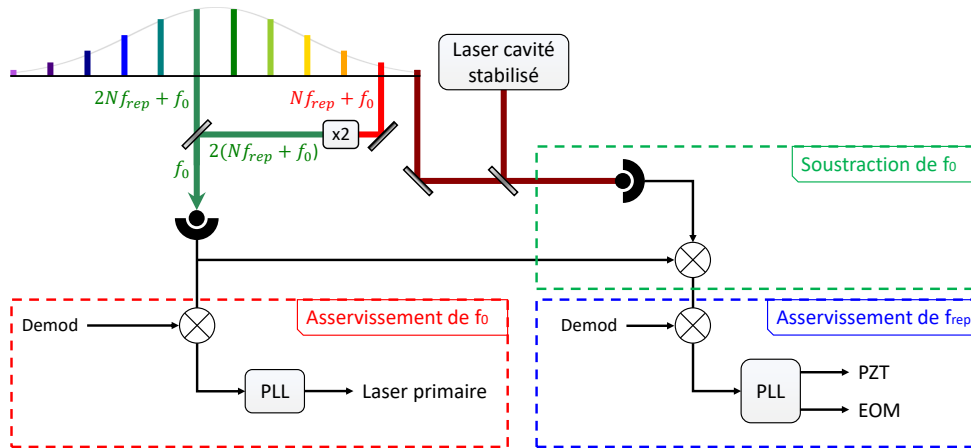


FIGURE 5.4 – Schéma de principe d'un peigne de fréquence. Schéma reproduit de [188].

Un laser primaire à cavité émet des impulsions à une période d'intervalle dépendante de la longueur de la cavité. Cette période définit la fréquence de répétition f_{rep} , fixée à 250 MHz dans notre cas. Le signal de ces impulsions possède des enveloppes identiques. Cependant, la phase de leur porteuse varie, induisant un décalage en fréquence f_0 .

La figure 5.5 illustre les deux asservissements de f_0 et f_{rep} .

FIGURE 5.5 – Schéma des asservissements de f_0 et de f_{rep} .

L'asservissement de la fréquence f_0 se fait avec la méthode d'auto-référencement. L'idée est d'extraire une partie du peigne et de doubler sa fréquence. Après quoi, nous la faisons battre avec la dent du peigne possédant une longueur d'onde deux fois plus faible que la première. De ce battement résulte une fréquence image de f_0 par la relation $2(Nf_{rep} + f_0) - 2Nf_{rep} + f_0 = f_0$. Une boucle à verrouillage de phase (PLL) corrige alors la fréquence du laser primaire en agissant sur son courant.

La seconde composante du peigne de fréquence à asservir est la fréquence de répétition f_{rep} . Pour ce faire, nous faisons battre une dent du peigne avec le laser asservi sur la cavité sphérique. Nous soustrayons ensuite la fréquence f_0 de ce battement afin d'isoler les fluctuations de fréquence de f_{rep} . L'asservissement de f_{rep} se fait avec une double PLL agissant sur le composant piézoélectrique du laser pour les fréquences faibles et sur l'EOM pour les fréquences élevées.

5.1.3 Extraction du signal à 895 nm

La figure 5.6 présente la méthode d'extraction du signal à 895 nm à partir du peigne.

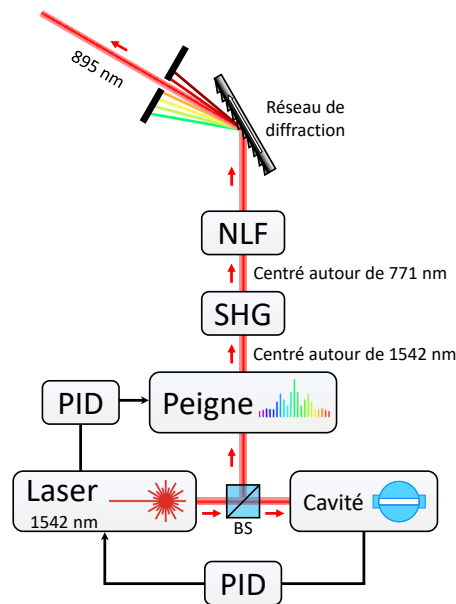


FIGURE 5.6 – Schéma de l'extraction du signal à 895 nm du peigne de fréquence. NLF : fibre non linéaire. SHG : Cristal doubleur de fréquence. PID : Boucle d'asservissement proportionnel-intégral.

La fréquence de répétition du peigne est de 250 MHz et le signal optique en sortie possède un spectre centré autour de 1542 nm. L'utilisation d'un doubleur de fréquence en espace libre périodiquement polarisé SHG (Génération de Seconde Harmonique) permet de doubler la fréquence et de déplacer la longueur d'onde centrale du faisceau laser autour de 771 nm. La puissance à la longueur d'onde qui nous intéresse (895 nm) étant trop faible en sortie de doubleur, une fibre à cristal photonique non linéaire (NLF) est placée sur le chemin optique dans le but d'élargir le spectre du laser du peigne de fréquence et obtenir ainsi plus de puissance à 895 nm. Le laser en sortie est ensuite envoyé sur un réseau de diffraction réfléchissant. Ce dernier est un réseau plan possédant environ 1200 lignes/mm optimisé pour une longueur d'onde de 900 nm. Il est utilisé dans le but de filtrer le signal autour de 895 nm. Une iris placée juste après permet de pré-sélectionner la dent d'intérêt.

Le spectre du signal en sortie d'iris a été mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6370C) avec une résolution de 0.02 nm. Le résultat est montré sur la figure 5.7.

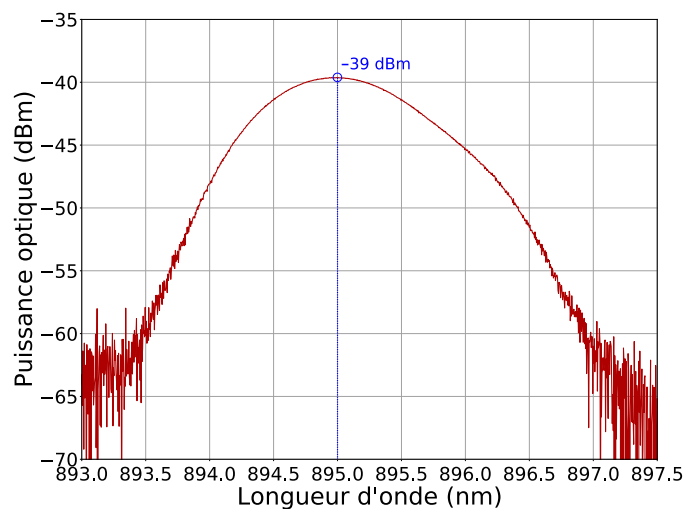


FIGURE 5.7 – Spectre du signal en sortie du peigne de fréquence, après doublage de fréquence, extension du spectre, et réseau de diffraction, autour de 895 nm.

Ce signal atteint une puissance $P_{\Delta\lambda}$ d'environ -39 dBm à 895 nm. En partant de cette valeur, nous pouvons calculer la puissance réelle présente dans une dent à 894.6 nm. Pour ce faire, la première étape est de déterminer le nombre de modes présents dans une fenêtre de 0.02 nm :

$$N_{modes} = \frac{c \times \Delta\lambda}{\lambda^2 \times f_{rep}} \approx \frac{3 \times 10^8 \times 0.02 \times 10^{-9}}{(894.6 \times 10^{-9})^2 \times 250 \times 10^6} \approx 30 \quad (5.5)$$

La puissance réelle dans la dent à 894.6 nm est définie tel que :

$$P_{dent} = \frac{P_{\Delta\lambda}}{N_{modes}} \quad (5.6)$$

$$P_{dent}(dBm) = P_{\Delta\lambda}(dBm) - 10 \times \log_{10}(N_{modes}) \approx -39 - 10 \log_{10}(30) \approx -54 \text{ dBm} \quad (5.7)$$

Cette puissance est faible (≈ 4 nW) et est insuffisante pour le transfert à travers un lien fibré de 20 mètres puis l'obtention d'un battement avec le laser à microcellule. Pour cette raison, nous avons asservi en phase un laser ECDL (Toptica DL Pro) accordé à 895 nm, à proximité de la transition Cs, sur le signal filtré autour de 895 nm provenant du peigne de fréquence. Le signal en sortie de cet ECDL constitue le signal utile envoyé à travers le lien fibré.

5.1.4 Verrouillage en phase d'un ECDL sur le signal à 895 nm extrait du peigne

Cette section décrit le système mis en place pour asservir en phase un laser ECDL (Toptica DL Pro) local sur une dent à 895 nm du peigne de fréquence. Le schéma de cet asservissement est illustré sur la figure 5.8.

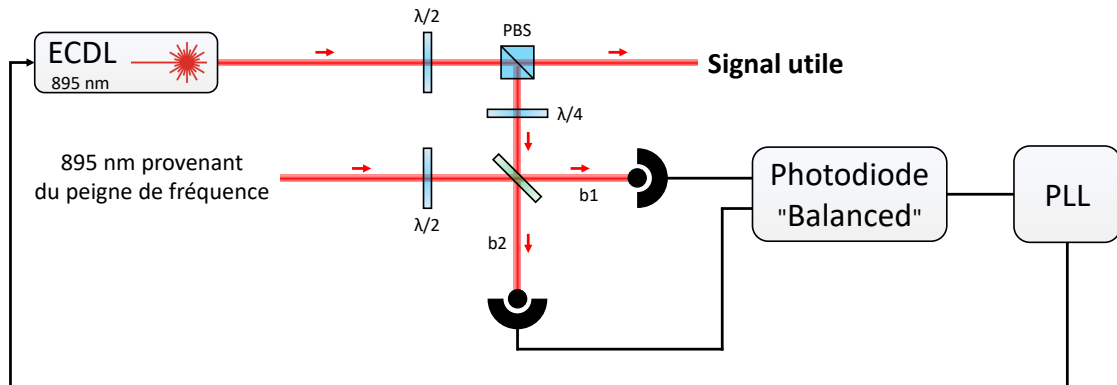


FIGURE 5.8 – Schéma d'asservissement du laser ECDL sur la dent du peigne de fréquence à 895 nm. b1 : Battement de fréquence n°1. b2 : Battement de fréquence n°2.

Le signal provenant du laser ECDL ainsi que celui provenant du peigne de fréquence sont superposés à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Deux battements optiques polarisés orthogonalement entre eux sont alors obtenus, de part et d'autre de cette lame. Ces deux battements sont envoyés sur deux collimateurs et injectés dans des fibres. Ces deux fibres constituent alors les deux entrées d'une photodiode "balanced" (équilibrée) fibrée. L'utilisation de ce type de photodiode permet de réduire la puissance du battement inter-dents du peigne dont la fréquence correspond à la fréquence de répétition $f_{rep} = 250$ MHz. Le spectre optique typique obtenu sur chaque entrée de la photodiode, mesuré avec le même analyseur de spectre optique et la même résolution que précédemment (0.02 nm), est présenté sur la figure 5.9.

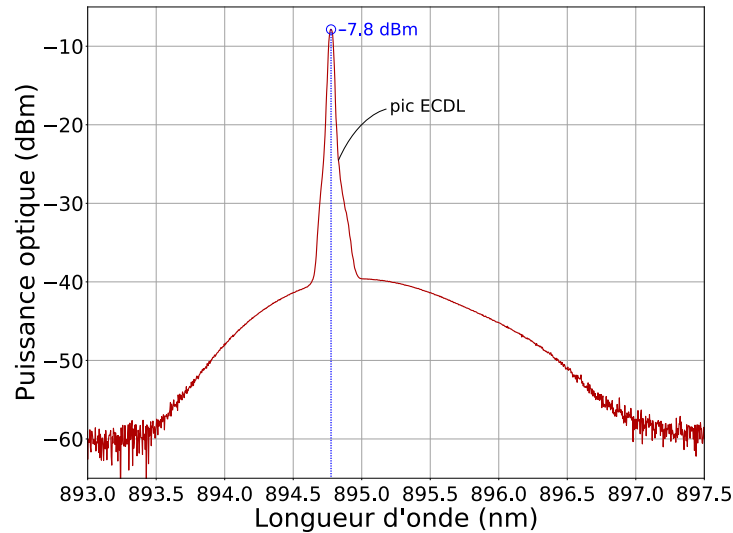


FIGURE 5.9 – Spectre optique des signaux combinés du peigne de fréquence et du laser ECDL.

Nous y observons le spectre du peigne de fréquence, auquel se superpose le spectre du laser ECDL possédant un pic plus fin et atteignant une amplitude de -7.8 dBm. En sortie de photodiode est placé un coupleur 9 dB (ZX30-9-4-S+) permettant de monitorer le signal de battement entre le laser ECDL et le peigne de fréquence. L'asservissement de la fréquence du laser ECDL est réalisé à l'aide d'un appareil commercial (mFALC 110, Toptica). Ce dernier permet d'asservir la fréquence du battement de fréquence sur une référence RF. Pour cette référence, nous utilisons un synthétiseur commercial (SMC100A) réglé à 50 MHz et référencé par un maser à hydrogène actif. L'asservissement de l'ECDL se fait via le courant du laser pour les fluctuations rapides et via le composant piézoélectrique du laser pour les fluctuations lentes.

La figure 5.10 présente le signal couplé du battement en fréquence ainsi qu'un zoom du battement entre le peigne et le laser ECDL dans des conditions asservies. Le bruit de phase ("in-loop") de ce battement est montré sur la figure 5.11.

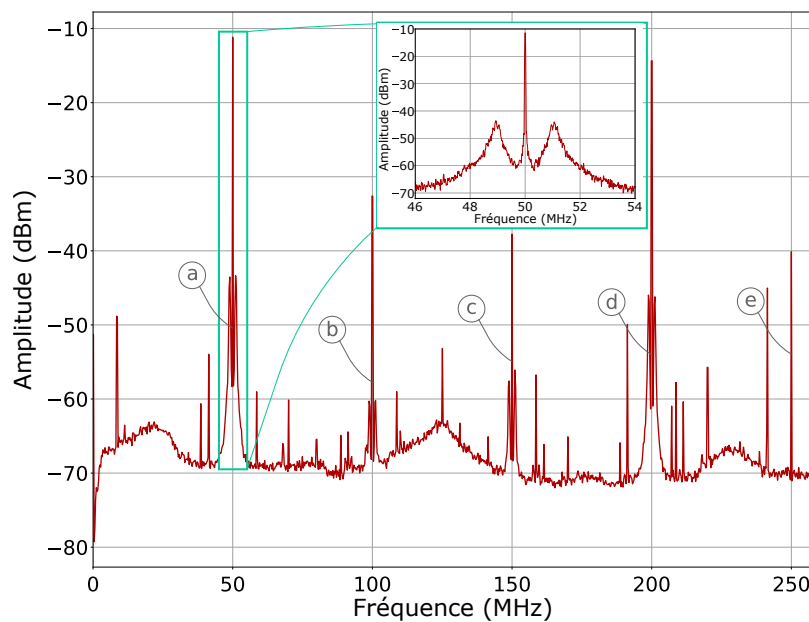


FIGURE 5.10 – Spectre du battement en fréquence entre le peigne de fréquence et le laser ECDL dans des conditions asservies. (a) : Battement entre le laser ECDL et le peigne de fréquence, asservi à 50 MHz. (b) : Harmonique de la référence à 50 MHz. (c) : Harmonique de la référence à 50 MHz. (d) : Repliement de spectre autour de la fréquence de répétition du peigne à 250 MHz du battement entre le laser ECDL et le peigne de fréquence. (e) : Inter-battement entre les dents du peigne de fréquence.

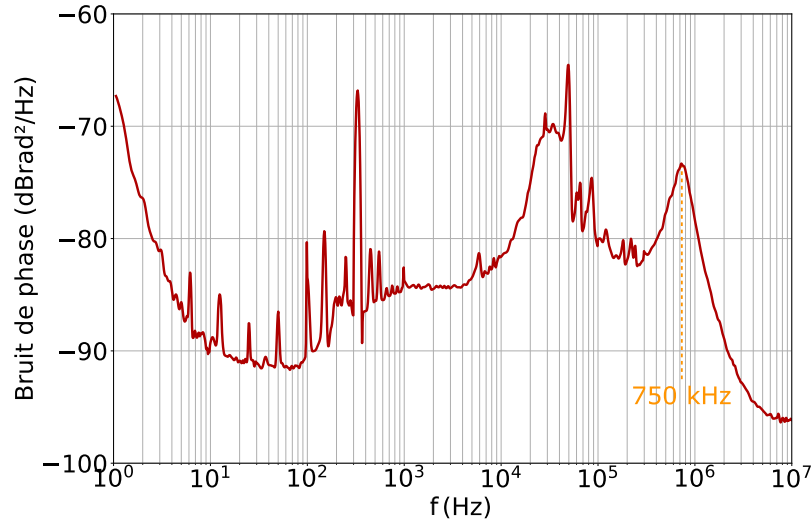


FIGURE 5.11 – Bruit de phase ("in-loop") du signal du battement entre le peigne de fréquence et le laser ECDL, montré dans l'insert de la figure 5.10, dans des conditions asservies.

Cette mesure de bruit de phase présente un niveau de -67 dBrad²/Hz à 1 Hz. Nous pouvons également y observer que la bande d'asservissement est d'environ 750 kHz.

5.1.5 Lien fibré stabilisé

Le laser asservi sur le peigne, décrit dans la section 5.1.4, est monté dans un laboratoire différent de celui dans lequel se trouve le laser à microcellule devant être mesuré. Ainsi, le laser ECDL asservi sur le peigne de fréquence doit être transféré. Dans ce cadre, il est important de compenser les fluctuations de phase du lien fibré afin de réduire la dégradation de stabilité du signal original. La phase de ce dernier peut en effet être dégradée par de nombreux effets tels que les variations de température, les vibrations mécaniques, les perturbations acoustiques et le bruit de phase résiduel de l'ensemble des composants du lien. Ainsi, nous avons implémenté un lien fibré compensé. Son architecture est décrite sur la figure 5.12 et est inspirée du système décrit dans [189] à la différence près que ce lien est réalisé à 895 nm et que son bras de référence est en espace libre.

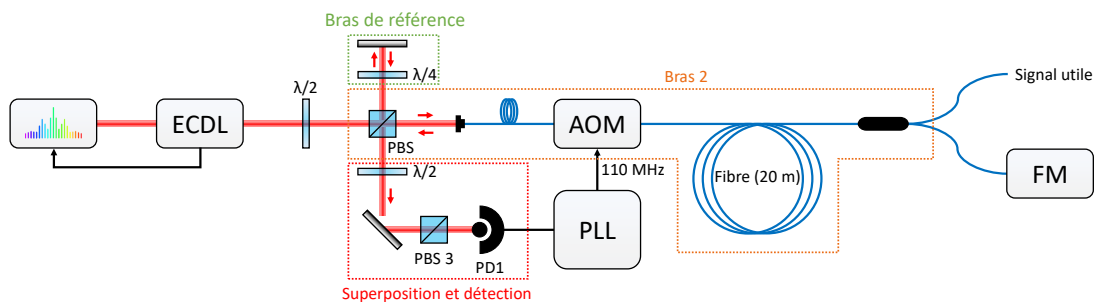


FIGURE 5.12 – Schéma du lien fibré (≈ 20 m) compensé transportant le signal ultra-stable à 895 nm d'un laboratoire à un autre.

Le laser ECDL, asservi en phase sur le laser à cavité via le peigne de fréquence et utilisé comme signal de référence à 895 nm, constitue le point de départ. Le faisceau laser en sortie d'ECDL est divisé à l'aide d'un PBS entre deux bras d'un interféromètre de type Michelson. Le premier bras, aussi court que possible et monté en espace libre, constitue le bras de référence. Dans le second bras du lien, le faisceau laser est d'abord décalé en fréquence de 110 MHz à l'aide d'un AOM fibré (MT110-NIR20-Fio-PM5-J1-A-VSF-050). Le faisceau est ensuite transmis dans une fibre optique à 895 nm constituant le lien fibré (≈ 20 m). Au bout de ce lien, un coupleur fibré permet de répartir la puissance entre le signal utile (20 %) et le signal réfléchi par un miroir de Faraday. La lumière réfléchie traverse alors une seconde fois l'AOM, induisant un déplacement de fréquence de 220 MHz. Le faisceau retour est alors réfléchi par le PBS et superposé au faisceau du bras de référence de l'interféromètre. La combinaison d'une lame demi-onde

et d'un PBS permet de faire interférer constructivement les deux faisceaux, conduisant à l'aide d'une photodiode à la détection d'un signal de battement entre les faisceaux incident et réfléchi à 220 MHz. Le signal radiofréquence est ensuite converti en bande de base via une carte électronique comportant un FPGA (Repitaya) utilisant une PLL. La fréquence de modulation de l'AOM à 110 MHz est générée par la Redpitaya, elle-même référencée par un signal à 125 MHz fourni par un maser à hydrogène stabilisé. Le signal de correction généré est alors directement ajouté à la fréquence de modulation de l'AOM afin de compenser les fluctuations de phase du lien. Dans ce type d'architecture, le choix de développer un algorithme entièrement numérique se justifie car il permet de réduire les sensibilités thermiques et les dérives liées au vieillissement à long terme.

La figure 5.13 montre une photographie de la partie optique permettant de compenser les fluctuations du lien fibré et de la partie permettant d'asservir l'ECDL sur le peigne de fréquence.

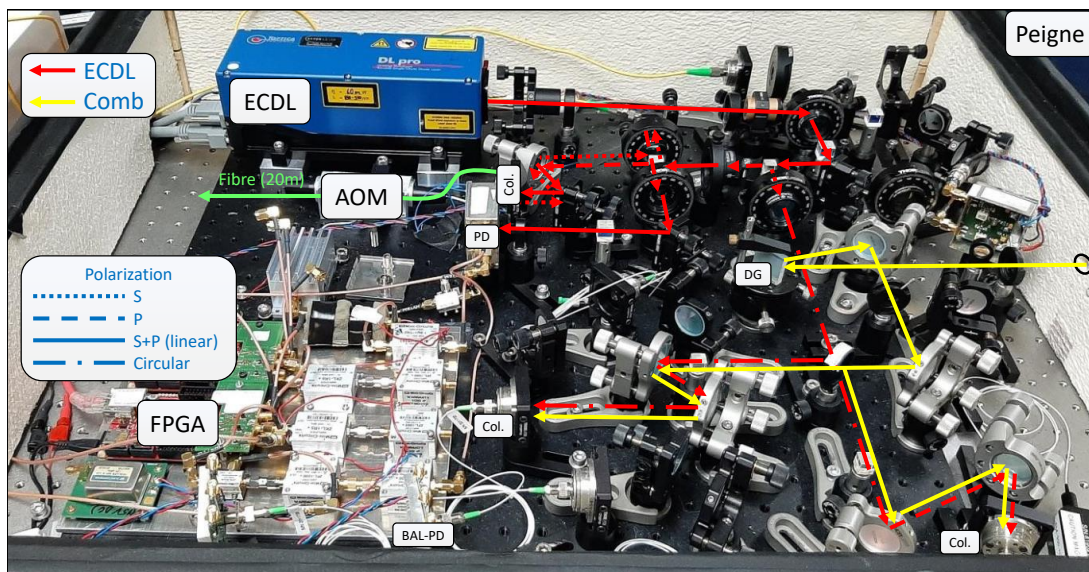


FIGURE 5.13 – Photo du lien fibré (≈ 20 m) compensé et de l'asservissement de l'ECDL sur le peigne de fréquence.

Afin de quantifier le bruit de phase résiduel du lien fibré, nous avons réalisé une analyse de bruit de phase hors de la boucle d'asservissement. Pour réaliser cette mesure, nous avons remplacé le lien de 20 m entre les deux laboratoires par une fibre de 50 m pour des problèmes pratiques. Le schéma permettant cette mesure est montré sur la figure 5.14.

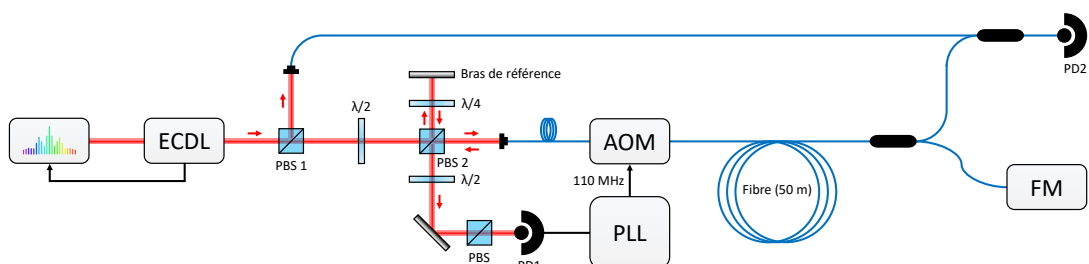


FIGURE 5.14 – Schéma permettant la mesure du bruit de phase résiduel du lien fibré avec une fibre de 50 m.

Nous extrayons un signal en sortie directe du laser afin de le faire battre avec le signal en sortie de la fibre de 50 m. Un signal à 110 MHz est récupéré à l'aide d'une photodiode rapide. La mesure du bruit de phase de ce signal est observable sur la figure 5.15.

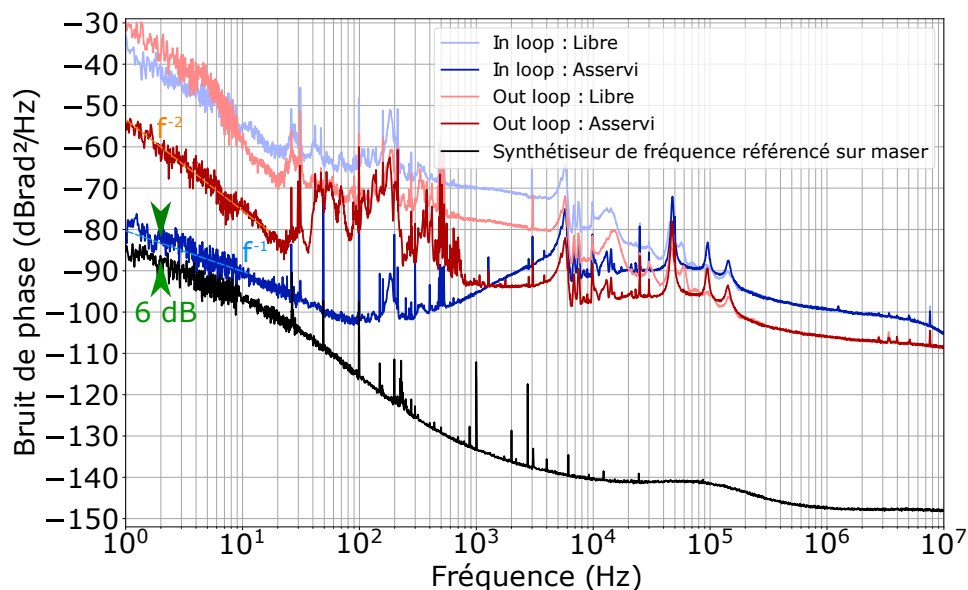


FIGURE 5.15 – Bruit de phase résiduel du synthétiseur de fréquence référencé sur le maser et du lien avec une fibre de 50 m dans les cas libre et asservi ainsi que "in-loop" et "out-loop".

Nous observons que le bruit de phase "in loop" dans des conditions asservies présente une pente en f^{-1} et se trouve au niveau de $-80 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz. Une différence de 6 dB est présente entre la mesure de bruit de phase du synthétiseur et la mesure de bruit de phase "in loop" et asservie, justifiée par le fait que le synthétiseur se trouve à une fréquence de 110 MHz tandis que le signal mesuré "in loop" est à une fréquence deux fois plus élevée (220 MHz). Dans le cas "out loop", nous observons un niveau de $-30 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz en régime libre. Pour le cas asservi, nous observons une pente en f^{-2} et un niveau de $-55 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz. Ce niveau est proche de celui obtenu dans [189] ($-57 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$) et 108 dB inférieur au bruit de phase du battement de fréquence entre le laser DFB et le laser ECDL en régime asservis (voir figure 4.15). Le bruit résiduel du lien est donc largement suffisant pour notre application.

5.2 Stabilité court-terme du laser ECDL-microcellule

5.2.1 Montage expérimental

La figure 5.16 présente un schéma récapitulatif du montage expérimental.

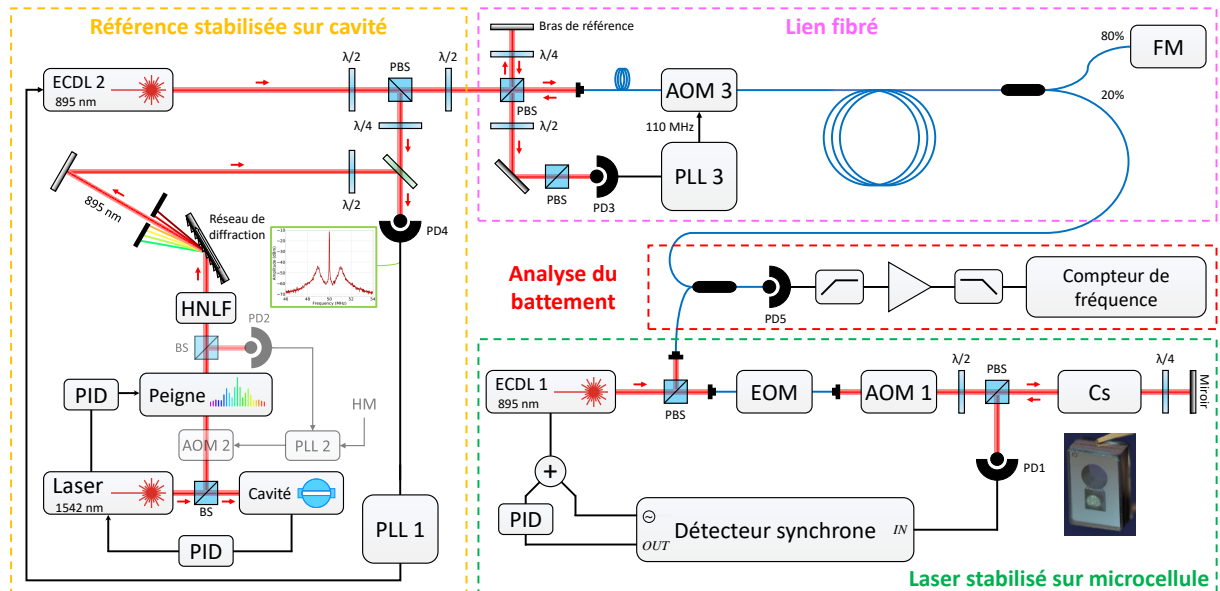


FIGURE 5.16 – Montage expérimental pour la caractérisation du laser ECDL 1 stabilisé sur microcellule. Ce montage regroupe également la référence ultra-stable basée sur une cavité sphérique et un peigne de fréquence, le lien fibré stabilisé basé sur un interféromètre de Michelson et la partie battement entre cette référence et le montage ECDL-microcellule. ECDL : diode laser à cavité externe, HNLF : fibre non linéaire, PLL : boucle à verrouillage de phase, PID : correction proportionnelle-intégrale, PBS : séparateur de faisceau polarisant, PD : photodiode, AOM : modulateur acousto-optique, FM : miroir de Faraday.

Sur ce schéma, nous reconnaissons en bas à droite le système laser ECDL stabilisé sur microcellule présenté dans le chapitre 3. Nous reconnaissons également la référence optique stabilisée sur cavité ainsi que le lien fibré compensé, tous deux présentés précédemment dans ce chapitre. Pour finir, nous identifions l'étage du battement de fréquence, lui aussi présenté dans le chapitre 3. Ce dernier est ici utilisé pour réaliser le battement de fréquence entre la référence optique à 895 nm issue du peigne et le système laser ECDL à microcellule.

La figure 5.17 montre le spectre d'absorption de la transition $\rightarrow 4'$ obtenu en sortie du système laser ECDL.

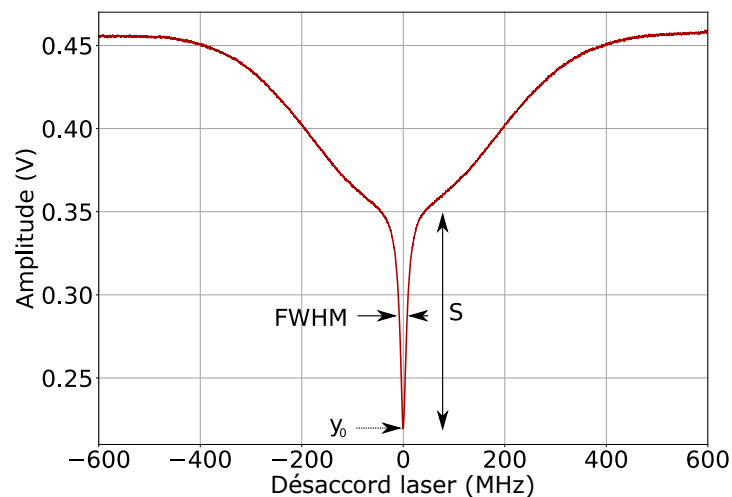


FIGURE 5.17 – Spectre d'absorption du laser ECDL détecté en microcellule.

Ce spectre a été obtenu pour une puissance optique entrant dans la cellule de $458 \mu\text{W}$, une température de cellule de 60°C et aucun champ magnétique appliqué. Nous extrayons un signal S de 127 mV, une tension y_0 de 220 mV et une largeur à mi-hauteur FWHM de 15.6 MHz.

5.2.2 Bruit de détection

Nous avons dans un premier temps réalisé de nouveau une mesure du bruit de tension en sortie de l'étage de détection afin d'établir un budget de bruit court-terme du montage ECDL à microcellule. La figure 5.18 présente ces mesures.

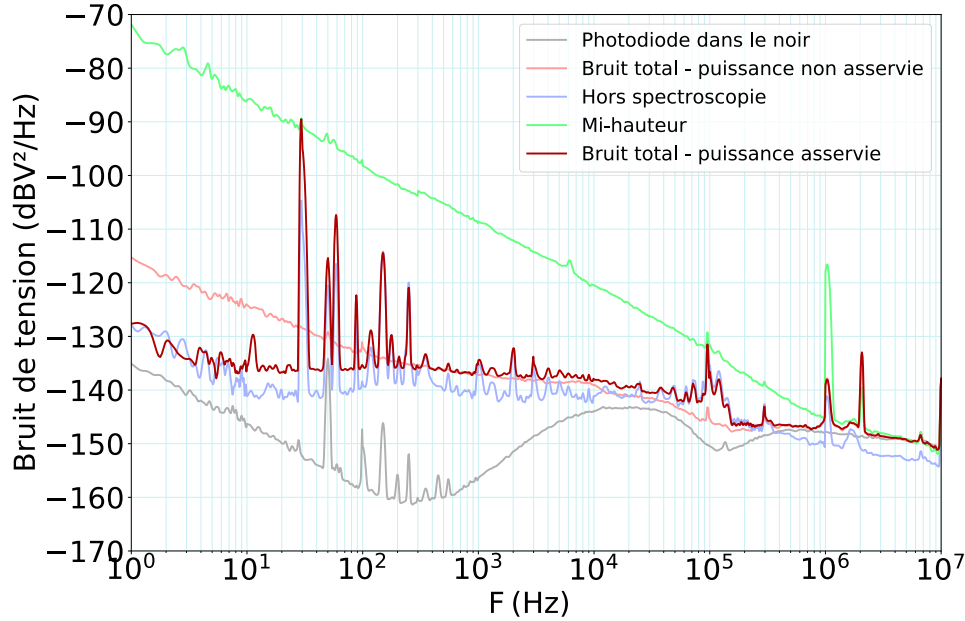


FIGURE 5.18 – Bruit de détection en tension du système laser ECDL.

Cette mesure a été réalisée avec une fréquence de modulation de 1 MHz. Les valeurs nécessaires à l'établissement du budget de bruit sont regroupées sur le tableau 5.1.

Source de bruit	Valeur
σ_D	-148
σ_{AM}	-142
σ_{tot}	-139

TABLE 5.1 – Mesures des différents bruits de tension, en dBV^2/Hz , pour le système laser ECDL. La fréquence de modulation f_M du laser est 1 MHz

5.2.3 Bruit de phase

La figure 5.19 présente le bruit de phase du battement entre le laser ECDL à microcellule et la référence à 895 nm issue du peigne. Cette figure présente également le bruit de phase du battement de fréquence entre le système laser DFB et le système laser ECDL, ce dernier étant désormais modulé à 1 MHz.

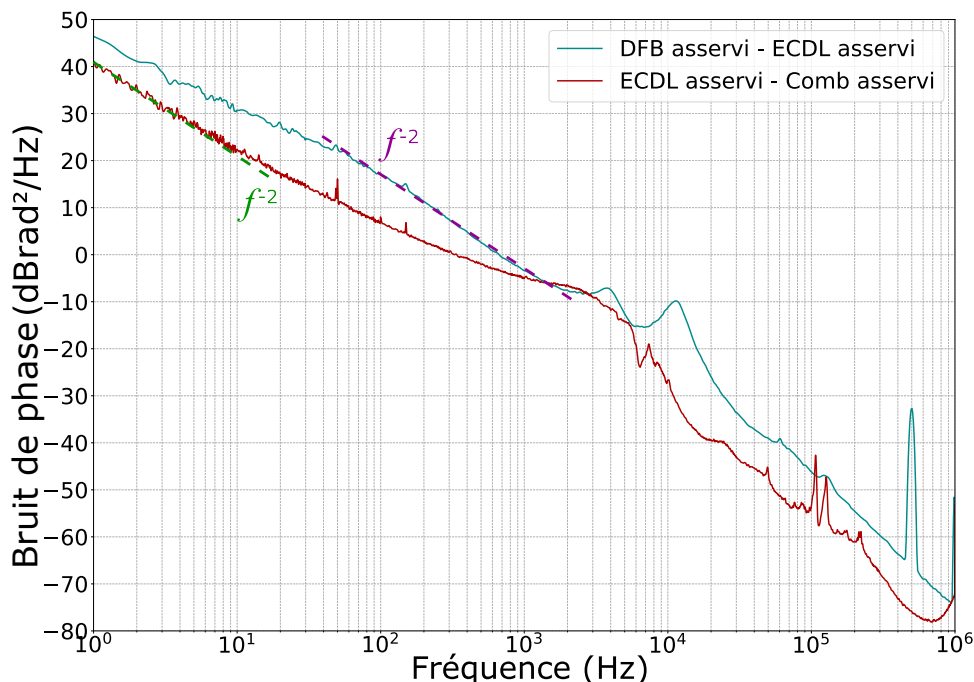


FIGURE 5.19 – En rouge : Bruit de phase du battement entre le système laser ECDL et la référence ultra stable à 895 nm dans des conditions asservies. En turquoise : Bruit de phase du battement entre le système laser DFB et le système laser ECDL dans des conditions asservies.

Le bruit de phase du battement ECDL-Comb présente une pente en f^{-2} entre 1 et 10 Hz, signature d'un bruit blanc de fréquence. Nous extrayons la valeur $b_{-2} = 10^{40/10} = 10^4 \text{ rad}^2/\text{Hz}$, permettant d'estimer la stabilité relative de fréquence telle que $\sigma(1s) = \sqrt{\frac{b_{-2}}{\nu_0^2}} = 3 \times 10^{-13}$. Nous avons également mesuré un bruit de phase de $-86 \text{ dBBrad}^2/\text{Hz}$ à 2 MHz, fréquence correspondant à deux fois la fréquence de modulation du système laser. Cette valeur est considérée pour estimer l'effet d'intermodulation sur la stabilité du laser à microcellule.

Le bruit de phase du battement DFB-ECDL, atteint le niveau de $+46 \text{ dBBrad}^2/\text{Hz}$ à $f = 1 \text{ Hz}$. Ce résultat démontre bien que les résultats figure 4.15 étaient limités par la trop faible fréquence de modulation du laser ECDL. Ce résultat démontre aussi que des résultats de stabilité à 1 s inférieurs à 10^{-12} peuvent être obtenus avec un laser DFB.

5.2.4 Budget de bruit court-terme

A l'aide des valeurs précédemment mesurées, nous établissons le budget de bruit court-terme du laser ECDL à microcellule. Le tableau 5.2 résume les paramètres clés et les contributions respectives au budget de bruit court-terme.

Paramètre	Valeur
S (mV)	127
$FWHM$ (MHz)	15.6
S_l (V/Hz)	8.15×10^{-9}
C	0.58
P_o (μ W)	229
f_M (kHz)	1030
$S_\varphi(2f_M)$ (dBrad ² /Hz)	-86
Source de bruit	Valeur
σ_{sn} (1s)	3.5×10^{-15}
σ_{pd} (1s)	1.5×10^{-14}
σ_{AM-AM} (1s)	2.8×10^{-14}
σ_{FM-AM} (1s)	3×10^{-14}
σ_{LO} (1s)	1.5×10^{-13}
σ_y (1s)	1.5×10^{-13}

TABLE 5.2 – Budget du budget de bruit court-terme calculé pour le système laser ECDL.

D'après ce tableau, la stabilité relative de fréquence court-terme du laser à microcellule devrait être limitée au niveau de 1.5×10^{-13} . La contribution majeure est l'effet d'intermodulation induit par le bruit de fréquence du laser. La seconde limitation provient du bruit FM-AM, dont la contribution est estimée au niveau de 3×10^{-14} .

Cette analyse suggère qu'il existe une marge de progrès significative pour améliorer la stabilité de fréquence de telles références de fréquence optiques à microcellule. Dans ce domaine, l'utilisation de lasers miniatures ultra-étroits pré-stabilisés avec un bruit FM réduit [190][191] apparaît comme une voie de recherche prometteuse.

5.2.5 Stabilité

Dans cette section, nous rapportons la mesure de la déviation d'Allan du battement de fréquence entre le système laser ECDL et le laser asservi sur cavité. La stabilité du laser à cavité est évaluée à 10 GHz par comparaison avec le signal d'un oscillateur saphir cryogénique (CSO). Plus précisément, un signal à 10 GHz est obtenu par photodétection rapide à partir du peigne de fréquence (asservi sur le laser à cavité) et comparé au CSO. Le schéma de ce montage est illustré figure 5.20.

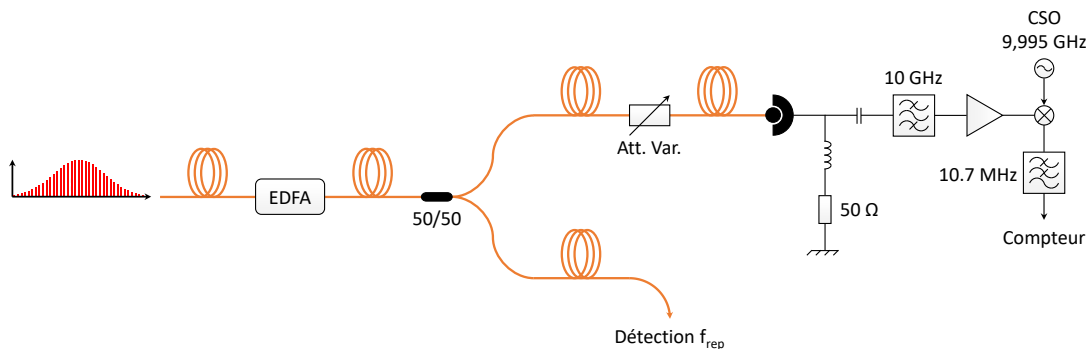


FIGURE 5.20 – Schéma de principe de la comparaison entre un CSO et le signal à 10 GHz généré depuis l'optique par le laser femtoseconde stabilisé sur le laser asservi sur cavité [182].

Après le passage par un amplificateur optique fibré dopé à l'erbium, la 40^{ème} harmonique de la fréquence de répétition (250 MHz) du peigne de fréquence, asservi sur le laser à cavité, est détectée à l'aide d'une photodiode rapide faible bruit de type PIN InGaAs (DSC30S, Discovery Semiconductors) dont la bande passante est de 22 GHz. Afin de limiter la puissance optique entrant dans la photodiode à 3 mW, un atténuateur optique variable est utilisé. Le signal à 10 GHz généré à partir de l'optique est filtré à l'aide d'un filtre passe-bande, obtenant une puissance de -30 dBm à 10 GHz. Ce signal est ensuite amplifié par deux amplificateurs micro-onde bas bruit (Hittite HMC606LC5 et Miteq AFS6-08001600-15-10P-6), avec un bruit de phase résiduel de l'ordre de -122 dBrad²/Hz à 1 Hz [182]. Ce signal micro-onde

est comparé au signal fourni par un CSO. Le CSO utilise un résonateur saphir à modes de galerie, maintenu à une température proche de 6 K, dont la fréquence de résonance se situe directement dans le domaine micro-onde, à environ 9.995 GHz. Le CSO offre une stabilité relative de fréquence inférieure à 8×10^{-16} pour des temps d'intégration compris entre 1 et 1000 s, ainsi qu'un bruit de phase à 1 Hz de $S\varphi(1 \text{ Hz}) = -103 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ [192].

La figure 5.21 présente trois déviations d'Allan. La première (rouge) est celle du battement de fréquence entre la référence optique et le système laser ECDL, la seconde (verte) correspond exactement à la déviation d'Allan du battement entre le CSO et le signal à 10 GHz généré à partir du peigne (asservi sur le laser à cavité) tandis que la dernière (bleue) correspond à la déviation d'Allan du battement entre le CSO et le signal à 10 GHz généré optiquement à partir du peigne (asservi sur le laser à cavité) avec un asservissement sur un maser à hydrogène avec une constante de temps d'environ 100 s.

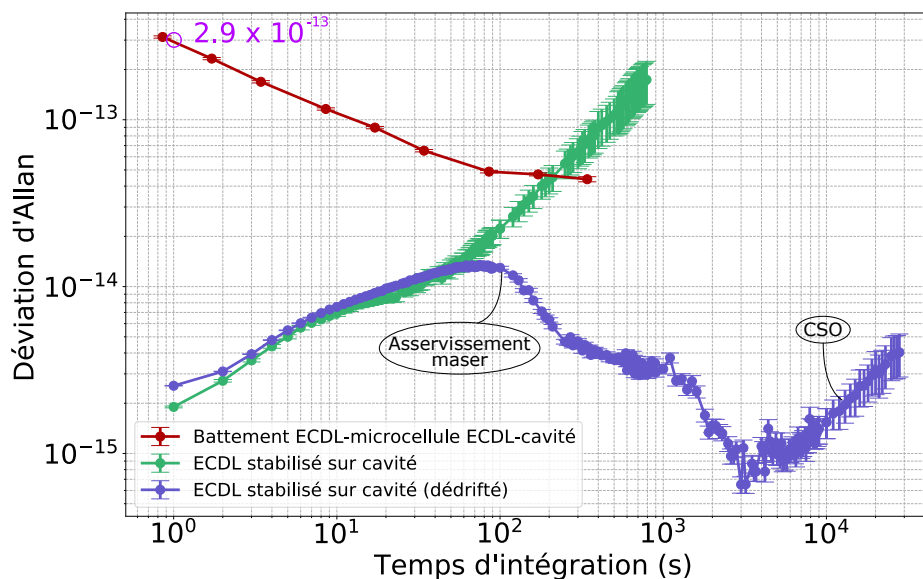


FIGURE 5.21 – Stabilité relative de fréquence du système laser ECDL dans des conditions asservies (rouge) ainsi que celle de la référence optique ultra-stable avec (bleu) et sans (vert) asservissement sur le maser à hydrogène.

La stabilité relative de fréquence du laser à cavité est de 2×10^{-15} à 1 s. Ce laser dérive fortement cependant, atteignant 2×10^{-14} à 100 s. Lorsque l'asservissement sur le maser est activé (constante de temps ≈ 100 s), nous observons une intégration entre 100 s et 3000 s aboutissant au niveau sub- 10^{-15} entre 3000 et 6000 s. Pour des temps d'intégration plus longs, une dérive due au CSO est observée donnant 3×10^{-15} à 2×10^{-14} à 10^4 s. En considérant que la stabilité du laser à cavité non asservi sur le maser continue à dériver en τ , la correction de la dérive permet ainsi de gagner plus de trois ordres de grandeur sur la stabilité à 10^4 s du signal de référence à 895 nm.

La stabilité relative de fréquence du laser ECDL à microcellule atteint le niveau de 2.9×10^{-13} à 1 s. Cette valeur est en accord avec celle calculée à partir du spectre de bruit de phase. Ce résultat est proche de la stabilité relative de fréquence mesurée par le NIST (1.8×10^{-13} à 1 s [4]) en utilisant la spectroscopie de la transition à deux photons de l'atome de rubidium à 778 nm. A 100 s, la valeur mesurée atteint le niveau de 5×10^{-14} . Nos résultats sont ainsi compétitifs avec l'état de l'art des lasers à microcellule et démontrent le potentiel de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Nous observons également sur la figure 5.21 que la stabilité relative de fréquence de la référence optique pourrait constituer une limitation à la caractérisation du laser à microcellule, pour des temps supérieurs à 200 s, lorsque non asservi sur le maser.

5.3 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre l'extraction et le transfert d'une référence optique ultra-stable à 895 nm, obtenue à partir d'un laser à 1542 nm asservi sur cavité ultra-stable, un peigne de fréquence femtoseconde commercial de fréquence de répétition 250 MHz et l'implémentation d'un lien fibré optique à 895 nm compensé. La stabilité relative de fréquence du laser ultra-stable à cavité est transférée sur un laser

ECDL à 895 nm localement asservi en phase sur une dent du peigne de fréquence, spectralement étendu, à 895 nm, par le biais d'une fibre hautement non-linéaire et détection hétérodyne. Ce laser ECDL local, disposant d'une puissance de sortie de plusieurs dizaines de mW, est alors transféré dans un laboratoire voisin où se situent les lasers à microcellule par le biais d'un lien fibré compensé de l'effet Doppler et ainsi en partie immunisé des perturbations thermiques et acoustiques. Le bruit de phase résiduel du lien fibré a été caractérisé et mesuré « hors-boucle » au niveau de -55 dBrad²/Hz à 1 Hz, soit environ 100 dB plus bas que le bruit de phase absolu du battement de fréquence mesuré entre les deux lasers à microcellule obtenu dans le chapitre 4. Cette plateforme constitue ainsi une plateforme de choix pour assurer la caractérisation métrologique de nos lasers à microcellule et rendre possible l'identification des performances réelles de ces derniers. Avec cette référence optique, nous avons pu démontrer pour notre laser ECDL à microcellule une stabilité relative de fréquence de 2.9×10^{-13} à 1 s, en accord avec un bruit de phase mesuré de $+40$ dBrad²/Hz à $f = 1$ Hz, et sous 5×10^{-14} à 100 s. Ces performances sont bien meilleures que celles obtenues dans le chapitre 4 et sont compétitives avec les performances des meilleures références de fréquence à microcellule actuelles. Le budget de bruit montre que ces performances sont toujours limitées par le bruit de fréquence intrinsèque de l'ECDL, via l'effet d'intermodulation, sous-entendant que des performances encore meilleures pourraient être obtenues par le biais de lasers pré-stabilisés et encore plus fins spectralement.

Chapitre 6

Déplacements de fréquence et stabilité moyen-terme

Au cours du chapitre 5, nous avons fait la démonstration d'un laser asservi sur microcellule par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence, atteignant une stabilité relative de fréquence de 2.9×10^{-13} à 1 s et de l'ordre de 5×10^{-14} à 100 s. Ces performances, portant le mérite de montrer le potentiel de cette approche pour l'avènement de références de fréquence optiques à microcellule ultra-stables, demeurent cependant obtenues sur des durées de mesure et d'intégration limitées. Il est ainsi important de pouvoir évaluer les contributions principales aux instabilités de fréquence moyen-terme (> 100 s) de notre source. Ainsi, ce dernier chapitre vise à initier une étude du budget de stabilité moyen-terme de notre référence à microcellule. Pour cela, nous avons mesuré la dépendance de la fréquence du laser à microcellule aux variations d'un grand nombre de paramètres expérimentaux incluant la puissance laser en entrée de cellule, la température de cellule, le champ magnétique statique, la puissance et la fréquence micro-onde, la translation du miroir de réflexion en sortie de cellule, la profondeur de modulation et les températures d'AOM et d'EOM. La connaissance des coefficients de sensibilité mesurés, couplés aux mesures des fluctuations typiques des paramètres expérimentaux concernés, permet ainsi d'évaluer les contributions respectives de ces différents paramètres à la stabilité de fréquence moyen-terme de notre référence à microcellule. Nous apportons ici un budget de stabilité provisoire, d'une part car la mesure de sensibilité à certains paramètres n'a pas été mesurée, d'autre part car les fluctuations de nombreux paramètres ont été évaluées par le biais de sondes "in-loop". Ce travail devra donc être poursuivi à la suite de cette thèse. Interpellé par la mesure de dépendance de la fréquence du laser aux variations de puissance laser et température de cellule montrant des points d'inversion, nous avons observé que les variations de température de la cellule ou de puissance laser pouvaient induire une déformation et une asymétrie de la résonance sub-Doppler ou du profil Doppler gaussien au sein duquel elle est détectée. Nous avons alors suspecté que la variation de ces paramètres pouvait induire des désalignements optiques ou défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants dans la cellule. Nous avons alors mené une étude spécifique pour évaluer ces effets, démontrant une dépendance importante de la fréquence du laser à microcellule à ces imperfections d'alignements optiques. Cette dépendance de la fréquence laser aux défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants est estimée de l'ordre de $1.6 \times 10^{-9}/^\circ$ pour l'axe horizontal et de l'ordre de $2.3 \times 10^{-10}/^\circ$ pour l'axe vertical et pourrait constituer une limite importante aux performances de stabilité actuelles de notre laser à microcellule. Cette démarche reste à poursuivre et des études sont en cours pour mieux évaluer cet effet et possiblement mettre en place des solutions expérimentales qui permettront de le réduire. Les autres contributions importantes suspectées à ce jour sont liées aux variations de la puissance micro-onde et du champ magnétique. On note par ailleurs avoir observé une corrélation importante entre les variations de plusieurs paramètres expérimentaux et de la fréquence laser aux variations de température de l'expérience.

6.1 Déplacements de fréquence

Cette section est dédiée à l'étude du budget de stabilité moyen-terme du laser à microcellule. On relève en particulier l'impact sur la fréquence d'horloge de la puissance laser, la température de la cellule, le champ magnétique, la puissance micro-onde, la fréquence micro-onde, la position du miroir de réflexion selon l'axe de propagation du faisceau laser, la température de l'EOM, la température de l'AOM, ou l'angle entre les deux faisceaux contre-propageants dans la cellule.

6.1.1 Puissance laser

La figure 6.1 présente la mesure de la fréquence du laser en fonction de la puissance optique à l'entrée de la cellule. Nous observons sur cette mesure un changement de signe de la pente autour d'une puissance laser de l'ordre de $340 \mu\text{W}$. Cette inversion de pente permet de définir un point où le système est peu sensible aux variations de puissance optique. Nous extrayons autour de ce point une courbure de $-0.67 \pm 0.05 \text{ Hz}/\mu\text{W}^2$, soit une sensibilité relative de $2 \times 10^{-15}/\mu\text{W}^2$. Toutes les mesures dans ce chapitre furent réalisées à une puissance autour de $460 \mu\text{W}$. Autour de ce point, nous extrayons une dépendance de l'ordre de $-33.7 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ soit en relatif $1 \times 10^{-13}/\mu\text{W}$.

Afin de compléter cette étude, nous avons mesuré les fluctuations typiques de la puissance laser "in-loop", via le BS et la photodiode de régulation de puissance, en fonction du temps lorsque l'asservissement de la puissance est activé. La figure 6.2 présente ce résultat.

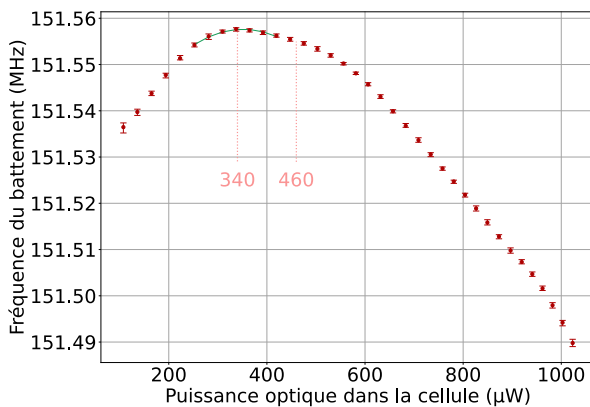


FIGURE 6.1 – Fréquence du laser en fonction de la puissance optique en entrée de cellule.

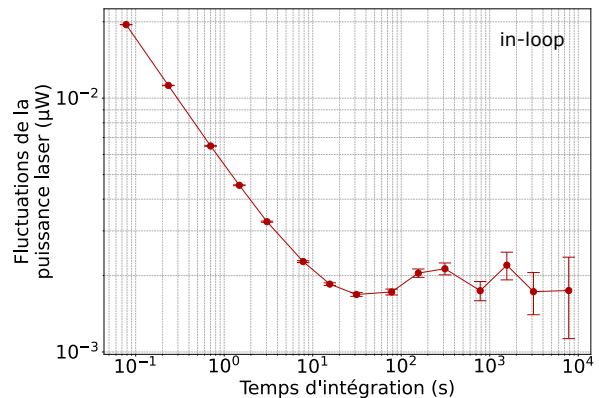


FIGURE 6.2 – Fluctuations de puissance laser en fonction du temps. Puissance asservie à $460 \mu\text{W}$. Mesure "in-loop".

Les fluctuations typiques de la puissance laser sont de $5.5 \times 10^{-3} \mu\text{W}$ à 1 s et $2 \times 10^{-3} \mu\text{W}$ à 100 et 1000 s, correspondant respectivement à des fluctuations relatives de puissance laser "in-loop" de 1.2×10^{-5} et 4.3×10^{-6} .

6.1.2 Température de cellule

La figure 6.3 présente l'évolution de la fréquence du laser à microcellule en fonction de la température de cellule. Une inversion de signe de la pente est ici observée autour de 60°C . La sensibilité de la fréquence à la température de cellule autour de ce point est de l'ordre de $-1.1 \text{ kHz}/\text{K}^2$, correspondant à une sensibilité relative de $-3.3 \times 10^{-12}/\text{K}^2$.

Après avoir fixé la température autour de 60°C , nous avons mesuré les fluctuations typiques "in-loop" de la température de cellule. Le résultat est présenté sur la figure 6.4

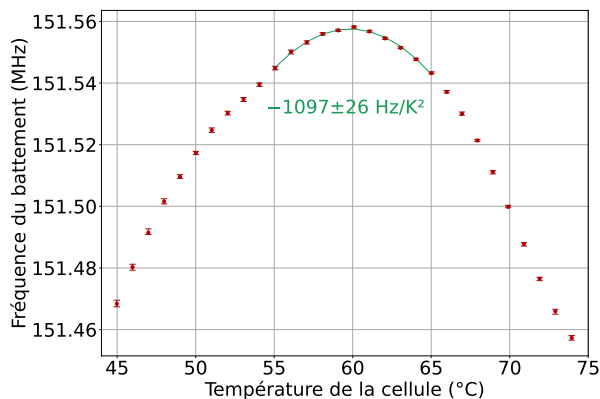


FIGURE 6.3 – Fréquence du laser en fonction de la température de cellule (système ECDL).

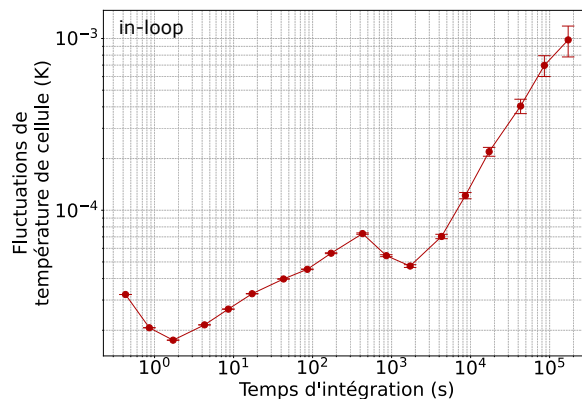


FIGURE 6.4 – Fluctuations de la température de cellule en fonction du temps (in-loop).

Nous mesurons "in-loop" des fluctuations de 2×10^{-5} K à 1 s et de 7.5×10^{-4} K à 10^5 s, soit en relatif 3.3×10^{-6} à 1 s et 1.3×10^{-5} à 10^5 s. On observe que les fluctuations de température de la cellule du laser ECDL sont bien plus importantes que celles mesurées pour le laser DFB (figure 3.47), mettant en lumière un défaut de régulation sur cette cellule. Il sera nécessaire de réviser ce point dans l'avenir pour réduire l'impact de la température de cellule sur la stabilité long-terme du laser

6.1.3 Champ magnétique

Nous avons mesuré la sensibilité de la fréquence du battement au champ magnétique vu par les atomes. Pour cette mesure, le champ magnétique est créé à l'aide des bobines de Helmholtz présentes sur le support de cellule. Le résultat est présenté sur la figure 6.5. Nous observons une pente maximale autour de notre point de fonctionnement ($B \approx 0$) de l'ordre de -434 ± 12 Hz/mG, soit une sensibilité relative de -1.3×10^{-12} /mG. Si le champ magnétique résiduel constitue une limitation pour le système, il sera nécessaire de le compenser ou de modifier le point de fonctionnement vers une portion où le système est moins sensible. La figure 6.6 présente les fluctuations du champ magnétique en fonction du temps.

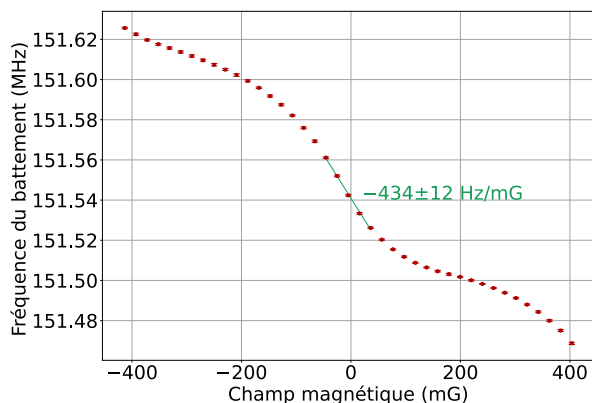


FIGURE 6.5 – Fréquence du laser en fonction du champ magnétique dans la cellule.

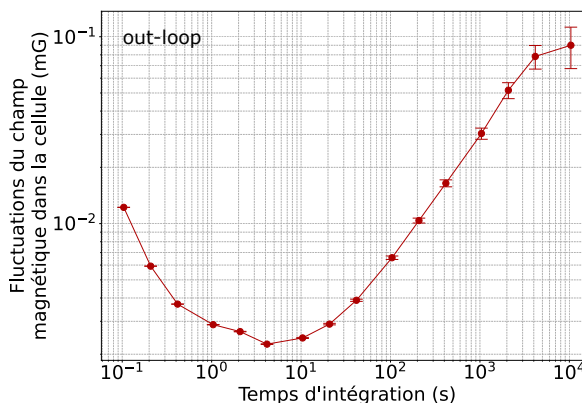


FIGURE 6.6 – Fluctuations du champ magnétique observé par les atomes en fonction du temps.

Les fluctuations à 1 s sont de 2.9×10^{-3} mG et de 9×10^{-2} mG à 10^4 s.

6.1.4 Puissance micro-onde

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évolution de la fréquence du battement en fonction de la puissance micro-onde en sortie de synthétiseur. Ce signal, après amplification, est envoyé sur l'EOM. Cette mesure a été réalisée sans asservissement du biais EOM. La figure 6.7 présente le résultat de cette mesure. Un fit linéaire sur les trois points centraux nous permet d'extraire une sensibilité relative de $+4 \times 10^{-13}$ /dB.

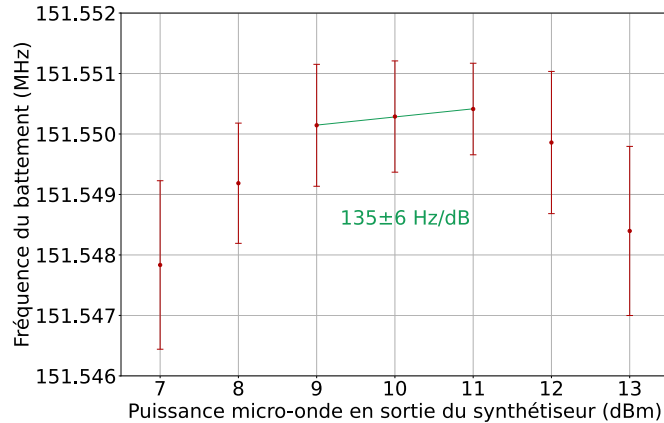


FIGURE 6.7 – Fréquence du laser en fonction de la puissance micro-onde.

Pour compléter cette étude, nous pouvons reprendre les données de la figure 3.17, donnant une information sur les variations typiques de tension en sortie de la diode Schottky, rapportées aux variations de la puissance micro-onde en sortie de synthétiseur. Pour rappel, ces valeurs sont surestimées en raison des variations de température de l'environnement dans lequel la diode Schottky se situe. Ces fluctuations atteignent le niveau de 3×10^{-4} dBm à 1 s et de 6×10^{-3} dBm à 10^4 s. Cependant les résultats de la figure 3.17 sont obtenus "in-loop", sous-estimant probablement les fluctuations mesurées.

6.1.5 Fréquence micro-onde

Nous avons mesuré l'évolution de la fréquence du laser à microcellule en fonction de la fréquence micro-onde, dont la mesure est montrée sur la figure 6.8. Les données expérimentales peuvent être approximées par un polynôme d'ordre 3. La sensibilité mesurée autour de notre point de fonctionnement est de -0.29 ± 0.005 Hz/Hz, soit une sensibilité relative de -8.7×10^{-16} /Hz. Le synthétiseur micro-onde est référencé sur un maser à hydrogène. La figure 6.9 montre les fluctuations de la fréquence micro-onde à 4.6 GHz.

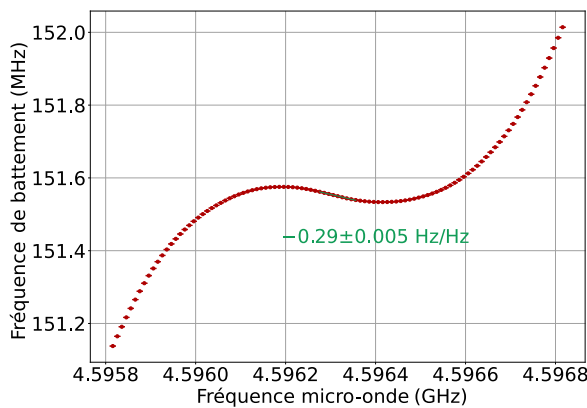


FIGURE 6.8 – Fréquence du laser en fonction de la fréquence micro-onde.

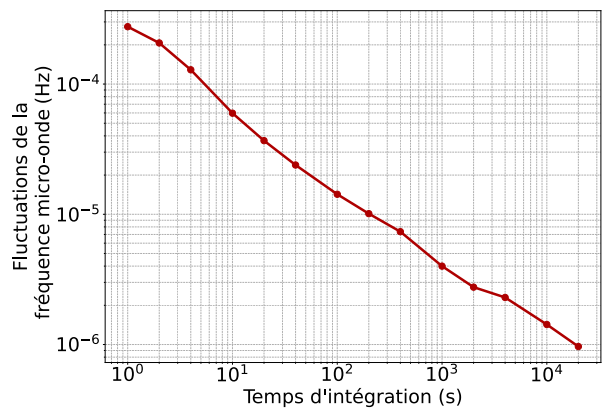


FIGURE 6.9 – Fluctuations de fréquence du signal à 4.6 GHz en fonction du temps d'intégration.

Ainsi, nous mesurons les fluctuations typiques de la fréquence micro-onde en sortie de synthétiseur au niveau de 2.8×10^{-4} Hz à 1 s et de 1.4×10^{-6} Hz à 10^4 s.

6.1.6 Position du miroir

Nous avons mesuré la fréquence du laser en fonction de la translation du miroir de réflexion en sortie de cellule. Pour réaliser cette mesure, le miroir est placé sur une platine de translation qui se déplace suivant l'axe du faisceau laser. Nous considérons la graduation 0 de la platine de translation comme notre point de départ pour cette mesure. Les résultats sont présents figure 6.10.

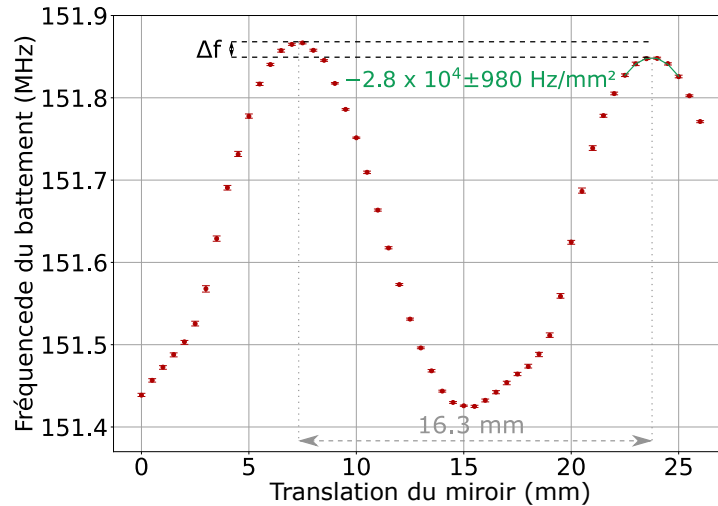


FIGURE 6.10 – Fréquence du laser en fonction de la translation du miroir selon l’axe de propagation du faisceau laser.

Nous observons deux maxima autour de 7.5 mm et de 23.5 mm séparés d’environ 16 mm. Nous avons choisi de fixer notre point de fonctionnement sur le second maximum autour duquel nous extrayons une sensibilité de $-2.8 \times 10^4 \pm 980 \text{ Hz/mm}^2$, soit une sensibilité relative de $-8.5 \times 10^{-11}/\text{mm}^2$. Nous remarquons également une différence de fréquence Δf entre les deux points optimaux. Cette différence est due au fait que l’axe de la platine de translation n’est pas exactement aligné avec l’axe optique, résultant en un léger désalignement des faisceaux incident et réfléchi.

6.1.7 Températures de l’EOM et de l’AOM

Nous avons mesuré le comportement de la fréquence du battement en fonction de la température de l’EOM. Cette mesure est montrée sur la figure 6.11.

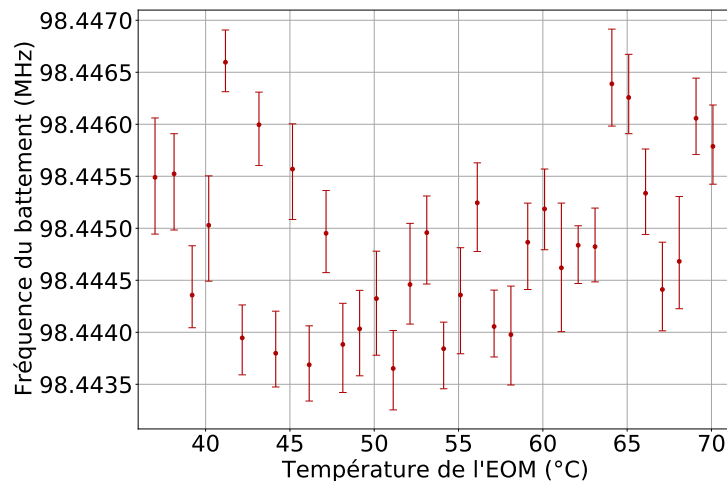


FIGURE 6.11 – Fréquence du laser en fonction de la température de l’EOM.

Nous n’avons extrait aucune sensibilité de cette mesure. Nous avons attribué les légères fluctuations au comportement usuel de l’expérience et non au changement de température de l’EOM. Il est bon de remarquer que changer la température de l’EOM modifie la puissance, pouvant induire un déplacement de fréquence. Cependant ces fluctuations de puissance sont compensées par l’asservissement du puissance avec l’AOM.

Nous avons aussi caractérisé les fluctuations de la fréquence du laser en fonction de la température de l’AOM. La figure 6.12 montre le résultat de cette mesure.

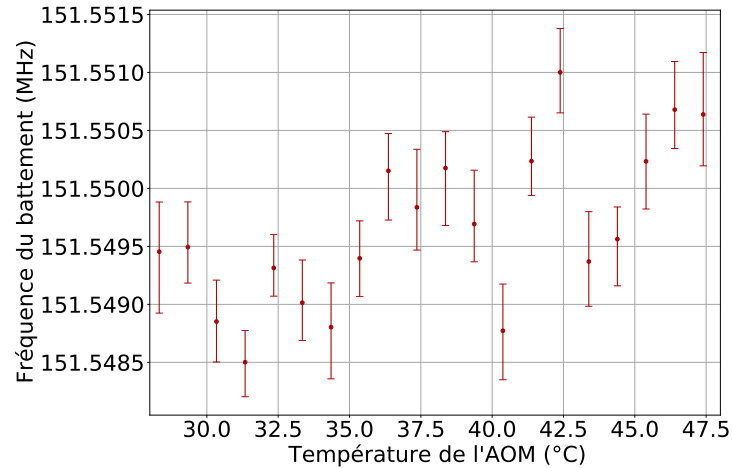


FIGURE 6.12 – Fréquence du laser en fonction de la température de l'AOM.

Identiquement à la mesure précédente, les faibles fluctuations ont été attribuées au comportement normal de l'expérience et nous considérons que la fréquence du battement est quasi-insensible à ce paramètre, en outre autour de la température de régulation de l'AOM (35°C).

6.1.8 Profondeur de modulation

Nous avons mesuré le comportement de la fréquence du laser en fonction de la profondeur de modulation du laser. La figure 6.13 présente le résultat correspondant. Un quasi-plateau est obtenu entre 8 et 15 MHz. Lorsque la profondeur de modulation devient supérieure à la largeur de la résonance sub-Doppler (≈ 15 MHz), la fréquence du laser décroît. On observe aussi une évolution significative de la fréquence lorsque la profondeur de modulation devient trop faible.

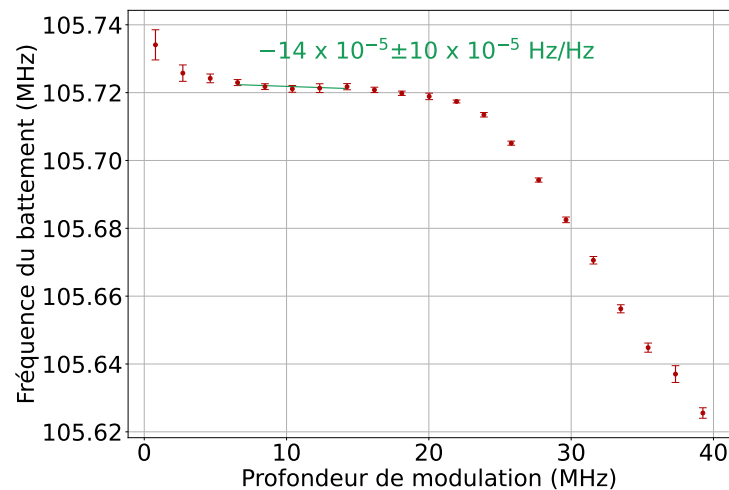


FIGURE 6.13 – Fréquence du laser en fonction de la profondeur de modulation.

Autour de notre point de fonctionnement, nous extrayons une sensibilité de l'ordre de -14×10^{-5} Hz/Hz, soit une sensibilité relative de 4×10^{-19} /Hz.

6.1.9 Alignement du faisceau contre-propageant

La spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence nécessite deux faisceaux contre-propageants orthogonalement polarisés au sein de la cellule. Afin de mesurer la sensibilité de la fréquence à ce paramètre, nous avons remplacé le miroir fixe après la cellule par un miroir piézoélectrique, permettant de faire varier l'angle sur deux axes, vertical et horizontal, à l'aide de composants piézoélectriques. La figure 6.14 présente le schéma de cette mesure.

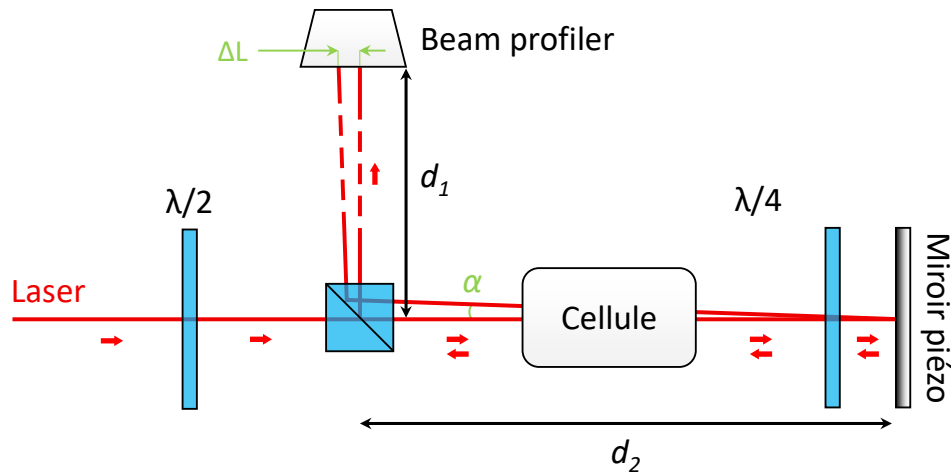


FIGURE 6.14 – Schéma de mesure de la fluctuation de l'angle entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi dans la cellule.

Nous utilisons un "beam profiler" pour mesurer les déplacements ΔL du faisceau réfléchi. L'angle α entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi est défini tel que $\alpha = \arctan(\Delta L/d)$, avec $d_1 + d_2 = 72.7$ cm.

La figure 6.15 présente les fluctuations de fréquence du laser en fonction des variations de l'angle α sur l'axe horizontal du faisceau réfléchi. Dans notre plage de fonctionnement, le comportement de la fréquence du laser par rapport au changement d'angle du faisceau réfléchi est quasi-linéaire. Nous extrayons une sensibilité de 510 ± 10 kHz/°, correspondant à une sensibilité relative de $1.5 \times 10^{-9}/^\circ$. Pour compléter cette étude, nous avons mesuré les fluctuations du faisceau sur le beam profiler. Le résultat est présenté sur la figure 6.16.

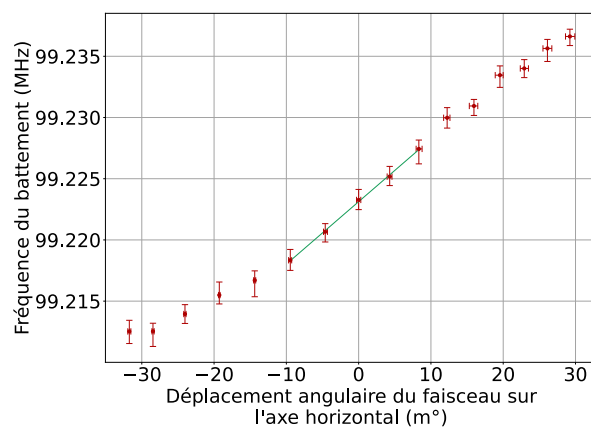


FIGURE 6.15 – Fréquence du laser en fonction de l'angle α entre les deux faisceaux contre-propageants (axe horizontal).

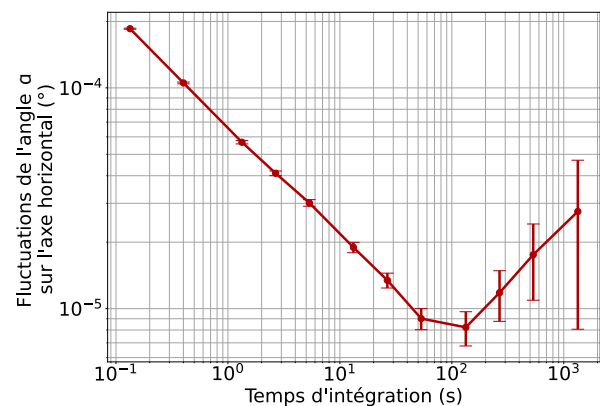


FIGURE 6.16 – Fluctuations de l'angle α sur l'axe horizontal en fonction du temps d'intégration.

Nous relevons des fluctuations d'angle du faisceau réfléchi de $6.6 \times 10^{-5}^\circ$ à 1 s, diminuant jusqu'à $8.4 \times 10^{-6}^\circ$ à 100 s et remontant à $2.4 \times 10^{-5}^\circ$ à 1000 s. La stabilité du laser à microcellule est ainsi limitée par ce paramètre au niveau de 1×10^{-13} à 1 s et de 1.3×10^{-14} à 100 s.

Nous avons effectué la même étude que précédemment sur l'axe vertical. La figure 6.17 montre, autour de notre point de travail, une sensibilité de 297 ± 117 kHz/°, correspondant à une sensibilité relative de $8.9 \times 10^{-10}/^\circ$. La figure 6.18 montre les fluctuations de l'angle α sur l'axe vertical.

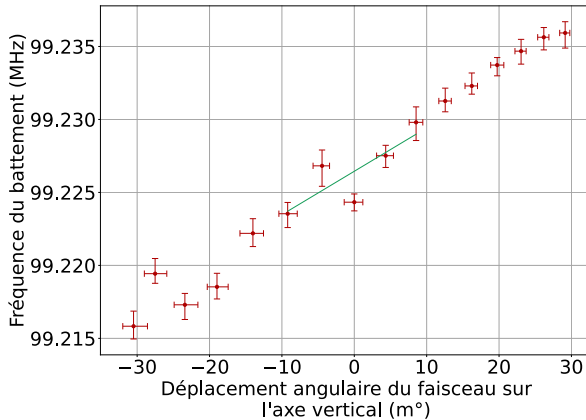


FIGURE 6.17 – Fréquence du laser en fonction de l'angle α entre les deux faisceaux contre-propageants (axe vertical).

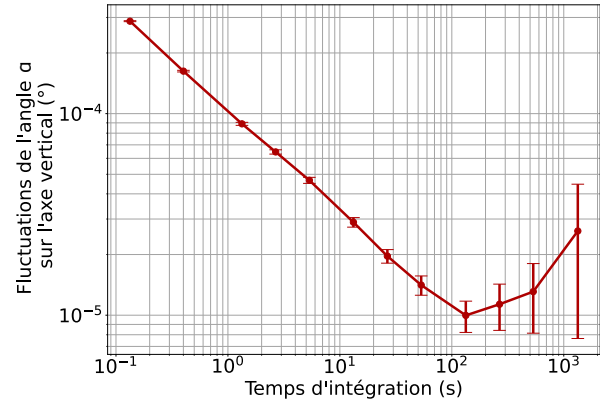


FIGURE 6.18 – Fluctuations de l'angle α sur l'axe vertical en fonction du temps d'intégration.

Cette figure montre une fluctuation typique de 1×10^{-4} à 1 s allant jusqu'à 1.1×10^{-5} à 100 s avant de remonter au niveau de 2.1×10^{-5} à 1000 s. Ce paramètre limite donc la stabilité court-terme de l'horloge au niveau de 8.9×10^{-14} à 1 s et 9.7×10^{-15} à 100 s.

Afin de déterminer si la température ambiante a un effet sur le désalignement du faisceau, nous avons mesuré la température de la boîte en fonction du déplacement vertical du faisceau. La figure 6.19 présente cette mesure après fermeture de la boîte de l'expérience.

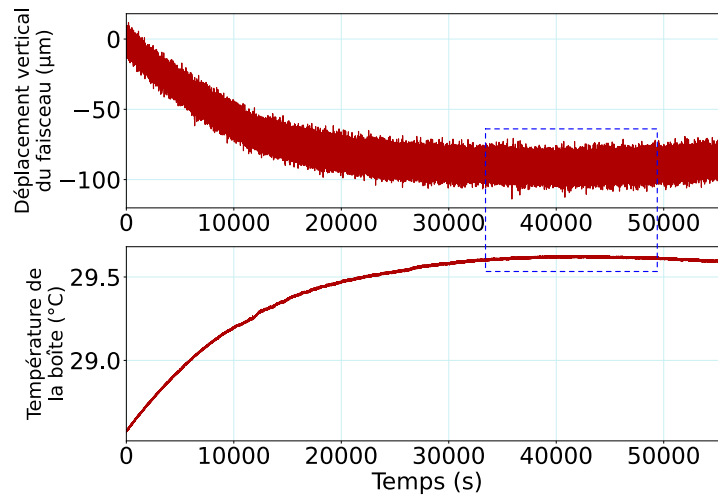


FIGURE 6.19 – Déplacement vertical du faisceau laser réfléchi et température de la boîte en fonction du temps.

Nous observons que la température de la boîte se stabilise après fermeture et que le déplacement du faisceau est fortement corrélé à la température de la boîte.

6.2 Budget de stabilité moyen-terme

A l'aide des mesures de sensibilités et de fluctuations typiques des paramètres, nous pouvons établir un budget de stabilité moyen-terme. Notons que ce budget de stabilité est provisoire. Plusieurs fluctuations de paramètres rapportées dans ce tableau ont été en effet mesurées en configuration "in-loop", sous estimant donc leur contribution sur la stabilité du laser à microcellule. La tableau 6.1 présente ce budget de stabilité.

Paramètre	Sensibilité relative	δ_P (100 s)	σ_P (100 s)	δ_P (1000 s)	σ_P (1000 s)
x_M	$8.5 \times 10^{-11}/\text{mm}^2$	$< 1 \mu\text{m}$	$< 8.5 \times 10^{-14}$	$< 1 \mu\text{m}$	$< 8.5 \times 10^{-14}$
α_H	$1.5 \times 10^{-9}/^\circ$	$8.4 \times 10^{-6}^\circ$	1.3×10^{-14}	$2.4 \times 10^{-5}^\circ$	3.6×10^{-14}
α_V	$8.9 \times 10^{-10}/^\circ$	$1.1 \times 10^{-5}^\circ$	9.8×10^{-15}	$2.1 \times 10^{-5}^\circ$	1.9×10^{-14}
B	$1.3 \times 10^{-12}/\text{mG}$	$6.4 \times 10^{-5} \text{ mG}$	8.3×10^{-15}	$3 \times 10^{-2} \text{ mG}$	3.9×10^{-14}
$P_{\mu W}$ (in-loop)	$4 \times 10^{-13}/\text{dB}$	$2 \times 10^{-3} \text{ dB}$	8×10^{-16}	$2.4 \times 10^{-3} \text{ dB}$	9.6×10^{-16}
P_L (in-loop)	$1 \times 10^{-13}/\mu\text{W}$	$2 \times 10^{-3} \mu\text{W}$	2×10^{-16}	$2 \times 10^{-3} \mu\text{W}$	2×10^{-16}
T_c (in-loop)	$3.3 \times 10^{-12}/\text{K}^2$	$4.8 \times 10^{-5} \text{ K}$	$< 1.6 \times 10^{-16}$	$5.4 \times 10^{-5} \text{ K}$	$< 1.8 \times 10^{-16}$
Δf	$4 \times 10^{-19}/\text{Hz}$	$< 10 \text{ Hz}$	4×10^{-18}	$< 10 \text{ Hz}$	4×10^{-18}
$\nu_{\mu W}$	$8.7 \times 10^{-16}/\text{Hz}$	$1.4 \times 10^{-5} \text{ Hz}$	1.2×10^{-20}	$4 \times 10^{-6} \text{ Hz}$	3.5×10^{-21}

TABLE 6.1 – Tableau du budget de stabilité moyen-terme. avec δ_P les fluctuations typiques du paramètre, σ_P la stabilité relative du paramètre, P_L la puissance laser, T_c la température de la cellule, B le champ magnétique, $P_{\mu W}$ la puissance micro-onde, $\nu_{\mu W}$ la fréquence micro-onde, x_M la position du miroir, T_{EOM} la température de l'EOM, T_{AOM} la température de l'AOM, Δf la profondeur de modulation, α_H la position horizontale du faisceau réfléchi et α_V la position verticale du faisceau réfléchi. Les mesures permettant d'établir ce budget moyen-terme ont été réalisées avec un champ magnétique nul, une puissance optique $P_L = 460 \mu\text{W}$ et une température de cellule $T_c = 60^\circ\text{C}$. La dépendance de la température de la cellule est de forme quadratique autour de 60°C . La contribution à la stabilité de ce paramètre a été calculée en considérant une température éloignée de 1 K du point d'inversion. La dépendance de la position du miroir étant aussi quadratique, nous avons calculé la contribution à la stabilité en considérant une position du miroir différente de 1 mm du point d'inversion. Les fluctuations de la modulation de fréquence n'ont pas été mesurées, mais nous les considérons inférieures à 10 Hz.

La figure 6.20 regroupe les courbes des contributions que nous venons de calculer.

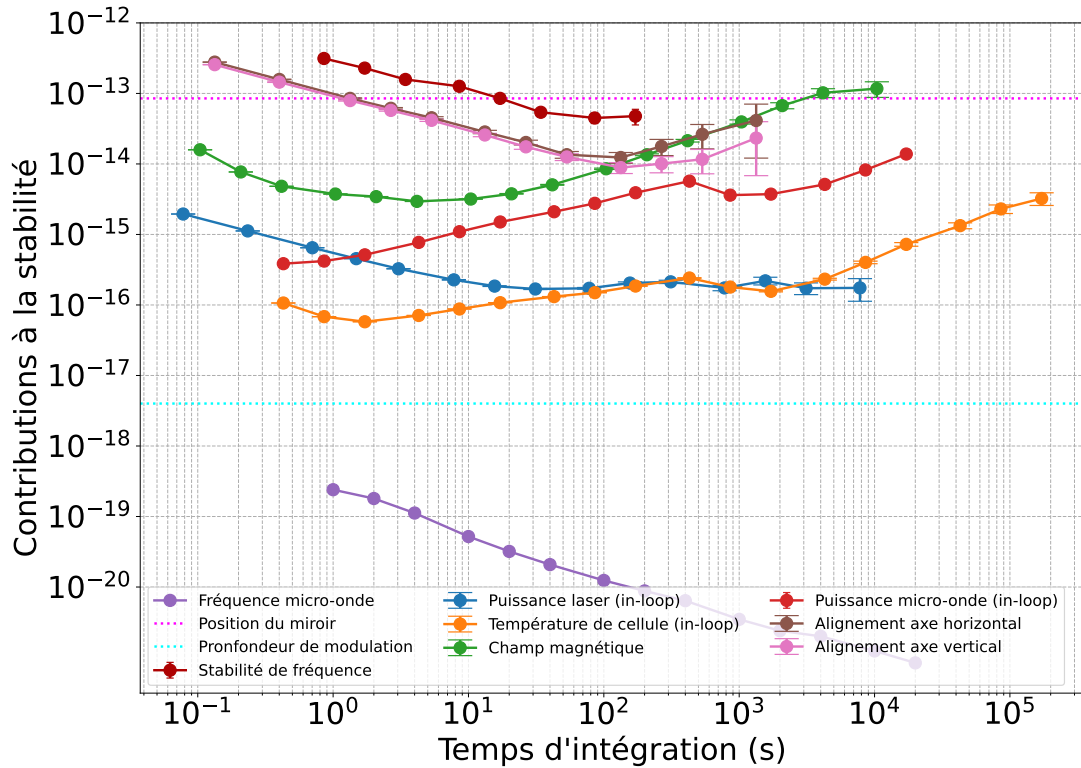


FIGURE 6.20 – Contributions des paramètres du laser à microcellule à sa stabilité relative de fréquence.

A partir du tableau et de la figure rassemblant les contributions des paramètres de l'expérience mesurées à ce jour, nous pouvons conclure que les contributions principales à 100 s sont liées au champ magnétique statique et aux fluctuations de l'angle du faisceau réfléchi. Les fluctuations de position du miroir réflecteur ont été ici considérées de $1 \mu\text{m}$ selon l'axe de propagation du faisceau. Toutefois, cette

mesure n'a pas été réalisée et nous pouvons dire que cette contribution est probablement sur-estimée. Dans [114], les fluctuations de longueur d'un système Michelson utilisé dans une horloge CPT ont été mesurées inférieures à $0.2 \mu\text{m}$ sur une durée de 7 jours.

6.3 Conclusions

Nous avons dans ce chapitre mené une étude afin d'évaluer la contribution d'un grand nombre de paramètres expérimentaux sur la fréquence du laser à microcellule. Parmi les paramètres évalués, nous suspectons à ce jour que les contributions principales aux instabilités du laser à microcellule sont les défauts de désalignements optiques (certainement corrélés avec les variations de température de l'expérience et de la microcellule), la puissance micro-onde et le champ magnétique. Différentes contributions nécessitent d'être réévaluées par des mesures de fluctuations "out-loop".

Les défauts de désalignements sont probablement un point critique de ce type d'expérience et dont les variations doivent être réduites. Nous mesurons une sensibilité de la fréquence d'horloge aux défauts de superposition entre les deux faisceaux contre-propageants de l'ordre de $8.9 \times 10^{-10}/^\circ$ à $1.5 \times 10^{-9}/^\circ$. Un angle de seulement 1 m° entre les deux faisceaux sur l'axe horizontal limiterait ainsi la stabilité de la référence au niveau de 10^{-12} .

Ces études devraient être poursuivies dans l'avenir pour l'amélioration de la stabilité moyen-terme et long-terme du laser à microcellule.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce manuscrit, j'ai présenté des travaux décrivant le développement et la caractérisation d'une référence de fréquence atomique optique à microcellule Cs basée sur une technique de spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Deux systèmes lasers quasi identiques ont été montés. Ces systèmes laser reposent sur la combinaison d'une diode laser à 895 nm (raie D_1 du césium), un modulateur électro-optique (EOM) permettant de générer deux fréquences optiques séparées de 9.192 GHz, un modulateur acousto-optique (AOM) stabilisant la puissance optique du faisceau, une cellule microfabriquée dans son module physique, un miroir rétro-réfléchissant en sortie de cellule, et un étage de détection. Le signal en sortie de photodiode est envoyé à un détecteur synchrone qui génère un signal d'erreur utile à l'asservissement de la fréquence laser.

Suivant un état de l'art détaillé, la description théorique des principes fondamentaux de la spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence et la présentation du dispositif expérimental, une étude spectroscopique approfondie de la résonance sub-Doppler a été menée en évaluant l'impact d'un large éventail de paramètres expérimentaux. Nous avons mis en avant que la stabilité de fréquence court-terme de ces lasers est optimisée avec une puissance laser en entrée de cellule d'environ $450 \mu\text{W}$, une température de cellule de $62\text{-}63^\circ\text{C}$, un champ magnétique nul, une fréquence micro-onde égale à la moitié de la fréquence de transition hyperfine de l'atome de césium (4.596315885 GHz), une position du miroir de réflexion en sortie de cellule assurant des conditions d'interférence destructives entre les états noirs CPT créés par les faisceaux incidents et réfléchis, et une profondeur de modulation laser inférieure à la largeur à mi-hauteur de la résonance sub-Doppler.

Nous avons démontré un battement entre les deux systèmes laser (DFB et ECDL) avec une stabilité de fréquence à 1 s d'environ 1.1×10^{-12} , en bon accord avec les performances de bruit de phase ($+53 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$) et le budget de bruit. Nous avons identifié que la stabilité relative de fréquence court-terme du battement était limitée par le bruit de fréquence de l'ECDL modulé à une fréquence trop faible ($\approx 62 \text{ kHz}$).

Nous avons ensuite développé un système optique permettant l'extraction et le transfert d'une référence optique ultra-stable à une longueur d'onde de 895 nm. Cette référence est obtenue à partir d'un laser à 1542 nm, asservi sur une cavité ultra-stable, d'un peigne de fréquence femtoseconde commercial avec une fréquence de répétition de 250 MHz et un lien fibré optique compensé. Un laser ECDL à 895 nm est localement asservi en phase sur une dent du peigne de fréquence, spectralement étendu, à 895 nm, par le biais d'une fibre hautement non-linéaire et d'une détection hétérodyne. Le bruit de phase résiduel du lien fibré a été caractérisé et mesuré "out-loop" à un niveau de $-55 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz, soit environ 100 dB plus bas que le bruit de phase absolu du battement de fréquence mesuré entre les deux lasers à microcellule. Avec cette référence optique, nous avons pu démontrer une stabilité relative de fréquence de 2.9×10^{-13} à 1 seconde et inférieure à 5×10^{-14} à 100 s. Ces performances sont comparables à celles des meilleures références de fréquence à microcellule actuelles.

Nous avons dans la dernière partie initié une étude visant à évaluer l'impact de nombreux paramètres expérimentaux sur la stabilité moyen-terme du laser à microcellule. À ce stade, nous avons identifié plusieurs facteurs susceptibles de contribuer de manière significative aux instabilités observées. Parmi ces facteurs, les défauts de désalignements optiques, qui semblent être corrélés aux variations de température de l'expérience et de la microcellule, ainsi que la puissance micro-onde et le champ magnétique, seront à considérer avec précaution.

Ce travail de thèse éveille des perspectives de recherche stimulantes pour amener les performances de ce type de référence encore plus loin.

Sur la stabilité court-terme, nous avons pu mettre en évidence que les performances du laser ECDL à microcellule sont limitées par le bruit de fréquence du laser via l'effet d'intermodulation. Cette contribution pourrait être réduite de manière significative en utilisant un laser pré-stabilisé sur une cavité miniature [193] ou affiné spectralement [194]. Pour exemple, le laser décrit dans [195] pré-stabilisé sur une cavité optique de quelques mL de volume, présente un bruit de fréquence de $6 \times 10^{-1} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ à $f = 3 \times 10^5 \text{ Hz}$. L'exploitation d'un tel laser sur une expérience comme la nôtre, avec une fréquence de modulation de $f = 2 \times 10^5 \text{ Hz}$, réduirait la contribution de l'effet d'intermodulation au niveau de 2×10^{-15} . A la lecture du budget de bruit du tableau 5.2, rien ne limiterait alors, en terme de signal à bruit, la démonstration d'un laser à microcellule avec une stabilité de l'ordre de 10^{-14} à 1 s. Il est par ailleurs à noter que des progrès significatifs sont réalisés en photonique intégrée dans le groupe de Vahala [196], Kippenberg [197-199] ou Lipson [200], démontrant la disponibilité de telles puretés spectrales sur des lasers intégrés. Ainsi, réduire par la suite la contribution du bruit de photodétection et d'amplitude laser d'un ordre de grandeur ouvrirait la porte à des niveaux de stabilité à 1 s de quelques 10^{-15} dans une simple cellule à vapeur alcaline microfabriquée.

La stabilité long-terme nécessitera probablement encore plus de persévérance. Dans notre expérience, l'étude préliminaire des contributions à la stabilité moyen-terme du laser a été effectuée avec un certain nombre de paramètres mesurés "in-loop". Il sera nécessaire de poursuivre cette étude pour l'établissement d'un budget de stabilité moyen-terme. Le laser à microcellule devra être optimisé en conséquence. Une stabilité relative de fréquence de l'ordre de ou sub- 10^{-13} sur une période d'intégration d'une journée est certainement un défi réaliste.

Une corrélation a été observée entre la température de l'environnement de l'expérience et l'alignement des faisceaux contre-propageants. Nous avons identifié que le principal facteur responsable de ce problème est le support de maintien de la cellule. Ce support est composé d'un élément en duralumin fixé par un assemblage 3D en FR4. Le montage en FR4 est maintenu en place à l'aide de colle, qui peut être sensible aux fluctuations de température. Par conséquent, il sera nécessaire d'améliorer le design de cette partie ou de concevoir un nouveau montage plus adapté.

Enfin, un travail d'intégration du dispositif expérimental est envisageable. La compactification du système, ainsi que sa meilleure isolation aux perturbations environnementales, contribuera sans nul doute à réduire la contribution des effets de désalignement optique ainsi que des effets thermiques.

Bibliographie

- [1] S. KNAPPE et al., *A microfabricated atomic clock*, in : Applied Physics Letters **85** (2004), n° 9, p. 1460-1462, DOI : 10.1063/1.1787942, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/85/9/1460/116970/A-microfabricated-atomic-clock>.
- [2] D. BRAZHNIKOV et al., *Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: Extended theoretical model and microcell-based experiments*, in : Phys. Rev. A **99** (2019), n° 6, p. 062508, DOI : 10.1103/PhysRevA.99.062508, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.99.062508>.
- [3] C. AUDOIN et al., *A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect*, in : IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **40** (1991), n° 2, p. 121-125, DOI : 10.1109/TIM.1990.1032896, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/1032896>.
- [4] Z. L. NEWMAN et al., *High-performance, compact optical standard*, in : Opt. Lett. **46** (2021), n° 18, p. 4702, DOI : 10.1364/OL.435603, URL : <https://opg.optica.org/ol/fulltext.cfm?uri=ol-46-18-4702>.
- [5] *Low Cost & Profile Frequency Rubidium Standard (LPFRS)*, URL : https://safran-navigation-timing.com/wp-content/uploads/2021/07/LPFRS_Performance_Plots-1.pdf.
- [6] B. HOFMANN-WELLENHOF et al., *Overview of GPS. GPS theory and practice*, Springer Verlag, 1993, DOI : 10.1007/978-3-7091-3293-7, URL : <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-7091-3293-7>.
- [7] S. MICALIZIO et al., *A pulsed-Laser Rb atomic frequency standard for GNSS applications*, in : GPS Solutions **25** (2021), n° 3, p. 94, DOI : 10.1007/s10291-021-01136-9, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/s10291-021-01136-9>.
- [8] R. L. BEARD et al., *GPS Clock Technology and the Navy PTTI Program at the US Naval Research Laboratory*, in : 18th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting, 1987, p. 37-53.
- [9] F. VANNICOLA et al., *GPS Block IIF Atomic Frequency Standard Analysis*, in : 45th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting, 2013, p. 244-249, URL : <http://time.kinali.ch/ptti/2010papers/paper14.pdf>.
- [10] B. JADUSZLIWER et al., *Past, present and future of atomic clocks for GNSS*, in : GPS Solutions **25** (2021), n° 1, p. 27, DOI : 10.1007/s10291-020-01059-x, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/s10291-020-01059-x>.
- [11] A. MAKDISSI et al., *Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of the BNM-LPTF*, in : Metrologia **38** (2001), n° 5, p. 409, DOI : 10.1088/0026-1394/38/5/6, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/38/5/6>.
- [12] A. BAUCH, *The PTB primary clocks CS1 and CS2*, in : Metrologia **42** (2005), n° 3, p. 3, DOI : 10.1088/0026-1394/42/3/S06, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/42/3/S06>.
- [13] M. ABGRALL et al., *Atomic fountains and optical clocks at SYRTE: Status and perspectives*, in : Comptes Rendus Physique **16** (2015), n° 5, p. 461-470, DOI : 10.1016/j.crhy.2015.03.010, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515000614>.
- [14] I. USHIJIMA et al., *Cryogenic optical lattice clocks*, in : Nature Photonics **9** (2015), n° 3, p. 185-189, DOI : 10.1038/nphoton.2015.5, URL : <https://www.nature.com/articles/nphoton.2015.5>.
- [15] E. OELKER et al., *Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks*, in : Nature Photonics **13** (2019), n° 10, p. 714-719, DOI : 10.1038/s41566-019-0493-4, URL : <https://www.nature.com/articles/s41566-019-0493-4>.

- [16] M. SCHIOPPO et al., *Ultra-stable optical clock with two cold-atom ensembles*, in : Nature Photonics **11** (2017), n° 1, p. 48-52, DOI : 10.1038/nphoton.2016.231, URL : <https://www.nature.com/articles/nphoton.2016.231>.
- [17] S. M. BREWER et al., *$^{27}\text{Al}^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18}* , in : Phys. Rev. Lett. **123** (2019), n° 3, p. 033201, DOI : 10.1103/PhysRevLett.123.033201, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.123.033201>.
- [18] F. RIEHLE, *Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks*, in : Comptes Rendus Physique **16** (2015), n° 5, p. 506-515, DOI : 10.1016/j.crhy.2015.03.012, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070515000638>.
- [19] S. BIZE, *The unit of time: Present and future directions*, in : Comptes Rendus Physique **20** (2019), n° 1, p. 153-168, DOI : 10.1016/j.crhy.2019.02.002, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070519300167>.
- [20] W. PAUL, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, in : Rev. Mod. Phys. **62** (3 1990), p. 531-540, DOI : 10.1103/RevModPhys.62.531, URL : <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.62.531>.
- [21] *NIST on a Chip: Revolution in Measurement Services*, URL : <https://www.nist.gov/system/files/documents/2017/05/09/NIST-on-a-Chip-Revolution-in-Measurement-Services-VCAT-October-2012.pdf>.
- [22] J. GROTTI et al., *Geodesy and metrology with a transportable optical clock*, in : Nat. Phys. **14** (2019), n° 5, p. 437-441, DOI : 10.1038/s41567-017-0042-3, URL : <https://www.nature.com/articles/s41567-017-0042-3>.
- [23] W. F. MCGREW et al., *Atomic clock performance enabling geodesy below the centimeter level*, in : Nature **564** (2018), n° 7734, p. 87-90, DOI : 10.1038/s41586-018-0738-2, URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0738-2>.
- [24] M. TAKAMOTO et al., *Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks*, in : Nat. Photonics **14** (2020), n° 7, p. 411-415, DOI : 10.1038/s41566-020-0619-8, URL : <https://www.nature.com/articles/s41566-020-0619-8>.
- [25] M. TAKAMOTO et al., *A perspective on the future of transportable optical lattice clocks*, in : Nat. Photonics **120** (2022), n° 14, p. 140502, DOI : 10.1063/5.0087894, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/120/14/140502/2833301/A-perspective-on-the-future-of-transportable>.
- [26] L. L. SMARR et al., *Gravitational waves and red shifts: a space experiment for testing relativistic gravity using multiple time-correlated radio signals*, in : Gen. Relativ. Gravit. **15** (1983), n° 2, p. 129-163, DOI : 10.1007/BF00762473, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/BF00762473>.
- [27] C. W. CHOU et al., *Optical clocks and relativity*, in : Science **329** (2010), n° 5999, p. 1630-1633, DOI : 10.1126/science.1192720, URL : <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1192720>.
- [28] S. HERRMANN et al., *Test of the gravitational redshift with Galileo satellites in an eccentric orbit*, in : Phys. Rev. Lett. **121** (2018), n° 23, p. 231102, DOI : 10.1103/PhysRevLett.121.231102, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.231102>.
- [29] T. BOTHWELL et al., *Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample*, in : Nature **602** (2022), n° 7897, p. 420-424, DOI : 10.1038/s41586-021-04349-7, URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-021-04349-7>.
- [30] S. KOLKOWITZ et al., *Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks*, in : Phys. Rev. D **94** (2016), n° 12, p. 124043, DOI : 10.1103/PhysRevD.94.124043, URL : <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.94.124043>.
- [31] A. DEREVIANKO et al., *Hunting for topological dark matter with atomic clocks*, in : Nature Physics **10** (2014), n° 12, p. 933-936, DOI : 10.1038/nphys3137, URL : <https://www.nature.com/articles/nphys3137>.
- [32] C. J. KENNEDY et al., *Precision Metrology Meets Cosmology: Improved Constraints on Ultralight Dark Matter from Atom-Cavity Frequency Comparisons*, in : Phys. Rev. Lett. **125** (2020), n° 20, p. 201302, DOI : 10.1103/PhysRevLett.125.201302, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.125.201302>.

- [33] W. THOMSON et al., in : Elements of Natural Philosophy, Cambridge Library Collection - Physical Sciences, Cambridge University Press, 2010.
- [34] D. A. STECK, *Cesium D line data*, 2019, URL : <https://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>.
- [35] J. KITCHING et al., *Atomic sensors - a review*, in : IEEE Sensors Journal **11** (2011), n° 9, p. 1749-1758, DOI : 10.1109/JSEN.2011.2157679, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/5778937>.
- [36] J. DALIBARD, *Cours : Une brève histoire des atomes froids*, Collège de France, Chaire Atomes et Rayonnement, 2014.
- [37] D. ALLAN, *Statistics of Atomic Frequency Standards*, in : Proceedings of the IEEE **54** (1996), n° 2, p. 221-230, DOI : 10.1109/PROC.1966.4634, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/1446564>.
- [38] E. RUBIOLA, *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*, The Cambridge RF and Microwave Engineering Series, Cambridge University Press, 2008, DOI : 10.1017/CB09780511812798, URL : <https://www.cambridge.org/core/books/phase-noise-and-frequency-stability-in-oscillators/445C12C4ECBFCD7765116E61561EC0FE>.
- [39] R. H. DICKE, *The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines*, in : Phys. Rev. **89** (1953), n° 2, p. 472-473, DOI : 10.1103/PhysRev.89.472, URL : <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.89.472>.
- [40] G. A. PITZ et al., *Pressure broadening and shift of the cesium D_1 transition by the noble gases and N_2 , H_2 , HD , D_2 , CH_4 , C_2H_6 , CF_4 , and 3He* , in : Phys. Rev. A **80** (2009), n° 6, p. 062718, DOI : 10.1103/PhysRevA.80.062718, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.80.062718>.
- [41] A. H. COUTURE et al., *Pressure shifts and broadening of the Cs D_1 and D_2 lines by He, N_2 , and Xe at densities used for optical pumping and spin exchange polarization*, in : Journal of Applied Physics **104** (2008), n° 9, p. 094912, DOI : 10.1063/1.3018181, URL : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/104/9/094912/389226/Pressure-shifts-and-broadening-of-the-Cs-D1-and-D2>.
- [42] A. ANDALKAR et al., *High-resolution measurement of the pressure broadening and shift of the Cs D_1 and D_2 lines by N_2 and He buffer gases*, in : Phys. Rev. A **65** (2002), n° 3, p. 032708, DOI : 10.1103/PhysRevA.65.032708, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.65.032708>.
- [43] P. YUN et al., *High-Performance Coherent Population Trapping Clock with Polarization Modulation*, in : Phys. Rev. Appl. **7** (2017), n° 1, p. 014018, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.7.014018, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.7.014018>.
- [44] W. HAPPER, *Optical pumping*, in : Rev. Mod. Phys. **44** (1972), n° 2, p. 169-249, DOI : 10.1103/RevModPhys.44.169, URL : <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.44.169>.
- [45] J. VANIER et al., *On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: application to the optically pumped passive rubidium frequency standard*, in : Journal of Applied Physics **87** (1982), n° 8, p. 5387-5391, DOI : 10.1063/1.331467, URL : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/53/8/5387/11717/On-hyperfine-frequency-shifts-caused-by-buffer>.
- [46] O. KOZLOVA et al., *Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases: Ne, N_2 , Ar*, in : Phys. Rev. A **83** (2011), n° 6, p. 062714, DOI : 10.1103/PhysRevA.83.062714, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.83.062714>.
- [47] J. CAMPARO, *The rubidium atomic clock and basic research*, in : Physics Today **60** (2007), n° 11, p. 33-39, DOI : 10.1063/1.2812121, URL : <https://pubs.aip.org/physicstoday/article/60/11/33/976100/The-rubidium-atomic-clock-and-basic-researchThe>.
- [48] N. BHASKAR et al., *On-orbit performance of Milstar rubidium and quartz frequency standards*, in : Proceedings of International Frequency Control Symposium, 1997, p. 329-337, DOI : 10.1109/FREQ.1997.638566, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/638566>.
- [49] T. MCCASKILL et al., *NTS-1 (TIMATION-III) Quartz and Rubidium Oscillator Frequency Stability Results*, in : 29th Annual Symposium on Frequency Control, 1975, p. 425-435, DOI : 10.1109/FREQ.1975.200115, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/1537055>.

- [50] M. K. BIRD et al., *The Huygens Doppler Wind Experiment*, in : Huygens: Science, Payload and Mission, sous la dir. d'E. WILSON, Noordwijk, The Netherlands : ESA Publications Division, ESTEC, 1997, p. 139-162.
- [51] M. GHARAVIPOUR et al., *High performance vapour-cell frequency standards*, in : Journal of Physics: Conference Series **723** (2016), n° 1, p. 012006, DOI : 10.1088/1742-6596/723/1/012006, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/723/1/012006>.
- [52] G. MEI et al., *Main features of space rubidium atomic frequency standard for BeiDou satellites*, in : 2016 European Frequency and Time Forum (EFTF), 2016, p. 1-4, DOI : 10.1109/EFTF.2016.7477803, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/7477803>.
- [53] P. ROCHAT et al., *Developments of rubidium frequency standards at Neuchatel Observatory*, in : Proceedings of IEEE 48th Annual Symposium on Frequency Control, 1994, p. 716-723, DOI : 10.1109/FREQ.1994.398257, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/398257>.
- [54] SRS, *PRS10c, SRS*, URL : <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/catalog/PRS10c.pdf> (visité le 28/03/2023).
- [55] D. FABIEN et al., *GNSS RAFS latest improvements*, in : 2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum, 2015, p. 637-642, DOI : 10.1109/FCS.2015.7138926, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/7138926>.
- [56] G. MEI et al., *Characteristics of the space-borne rubidium atomic clocks for the Beidou III navigation satellite system*, in : SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica **51** (2021), n° 1, p. 019512, DOI : 10.1360/SSPMA-2020-0245, URL : <https://www.sciengine.com/SSPMA/doi/10.1360/SSPMA-2020-0245;JSESSIONID=Offc5728-9087-4b89-a30d-c92ad64fc656>.
- [57] J. VANIER et al., *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, DOI : 10.1109/FREQ.2007.4319296, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/4319296>.
- [58] T. BANDI et al., *High-performance laser-pumped rubidium frequency standard for satellite navigation*, in : Electronics Letters **47** (2011), n° 11, p. 698-699, DOI : 10.1049/el.2011.0389, URL : <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el.2011.0389>.
- [59] T. BANDI et al., *Compact high-performance continuous-wave double-resonance rubidium standard with $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ stability*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **61** (2014), n° 11, p. 1769-1778, DOI : 10.1109/TUFFC.2013.005955, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/6945627>.
- [60] J. C. V. FORMICHELLA et al., *Influence of the ac-Stark shift on GPS atomic clock timekeeping*, in : Applied Physics Letters **110** (2017), n° 4, p. 043506, DOI : 10.1063/1.4975071, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/110/4/043506/33885/Influence-of-the-ac-Stark-shift-on-GPS-atomic>.
- [61] W. MORENO et al., *Barometric Effect in Vapor-Cell Atomic Clocks*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **65** (2018), n° 8, p. 1500-1503, DOI : 10.1109/TUFFC.2018.2844020, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8371633>.
- [62] S. MICALIZIO et al., *Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection*, in : Metrologia **49** (2012), n° 4, p. 425, DOI : 10.1088/0026-1394/49/4/425, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/49/4/425>.
- [63] N. F. RAMSEY, *A molecular beam resonance method with separated oscillating fields*, in : Phys. Rev. **78** (1950), n° 6, p. 695-699, DOI : 10.1103/PhysRev.78.695, URL : <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.78.695>.
- [64] B. FRANCOIS et al., *Simple-design ultra-low phase noise microwave frequency synthesizers for high-performance Cs and Rb vapor-cell atomic clocks*, in : Rev. Sci. Instr. **86** (2015), n° 9, p. 094707, DOI : 10.1063/1.4929384, URL : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/86/9/094707/282828/Simple-design-ultra-low-phase-noise-microwave>.
- [65] C. E. CALOSSO et al., *Enhanced temperature sensitivity in vapor-cell frequency standards*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **59** (2012), n° 12, p. 2646-2654, DOI : 10.1109/TUFFC.2012.2505, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/6373787>.

- [66] N. ALMAT et al., *Long-Term Stability Analysis Toward $< 10^{-14}$ Level for a Highly Compact POP Rb Cell Atomic Clock*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **67** (2020), n° 1, p. 207-216, DOI : 10.1109/TUFFC.2019.2940903, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8834852>.
- [67] Q. SHEN et al., *Pulsed optically pumped atomic clocks with a medium to long-term frequency stability of 10^{-15}* , in : Rev. Sci. Instr. **91** (2020), n° 4, p. 045114, DOI : 10.1063/5.0006187, URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0006187>.
- [68] Z. YU et al., *A Compact Laser System for the Pulsed Optically Pumped Rubidium Cell Atomic Clock*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **69** (jan. 2022), n° 3, p. 1137-1146, DOI : 10.1109/TUFFC.2022.3140244, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9668953>.
- [69] C. STEFANUCCI et al., *Compact microwave cavity for high performance rubidium frequency standards*, in : Review of Scientific Instruments **83** (2012), n° 10, p. 104706, DOI : 10.1063/1.4759023, URL : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/83/10/104706/359285/Compact-microwave-cavity-for-high-performance>.
- [70] C. AFFOLDERBACH et al., *Study of additive manufactured microwave cavities for pulsed optically pumped atomic clock applications*, in : Applied Physics Letters **112** (2018), n° 11, p. 113502, DOI : 10.1063/1.5019444, URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5019444>.
- [71] Q. HAO et al., *Microwave pulse-coherent technique based clock with a novel magnetron-type cavity*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **67** (2020), n° 4, p. 873-878, DOI : 10.1109/TUFFC.2019.2955574, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8911358>.
- [72] M. GOZZELINO et al., *Loaded microwave cavity for compact vapor-cell clocks*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **68** (2021), n° 3, p. 872-879, DOI : 10.1109/TUFFC.2020.3011604, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9146565>.
- [73] C. E. CALOSSO et al., *Novel techniques for locking the laser frequency to the clock cell in vapor cell standards*, in : Proc. 2019 Intern. Freq. Contr. Symp., Paper WeBT2, t. 1, 2019.
- [74] M. GOZZELINO et al., *Reducing cavity-pulling shift in Ramsey-operated compact clocks*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **65** (2018), n° 7, p. 1294-1301, DOI : 10.1109/TUFFC.2018.2828987, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8344457>.
- [75] E. BATORI et al., *μ POP Clock: A Microcell Atomic Clock Based on a Double-Resonance Ramsey Scheme*, in : Phys. Rev. Appl. **18** (2022), n° 9, p. 054039, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.18.054039, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.18.054039>.
- [76] G. ALZETTA et al., *An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour*, in : Il Nuovo Cimento B **36** (1976), n° 1, p. 5-20, DOI : 10.1007/BF02749417, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02749417>.
- [77] E. ARIMONDO, *V Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy*, tome 35, Progress in Optics, 1996, p. 257-354, DOI : 10.1016/S0079-6638(08)70531-6, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0079663808705316>.
- [78] M. HASEGAWA et al., *Microfabrication of cesium vapor cells with buffer gas for MEMS atomic clocks*, in : Sensors and Actuators A: Physical **167** (2011), n° 2, p. 594-601, DOI : 10.1016/j.sna.2011.02.039, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0924424711001117>.
- [79] N. CYR et al., *All-optical microwave frequency standard: a proposal*, in : IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **42** (1993), n° 2, p. 640-649, DOI : 10.1109/19.278645, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/278645>.
- [80] S. KNAPPE et al., *Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references*, in : J. Opt. Soc. Am. B **18** (2001), n° 11, p. 1545-1553, DOI : 10.1364/JOSAB.18.001545, URL : <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-18-11-1545>.
- [81] D. K. SERKLAND et al., *VCSELS for atomic sensors*, in : Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XI, t. 6484, SPIE, 2007, p. 648406, DOI : 10.1117/12.715077, URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/6484/648406/VCSELS-for-atomic-sensors/10.1117/12.715077.short?SSO=1>.

- [82] F. GRUET et al., *Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks*, in : Optics Express **21** (2013), n° 5, p. 5781-5792, DOI : 10.1364/OE.21.005781, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-21-5-5781>.
- [83] E. KROEMER et al., *Characterization of commercially vertical-cavity surface-emitting lasers tuned on Cs D₁ line at 894.6 nm for atomic clocks*, in : Applied Optics **55** (2016), n° 31, p. 8839-8847, DOI : 10.1364/AO.55.008839, URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-55-31-8839>.
- [84] M. STÄHLER et al., *Coherent population trapping resonances in thermal ⁸⁵Rb vapor: D₁ versus D₂ line excitation*, in : Optics Letters **27** (2002), n° 16, p. 1472-1474, DOI : 10.1364/OL.27.001472, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-27-16-1472>.
- [85] J. KITCHING et al., *Miniature vapor-cell atomic-frequency references*, in : Applied Physics Letters **81** (2002), n° 3, p. 553-555, DOI : 10.1063/1.1494115, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/81/3/553/44294/Miniature-vapor-cell-atomic-frequency-references>.
- [86] A. DOUABI et al., *Vapour microcell for chip scale atomic frequency standard*, in : Electronics Letters **43** (2007), n° 5, p. 279-280, DOI : 10.1049/el_20070147, URL : https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_20070147.
- [87] S. KARLEN et al., *Lifetime assessment of RbN₃-filled MEMS atomic vapor cells with Al₂O₃ coating*, in : Opt. Express **25** (2017), n° 3, p. 2187-2194, DOI : 10.1364/OE.25.002187, URL : <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-25-3-2187>.
- [88] V. MAURICE et al., *Wafer-level vapor cells filled with laser-actuated hermetic seals for integrated atomic devices*, in : Microsystems & Nanoengineering **8** (2022), n° 1, p. 129, DOI : 10.1038/s41378-022-00468-x, URL : <https://www.nature.com/articles/s41378-022-00468-x>.
- [89] C. CARLÉ et al., *Pulsed-CPT Cs-Ne microcell atomic clock with frequency stability below 2×10^{-12} at 10^5 s*, in : Optics Express **31** (2023), n° 5, p. 8160-8169, DOI : 10.1364/OE.483039, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-31-5-8160>.
- [90] R. I. LUTWAK et al., *The Chip-Scale Atomic Clock - Coherent Population Trapping vs. Conventional Interrogation*, in : 34th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting, 2003, p. 539-550, URL : <https://www.ion.org/publications/abstract.cfm?articleID=13968>.
- [91] H. ZHANG et al., *ULPAC: A Miniaturized Ultralow-Power Atomic Clock*, in : IEEE Journal of Solid-State Circuits **54** (2019), n° 11, p. 3135-3148, DOI : 10.1109/JSSC.2019.2941004, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/8861080>.
- [92] *Chip-Scale Atomic Clock*, URL : <https://www.darpa.mil/about-us/timeline/chip-scale-atomic-clock>.
- [93] *CSAC-SA45S*, URL : <https://www.microchip.com/en-us/product/csac-sa45s>.
- [94] J. KITCHING, *Chip-scale atomic devices*, in : Applied Physics Reviews **5** (2018), n° 3, p. 031302, DOI : 10.1063/1.5026238, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apr/article/5/3/031302/123951/Chip-scale-atomic-devices>.
- [95] M. HUANG et al., *A narrow-linewidth three-mirror VCSEL for atomic devices*, in : Applied Physics Letters **121** (2022), n° 11, p. 114002, DOI : 10.1063/5.0101810, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/121/11/114002/2834413/A-narrow-linewidth-three-mirror-VCSEL-for-atomic>.
- [96] A. QUESSADA et al., *The Dick effect for an optical frequency standard*, in : Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **5** (2003), n° 2, p. S150, DOI : 10.1088/1464-4266/5/2/373, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1464-4266/5/2/373>.
- [97] R. BOUDOT et al., *Frequency flicker of 2.3 GHz AlN-sapphire high-overtone bulk acoustic resonators*, in : Journal of Applied Physics **120** (2016), n° 22, p. 224903, DOI : 10.1063/1.4972102, URL : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article/120/22/224903/143348/Frequency-flicker-of-2-3-GHz-AlN-sapphire-high>.
- [98] M. HARA et al., *Microwave oscillator using piezoelectric thin-film resonator aiming for ultraminiaturization of atomic clock*, in : Review of Scientific Instruments **89** (2018), n° 10, p. 105002, DOI : 10.1063/1.5048633, URL : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/89/10/105002/364386/Microwave-oscillator-using-piezoelectric-thin-film>.

- [99] X. LIU et al., *High contrast dark resonances in a cold-atom clock probed with counterpropagating circularly polarized beams*, in : Applied Physics Letters **111** (2017), n° 11, p. 224102, DOI : 10.1063/1.5001179, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/111/22/224102/34532/High-contrast-dark-resonances-in-a-cold-atom-clock>.
- [100] E. BLANSHAN et al., *Light shifts in a pulsed cold-atom coherent-population-trapping clock*, in : Physical Review Letters **91** (2015), n° 4, p. 041401, DOI : 10.1103/PhysRevA.91.041401, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevA.91.041401>.
- [101] J. D. ELGIN et al., *A cold-atom beam clock based on coherent population trapping*, in : Applied Physics Letters **115** (2019), n° 3, p. 033503, DOI : 10.1063/1.5087119, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/115/3/033503/37991/A-cold-atom-beam-clock-based-on-coherent>.
- [102] 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, DOI : 10.1109/FREQ.2003.1274978, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/1274978>.
- [103] T. ZANON et al., *High Contrast Ramsey Fringes with Coherent-Population-Trapping Pulses in a Double Lambda Atomic System*, in : Phys. Rev. Lett. **94** (2005), n° 19, p. 193002, DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.193002, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.94.193002>.
- [104] A. V. TAICHENACHEV et al., *On the unique possibility of significantly increasing the contrast of dark resonances on the D_1 line of ^{87}Rb* , in : Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **82** (2005), n° 7, p. 398-403, DOI : 10.1134/1.2142864, URL : <https://link.springer.com/article/10.1134/1.2142864>.
- [105] P. YUN et al., *Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock*, in : Applied Physics Letters **105** (2014), n° 23, p. 231106, DOI : 10.1063/1.4903862, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/105/23/231106/28688/Constructive-polarization-modulation-for-coherent>.
- [106] M. ABDEL-HAFIZ et al., *Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock*, in : Applied Physics Letters **112** (2018), n° 24, p. 244102, DOI : 10.1063/1.5030009, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/112/24/244102/35442/Symmetric-autobalanced-Ramsey-interrogation-for>.
- [107] C. SANNER et al., *Autobalanced Ramsey spectroscopy*, in : Phys. Rev. Lett. **120** (2018), n° 5, p. 053602, DOI : 10.1103/PhysRevLett.120.053602, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.120.053602>.
- [108] T. ZANON-WILLETTE et al., *Composite laser-pulses spectroscopy for high-accuracy optical clocks: a review of recent progress and perspectives*, in : Reports on Progress in Physics **81** (2018), n° 9, p. 094401, DOI : 10.1088/1361-6633/aac9e9, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6633/aac9e9>.
- [109] M. SHUKER et al., *Ramsey spectroscopy with displaced frequency jumps*, in : American Physical Society **122** (2019), n° 11, p. 113601, DOI : 10.1103/PhysRevLett.122.113601, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.122.113601>.
- [110] M. SHUKER et al., *Reduction of light shifts in Ramsey spectroscopy with a combined error signal*, in : Applied Physics Letters **114** (2019), n° 14, p. 141106, DOI : 10.1063/1.5093921, URL : <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/114/14/141106/4402/Reduction-of-light-shifts-in-Ramsey-spectroscopy>.
- [111] V. I. YUDIN et al., *Combined error signal in Ramsey spectroscopy of clock transitions*, in : New Journal of Physics **20** (2018), n° 12, p. 123016, DOI : 10.1088/1367-2630/aaf47c, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aaf47c>.
- [112] Y. Y. JAU et al., *Push-pull optical pumping of pure superposition states*, in : Phys. Rev. Lett. **93** (2004), n° 16, p. 160802, DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.160802, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.93.160802>.
- [113] X. LIU et al., *Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled Cs-vapor cells with push-pull optical pumping*, in : Phys. Rev. A **87** (2013), n° 1, p. 013416, DOI : 10.1103/PhysRevA.87.013416, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevA.87.013416>.

- [114] J. BREUREC et al., *Measurements of frequency shifts in a high-performance CPT-based cesium cell atomic clock*, in : IFCS-EFTF 2023, Toyama, 15-19 May, Japan, 2023.
- [115] P. YUN et al., *High-Performance Coherent Population Trapping Clock with Polarization Modulation*, in : Phys. Rev. Appl. **7** (2017), n° 1, p. 014018, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.7.014018, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.7.014018>.
- [116] P. YUN et al., *High-performance coherent population trapping atomic clock with direct-modulation distributed Bragg reflector laser*, in : Metrologia **58** (2021), n° 4, p. 045001, DOI : 10.1088/1681-7575/abffde, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1681-7575/abffde/meta>.
- [117] P. YUN et al., *Coherent population trapping with high common-mode noise rejection usind differential detection of simultaneous dark and bright resonances*, in : Phys. Rev. Appl. **19** (2023), n° 2, p. 024012, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.19.024012, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.19.024012>.
- [118] F. GRUET et al., *A miniature frequency-stabilized VCSEL system emitting at 795 nm based on LTCC modules*, in : Optics and Lasers in Engineering **51** (2013), n° 8, p. 1023-1027, DOI : 10.1016/j.optlaseng.2013.03.009, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0143816613001036>.
- [119] T. W. HÄNSCH et al., *High-Resolution Saturation Spectroscopy of the Sodium D Lines with a Pulsed Tunable Dye Laser*, in : Phys. Rev. Lett. **27** (1971), n° 11, p. 707-710, DOI : 10.1103/PhysRevLett.27.707, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.27.707>.
- [120] G. D. ROVERA et al., *A laser diode system stabilized on the Caesium D₂ line*, in : Review of Scientific Instruments **65** (1994), n° 5, p. 1502-1505, DOI : 10.1063/1.1144882, URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1144882>.
- [121] C. AFFOLDERBACH et al., *Tuneable, stabilised diode lasers for compact atomic frequency standards and precision wavelength references*, in : Optics and Lasers in Engineering **43** (2005), n° 3, p. 291-302, DOI : 10.1016/j.optlaseng.2004.02.009, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0143816604000922>.
- [122] A. STRANGFELD et al., *Compact plug and play optical frequency reference device based on Doppler-free spectroscopy of rubidium vapor*, in : Opt. Express **30** (2022), n° 7, p. 12039-12047, DOI : 10.1364/OE.453942, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-30-7-12039>.
- [123] A. STRANGFELD et al., *Prototype of a compact rubidium-based optical frequency reference for operation on nanosatellites*, in : J. Opt. Soc. Am. B **38** (2021), n° 6, p. 1885-1891, DOI : 10.1364/JOSAB.420875, URL : <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-38-6-1885>.
- [124] P. DEL'HAYE et al., *Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator*, in : Nature **450** (2007), n° 7173, p. 1214-1217, DOI : 10.1038/nature06401, URL : <https://www.nature.com/articles/nature06401>.
- [125] T. J. KIPPENBERG et al., *Microresonator-Based Optical Frequency Combs*, in : Science **332** (2011), n° 6029, p. 555-559, DOI : 10.1126/science.1193968, URL : <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1193968>.
- [126] B. STERN et al., *Microresonator-Based Optical Frequency Combs*, in : Nature **562** (2018), n° 7727, p. 401-405, DOI : 10.1038/s41586-018-0598-9, URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0598-9>.
- [127] J. LIU et al., *Microresonator-Based Optical Frequency Combs*, in : Nature Photonics **14** (2020), n° 8, p. 486-491, DOI : 10.1038/s41566-020-0617-x, URL : <https://www.nature.com/articles/s41566-020-0617-x>.
- [128] S. A. KNAPPE et al., *Microfabricated saturated absorption laser spectrometer*, in : Opt. Express **15** (2007), n° 10, p. 6293-6299, DOI : 10.1364/OE.15.006293, URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-15-10-6293>.
- [129] M. T. HUMMON et al., *Photonic chip for laser stabilization to an atomic vapor with 10⁻¹¹ instability*, in : Optica **5** (2018), n° 4, p. 443-449, DOI : 10.1364/OPTICA.5.000443, URL : <https://opg.optica.org/optica/fulltext.cfm?uri=optica-5-4-443>.

- [130] J. MIAO et al., *Compact 459-nm Cs Cell Optical Frequency Standard with $2.1 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ Short-Term Stability*, in : Phys. Rev. Appl. **18** (2022), n° 2, p. 024034, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.18.024034, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.18.024034>.
- [131] G. TOH et al., *Measurement of the lifetimes of the $7p^2P_{3/2}$ and $7p^2P_{1/2}$ states of atomic cesium*, in : Phys. Rev. A **100** (2019), n° 5, p. 052507, DOI : 10.1103/PhysRevA.100.052507, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.100.052507>.
- [132] D. J. MCCARRON et al., *Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium*, in : Measurement Science and Technology **19** (2008), n° 10, p. 105601, DOI : 10.1088/0957-0233/19/10/105601, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/19/10/105601>.
- [133] H. R. NOH et al., *Modulation transfer spectroscopy for ^{87}Rb atoms: theory and experiment*, in : Opt. Express **19** (2011), n° 23, p. 23444-23452, DOI : 10.1364/OE.19.023444, URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-19-23-23444>.
- [134] J. H. SHIRLEY, *Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy*, in : Opt. Lett. **7** (1982), n° 11, p. 537-539, DOI : 10.1364/OL.7.000537, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-7-11-537>.
- [135] P. CHANG et al., *Stabilizing diode laser to 1 Hz-level Allan deviation with atomic spectroscopy for Rb four-level active optical frequency standard*, in : Applied Physics B **125** (2019), n° 11, p. 196, DOI : 10.1007/s00340-019-7313-x, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/s00340-019-7313-x>.
- [136] S. LEE et al., *Laser frequency stabilization in the 10^{-14} range via optimized modulation transfer spectroscopy on the ^{87}Rb D_2 line*, in : Opt. Lett. **48** (2023), n° 4, p. 1020-1023, DOI : 10.1364/OL.480178, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-48-4-1020>.
- [137] L. S. VASILENKO et al., *Line shape of two-photon absorption in a standing-wave field in a gas*, in : JETP Lett. **12** (1970), n° 3, p. 113, URL : http://www.jetpletters.ru/ps/1728/article_26264.shtml.
- [138] F. NEZ et al., *Optical frequency determination of the hyperfine components of the $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ two-photon transitions in rubidium*, in : Opt. Comm. **102** (1993), n° 5, p. 432-438, DOI : 10.1016/0030-4018(93)90417-4, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0030401893904174>.
- [139] F. BIRABEN et al., *Experimental Evidence of Two-Photon Transition without Doppler Broadening*, in : Phys. Rev. Lett. **32** (1974), n° 12, p. 643-645, DOI : 10.1103/PhysRevLett.32.643, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.32.643>.
- [140] M. D. LEVENSON et al., *Observation of Two-Photon Absorption without Doppler Broadening on the $3S - 5S$ Transition in Sodium Vapor*, in : Phys. Rev. Lett. **32** (1974), n° 12, p. 645-648, DOI : 10.1103/PhysRevLett.32.645, URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.32.645>.
- [141] D. TOUAHRI et al., *Frequency measurement of the $5S_{1/2}(F=3)-5D_{5/2}(F=5)$ two-photon transition in rubidium*, in : Optics Communications **133** (1997), n° 1, p. 471-478, DOI : 10.1016/S0030-4018(96)00471-3, URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0030401896004713>.
- [142] K. W. MARTIN et al., *Compact Optical Atomic Clock Based on a Two-Photon Transition in Rubidium*, in : Phys. Rev. Appl. **9** (2018), n° 1, p. 014019, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.9.014019, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.9.014019>.
- [143] N. D. LEMKE et al., *Measurement of Optical Rubidium Clock Frequency Spanning 65 Days*, in : Sensors **22** (2022), n° 5, p. 1982, DOI : 10.3390/s22051982, URL : <https://www.mdpi.com/1424-8220/22/5/1982>.
- [144] K. W. MARTIN et al., *Frequency shifts due to Stark effects on a rubidium two-photon transition*, in : Phys. Rev. A **100** (2019), n° 2, p. 023417, DOI : 10.1103/PhysRevA.100.023417, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.100.023417>.
- [145] Z. L. NEWMAN et al., *Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock*, in : Optica **6** (2019), n° 5, p. 680-685, DOI : 10.1364/OPTICA.6.000680, URL : <https://opg.optica.org/optica/fulltext.cfm?uri=optica-6-5-680>.

- [146] V. MAURICE et al., *Miniaturized optical frequency reference for next-generation portable optical clocks*, in : Opt. Express **28** (2020), n° 17, p. 24708-24720, DOI : 10.1364/OE.396296, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-28-17-24708>.
- [147] A. T. DELLIS et al., *Low helium permeation cells for atomic microsystems technology*, in : Opt. Lett. **41** (2016), n° 12, p. 2775-2778, DOI : 10.1364/OL.41.002775, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-41-12-2775>.
- [148] S. KARLEN, *Advanced Concept For Chip-Scale Atomic Clocks (A-CSAC)*, in : IFCS-EFTF 2022, 2021, URL : https://navisp.esa.int/uploads/files/documents/E11%20032-A-CSAC-FR_presentation.pdf.
- [149] M. CALLEJO et al., *Rb microfabricated cells for a two-photon optical frequency reference*, in : INMAQS Workshop, Estes Park, Colorado, 21-23 Juin, USA, 2023.
- [150] D. LI et al., *A Dual-Interrogation Way for Light-Shift Suppression of Rb 778 nm Two-Photon Transition Optical Frequency Reference*, in : IFCS-EFTF 2023, Toyama, 15-19 Mai, Japan, 2023.
- [151] V. GERGINOV et al., *Two-photon Optical Frequency Reference with Active ac Stark Shift Cancellation*, in : Phys. Rev. Appl. **10** (2018), n° 1, p. 014031, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.10.014031, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.10.014031>.
- [152] A. M. AKULSHIN et al., *Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in Rb vapour*, in : Opt. Express **17** (2009), n° 25, p. 22861-22870, DOI : 10.1364/OE.17.022861, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-17-25-22861>.
- [153] C. PERRELLA et al., *Dichroic Two-Photon Rubidium Frequency Standard*, in : Phys. Rev. Appl. **12** (2019), n° 5, p. 054063, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.12.054063, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.12.054063>.
- [154] F. TRICOT et al., *Power stabilization of a diode laser with an acousto-optic modulator*, in : Review of Scientific Instruments **89** (2018), n° 11, p. 113112, DOI : 10.1063/1.5046852, URL : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/89/11/113112/363806/Power-stabilization-of-a-diode-laser-with-an>.
- [155] M. ABDEL-HAFIZ et al., *Doppler-free spectroscopy on the Cs D_1 line with a dual-frequency laser*, in : Opt. Letters **41** (2016), p. 2982-2985, DOI : 10.1364/OL.41.002982, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-41-13-2982>.
- [156] M. ABDEL-HAFIZ et al., *High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field*, in : New Journal of Physics **19** (2017), n° 7, p. 073028, DOI : 10.1088/1367-2630/aa7258, URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aa7258>.
- [157] M. ZHAO et al., *Laser frequency stabilization via bichromatic Doppler-free spectroscopy of an ^{87}Rb D_1 line*, in : Appl. Opt. **60** (2021), n° 17, p. 5203-5207, DOI : 10.1364/AO.425694, URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-60-17-5203>.
- [158] A. GUSCHING et al., *Cs microcell optical reference with frequency stability in the low 10^{-13} range at 1 s*, in : Opt. Lett. **48** (2023), n° 6, p. 1526-1529, DOI : 10.1364/OL.485548, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-48-6-1526>.
- [159] *Chip-Scale Atomic Clock (CSAC) SA65 User's Guide*, URL : <https://ww1.microchip.com/downloads/aemDocuments/documents/TCG/ProductDocuments/UserGuides/Chip-Scale-Atomic-Clock-CSAC-SA65-Users-Guide-DS50003159.pdf>.
- [160] G. D. MARTINEZ et al., *A chip-scale atomic beam clock*, in : Nature Communications **14** (2023), n° 1, p. 3501, DOI : 10.1038/s41467-023-39166-1, URL : <https://www.nature.com/articles/s41467-023-39166-1>.
- [161] A. GUSCHING et al., *Short-term stability of Cs microcell-stabilized lasers using dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*, in : Journal of the Optical Society of America B **38** (2021), n° 11, p. 3254-3260, DOI : 10.1364/JOSAB.438111, URL : <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-38-11-3254>.
- [162] V. MAURICE, *Design, microfabrication and characterization of alkali vapor cells for miniature atomic frequency references*, Theses, Université de Franche-Comté, 2016, URL : <https://theses.hal.science/tel-02154818>.

- [163] A. NESMEYANOV et al., *Vapor Pressure of the Chemical Elements*, Elsevier Publishing Company, 1963, URL : <https://books.google.fr/books?id=wxUIAQAIAAJ>.
- [164] M. PLANCK, *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*, in : *Annalen der Physik* **309** (1901), n° 3, p. 553-563, DOI : 10.1002/andp.19013090310, URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19013090310>.
- [165] T. ZANON, *Appendice de cours sur la spectroscopie saturée sur la raie D_1 du Césium*.
- [166] J. VANIER et al., *Atom—Photon Interactions*, John Wiley & Sons, Ltd, 1998, DOI : 10.1002/9783527617197.fmatter, URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9783527617197.fmatter>.
- [167] H. GREENSTEIN, *Theory of a Gas Laser with Internal Absorption Cell*, in : *Journal of Applied Physics* **43** (2003), n° 4, p. 1732-1750, DOI : 10.1063/1.1661388, URL : <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/43/4/1732/506336/Theory-of-a-Gas-Laser-with-Internal-Absorption?redirectedFrom=fulltext>.
- [168] S. HAROCHE et al., *Theory of Saturated-Absorption Line Shapes*, in : *Phys. Rev. A* **6** (4 1972), p. 1280-1300, DOI : 10.1103/PhysRevA.6.1280, URL : <https://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.6.1280>.
- [169] V. S. LETOKHOV, *Saturation spectroscopy*, in : *High-Resolution Laser Spectroscopy*, Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1976, p. 95-171, DOI : 10.1007/3540077197_20, URL : https://link.springer.com/chapter/10.1007/3540077197_20.
- [170] D. A. VARSHALOVICH et al., *Quantum Theory of Angular Momentum*, WORLD SCIENTIFIC, 1988, DOI : 10.1142/0270, URL : <https://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/0270#t=aboutBook>.
- [171] K. G. LIBBRECHT et al., *A low-noise high-speed diode laser current controller*, in : *Review of Scientific Instruments* **64** (1993), n° 8, p. 2133-2135, DOI : 10.1063/1.1143949, URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1143949>.
- [172] IXBLUE, *Analog Application using LiNbO3 modulators and matching components*, URL : https://www.crisel-instruments.it/wp-content/uploads/2021/07/iXBlue_Analog_modulators_Drivers_and_ModBox.pdf (visité le 18/02/2022).
- [173] M. ABDEL-HAFIZ, *Development and metrological characterization of a high-performance Cs cell atomic clock based on coherent population trapping*, Theses, Université Bourgogne Franche-Comté, 2017, URL : <https://theses.hal.science/tel-01809998>.
- [174] A. DOUABI, *Contributions au développement d'une microhorloge CPT : étude des microcellules à vapeur de césium*, Theses, Université de Franche-Comté, 2009, URL : <https://www.theses.fr/2009BESA2047>.
- [175] L. NIERADKO et al., *New approach of fabrication and dispensing of micromachined cesium vapor cell*, in : *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **7** (2008), n° 3, p. 033013, DOI : 10.1117/1.2964288, URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/Journal-of-MicroNanolithography-MEMS-and-MOEMS/volume-7/issue-3/033013/New-approach-of-fabrication-and-dispensing-of-micromachined-cesium-vapor/10.1117/1.2964288.short>.
- [176] R. VICARINI, *Module physique intégré pour horloge atomique miniature à cellule de césium*, Theses, Université Bourgogne Franche-Comté, 2018, URL : <https://theses.hal.science/tel-03270925>.
- [177] R. K. CHUTANI, *Conception, technologie et packaging de cellules à vapeur de césium pour les horloges atomiques de type MEMS*, Theses, Université de Franche-Comté, 2011, URL : <https://theses.hal.science/tel-01337614/preview/PhDThesis-R.Chutani.pdf>.
- [178] J. VANIER et al., *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, A. Hilger, 1989, DOI : 10.1201/9781003041085, URL : <https://www.taylorfrancis.com/books/mono/10.1201/9781003041085/quantum-physics-atomic-frequency-standards-vanier-audoin>.
- [179] C. P. BIDINOSTI et al., *Passive magnetic shielding in static gradient fields*, in : *AIP Advances* **4** (2014), n° 4, p. 047135, DOI : 10.1063/1.4873714, URL : <https://pubs.aip.org/aip/adv/article/4/4/047135/21102/Passive-magnetic-shielding-in-static-gradient>.

- [180] E. A. DONLEY et al., *Demonstration of high-performance compact magnetic shields for chip-scale atomic devices*, in : Review of Scientific Instruments **78** (2007), n° 8, p. 083102, DOI : 10.1063/1.2767533, URL : <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/78/8/083102/911762/Demonstration-of-high-performance-compact-magnetic>.
- [181] A. DIDIER et al., *Ultra-low phase noise all-optical microwave generation setup based on commercial devices*, in : Appl. Opt. **54** (2015), n° 12, p. 3682-3686, DOI : 10.1364/AO.54.003682, URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-54-12-3682>.
- [182] A. DIDIER, *Développement de cavités Fabry-Perot ultra-stables pour références de fréquence optique de nouvelle génération*, Theses, Université de Franche-Comté, 2016, URL : <https://theses.hal.science/tel-01461475>.
- [183] H. KOGELNIK et al., *Laser Beams and Resonators*, in : Appl. Opt **5** (1966), n° 10, p. 1550-1567, DOI : 10.1364/AO.5.001550, URL : <https://opg.optica.org/ao/fulltext.cfm?uri=ao-5-10-1550>.
- [184] D. R. LEIBRANDT et al., *Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments*, in : Opt. Express **19** (2011), n° 4, p. 3471-3482, DOI : 10.1364/OE.19.003471, URL : <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-19-4-3471>.
- [185] R. V. POUND, *Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators*, in : Review of Scientific Instruments **17** (1946), n° 11, p. 490-505, DOI : 10.1063/1.1770414, URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1770414>.
- [186] R. W. P. DREVER et al., *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, in : Applied Physics B **31** (1983), n° 2, p. 97-105, DOI : 10.1007/BF00702605, URL : <https://link.springer.com/article/10.1007/BF00702605>.
- [187] E. D. BLACK, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, in : American Journal of Physics **69** (2001), n° 1, p. 79-87, DOI : 10.1119/1.1286663, URL : <https://aapt.scitation.org/doi/10.1119/1.1286663>.
- [188] MENLOSYSTEM, *FC1500 optical frequency synthesizer user manual version 1.0*, 2009, p. 49.
- [189] S. MUKHERJEE et al., *Digital Doppler-Cancellation Servo for Ultrastable Optical Frequency Dissemination Over Fiber*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **69** (2022), n° 2, p. 878-885, DOI : 10.1109/TUFFC.2021.3125066, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/9599700>.
- [190] C. A. MCLEMORE et al., *Miniaturizing Ultrastable Electromagnetic Oscillators: Sub-10⁻¹⁴ Frequency Instability from a Centimeter-Scale Fabry-Perot Cavity*, in : Phys. Rev. Appl. **18** (2022), n° 5, p. 054054, DOI : 10.1103/PhysRevApplied.18.054054, URL : <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.18.054054>.
- [191] M. CORATO-ZANARELLA et al., *Widely tunable and narrow-linewidth chip-scale lasers from near-ultraviolet to near-infrared wavelengths*, in : Nat. Photonics **17** (2023), n° 2, p. 157-164, DOI : 10.1038/s41566-022-01120-w, URL : <https://www.nature.com/articles/s41566-022-01120-w>.
- [192] C. FLUHR et al., *Characterization of the Individual Short-Term Frequency Stability of Cryogenic Sapphire Oscillators at the 10⁻¹⁶ Level*, in : IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **63** (2016), n° 6, p. 915-921, DOI : 10.1109/TUFFC.2016.2550078, URL : <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/7446347>.
- [193] C. A. MCLEMORE et al., *Thermal noise-limited laser stabilization to an 8 mL volume Fabry-Pérot reference cavity with microfabricated mirrors*, 2022, DOI : 10.48550/arXiv.2203.15915, URL : <https://arxiv.org/abs/2203.15915>.
- [194] W. ZHANG et al., *Ultrannarrow Linewidth Photonic-Atomic Laser*, in : Laser & Photonics Reviews **14** (2020), n° 4, p. 1900293, DOI : 10.1002/lpor.201900293, URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/lpor.201900293>.
- [195] J. GUO et al., *Chip-based laser with 1-hertz integrated linewidth*, in : Science Advances **8** (2022), n° 43, p. eabp9006, DOI : 10.1126/sciadv.abp9006, URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.abp9006>.
- [196] M. LI et al., *Integrated Pockels laser*, in : Nature Communications **13** (2022), n° 1, p. 5344, DOI : 10.1038/s41467-022-33101-6, URL : <https://www.nature.com/articles/s41467-022-33101-6>.

-
- [197] G. LIHACHEV et al., *Low-noise frequency-agile photonic integrated lasers for coherent ranging*, in : Nature Communications **13** (2022), n° 1, p. 3522, DOI : 10.1038/s41467-022-30911-6, URL : <https://www.nature.com/articles/s41467-022-30911-6>.
- [198] A. SIDDHARTH et al., *Near ultraviolet photonic integrated lasers based on silicon nitride*, in : APL Photonics **7** (2022), n° 4, p. 046108, DOI : 10.1063/5.0081660, URL : <https://pubs.aip.org/aip/app/article/7/4/046108/2835197/Near-ultraviolet-photonic-integrated-lasers-based>.
- [199] V. SNIGIREV et al., *Ultrafast tunable lasers using lithium niobate integrated photonics*, in : Nature **615** (2023), n° 7952, p. 411-417, DOI : 10.1038/s41586-023-05724-2, URL : <https://www.nature.com/articles/s41586-023-05724-2>.
- [200] M. CORATO-ZANARELLA et al., *Widely tunable and narrow-linewidth chip-scale lasers from near-ultraviolet to near-infrared wavelengths*, in : Nature Photonics **17** (2023), n° 2, p. 157-164, DOI : 10.1038/s41566-022-01120-w, URL : <https://www.nature.com/articles/s41566-022-01120-w>.

Publications et conférences

Publications

A. Gusching, J. Millo, I. Ryger, R. Vicarini, M. Abdel Hafiz, N. Passilly and R. Boudot; *Cs microcell optical reference with frequency stability in the low 10^{-13} range at 1 s*; in : Optics Letters, **48** (2023); n°6; p. 1526–1529; DOI : 10.1364/OL.485548.

A. Gusching, M. Petersen, N. Passilly, D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz, and R. Boudot; *Short-term stability of Cs microcell-stabilized lasers using dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*; in : Journal of the Optical Society of America B, **38** (2021); n°11; p. 3254–3260; DOI : 10.1364/JOSAB.438111.

Articles de conférence

A. Gusching, J. Millo, R. Vicarini, M. Abdel Hafiz, N. Passilly and R. Boudot; *Towards a high-stability Cs-microcell stabilized laser with dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*; in : IFCS-EFTF 2023, Toyama, 15 – 19 May, Japan, 2023.

A. Gusching, J. Millo, I. Ryger, R. Vicarini, M. Abdel Hafiz, N. Passilly and R. Boudot; *Cs microcell stabilized laser based on dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*; in : FIRST-TF 2022, Besançon, 4 – 5 September, France, 2022.

A. Gusching, J. Millo, I. Ryger, R. Vicarini, M. Abdel Hafiz, N. Passilly and R. Boudot; *Cs microcell stabilized laser based on dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*; in : INMAQS 2022, Ross Priory, 12 – 14 September, United Kingdom, 2022.

C. Carlé, **A. Gusching**, M. Abdel Hafiz, S. Keshavarzi, I. Ryger, V. Maurice, N. Passilly, R. Boudot; *Horloges atomiques microondes et optiques à microcellule*; in : Congrès général Optique de la Société Française d'Optique, Nice, 4 – 8 July, France, 2022.

A. Gusching, I. Ryger, M. Abdel Hafiz, N. Passilly, J. Millo, R. Boudot; *Towards the generation and fiber-link transfer of ultra-stable 895 nm signal for characterization of a microcell-stabilized laser*; in : IFCS-EFTF 2022, Paris, 24 – 28 April, France, 2022.

C. Carlé, **A. Gusching**, N. Passilly, I. Ryger, J. Millo, M. Petersen, D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz and R. Boudot; *Cs microcell microwave and optical frequency references at FEMTO-ST*; in : MPLP 2021, Novosibirsk, 22 – 29 August, Russian Federation, 2021.

A. Gusching, M. Petersen, N. Passilly, I. Ryger, D. Brazhnikov, M. Abdel Hafiz and R. Boudot; *In-progress study of microcell-stabilized lasers using dual-frequency sub-Doppler spectroscopy*; in : IFCS-EFTF 2021, Virtual Conference, 7 – 17 July, 2021.

R. Boudot, **A. Gusching**, C. Carlé, R. Vicarini, N. Passilly, I. Ryger, M. Petersen and M. Abdel Hafiz; *Références de fréquence microonde et optique à microcellule Cs à FEMTO-ST*; in : JCOM 2021, Paris, 17 June, France, 2021.

Conferences/Workshops

EFTS, Besançon, 26 – 30 June, France, 2023.

FIRST-TF, *Invited oral presentation*, Besançon, 4 – 5 October, France, 2022.

INMAQS, *Oral presentation*, Ross Priory, 12 – 14 September, United Kingdom, 2022.

EFTF-IFCS, *Poster presentation*, Paris, 24 – 28 April, France, 2022.

EFTS, Besançon, 4 – 8 July, France, 2022.

EFTF-IFCS, *Oral presentation*, Virtual Conference, 7 – 17 July, 2021.

EFTS, Besançon, 28 June – 2 July, France, 2021.

IFCS-ISAF, Virtual Conference, 19 – 23 July, 2020.

Titre : Référence de fréquence optique à microcellule à vapeur de césium stabilisée par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence

Mots clés : Référence de fréquence, microcellule à vapeur de césium, spectroscopie sub-Doppler, stabilité de fréquence, laser.

Résumé : Cette thèse présente le développement et la caractérisation d'une référence de fréquence optique à 895 nm basée sur l'interrogation d'atomes de césium confinés dans une cellule micro-fabriquée par spectroscopie sub-Doppler bi-fréquence. Cette référence comprend une diode laser accordée sur la raie D₁ du césium (895 nm), un modulateur électro-optique, un modulateur acousto-optique, une microcellule de césium et une électronique de contrôle.

Deux systèmes laser quasi-identiques ont d'abord été développés, l'un avec une diode laser DFB (Distributed FeedBack), l'autre avec une diode laser à cavité étendue (ECDL). Le battement entre ces deux lasers a démontré une stabilité relative de fréquence à 1 s de 1.1×10^{-12} , limitée par le bruit de fréquence de l'ECDL, alors modulé à une fréquence trop faible.

Une référence de fréquence ultra-stable à 895 nm a ensuite été développée pour caractériser sans ambiguïté les performances du laser ECDL. Cette

dernière repose sur un laser ECDL annexe, asservi en phase sur un peigne de fréquence spectralement étendu, lui-même référencé sur un laser à 1542 nm stabilisé sur une cavité Fabry-Perot ultra-stable. Un lien fibré compensé, avec un bruit de phase résiduel de - 55 dBrad²/Hz à 1 Hz, a été aussi mis en place pour le transfert du signal ultra-stable.

Par battement hétérodyne avec la référence, le laser ECDL à microcellule a démontré une stabilité relative de fréquence au niveau de 2.9×10^{-13} à 1 s, en bon accord avec son bruit de phase (+40 dBrad²/Hz à $f = 1$ Hz), et meilleure que 5×10^{-14} à 100 s.

En dernier lieu, des travaux préliminaires ont été initiés pour mesurer la sensibilité de la fréquence laser aux variations des paramètres expérimentaux. Parmi les effets évalués, les défauts de superposition entre les faisceaux contre propageants, la puissance micro-onde et la champ magnétique, semblent constituer des contributions importantes à la stabilité moyen-terme du laser.

Title: Cs vapor microcell optical frequency reference based on dual-frequency sub-Doppler spectroscopy.

Keywords: Frequency reference, cesium microcell, sub-Doppler spectroscopy, frequency stability, laser.

Abstract: This thesis reports the development and characterization of an optical frequency reference at 895 nm based on the interrogation of cesium atoms confined in a microfabricated cell using dual-frequency sub-Doppler spectroscopy. This frequency reference includes a diode laser tuned on the cesium D₁ line (895 nm), an electro-optic modulator, an acousto-optic modulator, a cesium vapor microcell and a control electronics.

Two nearly-identical laser systems were developed, one using a DFB diode laser and the other with an external cavity diode laser (ECDL). The beatnote between these two lasers demonstrated a frequency stability of 1.1×10^{-12} at 1 s, limited by the intermodulation effect induced by the laser frequency noise.

An ultra-stable frequency reference at 895 nm was developed to unambiguously characterize the individual performance of the microcell ECDL. The latter is based on an annex ECDL, phase locked to a spectrally-broadened frequency comb,

referenced to an ultra-stable Fabry-Perot cavity-stabilized 1542 nm laser. A compensated fiber link, with a residual phase noise of - 55 dBrad²/Hz at 1 Hz, was developed to transfer the signal of the reference.

Beating with the reference, the microcell ECDL laser has demonstrated a short-term frequency stability of 2.9×10^{-13} at 1 s, in good agreement with its phase noise (+40 dBrad²/Hz at $f = 1$ Hz), and better than 5×10^{-14} at 100 s. These performances are competitive with the best current microcell frequency references.

In a last step, preliminary studies were initiated to measure the sensitivity of laser frequency to variations of some experimental parameters. Among the evaluated effects, the misalignment between both counter-propagating beams, the microwave power, and the magnetic field appear to be important contributions to the laser medium-term stability.