



**HAL**  
open science

# Vers une horloge compacte à piégeage cohérent de population du césium : source laser bifréquence bipolarisation et banc optoélectronique miniature

Jérémie Cotxet

► **To cite this version:**

Jérémie Cotxet. Vers une horloge compacte à piégeage cohérent de population du césium : source laser bifréquence bipolarisation et banc optoélectronique miniature. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2023. Français. NNT : 2023UPSLO001 . tel-04221413

**HAL Id: tel-04221413**

**<https://theses.hal.science/tel-04221413>**

Submitted on 28 Sep 2023

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT**  
**DE L'UNIVERSITÉ PSL**

Préparée au Laboratoire  
Systèmes de Référence Temps-Espace

**Vers une horloge compacte à piégeage cohérent de  
population du césium : source laser bifréquence  
bipolarisation et banc optoélectronique miniature**

Soutenue par

**Jérémie COTXET**

Le 07 février 2023

École doctorale n°564

**Physique en Île-de-France**

Spécialité

**Physique**

Composition du jury :

Marie-Christine ANGININ Professeur, Sorbonne Université – Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace	<i>Président</i>
Marc BRUNEL Professeur, Institut foton	<i>Rapporteur</i>
Vincent RONCIN Maître de conférence, Laboratoire de Physique des Lasers	<i>Rapporteur</i>
Gaëlle LUCAS-LECLIN Maître de conférence, Laboratoire Charles Fabry	<i>Examineur</i>
François VERNOTTE Professeur, Université Franche-Comté	<i>Examineur</i>
Stéphane GUÉRANDEL Chargé de recherche, Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace	<i>Directeur de thèse</i>
Jean-Marc LESAGE Ingénieur, Direction Générale de l'Armement	<i>Invité</i>
François GUTTY Ingénieur, THALES Research and Technology	<i>Invité, Encadrant industriel</i>



# Remerciements

Ce manuscrit synthétise plus de trois années de travail, mais aussi et surtout de rencontres et d'interactions. Il est donc important pour moi de commencer en remerciant celles et ceux qui ont participé de près ou de loin à cette thèse.

Je remercie tout d'abord Marc Brunel et Vincent Roncin pour leur lecture rigoureuse et minutieuse du manuscrit. Leurs retours ont permis d'approfondir et de clarifier de nombreux points et ainsi d'améliorer la qualité générale du présent document.

Je remercie aussi Marie-Christine Angonin, Gaëlle Lucas-Leclin, François Vernotte et Jean-Marc Lesage qui ont accepté d'évaluer mes travaux et qui, chacun avec leur expertise, ont initié des échanges stimulants lors de la soutenance.

Je remercie Daniel Dolfi, Pascale Nouchi et Loïc Morvan pour m'avoir fait confiance et donné l'opportunité de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions possibles.

Merci Stéphane pour ta supervision, pour ta rigueur scientifique et ta disponibilité tout au long de la thèse. Tout cela, associé à ta bonne humeur et ton humour, ont toujours rendu nos échanges très enrichissants.

Une grande partie de ces travaux a été menée au laboratoire Onde et Traitement du Signal de TRT où j'ai eu le plaisir de rencontrer des collègues exceptionnels.

Un énorme merci pour commencer à François et Ghaya qui ont su encadrer ces travaux de la plus belle des manières. Merci pour tout ce que vous m'avez apporté, pour votre aide et votre bienveillance qui m'ont permis de m'épanouir et d'aller au bout de cette thèse. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous.

Dans l'équipe Horloge atomique à laser bifréquence, je tiens ensuite à remercier François T. pour m'avoir initié aux mesures de bruits et transmis ses astuces d'expérimentateur aguerri au tout début de ma thèse. Merci aussi aux stagiaires – Maxime M., Tatiana, Soizic et Marius, dans l'ordre chronologique – dont les efforts et l'efficacité ont bien fait progresser les manip.

Finalement, merci à toutes et tous pour les échanges (scientifiques bien sûr, mais aussi et surtout humains) que nous avons pu avoir. Grâce à vous, j'ai eu la chance de réaliser cette thèse dans un cadre idéal. Je garderai un souvenir fort de OPTIQUE Nice, où les sessions posters et autres talks se confondaient avec les baignades et le beach-volley. Ici, je souhaite insister sur la cohésion du groupe de doctorants et de jeunes docteurs qui a animé ces années de travaux de beaux moments de convivialité. Merci pour tous ces

repas, ces débats, ces pauses-café, ces raclettes, ces soirées... Cette thèse n'aurait pas eu la même saveur sans vous. Mentions spéciales à ceux avec qui j'ai partagé le plus clair de mon temps : Delphin et Vincent B., les aînés avec un sens de l'humour aiguisé ; Benjamin et Maxime D., avec leur soutien sans faille (parce qu'il faut tenir, pas le choix) ; et Lothaire et Pierre, les voisins agités et joyeux compagnons de rédaction. Il ne me reste maintenant qu'à souhaiter bon courage à celles et ceux qui avancent encore sur le chemin du doctorat.

Au SYRTE, je remercie David pour la session de mesures sur le résonateur et pour son aide sur la mécanique du laser bifréquence. Merci aussi au groupe de doctorants pour les bonnes rigolades, et merci en particulier à Alexandre B. pour nos discussions enflammées sur le CPT et tant d'autres sujets.

Dans le cadre du projet CHoCoLa, j'ai de plus eu l'occasion d'interagir avec chacun des partenaires. Je remercie à ce titre Fabien Bretenaker et Grégory de m'avoir accueilli au LAC pour réaliser des mesures sur leur laser bifréquence et pour les échanges fructueux et enrichissants que nous avons eus. Je remercie aussi les membres de Kyliya – et en particulier Marco et Fred – avec qui j'ai pu partager quelques bonnes semaines de travaux sur le banc miniature tout en apprenant de nombreuses solutions astucieuses. Merci enfin aux collègues du LCF et du C2N pour leur aide précieuse sur la conception et la caractérisation des 1/2-VCSEL.

Vu que la vie c'est aussi (et surtout !) en dehors du labo, je remercie tous mes amis, du lycée à l'INSA, et celles et ceux que j'ai rencontrés depuis. Merci pour tous ces bons moments qu'on a passé ensemble ces dernières années, à découvrir la vie parisienne et tellement plus. Merci aussi pour vos encouragements, et pour m'avoir supporté quand je n'avais que la thèse dans la tête et à la bouche. Votre soutien a été inestimable.

Et pour finir, merci à ma famille, pour tout.

Sur ce, bonne lecture.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Horloges atomiques : principe de fonctionnement et état de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Horloge atomique . . . . .	7
1.1.1 Principe de fonctionnement . . . . .	7
1.1.2 Outils statistiques de caractérisation du signal . . . . .	8
1.1.3 Interrogation atomique . . . . .	10
1.1.4 Applications des horloges compactes . . . . .	11
1.2 Etat de l'art des horloges atomiques compactes . . . . .	12
1.2.1 Masers à hydrogène . . . . .	12
1.2.2 Horloges à jet thermique . . . . .	13
1.2.3 Horloges à double résonance du rubidium . . . . .	14
1.2.4 Horloges à piégeage cohérent de population . . . . .	16
1.2.5 Résumé des performances des horloges microondes compactes . .	23
1.3 Vers une horloge CPT compacte à haute stabilité de fréquence . . . . .	25
1.3.1 Générateur bifréquence . . . . .	27
1.3.2 Banc optoélectronique . . . . .	27
1.3.3 Résonateur et interrogation atomique . . . . .	28
1.4 Conclusion . . . . .	32
<b>2 Banc optoélectronique miniature pour une horloge CPT : conception, implé- mentation et validation</b>	<b>33</b>
2.1 Banc optoélectronique miniature . . . . .	35
2.1.1 Choix de conception du banc . . . . .	35
2.1.2 Partie physique . . . . .	35

2.2	Isolation optique insensible à la polarisation . . . . .	37
2.3	Stabilisation de la puissance optique . . . . .	38
2.3.1	Montage de stabilisation de puissance . . . . .	38
2.3.2	Réduction du bruit d'intensité . . . . .	39
2.3.3	Contribution du bruit d'intensité à la stabilité de fréquence . . . . .	43
2.3.4	Stabilité de la puissance à moyen-long terme . . . . .	46
2.4	Asservissement de la fréquence optique . . . . .	52
2.4.1	Montage d'asservissement de la fréquence optique . . . . .	52
2.4.2	Réduction du bruit de fréquence . . . . .	57
2.4.3	Estimation de l'impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge . . . . .	59
2.5	Asservissement de la phase . . . . .	59
2.5.1	Effet Dick . . . . .	59
2.5.2	Méthodes d'asservissement de phase . . . . .	62
2.5.3	Asservissement de la phase entre deux sources spectralement larges . . . . .	64
2.6	Spectroscopie CPT du césium . . . . .	69
2.6.1	Fonctionnement continu . . . . .	69
2.6.2	Fonctionnement impulsionnel . . . . .	70
2.7	Conclusion . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Conception et démonstration d'une source laser bifréquence bipolarisation à 852 nm</b>	<b>73</b>
3.1	Laser à émission bifréquence bipolarisation . . . . .	75
3.1.1	Principe de fonctionnement . . . . .	75
3.1.2	VECSEL à émission bifréquence bipolarisation . . . . .	77
3.2	Description d'une nouvelle architecture de DF-VECSEL . . . . .	80
3.2.1	Structure semi-conductrice . . . . .	80
3.2.2	Architecture de pompage optique . . . . .	82
3.2.3	Architecture de la cavité étendue . . . . .	88
3.3	Mise en œuvre et caractérisation du DF-VECSEL . . . . .	93
3.3.1	Caractérisation de l'émission laser . . . . .	93
3.3.2	Sensibilité thermique de la cavité . . . . .	99
3.3.3	Accordabilité électrique de la fréquence d'émission . . . . .	102
3.4	Conclusion . . . . .	106

<b>4 Etudes théorique et expérimentale des bruits d'intensité et de fréquence du DF-VECSEL</b>	<b>107</b>
4.1 Bruit d'intensité dans un DF-VECSEL . . . . .	109
4.1.1 Définition et origine du bruit d'intensité . . . . .	109
4.1.2 Mesures des bruits d'intensité . . . . .	110
4.1.3 Corrélations des bruits d'intensité . . . . .	111
4.2 Réduction du bruit d'intensité des modes du DF-VECSEL . . . . .	112
4.2.1 Modélisation de l'asservissement d'intensité d'un champ bipola- risation . . . . .	113
4.2.2 Asservissement d'intensité de deux modes décorrélés . . . . .	117
4.2.3 Asservissement d'intensité de deux modes fortement corrélés et en phase . . . . .	120
4.3 Bruit de fréquence dans un DF-VECSEL . . . . .	123
4.3.1 Bruit de fréquence des modes optiques . . . . .	123
4.3.2 Bruit de phase du battement radiofréquence entre les modes . . . .	124
4.4 Asservissements des fréquences optiques du DF-VECSEL . . . . .	126
4.4.1 Asservissement de la fréquence optique d'un mode de polarisation . . . . .	126
4.4.2 Asservissement de la phase du battement RF . . . . .	128
4.4.3 Asservissements simultanés des deux fréquences optiques . . . . .	132
4.5 Applicabilité à une horloge à CPT du césium . . . . .	135
4.5.1 Estimation de la stabilité de fréquence de l'horloge . . . . .	135
4.5.2 Perspectives d'amélioration du DF-VECSEL . . . . .	137
4.6 Conclusion . . . . .	141
 <b>Conclusion générale</b>	 <b>143</b>
 <b>Publications et conférences</b>	 <b>149</b>
 <b>A Correspondance entre densité spectrale et variance d'Allan</b>	 <b>151</b>
 <b>B Absorption saturée à deux fréquences de la raie D<sub>2</sub> du césium</b>	 <b>155</b>
 <b>Bibliographie</b>	 <b>159</b>



# Introduction générale

En 1955, la réalisation de la première horloge atomique (à tube au césium) par L. Essen et J. Parry [Essen et Parry, 1955] a ouvert la voie à la métrologie de temps et de fréquence par référence atomique. Après avoir été longtemps basée sur la rotation de la Terre, la seconde est définie en 1967, lors de la 13<sup>ème</sup> Conférence Générale de Poids et Mesures, comme étant « la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133 » (le diagramme énergétique du césium est donné en figure 1) et relève dès lors du domaine de la physique. Depuis, les horloges atomiques n'ont cessé d'évoluer, atteignant des performances de stabilité et d'exactitude inégalées dans les autres domaines de la physique. Aujourd'hui, la seconde est l'unité de mesure la plus précisément déterminée et, pour pouvoir aller encore au-delà, sa redéfinition sur une transition optique est imminente [Riehle, 2015].

Il existe de multiples architectures d'horloges atomiques répondant à de nombreux besoins dans les domaines de la recherche, de l'industrie et du grand public. Comme souvent, ces architectures proposent différents compromis entre volume, masse et consommation, d'une part, et stabilité de fréquence, d'autre part. Pour adresser de nouveaux besoins, les prochaines générations d'horloges atomiques sont activement développées en laboratoire. En particulier, les horloges microondes compactes allient d'excellents niveaux de stabilité dans des volumes potentiellement réduits. Le phénomène de piégeage cohérent de population (*Coherent Population Trapping* en anglais, ou CPT) est prometteur pour cette technologie car il permet de réaliser une interrogation atomique tout-optique d'une transition hyperfine. C'est sur ce principe que se basent les horloges mises en œuvre au laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE) qui démontrent des stabilités de fréquence de quelques  $10^{-13}$  à 1 s de temps d'intégration [Yun et al., 2017, Tricot et al., 2018a].

En se basant sur l'horloge CPT à faisceau orthopolarisé (Lin $\perp$ Lin) historique du SYRTE, reposant sur deux sources lasers verrouillées en phase, THALES Research and Technology (TRT) propose de pousser la maturité technologique de l'horloge tout en simplifiant son architecture globale. En développant une source laser bifréquence bipolarisation à cavité étendue (de type VECSEL) générant directement les deux modes optiques nécessaires à l'interrogation optimale des atomes de césium, on réduit l'encombrement de la partie physique et la complexité de la partie électronique. L'objectif est de réaliser une horloge transportable, de faible volume (inférieur à dix litres) et avec une stabilité de

fréquence meilleure que  $5 \times 10^{-13}$  à 1 s. Avec les partenaires académiques que sont le laboratoire Lumière, Matière et Interfaces (LuMIn, anciennement Laboratoire Aimé Cotton), le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N, anciennement Laboratoire de Photonique et Nanostructures) et le Laboratoire Charles Fabry (LCF), les projets ANR 2POLEVF (Two-POLarisation VECSEL for the generation of two-Frequency beams) puis CHoCoLa (Concepts innovants pour une Horloge Cs Compacte à Laser bifréquence métrologique) ont permis de montrer la réalisation d'un prototype de VECSEL bifréquence émettant à 852 nm – correspondant à la transition  $D_2$  du césium (voir figure 1) [Carmargo *et al.*, 2012, Dumont *et al.*, 2014], d'obtenir un signal de spectroscopie CPT du césium [Dumont, 2016] et d'affiner la compréhension des sources de bruit du laser pour finalement les réduire [De *et al.*, 2015, Gredat *et al.*, 2018].

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité de ces études. Une nouvelle architecture de cavité laser à émission bifréquence a été définie pour lever les limitations relevées lors des développements précédents. Cette cavité doit être associée à un banc optoélectronique miniature inédit réalisant la préparation du faisceau avant l'interrogation des atomes de césium. Ces deux briques technologiques ont été développées et explorées dans le cadre de la thèse. Les études menées et les résultats obtenus sont détaillés à travers les quatre chapitres de ce manuscrit.

Dans le **Chapitre 1**, nous rappelons le principe de fonctionnement des horloges atomiques en dressant en particulier un état de l'art des horloges microondes compactes. Les principes physiques du CPT ainsi que les horloges de laboratoire exploitant ce phénomène sont présentés. En relevant les défis et les objectifs des systèmes embarqués, nous détaillons l'architecture d'horloge compacte basée sur le VECSEL à émission bifréquence bipolarisation.

Dans le **Chapitre 2**, nous décrivons la conception et mettons en œuvre le banc optoélectronique miniature réalisant les fonctions de préparation du faisceau bifréquence. Les asservissements des propriétés d'émission (intensité et fréquence) d'une source monomode à 852 nm (de type DFB) sont étudiés pour valider le fonctionnement du banc sur les temps courts et longs. Les mécanismes de transfert des bruits aux instabilités de fréquence de l'horloge sont décrits. Nous présentons des signaux de spectroscopie CPT obtenus avec deux sources DFB verrouillées en phase par injection optique.

Dans le **Chapitre 3**, nous revenons sur le principe de fonctionnement des lasers à émission bifréquence bipolarisation et nous décrivons une nouvelle architecture de VECSEL développée pendant la thèse. Nous détaillons en particulier les choix d'architectures de pompage et de cavité réalisés pour obtenir des propriétés de bruit optimales et un contrôle indépendant des deux fréquences émises. Nous caractérisons l'émission laser et nous relevons les limites du prototype mis en œuvre.

Dans le **Chapitre 4**, nous expliquons l'origine des bruits d'intensité et de fréquence dans le VECSEL et nous nous efforçons de les réduire en exploitant l'originalité de la nouvelle architecture du laser. Nous modélisons les boucles d'asservissement afin d'en affiner la compréhension, en particulier en prenant en compte les propriétés de corrélations entre les états propres du VECSEL. Nous calculons les contributions aux instabilités de fréquence

de l'horloge avant d'exposer les développements relatifs au VECSEL encore à l'étude.

Finalement, nous concluons sur la faisabilité d'une horloge CPT compacte reposant sur un VECSEL à émission bifréquence bipolarisation et sur un banc optoélectronique miniature. Nous proposons des pistes d'amélioration et des perspectives d'évolution pour la suite des travaux.

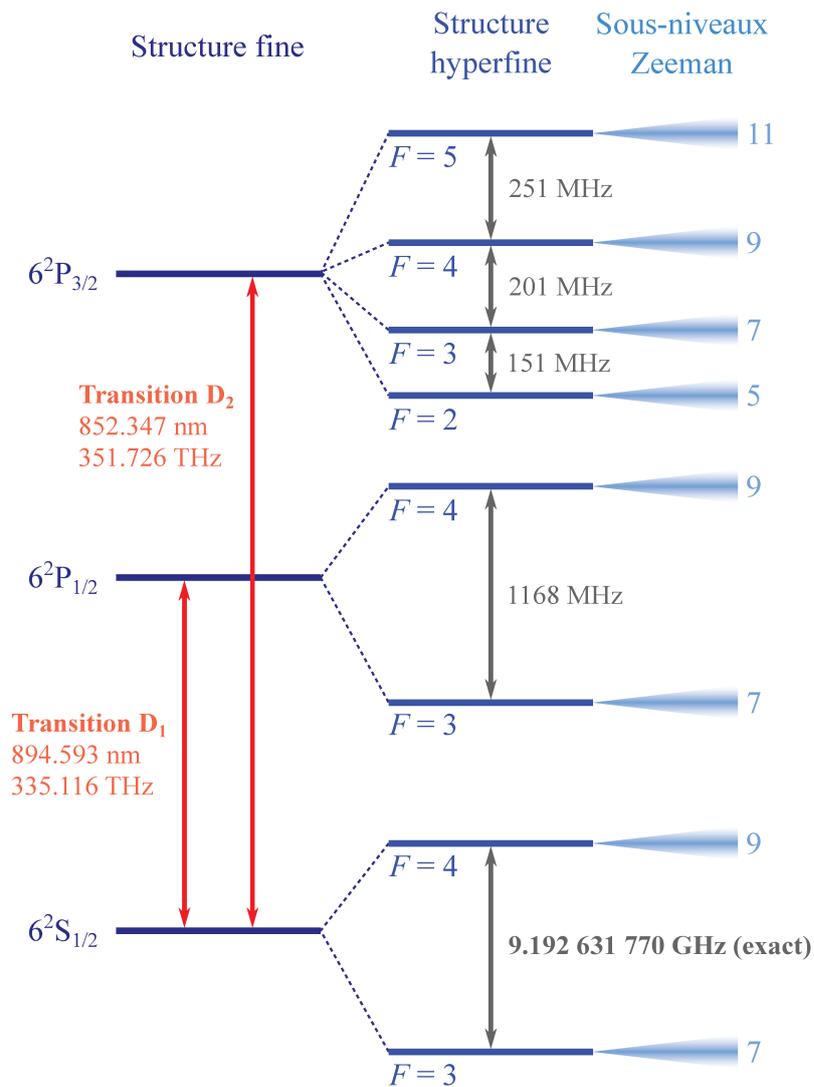


FIGURE 1 – Diagramme énergétique du césium. Les transitions dans le domaine optique sont représentées en rouge ; les écarts hyperfins en gris. Les séparations fréquentielles ne sont pas à l'échelle pour une lecture plus claire.



# Chapitre 1

## Horloges atomiques : principe de fonctionnement et état de l'art

Les horloges atomiques sont des références de fréquence qui présentent des stabilités exceptionnelles. Elles peuvent aussi offrir un compromis inégalé entre volume et performances métrologiques. Grâce à cela, elles répondent à de nombreux besoins dans les domaines civils, de la recherche et de la défense.

Dans ce chapitre, nous décrivons le principe de fonctionnement des horloges atomiques ainsi que les outils statistiques nécessaires à leur caractérisation. En nous concentrant sur les horloges microondes compactes à hautes stabilités, nous présentons et comparons les montages de laboratoire à l'état de l'art. Un accent particulier est mis sur les horloges à piégeage cohérent de population. L'architecture originale, exploitant ce phénomène, développée pendant cette thèse est présentée.

---

**Sommaire**

<b>1.1</b>	<b>Horloge atomique</b>	<b>7</b>
1.1.1	Principe de fonctionnement	7
1.1.2	Outils statistiques de caractérisation du signal	8
	Densité spectrale de puissance de bruit	8
	Variance d'Allan	9
1.1.3	Interrogation atomique	10
1.1.4	Applications des horloges compactes	11
<b>1.2</b>	<b>Etat de l'art des horloges atomiques compactes</b>	<b>12</b>
1.2.1	Masers à hydrogène	12
1.2.2	Horloges à jet thermique	13
1.2.3	Horloges à double résonance du rubidium	14
	Horloge DR continue	15
	Horloge rubidium pulsée	16
1.2.4	Horloges à piégeage cohérent de population	16
	Piégeage cohérent de population	16
	Horloge CPT $\text{Lin} \perp \text{Lin}$	20
	Horloge CPT <i>push-pull</i>	22
	Horloge CPT à double modulation	22
1.2.5	Résumé des performances des horloges microondes compactes	23
<b>1.3</b>	<b>Vers une horloge CPT compacte à haute stabilité de fréquence</b>	<b>25</b>
1.3.1	Générateur bifréquence	27
1.3.2	Banc optoélectronique	27
1.3.3	Résonateur et interrogation atomique	28
	Cellule de vapeur	28
	Enceinte et blindage	29
	Séquence d'horloge	31
<b>1.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>32</b>

---

## 1.1 Horloge atomique

### 1.1.1 Principe de fonctionnement

Une horloge atomique est une référence de fréquence. Le principe de fonctionnement est présenté en figure 1.1. Un oscillateur macroscopique (généralement un oscillateur à quartz ou un laser), appelé oscillateur local (OL), génère une fréquence  $\nu(t)$ . Ce signal souffre intrinsèquement d'un manque de stabilité pour définir une référence de fréquence. C'est pourquoi, il est comparé à une référence atomique à travers une étape d'interrogation. La référence atomique,  $\nu_0$ , est définie à partir de la différence entre deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  par la relation :

$$h\nu_0 = E_2 - E_1, \quad (1.1)$$

où  $h$  est la constante de Planck. Ces niveaux d'énergie sont immuables et identiques entre deux atomes d'une même espèce dans les mêmes conditions. A partir de la réponse du système atomique à l'interrogation, on génère un signal de correction qui dépend du décalage  $\nu(t) - \nu_0$  et qui est utilisé pour asservir la fréquence de l'OL. La stabilité de la référence atomique est ainsi transférée à  $\nu(t)$ . Cette fréquence asservie sert de signal pour l'utilisateur de l'horloge.

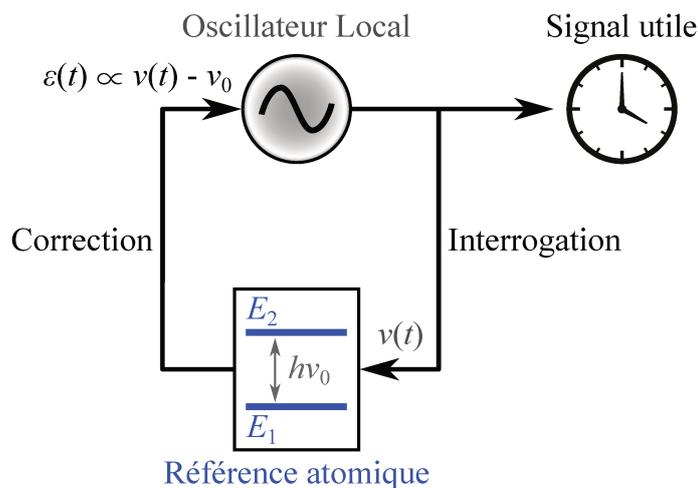


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une horloge atomique. L'interrogation de la référence atomique par la fréquence de l'oscillateur local  $\nu(t)$  génère un signal de correction qui dépend de l'écart à la fréquence de la transition d'horloge  $\nu_0$ .

A cause des bruits propres à la boucle d'asservissement, la fréquence  $\nu(t)$  n'est pas une image parfaite de la référence atomique. De plus, les fluctuations de l'environnement des atomes perturbent les niveaux d'énergie, et donc la fréquence de référence. D'après la figure 1.2, on peut résumer ces effets en écrivant :

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

Pour caractériser la qualité du signal utile d'une horloge, on définit alors deux proprié-

tés. Premièrement, l'exactitude relative,  $\epsilon$ , correspond au décalage moyen de  $\nu(t)$  par rapport à  $\nu_0$ . Provenant d'effets systématiques, ce décalage est généralement mesuré et compensé. C'est plus précisément l'incertitude sur ce décalage, qu'il sera pertinent de considérer. Deuxièmement, la stabilité relative de fréquence,  $y(t)$ , représente les fluctuations temporelles de  $\nu(t)$  autour de sa valeur moyenne. Cette propriété du signal d'horloge est essentielle car elle définit la qualité de la fréquence au cours du temps, et donc les performances métrologiques de l'horloge. Nous proposons maintenant de décrire les outils mathématiques de caractérisation de ce signal.

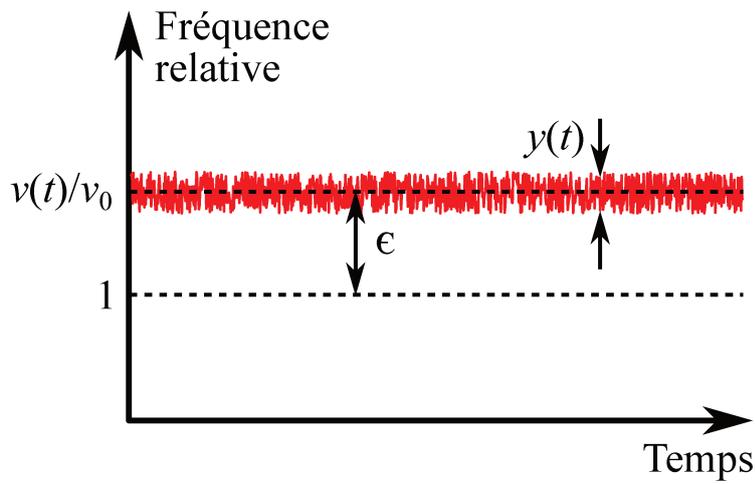


FIGURE 1.2 – Mesure de la fréquence relative du signal utile d'une horloge. La moyenne de la fréquence  $\nu(t)$  est décalée de  $\epsilon$  par rapport à  $\nu_0$  et porte des fluctuations temporelles  $y(t)$ .

### 1.1.2 Outils statistiques de caractérisation du signal

La métrologie de fréquence est particulièrement liée à l'analyse statistique de signaux bruités. Nous présentons ici les outils nécessaires à la compréhension des études détaillées dans le présent manuscrit [Rubiola, 2008].

#### Densité spectrale de puissance de bruit

Nous nous restreindrons ici à des processus aléatoires stationnaires et ergodiques i.e. dont les propriétés statistiques sont indépendantes de l'instant de la mesure et peuvent être estimées par une seule observation suffisamment longue. Dans ces conditions, les moyennes statistiques et temporelles se confondent. Considérons un signal bruité décrivant un tel processus  $s(t)$ , qui présente des fluctuations  $\delta s(t)$  autour d'une valeur moyenne  $\langle s \rangle$  :

$$s(t) = \langle s \rangle + \delta s(t), \quad (1.3)$$

avec :

$$\langle s \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T s(t) dt, \quad (1.4)$$

où  $T$  est la durée d'observation du signal.

La fonction d'autocorrélation des fluctuations  $\delta s(t)$  est définie comme :

$$\Theta_s(\tau) = \langle \delta s(t) \delta s(t + \tau) \rangle. \quad (1.5)$$

D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit  $\delta s(t)$  est équivalente à la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation :

$$W_s(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta_s(\tau) e^{2i\pi f \tau} d\tau. \quad (1.6)$$

En pratique, cette fonction est calculée à partir de la transformée de Fourier des fluctuations du signal, notée  $\widetilde{\delta s}(f)$  :

$$\widetilde{\delta s}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta s(t) e^{2i\pi f t} dt, \quad (1.7)$$

en écrivant :

$$W_s(f) = \langle \widetilde{\delta s}(f) \widetilde{\delta s}^*(f) \rangle = \langle |\widetilde{\delta s}(f)|^2 \rangle. \quad (1.8)$$

$W_s(f)$  est une fonction paire qui s'étend sur les fréquences négatives et positives. Par repliement du spectre sur les fréquences positives uniquement, nous définissons  $S_s(f)$  la densité spectrale de puissance unilatérale (*Single-Side Band* en anglais, ou SSB) :

$$S_s(f) = 2W_s(f). \quad (1.9)$$

Les bruits des signaux considérés dans ce manuscrit sont caractérisés en s'appuyant sur leur DSP SSB, exprimée en puissance de la quantité mesurée par hertz (e.g. en  $V^2/\text{Hz}$  ou l'équivalent logarithmique  $\text{dBV}^2/\text{Hz}$  pour une tension).

### Variance d'Allan

Pour caractériser la stabilité d'une quantité  $s(t)$  au cours du temps, nous introduisons la variance d'Allan  $\sigma_s^2(\tau)$  [Allan, 1987] donnée par l'équation suivante :

$$\sigma_s^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^{N-1} (\overline{s_{k+1}} - \overline{s_k})^2 \quad (1.10)$$

avec  $\overline{s_k}$  la valeur moyenne d'un échantillon sur un temps d'intégration  $\tau$  :

$$\overline{s_k} = \frac{1}{\tau} \int_{k\tau}^{(k+1)\tau} s(t) dt, \quad (1.11)$$

et  $N$  le nombre total de ces échantillons. Cette définition diffère de la variance standard qui évalue l'écart à la moyenne de l'ensemble des mesures. Ici, on évalue plutôt l'écart entre deux échantillons adjacents évalué sur un temps  $\tau$ . De cette manière, on s'affranchit du biais associé à la variance standard, qui croît avec la durée d'observation. Par la suite, c'est plus précisément l'écart-type d'Allan,  $\sigma_s(\tau)$ , qui est utilisé pour décrire la stabilité d'une quantité mesurée.

La DSP et l'écart-type d'Allan d'une quantité  $s(t)$  sont liés. En particulier pour le domaine de la métrologie de fréquence, on trouve une correspondance entre le spectre de bruit de phase et la stabilité de la fréquence d'horloge. Les étapes de calcul analytiques de la conversion sont présentées en annexe A.

Pour les horloges atomiques dont les fluctuations de fréquence relatives,  $y(t)$ , sont dominées par un bruit blanc de fréquence à court terme, l'écart-type d'Allan de ces fluctuations s'approxime comme :

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{1}{Q \times \text{SNR}} \tau^{-1/2}, \quad (1.12)$$

où SNR (*Signal-to-Noise Ratio* en anglais) représente le rapport signal à bruit de la mesure de la réponse atomique et en définissant le facteur de qualité,  $Q$ , du résonateur atomique :

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu_{1/2}}, \quad (1.13)$$

avec  $\Delta\nu_{1/2}$  la largeur à mi-hauteur de la réponse atomique. Pour des temps d'intégration plus longs, la variance d'Allan est limitée par le plancher de *flicker* dû aux bruits de scintillation et par les potentielles dérives de l'horloge.

De manière plus générale et pour notre étude, on retiendra principalement les correspondances entre les types de bruit et les asymptotes de  $S_s(f)$  et de  $\sigma_s(\tau)$  données dans le tableau 1.1.

Type de bruit	$S_s(f)$	$\sigma_s(\tau)$
Bruit blanc	$h_0$	$\sqrt{h_0/2} \tau^{-1/2}$
Bruit de scintillation	$h_{-1} f^{-1}$	$\sqrt{2 \ln(2)} h_{-1}$
Dérives linéaires		$\propto \tau$

TABLE 1.1 – Correspondance entre les asymptotes de la densité spectrale de puissance de bruit et de l'écart-type d'Allan d'une quantité  $s$  en fonction du type de bruit.

### 1.1.3 Interrogation atomique

On différencie deux types d'interrogation atomique. Dans le cas d'une interrogation continue, les atomes sont constamment soumis à l'interaction avec le champ électromagnétique. La largeur de raie minimale du signal atomique obtenu est fixe et donnée par les propriétés physiques de la transition (temps de vie des états en particulier). Dans le cas

d'une interrogation impulsionnelle de type Ramsey [Ramsey, 1950], le champ électromagnétique est appliqué de manière intermittente. Entre deux impulsions, les atomes évoluent librement à la pulsation  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$  pendant une durée appelée temps de Ramsey,  $T_R$ . D'autre part, la fréquence de l'oscillateur local évolue avec une pulsation  $\omega(t) = 2\pi\nu(t)$ . Lors de la seconde impulsion, on obtient alors un signal atomique présentant un motif interférentiel (les franges de Ramsey) en fonction du décalage en fréquence  $\delta_R = \omega(t) - \omega_0$ . La largeur des franges observées dépend uniquement de  $T_R$  et est égale à :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{2T_R}. \quad (1.14)$$

En pratique, on ne peut pas obtenir des franges infiniment fines car le temps de Ramsey est limité par le temps de cohérence des états atomiques.

On distingue aussi différentes catégories d'horloges atomiques. Les horloges historiques sont les horloges microondes. Elles exploitent une transition entre deux états hyperfins (généralement d'un atome alcalin comme l'hydrogène, le rubidium ou le césium) correspondant à une fréquence dans le domaine microonde (entre 1 GHz et 10 GHz). Les horloges optiques, plus récentes, exploitent une transition entre deux états de la structure fine d'un atome neutre piégé dans un réseau dipolaire électrique (e.g. le calcium [Riehle *et al.*, 1999], le mercure [Petersen *et al.*, 2008], l'ytterbium [Lemke *et al.*, 2009] ou le strontium [Falke *et al.*, 2014]) ou d'un ion (e.g.  $\text{Yb}^+$  [Leute *et al.*, 2016]). Cette transition correspond à une fréquence dans le domaine optique, à plusieurs centaines de térahertz. La fréquence de référence étant bien plus élevée, les horloges optiques atteignent des stabilités relatives de fréquence supérieures de plusieurs ordres de grandeur en comparaison aux horloges microondes. Elles sont cependant mises en œuvre avec des architectures plus complexes et trop volumineuses pour certaines applications. Pour aller encore au-delà en fréquence de référence, des laboratoires de métrologie allemands et autrichiens étudient la possibilité d'utiliser une transition nucléaire du thorium (à 7.8 eV, soit environ 160 nm ou 1.9 PHz) pour réaliser une horloge de nouvelle génération [Von Der Wense *et al.*, 2016, Beeks *et al.*, 2021].

Dans chacune de ces catégories, il existe de multiples architectures pour réaliser l'interrogation atomique. Dans la suite, nous nous intéresserons en particulier aux horloges microondes compactes à hautes performances. La partie 1.2 décrit les principales architectures de ce type d'horloge dont l'étude se poursuit encore activement en laboratoire.

### 1.1.4 Applications des horloges compactes

Les références de fréquence stables sont nécessaires dans de nombreux domaines civils (industrie et recherche) et de défense. En particulier, les systèmes de positionnement et de navigation par satellites (*Global Navigation Satellites Systems* en anglais, ou GNSS) reposent fortement sur la stabilité de fréquence que les horloges atomiques confèrent. Dans de tels systèmes, la position d'un objet est déterminée par la mesure de l'aller-retour des ondes électromagnétiques incidentes provenant de quatre satellites (trois pour les coor-

données et un pour le temps). L'onde se propage à une vitesse proche de la vitesse de la lumière dans le vide,  $c_0$ . Ainsi, une erreur d'une microseconde sur la mesure du temps d'aller-retour correspond à une erreur sur la position de 300 m. Pour préserver la précision métrique du positionnement, les horloges atomiques doivent donc garantir une précision de quelques nanosecondes. D'autre part, en cas de perte du signal GNSS, la présence d'une référence de fréquence stable dans les systèmes critiques permet d'assurer la continuité du fonctionnement. Pour certaines applications de défense, un réseau d'horloges embarquées permettrait la synchronisation précise de différentes unités, et ce sur toute la durée d'une opération. Les exigences typiques dans ce cas seraient, par exemple, de maintenir une dérive de temps de l'ordre de la nanoseconde sur la journée. Les GNSS relèvent ainsi d'enjeux de souveraineté prioritaires et de nombreux projets sont portés à travers le monde (e.g. le GPS aux Etats-Unis, GLONASS en Russie, Beidou en Chine et le système Galileo en Europe). Finalement, la stabilité actuelle du signal GNSS n'est pas suffisante pour certaines applications de métrologie.

Dans un autre domaine, la synchronisation des flux des télécommunications est nécessaire pour la transmission et la réception d'un volume toujours plus important de données pour toujours plus d'utilisateurs (avec le développement des réseaux 5G et 6G par exemple). De manière générale, la synchronisation tient un rôle capital dans de nombreux types de réseaux (e.g. électrique, financier, d'instruments). Pour toutes ces applications où le déploiement d'un grand nombre d'éléments est nécessaire, on comprend que les contraintes de performances, de compacité et de consommation sont critiques.

## 1.2 Etat de l'art des horloges atomiques compactes

Dans cette partie, nous présentons les horloges atomiques microondes présentant des stabilités de fréquence meilleures que  $10^{-11}$  à 1 s, pouvant adresser les applications présentées ci-dessus. En commençant par les horloges commercialement disponibles (masers à hydrogène et horloges à jet thermique), nous élargissons ensuite aux horloges de laboratoire exploitant les phénomènes de double résonance du rubidium et de piégeage cohérent de population du césium.

### 1.2.1 Masers à hydrogène

Dans un maser à hydrogène (voir figure 1.3), une vapeur d'atomes d'hydrogène est projetée vers un ensemble d'aimants qui vont sélectionner les atomes dans un seul état hyperfin. Les atomes sélectionnés sont collectés dans un ballon en quartz sous vide, entouré d'une cavité microonde résonante. Certains atomes vont changer d'état en émettant spontanément un photon à la fréquence de la séparation hyperfine (1.420 GHz). Ces photons vont stimuler l'émission des autres atomes dans le ballon. Si les pertes de la cavité sont suffisamment faibles, le système génère spontanément un signal microonde sur lequel on s'accorde, on parle de maser à hydrogène actif. Si les pertes de la cavité empêchent l'oscillation auto-entretenu, on alimente la cavité avec un signal dont on contrôle l'absorp-

tion, on dit dans ce cas que le maser est passif. Les masers actifs, bien plus volumineux, atteignent des stabilités de fréquence un ordre de grandeur meilleures que les masers passifs.

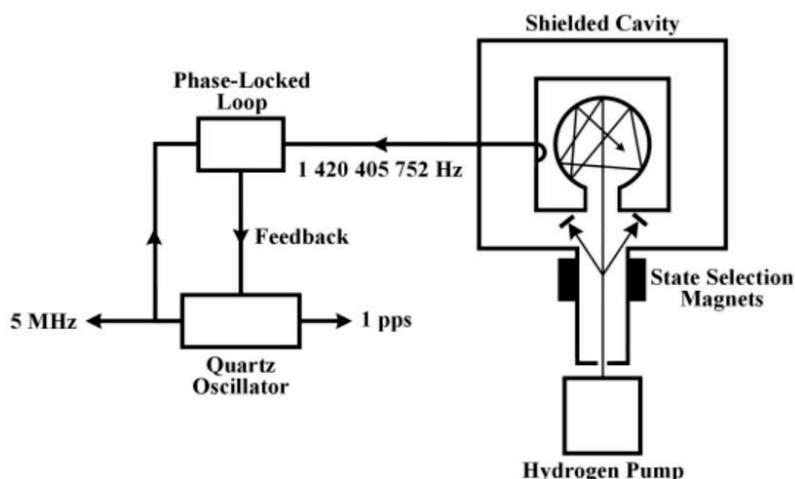


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'un maser à hydrogène actif. Figure extraite de la documentation du National Institute of Standards and Technologies (NIST).

Des masers à hydrogène actifs et passifs sont disponibles commercialement. Pour référence, nous choisissons les masers proposés par T4Science dont nous comparons les caractéristiques dans le tableau 1.2.

Nom	Maser	Volume	Poids	Consommation	Stabilité à 1 s
pHMaser 1008	passif	50 L	33 kg	90 W	$5 \times 10^{-13}$
iMaser 3000	actif	440 L	100 kg	100 W	$6 \times 10^{-14}$

TABLE 1.2 – Caractéristiques des masers commerciaux proposés par T4Science.

### 1.2.2 Horloges à jet thermique

Dans une horloge à jet thermique, les atomes sont portés à une centaine de degrés dans un four qui émet alors un jet atomique dans une enceinte sous vide. Les atomes composant le jet sont préparés au préalable dans un premier état hyperfin. La déflexion magnétique est la méthode historique pour sélectionner les atomes dans un état. Un aimant sépare spatialement les deux populations atomiques, dont une seule est soumise à l'interrogation par le champ électromagnétique (voir figure 1.4). Le jet atomique passe par deux bras d'une cavité microonde, séparés d'une certaine longueur (une dizaine de centimètres typiquement pour les horloges compactes) pour réaliser une interrogation Ramsey. Le temps  $T_R$  dépend alors de la vitesse des atomes et de la distance entre les deux bras. La proportion d'atomes ayant effectivement transités vers le second état hyperfin est finalement mesurée pour ajuster la fréquence de l'OL alimentant la cavité microonde.

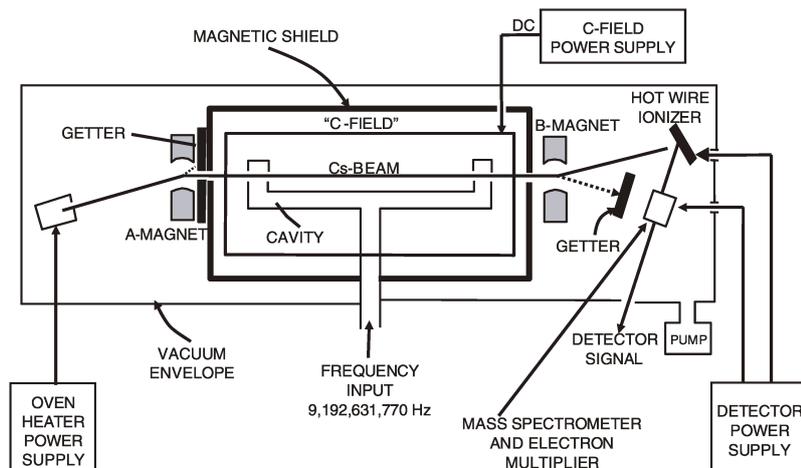


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'un tube à déflexion magnétique pour une horloge à jet thermique de césium. Figure extraite de [Cutler, 2005].

Les horloges à jet représentent une part importante des horloges atomiques commerciales disponibles. Les niveaux de stabilité relative de fréquence atteints à 1 s sont généralement situés entre  $10^{-11}$  et  $10^{-12}$ . Afin d'éviter la perte d'une partie importante du faisceau induite par déflexion magnétique, et donc la diminution du signal atomique, le pompage optique des atomes dans un état donné avec un laser est aujourd'hui préféré [Cutler, 2005]. Une solution à pompage optique a été développée par THALES Avionics dans le cadre du projet OSCC (pour *Optically-pumped Space Cesium Clock*), présentant une stabilité de fréquence de  $2 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ . Nous utiliserons ces performances comme référence [Schmeissner *et al.*, 2017].

Dans les horloges à cellule, à l'inverse des horloges à jet, la vapeur d'atomes alcalins est confinée dans une cellule de verre. Ce type d'horloge démontre en laboratoire des stabilités inédites pour de faibles volumes et consommations électriques. Nous présentons ci-dessous les architectures étudiées.

### 1.2.3 Horloges à double résonance du rubidium

Les horloges à double résonance (DR) exploitent une transition optique et une transition microonde d'un système à trois niveaux atomiques du rubidium. Considérons les états hyperfins fondamentaux  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$  et l'état excité  $|e\rangle$  (voir figure 1.5). Un laser accordé sur la transition de l'état  $|f\rangle$  vers l'état  $|e\rangle$  pompe les atomes dans l'état  $|i\rangle$ . Après quelques cycles d'excitation et de relaxation, le gaz devient transparent au laser. Si un champ microonde accordé sur la transition hyperfine ( $\nu_0 \approx 6.835$  GHz pour le  $^{87}\text{Rb}$ ) transfère les atomes de l'état  $|i\rangle$  à  $|f\rangle$ , on observe alors une augmentation de l'absorption du laser. C'est ce signal d'absorption qui permet d'asservir la fréquence du champ microonde délivrée par l'OL. Les étalons de fréquence au rubidium (*Rubidium Atomic Frequency Standard* en anglais, ou RAFS), largement disponible commercialement est présentant des stabilité de fréquence d'environ  $10^{-12} \tau^{-1/2}$ , fonctionnent sur ce principe. L'excitation optique des

atomes est historiquement réalisée avec une lampe à décharge au rubidium ( $^{87}\text{Rb}$ ), associée à une cellule filtrante de  $^{85}\text{Rb}$  [Camparo, 2007]. Les horloges de laboratoire actuelles exploitant la DR remplacent ce système par une source laser, moins volumineuse et plus fine spectralement.

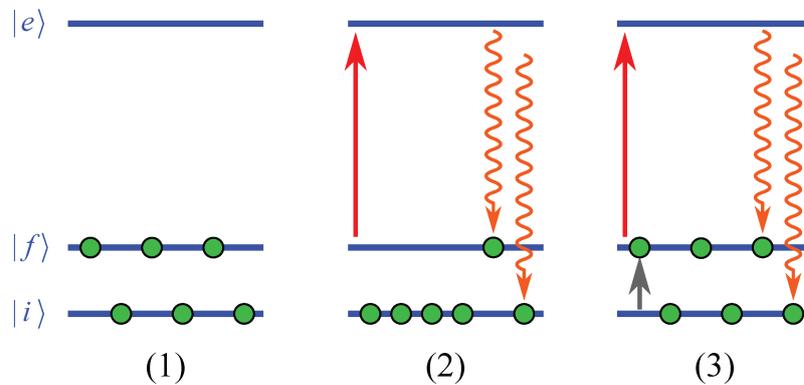


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de la double résonance. (1) Les atomes sont équitablement répartis sur les niveaux hyperfins fondamentaux  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$ . (2) Un champ laser (rouge) pompe les atomes dans l'état  $|i\rangle$ , l'absorption du laser chute. (3) Un champ microonde (gris) repeuple l'état  $|f\rangle$ , l'absorption du laser augmente.

### Horloge DR continue

Une horloge DR à fonctionnement continu est développée à l'Université de Neuchâtel (UniNE) en Suisse [Bandi *et al.*, 2014]. Le schéma de cette horloge est donné en figure 1.6. La fréquence d'émission d'un laser DFB est stabilisée sur une cellule annexe de rubidium. La cellule interrogée se situe dans un blindage magnétique, entourée d'une cavité microonde. Adaptée à un mode  $\text{TE}_{011}$ , les dimensions de cette cavité de type magnétron sont inférieures aux dimensions classiques [Stefanucci *et al.*, 2012].

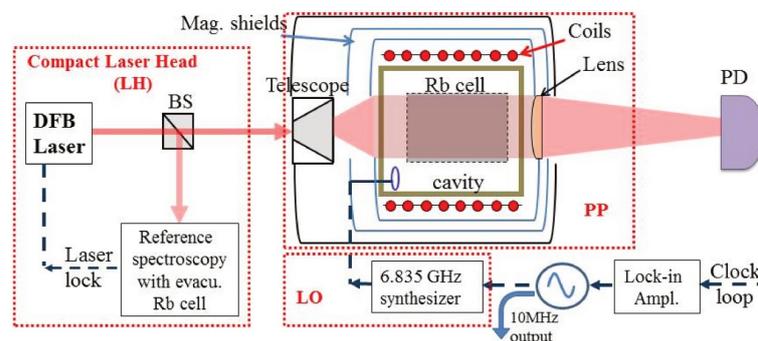


FIGURE 1.6 – Montage de l'horloge DR continue de l'UniNE avec le système laser (LH), la partie physique (PP) et l'oscillateur local (LO). Figure extraite de [Bandi *et al.*, 2012].

La stabilité relative de fréquence de cette horloge est de  $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  jusqu'à 100 s, limitée par le bruit de fréquence du laser. Les dérives mesurées au-delà sont attribuées aux fluctuations de température de la cellule de vapeur, en particulier du queusot.

## Horloge rubidium pulsée

En s'inspirant des travaux sur les horloges à fonctionnement impulsionnel, l'Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (INRiM) en Italie a développé une horloge DR pulsée, dite *pulsed optically pumped* (POP) [Micalizio *et al.*, 2012b]. L'architecture, similaire à une horloge DR continue, est présentée en figure 1.7. L'originalité de l'interrogation permet de découpler l'application des champs laser et microonde. Un modulateur acousto-optique (MAO) génère une première impulsion optique de pompage. Une séquence Ramsey microonde est ensuite effectuée quand les atomes ne sont plus illuminés, réduisant les effets de déplacement lumineux qui perturbe les niveaux d'énergie des atomes (cf. partie 2.3.4). Enfin une impulsion laser de détection mesure le signal atomique.

L'horloge Rb-POP présente une stabilité de fréquence remarquable pour une horloge microonde à cellule, en particulier sur le moyen et long terme, de  $1.7 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  jusqu'à 1000 s. Les performances sont limitées à court terme par le bruit de fréquence du laser, converti en bruit d'amplitude sur le signal atomique ; et par les fluctuations de température de la cellule sur les temps longs. Des travaux avec l'entreprise Leonardo sont en cours pour réaliser un produit industriel à partir de cette architecture.

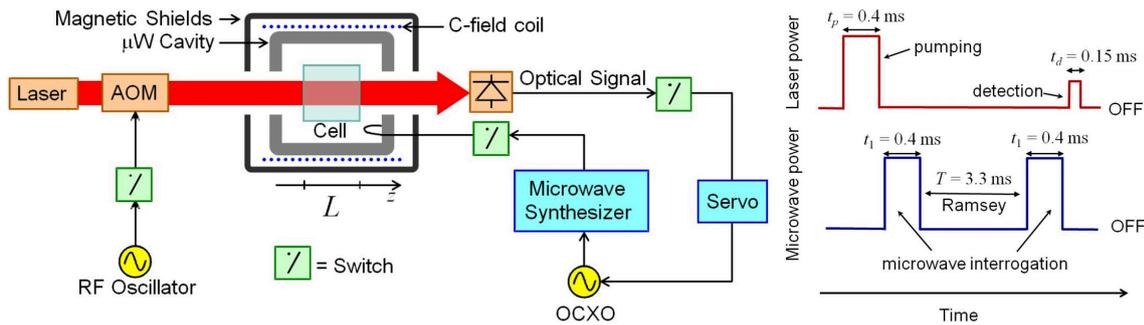


FIGURE 1.7 – Montage de l'horloge Rb pulsée de l'INRiM avec la séquence d'interrogation atomique. Figures extraites de [Micalizio *et al.*, 2012a].

Malgré les efforts pour en réduire les dimensions, le volume de la partie physique est toujours limité par la cavité microonde. Cette limite est levée avec l'exploitation du piégeage cohérent de population.

## 1.2.4 Horloges à piégeage cohérent de population

### Piégeage cohérent de population

Le piégeage cohérent de population (*Coherent Population Trapping* en anglais, ou CPT) a été observé expérimentalement pour la première fois à Pise en 1976 dans une vapeur de sodium [Alzetta *et al.*, 1976]. Ce phénomène se traduit par l'apparition d'une raie atomique spectralement fine qui a été exploitée pour la stabilisation de fréquence microonde d'abord sur un jet thermique [Hemmers *et al.*, 1984] puis dans une cellule de vapeur [Cyr *et al.*, 1993]. Les principes physiques du phénomène de CPT sont explicités à travers

l'étude de la matrice densité du système [Arimondo, 1996]. Les principaux résultats en sont présentés ci-dessous.

Considérons le système atomique à trois niveaux, présenté en figure 1.8, avec les états fondamentaux  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  et un état excité  $|3\rangle$ . Le hamiltonien de ce système s'écrit :

$$\hat{H}_0 = E_1 |1\rangle \langle 1| + E_2 |2\rangle \langle 2| + E_3 |3\rangle \langle 3|, \quad (1.15)$$

avec  $E_i$  l'énergie de l'état  $|i\rangle$  et on note  $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$  en définissant la constante de Planck réduite,  $\hbar = h/2\pi$ .

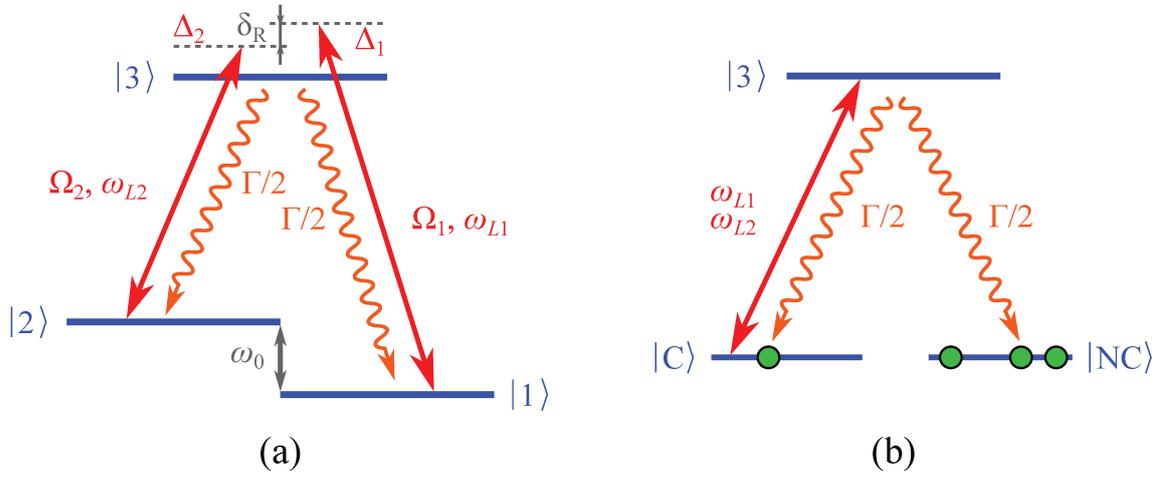


FIGURE 1.8 – Schéma d'un système à trois niveaux. (a) Définition du système en  $\Lambda$ . (b) Pompage des atomes dans l'état noir  $|NC\rangle$  par piégeage cohérent de population.

Appliquons deux champs électromagnétiques de pulsation  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ , proches des pulsations de résonance  $\omega_1 = (E_3 - E_1)/\hbar$  et  $\omega_2 = (E_3 - E_2)/\hbar$  respectivement. Nous écrivons  $\Delta_i = \omega_{Li} - \omega_i$  le désaccord optique,  $\delta_R = \Delta_1 - \Delta_2 = \omega_{L1} - \omega_{L2} - \omega_0$  le désaccord Raman et  $\Omega_i$  la fréquence de Rabi de la transition de l'état  $|i\rangle$  vers  $|3\rangle$ , avec  $i = \{1, 2\}$ . Cette structure est appelée système en  $\Lambda$ . Le hamiltonien d'interaction avec les champs s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar \frac{\Omega_1}{2} e^{-i(\omega_{L1}t + \varphi_1)} |3\rangle \langle 1| - \hbar \frac{\Omega_2}{2} e^{-i(\omega_{L2}t + \varphi_2)} |3\rangle \langle 2| + \text{h.c.}, \quad (1.16)$$

en notant  $\varphi_i$  les phases des champs électromagnétiques et h.c. les opérateurs hermitiens conjugués.

Nous proposons d'écrire ce nouveau système dans une base orthonormée plus adaptée à l'interaction atome-rayonnement, composée de l'état excité  $|3\rangle$  et des états suivants :

$$|C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_1 e^{-i\omega_1 t} |1\rangle + \Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \delta_\varphi)} |2\rangle \right), \quad (1.17)$$

et

$$|\text{NC}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_2 e^{-i\omega_1 t} |1\rangle - \Omega_1 e^{-i(\omega_2 t + \delta_\varphi)} |2\rangle \right), \quad (1.18)$$

avec  $\delta_\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  la différence de phase entre les ondes lasers. Nous pouvons alors écrire les probabilités de transition de ces deux états vers l'état excité :

$$\langle 3|\widehat{H}_{\text{int}}|\text{C}\rangle = \frac{\hbar}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\omega_1 + \omega_{L1})t + i\varphi_1} \left( \Omega_1^2 + \Omega_2^2 e^{i(\delta_{Rt} + \delta_\varphi)} \right), \quad (1.19)$$

et

$$\langle 3|\widehat{H}_{\text{int}}|\text{NC}\rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(\omega_1 + \omega_{L1})t + i\varphi_1} \left( 1 - e^{i(\delta_{Rt} + \delta_\varphi)} \right). \quad (1.20)$$

Ainsi, dans le cas où  $\delta_\varphi$  est un multiple entier de  $2\pi$ , i.e. si les champs lasers sont en phase, et que le désaccord Raman est nul, on montre que l'équation 1.20 s'annule. Dans ces conditions, l'état  $|\text{NC}\rangle$  n'est plus couplé au champ électromagnétique et l'atome n'absorbe plus. L'état  $|\text{C}\rangle$  est l'état brillant, l'état  $|\text{NC}\rangle$  est l'état noir. Le temps de vie court de l'état excité fait que les atomes sont rapidement pompés dans l'état noir : c'est le phénomène de piégeage cohérent de population. On observe alors un pic fin dans le spectre de transmission, appelé résonance noire.

La largeur du pic CPT dépend du taux de relaxation de la cohérence hyperfine,  $\gamma_c$ , et de l'état excité,  $\Gamma$ , ainsi que des fréquences de Rabi, que nous considérons égales pour des intensités lasers identiques,  $\Omega = \Omega_1 = \Omega_2$ . On écrit :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{\pi} \left( \gamma_c + \frac{\Omega^2}{\Gamma} \right), \quad (1.21)$$

et on remarque alors que la largeur dépend de l'intensité laser [Vanier, 2005]. D'après l'équation 1.20, l'apparition du CPT ne dépend pas des désaccords optiques. En revanche, en écrivant le désaccord optique à résonance microonde  $\Delta(\delta_R = 0) = \Delta_1 = \Delta_2$ , l'amplitude du pic CPT s'exprime :

$$A_{\text{CPT}} \propto n_{\text{Cs}} \frac{\Omega^4}{4\Gamma} \left( \frac{1}{\Gamma^2/4 + \Delta^2} \right) \left( \frac{1}{\gamma_c + \Omega^2/\Gamma} \right), \quad (1.22)$$

où  $n_{\text{Cs}}$  est la densité d'atomes de césium [Vanier *et al.*, 1998]. Ainsi l'amplitude maximale est atteinte pour  $\Delta = 0$ .

Les états hyperfins du césium sont dégénérés en  $2F + 1$  sous-niveaux Zeeman. On note ces états  $|F, m_F\rangle$ , où  $m_F$  prend une valeur entière entre  $-F$  et  $F$ . En pratique, la dégénérescence est levée en appliquant un champ magnétique orienté parallèlement à l'axe de propagation du faisceau laser. Les sous-niveaux  $|F, m_F = 0\rangle$  sont insensibles au première ordre au champ magnétique. Ainsi, pour limiter la sensibilité de la fréquence d'horloge aux fluctuations magnétiques, il est préférable d'exploiter la résonance CPT entre les états fondamentaux  $|F = 3, m_F = 0\rangle$  et  $|F = 4, m_F = 0\rangle$  et un même état excité. Cependant, les

règles de sélection interdisent les transitions  $\Delta m_F = 0$  et  $\Delta F = 0$ . Les excitations optiques  $\Delta m_F = \pm 1$  sont donc réalisées avec des polarisations circulaires et plusieurs schémas sont possibles, comme présentés en figure 1.9.

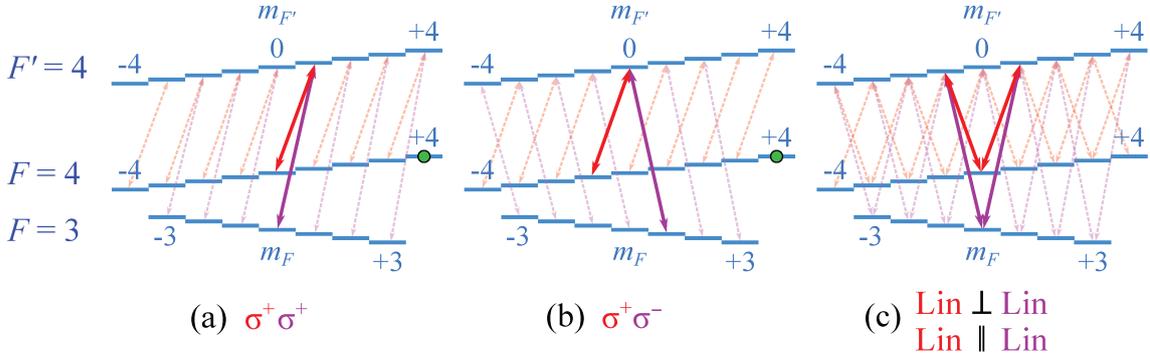


FIGURE 1.9 – Schémas d'excitation du césium en fonction des polarisations des lasers. Les transitions  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  sont données en violet; les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  en rouge. Les flèches en trait plein représentent le système  $\Lambda$  de la transition d'horloge. Les cercles verts indiquent les sous-niveaux extrêmes où sont pompés les atomes. (a) Les lasers ont le même état de polarisation circulaire. (b) Les lasers ont des états de polarisation circulaires et opposés. (c) Les lasers ont une polarisation linéaire, dont les axes sont perpendiculaires ( $\perp$ ) ou parallèles ( $\parallel$ ).

Dans le cas où les lasers sont polarisés circulairement, on distingue deux schémas d'excitation. Si les polarisations sont identiques  $\sigma^+ \sigma^+$  (resp.  $\sigma^- \sigma^-$ ), on obtient un schéma en  $\Lambda^+$  (resp.  $\Lambda^-$ ) (voir figure 1.9a). Un de ces schémas interroge bien la transition d'horloge  $\Delta m_F = 0$ . Cependant les transitions exploitées pompent les atomes dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes ( $m_F$  positifs pour un schéma  $\Lambda^+$ ; négatifs pour  $\Lambda^-$ ) qui ne participent plus au signal d'horloge. Un problème similaire apparaît si les polarisations sont opposées,  $\sigma^+ \sigma^-$  (voir figure 1.9b). Un inconvénient supplémentaire est à noter avec cette configuration, seul le schéma  $\Lambda$  entre les états  $|F = 3, m_F = +1\rangle$  et  $|F = 4, m_F = -1\rangle$  (notée  $\Delta m_F = 2$ ) est exploitable.

Dans le cas où les lasers sont polarisés linéairement, on peut les écrire chacun comme une somme de polarisations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ , on parle de schéma en double  $\Lambda$  (voir figure 1.9c). Les atomes ne sont donc jamais pompés dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes. Deux états noirs sont créés respectivement par les schémas  $\Lambda^-$  et  $\Lambda^+$  :

$$|\text{NC}_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_2 |1\rangle - \Omega_1 e^{-i\theta} |2\rangle \right), \quad (1.23)$$

et

$$|\text{NC}_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \left( \Omega_2 |1\rangle + \Omega_1 e^{i\theta} |2\rangle \right), \quad (1.24)$$

où  $\theta$  est l'angle entre les axes de polarisation des lasers [Liu *et al.*, 2013]. Si les polarisations des lasers sont parallèles, configuration dite  $\text{Lin} \parallel \text{Lin}$ , les deux états noirs sont

différents et s'annulent entre eux, réduisant la résonance CPT. Si les polarisations des lasers sont perpendiculaires, configuration dite  $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ , les deux états noirs sont identiques et contribuent à la résonance CPT. Cette configuration est donc préférable pour favoriser le contraste du signal atomique [Zanon *et al.*, 2005].

Le CPT permet l'interrogation tout optique d'une transition microonde. On s'affranchit ainsi d'une cavité résonante dont les dimensions sont imposées par la longueur d'onde de la transition (environ 3.3 cm pour le césium et 4.4 cm pour le rubidium). En utilisant cette méthode d'interrogation et des techniques de micro-fabrication, le NIST et Microsemi ont développé, en 2004, la première horloge atomique sur puce (*Chip Scale Atomic Clock* en anglais, ou CSAC) [Knappe *et al.*, 2005]. L'interrogation atomique est réalisée par un laser à émission par la surface (VCSEL), émettant à 852 nm, dont le courant d'alimentation est modulé à la moitié de la fréquence hyperfine (4.596 GHz). Le volume total de l'horloge est de 17 cm<sup>3</sup>, une prouesse technologique reposant sur le CPT. Les stabilités de fréquence atteintes sont de quelques 10<sup>-11</sup> à 1 s, remarquables dans un tel volume et suffisantes pour concurrencer les oscillateurs à quartz pour certaines applications. Elles restent cependant bien éloignées des performances visées dans le cadre de cette étude. Nous noterons que des travaux sur les horloges miniatures sont aussi en cours dans les laboratoires européens comme à l'institut FEMTO-ST [Kroemer *et al.*, 2016] ou encore à l'UniNE [Abdullah *et al.*, 2015], et qu'un développement industriel est mené par les entreprises Syrlinks et Tronics.

### Horloge CPT $\text{Lin}\perp\text{Lin}$

Pour respecter le schéma d'excitation idéal,  $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ , l'horloge CPT historique du SYRTE (voir figure 1.10) se base sur l'utilisation de deux lasers à cavité étendue émettant à 895 nm (raie D<sub>1</sub> du césium). La fréquence d'un premier laser, dit maître, est asservie sur une transition optique du césium dans une cellule annexe. Une rétroaction est appliquée sur le second laser, dit esclave, pour maintenir la différence de fréquence avec le laser maître proche de l'écart hyperfin. Les deux faisceaux sont superposés à travers un cube séparateur de polarisation qui fixe une configuration  $\text{Lin}\perp\text{Lin}$ . Finalement un MAO génère les impulsions pour l'interrogation Ramsey du résonateur atomique.

La stabilité de fréquence de cette horloge évolue en  $2.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  jusqu'à 100 s, principalement limitée par le bruit de phase de l'oscillateur local (par effet Dick, cf. partie 2.5.1) et le bruit d'intensité des lasers [Tricot *et al.*, 2017]. Au-delà, ce sont les fluctuations de puissance optique (effet de déplacement lumineux) et du champ magnétique du résonateur qui participe à la dérive de fréquence de l'horloge [Tricot *et al.*, 2018a].

L'utilisation de deux sources lasers en cavité étendue s'accompagne de la multiplication des fonctions optiques et optoélectroniques nécessaires au fonctionnement de l'horloge. En particulier, deux isolateurs et deux asservissements de puissance optique (un par laser) sont implémentés et limitent le volume d'une telle architecture. Des solutions alternatives de génération du champ électromagnétique nécessaire à l'apparition du CPT utilisant une unique source laser ont pour cette raison fait l'objet de nombreuses études.

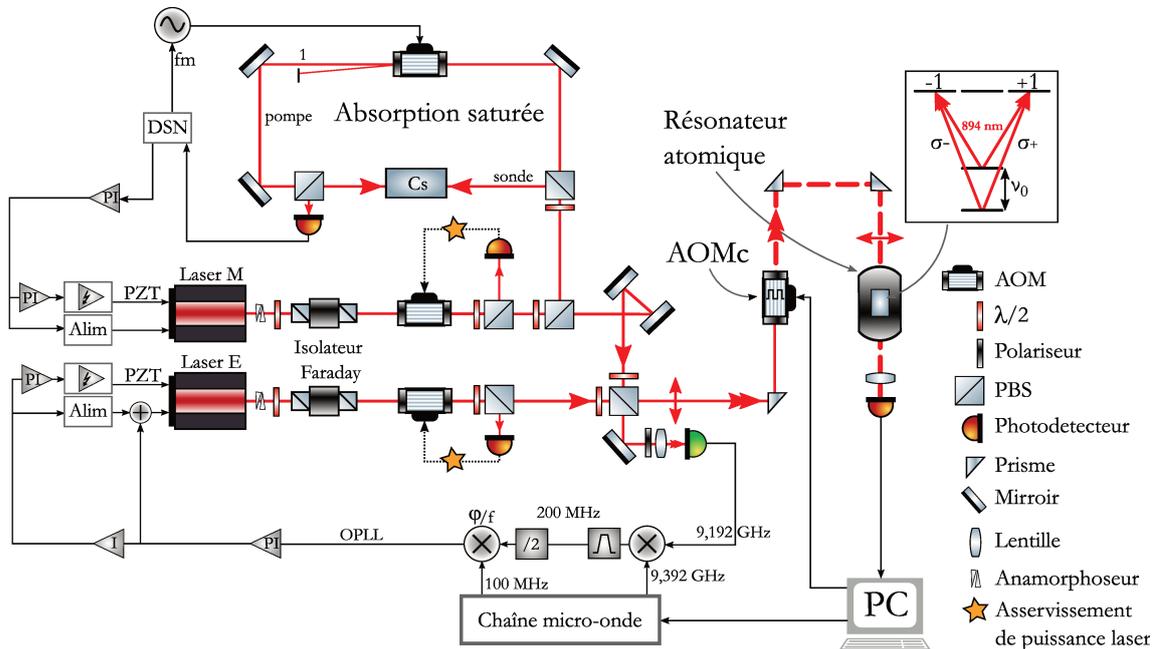


FIGURE 1.10 – Montage de l’horloge CPT à schéma d’excitation  $\text{Lin} \perp \text{Lin}$  et exploitant deux lasers en cavité étendue développée au SYRTE. Figure extraite de [Tricot, 2018].

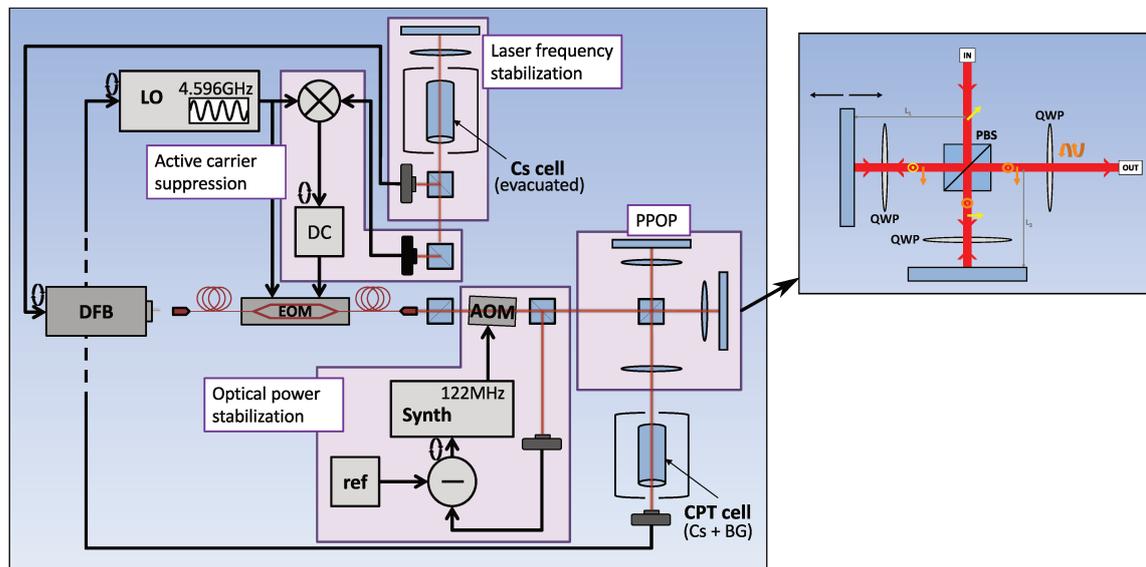


FIGURE 1.11 – Montage de l’horloge CPT PPOP de FEMTO-ST. L’encadré détaille le système de type Michelson et les états de polarisation des champs. Figures extraites de [Abdel Hafiz, 2017].

### Horloge CPT *push-pull*

Pour alléger le système laser tout en maintenant un signal CPT à fort contraste, une autre architecture d'horloge CPT est explorée à l'institut FEMTO-ST. Le montage est présenté en figure 1.11. Un unique laser DFB, émettant à 895 nm, est modulé avec un modulateur électro-optique (EOM) de type Mach-Zehnder à la moitié de la fréquence d'horloge pour générer les deux fréquences optiques nécessaires à l'interrogation CPT. Pour éviter les perturbations lumineuses, la porteuse optique est éteinte en agissant activement sur la tension de biais d'un des bras de l'EOM. La fréquence d'émission est asservie sur la résonance d'une cellule de césium annexe par spectroscopie par absorption saturée bifréquence [Abdel Hafiz *et al.*, 2017]. En sortie du modulateur, les fréquences optiques sont portées par des polarisations linaires et parallèles (Lin||Lin), ce qui n'est pas idéal comme nous l'avons vu. C'est pourquoi, avant de traverser le résonateur atomique, un montage de type interféromètre de Michelson est utilisé. Si la différence de chemin optique entre les deux bras est adéquate, on obtient en sortie de ce montage deux champs bifréquences de polarisations circulaires opposées et déphasés. Ce schéma d'excitation, dit *push-pull* (abrégié PPOP pour *Push-Pull Optical Pumping* en anglais) [Jau *et al.*, 2004], est mathématiquement équivalent à un schéma Lin⊥Lin [Liu *et al.*, 2013] et conserve un contraste du signal atomique important.

L'horloge PPOP fonctionne en continu aussi bien qu'en régime impulsionnel. En fonctionnement pulsé et associée à des séquences d'interrogation originales réduisant fortement la sensibilité au déplacement lumineux (ABR ou SABR, cf. partie 2.3.4), elle démontre une stabilité de fréquence évoluant en  $\tau^{-1/2}$  jusqu'à 10 000 s dans un environnement de laboratoire calme et contrôlé en température. Les bruits lasers sont les principales limites à court terme et contribuent pour une instabilité entre  $2 \times 10^{-13}$  et  $3 \times 10^{-13}$  à 1 s.

### Horloge CPT à double modulation

Dans la même idée, une seconde horloge CPT est développée au SYRTE basée sur un schéma d'excitation alternatif original. Le montage de l'horloge et la séquence d'interrogation sont présentés en figure 1.12. La source utilisée est un laser DFB émettant à 895 nm, modulé en phase pour obtenir les fréquences optiques nécessaires. Un seul asservissement est ensuite implémenté pour réduire les fluctuations de puissance optique du laser. La fréquence du laser est asservie de la même manière que sur l'horloge PPOP [Yun *et al.*, 2017]. Pour convertir les polarisations de la configuration Lin||Lin en sortie du modulateur de phase (EOPM) en un schéma d'excitation plus optimal, la polarisation du faisceau est modulée avec un modulateur de polarisation (PM) et une lame quart d'onde convertit la polarisation linéaire incidente en polarisation circulaire. On alterne ainsi les schémas d'excitation  $\Lambda^+$  et  $\Lambda^-$  et les atomes ne sont pas pompés dans les sous-niveaux Zeeman extrêmes. La fréquence de l'EOPM est aussi modulée, de manière synchrone, pour générer un signal d'erreur et corriger la fréquence de l'OL : on parle d'interrogation à double modulation (DM) [Yun *et al.*, 2014]. L'interrogation des atomes est continue mais la réponse est échantillonnée à chaque cycle. Une stabilisation active de la puissance

microonde est mise en place pour limiter la dérive de la fréquence d'horloge. L'avantage de cette architecture est d'être relativement linéaire en ne nécessitant pas la séparation et la recombinaison du faisceau, ce qui est prometteur pour la réalisation d'un montage compact.

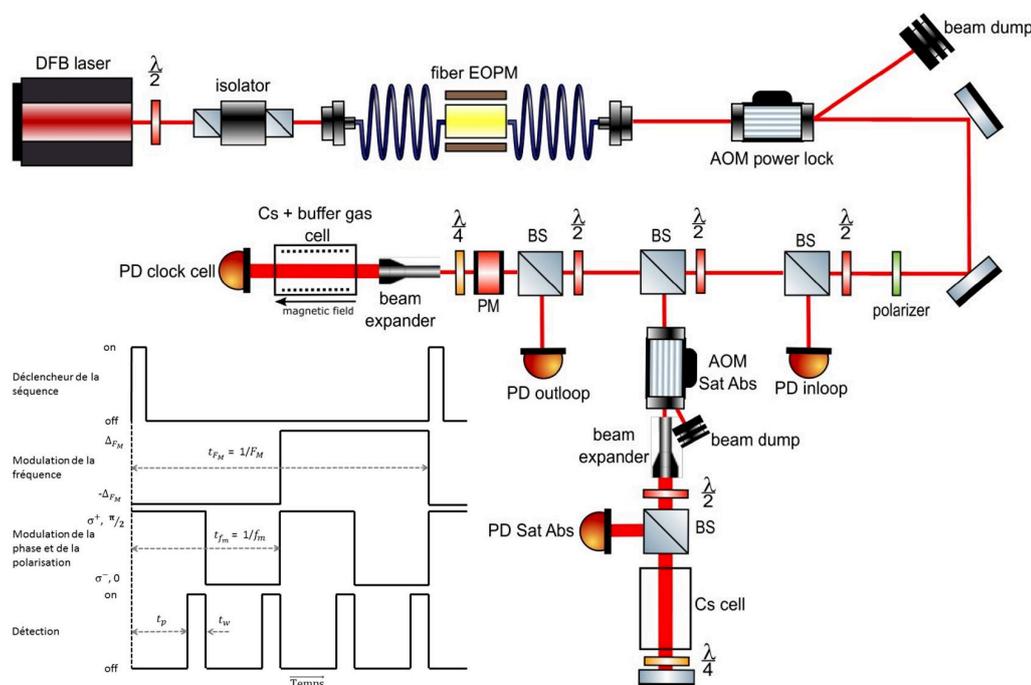


FIGURE 1.12 – Montage de l'horloge CPT DM du SYRTE et de la séquence d'interrogation à double modulation. Figures extraites de [Bouvier, 2021].

La stabilité de fréquence de cette horloge est principalement limitée à  $3 \times 10^{-13}$  à 1 s par les fluctuations de la puissance microonde alimentant l'EOPM. Au-delà d'une dizaine de secondes, les fluctuations de puissance laser empêchent l'intégration en  $\tau^{-1/2}$  et contribuent majoritairement à l'instabilité de l'horloge. En particulier, il a été montré que la dérive de température du modulateur de polarisation entraîne des fluctuations de transmission de ce composant. Remplacer le modulateur actuel par une lame à cristaux liquides permettrait potentiellement d'atteindre une stabilité à moyen terme comparable aux autres types d'horloge compacte présentés [Bouvier, 2021].

### 1.2.5 Résumé des performances des horloges microondes compactes

La figure 1.13 présente les stabilités relatives de fréquence des horloges décrites ci-dessus. Comme on peut le voir, les horloges à cellule développées dans les laboratoires européens, qu'elles soient à DR ou à CPT, atteignent des niveaux de stabilité de quelques  $10^{-13}$  pour un temps d'intégration de 1 s. Elles se placent entre les horloges à tube industrielles et les masers à hydrogène actifs commerciaux, au même niveau que les masers à hydrogène passifs. Les travaux de FEMTO-ST ont montré qu'il est possible d'exploiter des schémas d'interrogation permettant de compenser les effets de déplacement lumineux (cf.

partie 2.3.4) et d'atteindre d'excellentes stabilités de fréquence sur plusieurs heures, voire sur la journée. En plus de ce fort potentiel, l'utilisation d'une cellule de vapeur en s'affranchissant de la cavité microonde volumineuse constitue un atout vers le développement d'une horloge compacte. Pour aller dans ce sens, la partie suivante présente l'architecture d'horloge originale conçue et développée à TRT.

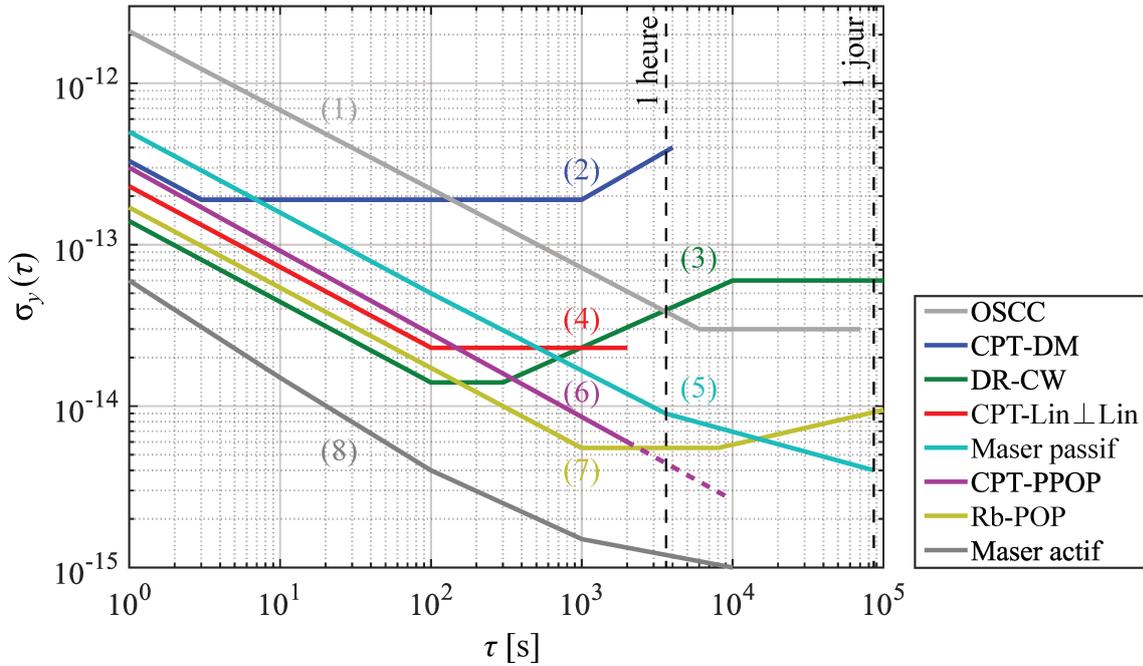


FIGURE 1.13 – Stabilité relative de fréquence des horloges atomiques microondes compactes. (1) THALES OSCC [Schmeissner *et al.*, 2017]; (2) SYRTE CPT-DM [Bouvier, 2021]; (3) UniNE Rb-CW [Bandi *et al.*, 2014]; (4) SYRTE CPT-Lin $\perp$ Lin [Tricot, 2018]; (5) Maser à hydrogène passif de T4Science; (6) FEMTO-ST CPT-PPOP [Abdel Hafiz *et al.*, 2018a]; (7) INRiM Rb-POP [Micalizio *et al.*, 2012a] et (8) Maser à hydrogène actif de T4Science.

## 1.3 Vers une horloge CPT compacte à haute stabilité de fréquence

Dans le cadre cette thèse, nous proposons de développer une horloge CPT à la fois compacte et dont la stabilité de fréquence serait comparable aux performances des montages de laboratoire présentés ci-dessus. Plus précisément, l'objectif de stabilité est fixé à  $5 \times 10^{-13}$  à 1 s, s'intégrant en  $\tau^{-1/2}$  pour rester en-dessous de  $2 \times 10^{-14}$  à une heure. En partant de l'architecture d'horloge Lin $\perp$ Lin développée au SYRTE et pour aller vers une intégration drastique du système, nous explorons les deux axes suivants : (i) une nouvelle architecture du générateur bifréquence reposant sur une source unique délivrant à la fois les deux fréquences et les deux polarisations nécessaires à l'interrogation CPT et (ii) l'exploitation d'un banc optoélectronique miniature pour réaliser les fonctions de l'horloge. Le schéma du montage défini dans le cadre du projet CHoCoLa est donné en figure 1.14.

Dans cette partie, nous présentons les briques technologiques nécessaires à la mise en œuvre de l'horloge CPT. Nous nous attarderons sur les deux briques qui ont fait l'objet de développements spécifiques dans cette thèse tout en pointant les apports attendus de chacune de ces briques. Nous décrirons également le schéma d'interrogation Ramsey exploité.

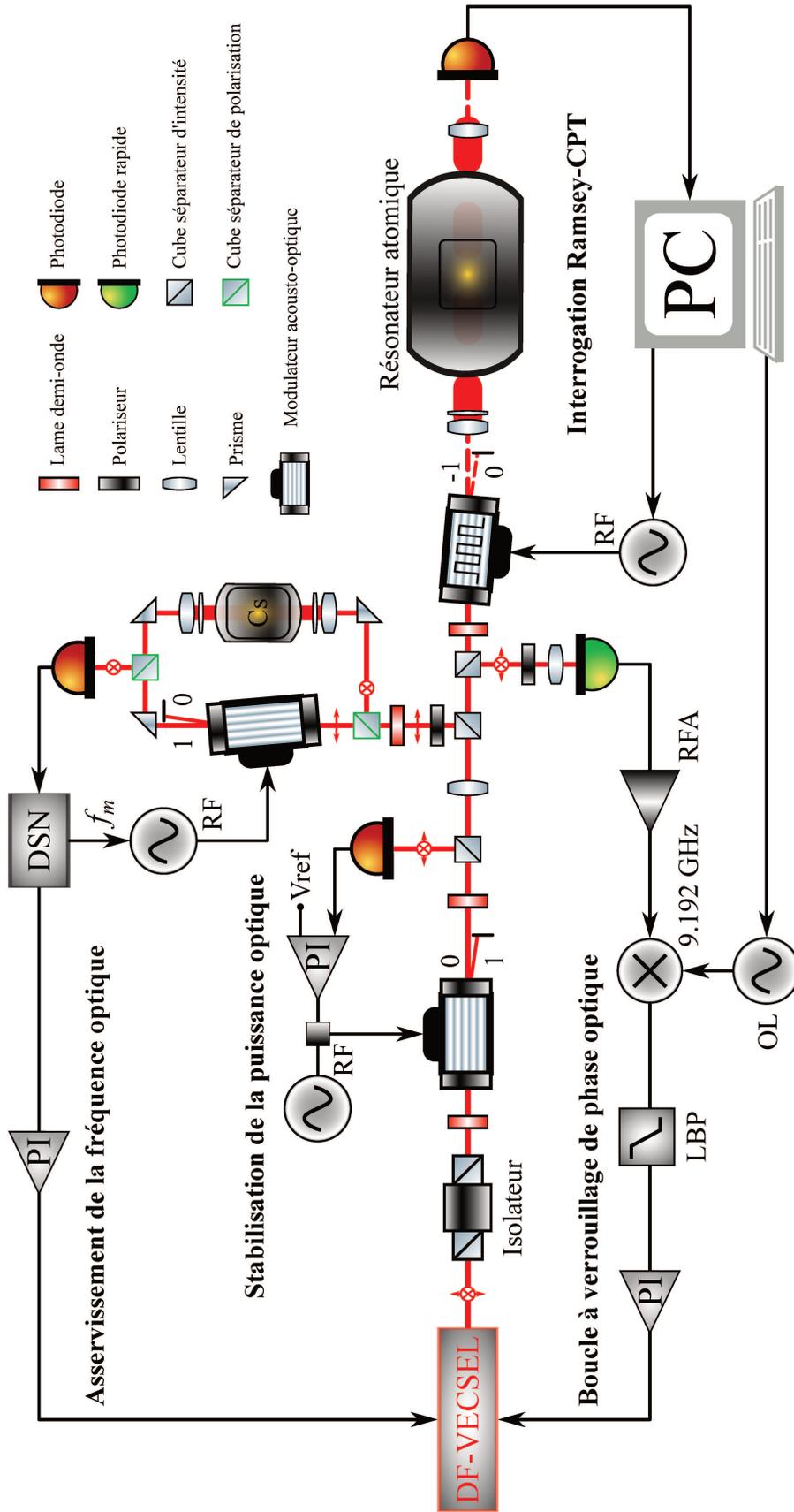


FIGURE 1.14 – Montage d’horloge CPT à interrogation Ramsey basé sur un laser bifréquence bipolarisation (DF-VECSEL). L’état de polarisation du faisceau est donné pour chaque chemin. DSN : détection synchrone numérique. LBP : filtre passe-bas. OL : oscillateur local. PI : circuit proportionnel-intégrateur. RF : signal radiofréquence. RFA : amplificateur RF.

### 1.3.1 Générateur bifréquence

Afin de simplifier et rendre plus compacte la génération du champ bifréquence, les horloges CPT DM et PPOP se basent sur un laser DFB unique, modulé en externe, qui s'accompagne d'une complexité accrue de la gestion des états de polarisation en entrée du résonateur atomique. Nous proposons ici de mettre en œuvre une source laser unique émettant simultanément les deux fréquences optiques séparées de 9.2 GHz, portées par des polarisations orthogonales, directement adaptées au schéma d'excitation  $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ . Pour ce faire, les travaux sur les lasers bifréquences de type DF-VECSEL pompés optiquement (cf. partie 3.1.2) ont démontré leurs capacités au Laboratoire Charles Fabry [Dumont *et al.*, 2014], et sont le savoir-faire de TRT [Pillet *et al.*, 2008, Baili *et al.*, 2009b]. De plus, les études du laboratoire Lumière, Matière et Interfaces ont montré que ces lasers à cavité étendue présentent des propriétés de bruit (niveaux de bruit de phase et d'intensité et corrélations) prometteuses pour la réalisation d'une horloge [Gredat *et al.*, 2020].

La mise en œuvre d'un DF-VECSEL émettant à 852 nm (raie  $D_2$  du césium), dont l'architecture a été adaptée pour tenir compte des conclusions des études précédentes, fait l'objet du chapitre 3. Le choix de la raie  $D_2$  est initialement motivé par la disponibilité et la maturité des structures semi-conductrices à cette longueur d'onde. L'utilisation d'un tel laser permet de réduire le nombre de fonctions nécessaires à la préparation du champ bifréquence pour l'interrogation CPT et, ainsi, de réduire le volume de la partie physique.

### 1.3.2 Banc optoélectronique

Pour atteindre les niveaux de stabilité de fréquence visés, il est nécessaire de réduire les bruits du laser. Un montage, s'appuyant sur l'architecture de l'horloge  $\text{Lin} \perp \text{Lin}$  du SYRTE, a été défini et implémenté. Le montage regroupe les différentes fonctions nécessaires à la préparation du laser avant l'interrogation atomique. Premièrement, l'isolation optique protège le laser des réinjections optiques qui perturberaient l'émission. Deuxièmement, un montage de stabilisation de puissance optique réduit les fluctuations du laser, critiques pour la stabilité d'horloge à court et à moyen terme. Troisièmement, une fréquence optique du laser est asservie sur un pic d'absorption saturée du césium contenu dans une cellule annexe. Quatrièmement, le battement microonde entre les deux modes optiques du laser est détecté et sa phase est verrouillée sur un oscillateur local. Cinquièmement, un MAO génère les impulsions optiques pour l'interrogation Ramsey et le faisceau est mis en forme pour illuminer un volume maximal de la cellule de vapeur.

Un banc optoélectronique, réalisant ces différentes fonctions a été développé avec TRT, le SYRTE et la société Kylia. En exploitant les techniques d'alignement et de collage d'éléments optiques miniatures, le montage est intégré dans un volume drastiquement réduit. L'étude complète du banc miniature fait l'objet du chapitre 2.

### 1.3.3 Résonateur et interrogation atomique

Le résonateur atomique est la partie physique où se réalise l'interrogation des atomes. Il est composé d'une cellule de vapeur de césium et d'une enceinte d'isolation. La caractérisation de l'enceinte a été réalisée dans le cadre de la thèse. La composition du résonateur et les principales mesures sont décrites ci-dessous.

#### Cellule de vapeur

Une cellule en pyrex de 2 cm de diamètre et de 5 cm de long contient une vapeur constituée de césium et d'un mélange de gaz tampons. La conception de ces cellules de vapeur, réalisées par l'atelier de verrerie du SYRTE, est décrite dans [Kozlova, 2012]. L'ajout du mélange de gaz tampon est utile pour deux raisons. D'une part, les collisions entre les atomes de césium et des gaz tampons font que le mouvement libre du césium devient un mouvement de diffusion. La vitesse de diffusion est réduite à quelques cm/s, au lieu de quelques m/s sans gaz tampon, allongeant le temps au bout duquel les atomes viennent en collision avec une paroi de la cellule. De cette manière, la durée de vie de l'état noir augmente et atteint quelques millisecondes, ce qui permet d'augmenter le temps Ramsey et donc réduire la largeur de la frange atomique d'après l'équation 1.14. D'autre part, comme dans ces conditions le libre parcours moyen du césium entre deux collisions est inférieur à la longueur d'onde d'interrogation ( $\lambda_0 = c_0/v_0 \approx 3.3$  cm), l'élargissement Doppler est réduit : c'est l'effet Dicke [Dicke, 1953].

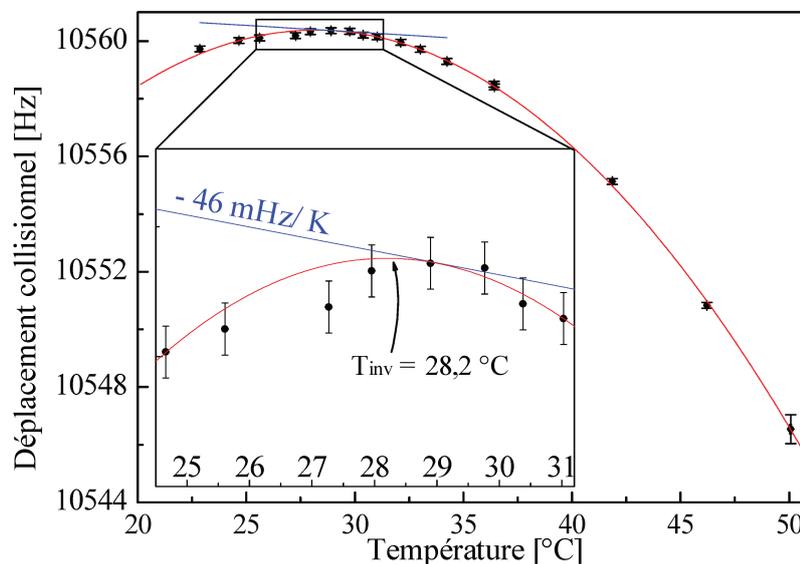


FIGURE 1.15 – Déplacement collisionnel de la fréquence d'horloge en fonction de la température de la cellule du résonateur atomique ( $P_{Ar}/P_{N_2} = 0.61$ ). La pente à 29 °C, proche de la température d'inversion, est donnée en bleu. Figure extraite de [Tricot, 2018].

Cependant, l'ajout d'un gaz tampon dans la cellule a aussi pour effet de décaler la fréquence de la transition hyperfine du césium, on parle de déplacement collisionnel. Le

décalage fréquentiel dépend de la nature de la pression et de la température du gaz. En prenant un mélange de gaz de sensibilité thermique opposée et en ajustant leur pression partielle, il est possible d'obtenir une température d'inversion de la sensibilité thermique de la fréquence d'horloge au décalage collisionnel [Kozlova *et al.*, 2011]. La cellule que nous utilisons contient un mélange d'argon (Ar) et de diazote ( $N_2$ ) dont le rapport des pressions partielles  $P_{Ar}/P_{N_2}$  est de 0.61. La pression totale dans la cellule est de 21 torr. Dans ces conditions, la température d'inversion est de 28.2 °C (voir figure 1.15). En plus du décalage de l'écart hyperfin, les gaz tampons entraînent un décalage fréquentiel sur les transitions optiques du césium [Pitz *et al.*, 2010]. La raie  $D_2$  est ainsi décalée d'une centaine de mégahertz vers le rouge.

### Enceinte et blindage

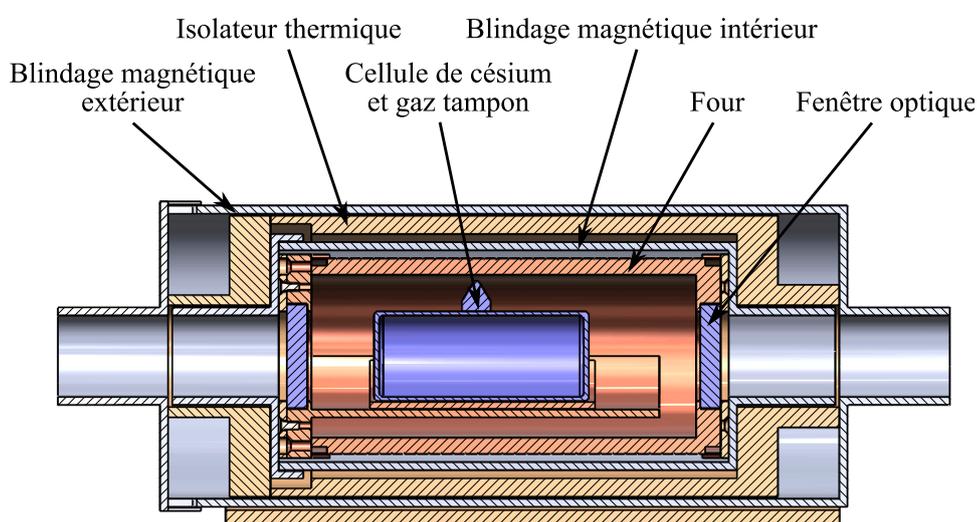


FIGURE 1.16 – Schéma du résonateur atomique développé au SYRTE. Plan fourni par D. Holleville.

La cellule est contenue dans une enceinte qui l'isole des fluctuations de l'environnement et la place dans des conditions optimales pour l'interrogation. L'enceinte du résonateur atomique compact développé au SYRTE est un cylindre de 7.4 cm de diamètre et 21.8 cm de long, pour un volume total inférieur au litre. Le schéma des différents éléments est présenté en figure 1.16. La cellule est positionnée au centre d'un four qui permet de chauffer jusqu'à la température d'inversion. L'enroulement du fil chauffant est ingénieusement réalisé pour limiter le champ magnétique induit par le passage du courant. Un isolateur protège la cellule des fluctuations thermiques de l'environnement. Deux blindages magnétiques en mu-métal atténuent fortement le champ magnétique extérieur (mesuré à 24  $\mu T$ ). Le champs magnétique longitudinal résiduel est mesuré en fonction de la distance au centre et est donné en figure 1.17. A l'intérieur du blindage intérieur, la norme du champ est inférieure à 100 nT. Au niveau de la cellule, la moyenne de la norme du champ résiduel est de 2.4 nT. Les blindages offrent donc un facteur d'isolation de 10 000. Le champ

magnétique transverse résiduel, moins critique, est mesurée de manière analogue et est inférieur à 10 nT.

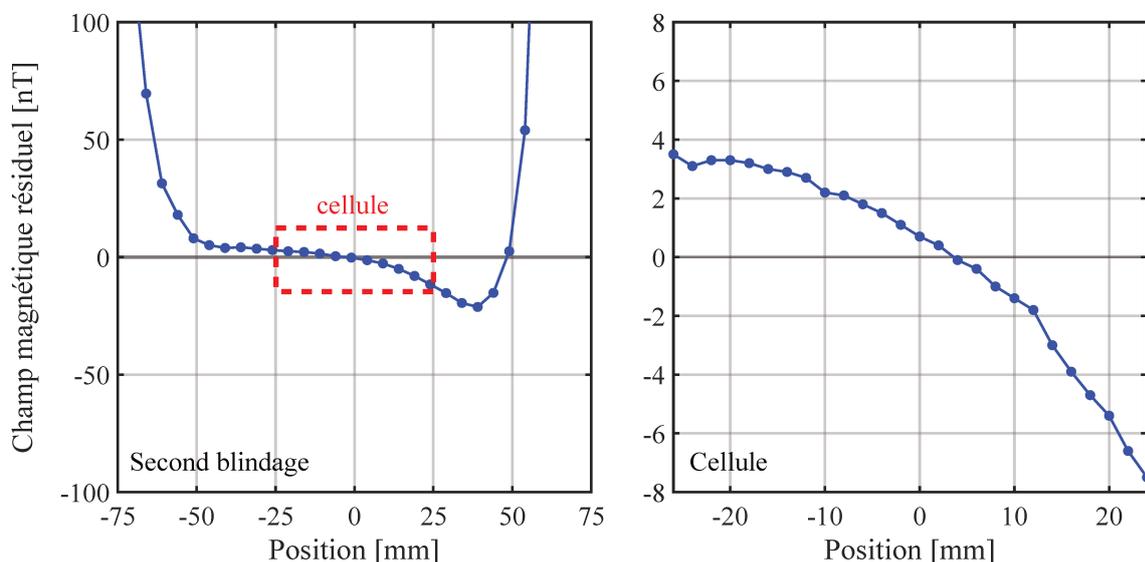


FIGURE 1.17 – Mesures du champ magnétique résiduel dans le blindage et au niveau de la cellule de vapeur (représenté par l'encadré rouge).

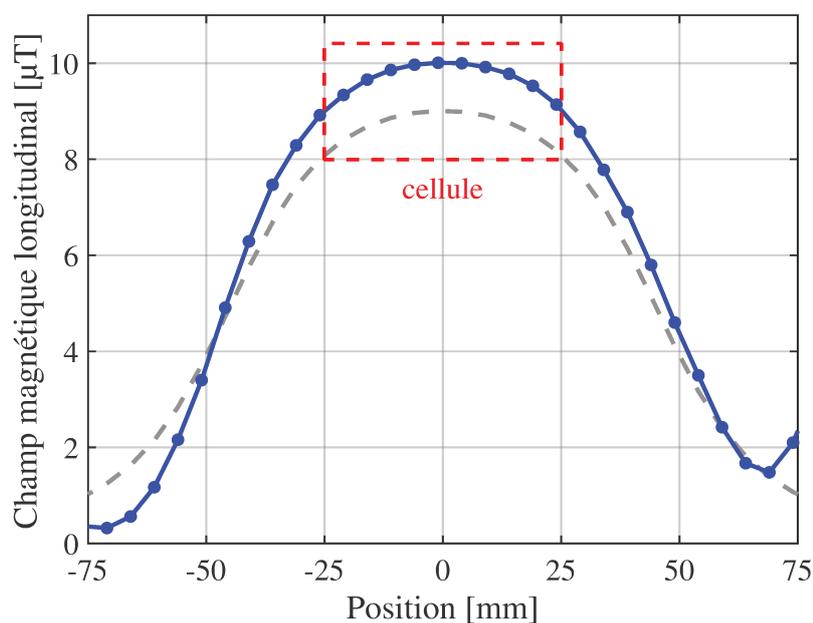


FIGURE 1.18 – Profil du champ magnétique longitudinal généré par le solénoïde (bleu) et profil théorique (gris). La position de la cellule de vapeur est repérée en rouge.

Pour accéder à la transition d'horloge  $|F = 3, m_F = 0\rangle - |F = 4, m_F = 0\rangle$ , il faut lever la dégénérescence des états hyperfins par effet Zeeman. Pour cela, un solénoïde parcouru d'un courant électrique génère un champ magnétique au cœur du blindage intérieur. La mesure du profil du champ pour un courant de 24.4 mA est présentée en figure 1.18. Au

centre du solénoïde, on remarque que le champ est plus intense que la valeur théorique donnée par la loi de Biot et Savart. En effet, les blindages magnétiques autour du solénoïde concentrent les lignes du champ magnétique, qui s'en trouve renforcé. Le profil n'est cependant pas homogène sur toute la longueur de la cellule. Cette inhomogénéité a pour conséquence de déformer le signal CPT et les fluctuations du champ magnétique contribuent aux instabilités de l'horloge [Tricot, 2018]. La valeur du champ magnétique appliqué,  $10 \mu\text{T}$ , est un compromis entre la maximisation de l'amplitude du signal atomique et la minimisation de la sensibilité au déplacement lumineux pour optimiser la stabilité court et long terme de l'horloge [Danet, 2014].

### Séquence d'horloge

La séquence d'horloge est une séquence Ramsey (voir figure 1.19) dont les temps optimaux ont été définis par les travaux précédents [Kozlova, 2012, Danet, 2014]. Nous utiliserons ces valeurs dans la suite du manuscrit. Les impulsions optiques durent un temps  $T_i = 2 \text{ ms}$ . Une première impulsion pompe les atomes dans l'état noir. Ils évoluent ensuite librement dans le noir pendant un temps de Ramsey  $T_R = 4 \text{ ms}$ . Lors de la seconde impulsion, le nouvel état noir créé interfère avec le précédent. Après un délai  $\tau_d = 10 \mu\text{s}$  à partir du début d'une impulsion, le signal atomique est détecté et moyenné pendant un temps  $\tau_m = 25 \mu\text{s}$ . Le reste de l'impulsion prépare les atomes dans le nouvel état noir pour la séquence suivante.

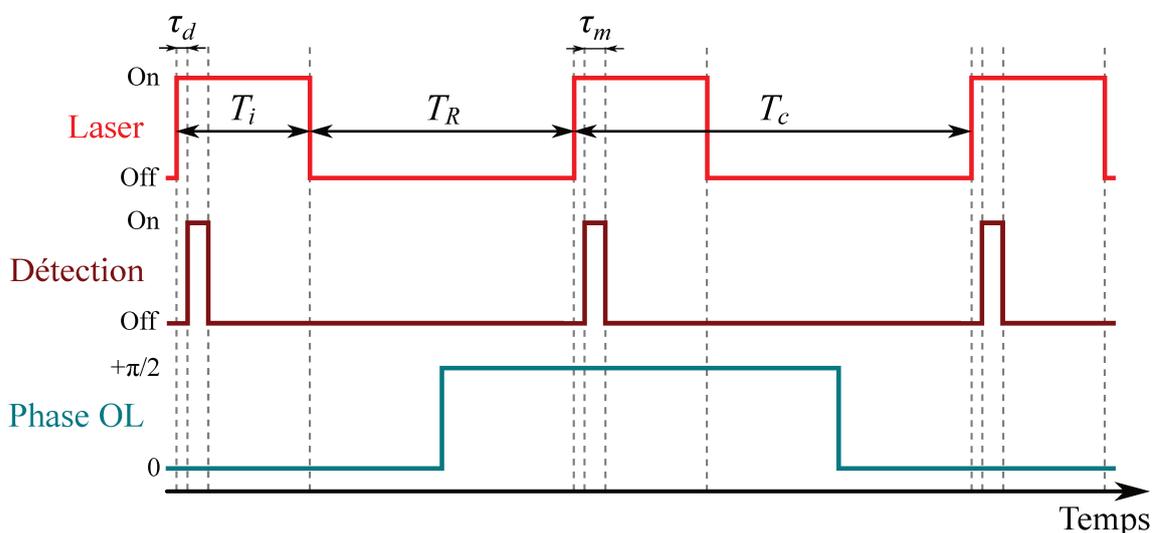


FIGURE 1.19 – Séquence d'interrogation Ramsey pour la génération du signal d'erreur de l'horloge. Les impulsions laser durent un temps  $T_i$  et les atomes évoluent librement pendant le temps Ramsey  $T_R$ . Le temps de cycle est donc  $T_c = T_i + T_R$ . Le délai  $\tau_d$  et le temps de mesure  $\tau_m$  sont volontairement exagérés pour une lecture plus claire.

Pour générer un signal d'erreur et asservir la fréquence de l'oscillateur local, la frange est sondée par alternance de part et d'autre à mi-hauteur (là où la pente est la plus forte). Pour

cela, on applique un saut de phase de  $\pi/2$  à l'OL entre deux impulsions lumineuses<sup>1</sup>. Le signal de différence entre deux mesures successives ainsi obtenues permet de stabiliser la fréquence de l'OL sur la référence atomique.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expliqué le principe de fonctionnement des horloges atomiques. La stabilité de fréquence d'une horloge est quantifiée par son écart-type d'Allan, caractéristique des types de bruit portés par le signal utile.

En montrant qu'il existe des besoins de références de fréquence à la fois stables et compactes, nous nous sommes concentrés sur la description des horloges atomiques microondes compactes. Parmi celles-ci, les horloges à cellules de vapeur permettent d'accéder à des stabilités de fréquences de quelques  $10^{-13}$  à 1 s, s'intégrant en  $\tau^{-1/2}$  sur les temps plus longs. Ces performances sont similaires, voire meilleures, que les masers à hydrogène passifs, mais réalisables dans un volume potentiellement réduit. En particulier, les horloges de laboratoire à piégeage cohérent de population du césium ont atteint un niveau de maturité élevé. S'affranchissant de toute cavité microonde, cette technologie est prometteuse pour l'implémentation d'une horloge compacte à haute performance.

Nous proposons une architecture originale, inspirée de l'horloge CPT  $\text{Lin} \perp \text{Lin}$  réalisée et fonctionnant au SYRTE. L'utilisation d'un VECSEL à émission bifréquence bipolarisation, émettant directement les deux polarisations et fréquences optiques nécessaires à l'interrogation du césium, permet de simplifier le montage et les asservissements opto-électroniques. L'interrogation CPT est réalisée dans un résonateur atomique dont les caractéristiques sont mesurées et détaillées. Nous détaillons l'étude du banc électro-optique et du laser à émission bifréquence dans la suite du manuscrit.

---

1. Il serait équivalent d'appliquer un saut de fréquence de  $\pm\Delta\nu_{1/2}$ .

## Chapitre 2

# Banc optoélectronique miniature pour une horloge CPT : conception, implémentation et validation

Les bruits portés par le faisceau laser bifréquence réalisant l'interrogation CPT des atomes participent aux instabilités de fréquence de l'horloge. En particulier, le bruit d'intensité et le bruit de fréquence de chacun des modes optiques doivent être réduits avant l'illumination des atomes afin de garantir la stabilité du signal. Pour cela et dans la perspective de développer une horloge compacte utilisant un laser bifréquence bipolarisation, un banc optoélectronique miniature, comprenant l'ensemble des fonctions passives et actives servant à la préparation du faisceau laser, a été défini par le SYRTE et TRT puis mis en œuvre avec la société Kyla.

Dans ce chapitre, nous détaillons les travaux de définition et de fabrication du banc optoélectronique miniature s'appuyant sur le banc historique développé au SYRTE. Ensuite, nous étudions les différentes fonctions du banc en utilisant une source laser monomode émettant à 852 nm. Nous détaillons les réductions de bruit associé à chaque asservissement. Pour chacun de ces bruits, nous décrivons les mécanismes de transfert aux instabilités de fréquence de l'horloge et nous estimons leur contribution. Afin d'aller loin dans la validation du banc miniature, nous mettons en place un générateur bifréquence basé sur l'utilisation d'un verrouillage en phase de deux laser par injection optique. Nous présentons les premiers signaux de spectroscopie CPT du résonateur atomique ainsi obtenus.

---

**Sommaire**

<b>2.1</b>	<b>Banc optoélectronique miniature</b>	<b>35</b>
2.1.1	Choix de conception du banc	35
2.1.2	Partie physique	35
<b>2.2</b>	<b>Isolation optique insensible à la polarisation</b>	<b>37</b>
<b>2.3</b>	<b>Stabilisation de la puissance optique</b>	<b>38</b>
2.3.1	Montage de stabilisation de puissance	38
2.3.2	Réduction du bruit d'intensité	39
	Modélisation de la boucle d'asservissement	39
	Mesures des bruits d'intensité sur le montage compact	41
2.3.3	Contribution du bruit d'intensité à la stabilité de fréquence	43
2.3.4	Stabilité de la puissance à moyen-long terme	46
	Mesure de stabilité de puissance	46
	Stabilité dans la boucle d'asservissement	47
	Stabilité hors de la boucle d'asservissement	47
	Estimation de l'impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge	49
<b>2.4</b>	<b>Asservissement de la fréquence optique</b>	<b>52</b>
2.4.1	Montage d'asservissement de la fréquence optique	52
	Spectroscopie par absorption saturée	52
	Technique de transfert de modulation	54
	Translation de fréquence	56
2.4.2	Réduction du bruit de fréquence	57
2.4.3	Estimation de l'impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge	59
<b>2.5</b>	<b>Asservissement de la phase</b>	<b>59</b>
2.5.1	Effet Dick	59
	Fonction de sensibilité	60
	Contribution à l'instabilité de fréquence	61
2.5.2	Méthodes d'asservissement de phase	62
2.5.3	Asservissement de la phase entre deux sources spectralement larges	64
	Etude du verrouillage de phase par injection optique	64
	Ajout d'une OPLL	66
	Estimation de la contribution du bruit de phase aux instabilités de fréquence	68
<b>2.6</b>	<b>Spectroscopie CPT du césium</b>	<b>69</b>
2.6.1	Fonctionnement continu	69
2.6.2	Fonctionnement impulsionnel	70
<b>2.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>71</b>

---

## 2.1 Banc optoélectronique miniature

### 2.1.1 Choix de conception du banc

Le banc optoélectronique a pour rôle de préparer le champ laser bifréquence bipolarisation à l'interrogation atomique. Les fonctions sont similaires à celles de l'horloge présentée dans [Tricot, 2018] : l'isolation optique du faisceau, la stabilisation de la puissance optique, l'asservissement de la fréquence optique sur une cellule de référence, la détection du battement RF qui permet l'asservissement de sa phase et la mise en forme des impulsions lumineuses pour l'interrogation atomique. Les choix de conception du banc restent conservateurs et se basent sur les études réalisées au SYRTE [Kozlova, 2012, Dagnet, 2014]. Les exigences sur les propriétés du faisceau en sortie du banc et en entrée du résonateur atomique sont données dans le tableau 2.1. La sélection d'éléments optiques miniatures ainsi que leur positionnement sont pensés pour limiter le volume total du montage. Le diamètre du faisceau laser est adapté tout au long du montage aux ouvertures des composants (isolateur, MAO et photodiodes) avec des lentilles. En particulier, il faut s'assurer que le faisceau ne soit pas trop large au niveau du premier MAO pour ne pas limiter la bande passante de l'asservissement de puissance optique.

Propriété du faisceau laser	Exigence
Polarisations	Linéaires et orthogonales (Lin $\perp$ Lin)
Fréquences optiques	$\nu(F = 4 \rightarrow F' = 4) = 351.7217$ THz $\nu(F = 3 \rightarrow F' = 4) = 351.7309$ THz
Puissance optique	1 mW par polarisation
Bruit d'intensité relatif	$< -150$ dB/Hz pour $100$ Hz $< f < 20$ kHz
Diamètre	20 mm (collimaté)

TABLE 2.1 – Exigences sur les propriétés du faisceau laser bifréquence bipolarisation à l'entrée du résonateur atomique.

Du fait du caractère inédit de la mise en œuvre d'un tel montage, l'assemblage du banc est réalisé en deux étapes. La première étape correspond à l'implémentation de l'isolation optique et de la stabilisation de puissance. La seconde étape concerne l'assemblage des trois fonctions restantes. De cette manière, la caractérisation de la première partie du banc est réalisée indépendamment de la suite du montage.

### 2.1.2 Partie physique

Les parties physiques des fonctions du banc sont implémentées sur une semelle en silice. Les éléments optiques sont minutieusement positionnés et assemblés avec une colle à polymérisation sous ultra-violet (voir figure 2.1). Cette technique de collage a montré une résistance aux vibrations mécaniques compatible avec la spatialisation des montages op-

tiques. Chaque composant est orienté et mis à hauteur du faisceau laser grâce à des cales en silice. L'utilisation de ce matériau, aux propriétés d'expansion thermique similaire aux éléments optiques, garantit une sensibilité réduite aux fluctuations thermiques du montage. L'ensemble du banc est intégré dans un volume de  $9 \times 25 \times 43 \text{ cm}^3$  ( $h \times l \times L$ ) soit un peu moins de 9.7 L.

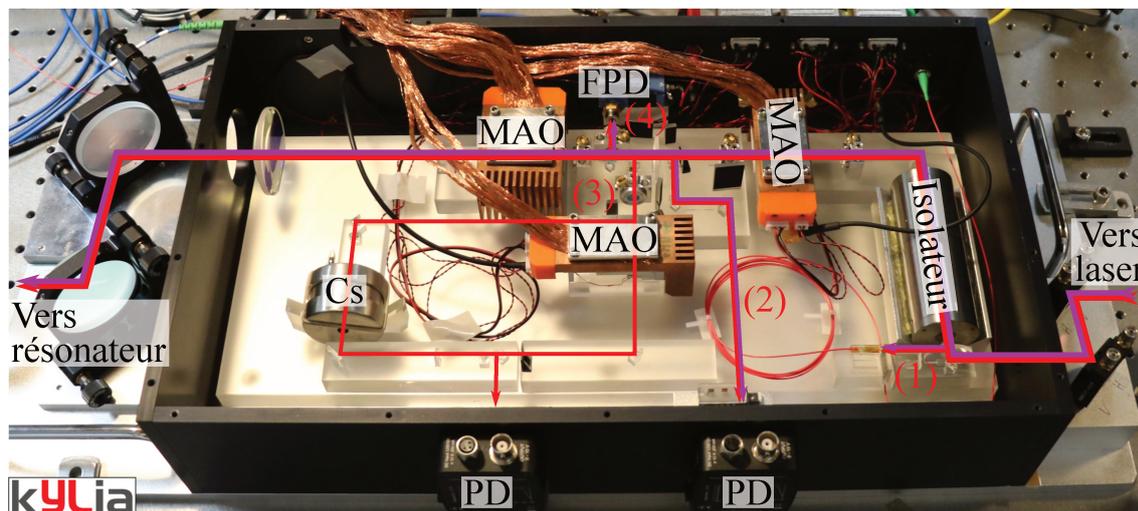


FIGURE 2.1 – Photographie du banc optoélectronique miniature développé par le SYRTE, TRT et la société Kylia. Le trajet du faisceau laser est repéré : en rouge pour un faisceau polarisé horizontalement et en violet pour un faisceau polarisé verticalement. Les prélèvements de puissances sont numérotés comme définis dans le texte. Les dimensions du montage sont de  $9 \times 25 \times 43 \text{ cm}^3$ . MAO : modulateur acousto-optique. PD : photodiode. FPD : photodiode rapide.

Quatre prélèvements d'une fraction de la puissance optique sont effectués sur le chemin principal du faisceau laser. Un premier prélèvement (1) d'une centaine de microwatts permet l'alignement du faisceau à travers le montage grâce à l'injection d'une fibre monomode servant de référence. Ensuite, ce sont les asservissements de la puissance optique (2) ainsi que de la fréquence optique (3) qui nécessitent chacun environ 1 mW. Enfin, un dernier prélèvement (4) permet la détection du battement de fréquence entre les deux modes du champ électromagnétique. Les asservissements de puissance optique et de la fréquence optique du laser ont été fabriqués et testés. Le premier fait l'objet de la partie 2.3, le second est décrit en partie 2.4. Le battement optique entre les deux modes lasers est détecté par une photodiode rapide et sert à l'asservissement de la phase RF. Le faisceau est finalement mis en forme avant le résonateur atomique et un MAO permet de générer des impulsions lumineuses pour la séquence Ramsey. Ce dernier MAO compense aussi le décalage en fréquence optique introduit par le banc (cf. partie 2.4.1).

Du fait de l'indisponibilité initiale du laser à émission bifréquence bipolarisation adapté au banc, les caractérisations présentées dans ce chapitre ont été obtenues avec des sources laser à rétroaction répartie (*Distributed Feedback* en anglais, ou DFB). Il s'agit des sources commerciales (Eagleyard Photonics EYP-DFB-0852) émettant plusieurs dizaines de milliwatts à une longueur d'onde autour de 852 nm.

## 2.2 Isolation optique insensible à la polarisation

L'isolation optique du laser est nécessaire pour protéger la source des retours optiques qui perturberaient l'émission. Elle est réalisée avec un isolateur insensible à la polarisation en entrée pour permettre le passage d'un faisceau bipolarisé (voir figure 2.2). Ce montage évite d'avoir à séparer, isoler et recombinaer les deux modes de polarisation portés par un unique faisceau. Il s'agit d'un composant commercial (Isowave I-80-PIFS-1.0), nous décrivons son fonctionnement ci-dessous. Dans le sens passant, les polarisations sont dans un premier temps séparées spatialement avec un cristal biréfringent (*polarization beamsplitter* en anglais, ou PBS). Ensuite un système constitué d'un rotateur de Faraday et d'une lame demi-onde fait tourner les polarisations de  $90^\circ$ . Les polarisations sont finalement recombinaées dans un même faisceau avec un second PBS. L'architecture de l'isolateur entraîne donc un léger déplacement du faisceau, dépendant de l'épaisseur des cristaux biréfringents, de 0.4 mm. Dans le sens bloquant en revanche, les deux faisceaux traversent le second PBS avec une polarisation colinéaire à leur polarisation d'entrée et ne sont donc pas recombinaés. Le taux d'isolation de ce système est de 33 dB.

Sans précaution de positionnement (en particulier d'orientation) prise, une polarisation linéaire en entrée deviendrait elliptique en sortie. Au cours de son intégration et avant son collage, l'isolateur est donc orienté suivant ses axes propres pour limiter la modification de l'état de polarisation du faisceau laser. En pratique, après alignement, nous obtenons une ellipticité en sortie inférieure à  $1.5^\circ$ .

Le rotateur de Faraday génère un champ magnétique intense. Afin d'éviter toute perturbation magnétique indésirable, l'isolateur est positionné au plus loin des deux cellules de vapeurs atomiques (une pour l'asservissement de la fréquence optique et une pour l'asservissement de la fréquence d'horloge). Un tel isolateur pour un faisceau à 852 nm reste malgré tout volumineux (cylindre de diamètre 35 mm et de longueur 100 mm). La réduction de l'encombrement de ce composant est nécessaire pour prolonger les travaux de miniaturisation du banc.

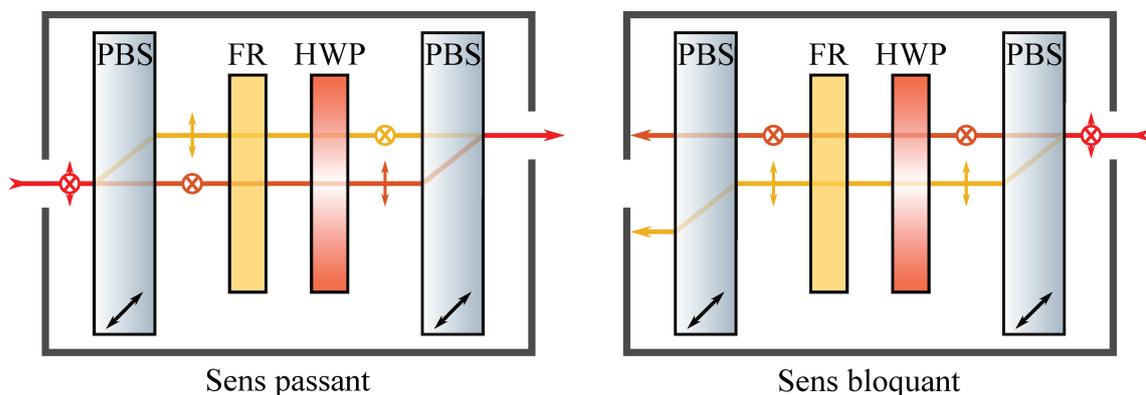


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'isolateur insensible à la polarisation d'entrée. Dans le sens passant les polarisations sont séparées spatialement et recombinaées en sortie. Dans le sens bloquant les polarisations restent séparées et ne ressortent pas de l'isolateur. PBS : séparateur de polarisation. FR : rotateur de Faraday. HWP : lame demi-onde.

## 2.3 Stabilisation de la puissance optique

### 2.3.1 Montage de stabilisation de puissance

Pour stabiliser la puissance optique dans le banc d'horloge, le montage présenté dans la figure 2.3 est mis en place. Une fraction de la puissance optique (environ 4 % pour un faisceau polarisé horizontalement et 6 % pour un faisceau polarisé verticalement) est réfléchié par un cube séparateur et détectée par une photodiode amplifiée commerciale (Thorlabs PDA36-A2). Un signal de correction est ensuite appliqué à un atténuateur RF pour ajuster la puissance alimentant un MAO (AA Opto-Electronic MT110-A1-IR) et ainsi stabiliser la puissance optique dans l'ordre 0. L'alignement du MAO a été méticuleusement réalisé pour optimiser son efficacité de diffraction. Une fente est positionnée pour filtrer spatialement les ordres diffractés et ne transmettre que l'ordre 0. Le cristal du MAO étant en dioxyde de tellure ( $\text{TeO}_2$ ), il présente une forte biréfringence d'indice ordinaire  $n_o \approx 2.22$  et extraordinaire  $n_e \approx 2.37$  à 852 nm [Uchida, 1971]. Des lames demi-onde sont donc orientées pour adapter la polarisation du faisceau aux axes de chaque MAO le long du montage. Une photodiode est placée sur la voie transmise par le cube séparateur, hors de la boucle d'asservissement, pour réaliser la caractérisation du faisceau utile pour la suite du montage.

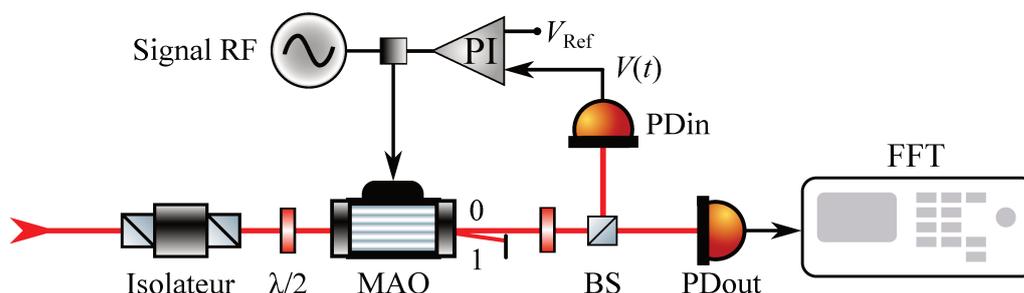


FIGURE 2.3 – Montage électro-optique de stabilisation de puissance optique. La photodiode dans la boucle d'asservissement ( $\text{PD}_{\text{in}}$ ) collecte la fraction de puissance réfléchié par un cube séparateur ( $\text{BS}$ ). Les mesures de caractérisation sont faites hors de la boucle avec la photodiode  $\text{PD}_{\text{out}}$ . Le circuit électronique générant le signal de correction appliqué à un MAO est décrit dans la figure 2.4.

Le circuit électronique générant le signal de correction (voir figure 2.4) développé au SYRTE compare la tension de la photodiode,  $V(t)$ , à une tension de référence à bas bruit,  $V_{\text{Ref}}$  (Linear Technology LT1021). Le signal d'erreur,  $\varepsilon(t)$ , issu de cette différence passe par un circuit proportionnel-intégrateur ( $\text{PI}$ ) avant de s'ajouter à une tension constante qui contrôle un atténuateur de puissance RF (Mini-Circuits TFAS-2SM+) autour d'un point de fonctionnement linéaire. La puissance RF alimentant le MAO est ainsi ajustée, corrigeant la puissance transmise dans l'ordre 0.

Comme nous le verrons par la suite, c'est à la fois le bruit la stabilité de la référence de tension qui limitent les performances de l'asservissement. Les composants électroniques sont donc choisis avec des bruits et des sensibilités thermiques faibles pour assurer la

meilleure stabilité de puissance possible.

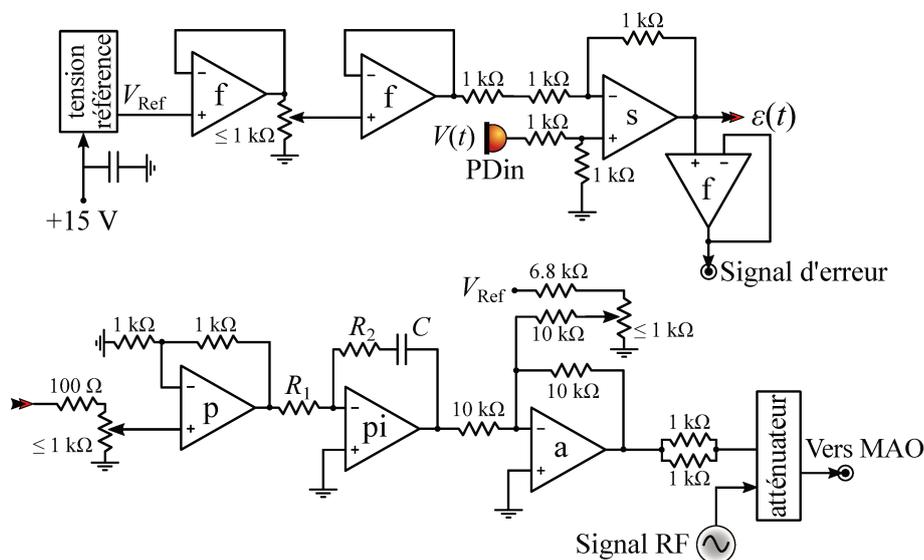


FIGURE 2.4 – Schéma électronique du circuit d'asservissement de la puissance optique. Les amplificateurs opérationnels sont des ADA4898 dont la fonction est notée (f) pour un suiveur, (s) pour un soustracteur, (p) pour un proportionnel, (pi) pour un proportionnel-intégrateur et (a) pour un sommateur inverseur. Le dernier étage sommateur est une nouveauté par rapport aux travaux précédents.

## 2.3.2 Réduction du bruit d'intensité

### Modélisation de la boucle d'asservissement

Afin de mieux comprendre l'effet de la stabilisation de puissance sur le bruit du laser, nous proposons de modéliser la boucle d'asservissement. En considérant les fonctions de transfert de chaque élément de la boucle, on peut décrire la fonction de transfert du système complet,  $H(f)$ . Le circuit électronique représenté en figure 2.4 est un montage PI dont la fonction de transfert est décrite par :

$$H_{PI}(f) = \frac{2i\pi CR_1 f + 1}{2i\pi CR_2 f}. \quad (2.1)$$

La fréquence de coupure du gain intégrateur est donnée par les valeurs de la résistance  $R_2$  et de la capacité  $C$  représentés sur le schéma 2.4. Les composants sont choisis pour obtenir une bande passante supérieure à 200 kHz. Le système composé de l'atténuateur de puissance RF et du MAO se comporte comme un filtre passe-bas de bande passante 300 kHz, dont la fonction de transfert est notée  $H_{RF}(f)$ . La fonction de transfert du système complet s'écrit finalement :

$$H(f) = H_{PI}(f) \times H_{RF}(f). \quad (2.2)$$

Le boucle d'asservissement est modélisée comme présenté en figure 2.5. Dans le domaine fréquentiel, la correction  $H(f)\varepsilon(f)$  est appliquée pour stabiliser la tension générée par la photodiode dans la boucle,  $V(f)$ . Quand la boucle est fermée, la tension du signal asservi  $V_{\text{lock}}(f)$  s'écrit alors :

$$V_{\text{lock}}(f) = \left( \frac{1}{1 + KH(f)} \right) V(f) + \left( \frac{H(f)}{1 + KH(f)} \right) V_{\text{Ref}}(f). \quad (2.3)$$

En écrivant  $V(t) = \langle V \rangle + \delta V(t)$ , où  $\langle V \rangle$  représente la moyenne temporelle de la tension et  $\delta V(t)$  sont les fluctuations autour de cette valeur moyenne, le bruit d'intensité relatif (*Relative Intensity Noise* en anglais, ou RIN) du laser en fonctionnement libre peut s'exprimer :

$$\text{RIN}(f) = \frac{\langle |\widetilde{\delta V}(f)|^2 \rangle}{\langle V \rangle^2} = \frac{S_V(f)}{\langle V \rangle^2}, \quad (2.4)$$

en définissant  $S_V(f)$  la densité spectrale de puissance (DSP, cf. partie 1.1.2) du bruit de la tension<sup>1</sup>.

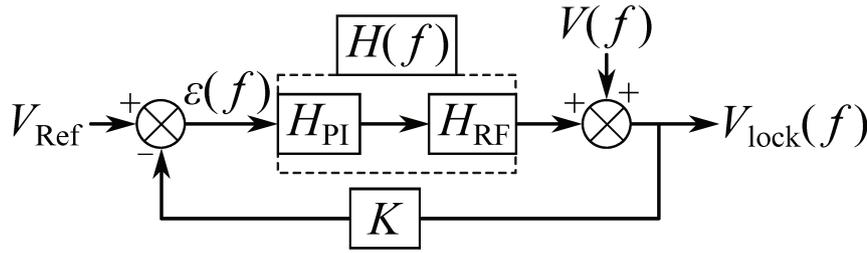


FIGURE 2.5 – Schéma bloc du système de stabilisation de la puissance optique. La correction  $H\varepsilon$  est appliquée dans le domaine optique avec le MAO.

Comme le bruit d'intensité du laser et celui de la tension de référence sont indépendants, on en déduit que le RIN du laser quand la boucle est fermée,  $\text{RIN}^{\text{lock}}$ , s'exprime :

$$\text{RIN}^{\text{lock}}(f) = \left| \frac{1}{1 + H(f)} \right|^2 \text{RIN}(f) + \left| \frac{H(f)}{1 + H(f)} \right|^2 \text{RIN}_{\text{Ref}}(f), \quad (2.5)$$

où  $\text{RIN}_{\text{Ref}}$  est le bruit d'intensité relatif de la tension de référence. Pour des fréquences bien en dessous de la fréquence de coupure du système, le gain du filtre  $H(f)$  est très grand. Ainsi, le second terme de l'équation 2.5 est dominant : le bruit du laser tend vers le bruit de la tension de référence. A l'inverse, bien au-delà de la bande passante de la boucle, le gain est très faible et c'est le premier terme qui devient dominant : les fluctuations d'intensité du laser ne sont plus corrigées et sont donc limitées aux fluctuations du laser libre.

1. Cette équation est plus généralement exprimée en fonction du photo-courant mais nous préférons utiliser ici la tension générée par la photodiode, qui lui est directement proportionnelle par le gain transimpédance.

### Mesures des bruits d'intensité sur le montage compact

La puissance laser est collectée avec des photodiodes dont le détecteur en silicium a une réponse de 0.5 A/W à 852 nm. Une tension proportionnelle à la puissance incidente est générée avec un circuit transimpédance intégré à la photodiode. La bande passante de la photodiode est supérieure à 1 MHz. La mesure de la DSP du bruit de la tension générée par la photodiode est réalisée à l'analyseur de signal à transformée de Fourier (*Fast Fourier Transform*, ou FFT). Cette mesure intègre le bruit de grenaille ainsi que la forme de la fonction de transfert de la photodiode. Le bruit de grenaille relatif (*Relative Shot Noise*, ou RSN) s'écrit :

$$\text{RSN}(f) = \frac{2e}{\langle I_{\text{ph}} \rangle} = \frac{2eG_{\text{ph}}}{\langle V \rangle}, \quad (2.6)$$

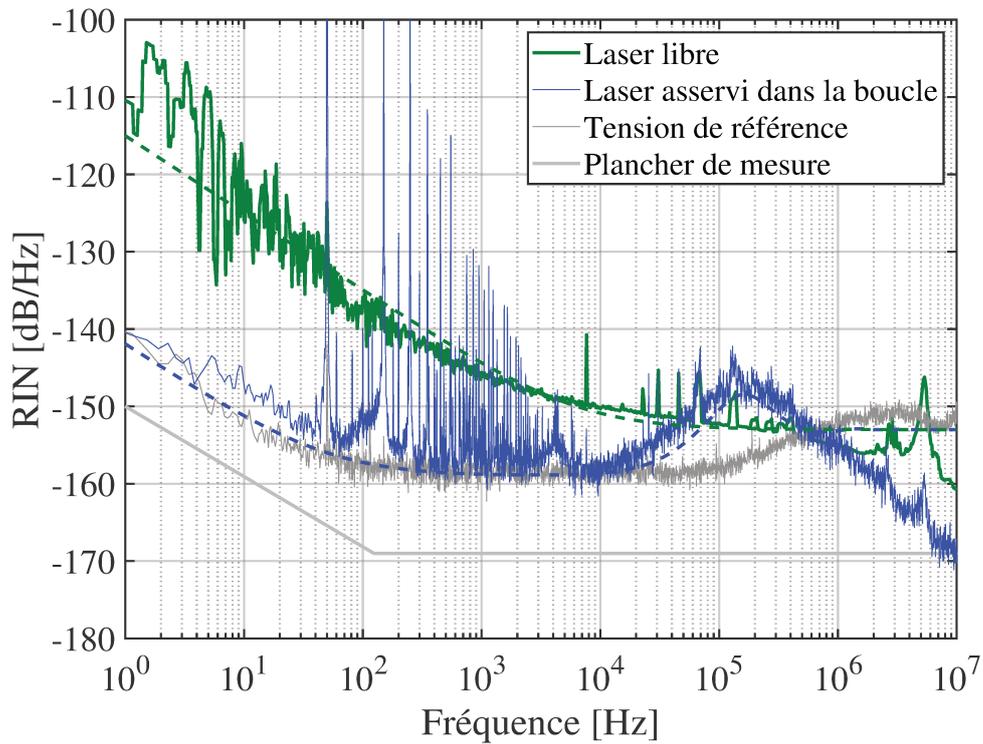
où  $\langle I_{\text{ph}} \rangle$  est la valeur moyenne du photo-courant généré par la photodiode de gain transimpédance  $G_{\text{ph}}$ . Pour les valeurs de photo-courant que nous traitons, nous considérons le RSN négligeable (i.e. inférieur à -160 dB/Hz) par rapport aux fluctuations d'intensité du laser. Le bruit de l'amplificateur de l'analyseur FFT est soustrait par calibration. Finalement nous présentons la mesure du RIN du laser en normalisant la DSP obtenue par le carré de la valeur moyenne de la tension générée, comme exprimé à l'équation 2.4.

Le laser DFB utilisé pour la caractérisation présente un bruit d'intensité inversement proportionnel à  $f$  (aussi appelé bruit de scintillation ou bruit *flicker*) jusqu'à 10 kHz avant d'atteindre un plancher de bruit à -152 dB/Hz (voir figure 2.6a). L'alimentation de courant du laser (LaserLabs) a un bruit d'intensité relatif inférieur à -140 dB/Hz et est filtrée pour limiter la présence de pics de bruit parasites.

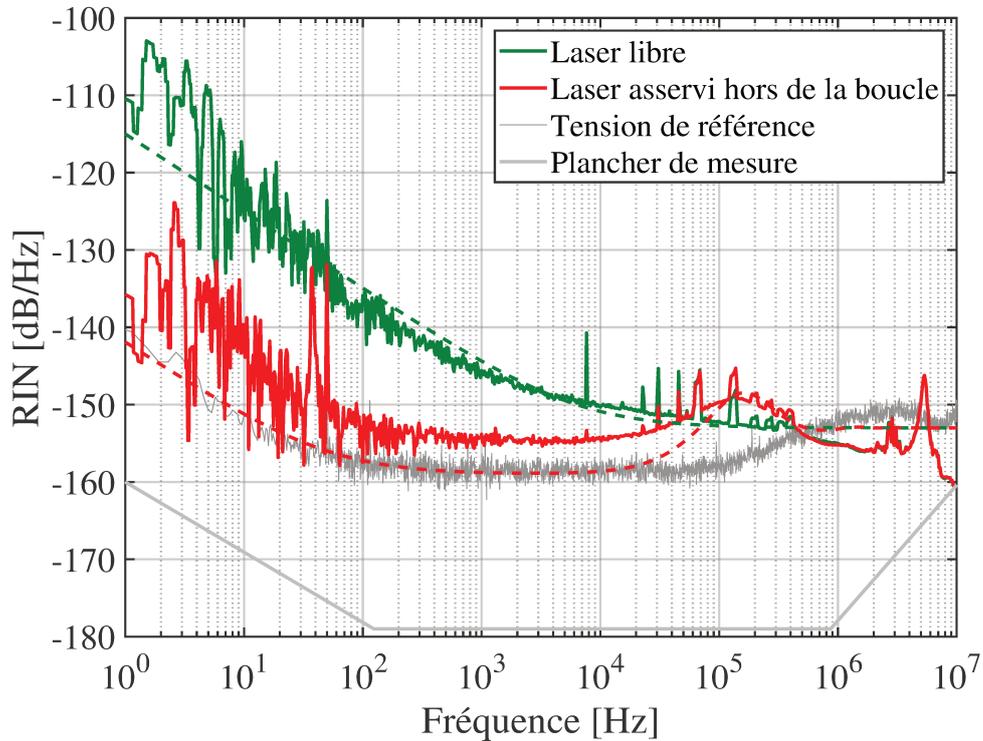
Comme prévu par le modèle, quand la stabilisation de la puissance optique est opérationnelle, on mesure dans la boucle une forte réduction du RIN jusqu'au niveau du bruit de la tension de référence normalisée à -158 dB/Hz. Au-delà de 15 kHz, le gain de la boucle n'est plus suffisant pour corriger les fluctuations et le RIN remonte. Un excès de bruit de 5 dB apparaît à 150 kHz. A partir de 500 kHz, le RIN du laser asservi est équivalent au RIN du laser libre. Enfin, l'amplitude du bruit de tension mesurée chute rapidement au-delà de la bande passante de la photodiode amplifiée (à environ 1 MHz). Les pics de bruit entre 50 Hz et 10 kHz apparaissent avec l'utilisation d'une dérivation sur le signal d'asservissement nécessaire pour faire la mesure de la PSD.

Hors de la boucle, le RIN est similaire à celui mesuré dans la boucle à 4 dB près, atteignant un plancher de bruit à -154 dB/Hz entre 100 Hz et 20 kHz (voir figure 2.6b). Ces différences peuvent s'expliquer par des bruits additionnels (bruit de grenaille et bruit thermique en particulier) dans la boucle qui se reporteraient hors de la boucle et limiteraient la réduction du bruit possible [Tricot *et al.*, 2018b].

Le RIN est finalement mesuré en sortie du MAO de mise en forme en fin de montage, sur l'ordre diffracté -1, pour être représentatif du bruit vu par les atomes du résonateur (voir figure 2.7). La puissance RF qui alimente le modulateur n'est pas stabilisée et ses fluctuations se traduisent en un bruit additif aux basses fréquences. En fonctionnement libre, le RIN du laser est dégradé par l'interaction acousto-optique pour des fréquences de



(a)



(b)

FIGURE 2.6 – Bruit d'intensité relatif du laser en fonctionnement libre (en vert) et asservi mesuré (a) dans la boucle (en bleu) et (b) hors de la boucle d'asservissement (en rouge). Les mesures sont en trait plein, les résultats théoriques en pointillés. Le bruit d'intensité est fortement réduit sur la bande passante de l'asservissement, jusqu'à 100 kHz. Le bruit de la tension de référence utilisée pour l'asservissement est donné en gris foncé et le plancher de mesure en gris clair.

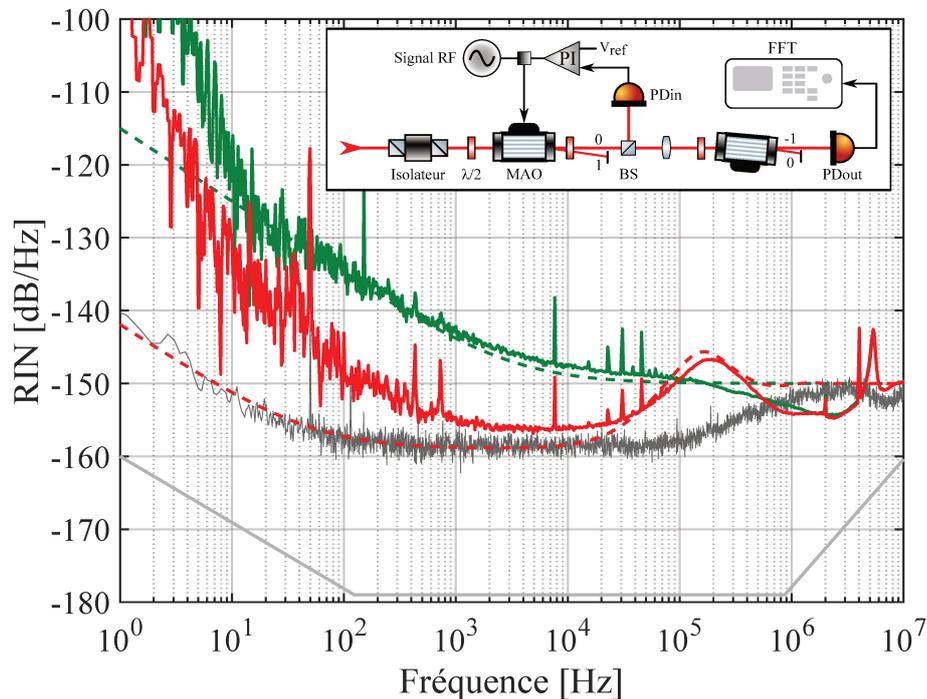


FIGURE 2.7 – Bruit d’intensité relatif du laser en fonctionnement libre (en vert) et asservi mesuré en sortie du banc miniature (en rouge). Le RIN est dégradé par le MAO aux basses fréquences. Les mesures sont en trait plein, les résultats théoriques en pointillés. Le bruit de la tension de référence utilisée pour l’asservissement est donné en gris foncé et le plancher de mesure en gris clair. Le montage est représenté dans l’encart.

Fourier inférieures à 10 Hz. Quand la boucle d’asservissement est fermée, la dégradation due au MAO de mise en forme est visible jusqu’à 500 Hz.

Les résultats des réductions de bruit sont comparables au montage de laboratoire et valident les choix de conception du banc miniature.

### 2.3.3 Contribution du bruit d’intensité à la stabilité de fréquence

Les fluctuations d’intensité du laser se reportent sur le bruit du signal atomique généré par la photodiode en sortie du résonateur. Ces fluctuations sont interprétées et corrigées à tort par la boucle d’asservissement de l’horloge et sont de cette manière converties en bruit de fréquence.

En fonctionnement impulsionnel, la mesure du signal atomique est moyennée pendant un temps  $\tau_m$  à chaque cycle (de temps  $T_c$ ). Cela revient à convoluer une fonction porte de durée  $\tau_m$  au signal temporel, ou à y multiplier un sinus cardinal dans le domaine fréquentiel. De plus, pour générer le signal d’erreur de l’asservissement de la fréquence d’horloge, on calcule la différence entre deux mesures effectuées, alternativement à chaque cycle, de part et d’autre à mi-hauteur du pic CPT, comme présenté à la partie 1.3.3. Statistiquement, il a été montré que cela se traduit par la pondération du bruit d’intensité par un

terme cosinus de la forme  $2[1 - \cos(2\pi f T_c)]$  [Duchayne, 2008].

Avec ces considérations, on peut écrire la variance du signal d'erreur de l'horloge due au RIN du laser interagissant avec les atomes  $\sigma_{\text{RIN}}^2$  comme :

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{RIN}}^2 &= 2 \int_0^\infty \text{sinc}^2(\pi \tau_m f) [1 - \cos(2\pi f T_c)] \text{RIN}(f) df \\ &= 2 \int_0^\infty H_{\text{RIN}}^2(T_c, \tau_m) \text{RIN}(f) df.\end{aligned}\quad (2.7)$$

La fonction  $H_{\text{RIN}}(f)$  représente la fonction de transfert qui pondère la contribution du bruit d'intensité à la stabilité de fréquence de l'horloge (voir figure 2.8). Cette fonction se comporte comme un filtre passe bande dont les fréquences de coupure basse et haute sont données respectivement par les termes  $\cos(2\pi f T_c)$  et  $\text{sinc}^2(\pi \tau_m f)$ . Avec les paramètres de séquence d'interrogation atomique choisis, l'horloge est particulièrement sensible au bruit d'intensité sur la plage de fréquence entre 40 Hz et 20 kHz. En dehors de ces fréquences, la fonction  $H_{\text{RIN}}^2(f)$  suit une asymptote de 20 dB/décade. Des effondrements périodiques apparaissent aux harmoniques des fréquences  $1/T_c$  et  $1/\tau_m$ .

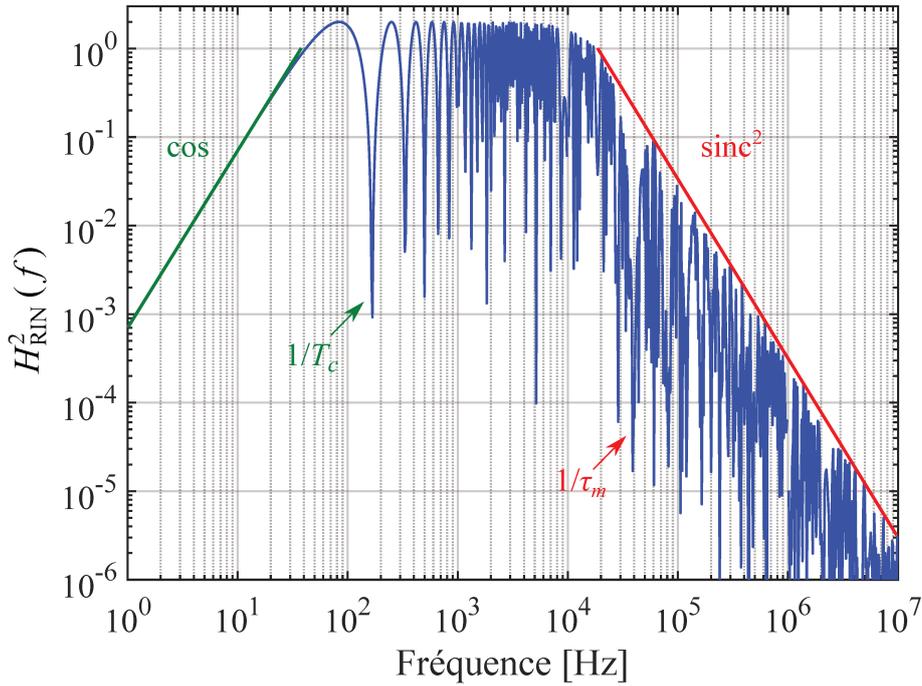


FIGURE 2.8 – Fonction de transfert du bruit d'intensité  $H_{\text{RIN}}^2$  pour une séquence d'interrogation pulsée. Les évolutions dues aux facteurs  $\cos(2\pi f T_c)$  et  $\text{sinc}^2(\pi \tau_m f)$  sont représentées en vert et en rouge respectivement. Les effondrements au-delà de 100 Hz correspondent aux harmoniques des fréquences  $1/T_c = 167$  Hz et  $1/\tau_m = 40$  kHz.

En intégrant les caractéristiques de la réponse atomique, la référence [Tricot, 2018] a montré que la contribution du bruit d'intensité à la stabilité de fréquence de l'horloge

$\sigma_{y, \text{RIN}}$  s'écrit finalement :

$$\sigma_{y, \text{RIN}}(\tau) = \frac{2 \Delta\nu}{\pi \nu_0} \frac{\sigma_{\text{RIN}}}{C_{\text{CPT}}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (2.8)$$

où  $C_{\text{CPT}}$ , le contraste du pic CPT, a été estimé dans [Lutwak *et al.*, 2003] puis mesuré dans [Dumont, 2016] pour la raie D<sub>2</sub> du césium à 4 %.

La contribution  $\sigma_{y, \text{RIN}}(\tau = 1 \text{ s})$  est calculée à partir des spectres de RIN présentés précédemment et est donnée en figure 2.9. La légère différence entre les contributions dans la boucle et hors de la boucle est due aux 4 dB supplémentaires du plancher de RIN hors de la boucle. La dégradation aux fréquences inférieures à 500 Hz induite par le passage par le MAO de mise en forme est filtrée par la fonction  $H_{\text{RIN}}(f)$  et impacte très peu la valeur finale de  $\sigma_{y, \text{RIN}}$ .

Il a été vérifié que les fluctuations d'intensité relatives du laser après avoir traversé la cellule atomique restent pratiquement inchangées, à 7 % près [Kozlova, 2012, Tricot, 2018]. Le RIN mesuré juste avant le résonateur est donc représentatif du bruit qui sera reporté sur le signal atomique. Ainsi, la contribution du bruit d'intensité du laser à la stabilité de fréquence de l'horloge est estimée à  $7 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Cette contribution, non négligeable, reste très faible par rapport aux objectifs de stabilité de l'horloge compacte. Pour comparaison, la contribution en fonctionnement libre serait deux fois plus importante et commencerait à être significative pour les niveaux de stabilité visés.

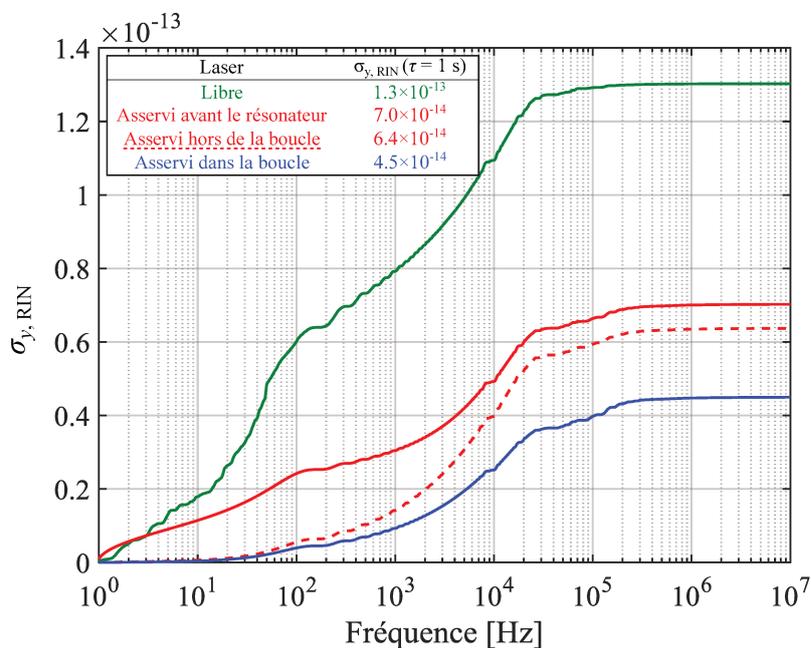


FIGURE 2.9 – Contribution du bruit d'intensité du laser à la stabilité de fréquence relative de l'horloge à 1 s en fonction de la fréquence d'intégration. En particulier, la courbe en trait plein rouge représente la contribution du faisceau avant le résonateur atomique. L'encart donne la valeur de  $\sigma_{y, \text{RIN}}$  à 1 s obtenue en intégrant jusqu'à 10 MHz. Les pics de bruits parasites sont supprimés pour permettre une comparaison plus fidèle.

Maintenant que nous avons caractérisé la réduction des bruits d'intensité, nous décrivons la stabilisation de la puissance sur des échelles de temps plus longues.

### 2.3.4 Stabilité de la puissance à moyen-long terme

#### Mesure de stabilité de puissance

Pour mesurer les fluctuations de puissance optique du laser sur les temps plus longs (i.e. supérieurs à la seconde), nous remplaçons l'analyseur de signal FFT par une centrale d'acquisition qui enregistre les tensions générées par les photodiodes dans et hors de la boucle d'asservissement toutes les secondes. De façon analogue à l'équation 1.10, nous définissons la stabilité de la puissance optique exprimée en écart-type d'Allan,  $\sigma_P(\tau)$ . Les résultats sont normalisés par les valeurs moyennes des tensions générées pour comparer plus pertinemment les mesures (voir figure 2.10).

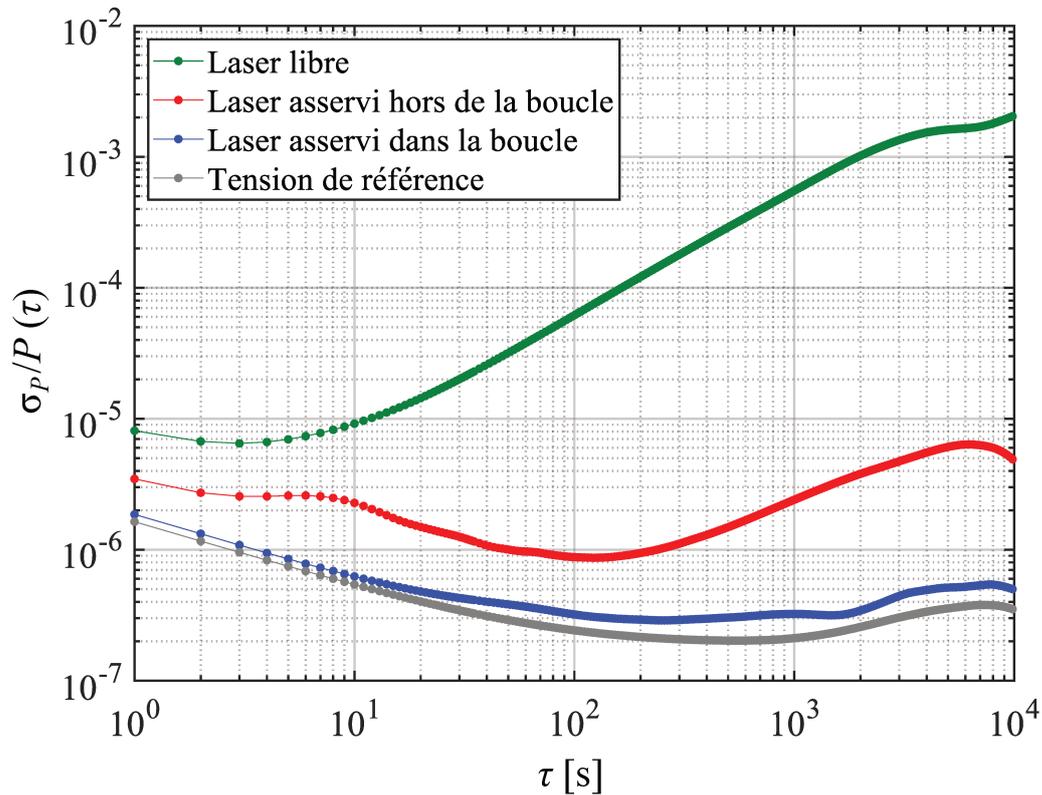


FIGURE 2.10 – Stabilités relatives de la puissance optique en fonctionnement libre (en vert) et asservi, mesurées dans et hors de la boucle d'asservissement (en bleu et en rouge respectivement). La stabilité de la tension de référence est donnée en gris.

Les plus petites fluctuations de puissances mesurables doivent être supérieures à la résolution,  $r_m$ , du convertisseur analogique-numérique de l'appareil d'acquisition (mesurée à 11  $\mu\text{V}$  sur ce calibre, ce qui correspond à des fluctuations de 1.5 nW). Cette quantification se traduit par un bruit blanc de tension limitant la mesure de la stabilité, en particulier pour

des temps d'intégration courts. Ce bruit blanc dépend du calibre de mesure de la centrale d'acquisition. Nous l'avons déterminé en mesurant la stabilité d'un simple court-circuit, il vaut dans notre cas  $8 \times 10^{-6} \tau^{-1/2}$ .

Des mesures de température sont effectuées en plusieurs points du montage, simultanément aux mesures de puissance. Les stabilités des températures sont elles aussi présentées en écart-type d'Allan,  $\sigma_T(\tau)$ .

### Stabilité dans la boucle d'asservissement

Dans la boucle d'asservissement, la stabilité suit une pente inversement proportionnelle à  $\sqrt{\tau}$ , caractéristique d'un bruit blanc, jusqu'à quelques dizaines de secondes. Le coefficient de la pente est égal au bruit blanc de l'appareil d'acquisition normalisé par la valeur moyenne de la tension générée par la photodiode dans la boucle. Sur cette plage de temps, les fluctuations de puissance sont trop faibles pour être mesurées par l'appareil d'acquisition.

A 100 s, la stabilité relative de puissance atteint un plancher à  $3 \times 10^{-7}$  et y reste jusqu'à 2000 s. Au-delà, une faible dérive apparaît, remontant la stabilité à  $5 \times 10^{-7}$  pour un temps d'intégration de 10 000 s. La mesure de la stabilité de la tension de référence présente de fortes similarités. L'asservissement réalise bien sa fonction en transférant la stabilité de la tension de référence à la puissance optique.

La tension de référence est particulièrement stable mais présente une sensibilité aux fluctuations de température des composants électroniques. Nous relevons ainsi une forte corrélation entre les fluctuations de puissance dans la boucle et la température du circuit électronique (voir figure 2.11). La stabilité de la puissance dans la boucle d'asservissement est ainsi limitée sur les temps longs par la stabilité en température du circuit électronique, et ce malgré les précautions prises dans le choix des composants électroniques. Ces niveaux de stabilité sont cependant tout à fait comparables aux travaux de thèse précédents [Tricot, 2018].

### Stabilité hors de la boucle d'asservissement

Hors de la boucle d'asservissement, la stabilité décroît jusqu'à passer par un minimum à  $8 \times 10^{-7}$  à 100 s. Une dérive apparaît au-delà de 200 s et la stabilité atteint finalement  $5 \times 10^{-6}$  à 10 000 s, un ordre de grandeur au-dessus de la stabilité mesurée dans la boucle. Les mesures étant réalisées juste après le cube de séparation, nous avons déterminé les origines des instabilités de puissance observées hors de la boucle.

Nous relevons en particulier une corrélation importante entre les fluctuations de puissance mesurées et la température du montage (voir figure 2.12a). Les composants optiques sont isolés des fluctuations de température du laboratoire par une enceinte (cinq parois en aluminium) qui protège le montage. L'effet de cette isolation s'observe principalement sur les temps courts, où les instabilités thermiques dans l'enceinte sont réduites d'un ordre de grandeur par rapport à celle du laboratoire (voir figure 2.12b). L'excès d'instabilité de

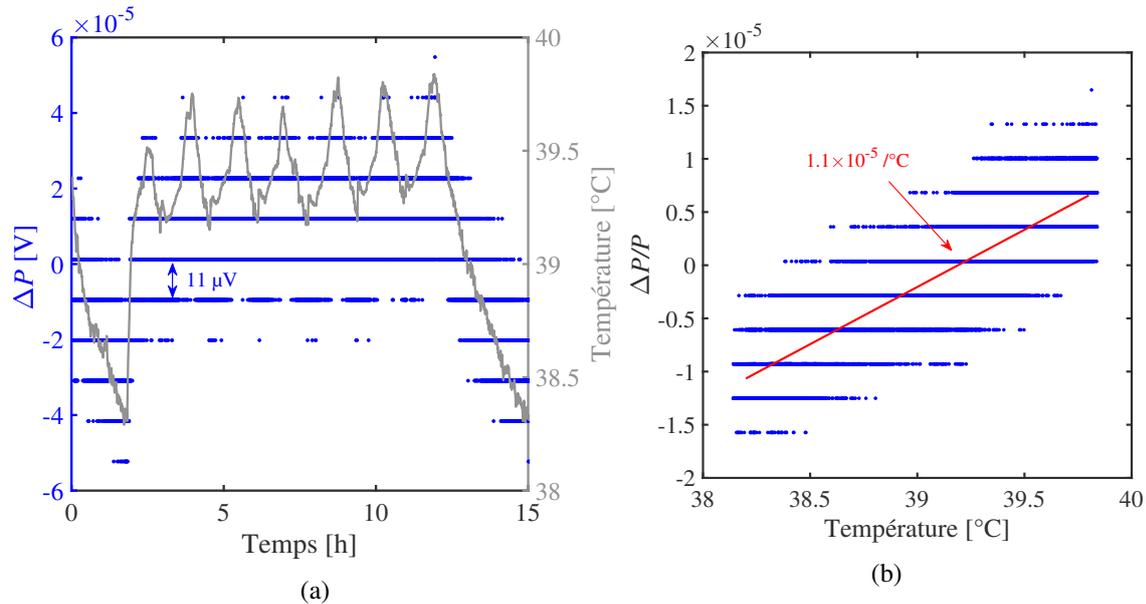


FIGURE 2.11 – (a) Mesures des fluctuations de puissance dans la boucle de stabilisation (en bleu) et de la température du circuit électronique d’asservissement (en gris). La résolution de la mesure est de  $11 \mu\text{V}$ . (b) Evolution des fluctuations relatives de puissance dans la boucle en fonction de la température du circuit électronique. L’ajustement linéaire présenté en rouge donne un coefficient de sensibilité de  $1.1 \times 10^{-5} / ^{\circ}\text{C}$ .

puissance autour de 10 s semble de plus reproduire le motif des instabilités de température du montage.

En théorie, les fluctuations de puissance hors de la boucle sont à l’image de celles dans la boucle. Une vérification a été effectuée sur les temps courts avec les mesures de RIN. Cependant, il a été montré au SYRTE que les coefficients de transmission et de réflexion du cube séparateur sont sensibles aux fluctuations de température [Tricot *et al.*, 2018b]. En particulier, les variations de température du traitement anti-reflet des faces changent le rapport entre la puissance transmise et celle réfléchi par le cube séparateur avec une sensibilité de  $1.5 \times 10^{-3} / ^{\circ}\text{C}$ . Remplacer le cube par une simple lame de verre réduirait la sensibilité aux instabilités thermiques à des niveaux négligeables. Nous avons réalisé cet essai sur un montage annexe. La figure 2.13 présente les relevés effectués. Avec une lame de verre, la sensibilité thermique s’avère alors indiscernable. En effet, nous mettons en évidence la sensibilité du composant encore plus forte aux variations d’humidité.

Les coefficients de réflexion et de transmission des éléments optiques dépendent aussi de la polarisation du faisceau incident. Du fait de la forte biréfringence du  $\text{TeO}_2$ , si la polarisation du laser incident n’est pas parfaitement orientée sur les axes optiques du cristal du MAO, la polarisation en sortie sera légèrement elliptique. Le cube séparateur convertira alors les variations de biréfringence du MAO, principalement induites par les fluctuations thermiques du cristal, en variations de puissance optique inégalement réparties sur les faisceaux dans et hors de la boucle. Pour limiter cet effet, la température du cristal acousto-optique est asservie. Une thermistance est disposée sur le cristal et un contrô-

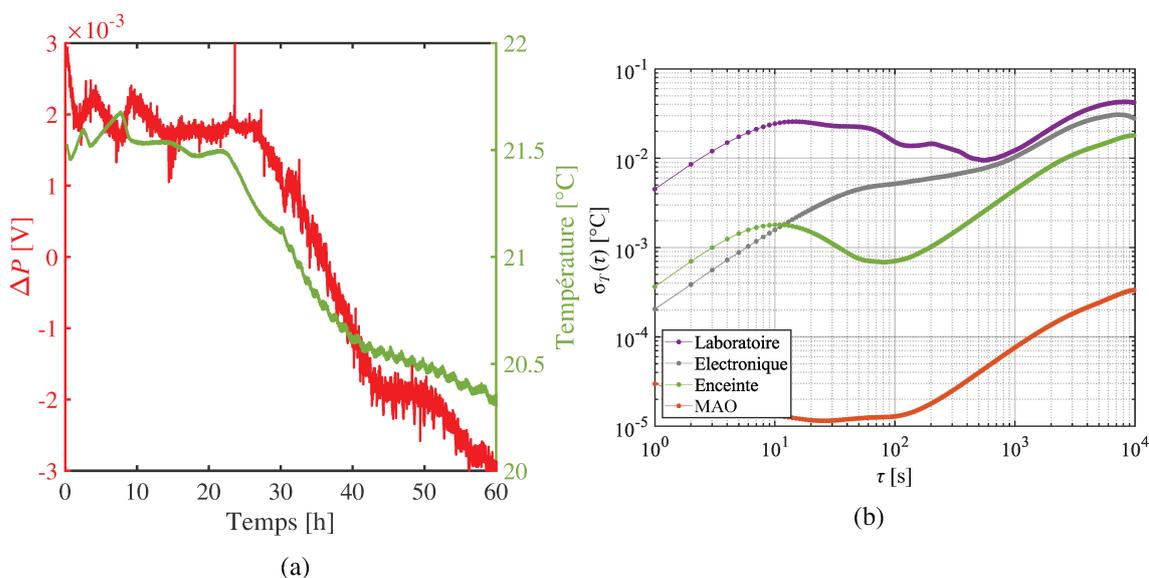


FIGURE 2.12 – (a) Mesure des fluctuations de puissance hors de la boucle (en rouge) et de la température dans l'enceinte du montage (en vert). (b) Stabilités des températures mesurées en plusieurs points du montage : dans le laboratoire (en violet), au niveau du circuit électronique (en gris), dans l'enceinte du montage (en vert) et sur le cristal acousto-optique asservi en température (en orange).

leur PID stabilise sa température à un point de sensibilité minimale (estimée inférieure à  $2 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$  à  $24.55^{\circ}\text{C}$ ). Les variations de température du cristal mesurées restent dans ce cas inférieures au mK sur une journée (voir figure 2.12b). La contribution du MAO aux instabilités de puissance devient alors négligeable de l'ordre de quelques  $10^{-7}$ .

D'un point de vue électrique, les tensions générées par les photodiodes ont une sensibilité aux variations de température d'environ  $2 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$  [Tricot *et al.*, 2018b]. En considérant des amplitudes de variations de température mesurée, la contribution aux instabilités de puissance est quatre fois plus faibles que l'instabilité induite par la sensibilité thermique du cube séparateur.

Les coefficients de sensibilité thermique et les contributions de chaque composant aux instabilités de puissance pour des fluctuations de températures typiques sont résumés dans le tableau 2.2. Ces dérives sont significatives au-delà de 100 s. Sur les temps longs, la puissance hors de la boucle n'est donc plus une image de la puissance dans la boucle, ce qui explique les différences de stabilité mesurées.

### Estimation de l'impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge

L'interaction avec les photons perturbe les niveaux d'énergie des états atomiques. La fréquence de résonance subit un décalage, on parle de déplacement lumineux, ou d'effet Stark alternatif [Autler et Townes, 1955, Arditi et Carver, 1961]. Ainsi les variations de la puissance optique du laser entraînent des fluctuations de la fréquence d'horloge qui seront

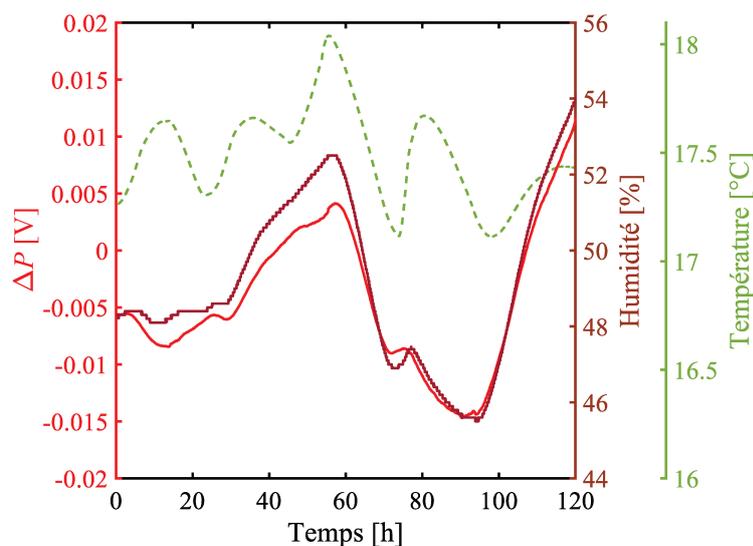


FIGURE 2.13 – Mesure des fluctuations de puissance hors de la boucle (en rouge), de l’humidité relative et de la température dans l’enceinte du montage annexe (en bordeaux et en vert respectivement). La séparation de puissance est réalisée avec une lame de verre sans traitement optique.

Composant	Sensibilité [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$\sigma_P/P(\tau = 10\,000\text{ s}) [\times 10^{-6}]$
MAO	$< 2 \times 10^{-4}$	$< 0.2$
Photodiode	$< 4 \times 10^{-4}$	$< 5$
Cube séparateur	$1.5 \times 10^{-3}$	20

TABLE 2.2 – Coefficients de sensibilité et contributions typiques aux instabilités de puissance à 10 000 s des composants optiques et électroniques du montage.

converties en instabilités de fréquence par la boucle d’asservissement.

Lors d’une interrogation pulsée, les atomes sont soumis moins longtemps à l’interaction avec le champ électromagnétique. Les horloges fonctionnant avec une interrogation Ramsey sont donc moins sensibles aux déplacements lumineux que les horloges à interrogation continue [Castagna *et al.*, 2009]. Dans les conditions usuelles de champ magnétique et de température, la sensibilité de l’écart entre les niveaux d’énergie des états atomiques est d’environ  $10\text{ Hz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$ , soit environ  $10^{-9}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$  traduit en instabilité de fréquence relative [Tricot, 2018].

Pour un faisceau laser d’intensité typique  $1\text{ mW}/\text{cm}^2$ , on estime ici la contribution aux instabilités de fréquence de l’horloge en considérant les fluctuations de puissance mesurées précédemment (voir figure 2.14). En fonctionnement libre, la stabilité de l’horloge serait vite limitée pour des temps d’intégration supérieurs à 90 s. La stabilisation de puissance permet donc de repousser drastiquement cette limite. Comparée aux objectifs de stabilité de l’horloge, la contribution des effets de déplacement lumineux ne devient significative qu’au-delà de 1000 s. Malgré tout, à partir de quelques milliers de secondes, les fluctua-

tions de puissance peuvent devenir limitantes pour l'horloge, et ce d'autant plus que la température du montage est instable comme nous l'avons vu.

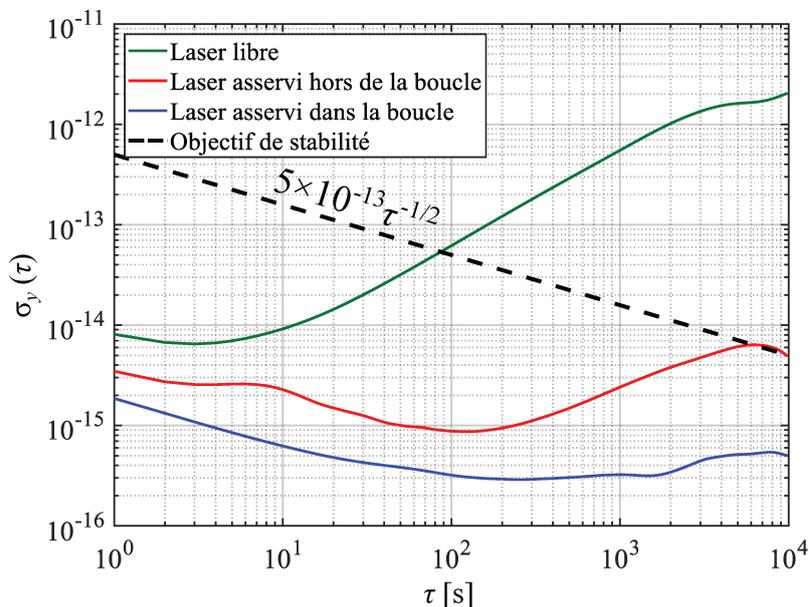


FIGURE 2.14 – Contribution du déplacement lumineux dû aux fluctuations de puissance optique à l’instabilité de fréquence de l’horloge. Les estimations sont données quand le laser est libre (en vert) et asservi, mesurées dans et hors de la boucle d’asservissement (en bleu et en rouge respectivement). L’objectif de stabilité d’horloge est rappelé par la pente en pointillés noirs.

A 10 000 s, il est très difficile de garantir une stabilité de puissance optique meilleure que  $1 \times 10^{-6}$  (soit environ  $1 \times 10^{-15}$  en stabilité de fréquence) avec ce montage dans son environnement non contrôlé en température. Sans précaution particulière pour limiter les effets de déplacements lumineux, une horloge CPT reposant sur une séquence Ramsey standard sera donc limitée sur les temps longs par la stabilité de la puissance optique.

Pour pallier à cet effet long terme, M. Abdel Hafiz *et al.* ont proposé une nouvelle séquences d’interrogation atomique nommée spectroscopie Ramsey auto-équilibrée (*Auto-balanced Ramsey* en anglais ou ABR) [Abdel Hafiz *et al.*, 2018b]. Le principe de cette séquence est d’alterner des temps Ramsey longs et courts afin de générer deux signaux d’erreur (voir figure 2.15). Le premier signal d’erreur permet, comme avec une interrogation Ramsey classique, de corriger la fréquence de l’oscillateur local. Le second signal d’erreur généré permet de compenser le biais de phase  $\varphi_c$  indésirable induit par l’interaction avec le champ électromagnétique.

Un avantage de cette méthode est qu’elle ne nécessite pas de modification du système physique de l’horloge. En effet, le simple ajout du circuit électronique de génération des signaux d’erreur ainsi que de la seconde boucle d’asservissement de l’oscillateur local suffisent pour la mettre en œuvre. L’utilisation d’une séquence ABR réduit d’un ordre de grandeur la sensibilité de la fréquence d’horloge aux fluctuations de puissance par rapport à l’interrogation Ramsey. Grâce à cette méthode, il est possible d’atteindre des niveaux

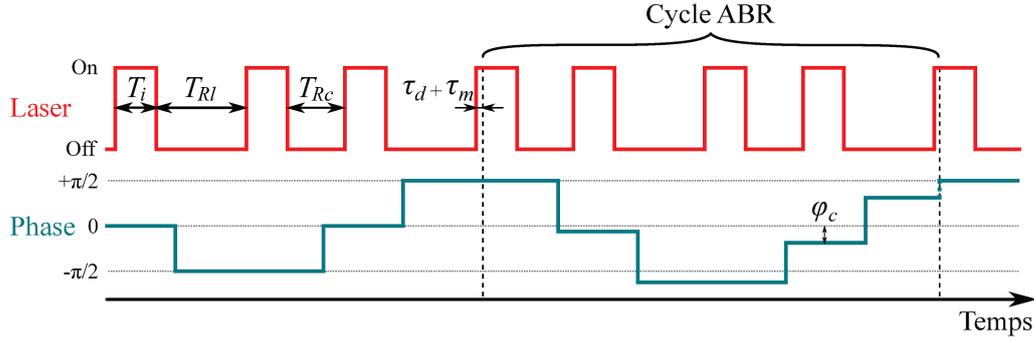


FIGURE 2.15 – Séquence d’interrogation de spectroscopie *Autobalanced Ramsey*. Les temps d’illumination des atomes  $T_i$  sont alternativement séparés par les temps de Ramsey longs  $T_{Rl}$  et courts  $T_{Rc}$ . Un cycle ABR complet est ainsi composé de quatre cycles  $T_i + T_R$ .

de stabilité à moyen terme inédits pour des horloges CPT de laboratoire.

Maintenant que nous avons complètement caractérisé le montage de stabilisation de puissance optique, nous allons étudier la troisième fonction du banc : l’asservissement de la fréquence optique du laser.

## 2.4 Asservissement de la fréquence optique

L’objectif de l’asservissement de la fréquence optique est double. D’une part, il permet de maintenir la fréquence laser à résonance avec une transition optique des atomes de césium de la cellule du résonateur. En effet, même si un léger désaccord optique  $\Delta$  n’empêche pas l’apparition du CPT, l’amplitude de la résonance  $A_{CPT}$  décroît avec  $\Delta$  d’après l’équation 1.22.

D’autre part, l’asservissement réduit grandement le bruit de fréquence du laser et assure la stabilité de la fréquence émise au cours du temps comme nous le verrons par la suite.

### 2.4.1 Montage d’asservissement de la fréquence optique

#### Spectroscopie par absorption saturée

L’élargissement inhomogène dû à l’effet Doppler dans une vapeur de césium ne permet pas de distinguer les différentes transitions optiques vers les états hyperfins de la raie  $D_2$ . La largeur à mi-hauteur de la gaussienne d’absorption associée  $\Delta\nu_D$  est définie par :

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{mc_0^2}}, \quad (2.9)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $m$  représente la masse d’un atome. Dans le cas du césium, la largeur est d’environ 400 MHz. Les états excités étant séparés de quelques cen-

taines de mégahertz, toutes les transitions d'un niveau fondamental vers ces états excités se confondent dans un unique puits Doppler.

Pour aller au-delà de cet effet, nous réalisons un montage de spectroscopie par absorption saturée (voir figure 2.16). La cellule de vapeur de césium pur est illuminée avec deux faisceaux se propageant en sens inverse. Un premier faisceau intense, appelé faisceau de pompe, va transférer les atomes d'une même classe de vitesse dans un état excité en saturant leur absorption. Un second faisceau, moins intense, appelé faisceau sonde, est détecté après passage par la cellule. Ainsi quand les deux faisceaux seront résonants avec la même classe de vitesse, les atomes de césium seront excités par la pompe et l'absorption de la sonde sera moins forte. En mesurant le spectre de transmission de la cellule, on voit alors apparaître des pics de transmission fins dans le puits Doppler.

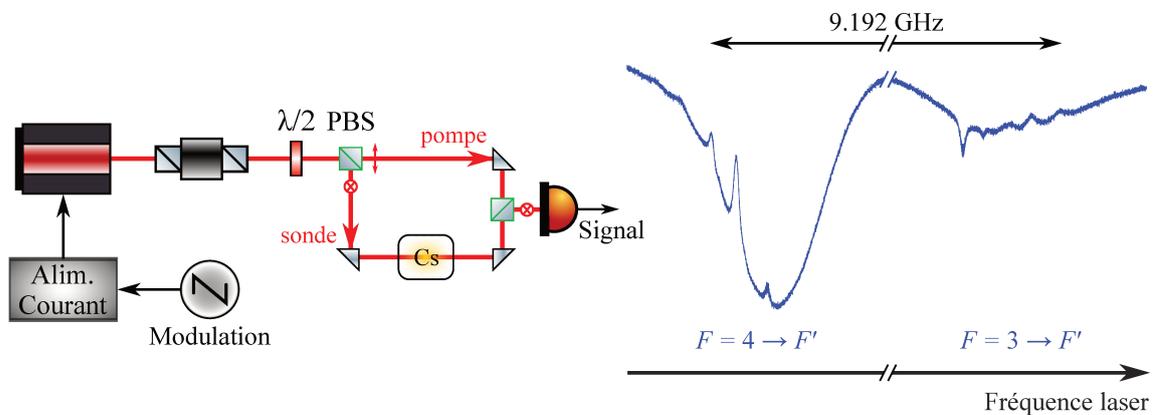


FIGURE 2.16 – Montage de spectroscopie par absorption saturée. Les deux faisceaux ont des polarisations orthogonales et suivent ainsi des chemins différents au passage des PBS. La fréquence émise par le laser est balayée avec l'entrée de modulation de l'alimentation en courant. Le signal généré par la photodiode présente les deux groupes de transitions de la raie  $D_2$  séparés de 9.192 GHz. Les pics saturés apparaissent dans les puits Doppler.

Quand les deux faisceaux sont résonants avec les atomes d'une même classe de vitesse, les pics résultants correspondent aux transitions entre un état fondamental et les états excités autorisés par la règle de sélection  $\Delta F = -1, 0$  et  $+1$ . Avec le décalage Doppler, il est aussi possible que les faisceaux excitent simultanément deux transitions vers des niveaux hyperfins différents, dans ce cas on observe l'apparition de pics dits de croisement, ou *crossover* [de Carlos López et López Romero, 2004]. Il existe un pic de croisement par couple d'états excités possibles (soit trois dans notre cas) et ceux-ci apparaissent à mi-chemin entre les pics des transitions naturelles. La probabilité de transition vers chacun des états étant différente, les pics ne sont pas répartis régulièrement dans le puits Doppler. En s'affranchissant de l'élargissement dû à l'effet Doppler, la spectroscopie par absorption saturée réduit les pics de transmission au profil lorentzien :

$$L(\nu) = \frac{\Gamma_{\text{abs}}/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma_{\text{abs}}/4\pi)^2} \quad (2.10)$$

La largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_{\text{abs}} = \Gamma_{\text{abs}}/2\pi$  proche de la largeur naturelle  $\Delta\nu_{\text{nat}} = \Gamma/2\pi$  (soit environ 5.2 MHz pour la raie D<sub>2</sub> du césium [Steck, 2003]), élargie simplement par des effets collisionnels et de saturation. A température ambiante, avec une faible pression atomique et des puissances optiques typiques, les pics restent un à deux ordres de grandeur plus fins que le puits Doppler [Demtröder, 2010].

Deux groupes de transitions séparés de l'écart hyperfin de 9.192 GHz sont observables : de l'état fondamental  $F = 3$  vers les états excités  $F' = 2, 3$  et 4 et de l'état  $F = 4$  vers les états excités  $F' = 3, 4$  et 5. Nous choisissons d'asservir la fréquence de notre laser sur le pic le plus ample, à savoir le pic de croisement entre les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  et  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ , noté  $F' = (4, 5)$  par la suite.

### Technique de transfert de modulation

Pour générer le signal d'erreur pour la correction de la fréquence émise par le laser, nous utilisons une méthode de transfert de modulation [McCarron *et al.*, 2008]. On s'affranchit ainsi de la modulation du courant d'alimentation du laser qui, en plus de moduler la fréquence d'émission, a pour effet de moduler l'intensité optique dans un laser à semi-conducteur.

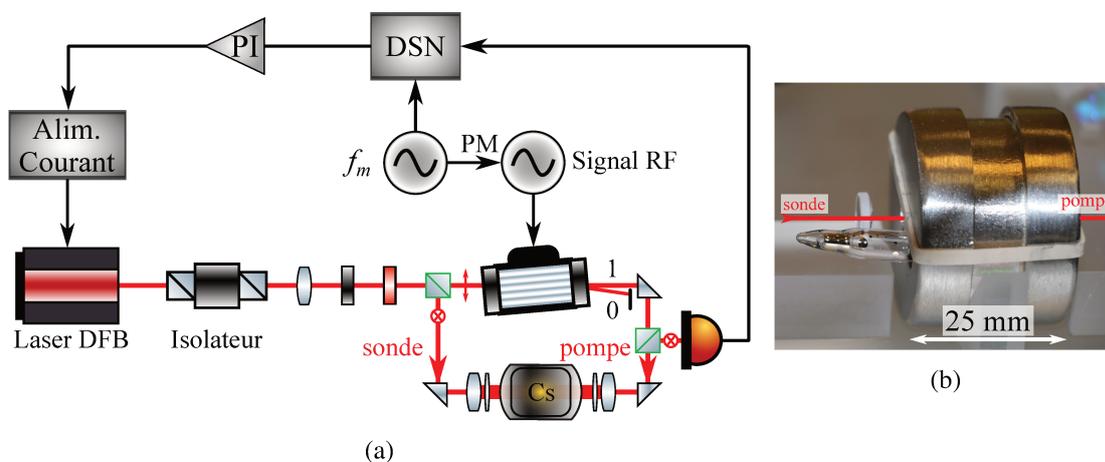


FIGURE 2.17 – (a) Montage d'asservissement de la fréquence optique par transfert de modulation. La modulation de phase (PM) à  $f_m = 600$  kHz appliquée au signal RF du MAO se reporte sur le signal de la photodiode. (b) Photographie de la cellule de césium pur utilisée pour la spectroscopie par absorption saturée entourée du blindage magnétique.

Pour ce faire, un MAO (AA Opto-Electronic MT70-A1-IR) est intégré sur la voie du faisceau de pompe. Une modulation de la phase du signal RF alimentant le MAO est appliquée et transférée à la fréquence du laser dans l'ordre 1. La fréquence de modulation  $f_m$  sera ajustée pour maximiser l'amplitude du signal d'erreur. La profondeur de modulation de phase est de  $2\pi$ . Par passage dans la cellule de césium, le faisceau de sonde à résonance (et uniquement à résonance) est ainsi modulé [Snyder *et al.*, 1980], il en est donc de même pour la tension générée par la photodiode (voir figure 2.17a). Ce signal est

démodulé par une détection synchrone numérique (DSN) et un signal d'erreur est généré (voir figure 2.18). Un circuit proportionnel-intégrateur émet le signal de correction qui est appliqué à l'entrée de modulation de l'alimentation de courant du laser, corrigeant ainsi la fréquence d'émission. Cette méthode peut être adaptée pour réaliser des références de fréquence optique comme présenté par exemple dans [Arie et Byer, 1993].

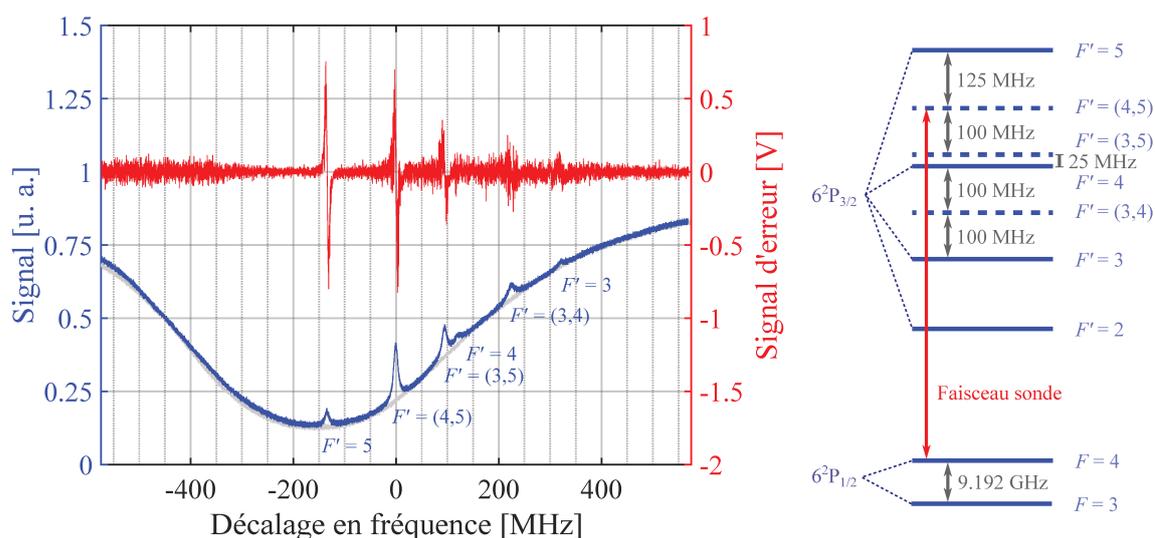


FIGURE 2.18 – Spectre d'absorption saturée des transitions entre l'état  $F = 4$  et les états excités de la raie  $D_2$   $F' = 3, 4$  et  $5$  (en bleu) et signaux d'erreur obtenus par détection synchrone (en rouge). Pour comparaison, la courbe grise donne l'absorption de la cellule sans faisceau pompe. Les pics de croisement entre les états  $i$  et  $j$  sont notés  $F' = (i, j)$ . La puissance du faisceau sonde est de  $45 \mu\text{W}$ , celle du faisceau pompe est de  $90 \mu\text{W}$ . Les paramètres de modulation sont  $f_m = 600 \text{ kHz}$  et une profondeur PM de  $2\pi$ .

Notons que les travaux sur la raie  $D_1$  du césium proposent de réaliser une spectroscopie bifréquence afin de profiter d'un effet d'amplification des pics saturés [Abdel Hafiz *et al.*, 2016, Yun *et al.*, 2017]. Du fait des nombreux états hyperfins et de leur proximité, ce type de spectroscopie s'avère plus complexe sur la raie  $D_2$ . L'annexe B présente nos premières observations avec la source DFB modulée.

La cellule de vapeur est fabriquée au SYRTE. Elle est protégée par un blindage en mu-métal (voir figure 2.17b). Ce blindage limite les décalages de fréquence dus aux champs magnétiques environnants.

Deux systèmes optiques afocaux sont positionnés de part et d'autre de la cellule pour agrandir la taille des faisceaux. La densité de puissance est ainsi réduite et un volume plus important d'atomes est illuminé. Cela a pour effet d'augmenter l'absorption de la sonde et de diminuer le potentiel élargissement par saturation des pics de transmission (voir figure 2.19). Nous choisissons un compromis entre largeur à mi-hauteur et amplitude du pic de croisement  $F' = (4, 5)$  qui optimise le signal d'erreur avec des faisceaux de diamètre  $2 \text{ mm}$ . Les éléments optiques sont minutieusement alignés et collés pour maximiser l'amplitude et la symétrie des signaux d'erreur obtenus.

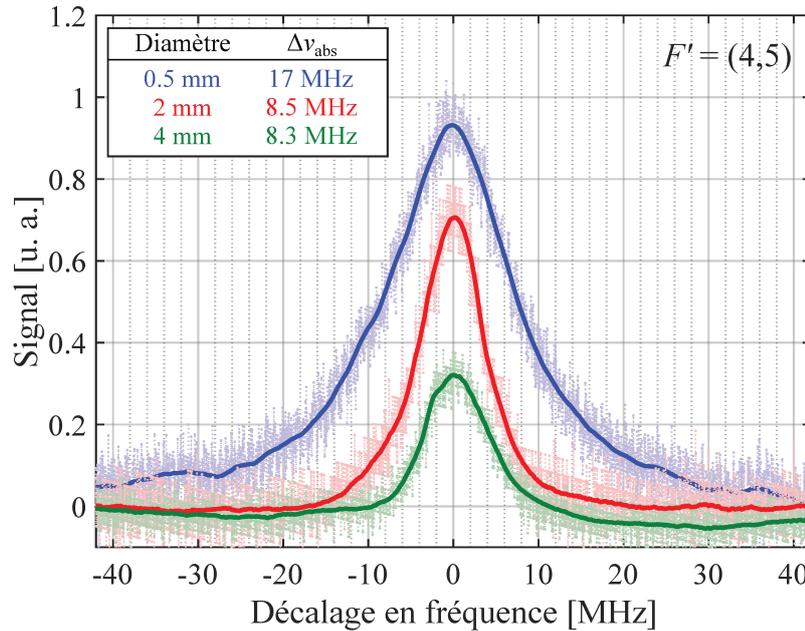


FIGURE 2.19 – Pic de croisement  $F' = (4,5)$  pour des faisceaux de différents diamètres au passage de la cellule. Le fond Doppler a été soustrait pour une meilleure comparaison. Les courbes en trait plein représentent les moyennes glissantes. L'encart donne la largeur à mi-hauteur de chaque pic. La puissance du faisceau sonde est de  $40 \mu\text{W}$ , celle du faisceau pompe est de  $50 \mu\text{W}$ .

### Translation de fréquence

Le pic d'absorption saturée utilisée pour l'asservissement et la résonance optique  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  des atomes de césium du résonateur atomique ne sont pas à des fréquences équivalentes. Premièrement, la cellule du résonateur atomique contient un mélange de césium et de gaz tampon (argon et diazote). L'ajout de ces gaz décale la résonance optique des atomes de césium vers le rouge de 158 MHz [Kozlova, 2012]. Deuxièmement, nous asservissons la fréquence du laser sur le pic de croisement  $F' = (4,5)$ , à mi-chemin entre les deux transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  et  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ , soit 125 MHz plus élevée que la transition visée (cf. figure 2.18). Troisièmement, le MAO sur la voie de pompe décale la fréquence du faisceau de  $f_{\text{MAO}}$ . Dans ces conditions, les résonances saturées se déplacent d'une quantité  $-f_{\text{MAO}}/2$ , le pic apparaît ainsi 35 MHz plus tôt dans le spectre.

En prenant en compte ces trois effets, la fréquence de résonance des atomes de césium du résonateur atomique,  $\nu_{\text{résonateur}}$ , est 248 MHz plus faible que la fréquence à laquelle le laser est asservi,  $\nu_l$  (voir figure 2.20). L'utilisation d'un second MAO (AA Opto-Electronic MT250-A1-IR), placé avant le résonateur, compense ce décalage en fréquence, en plus de permettre la mise en forme des impulsions lumineuses pour l'interrogation Ramsey.

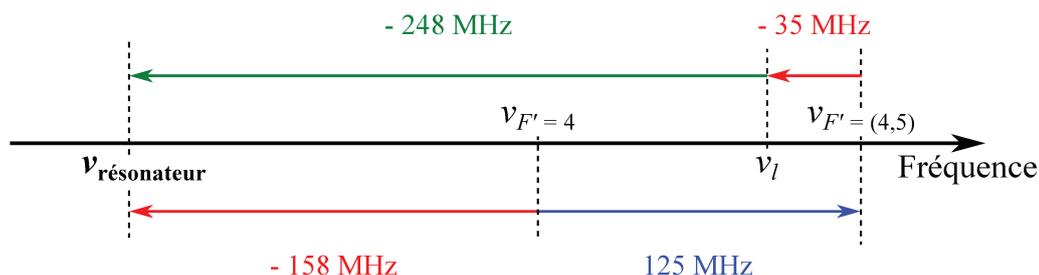


FIGURE 2.20 – Schéma de translation de fréquence sur le banc d’horloge compact. Le décalage fréquentiel de  $\nu_l$  par rapport à  $\nu_{\text{résonateur}}$  est compensé par l’utilisation d’un MAO avant le résonateur.

## 2.4.2 Réduction du bruit de fréquence

En mesurant la pente du signal d’erreur à résonance, appelée le discriminateur de fréquence  $\Delta_f$ , on peut convertir la DSP du bruit de tension du signal,  $S_V(f)$ , en DSP de bruit de fréquence optique du laser,  $S_\nu(f)$ , en suivant la formule :

$$S_\nu(f) = \frac{S_V(f)}{\Delta_f^2}, \quad (2.11)$$

exprimé en  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$  (ou son équivalent logarithmique  $\text{dBHz}^2/\text{Hz}$ ).

L’application de la boucle d’asservissement sur le laser réduit fortement le bruit de fréquence (voir figure 2.21). Pour une fréquence de Fourier de 1 Hz, une réduction de 60 dB est mesurée. Le bruit de fréquence reste ensuite à un plancher sous  $40 \text{ dBHz}^2/\text{Hz}$  jusqu’à 400 Hz avant de remonter. Le niveau du plancher est donné par le bruit de la tension de référence du circuit électronique d’asservissement. La boucle génère un excès de bruit à 2.5 kHz, 7 dB au-dessus du bruit en fonctionnement libre. Au-delà de cette fréquence, la boucle n’a plus de gain et le bruit de fréquence rejoint le bruit du laser en fonctionnement libre. Ces niveaux de réduction sont parfaitement comparables avec les montages de laboratoire des travaux précédents [Danet, 2014, Tricot, 2018]. Nous vérifions ainsi le bon fonctionnement de cet asservissement dans le banc miniature.

L’application de la correction sur l’entrée de modulation de l’alimentation de courant du laser affecte par transfert son spectre de bruit d’intensité. En particulier, on observe un surplus de bruit de 3 dB sur le RIN du laser à la fréquence caractéristique de la boucle pour  $f = 25 \text{ kHz}$  (voir figure 2.22). Même si cette perturbation est détectée par l’asservissement de la puissance optique, elle n’est pas entièrement corrigée car elle apparaît à une fréquence où le gain de la boucle est faible. Cependant cette dégradation du RIN intervient hors du filtre  $H_{\text{RIN}}^2(f)$  définie à la section 2.3.3 et reste négligeable pour le bon fonctionnement de l’horloge.

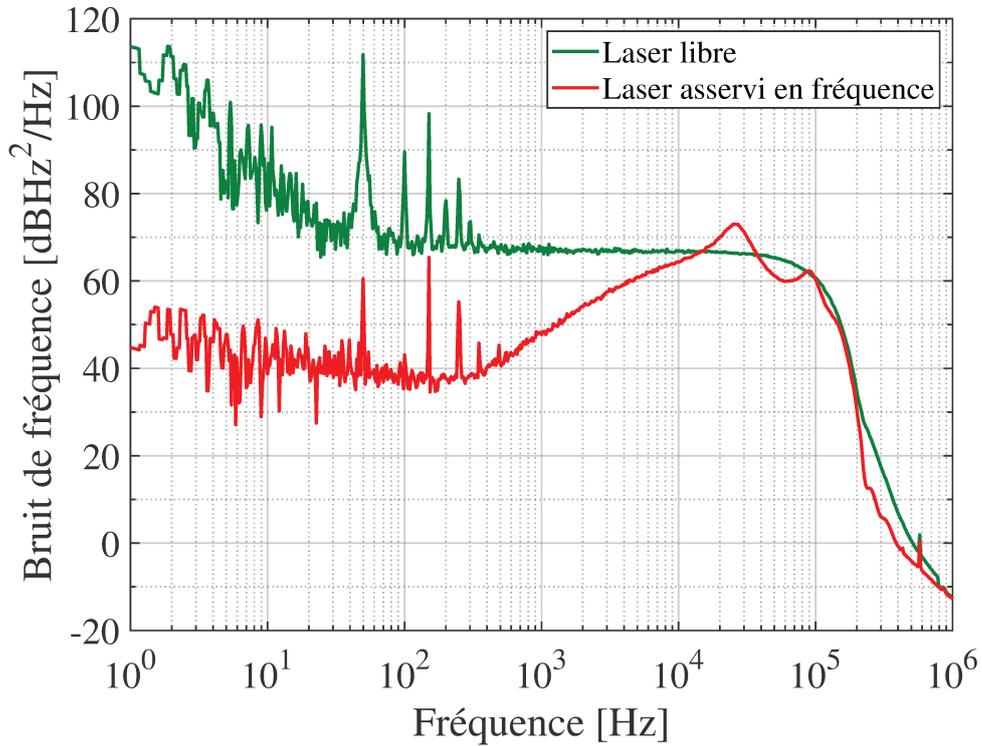


FIGURE 2.21 – Spectre de bruit de fréquence du laser en fonctionnement libre (en vert) et asservi sur le pic d'absorption saturée (en rouge). Quand l'asservissement est actif, une forte réduction du bruit de fréquence est mesuré jusqu'à 10 kHz.

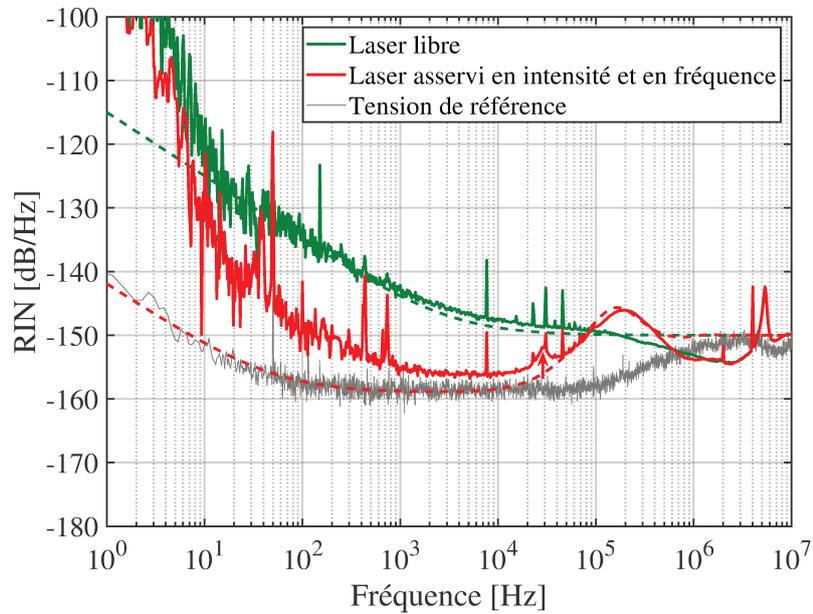


FIGURE 2.22 – Bruit d'intensité relatif du laser en fonctionnement libre (en vert) et asservi mesuré en sortie du banc miniature (en rouge). L'excès de bruit dû à l'asservissement de la fréquence optique est repéré par une flèche rouge. Les courbes en pointillé reprennent les tendances mesurées dans la boucle d'asservissement.

### 2.4.3 Estimation de l'impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge

Le bruit de fréquence optique du laser participe aux instabilités de fréquence de l'horloge. Deux mécanismes de transfert de bruit interviennent. Nous résumons ici le traitement qui en est fait dans [Danet, 2014].

D'une part, la fréquence de l'horloge est sensible aux désaccords optiques. Les fluctuations de la fréquence optique du laser sont donc converties directement en instabilité de la fréquence d'horloge (mécanisme FM-FM). La sensibilité de la fréquence d'horloge au désaccord optique est de 4 Hz/GHz. Ainsi l'instabilité de fréquence d'horloge induite par des variations de fréquence optique du laser s'écrit :

$$\sigma_{y,v}(\tau) = 4 \times 10^{-9} \frac{\sigma_v}{\nu_0} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}. \quad (2.12)$$

L'écart-type  $\sigma_v$  est calculé à partir de l'équation 2.7 en remplaçant le terme  $RIN(f)$  par la DSP du bruit de fréquence du laser  $S_v(f)$ . On estime ainsi la contribution inférieure à  $1.3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ , ce qui est négligeable par rapport aux objectifs de stabilité.

D'autre part, un décalage de la fréquence optique induit une variation du fond Doppler sur le signal atomique. Cela a pour conséquence de changer le niveau continu de la raie CPT, ce qui sera interprété par la boucle d'asservissement de l'horloge comme une fluctuation de fréquence (mécanisme FM-AM). Quand la fréquence optique du laser est asservie sur un pic d'absorption saturée, le désaccord optique permis est inférieur à  $\pm 3$  MHz. Dans ce cas, il a été montré que l'instabilité induite était inférieure à  $4 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  [Danet, 2014]. Ces résultats ont été obtenus avec des lasers à cavité étendue asservis mais nous estimons une contribution du même ordre de grandeur avec des lasers DFB asservies.

Finalement, en fonctionnement asservi, la contribution du bruit de fréquence optique du laser devient négligeable et n'est pas limitante pour les objectifs de stabilité de fréquence de l'horloge.

## 2.5 Asservissement de la phase

### 2.5.1 Effet Dick

Une horloge atomique à interrogation pulsée ne reçoit qu'un échantillon de l'information durant la mesure du signal atomique. La perte d'information induite rend la correction incomplète et ajoute un bruit de crénelage sur le signal d'asservissement de l'horloge. C'est l'effet Dick [Dick, 1989, Audoin *et al.*, 1991]. Une description de l'effet Dick s'avère nécessaire car sa contribution à l'instabilité de fréquence des horloges à interrogation CPT pulsée est généralement dominante sur les temps d'intégration courts [Danet *et al.*, 2014].

### Fonction de sensibilité

La fonction de sensibilité  $g(t)$  (voir figure 2.23) représente la réponse du système atomique à une fluctuation infinitésimale de la phase de l'oscillateur local :

$$g(t) = \lim_{\Delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta S(t, \Delta\phi)}{\Delta\phi}, \quad (2.13)$$

avec  $\delta S(t, \Delta\phi)$  la fluctuation du signal atomique. Pour une interrogation CPT,  $g(t)$  est exponentiellement croissante pendant le temps d'illumination  $T_i$  où les atomes sont pompés dans l'état noir. Elle reste ensuite constante pendant le temps Ramsey  $T_R$  avant de décroître rapidement pendant le temps de mesure  $\tau_m$ . Une légère excroissance correspondant au délai  $\tau_d$  apparaît juste avant la mesure du signal.

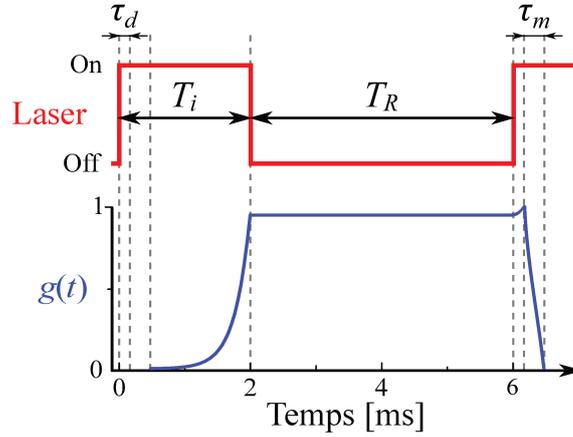


FIGURE 2.23 – Séquence d'interrogation des atomes et fonction de sensibilité  $g(t)$  associée. Les temps  $\tau_d$  et  $\tau_m$  sont volontairement exagérés pour une lecture plus claire.

Contrairement à une interrogation à deux niveaux, cette fonction ne peut pas être calculée analytiquement pour une interrogation CPT. Il est cependant possible de l'évaluer numériquement à partir des équations de l'évolution de la matrice densité dans un système atomique ne prenant pas en compte l'ensemble des sous-niveaux Zeeman [Danet *et al.*, 2014]. On obtient alors :

$$g(t) = \begin{cases} e^{(t-T_i)(\gamma_c + \Omega^2/\Gamma)} & \text{pour } \tau_d + \tau_m \leq t \leq T_i, \\ 1 & \text{pour } T_i \leq t \leq T_c + \tau_d, \\ 1 - \frac{t - (T_c + \tau_d)}{\tau_m} & \text{pour } T_c + \tau_d \leq t \leq T_c + \tau_d + \tau_m, \end{cases} \quad (2.14)$$

en rappelant que  $\gamma_c$  et  $\Gamma$  sont les taux de relaxation de la cohérence hyperfine et de l'état excité respectivement. L'erreur induite par cette approximation, en particulier au niveau de l'excroissance, n'excède pas 1 % par rapport à la valeur de  $g(t)$  mesurée expérimentalement.

### Contribution à l'instabilité de fréquence

Le bruit induit par l'effet Dick participe à l'instabilités de fréquence relative de l'horloge. Sa contribution,  $\sigma_{y, \text{Dick}}$ , s'écrit :

$$\sigma_{y, \text{Dick}}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{g_m}{g_0} \right)^2 S_y \left( \frac{m}{T_c} \right), \quad (2.15)$$

où  $S_y(f)$  est la DSP du bruit de fréquence relatif de l'OL et les coefficients  $g_0$  et  $g_m$  se calculent à partir de la fonction de sensibilité  $g(t)$  associée à l'interrogation atomique :

$$g_0 = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} g(t) dt, \quad (2.16)$$

et

$$g_m = \left| \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} e^{2i\pi mt/T_c} g(t) dt \right|. \quad (2.17)$$

Avec l'approximation 2.14 le calcul de  $g_0$  donne :

$$g_0 = \frac{1}{T_c} \left[ \frac{1}{\gamma_c + 1/\tau_p} e^{(\tau_d + \tau_m - T_i)(\gamma_c + \Omega^2/\Gamma)} + T_c + \tau_d - T_i + \frac{\tau_m}{2} \right]. \quad (2.18)$$

La figure 2.24 présente le résultat du rapport  $(g_m/g_0)^2$  évalué pour les harmoniques de la fréquence d'interrogation  $1/T_c$ . De 167 Hz ( $f = 1/T_c$ ) à 10 kHz, le rapport décroît de 20 dB par décade, il suit au-delà une asymptote de -40 dB/décade. Des effondrements périodiques apparaissent aux harmoniques de la fréquence  $1/\tau_m$ .

En rappelant la relation entre la fréquence relative et la phase d'un oscillateur à une fréquence  $\nu_0$  :

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (2.19)$$

on peut écrire la DSP du bruit de fréquence relatif de l'OL  $S_y(f)$  à partir de la DSP du bruit de phase du battement optique  $S_\varphi(f)$  (exprimée en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$ ) :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f). \quad (2.20)$$

Ainsi la réduction du bruit de phase de l'OL est primordiale pour le bon fonctionnement de l'horloge. Pour cela il faut, d'une part, générer un signal RF à haute pureté spectrale et, d'autre part, conserver cette pureté spectrale quand la RF est portée optiquement. Les chaînes microondes générant le signal à 9.2 GHz ont déjà fait l'objet de nombreux travaux d'amélioration [Boudot *et al.*, 2009, François *et al.*, 2015]. Nous ne reviendrons pas sur ce point, en revanche nous étudions par la suite la pureté spectrale du signal RF porté optiquement. Sur le banc miniature, la détection du battement entre les modes est réalisée

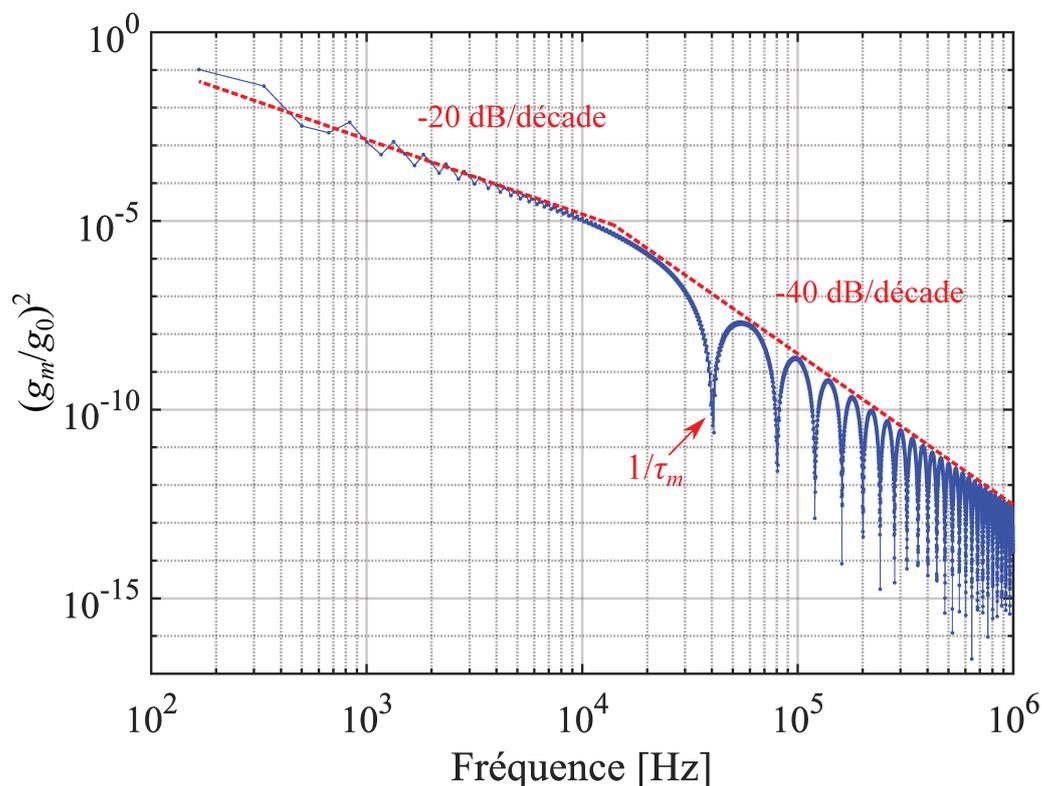


FIGURE 2.24 – Rapport des coefficients issus de la fonction de sensibilité évalués aux harmoniques de  $1/T_c$ . Les asymptotes en pointillé rouges donnent les différents régimes fréquentiels. Les effondrements interviennent aux harmoniques de la fréquence  $1/\tau_m = 40$  kHz.

avec une photodiode rapide en espace libre (Hamamatsu G4176) dont le signal généré est décomposé avec un té de polarisation (Pulsar BT-26-400S).

### 2.5.2 Méthodes d'asservissement de phase

Pour garantir la qualité du signal RF porté optiquement aux atomes, il est nécessaire de mettre en place un asservissement de phase sur le battement entre les deux fréquences optiques. Les travaux du SYRTE reposent sur une boucle à verrouillage de phase optique (*Optical Phase Lock Loop* en anglais, ou OPLL) entre deux lasers à cavité étendue (LCE). Le faisceau bifréquence est détecté par une photodiode rapide qui génère un signal RF à la différence de fréquence entre les deux modes optiques (voir figure 2.25). Ce signal est mélangé à l'OL et la sortie du mélangeur sert de signal d'erreur. La correction est ensuite appliquée à l'entrée de modulation de l'alimentation de courant du laser pour stabiliser la fréquence émise.

Il est malheureusement bien plus difficile de mettre en place un tel type d'asservissement entre deux lasers DFB. En effet, pour pouvoir efficacement corriger les fluctuations de phase du battement entre les deux lasers, la bande passante de l'OPLL doit être au moins

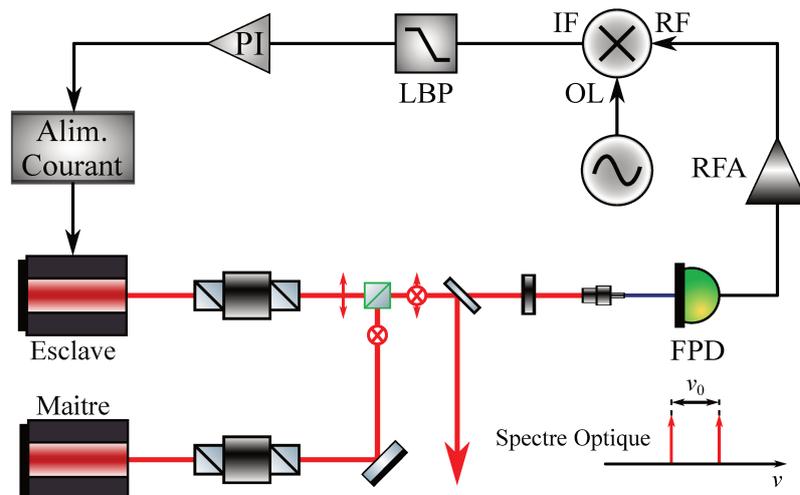


FIGURE 2.25 – Montage d'une boucle à verrouillage de phase optique. Le signal RF généré par une photodiode rapide (FPD) est amplifié (RFA), mélangé à l'OL, filtré (filtre passe-bas LBP à 10 MHz) et appliqué à un montage proportionnel-intégrateur. Le signal de correction issu module le courant d'alimentation du laser esclave.

équivalente à la largeur spectrale du battement [Bordonalli *et al.*, 1999]. Les lasers DFB présentent une largeur spectrale importante (de l'ordre du mégahertz, soit une largeur spectrale du battement d'environ 2 MHz). Il est complexe de réaliser une OPLL avec une bande passante suffisante avec du matériel de laboratoire. Pour comparaison, les LCE du SYRTE présentent des largeurs spectrales de l'ordre de la centaine de kilohertz et la bande passante de l'OPLL optimisée est de quelques centaines de kilohertz [Tricot, 2018].

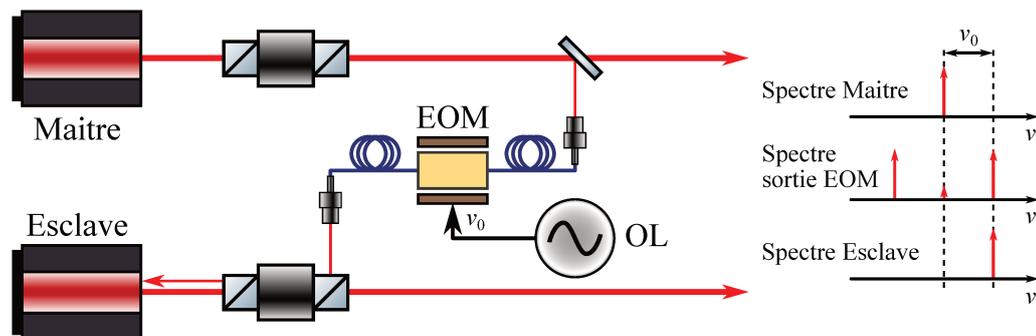


FIGURE 2.26 – Montage de verrouillage de phase par injection optique. La fréquence du laser esclave se stabilise sur une des raies spectrales du laser maître modulé par un EOM à la fréquence de l'OL comme présenté sur les spectres optiques.

Pour verrouiller la phase entre les deux lasers, nous avons exploré le verrouillage par injection optique (*Optical Injection Locking* en anglais, ou OIL). Une fraction du faisceau prélevée sur un laser, appelé laser maître, est modulée par un modulateur électro-optique (*Electro-Optical Modulator* en anglais, ou EOM) à  $f_{\text{EOM}} = \nu_0 = 9.192$  GHz (voir figure 2.26). Pour cette fonction un modulateur de Mach-Zehnder est utilisé. Ce type de modulateur permet par interférence d'annuler la puissance optique de la porteuse, ne

conservant que les bandes spectrales d'ordre  $\pm 1$ . Le faisceau issu de l'EOM est ensuite injecté dans le second laser, appelé laser esclave, via le prisme de Glan de l'isolateur. Les lasers DFB étant particulièrement sensibles aux réinjections optiques, si la fréquence optique du laser esclave est proche (i.e. sur un plage d'une centaine de mégahertz) d'une raie spectrale du faisceau injecté, l'émission laser va se stabiliser sur cette fréquence [Snadden *et al.*, 1997, Liu et Slavík, 2020].

### 2.5.3 Asservissement de la phase entre deux sources spectralement larges

#### Étude du verrouillage de phase par injection optique

Le phénomène d'injection optique est un verrouillage passif de la fréquence du laser esclave. Les références [Ramos *et al.*, 1994, Bordonalli *et al.*, 1999] en présentent une description théorique que nous résumons ici. Le mécanisme d'OIL agit tel un filtre passe-haut du bruit de phase du battement entre le laser maître et le laser esclave,  $S_\varphi(f)$ , de la forme :

$$H_{\text{OIL}}(f) = \frac{if/f_c}{1 + if/f_c}, \quad (2.21)$$

avec  $f_c$  la fréquence de coupure du verrouillage qui s'exprime comme :

$$f_c = \frac{v_g}{4\pi L_{\text{esc}}} \sqrt{\rho_{\text{inj}}} (\cos \theta + \alpha_H \sin \theta), \quad (2.22)$$

où  $v_g = c_0/n_{\text{SC}}$  est la vitesse de groupe dans le semi-conducteur,  $L_{\text{esc}}$  est la longueur de la cavité du laser esclave,  $\rho_{\text{inj}}$  est le rapport entre la puissance optique injectée et la puissance émise par le laser esclave,  $\theta$  est le déphasage statique et  $\alpha_H$  est le coefficient de couplage phase-amplitude du semi-conducteur. Dans le cas d'une erreur statique nulle, cette expression devient simplement :

$$f_c = \frac{v_g}{4\pi L_{\text{esc}}} \sqrt{\rho_{\text{inj}}}. \quad (2.23)$$

Finalement, on peut écrire la DSP du bruit de phase du battement verrouillé comme :

$$S_\varphi^{\text{lock}}(f) = |H_{\text{OIL}}(f)|^2 S_\varphi(f) + |1 - H_{\text{OIL}}(f)|^2 S_{\text{OL}}(f), \quad (2.24)$$

$S_{\text{OL}}(f)$  étant le bruit de phase de l'OL utilisé pour la modulation de l'EOM. L'efficacité et la bande passante du verrouillage sont toutes deux fortement dépendantes du rapport  $\rho_{\text{inj}}$ , et donc en particulier de la puissance injectée dans le laser esclave.

Des mesures du bruit de phase du battement entre les deux lasers sont données en figure 2.27. Le spectre de bruit du battement libre se compose d'un bruit *flicker* de fréquence (asymptote en  $f^{-3}$ ) jusqu'à 1 MHz et d'un bruit blanc de fréquence (asymptote en  $f^{-2}$ ) au-delà. Nous mesurons la réduction du bruit pour deux taux d'injection  $\rho_{\text{inj}}$ .

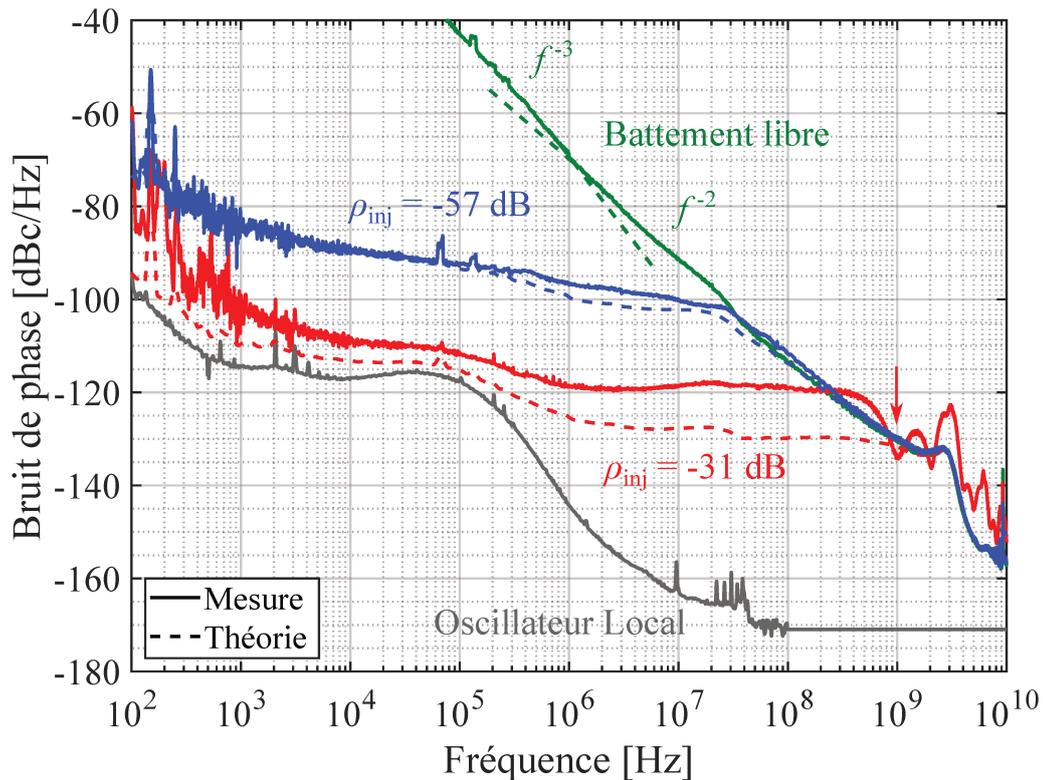


FIGURE 2.27 – Spectre de bruit de phase du battement entre le laser maître et le laser esclave en fonctionnement libre (en vert) et verrouillé par injection optique pour deux taux d'injection  $\rho_{inj}$  (en bleu et rouge). Les résultats issus de la théorie sont donnés en pointillés. La coupure due au délai est repéré par une flèche. Le bruit de phase de l'oscillateur local est présenté en gris.

Quand ce taux est faible ( $\rho_{inj} = -57$  dB), la DSP est la résultante du filtrage et suit une asymptote en  $f^{-1}$ . La réduction de bruit est importante mais limitée, le bruit du battement reste 27 dB supérieur au bruit de l'OL jusqu'à 100 kHz. La bande passante du verrouillage est conforme à la valeur théorique de 20 MHz prévue par l'équation 2.23. Pour un taux d'injection plus élevé ( $\rho_{inj} = -31$  dB), la réduction de bruit est bien plus importante. Dans ce cas, le bruit de phase atteint un niveau 9 dB au-dessus du bruit de l'OL pour des fréquences inférieures à 200 kHz. Cependant cette réduction n'est pas similaire à la valeur prédite par l'équation 2.24 : nous mesurons en effet un décalage de 4 dB avec le spectre théorique. Cet écart s'accroît encore au-delà de 1 MHz, où un plancher de bruit blanc de phase à -120 dBc/Hz est atteint. De plus, si on augmente encore  $\rho_{inj}$ , le plancher de bruit blanc remonte et dégrade fortement le bruit de phase (voir figure 2.28a). Pour des puissances injectées fortes, il semble que l'OIL perturbe l'émission du laser esclave. Cette dégradation s'observe aussi sur son spectre de RIN (voir figure 2.28b). Dans nos conditions, le verrouillage trouve un optimum pour un taux de -31 dB.

Une coupure apparaît à 1 GHz et est suivie de rebonds périodiques. Ce motif provient du délai optique entre les deux chemins des lasers maître et esclave introduit par les longueurs de fibre de l'EOM (une vingtaine de centimètres). Plutôt que d'utiliser une modulation

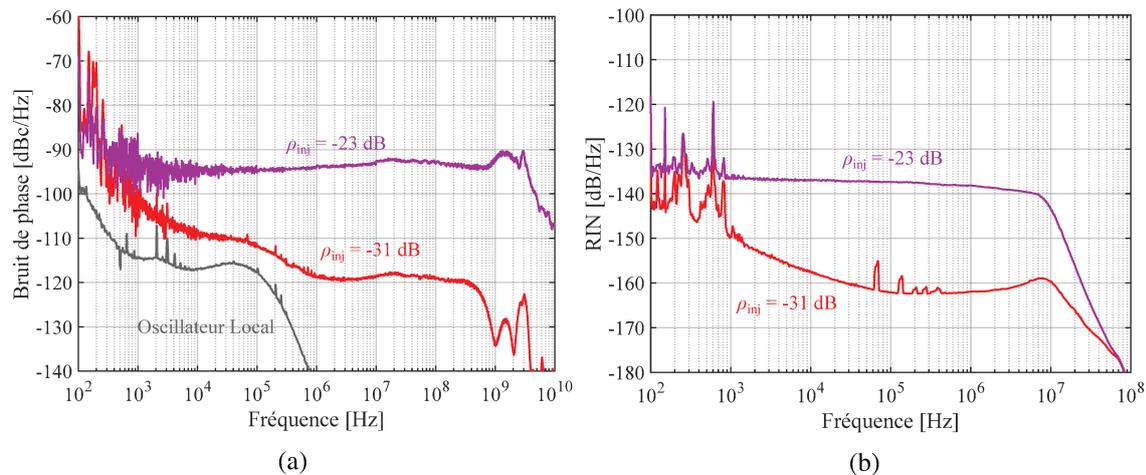


FIGURE 2.28 – Spectre de bruit de phase du battement (a) et RIN du laser esclave (b) verrouillé par OIL pour différents taux d'injection  $\rho_{inj}$ .

externe, la référence [Yun *et al.*, 2012] propose de moduler directement le courant du laser esclave et de verrouiller une bande latérale sur le laser maître. Ce schéma n'est pas idéal car il conserve des composantes dans le spectre du laser esclave qui perturberait les atomes. Une autre solution serait d'utiliser trois sources laser. Un laser maître serait modulé à une fréquence  $\nu_0/2$  et les deux lasers esclaves seraient verrouillés chacun sur une des bandes latérales ainsi générées.

### Ajout d'une OPLL

Pour réduire davantage le bruit de phase, il est possible de compléter l'OIL avec une OPLL qui devient alors réalisable, comme présenté en figure 2.29. Cette boucle supplémentaire corrige les fluctuations résiduelles sur une bande passante typique de quelques centaines de kilohertz. Le bruit de phase obtenu avec un taux d'injection de -37 dB est présenté dans la figure 2.30. En fermant la boucle, le bruit de phase du battement est ainsi réduit au niveau du bruit de phase de l'OL jusqu'à 60 kHz, 10 dB à 15 dB plus bas que le bruit de phase mesuré avec l'OIL. Le bruit remonte légèrement au-dessus de bruit de phase verrouillé par OIL autour de 300 kHz jusqu'à atteindre un excès de bruit de 7 dB. Finalement, le bruit de phase rejoint les niveaux obtenus avec l'OIL à 2 MHz.

La combinaison de ces deux boucles de verrouillage permet de conserver la large bande passante de l'OIL et l'efficacité de l'OPLL aux basses fréquences de Fourier malgré la largeur spectrale des sources lasers utilisées [Bordonalli *et al.*, 1999]. La pureté spectrale du battement entre les deux lasers DFB atteint de cette manière la limite que nous pouvons obtenir avec cet OL (Agilent E8251A).

Par construction, une partie du montage de verrouillage de phase est fibré. Malgré les précautions d'alignement et d'isolation prises, nous avons remarqué en sortie de fibre des variations non négligeables de polarisation et de puissance optique, en particulier pour le laser maître. Ces fluctuations, attribués à la sensibilité des parties fibrées du montage,

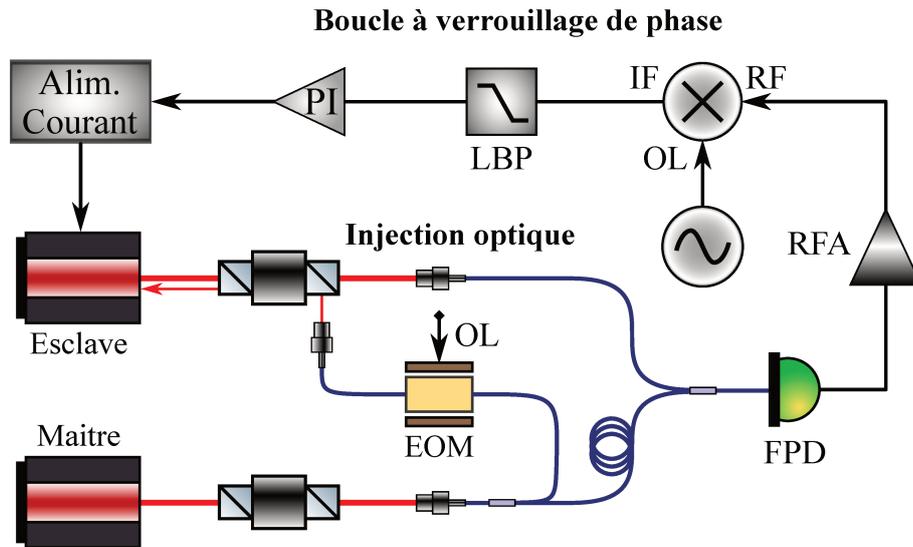


FIGURE 2.29 – Montage de la boucle à verrouillage de phase, combinée au verrouillage par injection optique, entre deux sources laser séparées de 9.192 GHz.

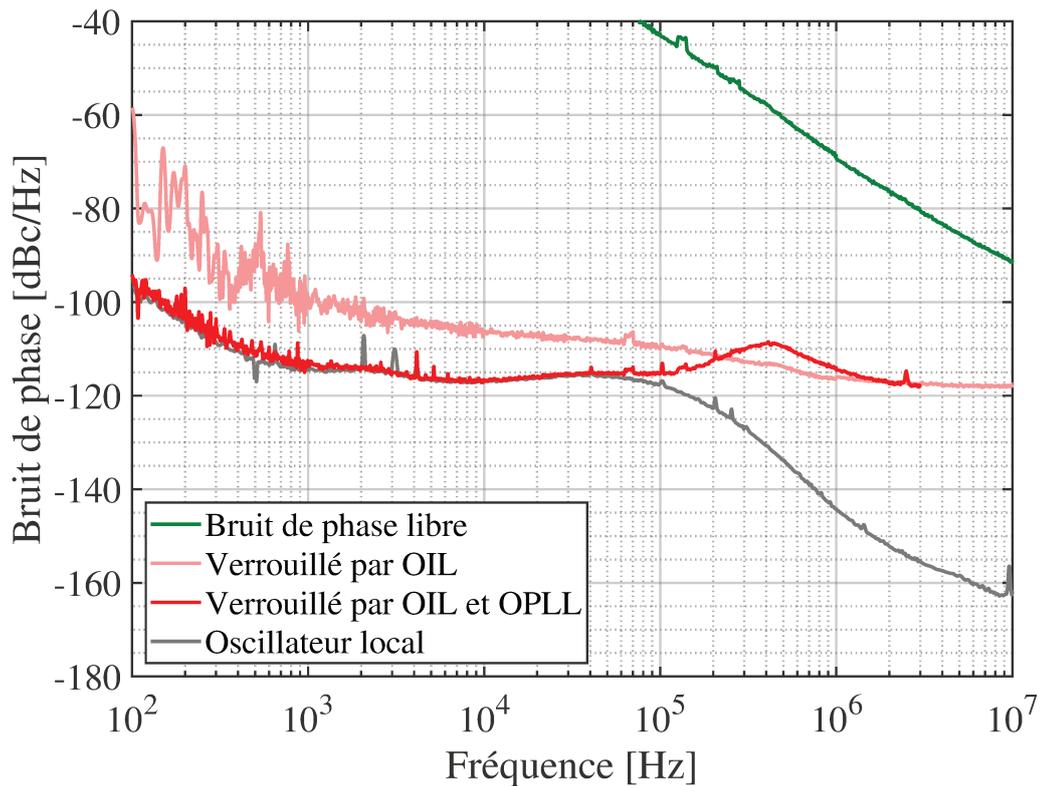


FIGURE 2.30 – Spectre de bruit de phase du battement entre le laser maître et le laser esclave en fonctionnement libre (en vert) et verrouillé par OIL avec  $\rho_{inj} = -37$  dB (en rose). L'ajout de l'OPLL donne la courbe en rouge. Le bruit de phase de l'oscillateur local est présenté en gris.

perturbent le signal de correction de l'OPLL et empêche le fonctionnement robuste de cette seconde boucle. De plus, la stabilisation de puissance du banc ne suffit malheureusement pas à corriger efficacement ces dérives de puissance car elles sont différentes et décorréées sur les deux lasers. Réaliser ce montage en espace libre permettrait de nous affranchir de ces fluctuations et ainsi de gagner grandement en stabilité.

### Estimation de la contribution du bruit de phase aux instabilités de fréquence

Nous pouvons estimer la contribution du bruit de phase du battement à l'instabilité de fréquence de l'horloge  $\sigma_{y, \text{Dick}}$  comme décrit en section 2.5.1. La figure 2.9 donne l'estimation en fonction de la fréquence d'intégration du spectre de bruit.

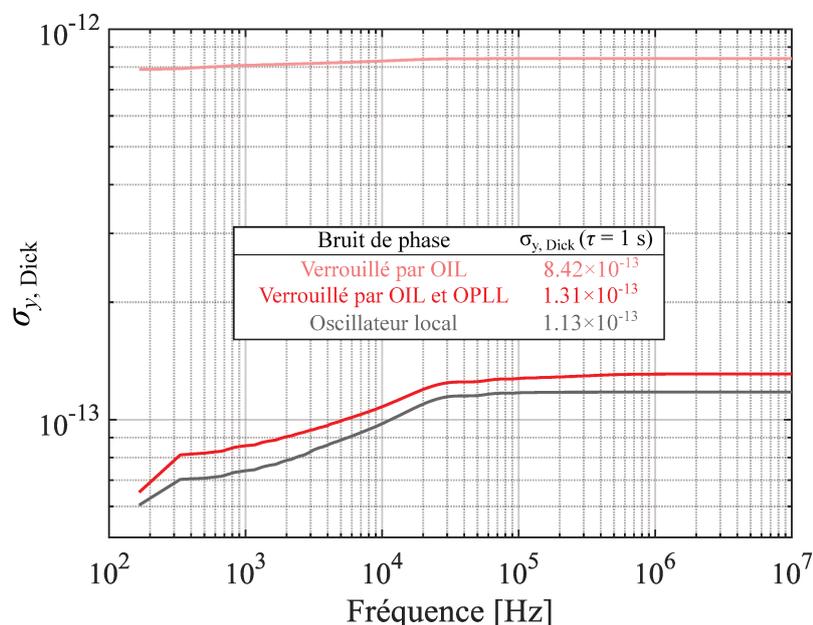


FIGURE 2.31 – Contribution du bruit de phase du battement par effet Dick à la stabilité de fréquence relative de l'horloge à 1 s en fonction de la fréquence d'intégration. L'encart donne la valeur de  $\sigma_{y, \text{Dick}}$  à 1 s pour une fréquence d'intégration  $f = 10 \text{ MHz}$ .

Quand seul le verrouillage par OIL est actif, la contribution reste forte. Les premiers harmoniques de  $1/T_c$  participent à la quasi-totalité de l'instabilité à 1 s. Une valeur de  $8.42 \times 10^{-13}$  est estimée, juste au-dessus de l'objectif initial de stabilité de  $5 \times 10^{-13}$ . En réduisant le bruit du battement au niveau de celui de l'OL, l'application de l'OPLL fait fortement chuter cette contribution. L'augmentation est significative jusqu'à une fréquence d'intégration de 30 kHz au-delà de laquelle  $\sigma_{y, \text{Dick}}$  se stabilise à  $1.31 \times 10^{-13}$ . Cette valeur est parfaitement compatible des niveaux nécessaires pour une horloge CPT à haute stabilité [Tricot, 2018].

La stabilisation de la différence de fréquence entre les deux lasers permet de réaliser la spectroscopie du césium dans la résonateur atomique.

## 2.6 Spectroscopie CPT du césium

### 2.6.1 Fonctionnement continu

Après avoir traversé le banc optoélectronique, le faisceau laser bifréquence bipolarisation illumine la quasi-totalité de la cellule du résonateur atomique. Quand les deux fréquences optiques sont à résonance avec les deux transitions  $F = 3 \rightarrow F'$  et  $F = 4 \rightarrow F'$ , l'absorption est maximale. En balayant la fréquence de l'OL autour de  $\nu_0$ , nous faisons apparaître le pic de transmission caractéristique de la résonance CPT (voir figure 2.32). Le contraste du pic est de 13.5 %. La largeur à mi-hauteur est de 3.1 kHz.

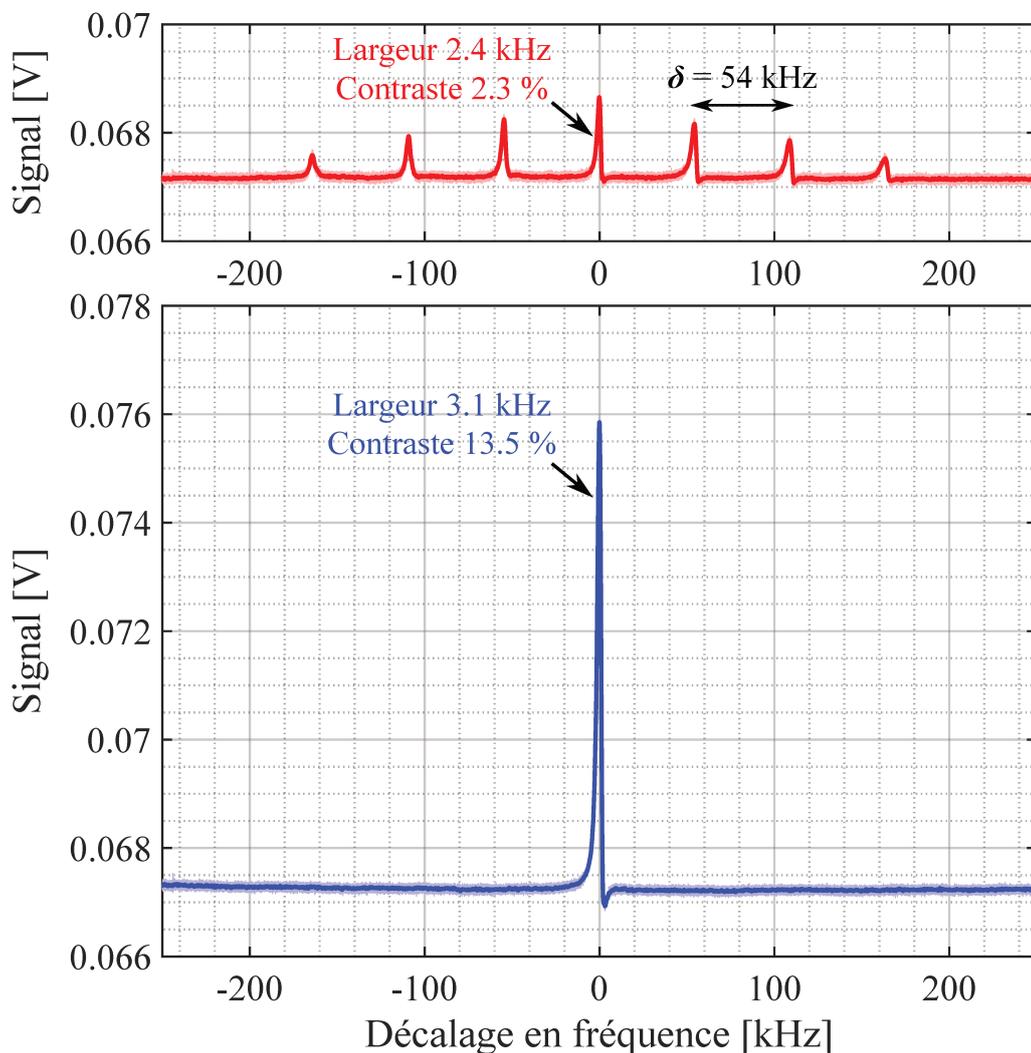


FIGURE 2.32 – Spectroscopie CPT du résonateur atomique obtenus avec deux lasers DFB verrouillés en phase par OIL. En haut le champ magnétique dans le résonateur vaut  $8 \mu\text{T}$ . En bas le champ magnétique est nul. Les courbes en trait épais représentent les moyennes glissantes.

L'application d'un champ magnétique,  $B_z$ , suivant l'axe de propagation du faisceau laser

lève la dégénérescence des états atomiques. Les sept pics qui composaient la résonance CPT se distinguent alors (voir figure 2.32). Pour des champs magnétiques faibles, la séparation fréquentielle,  $\delta$ , entre ces résonances s'exprime :

$$\delta = 2g_F B_z, \quad (2.25)$$

où  $g_F$  est le facteur de Landé des niveaux hyperfins fondamentaux de valeur 3.5 kHz/ $\mu$ T [Steck, 2003]. Ici, un champ magnétique d'environ 8  $\mu$ T est appliqué au résonateur et une séparation de 54 kHz est mesurée, en accord avec la valeur théorique. La résonance centrale, correspondant à  $m_F = 0$  et insensible au premier ordre au champ magnétique, représente la transition d'horloge. Le contraste de ce pic est de 2.3 % et sa largeur à mi-hauteur est de 2.4 kHz. Les contrastes mesurés sont inférieurs d'un facteur 2 par rapport aux valeurs prévues [Lutwak *et al.*, 2003]. Nous attribuons cette différence aux décalages de la température optimale de la cellule ainsi que de la fréquence de la résonance optique dus au gaz tampon dont nous devons encore évaluer l'effet.

## 2.6.2 Fonctionnement impulsionnel

En appliquant la séquence d'interrogation Ramsey décrite dans la partie 1.3.3, nous générons des impulsions optiques avec le MAO en sortie du banc miniature. Les franges de Ramsey apparaissent en balayant la fréquence de l'OL et nous obtenons finalement le signal présenté en figure 2.33. Du fait du montage fibré d'OIL, les fluctuations de puissance décorréliées des deux lasers sont responsables de la dérive du fond continu du signal sur la durée d'acquisition. Une largeur à mi-hauteur de 125 Hz est mesurée, en accord avec la valeur théorique de  $1/2T_R$ , pour un contraste légèrement inférieur à 2 %.

L'étude de la spectroscopie CPT du résonateur atomique doit encore être affinée pour maximiser le contraste et le rapport signal à bruit de la réponse atomique. Une fois cela fait, la boucle d'interrogation et de correction de la fréquence de l'OL permettra de verrouiller l'horloge atomique.

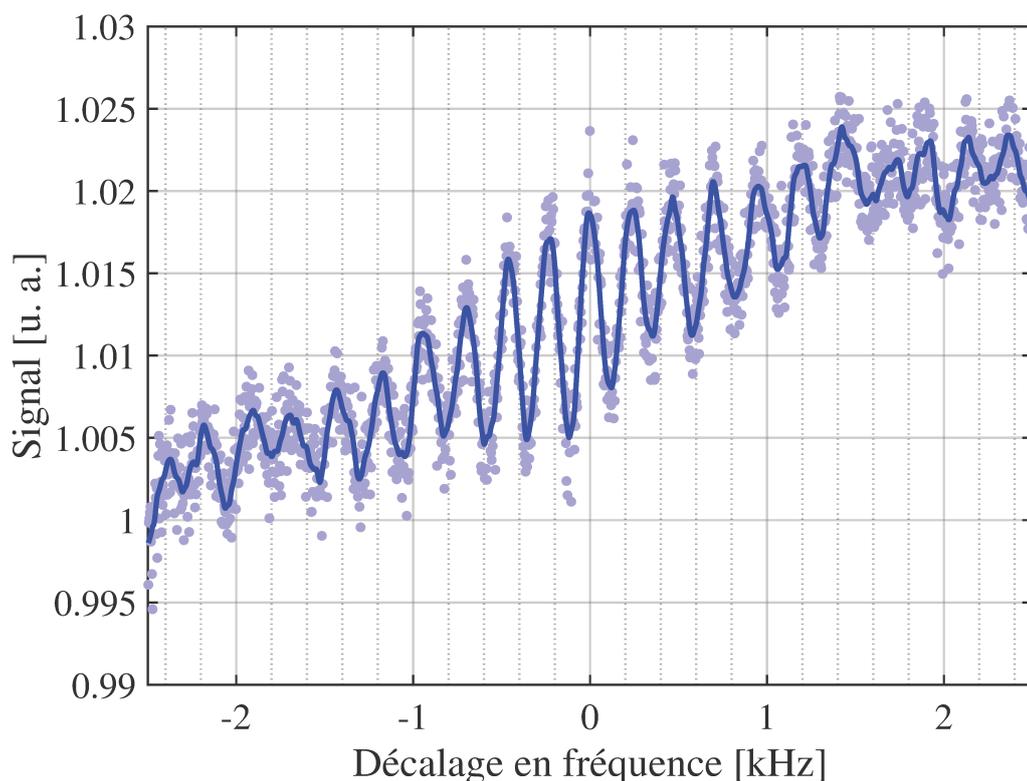


FIGURE 2.33 – Franges de Ramsey CPT du résonateur atomique obtenues avec deux lasers DFB verrouillés en phase par OIL. Le champ magnétique dans le résonateur vaut  $8 \mu\text{T}$ . Le balayage en fréquence dure 10 s. La courbe en trait épais représente la moyenne glissante.

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le banc optoélectronique miniature, développé dans le cadre des travaux de thèse, pour réaliser une horloge CPT compacte. Ce banc comporte toutes les fonctions nécessaires à la préparation du faisceau laser bifréquence bipolarisation avant l'interrogation atomique. Grâce à une forte intégration, le volume total du banc est inférieur à 10 L.

Nous avons testé puis validé les asservissements de la puissance optique ainsi que de la fréquence optique d'émission avec une source monomode émettant à 852 nm. Une caractérisation complète de la boucle de stabilisation de puissance est effectuée. Sur les temps courts, les mesures de RIN révèlent les limitations dues aux bruit électroniques du circuit d'asservissement à un plancher juste au-dessus de  $-160 \text{ dB/Hz}$ . Sur les temps longs, nous observons et expliquons la différence de stabilité de puissance, inférieure à quelques  $10^{-6}$  en relatif, dans et hors de la boucle par les fluctuations thermiques des composants du montage.

La fréquence optique du laser est asservie sur un pic d'absorption saturée d'une cellule de césium pur. Le choix de la taille du faisceau au passage de la cellule est effectué en

Source de bruit	Instabilité de fréquence $\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) [\times 10^{-13}]$
Bruit d'intensité du laser	0.7 (1.4)
Bruit de fréquence du laser	< 0.5
Bruit de phase du battement RF	1.3*
<b>Total</b>	<b>1.5 (1.9)</b>

TABLE 2.3 – Estimations des contributions des différents bruits aux instabilités de fréquence de l'horloge à 1 s. Un contraste optimal de 4 % est supposé. Les valeurs obtenues en considérant notre contraste expérimental non-optimal de 2.3 % sont données entre parenthèses. \*Cette valeur est obtenue avec les deux lasers DFB verrouillés en phase par injection optique et boucle à verrouillage..

comparant les signaux atomiques obtenus pour différents systèmes de grossissements. Les propriétés de ces deux asservissements sont similaires à celles du montage de référence du SYRTE.

Nous proposons une méthode de verrouillage de la phase entre deux lasers DFB, dont les fréquences d'émission sont séparées de 9.2 GHz, par injection optique. La réduction du bruit de phase atteint un optimum en fonction du rapport entre la puissance injectée et la puissance émise. L'ajout d'une OPLL supplémentaire permet de réduire davantage le bruit de phase, jusqu'au niveau de l'OL.

Pour chacun des bruits du champ électromagnétique, nous expliquons et estimons leur contribution aux instabilités de fréquence d'une future horloge CPT. Les estimations calculées induites par les différentes sources de bruits présentées sont regroupées dans le tableau 2.3. Les instabilités de fréquence d'horloge sont principalement dominées par le RIN du laser et le bruit de phase du battement RF.

Nous présentons finalement les premiers signaux de spectroscopie CPT obtenus en exploitant le banc miniature et le résonateur atomique. Un contraste non optimal de 2.3 % est mesuré sur le pic de la transition d'horloge. La réalisation d'une séquence de Ramsey fait apparaître les franges caractéristiques. Des investigations plus poussées devront permettre d'améliorer ce contraste d'une part et d'exploiter ce signal afin de réaliser un système d'horloge d'autre part.

## **Chapitre 3**

# **Conception et démonstration d'une source laser bifréquence bipolarisation à 852 nm**

L'utilisation d'un laser à émission bifréquence bipolarisation à 852 nm permet de simplifier la génération du champ électromagnétique nécessaire à l'obtention du CPT. La conception d'un tel laser est réalisée à TRT dans le cadre de ces travaux, en collaboration avec le Laboratoire Charles Fabry et le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologie.

Dans ce chapitre, nous revenons sur le principe de fonctionnement des lasers à émission bifréquence et en particulier des lasers à semi-conducteur à cavité étendue. Ensuite, nous décrivons l'architecture et l'originalité de la cavité du prototype mise en œuvre. Enfin, nous caractérisons l'émission laser en puissance optique et en longueur d'onde.

---

**Sommaire**


---

<b>3.1</b>	<b>Laser à émission bifréquence bipolarisation . . . . .</b>	<b>75</b>
3.1.1	Principe de fonctionnement . . . . .	75
	Lasers à émission bifréquence bipolarisation à état solide . . . . .	75
	Génération d'un signal radiofréquence . . . . .	75
	Comportements dynamiques . . . . .	76
3.1.2	VECSEL à émission bifréquence bipolarisation . . . . .	77
	Milieu à gain . . . . .	77
	Séparation spatiale . . . . .	78
	Filtrage spectral et fonctionnement bifréquence . . . . .	79
<b>3.2</b>	<b>Description d'une nouvelle architecture de DF-VECSEL . . . . .</b>	<b>80</b>
3.2.1	Structure semi-conductrice . . . . .	80
3.2.2	Architecture de pompage optique . . . . .	82
	Corrélations et limites des cavités précédentes . . . . .	83
	Architecture de pompage avec séparation d'intensité . . . . .	85
3.2.3	Architecture de la cavité étendue . . . . .	88
	Coupleur de sortie et longueur de cavité . . . . .	88
	Cristal séparateur de polarisation . . . . .	90
	Etalon et sélection des modes optiques . . . . .	91
	Cristaux électro-optiques . . . . .	92
<b>3.3</b>	<b>Mise en œuvre et caractérisation du DF-VECSEL . . . . .</b>	<b>93</b>
3.3.1	Caractérisation de l'émission laser . . . . .	93
	Puissance optique en cavité vide . . . . .	94
	Longueur d'onde d'émission en cavité vide . . . . .	95
	Caractérisation des éléments dans la cavité de laboratoire . . . . .	95
	Limitations de la cavité prototype . . . . .	97
3.3.2	Sensibilité thermique de la cavité . . . . .	99
3.3.3	Accordabilité électrique de la fréquence d'émission . . . . .	102
	Méthode de mesure . . . . .	102
	Mesures d'accordabilité électrique . . . . .	102
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>106</b>

---

## 3.1 Laser à émission bifréquence bipolarisation

### 3.1.1 Principe de fonctionnement

Les lasers à émission bifréquence émettent simultanément deux modes de fréquences optiques différentes, superposés sur le même faisceau. Ici, nous considérons en particulier le cas des lasers à émission bifréquence bipolarisation, où les deux modes de fréquence optique sont portés par deux modes de polarisation linéaires et perpendiculaires.

#### Lasers à émission bifréquence bipolarisation à état solide

Les premiers travaux sur les lasers à émission bifréquence bipolarisation, à états séparés, ont été réalisés avec des lasers à état solide. Ces lasers reposent sur le pompage optique de cristaux dopés. Pour soutenir l'émission stable de deux états propres de polarisation simultanément il faut (i) la présence d'une forte biréfringence de phase dans la cavité et (ii) un faible couplage induit par la compétition pour le gain entre ces deux états propres de polarisation. En pratique, l'ajout d'éléments biréfringents dans la cavité et la séparation spatiale des modes optiques permettent l'émission bifréquence bipolarisation.

De nombreuses réalisations de lasers à émission bifréquence bipolarisation ont été obtenues. Nous citerons par exemple les travaux pionniers, avec des cristaux de Nd:YAG [Brunel *et al.*, 1997] et de Yb:KGW [Czarny *et al.*, 2004] à 1  $\mu\text{m}$ , ou encore de Er,Yb:verre [Alouini *et al.*, 1998] à 1.5  $\mu\text{m}$ . Un cas d'utilisation de ces lasers est la génération de signaux dans le domaine microonde portés optiquement.

#### Génération d'un signal radiofréquence

Les polarisations des deux modes optiques émis par le laser sont définis d'après l'élément de forte biréfringence introduit dans la cavité. Nous notons le mode ordinaire par l'indice  $o$  et le mode extraordinaire par l'indice  $e$ , définis par rapport à cet élément. Les champs électriques de ces deux modes s'écrivent :

$$E_o(t) = E_{0o} \cos(2\pi\nu_o t + \phi_o), \quad (3.1)$$

$$E_e(t) = E_{0e} \cos(2\pi\nu_e t + \phi_e), \quad (3.2)$$

avec  $E_{0i}$  l'amplitude du mode  $i = \{o, e\}$ ,  $\nu_i$  sa fréquence et  $\phi_i$  sa phase. En fonction de l'architecture de la cavité, il est possible d'obtenir une différence de fréquence entre les modes optiques  $\nu_{\text{RF}} = |\nu_e - \nu_o|$  sur de larges plages de fréquence allant de quelques centaines de mégahertz au térahertz [Danion *et al.*, 2014]. En notant  $\Delta\Phi$  la biréfringence de la cavité, on peut exprimer  $\nu_{\text{RF}}$  simplement :

$$\nu_{\text{RF}} = \frac{c_0 \Delta\Phi}{2\pi L_{\text{cav}}}, \quad (3.3)$$

où  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $L_{\text{cav}}$  est la longueur optique de la cavité laser.

En positionnant un polariseur dont l'axe est orienté à  $45^\circ$  des axes des états propres de polarisation de la cavité puis une photodiode<sup>1</sup> sur le trajet du faisceau, comme présenté sur la figure 3.1, on obtient un photo-courant  $I_{\text{PD}}$  proportionnel à un signal oscillant à la fréquence  $\nu_{\text{RF}}$  :

$$I_{\text{PD}} \propto 1 + \cos [2\pi\nu_{\text{RF}}t + (\phi_e - \phi_o)]. \quad (3.4)$$

Cette conversion d'un signal optique en un signal électrique<sup>2</sup> est à la base du domaine de l'optique micro-onde [Yao, 2009].

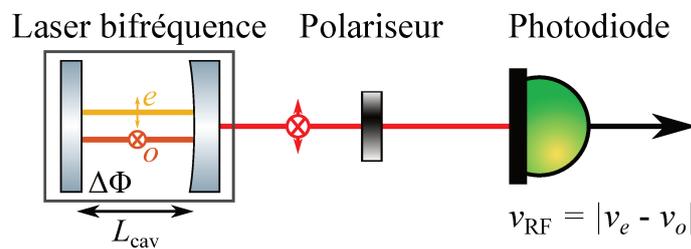


FIGURE 3.1 – Schéma de détection du battement  $\nu_{\text{RF}}$  entre les deux modes laser  $o$  et  $e$  (de fréquence respective  $\nu_o$  et  $\nu_e$ ) de la cavité bifréquence. Le polariseur est orienté à  $45^\circ$  pour maximiser le signal.

### Comportements dynamiques

Dans ces lasers à état solide, le temps de vie de l'inversion de population,  $\tau_{\text{inv}}$ , est supérieur au temps vie des photons dans la cavité,  $\tau_{\text{cav}}$ . De telles sources, dites de dynamique de classe B, présentent des oscillations de relaxation qui se traduisent par des pics dans leurs bruits d'intensité et de phase optique [Collins *et al.*, 1960], dégradant sévèrement la pureté du signal RF [Alouini *et al.*, 2001]. Pour les applications de métrologie de fréquence, ces oscillations sont donc rédhibitoires. Des méthodes passives existent pour pallier à se défaut, comme par exemple introduire dans la cavité de l'absorption à deux photons [El Amili *et al.*, 2013].

Une autre solution serait d'obtenir un comportement dynamique de classe A. Dans ce type de lasers, l'inversion de population est éliminée adiabatiquement,  $\tau_{\text{inv}}$  est bien plus court que  $\tau_{\text{cav}}$ . Seuls les photons participent à la définition de la réponse dynamique du laser. Dans ce cas, il n'existe plus d'oscillations de relaxation et les spectres de bruit s'écrivent comme des filtres passe-bas d'ordre 1 [Baili *et al.*, 2007, Garnache *et al.*, 2007]. Pour se mettre dans ces conditions de fonctionnement, une idée serait d'allonger la cavité du laser pour augmenter  $\tau_{\text{cav}}$  au-delà de  $\tau_{\text{inv}}$ . Dans les milieux actifs à état solide,  $\tau_{\text{inv}}$  est typiquement de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. En considérant des pertes

1.  $\nu_{\text{RF}}$  doit se situer dans la bande passante de la photodiode.

2. La conversion réciproque du signal électrique en signal optique est généralement assurée par modulation électro-optique ou par électro-absorption.

intracavité de l'ordre du pour-cent, une dynamique de classe A s'obtiendrait alors avec une cavité de quelques kilomètres de long. Cette solution n'est pas envisageable pour réaliser des sources laser compactes. De plus, les lasers à état solide ont fait leurs preuves pour l'émission dans le domaine télécom, mais les milieux à gain semi-conducteur sont préférés pour la réalisation de lasers à faible bruit pour des longueur d'onde plus spécifiques (telles que sont 852 nm ou 894 nm). L'utilisation de milieux à gain semi-conducteur ouvre aussi la voie au pompage électrique. Une autre piste a donc été explorée : les lasers semi-conducteurs à émission par la surface à cavité étendue.

### 3.1.2 VECSEL à émission bifréquence bipolarisation

Les lasers à semi-conducteur à émission par la surface (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser* en anglais, ou VCSEL) présentent des pertes faibles. Dans ce type de laser, le temps de vie typique de l'inversion de population est de l'ordre de la nanoseconde [Baili *et al.*, 2008]. Pour obtenir un comportement dynamique de classe A (avec  $\tau_{\text{cav}} \gg \tau_{\text{inv}}$ ), une cavité laser de quelques centimètres de long et maintenant des pertes faibles (de quelques pour-cent) est alors suffisante.

#### Milieu à gain

La structure semi-conductrice qui sert de milieu à gain est composée d'un empilement de matériaux déposés sur un substrat. Un réseau de Bragg sert tout d'abord de premier miroir et ferme un côté de la cavité laser. Cet empilement alterné de couches  $\lambda/4$  à fort contraste d'indice optique permet d'obtenir une réflexion importante sur une large plage de longueur d'onde (typiquement 50 nm). La zone active est ensuite déposée. Elle contient les barrières et les puits quantiques (*quantum well* en anglais, ou QW) à l'origine du gain optique. Enfin c'est simplement une couche de protection qui termine la structure afin d'installer au-delà la cavité étendue du laser. On omet ainsi volontairement de compléter la cavité du VCSEL avec un second réseau de Bragg, d'où le terme utilisé pour qualifier cette structure : 1/2-VCSEL. Le 1/2-VCSEL associé à sa cavité étendue forme un laser à émission par la surface en cavité externe (*Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser*, ou VECSEL).

Le pompage du semi-conducteur est nécessaire pour réaliser l'inversion de population. Pour les VECSEL, le pompage optique est préféré car il permet d'obtenir une zone de gain large (de diamètre supérieure à 20  $\mu\text{m}$ ) et uniforme, adaptée aux dimensions du mode laser. L'inconvénient de ce système réside dans l'encombrement du montage optique de pompage. Le pompage électrique permettrait de s'affranchir du laser de pompe mais ne présente malheureusement pas encore les performances suffisantes pour la réalisation de lasers émettant une dizaine de milliwatts [Tropper *et al.*, 2004]. Dans le cas d'un pompage optique, l'absorption d'un photon du laser de pompe promeut un électron (noté  $e^-$ ) de la bande de valence à la bande de conduction des barrières (voir figure 3.2). L'électron est ensuite piégé dans un des puits quantiques avant de se recombiner avec un trou (noté  $h^+$ ),

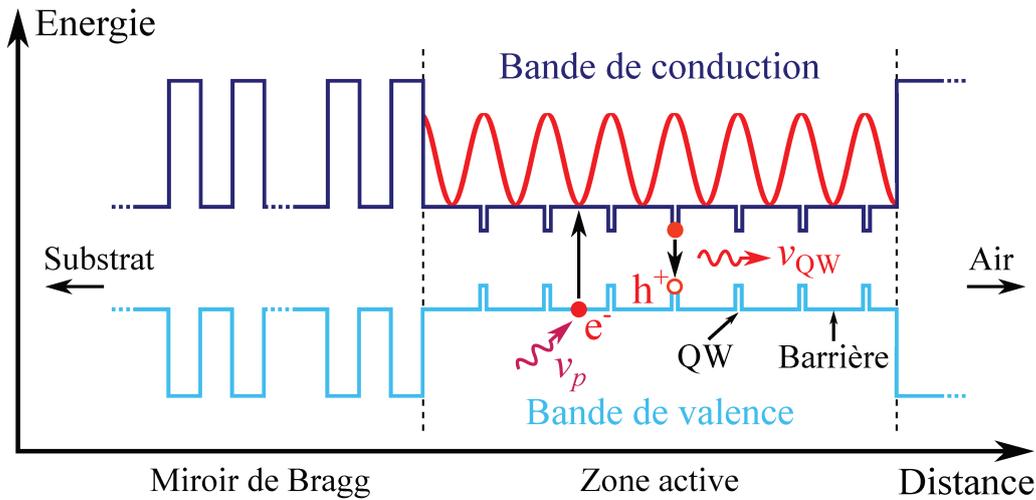


FIGURE 3.2 – Schéma de principe du pompage optique de la structure 1/2-VCSEL. Le photon du laser de pompe est représenté en violet. Le photon émis par la recombinaison d'un électron ( $e^-$ ) avec un trou ( $h^+$ ) dans un QW est représenté en rouge. L'amplitude du champ électrique est donné en rouge dans la zone active.

émettant ainsi un photon d'énergie  $h\nu_{QW}$ . La fréquence du laser de pompe,  $\nu_p$ , doit être adaptée pour se situer dans la plage d'absorption des barrières.

Le miroir de Bragg, d'une part, et l'interface semi-conducteur/air, d'autre part, forment une micro-cavité qui participe au filtrage de l'émission des QW. L'interface présente une réflectivité d'environ 30 %. Sans traitement anti-reflet, les photons réalisent quelques allers-retours dans la micro-cavité, interférant constructivement. L'amplitude du champ électrique interne est ainsi augmentée, la zone active est dite résonante<sup>3</sup>.

### Séparation spatiale

Une des conditions pour soutenir deux modes de polarisation est d'avoir un couplage non-linéaire entre les modes inférieur à 1. Pour un milieu à gain semi-conducteur, une séparation spatiale est nécessaire pour dissocier les zones de gain et réduire la compétition entre les des deux modes [Brunel *et al.*, 1997, Baili *et al.*, 2007]. Nous reviendrons sur le couplage non-linéaire en partie 3.2.2. La séparation spatiale est généralement réalisée avec un cristal biréfringent dont l'axe optique est orienté avec un angle  $\theta$  par rapport à l'axe de propagation du laser. De cette manière le faisceau est projeté suivant deux axes en fonction de sa polarisation. En incidence normale sur le cristal biréfringent, le mode ordinaire est transmis sans être dévié, alors que le mode extraordinaire va subir un décalage spatial dû à la double réfraction (voir figure 3.3). Ce décalage,  $d$ , dépend des indices optiques  $n_o$  et  $n_e$  et de l'épaisseur du matériau biréfringent  $e_{PBS}$  :

$$d = e_{PBS} \tan \beta, \quad (3.5)$$

3. Nous ne détaillerons pas ici les zone active anti-résonante, où un traitement anti-reflet est appliqué à l'interface.

où  $\beta$  est la déviation angulaire du faisceau extraordinaire dans le cristal et vaut :

$$\beta = \theta - \arctan\left(\frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \theta\right). \quad (3.6)$$

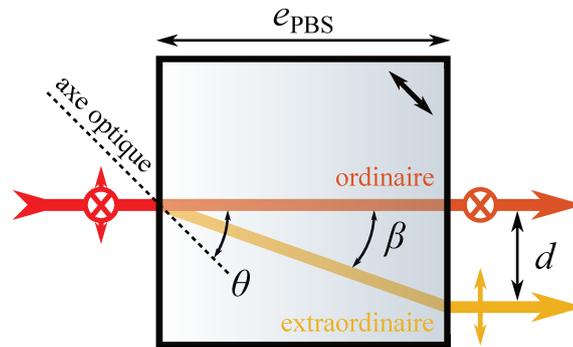


FIGURE 3.3 – Schéma de la double réfraction du mode de polarisation extraordinaire au passage d'un cristal biréfringent dont l'axe optique est orienté suivant un angle  $\theta$  par rapport à la normale. L'angle  $\beta$  est volontairement exagéré pour une lecture plus claire.

### Filtrage spectral et fonctionnement bifréquence

L'écart de fréquence entre deux modes optiques longitudinaux résonants d'une cavité, appelée intervalle spectral libre (ISL), s'écrit :

$$\text{ISL} = \frac{c_0}{2L_{\text{cav}}}. \quad (3.7)$$

Pour une cavité de longueur centimétrique, l'ISL est donc de quelques gigahertz. Le gain du milieu semi-conducteur est spectralement large, typiquement supérieur à 100 GHz. De multiples modes longitudinaux peuvent ainsi coexister sur chacune des polarisations propres de la cavité, et ce malgré la compétition entre les modes [Laurain, 2010]. L'ajout d'un élément spectralement filtrant, avec des pertes faibles et quasi isotropes, dans la cavité suffit généralement à favoriser un unique mode longitudinal et obtenir une émission monomode sur chacune des polarisations.

Finalement, en fermant la cavité avec un second miroir (servant de coupleur de sortie), on obtient un VECSEL bipolarisation bifréquence (*Dual-Frequency VECSEL* en anglais, ou DF-VECSEL), comme présenté en figure 3.4. Des DF-VECSEL ont maintenant été développés à différentes longueurs d'onde, nous citerons en particulier les études réalisées à 1  $\mu\text{m}$  [Baili *et al.*, 2009b] et à 1.5  $\mu\text{m}$  [De *et al.*, 2015]. Avec leurs propriétés de puissance, d'accordabilité et de finesse spectrale, les VECSEL à émission bifréquence sont des sources idéales pour la manipulation des atomes et la métrologie [Burd *et al.*, 2015]. Ainsi pour l'interrogation du césium à 852 nm, les travaux du Laboratoire Charles Fabry (LCF) ont tout d'abord mené à la réalisation d'un VECSEL monofréquence [Cocquelin *et al.*, 2009] et, par la suite, à un VECSEL bifréquence en collaboration avec le

SYRTE et TRT [Camargo *et al.*, 2012, Dumont *et al.*, 2014]. Les propriétés de l'architecture proposée dans ces références sont cependant insuffisantes pour la réalisation d'une horloge CPT. D'une part, le pompage avec une unique faisceau induit un mode dominant de transfert de bruit en anti-phase. Les propriétés de bruits d'intensité et de phase RF d'une telle cavité ne sont donc pas idéales. Nous reviendrons plus en détail sur ce point en partie 3.2.2 et dans le chapitre 4. D'autre part, la recherche d'un point de fonctionnement résonant avec le césium et les stabilisations simultanées des fréquences d'émission s'avèrent délicates. En effet, les fréquences sont principalement contrôlées en ajustant la température du semi-conducteur ou la longueur optique de la cavité. Or nous verrons en partie 3.2.3 qu'il existe de cette manière un fort couplage entre les fréquences d'émission. Nous détaillerons une solution pour y remédier, développée dans le cadre de cette thèse, dans la partie 4.4.3.

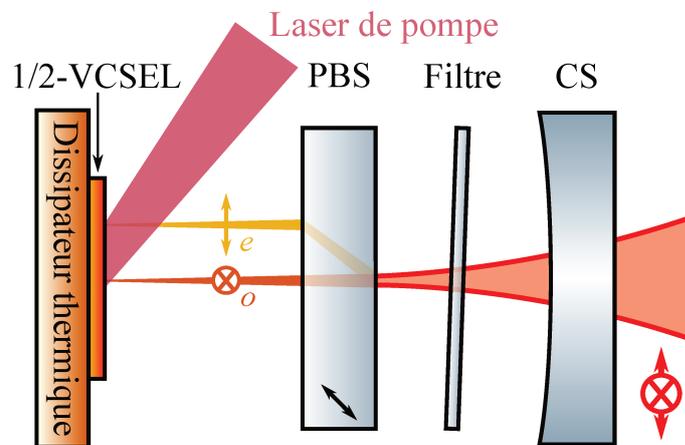


FIGURE 3.4 – Schéma d'un VECSEL à émission bifréquence bipolarisation. Les modes de polarisation ordinaire (en orange) et extraordinaire (en jaune) se superposent en sortie du PBS pour former le faisceau bifréquence bipolarisation (en rouge). La distance entre les deux modes au niveau du 1/2-VCSEL est volontairement exagérée pour une lecture plus claire.

## 3.2 Description d'une nouvelle architecture de DF-VECSEL

### 3.2.1 Structure semi-conductrice

Les structures semi-conductrices émettant à 852 nm sont développées, fabriquées puis caractérisées par l'équipe de I. Sagnes au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) et G. Lucas-Leclín au LCF. L'empilement de semi-conducteurs qui compose le 1/2-VCSEL est présenté sur la figure 3.5. Il repose tout d'abord sur un substrat d'arséniure de gallium (GaAs) de quelques centaines de micromètres d'épaisseur. Ensuite, le réseau de Bragg est déposé par épitaxie en phase vapeur aux organométallique (*MetalOrganic*

*Chemical Vapor Deposition* en anglais, ou MOCVD). Les couches du réseau sont en arséniure d'aluminium (AlAs) et en arséniure d'aluminium-gallium ( $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ ) dont les indices optiques sont respectivement 2.98 et 3.43 à 852 nm.

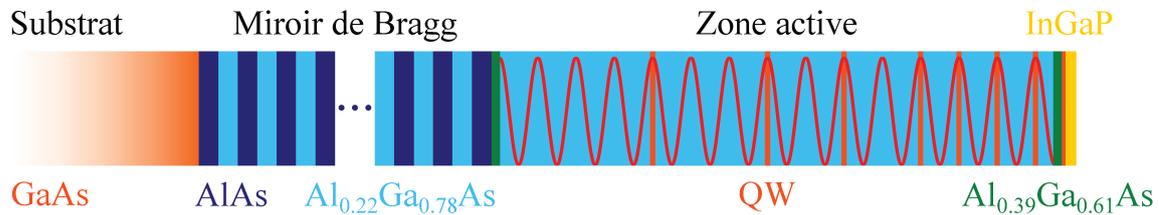


FIGURE 3.5 – Schéma de la structure du 1/2-VCSEL émettant à 852 nm. L'amplitude du champ électrique est représentée en rouge dans la zone active. Les puits quantiques (QW) sont disposés parmi les ventres du champ. Le miroir de Bragg est composé d'une alternance de 32 paires et demie de couches  $\lambda/4$ .

La zone active est composée de puits quantiques positionnés aux ventres du champ électrique pour maximiser le gain [Raja *et al.*, 1988]. La puissance du laser de pompe est rapidement absorbée par la structure et décroît exponentiellement avec la distance par rapport à la surface. Pour tenir compte de cette différence de puissance disponible et obtenir un gain homogène, la distance entre les puits quantiques est allongée à mesure que l'on s'éloigne de la surface. Ainsi, parmi les quatorze ventres du champ électrique dans la zone active, seulement sept puits quantiques sont positionnés en suivant la séquence 11110101001000. L'épaisseur de la zone active est de  $30\lambda / (4n_{\text{AlGaAs}})$  soit environ  $1.9 \mu\text{m}$ .

De part et d'autre, des couches de  $\text{Al}_{0.39}\text{Ga}_{0.61}\text{As}$  servent à confiner les porteurs et ainsi limiter leur diffusion hors de la zone active. Une couche de phosphore de gallium-indium (InGaP) protège les couches en surface de l'oxydation, les matériaux contenant de l'aluminium y étant très sensibles. Une fine couche (5 nm) de GaAs est déposée au préalable pour faciliter la croissance du InGaP.

Ces structures semi-conductrices résonantes présentent un gain d'environ 8 % [Dumont, 2016]. Il est à noter que, du fait de sa structure cristalline et des contraintes résiduelles dues à la croissance, le 1/2-VCSEL est anisotrope et présente un gain différent en fonction de l'axe considéré : on parle de dichroïsme de gain [Joly *et al.*, 2017]. Pour éviter un déséquilibre trop important entre les deux modes de la cavité, il est possible d'orienter l'axe présentant le plus fort gain à  $45^\circ$  des états propres de polarisation.

La réflectivité du 1/2-VCSEL est mesurée autour de la longueur d'onde d'intérêt (voir figure 3.6). Elle est supérieure à 0.9 sur une plage de longueur d'onde de 60 nm autour de 850 nm. À 852 nm, la réflectivité dépasse 99.9 %. Sur cette plage de longueur d'onde, on remarque la présence de deux chutes de réflectivité. La première représente l'absorption des QW. La seconde correspond à la résonance de la micro-cavité. Ces deux paramètres se décalent vers le rouge avec l'échauffement induit par le pompage. Le décalage en longueur d'onde est de 0.3 nm/K pour la photoluminescence des QW et de 0.06 nm/K pour la résonance de la micro-cavité [Dumont, 2016]. La conception des structures anticipe ces décalages pour faire correspondre les deux paramètres à 852 nm dans les conditions

de pompage du VECSEL (i.e. 1 W focalisé sur 80  $\mu\text{m}$ ). Notons cependant qu'il existe des variations dues à la fabrication de la plaque semi-conductrice sur toute sa surface. On observe par exemple ici un décalage du spectre de 5 nm entre une mesure effectuée au centre de la plaque et une autre excentrée de 2.5 cm.

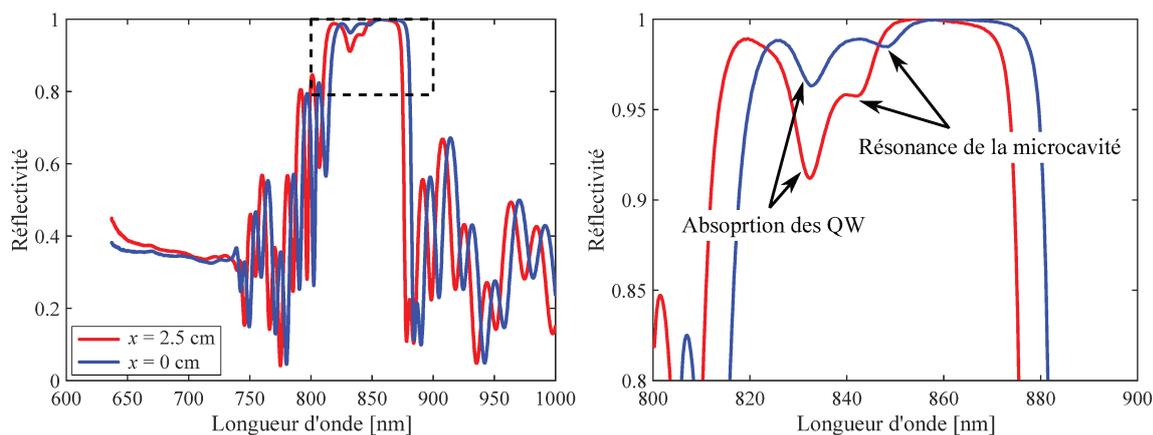


FIGURE 3.6 – Spectres de réflectivité d'un 1/2-VECSEL. L'absorption des puits quantiques (QW) et la résonance de la micro-cavité sont repérées sur le graphe de droite. Les deux mesures sont prises en différents points de la plaque semi-conductrice pour représenter le décalage en longueur d'onde à mesure que l'on s'éloigne du centre. Mesures réalisées par le C2N et le LCF.

### 3.2.2 Architecture de pompage optique

Pour les structures semi-conductrices à 852 nm, il n'existe pas de sources laser mono-modes, puissantes et accessibles dans la gamme de longueur d'onde de pompage (entre 630 nm et 700 nm). La solution retenue est donc l'utilisation d'une source multimode, bien plus disponible. Du fait des recouvrements des nombreux modes spatiaux issus du laser multimode, la surface illuminée sur le 1/2-VECSEL présente des tavelures (ou *speckle* en anglais). Dans le cas d'un pompage avec un faisceau unique, la séparation spatiale sur le milieu à gain implique que les deux zones de gain n'interceptent pas la même surface du profil d'intensité du laser de pompage. De part la présence de tavelures, les fluctuations du nombre de photons,  $N_i$ , sur ces deux surfaces ne sont donc pas équivalentes (voir figure 3.7). Dans cette partie nous expliquons les limites du pompage à faisceau unique pour les propriétés de bruit du DF-VECSEL puis nous présentons une nouvelle architecture de pompage plus favorable.

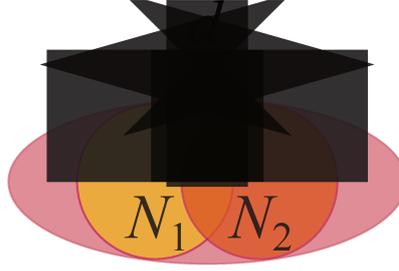


FIGURE 3.7 – Schéma de la zone de pompage (en violet) et des deux zones de gain pour chacun des modes de polarisation de la cavité (en jaune et en orange) dont les centres sont séparés d'une distance  $d$ .

#### Corrélations et limites des cavités précédentes

Pour caractériser la relation entre les intensités par zone de gain, nous introduisons la notion de spectre des corrélations définis comme :

$$\Theta_p(f) = \frac{\langle \delta \tilde{N}_1(f) \cdot \delta \tilde{N}_2^*(f) \rangle}{\sqrt{\langle |\delta \tilde{N}_1(f)|^2 \rangle \langle |\delta \tilde{N}_2(f)|^2 \rangle}} = \eta_p(f) e^{i\phi_p(f)}, \quad (3.8)$$

où  $\delta \tilde{N}_i(f)$  est le spectre des fluctuations d'intensité de la zone de gain du mode  $i$ , et  $\eta_p(f)$  et  $\phi_p(f)$  représentent respectivement l'amplitude et la phase des corrélations. Ce spectre est normalisé, ainsi l'amplitude des corrélations entre deux signaux entièrement corrélés est égale à 1. Pour des fluctuations identiques et de même signe (en phase), la phase des corrélations est nulle; pour des fluctuations de signe opposé (en anti-phase), la phase des corrélations est égale à  $\pi$ .

Il a été montré que  $\eta_p$  chute fortement avec la distance  $d$  de séparation entre le centre des modes [Liu *et al.*, 2018a]. Cette situation n'est pas avantageuse pour les RIN du VECSEL. En effet, si les fluctuations d'intensité des deux modes lasers ne sont pas corrélées, l'application d'un système de stabilisation de puissance (comme par exemple celui présenté dans la partie 2.3) ne peut pas réduire simultanément leur bruit. L'idéal est ainsi de conserver  $\eta_p$  le plus élevé possible.

Nous pourrions imaginer conserver un recouvrement partiel des deux zones de gain. La constante de couplage non-linéaire  $C$  se calcule à partir du recouvrement des profils d'intensité des deux modes laser :

$$C = C_0 \frac{\int I_1(x,y) I_2(x,y) dx dy}{\sqrt{\int I_1^2(x,y) dx dy \int I_2^2(x,y) dx dy}}. \quad (3.9)$$

avec  $C_0 \approx 0.8$  pour un DF-VECSEL [Pal *et al.*, 2010]. Pour des profils d'intensité gaussiens  $I_i(x,y)$  de rayons identiques  $w_i$  dont les centres sont séparés d'une distance  $d$ , cette

équation se simplifie sous la forme :

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{d^2}{w_l^2}\right). \quad (3.10)$$

A l'instar de  $\eta_p$ , cette valeur chute très fortement dès lors que les centres des deux modes sont séparés et devient inférieur à  $10^{-2}$  pour une séparation  $d > 2w_l$ . Nous allons cependant voir que cela mène à des propriétés de bruits défavorables.

Le bruit d'intensité du laser de pompe se transmet au bruit du VECSEL. De la même manière que deux oscillateurs mécaniques couplés, on peut faire apparaître deux modes de transfert de bruit : un mode en phase et un mode en anti-phase. En posant  $\gamma_{\text{inv}} = 1/\tau_{\text{inv}}$  et  $\gamma_{\text{cav}} = 1/\tau_{\text{cav}}$  et en faisant l'hypothèse que les taux de pompage sont identiques  $r_x = r_y = r$ , les fonctions de transfert pour chacun de ces modes s'écrivent :

$$T_{\text{RIN}}^{\text{in}}(f) = \frac{2\gamma_{\text{inv}}^2 \gamma_{\text{cav}}^2 r^2 (1 + \eta_p \cos \phi_p)}{[\gamma_{\text{inv}} \gamma_{\text{cav}} (r - 1) - (2\pi f)^2]^2 + (2\pi f r \gamma_{\text{inv}})^2}, \quad (3.11)$$

pour le mode en phase et :

$$T_{\text{RIN}}^{\text{anti}}(f) = \frac{2\gamma_{\text{inv}}^2 \gamma_{\text{cav}}^2 r^2 (1 - \eta_p \cos \phi_p)}{\left[\gamma_{\text{inv}} \gamma_{\text{cav}} (r - 1) \frac{1 - \sqrt{C}}{1 + \sqrt{C}} - (2\pi f)^2\right]^2 + (2\pi f r \gamma_{\text{inv}})^2}, \quad (3.12)$$

pour le mode en anti-phase [De et al., 2013]. On remarque que seul le mode de transfert en anti-phase dépend du couplage  $C$ . Nous traçons sur la figure 3.8a les fonctions de transfert pour chacun des modes de transfert de bruit pour différentes valeurs de  $C$ , en considérant l'intensité des zones de gains fortement corrélées ( $\eta_p = 0.95$ ) et en phase, des taux de pompage de 1.5 et une cavité vide de 23 mm de long. Comme prévu pour des lasers de classe A, où  $\gamma_{\text{inv}} \gg \gamma_{\text{cav}}$ , ces fonctions sont représentées par des filtres passe bas d'ordre 1, de produit gain-bande constant ici égal à 6 MHz. Ainsi, pour le mode en anti-phase, quand le couplage augmente, le gain de transfert à basse fréquence augmente et la fréquence de coupure diminue.

Tant que la fréquence de Fourier est plus petite que la fréquence de coupure de la fonction de transfert (typiquement supérieure à 100 kHz), on peut simplifier l'amplitude du transfert de RIN à :

$$T_{\text{RIN}}^{\text{in}} = 2 \frac{r^2}{(r - 1)^2} (1 + \eta_p \cos \phi_p), \quad (3.13)$$

pour le mode en phase et :

$$T_{\text{RIN}}^{\text{anti}} = 2 \frac{r^2}{(r - 1)^2} (1 - \eta_p \cos \phi_p) \left( \frac{1 + \sqrt{C}}{1 - \sqrt{C}} \right)^2, \quad (3.14)$$

pour le mode en anti-phase.

En représentant le rapport entre ces deux valeurs  $T_{\text{RIN}}^{\text{in}}/T_{\text{RIN}}^{\text{anti}}$ , on peut alors déterminer

simplement quel mode de transfert est dominant sur la bande passante des fonctions (voir figure 3.8b). Le mode en phase est principalement dominant quand  $\eta_p$  est fort et  $C$  est faible. Augmenter le couplage non-linéaire entre les modes lasers mène en revanche à la prédominance du mode en anti-phase, d'autant plus vite que le taux de corrélation est faible. Cette situation n'est une nouvelle fois pas avantageuse pour les propriétés de bruit du laser. Si les modes optiques présentent des fluctuations d'intensité en anti-phase, on comprend qu'il n'est pas possible de stabiliser la puissance d'un mode avec un unique asservissement sans augmenter les instabilités de l'autre.

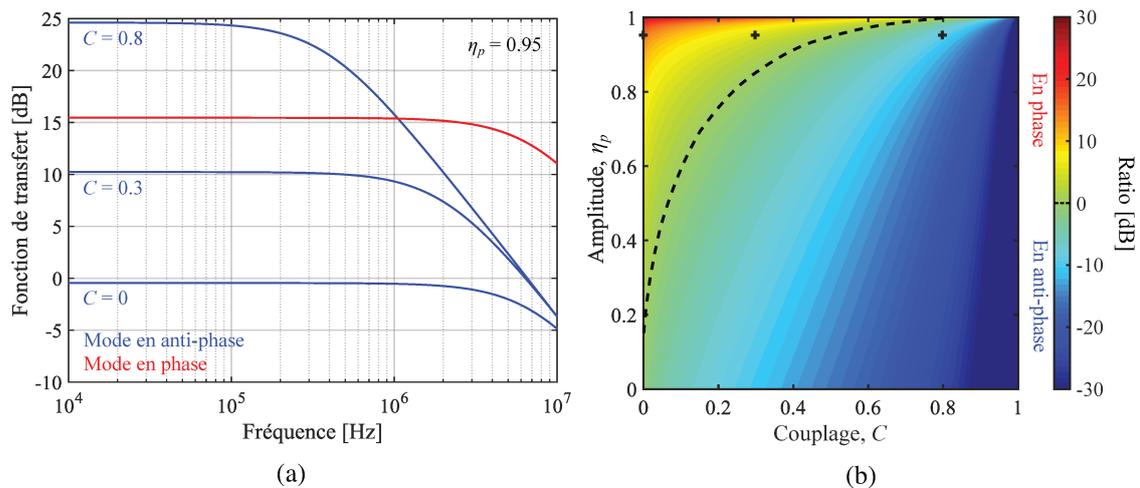


FIGURE 3.8 – (a) Fonction de transfert du RIN du laser de pompe vers le RIN du VECSEL pour les modes en phase (rouge) et en anti-phase (bleu) pour différentes valeurs de la constante de couplage  $C$  et  $\eta_p = 0.95$ . (b) Rapport d'amplitude à basse fréquence entre les deux modes de transfert en fonction de  $C$  et  $\eta_p$ . Quand le ratio (exprimé en décibels) est positif, le mode en phase est dominant; quand le ratio est négatif, le mode en anti-phase est dominant. Les croix noires repèrent les points auxquels sont tracés les fonctions de transfert.

En voulant obtenir des modes laser en phase et fortement corrélés en intensité, nous arrivons finalement ici avec deux conditions opposées. D'une part, il faut minimiser la constante de couplage pour favoriser le mode de transfert de bruit en phase. D'autre part il faut maximiser l'amplitude des corrélations entre les zones de gain pour générer des modes optiques fortement corrélés. L'architecture de pompage avec un faisceau unique ne permet pas de répondre à ces contraintes.

### Architecture de pompage avec séparation d'intensité

Pour assurer un pompage fortement corrélé tout en maintenant un couplage faible entre les modes lasers, nous proposons de réaliser une séparation d'intensité du laser de pompage et de dissocier deux zones de gain sur la structure semi-conductrice. Chacun des deux faisceaux obtenus sert ainsi à pomper un unique état propre de la cavité.

La source laser de pompe utilisée est une diode commerciale (Frankfurt Laser Company)

multimode fibrée émettant jusqu'à 1.8 W à  $635 \pm 10$  nm. La diode est stabilisée en température à 25 °C. Le diamètre du cœur de la sortie fibrée est de 105  $\mu\text{m}$ . Avec un laser multimode, seule la division d'amplitude permet de conserver l'équivalence entre les deux voies. En effet, la division de front d'onde, méthode répandue dans les coupleurs fibrés, ne garantit pas de maintenir de fortes corrélations entre les voies<sup>4</sup>. L'émission multimode est donc couplée en espace libre et séparée avec un BS avant d'être réinjectée dans deux fibres distinctes (voir figure 3.9). Ces trois opérations sont intégrées dans un composant (réalisé par OZ Optics) qui induit environ 30 % de pertes optiques, limitant la puissance optique maximale disponible pour le pompage du 1/2-VCSEL à 600 mW par faisceau. Les deux fibres sont ensuite assemblées pour partager un même connecteur à fêrle double. Ce système permet de faire coïncider les axes de propagation ainsi que les angles formés avec le dioptre de sortie de deux fibres distantes d'un multiple de 125  $\mu\text{m}$ .

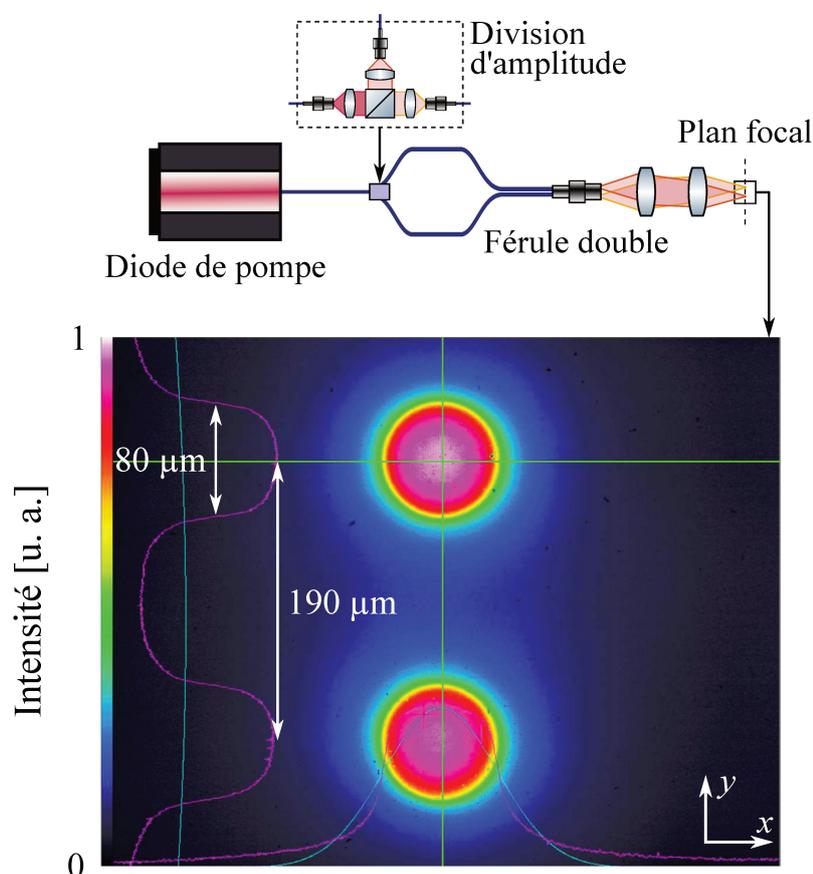


FIGURE 3.9 – Système de séparation d'intensité et de focalisation des faisceaux de pompage du VCSEL. La mesure du profil d'intensité des faisceaux laser de pompage au niveau du 1/2-VCSEL est donnée dans la partie inférieure de la figure.

Un système optique composé de deux lentilles (de focales 25 mm et 19 mm) permet de mettre en forme et de focaliser les faisceaux sur la structure semi-conductrice. Le profil d'intensité au niveau du 1/2-VCSEL est circulaire et quasi-uniforme, dit *top-hat*

4. Cette observation a été vérifiée par le LCF et le LuMIn sur des coupleurs commerciaux.

(voir figure 3.9). Les centres des deux faisceaux sont espacés de  $190\ \mu\text{m}$  et le système optique les focalise sur un diamètre d'environ  $80\ \mu\text{m}$ , comme prévu par le système de grandissement. D'après l'équation 3.5, plus la distance  $d$  est grande, plus le PBS à insérer est épais. Une distance de séparation de  $190\ \mu\text{m}$  est ainsi choisie pour limiter les pertes par absorption et obtenir  $C \approx 0$  d'après l'équation 3.10. Avec un angle d'incidence à  $45^\circ$ , les disques des faisceaux sont projetés sur la surface du semi-conducteur sous forme elliptique suivant l'axe  $\vec{x}$ . Le diamètre suivant l'axe court  $\vec{y}$  reste cependant inchangé de valeur  $80\ \mu\text{m}$ , adapté au mode de la cavité comme nous le verrons dans la partie suivante. Les zones de gain sont donc des ellipses horizontales de dimensions  $80\ \mu\text{m} \times 110\ \mu\text{m}$  environ, dont les centres sont espacés de  $190\ \mu\text{m}$ .

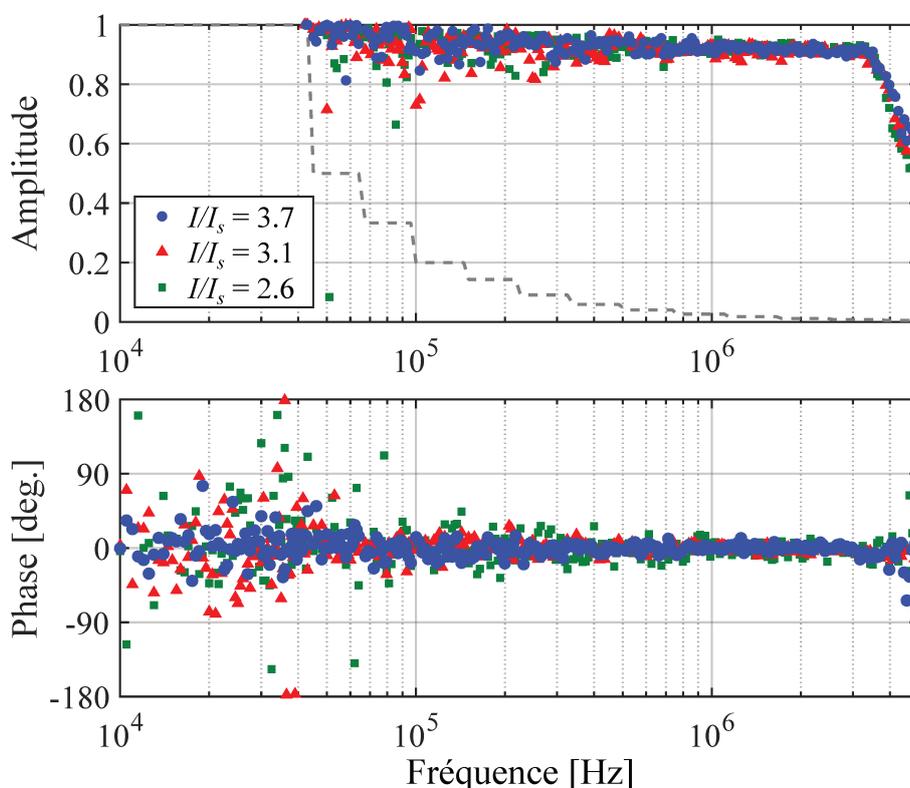


FIGURE 3.10 – Spectres de l'amplitude et de la phase des corrélations entre les intensités des deux voies de pompe pour différents courants de fonctionnement, exprimés par rapport au courant de seuil du laser de pompe  $I_s$ . Les pointillés gris donnent la limite numérique du calcul de l'amplitude.

En mesurant simultanément la puissance optique issue de chacune des voies de pompage, on peut estimer le spectre des corrélations entre leur bruit d'intensité  $\Theta_p(f)$ . Les acquisitions effectuées sur les deux voies sont comparées numériquement et les spectres d'amplitude et de phase obtenus sont présentés en figure 3.10. Les intensités des deux faisceaux sont fortement corrélées avec une amplitude  $\eta_p$  supérieure à 0.9 jusqu'à 3 MHz. Au-delà, nous atteignons la limite de la bande passante de la photodiode et des amplificateurs utilisés, et l'amplitude chute fortement. Les deux intensités sont en phase ( $\phi_p = 0$ ) sur toute la plage de fréquence de la mesure. Cette observation est vérifiée pour différentes valeurs

de courant d'alimentation du laser de pompe.

Ce système de pompage répond ainsi aux conditions requises précédemment énoncées. Il permet, d'une part, d'obtenir deux faisceaux de pompe dont les intensités sont fortement corrélées et en phase et, d'autre part, d'obtenir un très faible taux de couplage entre les deux zones de gain. En plus de l'intérêt pour les propriétés de bruit d'intensité du DF-VECSEL, il a été montré au LuMIn qu'une telle architecture de pompage entraîne une réduction du bruit de phase du battement entre les modes optiques d'environ 20 dB par rapport à un pompage à faisceau unique [Gredat *et al.*, 2018].

### 3.2.3 Architecture de la cavité étendue

Maintenant que nous avons décrit comment obtenir les premiers photons à 852 nm, nous présentons dans cette partie la cavité étendue du laser permettant *in fine* l'émission bifréquence bipolarisation (voir figure 3.11). Au-delà du 1/2-VCSEL, le DF-VECSEL est composée d'un cristal biréfringent séparateur de polarisation (PBS), de deux cristaux aux propriétés électro-optiques (EO), d'un filtre spectral et d'un miroir sphérique servant de coupleur de sortie (CS). Les modes de polarisation émis par la cavité seront notés par la suite  $x$  et  $y$  pour correspondre aux axes définis dans la figure 3.11.

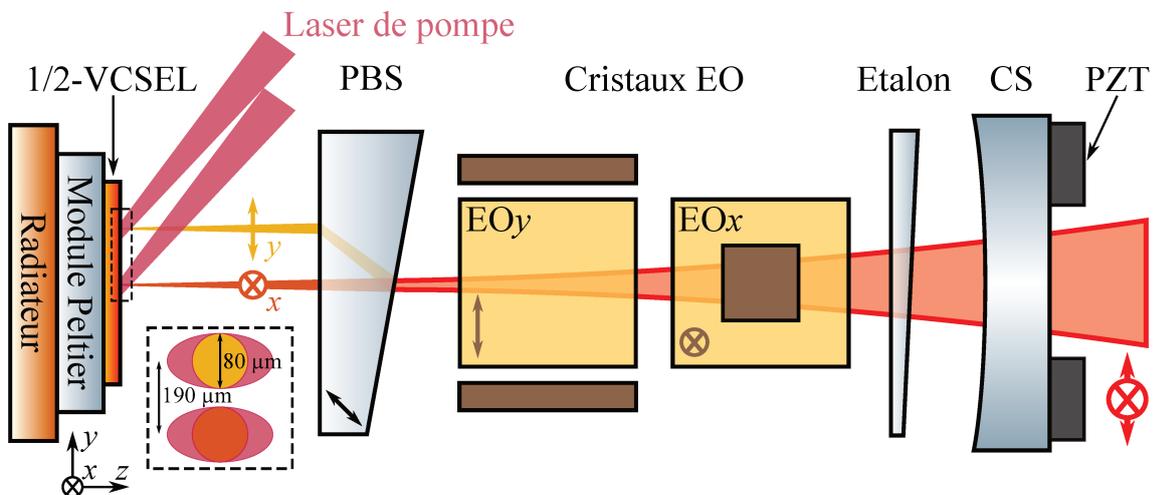


FIGURE 3.11 – Schéma du DF-VECSEL. L'encart donne une représentation des surfaces de pompage (en violet) et des deux modes de polarisation laser de la cavité (en orange pour le faisceau ordinaire noté  $x$ ; en jaune pour le faisceau extraordinaire noté  $y$ ). PBS : cristal biréfringent séparateur de polarisation. EO : cristal électro-optique. CS : coupleur de sortie. PZT : transducteur piézoélectrique.

#### Coupleur de sortie et longueur de cavité

En plus du réseau de Bragg d'un côté, un miroir sphérique est positionné à une distance  $L$  du 1/2-VCSEL pour fermer la cavité de l'autre. L'utilisation d'un miroir sphérique permet

l'obtention d'une cavité plan-concave, définissant un mode transverse  $TEM_{00}$  avec un profil uniforme et présentant une symétrie de révolution. Cette propriété du faisceau est d'intérêt pour l'application à un montage d'horloge, en particulier pour l'interaction avec les atomes du résonateur. On s'affranchit de la mise en forme nécessaire à l'utilisation d'un faisceau au profil elliptique.

L'insertion d'éléments optiques d'épaisseur  $L_{\text{élément}}$  et d'indice optique  $n_{\text{élément}}$  dans la cavité étendue modifie la longueur optique,  $L_{\text{cav}}$ , qui s'écrit :

$$L_{\text{cav}} = L + \sum_{\text{élément}} L_{\text{élément}} (n_{\text{élément}} - 1). \quad (3.15)$$

Pour une cavité vide, en négligeant l'épaisseur optique de la zone active du 1/2-VCSEL (inférieure à 10  $\mu\text{m}$ ), on obtient  $L_{\text{cav}} \approx L$ .

Pour limiter l'échauffement du semi-conducteur et réduire le seuil de l'effet laser, le recouvrement entre le mode  $TEM_{00}$  de la cavité et le faisceau de pompe doit être maximisé. La zone de gain est une ellipse et le système optique focalise le faisceau avec un waist (i.e. rayon à  $1/e^2$  du profil d'intensité),  $w_p$ , de 40  $\mu\text{m}$ . Pour une cavité vide, le waist du mode laser,  $w_l$ , au niveau du semi-conducteur s'exprime en fonction de la longueur  $L$  et du rayon de courbure du coupleur de sortie  $r_{\text{CS}}$  :

$$w_l = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(r_{\text{CS}} - L)}}. \quad (3.16)$$

Cette équation n'a de sens que si  $L$  est inférieur à  $r_{\text{CS}}$ , au-delà on sort de la zone de stabilité de la cavité et l'effet laser n'est plus possible. La figure 3.12a présente le waist du mode laser pour deux miroirs avec des rayons de courbure de 15 mm et de 25 mm. Le recouvrement optimal avec la zone de gain apparaît pour des longueurs de cavité de 12 mm et de 23.4 mm respectivement<sup>5</sup>. Pour permettre l'insertion et la manipulation de tous les éléments dans la cavité tout en maintenant une forte compacité, nous choisissons d'utiliser un miroir avec un rayon de courbure de 25 mm. A ce propos, il est à noter que l'ajout des éléments optiques dans la cavité réduit la divergence du faisceau et doit donc s'accompagner de l'allongement progressif de la cavité (voir figure 3.12b). Pour optimiser le recouvrement entre le mode laser et la zone de gain, la cavité complète doit finalement avoir une longueur physique  $L$  de 25.5 mm.

Le miroir est monté sur une céramique piézoélectrique (*piezoelectric transducer* en anglais, ou PZT). En appliquant une tension sur le PZT, celui-ci se déforme et le miroir se déplace de quelques centaines de nanomètres suivant l'axe  $\vec{z}$  (i. e. l'axe de propagation du faisceau). Avec la longueur  $L$ , l'ISL de la cavité change en entraînant un décalage des fréquences optiques émises par le VECSEL. De cette manière, il est donc possible de contrôler et d'ajuster l'émission du laser comme nous le verrons plus en détail dans la partie 3.3.3. En anticipant les pertes induites par l'insertion des éléments de la cavité, un coupleur de sortie avec 0.5 % de transmission optique est sélectionné.

5. Nous ne considérons pas les longueurs inférieures possibles de 3 mm et de 1.4 mm respectivement, qui seraient difficilement réalisables en pratique.

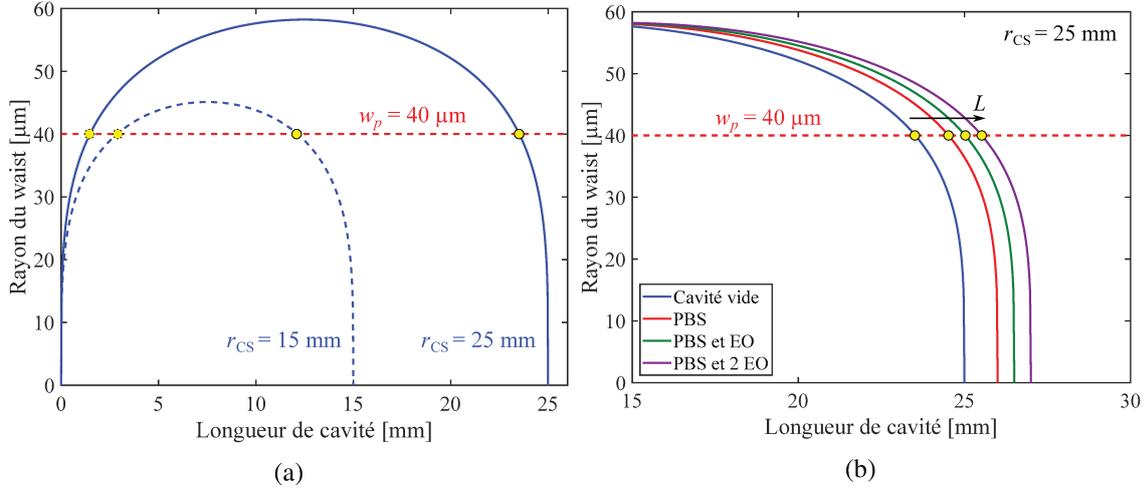


FIGURE 3.12 – Evolution du waist du mode laser au niveau du semi-conducteur en fonction de la longueur de cavité du VECSEL (a) pour des coupleurs de sortie avec des rayons de courbure  $r_{CS}$  différents et (b) en fonction de la composition de la cavité avec  $r_{CS} = 25$  mm ( $e_{PBS} = 2$  mm et  $L_{EO} = 1$  mm). Les pointillés rouges représentent le waist de la pompe focalisée  $w_p$ . L'ajout d'élément dans la cavité décale la courbe vers des cavités plus longues pour maintenir  $w_l = w_p = 40$  μm.

### Cristal séparateur de polarisation

L'élément réalisant la séparation spatiale des deux modes propres de polarisation de la cavité (PBS) est un cristal de vanadate d'yttrium ( $YVO_4$ ) uniaxe et dont l'axe optique est taillé à  $45^\circ$ . Ses indices optiques valent  $n_{o,YVO_4} = 1.970$  et  $n_{e,YVO_4} = 2.181$  à 852 nm et  $20^\circ C$  [Shi *et al.*, 2001]. En rappelant que l'indice vu par le rayon extraordinaire qui se propage dans un cristal biréfringent dont l'axe de coupe est orienté d'un angle  $\theta$  par rapport à l'axe optique s'écrit :

$$\frac{1}{n_\theta^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}, \quad (3.17)$$

qui se simplifie pour un axe de coupe à  $45^\circ$  :

$$n_{\theta=45^\circ} = \sqrt{2} \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + n_e^2}}, \quad (3.18)$$

on obtient pour le PBS de la cavité  $n_{\theta,YVO_4} = 2.067$ .

La séparation spatiale induite par l'introduction de ce cristal dans la cavité est calculée à partir de l'équation 3.5. La déviation angulaire  $\beta$  du faisceau extraordinaire vaut 0.1 rad, ce qui mène à une séparation de 100 μm par millimètres de cristal de  $YVO_4$ . Les deux zones de gain étant espacées de 190 μm, un cristal de 2 mm d'épaisseur est ainsi inséré pour assurer la bonne superposition des faisceaux. Le PBS est choisi légèrement prisma-

tique avec un angle de coupe d'une face de 20 minutes d'arc<sup>6</sup>. Ainsi, en translatant le cristal suivant l'axe  $\vec{y}$  la différence de marche entre les deux modes optiques de la cavité est légèrement modifiée et la fréquence du battement change en conséquence. Le décalage en fréquence est estimé à 720 MHz pour 100  $\mu\text{m}$  de translation du cristal. Cette propriété géométrique du cristal permet de cette manière d'ajuster  $\nu_{\text{RF}}$  autour de 9.2 GHz.

Pour prendre dorénavant en compte la biréfringence de la cavité, nous définissons la longueur optique de cavité et l'ISL pour un mode laser  $i = \{x, y\}$  :

$$L_{\text{cav}, i} = L + \sum_{\text{élément}} L_{\text{élément}} (n_{i, \text{élément}} - 1), \quad (3.19)$$

$$\text{ISL}_i = \frac{c_0}{2L_{\text{cav}, i}}, \quad (3.20)$$

avec  $n_{i, \text{élément}}$  l'indice optique d'un élément suivant l'axe  $i$ .

### Étalon et sélection des modes optiques

L'insertion d'un étalon dans la cavité filtre spectralement les modes adjacents qui pourraient être supportés. Ces modes prennent les valeurs données par les expressions :

$$\nu_x = p_x \text{ISL}_x, \quad (3.21)$$

$$\nu_y = p_y \text{ISL}_y, \quad (3.22)$$

avec  $p_x$  et  $p_y$  des entiers qui représentent l'ordre du mode longitudinal. Dans le cas d'un étalon isotrope, le spectre de transmission est identique pour les deux directions de polarisation. Ainsi, les modes sélectionnés par l'étalon sont spectralement adjacents (voir figure 3.13a). Pour cette raison, la limite de la différence de fréquence entre les modes optiques émis par la cavité,  $\nu_{\text{RF}}$ , ne peut pas être supérieure à la moitié de son ISL. Pour obtenir  $\nu_{\text{RF}} = \nu_0 \approx 9.2$  GHz, la longueur optique maximale de la cavité devrait être de 8.2 mm. Cependant, comme montré précédemment, une longueur inférieure ne serait pas adaptée au coupleur de sortie utilisé et le positionnement des éléments s'avérerait délicat. La longueur optimale déterminée avec la figure 3.12b donne un ISL de 5 GHz environ. Il est donc impossible d'obtenir une émission laser compatible avec la spectroscopie CPT dans ces conditions.

Pour pallier ce problème, l'utilisation d'un étalon biréfringent a été proposée dans [Pillet *et al.*, 2014]. En effet, le spectre de transmission de l'étalon est dans ce cas différent en fonction de la direction de polarisation du mode considéré (voir figure 3.13b). Le mode optique correspondant au maximum de transmission suivant une direction de polarisation peut ainsi être éloigné spectralement du mode transmis de polarisation perpendiculaire. La fréquence  $\nu_{\text{RF}}$  n'est donc plus limitée à la moitié de l'ISL de la cavité.

Nous avons choisi d'utiliser un étalon de  $\text{YVO}_4$  de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dont l'axe optique est orienté à  $1^\circ$ . L'étalon est légèrement prismatique (l'angle entre les deux dioptries est de

6. Une minute d'arc ( $1'$ ) est égale à  $1/60^\circ$  soit environ  $0.016^\circ$ . Ainsi  $20' \approx 0.33^\circ$ .

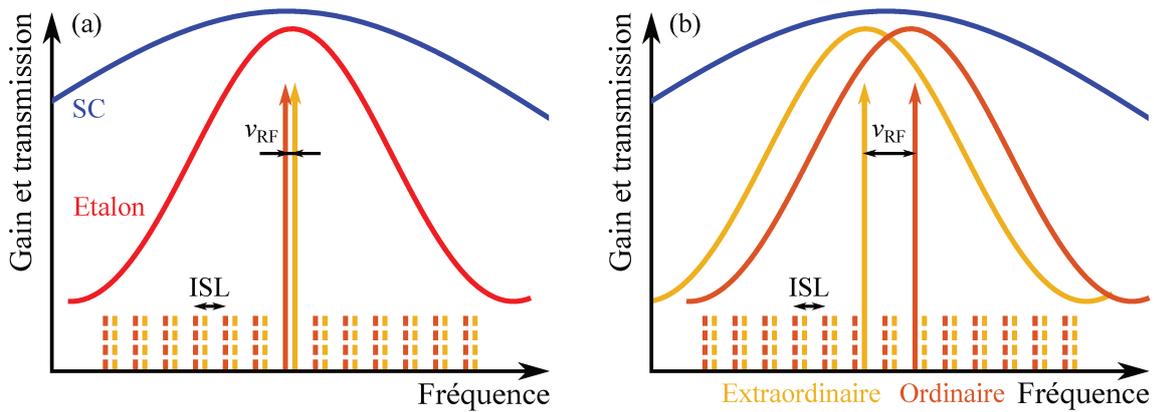


FIGURE 3.13 – Principe de sélection des modes optiques avec un étalon isotrope (a) ou biréfringent (b). Le spectre de gain du semi-conducteur est donné en bleu. Le spectre de transmission de l'étalon est représenté en rouge, ou est décomposé en orange et jaune pour les modes ordinaires et extraordinaires respectivement.

30''). Cette propriété permet d'ajuster la longueur d'onde transmise par simple translation de l'étalon suivant l'axe  $\vec{y}$ .

Malheureusement, les composants qui nous ont été fournis présentaient une géométrie non adaptée (angle de prisme estimé au moins trois fois trop important et inhomogène sur toute la surface) et introduisaient des pertes trop importantes pour obtenir un effet laser. Pour assurer malgré tout le filtrage spectral, une simple lame de silice de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur est insérée dans la cavité. Cette épaisseur correspond à un ISL de 690 GHz (soit 1.7 nm à 852 nm). La silice est un matériau isotrope et ne permet donc pas, en théorie, d'obtenir  $\nu_{\text{RF}} = \nu_0$ .

### Cristaux électro-optiques

Deux cristaux en niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) stœchiométrique dopé en oxyde de magnésium ( $\text{MgO}$ ), abrégé  $\text{MgO:SLT}$ , sont insérés dans la cavité. Les dimensions des cristaux sont  $2 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ . Ce matériau possède des propriétés électro-optiques : l'application d'un champ électrique au cristal change ses indices optiques. Les axes optiques des cristaux sont orientés de manière orthogonale, alignés suivant les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ , nous les nommerons par la suite  $\text{EO}_x$  et  $\text{EO}_y$  respectivement. Les deux cristaux EO sont assemblés sur une unique pièce en alumine pour garantir leur orthogonalité. Des électrodes sont déposées sur les faces opposées, perpendiculaire à l'axe optique du cristal. Le contact électrique est assuré par une colle conductrice à base d'argent.

Les coefficients électro-optiques du  $\text{MgO:SLT}$  sont mesurés à 980 nm dans [Casson *et al.*, 2004]. A 852 nm, nous les estimons ainsi légèrement supérieurs aux valeurs données soit  $r_{33} \approx 30 \text{ pm/V}$  et  $r_{13} \approx 7 \text{ pm/V}$ . Les indices optiques de ce matériau à 852 nm et à 25 °C sont  $n_{o, \text{MgO:SLT}} = 2.144$  et  $n_{e, \text{MgO:SLT}} = 2.142$  [Dolev *et al.*, 2009]. Le décalage en fréquence du mode  $i = \{x, y\}$  induit par l'application de tensions sur les cristaux électro-

optiques s'écrit :

$$\Delta_V^{\text{EO}} v_i = \frac{\text{ISL}_i}{\lambda} \left( n_{o, \text{EO}}^3 r_{33} \frac{e_{\text{EO}i}}{l_{\text{EO}i}} V_{\text{EO}i} + \frac{e_{\text{EO}j}}{l_{\text{EO}j}} n_{e, \text{EO}}^3 r_{13} V_{\text{EO}j} \right), \quad (3.23)$$

où  $e_{\text{EO}i}$  est l'épaisseur du cristal  $\text{EO}i$  et  $l_{\text{EO}i}$  est la distance entre les faces où sont positionnées les électrodes. Le décalage fréquentiel est environ quatre fois plus important sur le mode dont la polarisation est parallèle à l'axe optique du cristal EO par rapport au mode dont la polarisation est orthogonale.

L'ajout d'un second cristal EO dans la cavité est une différence majeure avec l'architecture de DF-VECSEL des études précédentes n'intégrant qu'un seul cristal [Dumont *et al.*, 2014, Gredat *et al.*, 2020]. En effet, avec un unique cristal EO, le contrôle simultané des deux fréquences optiques n'est pas robuste car l'application d'une tension sur le cristal entraîne inévitablement le décalage en fréquence des deux modes optiques. L'utilisation d'un couple de cristaux EO nous a permis de démontrer le contrôle indépendant des fréquences optiques avec la technique présentée en partie 4.4.3. De plus, la fréquence d'émission laser est dans ce cas particulièrement sensible aux variations de température des éléments biréfringents de la cavité, comme nous le verrons plus en détails dans la partie 3.3.2.

Deux modules à effet Peltier sont installés pour stabiliser la température de la cavité. Un premier, plus petit, est positionné juste sous les éléments intracavité ; un second, plus gros, stabilise la température de la semelle en aluminium supportant le montage complet.

### 3.3 Mise en œuvre et caractérisation du DF-VECSEL

Durant ces travaux de thèse, deux DF-VECSEL ont été réalisés et caractérisés. Un premier montage de laboratoire permet de caractériser simplement les éléments à intégrer dans la cavité. Un second montage compact servira à terme de prototype, où chaque composant sera collé pour garantir la stabilité dans le temps du DF-VECSEL. La conception mécanique de ce prototype a été réalisée par D. Holleville au SYRTE avant d'être mis en œuvre dans les laboratoires de TRT. Le montage complet tient dans un volume de  $60 \times 80 \times 80 \text{ mm}^3$  soit un peu moins de 0.4 L (voir figure 3.14).

#### 3.3.1 Caractérisation de l'émission laser

Dans un premier temps, aucun élément n'est intégré dans la cavité. Le coupleur de sortie est positionné pour obtenir un effet laser sur une des deux zones de gain. La position du 1/2-VCSEL est ajustée pour maximiser la puissance émise en cherchant sur la surface les zones de meilleur gain. Pour limiter son échauffement, le 1/2-VCSEL est régulé en température par un module à effet Peltier. La dissipation thermique est assurée par une pièce en cuivre installée sur la face chaude du module. Le contact thermique est réalisé entre chacun des éléments avec une graisse à base de silicone présentant une bonne conducti-

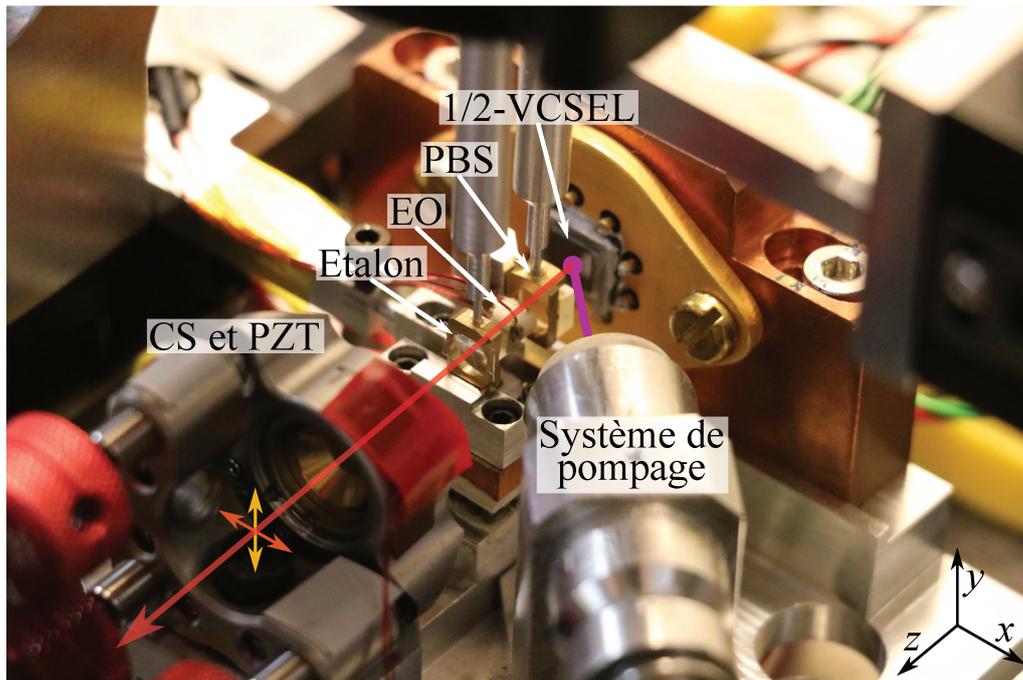


FIGURE 3.14 – Photographie du DF-VECSEL. Le laser de pompe est représenté en violet et le faisceau émis par la cavité en rouge. La longueur de cavité  $L$  est de 25.5 mm.

tivité thermique ( $0.65 \text{ W}/(\text{m K})$ ). Le 1/2-VCSEL étant à l'air libre, sa température ne doit pas descendre en dessous du point de rosée (situé entre  $7^\circ\text{C}$  et  $14^\circ\text{C}$  dans nos conditions de laboratoire) afin d'éviter la condensation de gouttelettes d'eau sur la surface.

### Puissance optique en cavité vide

La figure 3.15a présente l'évolution de la puissance émise par le DF-VECSEL quand la zone de gain est pompée par la totalité de la puissance de pompage (i.e. sans séparation préalable d'intensité) quand le 1/2-VCSEL est stabilisé à  $15^\circ\text{C}$  et à  $18^\circ\text{C}$ . Le seuil laser est atteint vers 245 mW de puissance de pompage, soit une intensité d'environ  $40 \text{ W}/\text{mm}^2$ . A  $18^\circ\text{C}$ , la puissance émise évolue ensuite linéairement avec la puissance incidente jusqu'à un point d'inversion situé à 910 mW. Après avoir atteint un maximum de 57 mW émis, la puissance s'effondre rapidement. Cette inversion est due au décalage par effet thermique du spectre de gain du 1/2-VCSEL qui se désaccorde par rapport aux propriétés de la micro-cavité. Cet effet fixe la puissance maximale atteignable, on parle de *roll-over* thermique [Hasnain *et al.*, 1991]. En descendant la température du semi-conducteur à  $15^\circ\text{C}$ , l'inversion est repoussée au-delà de 980 mW de pompage. Couplé à une réduction du seuil laser, on peut alors atteindre un maximum de puissance émise plus élevé de 62 mW.

La distribution de l'intensité entre les deux zones de gain ainsi que les pertes induites par le coupleur fibré limite la puissance de pompage incidente pour chaque mode. La figure 3.15b présente la puissance atteignable dans ces conditions. Sur cette plage de pom-

page, l'évolution de la puissance émise reste linéaire. Stabiliser le 1/2-VCSEL à 15 °C permet d'obtenir un maximum de puissance de 26 mW. L'émission laser doit être suffisamment intense pour pouvoir réaliser les différents asservissements nécessaires au fonctionnement de l'horloge en maintenant des rapports signal à bruit importants.

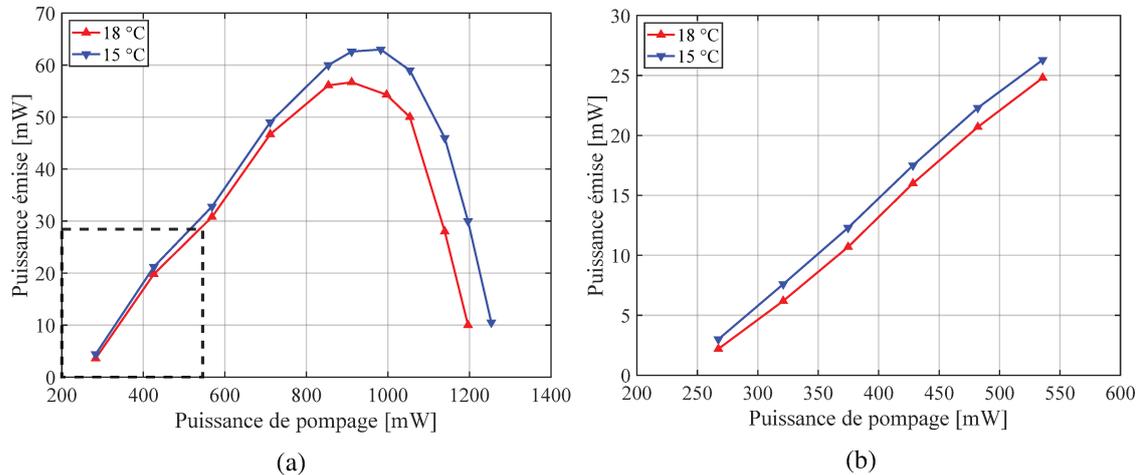


FIGURE 3.15 – Evolution de la puissance optique émise par la cavité vide en fonction de la puissance de pompage (a) sans séparation d'intensité du laser de pompage et (b) avec séparation d'intensité du laser de pompage. La puissance disponible par zone de gain dans ce second cas est délimitée par l'encadré noir. La structure semi-conductrice est réglée à 15 °C et à 18 °C. Le 1/2-VCSEL utilisé porte la référence 882-A21.

### Longueur d'onde d'émission en cavité vide

La longueur d'onde d'émission est mesurée à l'analyseur de spectre optique. L'augmentation de la puissance de pompage incidente induit une augmentation de la température du 1/2-VCSEL et entraîne plusieurs phénomènes. D'une part, l'énergie de gap des QW diminue. D'autre part, la dilatation et les effets thermo-optiques décalent le spectre du réseau de Bragg et la résonance de la micro-cavité vers le rouge [Dumont, 2016]. Ainsi, on mesure une augmentation de la longueur d'onde émise par le VECSEL de 12 pm/mW (voir figure 3.16). A l'inverse, on comprend qu'un abaissement de la température de la structure semi-conductrice compense en partie l'effet de l'échauffement et s'accompagne d'une diminution de la longueur d'onde d'émission que l'on mesure à 0.16 nm/°C.

En cavité vide, on balaye une plage de longueur d'onde de 3 nm environ. Le point de fonctionnement idéal en température du 1/2-VCSEL permettrait d'obtenir le maximum de puissance pour une émission à la longueur d'onde  $\lambda_{C_s, D2}$ .

### Caractérisation des éléments dans la cavité de laboratoire

Les éléments insérés dans la cavité sont caractérisés en amont sur un montage de laboratoire. Une mesure de la puissance optique émise par le VECSEL est réalisée en fonction

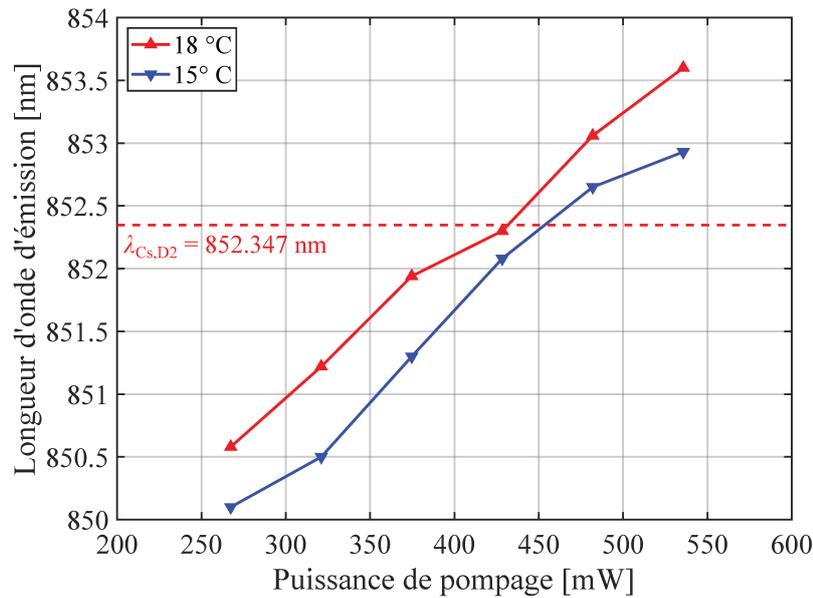


FIGURE 3.16 – Evolution de la longueur d'onde d'émission du VECSEL avec une structure semi-conductrice régulée à 15 °C et à 18 °C en fonction de la puissance de pompage. Le 1/2-VCSEL utilisé porte la référence 882-A21.

de la composition de la cavité (voir figure 3.17a). Les résultats sont présentés en puissance par mode optique en fonction de la puissance incidente de pompage par zone de gain. L'introduction des différents éléments dans la cavité ajoute des pertes, décale le seuil laser et abaisse la caractéristique de puissance du VECSEL. Avec le PBS et les deux cristaux EO, nous obtenons au mieux une puissance émise de 4 mW par mode de polarisation pour une puissance de pompage maximale.

L'augmentation du seuil laser s'accompagne naturellement de l'augmentation de la densité de porteurs atteinte. En conséquence, les transitions radiatives possibles dans les QW sont plus énergétiques et le spectre de gain du 1/2-VCSEL se décale vers des longueurs d'onde plus courtes [Coldren *et al.*, 2012]. En augmentant les pertes, l'ajout des composants dans la cavité va donc décaler la fréquence du laser vers le bleu (voir figure 3.17b). Ainsi, d'une émission à 854 nm pour une cavité vide à puissance maximale, la longueur d'onde chute à 853.1 nm en introduisant le PBS puis sous  $\lambda_{Cs, D2}$  avec les deux cristaux EO.

Nous vérifions à l'analyseur de spectre optique la présence de deux pics, un pour chaque mode de polarisation (voir figure 3.18). La séparation en fréquence entre les deux modes est de l'ordre du gigahertz. En détectant le battement entre les deux modes émis avec une photodiode rapide, comme présenté dans la figure 3.1, nous obtenons un photo-courant oscillant à la fréquence  $\nu_{RF}$ . Après amplification, ce signal RF est caractérisé à l'analyseur de spectre électrique (voir figure 3.19). Dans les conditions de cette mesure, la fréquence du battement est de 735 MHz. Un battement à une fréquence de quelques gigahertz peut être obtenu en ajustant la position du PBS et de l'étalon.

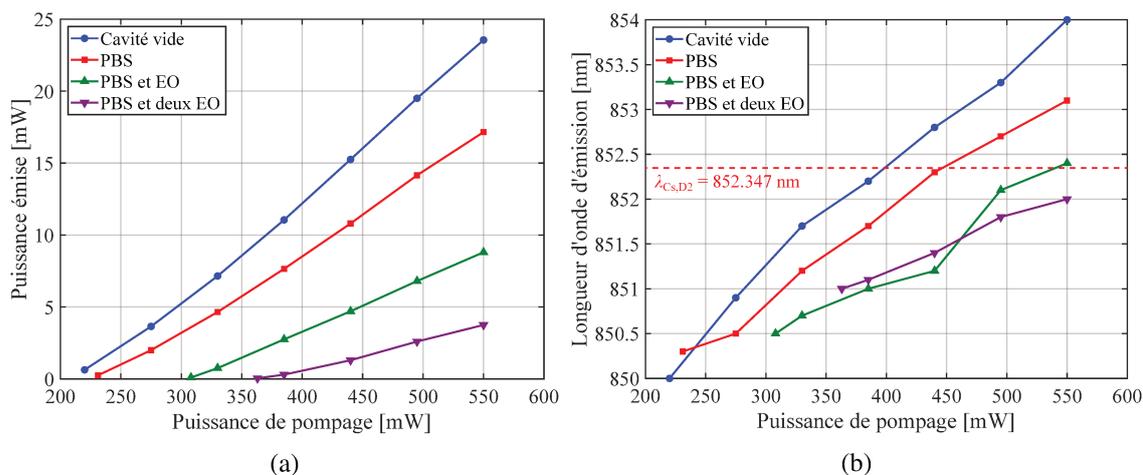


FIGURE 3.17 – Evolution (a) de la puissance optique et (b) de la longueur d'onde de l'émission du VECSEL en fonction de la puissance de pompage incidente par zone de gain pour différentes compositions de la cavité. Les pointillés rouges repèrent la longueur d'onde d'absorption de la raie D<sub>2</sub> du césium. Le 1/2-VCSEL utilisé porte la référence V0131-C11.

### Limitations de la cavité prototype

Pour garantir la robustesse, la compacité et la stabilité de la cavité, la conception mécanique a été réalisée pour permettre de coller chaque élément. Les contraintes de cette conception limite cependant les degrés de liberté de positionnement des composants. Le tableau 3.1 précise les translations et rotations disponibles. L'absence de certains réglages empêche de trouver la position optimale pour chacun des composants, et donc limite la minimisation des pertes associées. Comme nous l'avons vu précédemment, des pertes plus fortes entraînent : l'augmentation du seuil laser ; l'abaissement de la caractéristique de puissance émise (et donc de la puissance maximale atteignable) et le décalage vers le bleu de la fréquence d'émission.

Les pertes induites sur la nouvelle conception mécanique sont difficilement quantifiables *a priori* et ont été sous-estimées. Ainsi, malgré tous nos efforts, nous n'obtenons qu'une émission peu intense (un peu plus de 1 mW par mode de polarisation) et dont la longueur d'onde n'est pas accordée sur la transition D<sub>2</sub> du césium ( $\lambda_l < 851.77 \text{ nm}$  soit un désaccord de plus de 230 GHz). Une solution partielle serait de remplacer le 1/2-VCSEL actuel par une structure dont la longueur d'onde d'émission serait plus élevée à la conception. On compenserait de cette manière le décalage important de la fréquence vers le bleu mais cela n'augmenterait pas significativement la puissance émise par le VECSEL. Pour cela, l'ajout d'une seconde diode de pompage, mélangée à la première avec un coupleur  $2 \times 2$ , a aussi été étudié. Sur le montage de laboratoire, avec une autre structure semi-conductrice, nous avons ainsi montré une émission de 6 mW par mode de polarisation accordée sur la raie D<sub>2</sub> avant le *roll-over* thermique. A terme, il faudrait repenser la conception de la cavité prototype pour permettre un positionnement des éléments plus optimal, en particulier du PBS et des cristaux EO. Avec une émission bifréquence bipolarisation, le DF-VECSEL

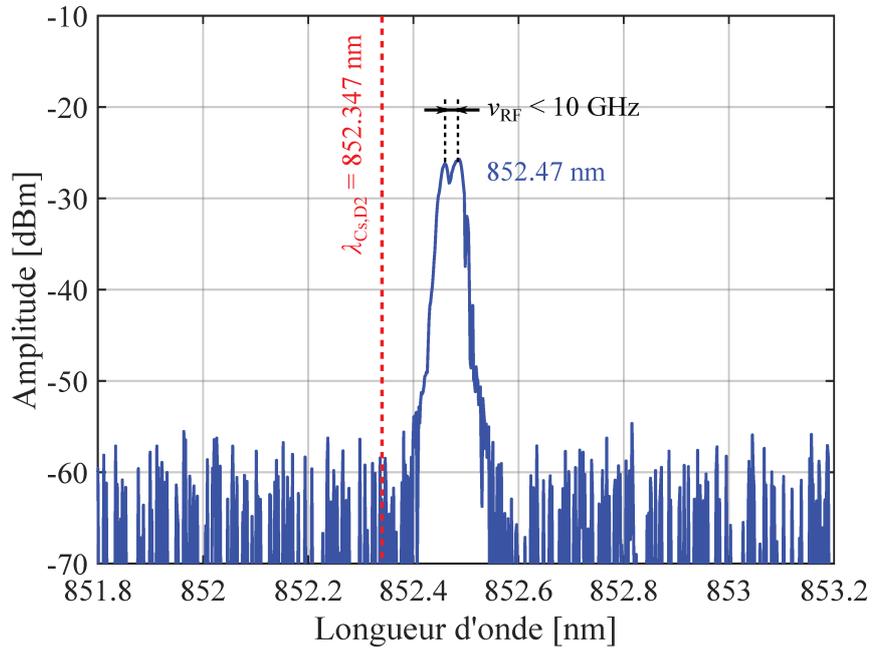


FIGURE 3.18 – Spectre de l'émission du DF-VECSEL de laboratoire mesuré à l'analyseur optique. On distingue la présence de deux pics séparés de  $\nu_{RF}$ . Tous les composants sont présents dans la cavité (le PBS, les deux cristaux EO et un étalon).

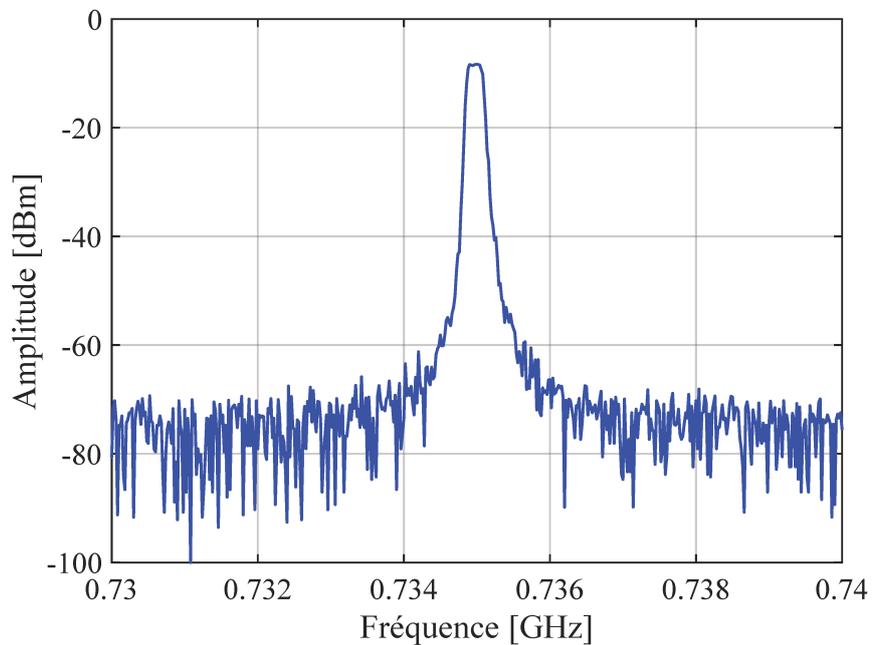


FIGURE 3.19 – Spectre du battement entre les deux modes de polarisation du DF-VECSEL de laboratoire mesuré à l'analyseur électrique (bande passante de résolution de 100 kHz). Tous les composants sont présents dans la cavité (le PBS, les deux cristaux EO et un étalon).

compact reste néanmoins en partie exploitable comme nous le verrons. Les résultats expérimentaux présentés dans la suite du manuscrit (exception faite des mesures de la partie suivante 3.3.2) sont obtenus avec cette cavité.

Élément	Translation	Rotation
1/2-VCSEL	position fixe	incidence fixe
PBS	$y$	incidence fixe
Cristaux EO	$x$	incidence fixe
Etalon	$x, y^*$	$y$
Coupleur de sortie	$z$	$x, y$

TABLE 3.1 – Réglages disponibles pour chaque élément composant la cavité du VECSEL.

\*Le réglage est possible mais la pièce de support n'est pas adaptée au collage de l'élément.

### 3.3.2 Sensibilité thermique de la cavité

Les variations de température des éléments de la cavité entraînent un changement de la longueur optique à travers deux mécanismes. Premièrement, l'expansion thermique (ET) allonge l'épaisseur physique des cristaux qui devient alors égale à :

$$L_{\text{élément}}(T) = L_{\text{élément}}(T_{\text{ref}}) (1 + \alpha_{T, \text{élément}} \Delta T), \quad (3.24)$$

où  $T_{\text{ref}} = 300 \text{ K}$ ,  $\alpha_{T, \text{élément}}$  est le coefficient d'expansion thermique de l'élément considéré et  $\Delta T = T - T_{\text{ref}}$ . La variation de température, et donc de longueur, des éléments contribue au décalage fréquentiel des modes optiques émis par le DF-VECSEL d'une quantité :

$$\Delta_T^{\text{ET}} \nu_i = -\frac{p_i c_0}{2L_{\text{cav}, i \text{ élément}}^2} \sum \alpha_{T, \text{élément}} (n_{i, \text{élément}} - 1) L_{\text{élément}}(T_{\text{ref}}) \Delta T. \quad (3.25)$$

Deuxièmement, l'effet thermo-optique (TO) change les indices des cristaux, modifiant ainsi la longueur optique. Cette variation de longueur contribue à un décalage en fréquence d'une quantité :

$$\Delta_T^{\text{TO}} \nu_i = -\frac{p_i c_0}{2L_{\text{cav}, i \text{ élément}}^2} \sum \frac{\partial n_{i, \text{élément}}}{\partial T} L_{\text{élément}}(T) \Delta T. \quad (3.26)$$

L'effet des variations de température sur la fréquence du battement entre les deux modes s'écrit finalement :

$$\Delta_T \nu_{\text{RF}} = \left( \Delta_T^{\text{ET}} \nu_y + \Delta_T^{\text{TO}} \nu_y \right) - \left( \Delta_T^{\text{ET}} \nu_x + \Delta_T^{\text{TO}} \nu_x \right) = \Delta_T \nu_y - \Delta_T \nu_x. \quad (3.27)$$

Bien que nous pourrions exploiter ces propriétés pour ajuster les fréquences émises par le DF-VECSEL, des sensibilités trop importantes aux variations de température perturbe-

Coefficients [ $\times 10^{-5}/K$ ]	PBS	EO <sub>x</sub>	EO <sub>y</sub>
Expansion thermique $\alpha_T$	0.52	1.51	1.51
Thermo-optique ordinaire $\partial n_x/\partial T$	1.55	0.26	4.32
Thermo-optique extraordinaire $\partial n_y/\partial T$	1.29	4.32	0.26

TABLE 3.2 – Coefficients thermiques des éléments de la cavité extrapolés à 852 nm et 300 K.

Sensibilités thermiques des fréquences d'émission du VECSEL [MHz/K]			
Effet	$\partial_T \nu_x$	$\partial_T \nu_y$	$\partial_T \nu_{RF}$
PBS, expansion thermique	-120	-124	-4
PBS, effet thermo-optique	-375	-308	67
EO <sub>x</sub> , expansion thermique	-207	-205	2
EO <sub>x</sub> , effet thermo-optique	-32	-518	-486
<b>Sous-total (*)</b>	<b>-734 (-753)</b>	<b>-1155 (-1183)</b>	<b>-421 (-431)</b>
EO <sub>y</sub> , expansion thermique	-206	-205	1
EO <sub>y</sub> , effet thermo-optique	-522	-32	490
<b>Total</b>	<b>-1462</b>	<b>-1392</b>	<b>70</b>

TABLE 3.3 – Estimation des sensibilités thermiques des fréquences d'émission du DF-VECSEL. Les calculs sont réalisés pour une cavité contenant le PBS et les deux cristaux EO. \*Une estimation plus exacte du sous-total est donnée en retirant des équations l'épaisseur optique du cristal EO<sub>y</sub>.

raient l'émission de manière inadéquate. Le tableau 3.2 donne les valeurs des coefficients thermiques de chaque élément<sup>7</sup> de la cavité. Ces valeurs sont extrapolées à 852 nm à partir des travaux des références [Ter-Gabrielyan *et al.*, 2012] et [Shi *et al.*, 2001] pour le YVO<sub>4</sub> et de la référence [Dolev *et al.*, 2009] pour le MgO:SLT.

Le tableau 3.3 répertorie les sensibilités thermiques dues aux éléments de la cavité que nous calculons pour chacune des fréquences. Pour les modes optiques, les décalages fréquentiels induits par des variations de températures de chaque composant sont de l'ordre de quelques centaines de mégahertz par degré. Nous estimons ainsi une variation totale de fréquence optique à un peu plus de 1 GHz/K. L'effet de l'expansion thermique est quasiment équivalent sur les deux modes. L'impact sur la fréquence du battement est ainsi très faible. En revanche, l'effet thermo-optique des éléments, en particulier celui des cristaux EO, est relativement important sur  $\nu_{RF}$ . On comprend ainsi un des intérêts d'ajouter un second cristal EO dans la cavité. Comme les axes des deux cristaux sont orthogonaux, leurs impacts sur les modes optiques sont inversés et se compensent en grande partie sur

7. De part sa faible épaisseur et ses propriétés isotropes, les effets thermiques dus à l'étalon en silice sont négligés.

$\nu_{RF}$ . Avec un couple de cristaux EO, la sensibilité thermique du battement est fortement réduite et correspond alors principalement à l'effet thermo-optique du PBS. En contrepartie on augmente la sensibilité totale de  $\nu_x$  et  $\nu_y$ , mais celle-ci reste relativement faible par rapport à la fréquence d'émission ( $\partial_T \nu_i / \nu_i < 10^{-5}$ ).

La figure 3.20 présente l'évolution théorique des fréquences émises par le DF-VECSEL en fonction de la composition de la cavité. Des sauts de modes apparaissent périodiquement du fait de la sélection spectrale due à l'étalon de silice. Expérimentalement, nous mesurons à l'analyseur de spectre électrique le déplacement en fréquence du battement associé à une variation de température des éléments de la cavité. Nous trouvons une sensibilité de -480 MHz/K sans le cristal EOy complémentaire et -76 MHz/K avec. L'ajout d'un second cristal EO, dont l'axe optique est orienté orthogonalement au premier, permet donc bien de réduire la sensibilité de la fréquence du battement aux variations de température des éléments de la cavité.

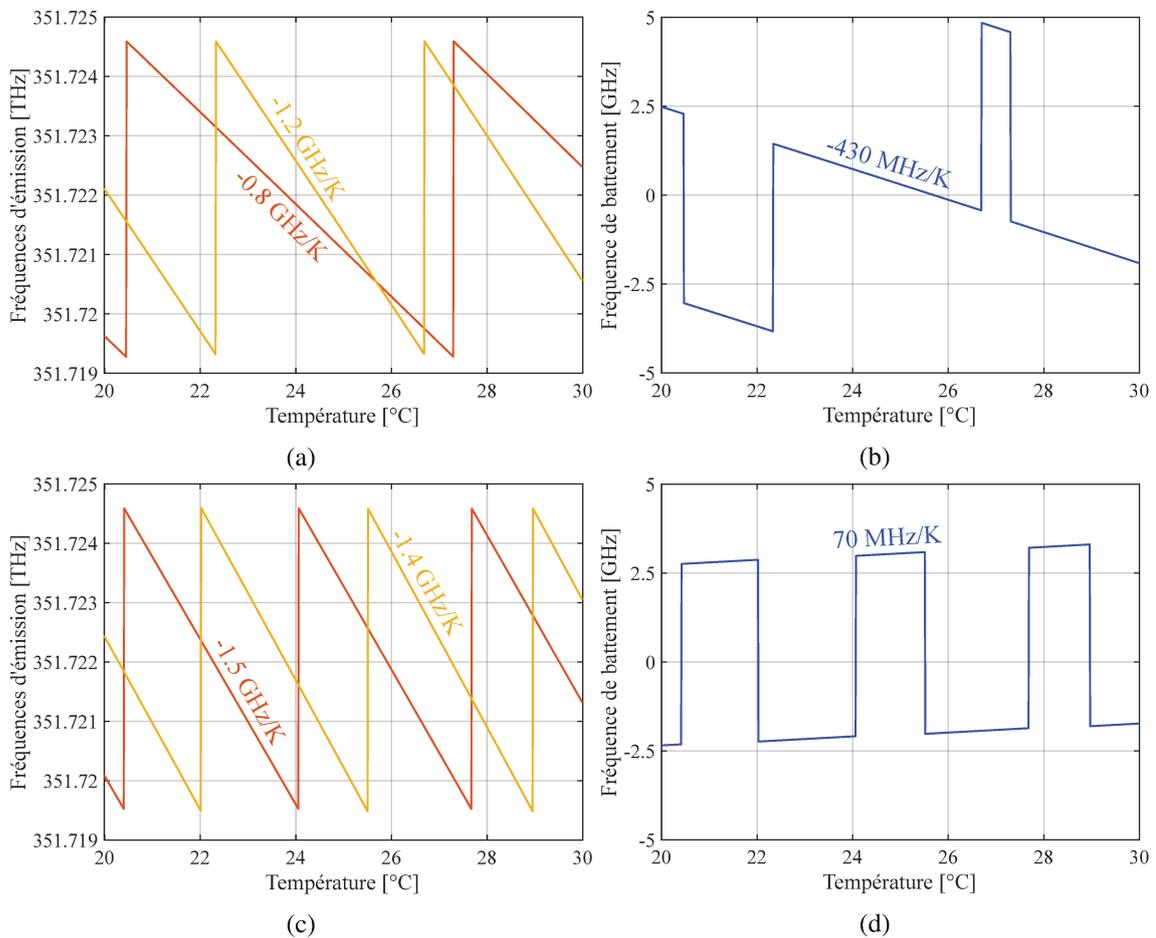


FIGURE 3.20 – Simulation de l'évolution (a et c) de la fréquence des modes optiques émis par le VECSEL (ordinaire en orange et extraordinaire en jaune) et (b et d) de la fréquence du battement en fonction de la température des éléments de la cavité. La cavité intègre un PBS, un étalon et (a et b) un unique cristal EO (EOx) ou (c et d) un couple de cristaux EO.

### 3.3.3 Accordabilité électrique de la fréquence d'émission

Pour le contrôle dynamique des fréquences d'émission du DF-VECSEL, nous préférons exploiter les propriétés électro-optiques des cristaux EO et le décalage induit par le PZT. Cette partie présente la caractérisation de ces éléments.

#### Méthode de mesure

Comme les décalages fréquentiels des modes laser induits par de légères variations de la longueur optique de la cavité sont inférieurs à quelques gigahertz, ils ne sont pas simplement observables à l'analyseur de spectre optique. Une première solution serait de détecter un battement hétérodyne entre un mode optique émis par le VECSEL et une source monomode proche en fréquence. De cette manière, on obtiendrait un signal à une fréquence arbitrairement accordable dans le domaine RF. Nous avons essayé de réaliser un tel montage avec le laser DFB monomode utilisé pour les caractérisations du chapitre 2. Cependant, le cumul des giges fréquentielles des lasers (estimé à  $\pm 150$  MHz sur quelques secondes) entache les mesures d'une forte incertitude.

Pour mesurer plus précisément des variations de fréquence optiques de si faibles amplitudes, nous proposons une seconde solution avec la mise en œuvre d'un montage interférométrique. En séparant un mode de polarisation laser en deux voies fibrées, dont l'une est retardée, puis en le recombinaut sur une photodiode, un signal d'interférence est obtenu. L'écart en fréquence entre les franges du motif interférentiel est simplement relié à la différence de marche (connue) entre les deux voies. En appliquant une tension sur un des éléments actifs de la cavité, on fait ainsi apparaître un motif sinusoïdal dont le nombre de période est proportionnel à la plage de fréquence balayée par le mode optique (voir figure 3.21). Nous pouvons de cette manière mesurer l'accordabilité en fréquence de chacun des modes pour chacun des éléments actifs (à savoir les deux cristaux EO et le PZT). En balayant la fréquence du signal électrique appliqué aux composants, c'est finalement la fonction de transfert (coefficient d'accordabilité et déphasage) de chaque élément actif qui peut être déterminée.

#### Mesures d'accordabilité électrique

Quand la céramique piézoélectrique se déforme, le coupleur de sortie se déplace d'une quantité proportionnelle à la tension appliquée  $\kappa V_{\text{PZT}}$ , avec  $\kappa$  le coefficient piézoélectrique de la céramique. Pour le transducteur utilisé,  $\kappa$  est de l'ordre d'une dizaine de nanomètre par volt. Le changement de la longueur de cavité entraîne un décalage de la fréquence des deux modes optiques d'une quantité :

$$\Delta_V^{\text{PZT}} \nu_i = 2 \frac{ISL_i}{\lambda} \kappa V_{\text{PZT}}. \quad (3.28)$$

Ainsi, en sommant les équations 3.23 et 3.28, le décalage total en fréquence dû aux ten-

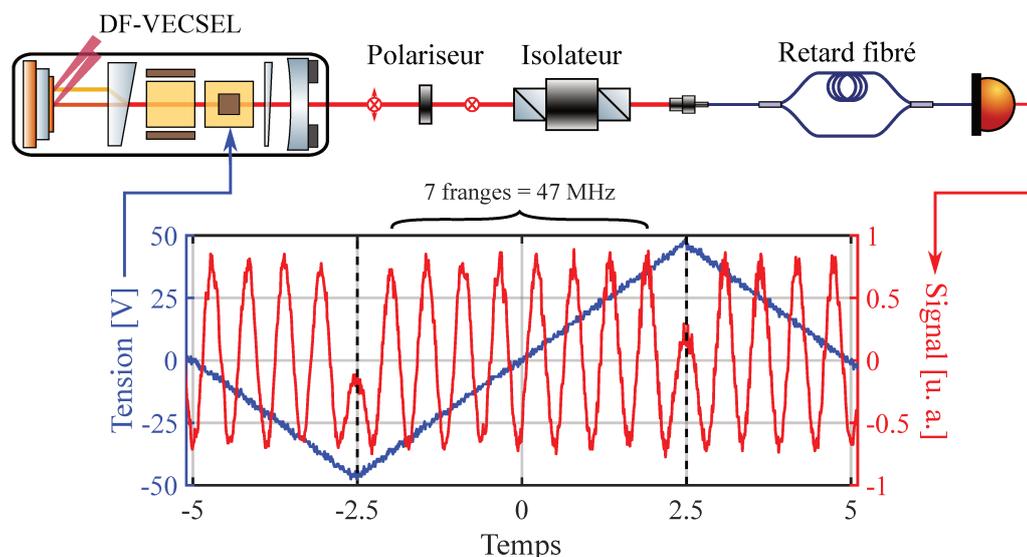


FIGURE 3.21 – Schéma de mesure du décalage en fréquence des modes optiques du VECSEL. Ici, pour exemple, une tension est appliquée sur le cristal EOx et le signal d'interférence généré par le mode  $x$  est mesuré en sortie de la photodiode.

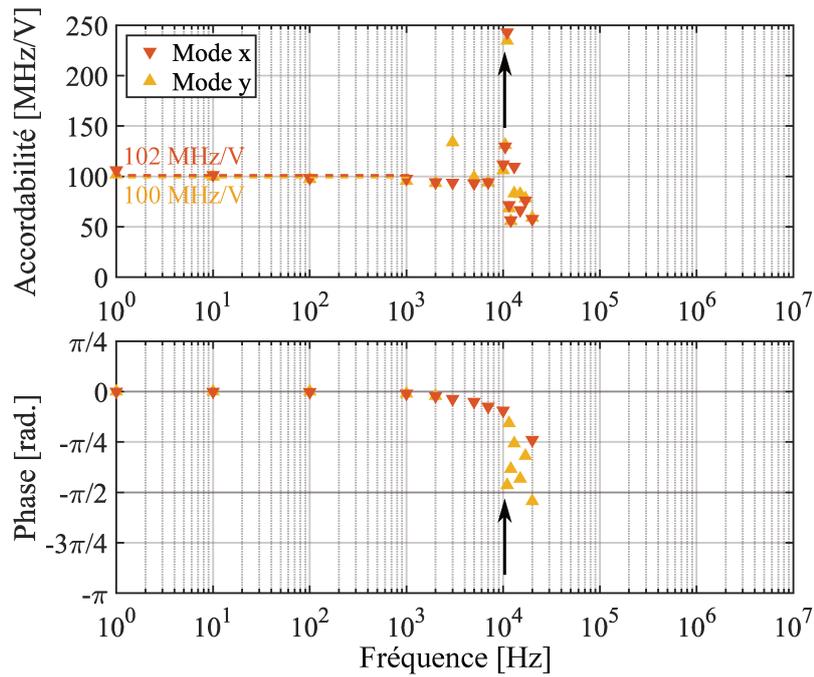
sions appliquées sur chaque élément s'écrit :

$$\Delta\nu_i = \frac{ISL_i}{\lambda} \left( n_{o,EO}^3 r_{33} \frac{e_{EOi}}{l_{EOi}} V_{EOi} + \frac{e_{EOj}}{l_{EOj}} n_e^3 r_{13} V_{EOj} + 2\kappa V_{PZT} \right). \quad (3.29)$$

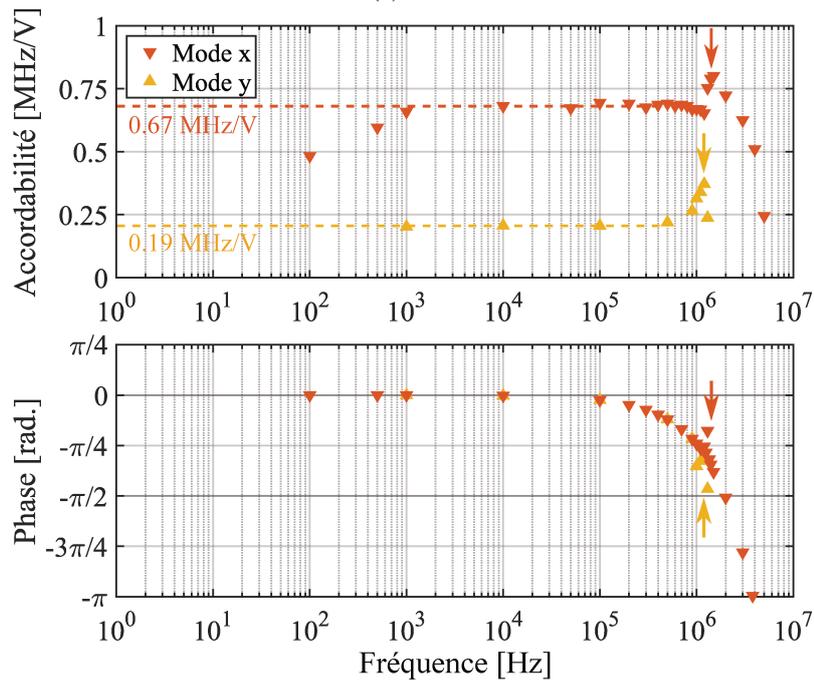
La figure 3.22 présentent les résultats des mesures des fonctions de transfert du PZT et du cristal EO.

En appliquant une modulation de fréquence inférieure à 10 kHz sur le PZT, on mesure un décalage fréquentiel important sur chacun des modes optiques d'environ 100 MHz/V (voir figure 3.22a). D'après l'équation 3.28, nous calculons une accordabilité théorique de  $230 \pm 40$  MHz/V. Cependant, comme le PZT est contraint par le collage au coupleur de sortie, sa déformation est réduite, limitant l'accordabilité fréquentielle. Une résonance piézoélectrique apparaît à 11 kHz avec, d'une part, l'augmentation brusque du coefficient d'accordabilité et, d'autre part, une chute à  $-\pi/2$  du déphasage entre la tension de modulation et celle générée par la photodiode. Au-delà, le coefficient d'accordabilité s'effondre en présentant ponctuellement des résonances d'ordre supérieur. De part son fort coefficient d'accordabilité, le PZT est parfaitement adapté pour ajuster la fréquence optique d'émission sur plusieurs centaines de mégahertz. Cependant la présence de multiples résonances et de la chute d'efficacité qui l'accompagne limite la plage de fréquence d'utilisation du PZT à des corrections inférieures à quelques kilohertz.

Les fonctions de transfert des cristaux EO sont déterminées de la même manière. Les mesures sont présentées pour le cristal EOx seulement (voir figure 3.22b), des résultats analogues étant obtenus sur le cristal EOy. Par rapport au PZT, l'application d'une tension sur les faces des cristaux EO a un effet bien plus faible sur les modes optiques. Pour des fréquences inférieures à 1 kHz, les instabilités du montage interférométrique contribue



(a) PZT



(b) EOx

FIGURE 3.22 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert en tension des éléments actifs de la cavité pour chacun des modes de polarisation : (a) de la céramique piézoélectrique et (b) d'un cristal électro-optique (EOx). Les valeurs moyennes en régime continu sont données en pointillés. Les résonances sont repérées par des flèches.

largement au décalage fréquentiel et déforme le signal généré par la photodiode. Les mesures sont donc entachées d'une forte incertitude. Au-delà de 1 kHz, le balayage en fréquence est plus rapide que la dérive de l'interféromètre et les motifs d'interférence sont mieux définis, garantissant une meilleure fiabilité des valeurs mesurées. Le mode de polarisation aligné sur l'axe optique du cristal EO se décale de 0.67 MHz par volt appliqué et le mode de polarisation orthogonal se décale de 0.19 MHz par volt. Ces coefficients sont cohérents avec les valeurs théoriques calculées à partir de l'équation 3.23, de 0.86 MHz/V et 0.20 MHz/V respectivement.

Entre 1 kHz et 500 kHz, les coefficients restent constants avant d'atteindre une résonance autour de 1.3 MHz. Ils augmentent alors brusquement avant de s'effondrer au-delà. La résonance s'accompagne d'un déphasage de  $\pi/2$  entre la modulation et la tension générée par la photodiode. Les propriétés piézoélectriques du  $\text{LiNbO}_3$  [Abarkan *et al.*, 2003] sont à l'origine de cette résonance qui perturbe la fréquence de l'émission laser et limite la bande passante des cristaux EO [Crozatier *et al.*, 2004]. Malgré ce point, les cristaux EO permettent d'appliquer des corrections sur la fréquence d'émission du VECSEL bien plus rapides que le PZT. Ces corrections sont cependant limitées à quelques dizaines de mégahertz d'amplitude et ne rattrapent que de faibles variations de fréquence autour du point de fonctionnement.

Des variations des longueurs  $L_{\text{cav},x}$  et  $L_{\text{cav},y}$  entraînent un décalage fréquentiel de  $\nu_{\text{RF}}$  d'une quantité :

$$\Delta_V \nu_{\text{RF}} = \Delta_V \nu_y - \Delta_V \nu_x. \quad (3.30)$$

On en déduit que les variations induites par les éléments actifs de la cavité sont inférieures à quelques mégahertz par volt appliqué. Des décalages de cette amplitude peuvent être simplement mesurés à l'analyseur de spectre électrique en suivant l'évolution du pic du signal de battement entre les modes du VECSEL.

Les coefficients d'accordabilité de la fréquence du battement sont mesurés pour chaque élément actif. Le tableau 3.4 résume les différentes valeurs expérimentales obtenues. Avec la déformation du PZT, on mesure un décalage de la fréquence du battement de 1.1 MHz/V. Les variations de fréquences induites par l'effet électro-optique des cristaux EO ont une amplitude d'environ 0.5 MHz/V (de signe opposé pour  $\text{EO}_x$  et  $\text{EO}_y$ ). Nous vérifions ici que les coefficients d'accordabilité du battement sont bien égaux à la différence entre les coefficients déterminés précédemment pour les fréquences optiques :

$$\frac{\partial \nu_{\text{RF}}}{\partial V_{\text{élément}}} = \frac{\partial \nu_y}{\partial V_{\text{élément}}} - \frac{\partial \nu_x}{\partial V_{\text{élément}}}. \quad (3.31)$$

De par sa grande dynamique, le PZT est préféré pour contrôler les fréquences optiques du DF-VECSEL. Le coefficient  $\partial \nu_{\text{RF}} / \partial V_{\text{PZT}}$  étant du même ordre de grandeur que le coefficient  $\partial \nu_{\text{RF}} / \partial V_{\text{EO}}$ , l'action des cristaux EO permet de compenser les variations résiduelles de  $\nu_{\text{RF}}$  lors de l'ajustement des fréquences optiques. Ces actuators nous donnent accès à la stabilisation de l'émission du DF-VECSEL, comme nous le verrons en partie 4.4.

Coefficients d'accordabilité [MHz/V]			
	$\partial v_x$	$\partial v_y$	$\partial v_{RF}$
$\partial V_{EOx}$	0.67	0.20	-0.46
$\partial V_{EOy}$	0.19	0.73	0.54
$\partial V_{PZT}$	102	100	-1.1

TABLE 3.4 – Coefficients d'accordabilité des fréquences d'émission du DF-VECSEL mesurés en fonction de la tension appliquée aux éléments de contrôle de la cavité.

### 3.4 Conclusion

Du fait de leur dynamique de bruit de classe A, les lasers à semi-conducteur à cavité étendue sont des outils adaptés à la métrologie. Afin de générer le champs électromagnétique bifréquence nécessaire à l'interrogation CPT du césium, nous avons proposé la mise en œuvre d'une nouvelle architecture de VECSEL à émission bifréquence bipolarisation à 852 nm. Cette nouvelle cavité repose sur les études réalisées avec la collaboration du LuMIn, du LCF et du C2N dans le cadre du projet ANR CHoCoLa.

Nous avons décrit l'architecture complète du nouveau prototype de DF-VECSEL. Nous avons en particulier insisté sur l'originalité de son système de pompage optique qui permet l'émission de deux modes optiques dont les intensités sont fortement corrélées et en phase. Nous avons mis en évidence l'intérêt de l'ajout dans la cavité d'un couple de cristaux EO, dont les axes optiques sont orientés orthogonalement, par la réduction de la sensibilité thermique de la fréquence du battement d'un facteur sept. Cette sensibilité résiduelle de 70 MHz/V est largement dominée par l'effet thermo-optique du PBS. Nous avons mesuré les décalages en fréquence permis par les éléments actifs de la cavité étendue. Le transducteur piézoélectrique ajuste les fréquence optiques sur plusieurs centaine de mégahertz mais sa bande passante est limitée. Les cristaux EO permettent des ajustement plus rapides mais de plus faible amplitude. Ces mesures sont cohérentes avec les valeurs théoriques.

Une caractérisation de la puissance optique et de la longueur d'onde de l'émission laser révèle les limitations du prototype. Seuls 2 mW (1 mW par mode optique) sont obtenus quand tous les éléments sont positionnés dans la cavité et la longueur d'onde est limitée à 851.77 nm, désaccordé de la raie  $D_2$  (852.347 nm). Ces limitations sont inhérentes au 1/2-VECSEL et à la mécanique du prototype. Nous relevons en effet la présence d'un point de fonctionnement plus favorable (6 mW par mode de polarisation à la résonance du césium) sur un montage de laboratoire en augmentant la puissance de pompage de la structure. Par la suite, nous proposons d'étudier les asservissements des différentes propriétés du prototype de DF-VECSEL qui seront nécessaires à la mise en œuvre d'une horloge CPT à hautes performances.

## **Chapitre 4**

# **Etudes théorique et expérimentale des bruits d'intensité et de fréquence du DF-VECSEL**

Les bruits des VECSEL pompés optiquement sont particulièrement liés aux propriétés du système de pompage. Afin de rendre compatible les niveaux de bruit du prototype de DF-VECSEL à la stabilité de fréquence de l'horloge atomique en développement, la réduction et l'optimisation de ces bruits est nécessaire.

Dans ce chapitre, nous proposons de décrire les origines des bruits d'intensité, de fréquence et de phase du DF-VECSEL. Les asservissements de chacune de ces propriétés sont développés et étudiés avec le prototype de DF-VECSEL. Ensuite, nous montrons comment l'originalité de l'architecture de pompage et de la cavité externe rendent possibles la mise en œuvre de ces asservissements ainsi que leurs performances. Enfin, nous présentons les perspectives de développement de DF-VECSEL pour dépasser les limites du prototype actuel.

---

**Sommaire**

<b>4.1</b>	<b>Bruit d'intensité dans un DF-VECSEL</b>	<b>109</b>
4.1.1	Définition et origine du bruit d'intensité	109
4.1.2	Mesures des bruits d'intensité	110
4.1.3	Corrélations des bruits d'intensité	111
<b>4.2</b>	<b>Réduction du bruit d'intensité des modes du DF-VECSEL</b>	<b>112</b>
4.2.1	Modélisation de l'asservissement d'intensité d'un champ bipolarisation	113
	Stabilisation par détection d'un seul mode de polarisation	113
	Stabilisation par détection de la somme des intensités	115
4.2.2	Asservissement d'intensité de deux modes décorrélés	117
4.2.3	Asservissement d'intensité de deux modes fortement corrélés et en phase	120
<b>4.3</b>	<b>Bruit de fréquence dans un DF-VECSEL</b>	<b>123</b>
4.3.1	Bruit de fréquence des modes optiques	123
	Fluctuations de la longueur de cavité	123
	Couplage phase-amplitude	124
	Contributions mineures au bruit de fréquence	124
4.3.2	Bruit de phase du battement radiofréquence entre les modes	124
<b>4.4</b>	<b>Asservissements des fréquences optiques du DF-VECSEL</b>	<b>126</b>
4.4.1	Asservissement de la fréquence optique d'un mode de polarisation	126
	Montage alternatif d'asservissement de la fréquence optique	126
	Réduction du bruit de fréquence	127
4.4.2	Asservissement de la phase du battement RF	128
	OPLL du battement RF entre les modes	128
	Réduction du bruit de phase RF	130
4.4.3	Asservissements simultanés des deux fréquences optiques	132
	Technique de contrôle indépendant des fréquences	132
	Mise en œuvre des verrouillages simultanées des deux fréquences optiques	133
<b>4.5</b>	<b>Applicabilité à une horloge à CPT du césium</b>	<b>135</b>
4.5.1	Estimation de la stabilité de fréquence de l'horloge	135
4.5.2	Perspectives d'amélioration du DF-VECSEL	137
	Performances et fiabilité	137
	Structures semi-conductrices et fréquence d'émission	139
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>141</b>

---

## 4.1 Bruit d'intensité dans un DF-VECSEL

### 4.1.1 Définition et origine du bruit d'intensité

Chacun des deux modes de polarisation émis par le DF-VECSEL porte ses propres fluctuations d'intensité autour d'une valeur moyenne :  $P_i(t) = \langle P_i \rangle + \delta P_i(t)$ . Nous définissons, de manière similaire à l'équation 2.4, les RIN de chaque état propre du DF-VECSEL par :

$$\text{RIN}_i(f) = \frac{\left\langle \left| \widetilde{\delta P}_i(f) \right|^2 \right\rangle}{\langle P_i \rangle^2}. \quad (4.1)$$

Aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du DF-VECSEL, ce bruit provient principalement du transfert du bruit d'intensité du laser de pompage. En effet, les fluctuations de la puissance de pompe induisent des fluctuations du nombre de porteurs dans le semi-conducteur, qui se traduisent elles-même par des fluctuations du nombre de photons émis.

Dans le cas d'un VECSEL monofréquence, la fonction de transfert du bruit de la pompe au laser se simplifie sous la forme :

$$T_{\text{RIN}}^{\text{MF}}(f) = \frac{\text{RIN}(f)}{\text{RIN}_p(f)} = \frac{\gamma_{\text{cav}}^2}{[\gamma_{\text{cav}} (\frac{r-1}{r})]^2 + (2\pi f)^2}, \quad (4.2)$$

avec  $\text{RIN}_p(f)$  le bruit d'intensité relatif du laser de pompage. Aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure de la cavité,  $f_c = \frac{\gamma_{\text{cav}}}{2\pi} \frac{r-1}{r}$ , on comprend que le RIN de la pompe est amplifié par la dynamique du VECSEL. Tant que  $f \ll f_c \sim 10$  MHz pour une cavité de 30 mm de longueur et en considérant 2 % de pertes, le facteur de transfert est simplement égal à  $(\frac{r}{r-1})^2$  [Baili *et al.*, 2009a]. Pour minimiser le transfert du bruit de la pompe vers le bruit du VECSEL, il faut augmenter  $r$ , c'est à dire pomper le plus loin au-dessus du seuil laser.

Dans le cas d'un VECSEL à émission bifréquence, l'expression de ce transfert,  $T_{\text{RIN}}^{\text{DF}}(f)$ , est plus complexe et prend en compte le couplage non-linéaire entre les modes,  $C$ , ainsi que le taux de corrélation entre les intensités des faisceaux de pompage,  $\eta_p$ . Une description complète du transfert de bruit a été réalisée au LuMIn dans le cas d'un DF-VECSEL [De *et al.*, 2015, Gredat *et al.*, 2020]. Nous ne rentrerons pas dans le détail de ce modèle mais nous l'utilisons pour estimer le RIN des modes de notre cavité laser.

D'autres sources de bruits participent aussi au bruit d'intensité du DF-VECSEL. Les éléments optiques de la cavité ne sont pas collés et le prototype n'est pas isolé. L'émission laser est ainsi particulièrement sensible aux perturbations mécaniques, acoustiques et thermiques de l'environnement. Celles-ci viennent s'ajouter au bruit d'intensité transféré de la pompe et dégradent le bruit du laser, en particulier aux fréquences basses jusqu'à quelques kilohertz.

### 4.1.2 Mesures des bruits d'intensité

La figure 4.1 donne les spectres de RIN de la pompe et des deux modes du VECSEL pour des taux de pompage équivalents de 1.46. Le RIN du laser de pompage est un bruit blanc jusqu'à une coupure à 100 kHz. Il présente un premier plateau à -134 dB/Hz puis un second à -142 dB/Hz au-delà de la coupure. Ce bruit est principalement d'origine optique et nous vérifions que le bruit de l'alimentation de courant du laser de pompe est inférieur à -150 dB/Hz. Les diodes lasers monomodes présentent des niveaux de bruit d'intensité encore meilleurs. L'utilisation d'une telle source plutôt qu'une diode multimode permet ainsi de réduire d'autant les bruits du DF-VECSEL [Liu *et al.*, 2018b].

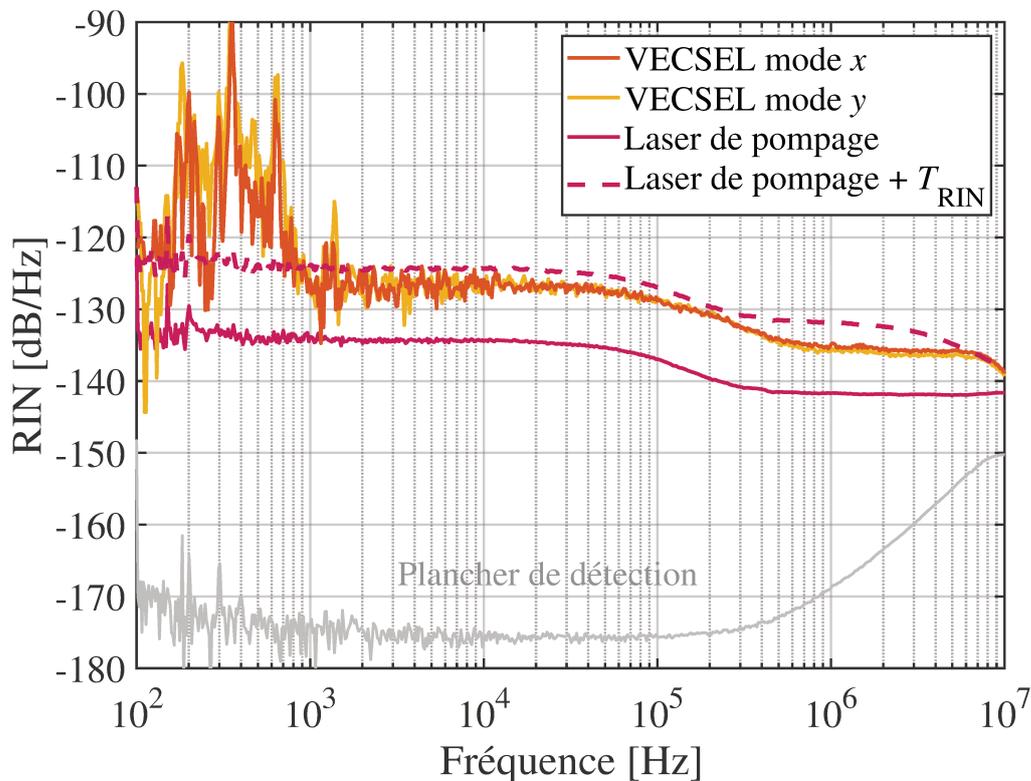


FIGURE 4.1 – Spectre de bruit d'intensité relatif des deux modes émis par le VECSEL (orange et jaune) et du laser de pompage (violet). En pointillé est donné le RIN du laser de pompage rehaussé de  $T_{\text{RIN}}^{\text{DF}}(f)$ . Le taux de pompage  $r$  est de 1.46. Les autres paramètres de modélisation sont :  $C = 0$ ;  $\eta_p = 0.95$  et  $\gamma_{\text{cav}} = 100$  MHz. Le bruit du photodétecteur est donné en gris clair.

Les RIN des états propres du DF-VECSEL sont équivalents. Pour des fréquences de Fourier entre 100 Hz et 2 kHz, les fluctuations d'origine mécaniques dégradent fortement le bruit de la cavité laser. Le spectre prend ensuite la forme caractéristique du RIN du laser de pompage. Un premier plateau à -127 dB/Hz apparaît entre 2 kHz et quelques dizaines de kilohertz, suivi d'un second plateau 10 dB en-dessous, jusqu'à la fréquence de coupure de la photodiode à 10 MHz. Ces mesures sont cohérentes avec le modèle de transfert du bruit du laser de pompe au DF-VECSEL qui donne un facteur de transfert de 10 dB aux

basses fréquences et une fréquence de coupure à 6 MHz.

### 4.1.3 Corrélations des bruits d'intensité

L'originalité de la nouvelle architecture de pompage décrite en partie 3.2.2 est de permettre l'émission de modes de polarisation dont les intensités, en plus d'être fortement corrélées, sont en phase. De façon analogue à l'équation 3.8, nous écrivons le spectre normalisé des corrélations entre les états propres  $x$  et  $y$  comme :

$$\Theta_{xy}(f) = \frac{\langle \widetilde{\delta P}_x(f) \cdot \widetilde{\delta P}_y^*(f) \rangle}{\sqrt{\langle |\widetilde{\delta P}_x(f)|^2 \rangle \langle |\widetilde{\delta P}_y(f)|^2 \rangle}} = \eta(f)e^{i\phi(f)}, \quad (4.3)$$

d'amplitude  $\eta(f)$  et de phase  $\phi(f)$ .

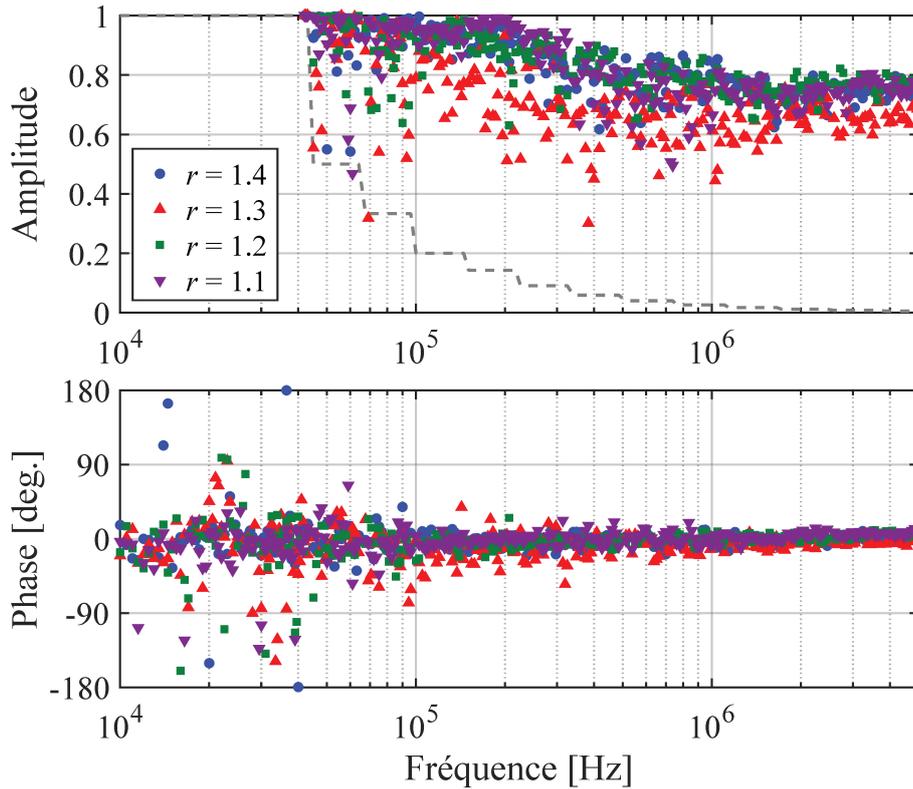


FIGURE 4.2 – Spectres de l'amplitude et de la phase des corrélations entre les intensités de deux modes de polarisation émis par le VECSEL pour différents taux de pompage  $r$ . Les pointillés gris donnent la limite numérique du calcul de l'amplitude.

L'intensité de chacun des modes de polarisation émis par le DF-VECSEL est mesurée de part et d'autre en sortie d'un PBS. Le spectre des corrélations entre les deux tensions générées peut de cette manière être déterminé (voir figure 4.2). L'amplitude des corrélations

reste élevée ( $\eta(f) \approx 0.9$ ) jusqu'à quelques centaines de kilohertz. Au delà, le RIN du VECSEL chute de presque 10 dB (voir figure 4.1). Sur cette plage de fréquence, les bruits additionnels qui se confondent dans la mesure du bruit d'intensité du laser (bruit de grenaille, bruit des photodétecteurs) sont de moins en moins négligeables. Comme ces bruits sont totalement indépendants, on observe une baisse de l'amplitude des corrélations entre les RIN mesurés des modes de polarisation du DF-VECSEL, jusqu'à atteindre un pallier juste sous 0.8 à 1 MHz. La phase reste nulle sur l'ensemble du spectre considéré. Comme prévu par l'architecture de pompage permettant d'obtenir simultanément  $\eta_p \approx 1$  et  $C \approx 0$  (cf. partie 3.2.2), les intensités des deux modes de polarisation émis par le DF-VECSEL sont fortement corrélées et en phase. Nous vérifions que cette propriété est conservée pour différentes valeurs de taux du pompage  $r$ .

## 4.2 Réduction du bruit d'intensité des modes du DF-VECSEL

Pour asservir le bruit d'intensité du DF-VECSEL, nous utilisons le banc optoélectronique collé présenté en partie 2.3. Contrairement au montage présenté dans cette partie (voir figure 2.3), le faisceau laser est désormais bipolarisation. Trois configurations particulières de détection sont alors possibles : (i) détecter uniquement le mode de polarisation  $x$ , (ii) détecter uniquement le mode de polarisation  $y$  ou (iii) détecter la somme des modes non projetés sur un axe commun, cela dans et hors de la boucle d'asservissement (voir figure 4.3). Dans cette partie, nous modélisons la réduction du bruit d'intensité en fonction de la configuration de détection choisie.

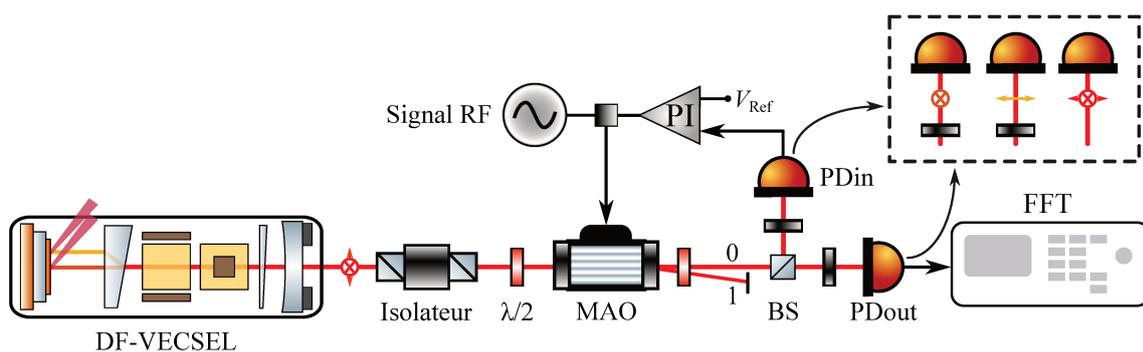


FIGURE 4.3 – Montage de stabilisation de puissance optique du DF-VECSEL. La photodiode dans la boucle d'asservissement (PDin) collecte la fraction de puissance réfléchiée par un cube séparateur (BS). Les mesures de caractérisation sont faites hors de la boucle avec la photodiode PDout. Les configurations particulières de détection sont présentées dans l'encart.

### 4.2.1 Modélisation de l'asservissement d'intensité d'un champ bipolarisation

#### Stabilisation par détection d'un seul mode de polarisation

Dans le cas où l'intensité d'un seul mode  $i = \{x, y\}$  est détectée et stabilisée, le système se représente par la boucle de la figure 4.4. L'asservissement ne porte que sur le mode  $i$  mais la correction  $H\varepsilon$  est appliquée aux deux modes de polarisation de manière équivalente à travers le MAO. On peut écrire le RIN en fonctionnement asservi du mode détecté en suivant l'expression analogue à l'équation 2.5 :

$$\text{RIN}_i^{\text{lock}}(f) = \left| \frac{1}{1+H(f)} \right|^2 \text{RIN}_i(f) + \left| \frac{H(f)}{1+H(f)} \right|^2 \text{RIN}_{\text{lim}}(f), \quad (4.4)$$

où  $H(f)$  est la fonction de transfert du système de stabilisation de puissance définie à l'équation 2.2. Dans la bande passante du système d'asservissement, le premier terme est négligeable et le second terme domine le bruit en fonctionnement asservi. Au-delà de la fréquence de coupure, c'est l'inverse et le bruit converge vers le bruit en fonctionnement libre. Nous considérons désormais le bruit limite  $\text{RIN}_{\text{lim}}(f)$  défini comme la somme des bruits de la tension de référence et du photodétecteur :

$$\text{RIN}_{\text{lim}}(f) = \text{RIN}_{\text{Ref}}(f) + \frac{S_{\text{ph}}(f)}{V_{\text{ph}}^2}, \quad (4.5)$$

avec  $V_{\text{ph}}$  la tension générée par la photodiode, qui est proportionnelle à la puissance optique incidente, et  $S_{\text{ph}}(f)$  la densité spectrale de puissance du bruit mesurée dans l'obscurité [Tricot *et al.*, 2018b]. Ce bruit provient principalement du bruit thermique des composants électroniques, amplifié par le circuit transimpédance de la photodiode. Comme la puissance émise par le DF-VECSEL est faible, ce second terme ne peut plus être négligé et, comme nous le verrons par la suite, domine potentiellement le plancher de bruit atteignable.

Le MAO utilisé pour la rétroaction a un fonctionnement isotrope, ainsi la correction est appliquée de manière similaire au mode complémentaire  $j$ . Le RIN de ce mode s'écrit dans ce cas :

$$\begin{aligned} \text{RIN}_j^{\text{lock}}(f) = & \text{RIN}_j(f) + \left| \frac{H(f)}{1+H(f)} \right|^2 r_{ij}^2 \text{RIN}_i(f) + \left| \frac{H(f)}{1+H(f)} \right|^2 r_{ij}^2 \text{RIN}_{\text{lim}}(f) \\ & - 2\eta r_{ij} \text{Re} \left[ \frac{H(f)}{1+H(f)} e^{i\phi} \right] \sqrt{\text{RIN}_i(f) \text{RIN}_j(f)}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

où  $r_{ij} = P_i/P_j$  est le rapport entre les puissances optiques des deux modes. L'application de la correction ajoute trois composantes de bruit au RIN de ce mode. La valeur de ces termes n'est significative que pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure de la boucle, où  $H(f) \gg 1$  ; ils deviennent vite négligeables au-delà. Le premier terme ajouté

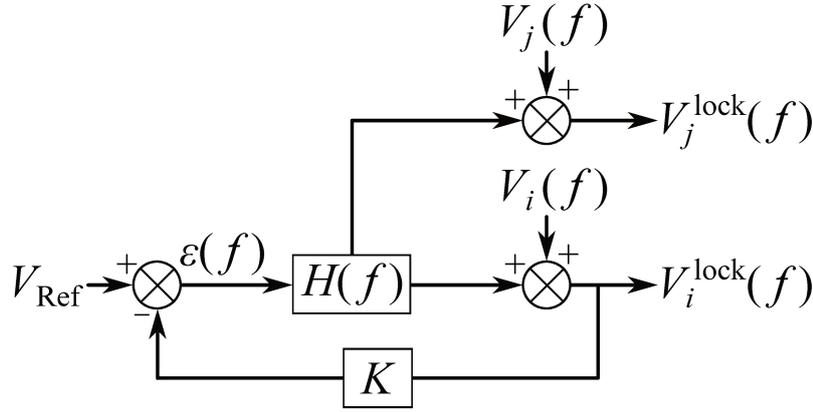


FIGURE 4.4 – Schéma bloc du système de stabilisation de la puissance optique du mode  $i$  du VECSEL. La correction  $H\varepsilon$  est appliquée dans le domaine optique avec le MAO aux deux modes de polarisation.

est une partie du bruit d'intensité du mode asservi pondéré par le rapport des puissances. Ce surplus de bruit est d'autant plus important que la puissance optique du mode  $i$  est supérieure à celle du mode  $j$ . Le second terme ajouté correspond à la limite de bruit atteignable par le système d'asservissement, à savoir le RIN de la tension de référence. Le troisième et dernier terme ajouté est non nul dès lors que les intensités des deux modes optiques sont corrélées (i.e.  $\eta \neq 0$ ). Le signe de ce terme dépend alors uniquement de la phase des corrélations. Pour des modes de polarisation avec des intensités en anti-phase,  $\phi = \pi$ , le terme est positif et vient donc s'ajouter au bruit du mode  $j$ . Pour des modes en phase,  $\phi = 0$ , le terme est négatif et vient donc réduire le RIN du mode  $j$ . Grâce à l'architecture de pompage présentée en partie 3.2.2, les intensités entre les modes sont en phase et donc ce terme sera toujours positif. La performance de la stabilisation de la puissance optique du mode qui n'est pas détecté par le système d'asservissement dépend ainsi particulièrement des valeurs de  $\eta$  et de  $r_{ij}$ .

La figure 4.5 présente le facteur de réduction<sup>1</sup> du RIN du mode  $j$  à  $f = 2$  kHz (i.e. dans la bande passante de la boucle d'asservissement) par rapport au niveau en fonctionnement libre, quand le mode  $i$  est détecté et stabilisé. Pour cette étude, nous considérons les RIN donnés en figure 4.1, soit  $\text{RIN}_x = \text{RIN}_y$ . On remarque que l'application de la correction dégrade le bruit du mode  $j$  quand l'amplitude des corrélations est faible ou quand la puissance optique du mode  $i$  est forte par rapport à celle du mode  $j$ . En particulier, pour des intensités équilibrées ( $r_{ij} = 1$ ) mais décorrélées ( $\eta = 0$ ),  $\text{RIN}_j$  est dégradé de 3 dB. On calcule avec ce modèle qu'une réduction significative de  $\text{RIN}_j$  apparaît à condition que :

$$r_{ij}^2 - 2\eta r_{ij} < 0 \iff r_{ij} < 2\eta. \quad (4.7)$$

D'après la figure 4.2, les intensités des modes émis par le DF-VECSEL sont fortement corrélées. En considérant une valeur moyenne  $\eta = 0.9$  ainsi que le rapport obtenu expérimentalement  $= r_{xy} = 193 \mu\text{W}/205 \mu\text{W} = 0.94$ , on trouve que l'application de la stabilisation du mode  $i$  mène à une réduction de  $\text{RIN}_j$  de 7 dB. Finalement, et de manière

1. Ainsi, un facteur de réduction négatif correspond à une augmentation (i.e. une dégradation) du bruit.

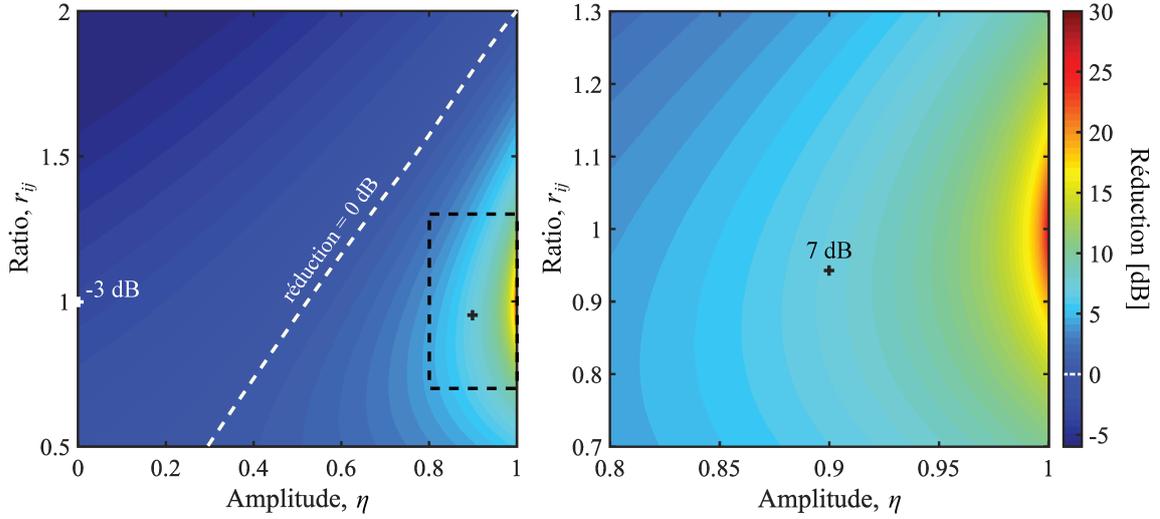


FIGURE 4.5 – Calcul du facteur de réduction de RIN du mode de polarisation  $j$  engendrée par l'application de la stabilisation de puissance sur le mode  $i$  en fonction de l'amplitude des corrélations  $\eta$  et du rapport des intensités  $r_{ij}$ . La courbe en pointillés blanche représente la séparation donnée par la condition 4.7. La croix blanche repère le point ( $\eta = 0; r_{ij} = 1$ ) et la croix noire le point ( $\eta = 0.9; r_{ij} = 0.94$ ).

évidente, un facteur de réduction de RIN $_j$  maximal et égal à la réduction du mode  $i$  (jusqu'au niveau de RIN $_{lim}$ ) est obtenue si les intensités des deux modes sont parfaitement équilibrées et corrélées, i.e. identiques.

### Stabilisation par détection de la somme des intensités

Quand la puissance de la somme des deux modes est détectée et stabilisée, le système se présente alors comme décrit en figure 4.6. La correction appliquée se divise sur chacun des deux modes de polarisation de manière équivalente. De façon analogue à l'équation 4.4, on peut simplement écrire le bruit d'intensité généré par la photodiode :

$$\text{RIN}_{x+y}^{\text{lock}}(f) = \left| \frac{1}{1+H(f)} \right|^2 \text{RIN}_{x+y}(f) + \left| \frac{H(f)}{1+H(f)} \right|^2 \text{RIN}_{lim}(f). \quad (4.8)$$

Du fait du fonctionnement isotrope du MAO, la boucle d'asservissement applique une correction similaire à chacun des modes optiques  $x$  et  $y$ . Dans ce cas, on peut décomposer leur bruit d'intensité suivant la somme donnée ci-dessous pour un mode  $i$  :

$$\begin{aligned} \text{RIN}_i^{\text{lock}}(f) = & |1 - G(f)|^2 \text{RIN}_i(f) + |G(f)|^2 r_{ji}^2 \text{RIN}_j(f) \\ & + |G(f)|^2 (1 + r_{ji})^2 \text{RIN}_{lim}(f) \\ & - 2\eta r_{ji} \text{Re} \left[ G^*(f) (1 - G(f)) e^{i\phi} \right] \sqrt{\text{RIN}_i(f) \text{RIN}_j(f)}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

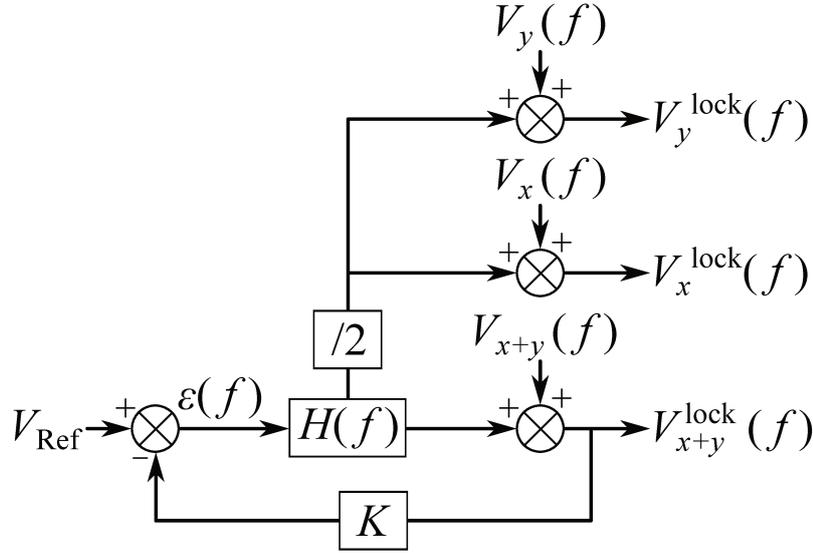


FIGURE 4.6 – Schéma bloc du système de stabilisation de la puissance optique de la somme des modes émis par le VECSEL. La moitié de la correction  $H\epsilon$  est appliquée dans le domaine optique avec le MAO aux deux modes de polarisation.

en définissant pour simplification la fonction :

$$G(f) = \frac{H(f)}{2 + 2H(f)}. \quad (4.10)$$

De la même façon que pour la stabilisation par détection de l'intensité d'un seul mode de polarisation, le RIN en fonctionnement asservi est une composition des bruits des deux modes et du bruit limite. Sous la fréquence de coupure du système d'asservissement,  $H(f)$  est très élevé et donc  $G(f) \sim 1/2$ . Au-delà de la bande passante de la boucle,  $G(f)$  décroît rapidement et le RIN du mode  $i$  rejoint le bruit en fonctionnement libre.

La figure 4.7 présente le facteur de réduction de  $\text{RIN}_i$  à  $f = 2$  kHz, obtenu en stabilisant la somme des deux intensités optiques. Loin du maximum de réduction (i.e. pour  $\eta \leq 0.9$  ou  $|r_{ji} - 1| \geq 0.2$ ), le facteur de réduction est équivalent à celui présenté sur la figure 4.5 augmenté de 6 dB. Avec ce schéma de détection, une réduction plus importante du bruit est ainsi obtenue. La condition pour ne pas dégrader le RIN est repoussée à :

$$r_{ij}^2 - 2\eta r_{ij} - 3 < 0 \iff r_{ij} < \eta + \sqrt{\eta^2 + 3}. \quad (4.11)$$

Dans ces conditions, même avec des modes dont les intensités sont décorréliées, une réduction de 3 dB du RIN du mode de polarisation est calculée. Dans nos conditions expérimentales ( $\eta = 0.9$ ;  $r_{ij} = 0.94$ ), une réduction de 13 dB est prédite.

Notons qu'un traitement similaire avait été proposé par le LuMin [Gredat *et al.*, 2020]. Dans cette référence cependant, le signal de correction est appliqué directement sur le courant d'alimentation de la diode de pompage. Il faut dans ce cas prendre en compte le couplage entre les modes de polarisation du DF-VECSEL. La technique présentée dans

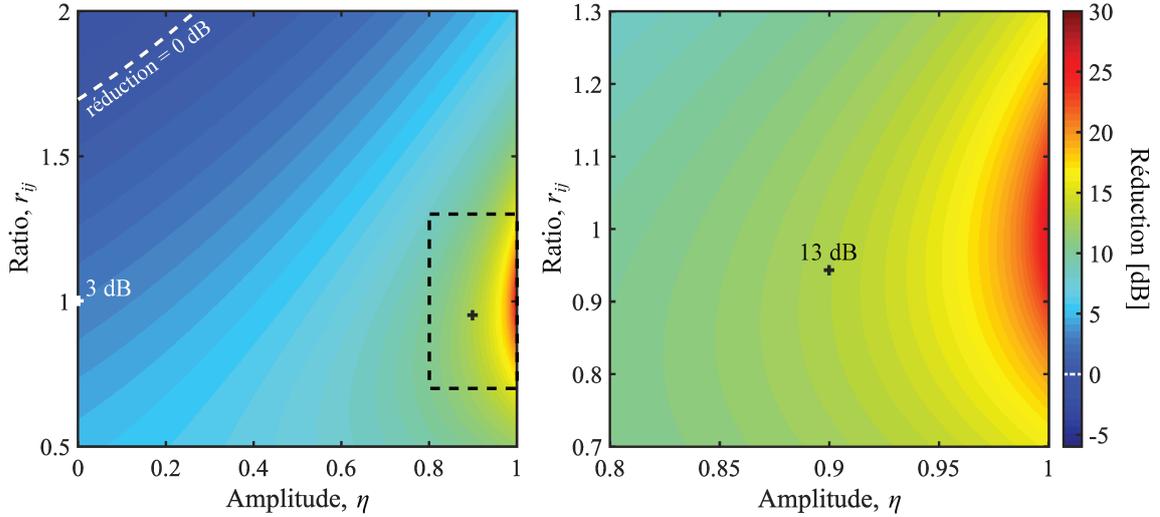


FIGURE 4.7 – Calcul du facteur de réduction de RIN du mode de polarisation  $i$  engendrée par l'application de la stabilisation de puissance sur la somme des modes en fonction de l'amplitude des corrélations  $\eta$  et du rapport des intensités  $r_{ij}$ . La courbe en pointillés blanche représente la séparation donnée par la condition 4.11. La croix blanche repère le point  $(\eta = 0; r_{ij} = 1)$  et la croix noire le point  $(\eta = 0.9; r_{ij} = 0.94)$ .

cette partie s'affranchit de ce couplage et simplifie le modèle en agissant de manière isotrope sur les intensités des modes de polarisation du laser.

#### 4.2.2 Asservissement d'intensité de deux modes décorrélés

Nous proposons dans un premier temps de tester la modélisation présentée ci-dessus avec deux modes dont les intensités sont décorrélées (i.e.  $\eta = 0$ ). Pour obtenir ce comportement, il suffit de pomper chacun des modes du DF-VECSEL avec deux lasers indépendants. Nous utilisons deux diodes de pompage du même modèle. Après avoir équilibré les puissances optiques émises sur les deux modes de polarisation, nous mesurons leur RIN (voir figure 4.8a). Les bruits d'intensité mesurés sont des bruits blancs entre 1 kHz et 5 MHz de valeur moyenne  $\text{RIN}_x = -126$  dB/Hz et  $\text{RIN}_y = -123$  dB/Hz. Un léger décalage apparaît dû à la différence de taux de pompage ainsi que l'écart entre les bruits d'intensité des deux lasers de pompage. Nous vérifions que les intensités n'ont aucune relation de corrélation ( $\eta = 0$ ) sur la plage de fréquence d'intérêt (voir figure 4.8b).

L'asservissement est activé pour les trois cas particuliers de détection considérés et les spectres de RIN de chaque mode de polarisation sont mesurés hors de la boucle. Les résultats de ces mesures sont présentés en figure 4.9. Dans un premier temps, un polariseur est positionné devant la photodiode dans la boucle d'asservissement pour ne détecter qu'un seul des modes de polarisation ( $x$  pour les figures 4.9a et b ou  $y$  pour les figures 4.9c et d, qui correspond alors au mode  $i$  de l'équation 4.4). Le RIN du mode détecté et asservi est fortement réduit jusqu'à atteindre le niveau des bruits de détection dans la boucle, à  $-145$  dB/Hz entre 1 kHz et 10 kHz. Au-delà, le bruit  $\text{RIN}_i$  rejoint le bruit du laser en

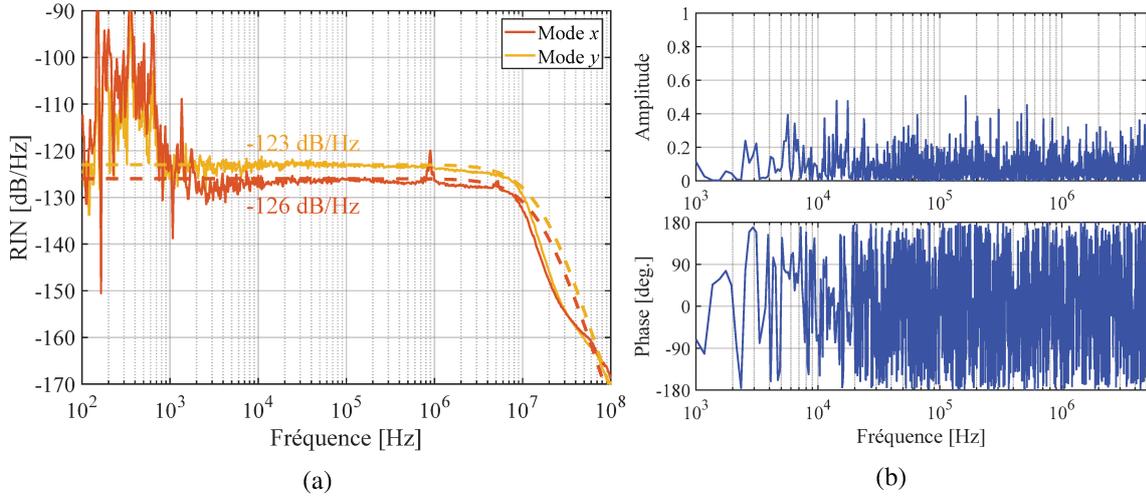


FIGURE 4.8 – (a) RIN des modes de polarisation pompés avec deux diodes indépendantes. Les courbes en pointillés donnent les approximations retenues pour la modélisation. (b) Spectre des corrélations entre les intensités des deux modes du DF-VECSEL.

fonctionnement libre avec un léger surplus de bruit autour de 200 kHz. Le RIN du mode complémentaire (le mode  $j$ ) reçoit, *via* l'application de la correction, les fluctuations du mode  $i$ . Dans la bande passante de l'asservissement, d'après l'équation 4.6, on peut simplement écrire que :

$$\text{RIN}_j^{\text{lock}}(f) = \text{RIN}_j(f) + r_{ij}^2 \text{RIN}_i(f) + r_{ij}^2 \text{RIN}_{\text{lim}}(f). \quad (4.12)$$

où le dernier terme est bien plus faible que les deux autres en pratique et sera donc négligé par la suite. Pour des puissances équilibrées ( $r_{ij} = 1$ ), malgré la différence initiale de RIN et quel que soit le mode détecté, le niveau de  $\text{RIN}_j^{\text{lock}}$  sera le même et égal à la somme des deux RIN en fonctionnement libre. Quand les deux polarisations sont détectées, comme les fluctuations d'intensité des deux modes sont indépendantes, le RIN s'écrit :

$$\text{RIN}_{x+y}(f) = \left( \frac{r_{xy}}{1 + r_{xy}} \right)^2 \text{RIN}_x(f) + \left( \frac{r_{yx}}{1 + r_{yx}} \right)^2 \text{RIN}_y(f). \quad (4.13)$$

Tant que  $H(f) \gg 1$ , on montre avec les équations 4.12 et 4.13 que  $\text{RIN}_{x+y}^{\text{lock}}(f)$  est équivalent à  $\text{RIN}_{x+y}(f)$ . Ce comportement est vérifié expérimentalement jusqu'à 40 kHz. Au-delà de cette fréquence, l'excès de bruit dû à la boucle d'asservissement apparaît.

Le polariseur sur la voie de détection est ensuite retiré, la somme des deux modes de polarisation est détectée et stabilisée (voir figures 4.9e et f). Les fluctuations sont fortement réduites jusqu'à un plancher de bruit, 4 dB inférieur au plancher des deux précédents modes de détection. Cette différence s'explique par le niveau de puissance optique photo-détectée. En reprenant l'équation 4.5, on voit que le bruit de détection décroît rapidement avec la puissance optique incidente jusqu'au niveau de  $\text{RIN}_{\text{Ref}}(f)$  (voir figure 4.10). Les RIN de chacun des modes polarisations sont réduits jusqu'à un même plancher de bruit

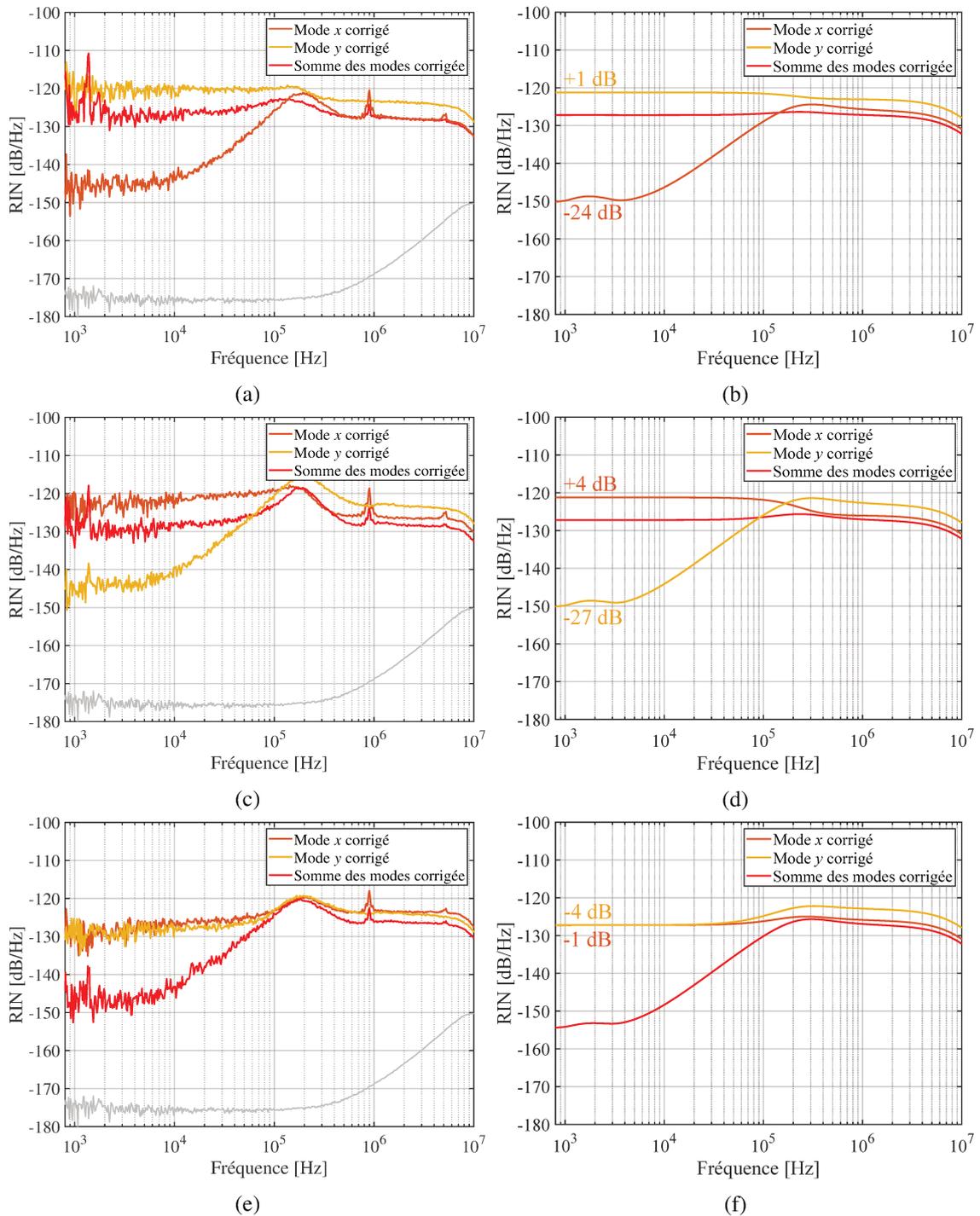


FIGURE 4.9 – Réduction du bruit d'intensité relatif de chacun des modes de polarisation pour les différents schémas de détection : (a,b) mode  $x$  détecté ; (c,d) mode  $y$  détecté et (e,f) somme des modes détectée. Les mesures expérimentales sont présentées à gauche et les prédictions théoriques à droite. L'écart attendu avec le bruit en fonctionnement libre est indiqué. La courbe grise donne le plancher de détection hors de la boucle. Les valeurs utilisées pour les modélisations sont  $\eta = 0$ ,  $r_{xy} = 1$  et  $RIN_x(f = 2 \text{ kHz}) = -126 \text{ dB/Hz}$  et  $RIN_y(f = 2 \text{ kHz}) = -123 \text{ dB/Hz}$ .

autour de  $-128$  dB/Hz comme prévu par le modèle. La réduction de  $RIN_y(f)$  est d'autant plus forte que celui-ci est dominant par rapport à  $RIN_x(f)$ .

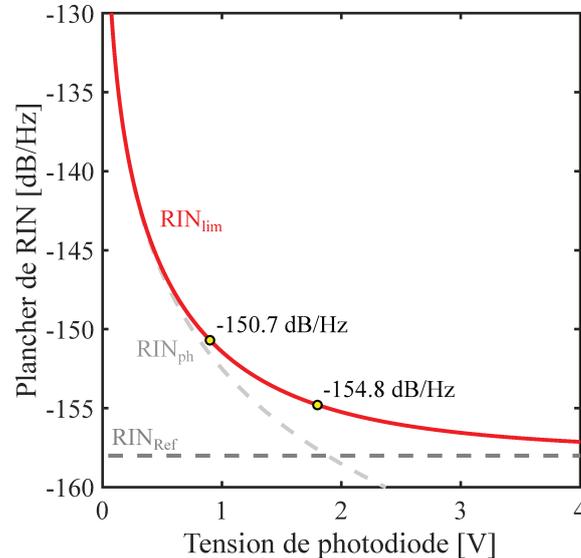


FIGURE 4.10 – Plancher limite de RIN (en rouge) dû aux bruits du système de détection (en gris clair) et de la tension de référence (en gris foncé). Les points jaunes repère les valeurs calculées pour la tension générée par la détection d'un seul mode de polarisation ( $V_{ph} = 0.9$  V) et par la somme des deux modes ( $V_{ph} = 1.8$  V).

Finalement, nous montrons que la stabilisation de deux intensités décorréelées n'est pas idéale. La détection et la stabilisation de la somme des intensités deux modes est la situation la plus favorable et mène à une réduction limitée des RIN.

### 4.2.3 Asservissement d'intensité de deux modes fortement corrélés et en phase

Après avoir vérifié une partie du modèle dans la partie précédente, nous étudions maintenant la stabilisation de puissance avec l'architecture donnant lieu à deux intensités corrélées et en phase. De la même manière que précédemment, les trois cas particuliers de détection sont analysés. Dans nos conditions expérimentales, nous mesurons  $r_{xy} = 1.6$  V/1.7 V = 0.94, des bruits d'intensité relatifs égaux à  $-127$  dB/Hz jusqu'à 100 kHz et une valeur moyenne sur la bande passante de la boucle de stabilisation de  $\eta = 0.9$ . Les résultats des mesures et des modélisations associées sont présentés en figure 4.11.

Dans le cas où l'intensité d'un seul mode de polarisation est détectée et stabilisée (voir figures 4.11a et b pour le mode  $x$  et figures 4.11c et d pour le mode  $y$ ), le RIN de ce mode est réduit jusqu'à  $-149$  dB/Hz tant que le gain de la boucle est fort. Grâce à l'architecture de pompage, une partie des fluctuations d'intensité du mode complémentaire sont identiques à celles détectées par l'asservissement. Ainsi la correction appliquée va aussi efficacement réduire le RIN de ce mode. La réduction de bruit est donnée par la figure 4.5.

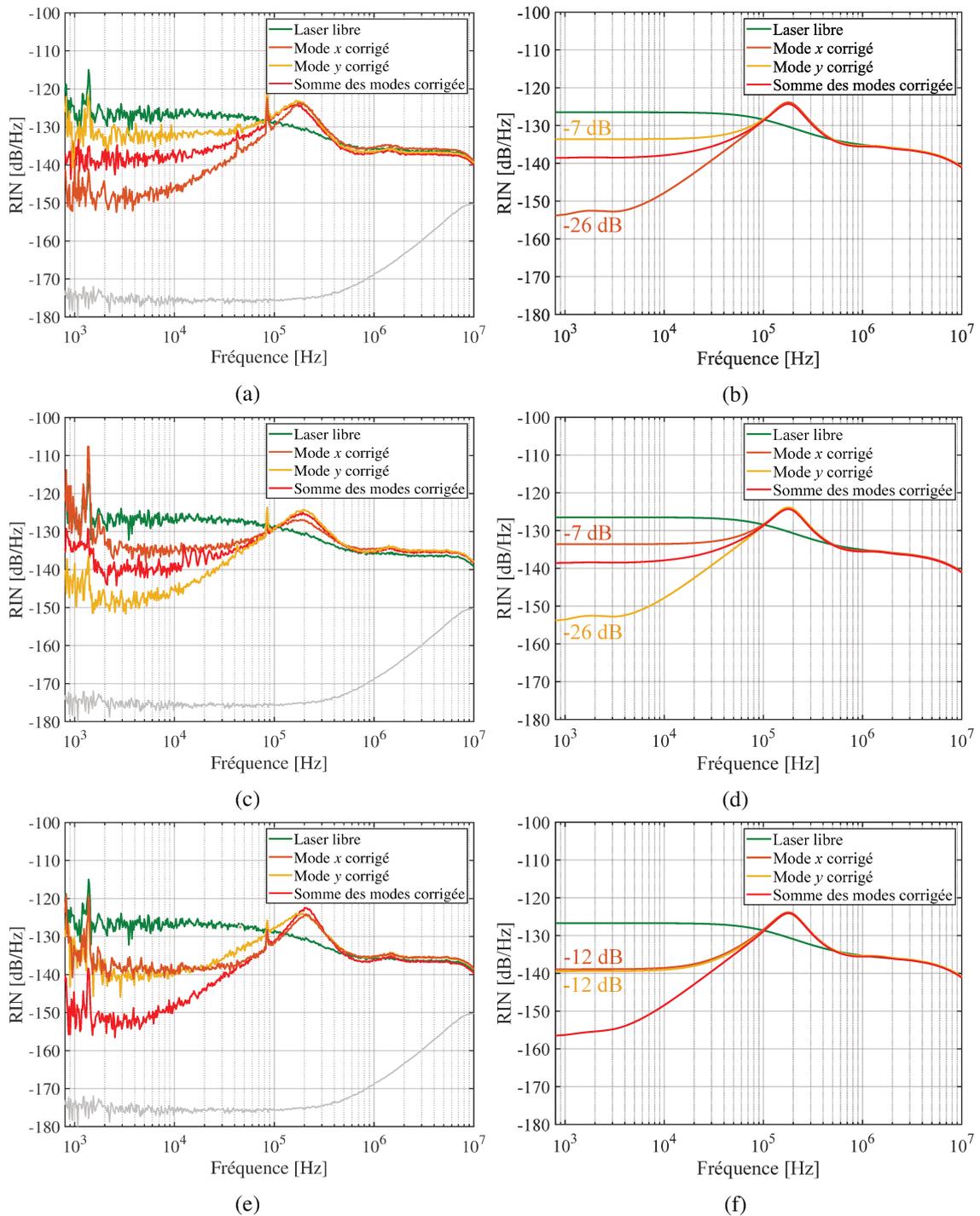


FIGURE 4.11 – Réduction du bruit d'intensité relatif de chacun des modes de polarisation pour les différents schémas de détection : (a,b) mode  $x$  détecté ; (c,d) mode  $y$  détecté et (e,f) somme des modes détectée. Les mesures expérimentales sont présentées à gauche et les prédictions théoriques à droite. L'écart attendu avec le bruit en fonctionnement libre est indiqué. La courbe grise donne le plancher de détection hors de la boucle. Les valeurs utilisées pour les modélisations sont  $\eta = 0.9$ ,  $r_{xy} = 0.94$  et  $RIN_x(f) = RIN_y(f)$  avec  $RIN(f = 2 \text{ kHz}) = -127 \text{ dB/Hz}$ .

En corrigeant en particulier les fluctuations d'un seul mode, l'application de la correction détruit la relation de corrélation entre les intensités. Dans la bande passante de l'asservissement, les bruits résiduels sont donc décorrélés. Détecter les deux modes de polarisation revient alors à mesurer la somme de leur bruit soit :

$$\text{RIN}_{x+y}^{\text{lock}}(f) = \left( \frac{r_{xy}}{1+r_{xy}} \right)^2 \text{RIN}_x^{\text{lock}}(f) + \left( \frac{r_{yx}}{1+r_{yx}} \right)^2 \text{RIN}_y^{\text{lock}}(f). \quad (4.14)$$

Dans notre cas, un des deux termes est au moins 15 dB inférieur à l'autre jusqu'à 10 kHz. Les fluctuations d'intensité sont dominées par le bruit du mode complémentaire à celui détecté, mais la puissance optique totale est plus grande d'un facteur 2. Ainsi, en normalisant ce terme (i.e. en faisant une division par 4), on trouve que  $\text{RIN}_{x+y}^{\text{lock}}$  est 6 dB inférieur au bruit d'intensité du mode de polarisation complémentaire.

Dans le cas de la détection et de la stabilisation de la somme des intensités (voir figures 4.11e et f), nous retrouvons comme prévu une forte réduction du bruit jusqu'au plancher de l'asservissement. La mesure du RIN sur chaque mode de polarisation montre une réduction similaire de 13 dB. L'application de la stabilisation va efficacement corriger les fluctuations portées par les deux modes jusqu'à une certaine limite donnée par la figure 4.7. Pour un fonctionnement d'horloge optimal, il faut privilégier dans un premier temps la réduction de  $\text{RIN}_{x+y}$ . En effet, le transfert du bruit d'intensité sur la stabilité de l'horloge se fait par l'intégration du bruit du signal atomique détecté par la photodiode en sortie du résonateur comme vu en section 2.3.3. Cette photodiode reçoit la puissance des deux modes optiques et donc génère une tension intégrant la somme des bruits d'intensité. Pour optimiser davantage la réduction du bruit, il faut s'assurer d'avoir des puissances équilibrées et chercher à obtenir une amplitude de corrélation la plus proche de 1. Cette remarque est d'autant plus pertinente sur les temps de mesure plus longs, où un déséquilibre entre les stabilités des puissances optiques de chaque mode de polarisation dégraderait la stabilité du signal d'horloge.

Après une étude de l'architecture de pompage adaptée à l'obtention d'intensités fortement corrélées et en phase, nous avons présenté les réductions de bruit optimales dans nos conditions expérimentales. Les mesures s'accompagnent d'un modèle théorique vérifié décrivant les limites pour chacun des modes de détection. Nous allons maintenant traiter des bruits de fréquence du DF-VECSEL.

## 4.3 Bruit de fréquence dans un DF-VECSEL

Les modes de polarisation émis par le DF-VECSEL présentent chacun un bruit de fréquence optique,  $S_v(f)$ . Ces bruits induisent un bruit de phase sur le battement RF,  $S_\phi(f)$ . Nous résumons ici les origines de ces bruits à partir des références [Dumont, 2016, Gredat, 2020]

### 4.3.1 Bruit de fréquence des modes optiques

#### Fluctuations de la longueur de cavité

Les fréquences d'émission du DF-VECSEL, décrit dans la partie 3.2.3, sont définies par la longueur optique de la cavité. Nous rappelons que la fréquence du mode de polarisation  $i$  s'exprime :

$$v_i = p_i \frac{c_0}{2L_{\text{cav},i}}, \quad (4.15)$$

où  $p_i$  est un entier. Ainsi des fluctuations de  $L_{\text{cav}}$  entraînent des fluctuations de la fréquence d'émission. Ces variations de longueur proviennent majoritairement de deux mécanismes. D'une part, les perturbations mécaniques vont déformer la cavité, entraînant ainsi des variations de la longueur physique  $\delta L(t)$ . D'autre part, les fluctuations thermiques du 1/2-VCSEL vont se traduire par des variations d'indice optique du matériau semi-conducteur, et donc en fluctuations de longueur optique  $\delta n_{\text{SC}}(t)L_{\text{SC}}$ . Finalement, on peut écrire les variations de fréquence optique sous la forme :

$$\delta v(t) = \frac{v(t)}{L_{\text{cav}}} [\delta L(t) + \delta n_{\text{SC}}(t)L_{\text{SC}}]. \quad (4.16)$$

Les fluctuations mécaniques propres au montage du prototype de DF-VECSEL réalisé et son environnement vont se traduire par du bruit de fréquence aux fréquences de Fourier inférieures à 10 kHz. En général, nous observons que le bruit de fréquence d'origine mécanique apparaît dans le spectre sous la forme de plusieurs pics. Les variations thermiques du 1/2-VCSEL proviennent principalement des fluctuations de puissance du laser de pompage. On peut résumer ce mécanisme en considérant le coefficient de sensibilité de la fréquence optique aux variations de puissance de pompage  $P_p$ , noté  $\partial_P v(f)$ . Ainsi, la DSP du bruit de fréquence induit par les fluctuations thermiques s'exprime suivant :

$$S_{v,\text{th}}(f) = \partial_P v(f) P_p^2 \text{RIN}_p(f), \quad (4.17)$$

La réponse spectrale de la fonction de sensibilité dépend du refroidissement de la structure et représente typiquement un filtre passe-bas avec une bande passante de quelques kilohertz.

### Couplage phase-amplitude

Dans les matériaux semi-conducteurs, il existe un couplage non négligeable entre le gain et l'indice de réfraction à travers la densité de porteurs. On parle de couplage de Henry, décrit par le facteur  $\alpha_H$  [Henry, 1982]. Cette propriété se retrouve de fait dans les VCSEL [Stohs *et al.*, 2001] et induit un couplage entre la phase et l'amplitude de l'onde émise, avec un facteur de quelques unités. Le bruit de fréquence optique induit par ce couplage est ainsi relié au RIN du mode émis suivant l'équation :

$$S_{v,H}(f) = f^2 \frac{\alpha_H^2}{4} \text{RIN}(f). \quad (4.18)$$

Généralement négligeable aux basses fréquences, ce terme croît rapidement et peut typiquement devenir significatif au-delà de quelques centaines de kilohertz.

### Contributions mineures au bruit de fréquence

Finalement, la contribution de l'émission spontanée et des fluctuations thermodynamiques du 1/2-VCSEL au bruit de fréquence optique sont largement négligeables par rapport aux mécanismes présentés ci-dessus [Gredat *et al.*, 2019].

### 4.3.2 Bruit de phase du battement radiofréquence entre les modes

Le signal de battement obtenu en projetant les deux modes optiques émis par le VECSEL sur une photodiode rapide présente une phase  $\varphi_{\text{RF}}(t)$  définie par :

$$\varphi_{\text{RF}}(t) = \varphi_y(t) - \varphi_x(t), \quad (4.19)$$

où  $\varphi_i(t)$  est la phase du mode optique  $i$ . Le bruit  $\delta\varphi(t)$  porté par cette phase est caractérisé par sa DSP dont l'expression est :

$$\begin{aligned} S_{\varphi_{\text{RF}}}(f) &= \left\langle \left| \widetilde{\delta\varphi_{\text{RF}}}(f) \right|^2 \right\rangle \\ &= \left\langle \left| \widetilde{\delta\varphi_x}(f) \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| \widetilde{\delta\varphi_y}(f) \right|^2 \right\rangle - 2\text{Re} \left[ \left\langle \widetilde{\delta\varphi_x}(f) \widetilde{\delta\varphi_y}^*(f) \right\rangle \right], \end{aligned} \quad (4.20)$$

le dernier terme correspondant à la partie réelle du spectre de corrélation entre les bruits de phase des deux modes. Avec cette équation et en rappelant l'expression qui relie les DSP des bruits de fréquence et de phase d'un mode optique,  $S_\varphi(f) = S_v(f)/f^2$ , nous pouvons reprendre les principales contributions présentées dans la partie précédente. On suppose aussi par la suite que les bruits d'intensité vus par les deux zones de gains,  $\text{RIN}_{p1}$  et  $\text{RIN}_{p2}$ , sont égaux et qu'il en est de même pour les bruits d'intensité des états propres de polarisation émis par le DF-VECSEL,  $\text{RIN}_x$  et  $\text{RIN}_y$ <sup>2</sup>.

2. En pratique, cette hypothèse est généralement vérifiée.

Premièrement, en reprenant l'équation 4.17, les fluctuations thermiques du 1/2-VCSEL provenant du bruit d'intensité du laser de pompage mènent à une contribution au bruit de phase du battement décrite par l'équation suivante :

$$S_{\varphi_{\text{RF,th}}}(f) = 2[1 - \eta_p(f)] \frac{S_{v,\text{th}}(f)}{f^2}, \quad (4.21)$$

en faisant apparaître l'amplitude des corrélations entre les intensités vues par les zones de gain,  $\eta_p$ . Le terme  $S_{\varphi_{\text{RF,th}}}$  est d'autant plus faible que les fluctuations d'intensité perçues par les deux zones de gain sont corrélées [De *et al.*, 2014]. Bien que cette contribution reste largement dominante sur une grande partie du spectre de bruit de phase, elle est fortement réduite par la nouvelle architecture de pompage qui permet une forte corrélation entre les intensités des faisceaux de pompage [Gredat *et al.*, 2018].

Deuxièmement, en reprenant l'équation 4.18, le transfert du bruit d'intensité à travers le couplage entre la phase et l'amplitude entraîne un bruit de phase du battement dont l'expression est :

$$S_{\varphi_{\text{RF,H}}}(f) = 2[1 - \eta(f) \cos \phi(f)] \frac{S_{v,H}(f)}{f^2}. \quad (4.22)$$

Avec une phase  $\phi(f)$  nulle, c'est l'augmentation de l'amplitude de corrélation entre les intensités des états propres du DF-VECSEL,  $\eta$ , qui permet la réduction de cette contribution. De la même manière que pour le bruit de fréquence, cet effet est typiquement négligeable aux basses fréquences mais peut potentiellement devenir significatif au-delà de quelques centaines de kilohertz.

Troisièmement, comme les fluctuations de fréquence induites par les perturbations mécaniques de la cavité affectent les deux modes optiques de manière similaire, nous prévoyons par soustraction un impact réduit sur le bruit de phase du battement.

Nous venons de décrire les principales contributions au bruit de fréquence optique et au bruit de phase RF issu d'un DF-VECSEL avec une architecture de pompage permettant de générer des modes corrélées et en phase. En pratique, l'implémentation d'une telle source dans une horloge CPT nécessite de verrouiller les deux fréquences optiques simultanément. Dans la suite, nous décrirons les techniques mises en œuvre pour stabiliser simultanément les deux fréquences émises. Nous décrirons les résultats expérimentaux obtenus et leur applicabilité à une horloge CPT.

## 4.4 Asservissements des fréquences optiques du DF-VECSEL

### 4.4.1 Asservissements de la fréquence optique d'un mode de polarisation

#### Montage alternatif d'asservissement de la fréquence optique

L'asservissement de la fréquence optique du laser sur la résonance des atomes de césium est nécessaire pour la stabilité de l'horloge. En pratique, la stabilisation de la longueur d'onde d'émission se fait par absorption saturée dans une cellule de césium, telle que nous l'avons décrit en partie 2.4. Cependant, la longueur d'onde du prototype réalisé n'étant pas accordée sur la raie D<sub>2</sub> du césium, nous proposons ici de verrouiller une des deux fréquences optiques d'une manière alternative (voir figure 4.12). En reprenant le montage interférométrique présenté en figure 3.21, nous obtenons des franges avec une période de 6.7 MHz. La tension générée par la photodiode en sortie d'interféromètre est utilisée comme signal d'erreur pour corriger la fréquence du mode de polarisation détecté (ici le mode  $x$ ). Ainsi, la fréquence du mode de polarisation détecté est asservie à flanc de frange de l'interféromètre.

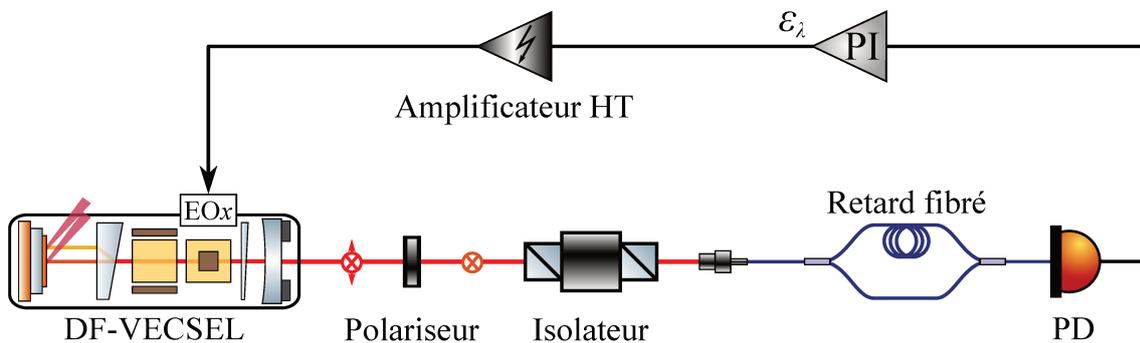


FIGURE 4.12 – Montage d'asservissement de la fréquence optique du mode  $x$  sur une frange de l'interféromètre. Le signal de correction  $\epsilon_\lambda$  est amplifié et appliqué sur le cristal EOx. PD : photodiode. PI : circuit proportionnel-intégrateur.

Les propriétés du signal interférométrique sont comparables à celles du signal d'erreur obtenu par transfert de modulation dans la partie 2.4. La figure 4.13 compare ces deux signaux. Le signal interférométrique présente une pente autour du décalage en fréquence nul (le discriminateur de fréquence) environ deux fois supérieure au signal d'erreur démodulé (0.45 MHz contre 0.18 MHz/V). La plage linéaire d'accroche de l'asservissement est équivalente pour les deux, légèrement supérieure à 3 MHz. Le signal de correction,  $\epsilon_\lambda(t)$ , est généré par un circuit proportionnel-intégrateur (PI, Vescent Photonics D2-125) puis amplifié par un amplificateur haute tension à large bande (Krohn-Hite 7602M) avant d'être appliqué à un des deux cristaux EO du DF-VECSEL. Connaissant les sensibilités électro-optiques déterminées dans le tableau 3.4 (environ 0.7 MHz/V pour la fréquence

du mode de polarisation alignée sur l'axe du cristal EO), nous pouvons ajuster le gain de la boucle pour assurer la stabilité de l'asservissement.

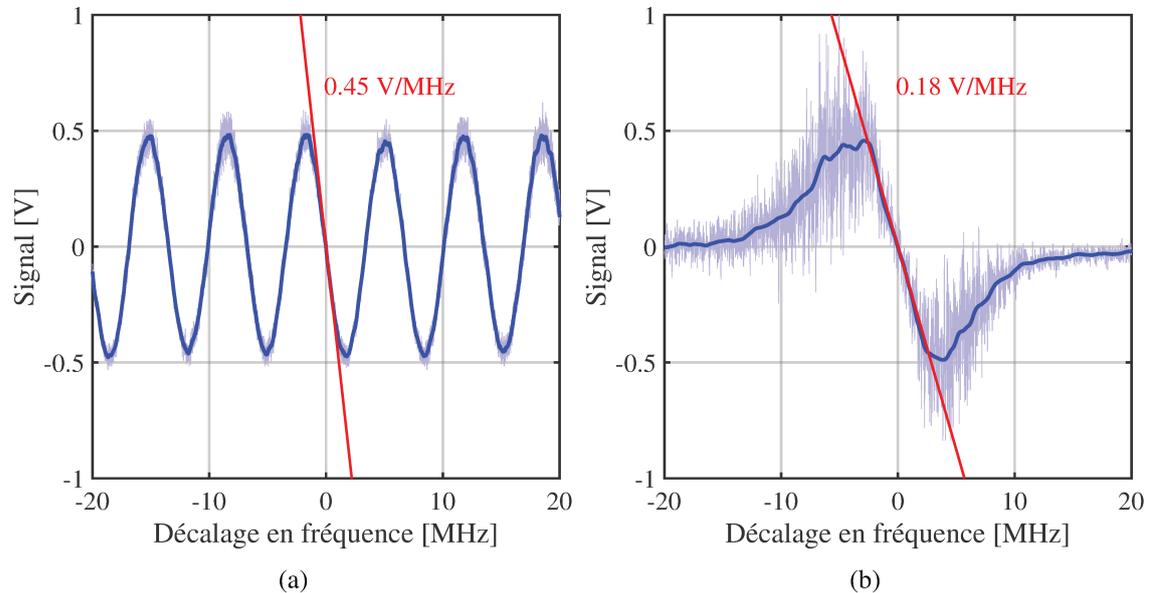


FIGURE 4.13 – (a) Signal généré en sortie du montage interférométrique. (b) Signal d'erreur issu du montage de transfert de modulation décrit dans la partie 2.4 (cf. figure 2.17a). Les discriminateurs de fréquence sont précisés en rouge.

### Réduction du bruit de fréquence

Comme attendu, l'application de la correction sur le VECSEL réduit fortement le bruit de fréquence du mode  $x$  (voir figure 4.14). Une réduction de 60 dB est mesurée jusqu'à 100 Hz. Bien que réduit de 40 dB, le bruit dû aux perturbations mécaniques reste particulièrement élevé entre 100 Hz et 5 kHz limitant la correction. La bande passante de la boucle d'asservissement est d'une centaine de kilohertz, limitée par le circuit PI. Un pic de bruit apparaît à 1.3 MHz, la fréquence de résonance du cristal EO.

La robustesse de l'asservissement est cependant limitée par deux facteurs. D'une part, les instabilités mécaniques et thermiques du montage interférométrique déforme le signal d'erreur et peuvent mener au déverrouillage de la fréquence du VECSEL. D'autre part, la dynamique du cristal EO ne permet qu'une correction limitée. En effet, même en appliquant le signal de correction sur le cristal aligné sur la polarisation du mode (ici le cristal EO $x$ ), nous ne pouvons obtenir de décalage fréquentiel supérieur à quelques centaines de mégahertz. L'ajout d'une boucle de correction plus lente (i.e. de bande passante plus faible) sur le PZT du coupleur de sortie, présentant un impact supérieur (environ 100 MHz/V), permettrait de compenser les variations plus importantes de la fréquence du DF-VECSEL (e.g. sa dérive).

Malgré le problème de stabilité intrinsèque au montage, nous montrons ici le verrouillage d'une fréquence optique par rétroaction sur un cristal EO de la cavité du DF-VECSEL. Du

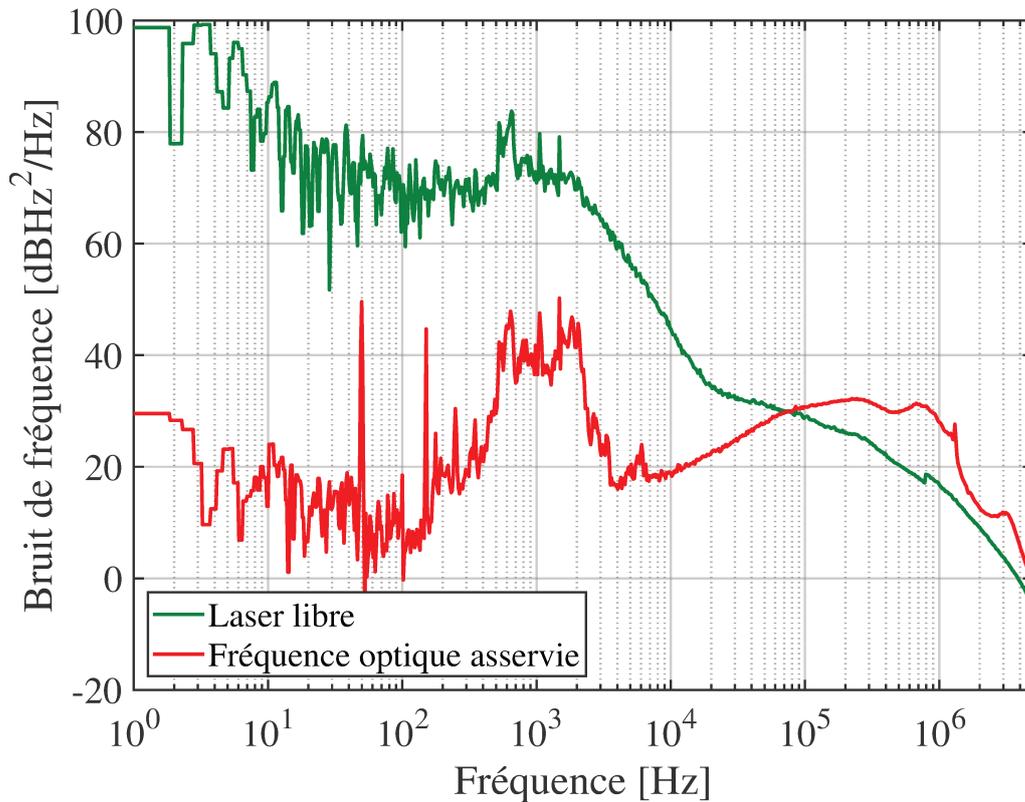


FIGURE 4.14 – Spectre de bruit de fréquence du mode de polarisation  $x$  émis par le VECSEL en fonctionnement libre (en vert) et quand la boucle d’asservissement de fréquence est fermée (en rouge).

fait de l’analogie entre les montages, cette démonstration nous assure de pouvoir asservir la fréquence d’émission d’un DF-VECSEL accordé à la résonance du césium sur un pic d’absorption saturée.

#### 4.4.2 Asservissement de la phase du battement RF

##### OPLL du battement RF entre les modes

Pour stabiliser la fréquence du battement RF entre les deux modes émis par le DF-VECSEL et, par conséquent, maintenir sa pureté spectrale, une boucle à verrouillage de la phase optique (OPLL) est mise en place. Le schéma du montage est présenté en figure 4.15. Le battement entre les modes de polarisation est détecté par une photodiode rapide et mélangé à un oscillateur local (OL) dont la fréquence est accordée proche de  $\nu_{RF}$ . La tension générée par le mélangeur est filtrée puis appliquée à un circuit PI. Le signal de correction de la phase,  $\varepsilon_{\Delta}(t)$ , qui en résulte est appliqué à un des deux cristaux EO du DF-VECSEL. Le décalage en fréquence induit par effet électro-optique n’étant pas équivalent sur les deux modes de polarisation (0.7 MHz pour le mode de polarisation aligné sur l’axe optique du cristal et 0.2 MHz/V pour le mode orthogonal), nous ajustons

ainsi  $v_{RF}(t)$ .

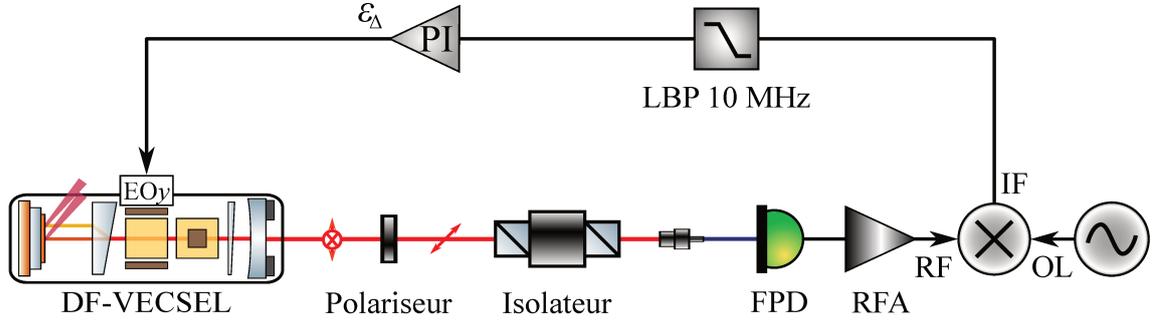


FIGURE 4.15 – Boucle à verrouillage de phase optique du battement entre les modes du DF-VECSEL. Le signal de correction  $\varepsilon_{\Delta}$  est appliqué au cristal EOy. FPD : photodiode rapide. LBP : filtre passe-bas. OL : oscillateur local. PI : circuit proportionnel-intégrateur. RF : signal radiofréquence. RFA : amplificateur RF.

Le schéma de la boucle d'asservissement est présentée en figure 4.16. La fonction de transfert de l'OPLL est définie comme le produit dans le domaine fréquentiel des fonctions de transfert des éléments de la boucle : le filtre passe-bas, le circuit PI et le cristal EO. Ainsi on peut écrire :

$$H_{OPLL}(f) = H_{LBP}(f) \times H_{PI}(f) \times H_{EO}(f). \quad (4.23)$$

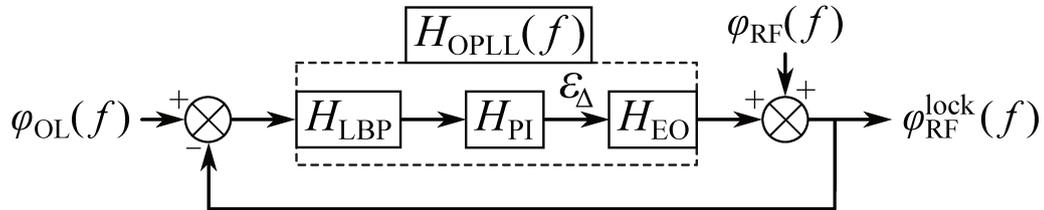


FIGURE 4.16 – Schéma bloc de la boucle à verrouillage de phase optique du battement entre les modes du DF-VECSEL.

Le filtre passe-bas (LBP) est un filtre d'ordre élevé (Mini-Circuits BLP-10.7+) rejetant fortement les fréquences supérieures à 10 MHz. La fréquence de l'intégrateur du circuit PI est réglée à 100 kHz. La fonction de transfert du cristal EO est obtenue à partir des mesures d'accordabilité électro-optiques réalisées à la partie 3.3.3. En rappelant que la fréquence est la dérivée de la phase, on écrit la relation entre  $H_{EO}(f)$  et le coefficient d'accordabilité :

$$H_{EO}(f) = \frac{1}{2i\pi f} \frac{\partial v_{RF}}{\partial v_{EO}}(f). \quad (4.24)$$

exprimée en rad/V. Quand la boucle d'asservissement est fermée, les fluctuations de phase du battement RF sont donc égales à :

$$\delta\varphi_{RF}^{lock}(f) = H_{OPLL}(f) \left( \delta\varphi_{RF}^{lock}(f) - \delta\varphi_{OL}(f) \right) + \delta\varphi_{RF}(f). \quad (4.25)$$

On exprime alors la DSP de ces fluctuations par l'équation suivante :

$$S_{\varphi_{RF}}^{\text{lock}}(f) = \left| \frac{1}{1 + H_{OPLL}(f)} \right|^2 S_{\varphi_{RF}}(f) + \left| \frac{H_{OPLL}(f)}{1 + H_{OPLL}(f)} \right|^2 S_{OL}(f). \quad (4.26)$$

Si le gain de  $H_{OPLL}(f)$  est suffisant pour corriger le bruit de phase du battement, le second terme est dominant et  $S_{\varphi_{RF}}^{\text{lock}}(f)$  se réduit au bruit de phase de l'OL.

### Réduction du bruit de phase RF

Le spectre de bruit de phase du battement est donnée en figure 4.17. Quand la boucle à verrouillage de phase est fermée, le bruit de phase est fortement réduit à basse fréquence. Le spectre recopie le bruit de phase de l'OL jusqu'à 400 Hz, atteignant -105 dBc/Hz. A l'image de ce que nous observons sur le bruit de fréquence optique (cf. figure 4.14), les perturbations mécaniques de la cavité dégradent le bruit de phase entre 400 Hz et 2 kHz. Une remontée de bruit apparaît à 30 kHz avant que le spectre rejoigne le bruit de phase du battement libre à 700 kHz. La résonance piézoélectrique du cristal EO est visible à 1.3 MHz. Le résultat de la modélisation d'après l'équation 4.26 est présentée en pointillés et est en accord avec la mesure.

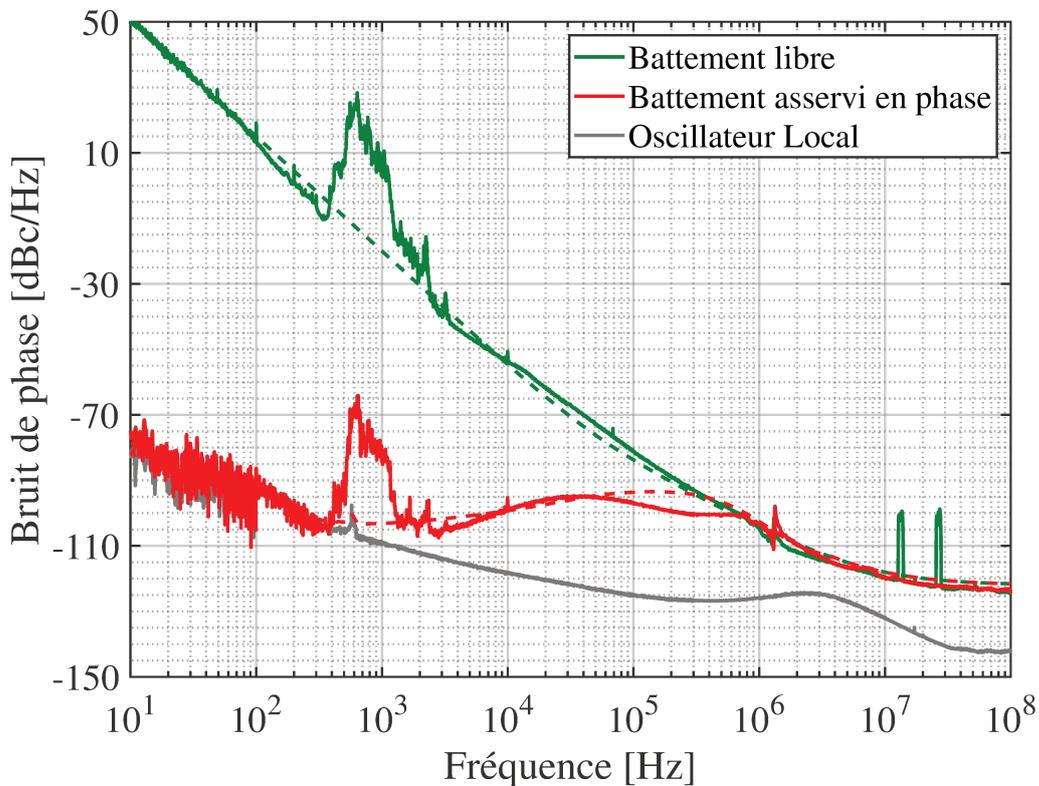


FIGURE 4.17 – Spectre de bruit de phase du battement entre les modes émis par le DF-VECSEL en fonctionnement libre (en vert) et verrouillé par OPLL (en rouge). La fréquence du battement est de 9.1 GHz. Le bruit de phase de l'OL est donné en gris.

Le signal généré par la photodiode rapide et délivré par l'amplificateur RF (RFA) possède un bruit de tension d'origine double [Pillet *et al.*, 2008]. D'une part, le bruit thermique des composants électroniques est un bruit blanc qui dépend de la température  $T$ , sa PSD  $S^{\text{Th}}(f)$  s'écrit :

$$S^{\text{Th}}(f) = k_B T G_{\text{RF}} \text{NF} \text{ [W/Hz]}, \quad (4.27)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $G_{\text{RF}}$  et NF le gain et le facteur de bruit du RFA respectivement. D'autre part, la nature discrète des photons qui composent la lumière incidente génère un bruit appelé bruit de grenaille (ou *shot noise* en anglais). Ce bruit est blanc et sa PSD,  $S^{\text{SN}}(f)$ , s'exprime suivant :

$$S^{\text{SN}}(f) = 2e\alpha_{\text{ph}}R_{\text{ph}}P_{\text{opt}}G_{\text{RF}} \text{ [W/Hz]}, \quad (4.28)$$

avec  $e$  la charge de l'électron,  $\alpha_{\text{ph}}$  et  $R_{\text{ph}}$  la réponse et l'impédance de la photodiode et  $P_{\text{opt}}$  la puissance optique incidente. En normalisant par la puissance du signal RF<sup>3</sup>  $\alpha_{\text{ph}}^2 P_{\text{opt}}^2 R_{\text{ph}} G_{\text{RF}} / 2$ , ces bruits se traduisent par des planchers de bruit de phase exprimés :

$$S_{\varphi}^{\text{Th}} = \frac{2k_B T \text{NF}}{\alpha_{\text{ph}}^2 P_{\text{opt}}^2 R_{\text{ph}}} \text{ [rad}^2\text{/Hz]}, \quad (4.29)$$

pour le bruit thermique et :

$$S_{\varphi}^{\text{SN}} = \frac{4e}{\alpha_{\text{ph}} P_{\text{opt}}} \text{ [rad}^2\text{/Hz]}, \quad (4.30)$$

pour le bruit de grenaille<sup>4</sup>. Pour une puissance optique incidente d'une centaine de microwatt typiquement, on trouve  $S_{\varphi}^{\text{Th}} = -124$  dBc/Hz et  $S_{\varphi}^{\text{SN}} = -135$  dBc/Hz (avec  $\alpha_{\text{ph}} = 0.4$  A/W et NF = 2.7 dB). Ces planchers de bruit restent bien inférieurs au niveau atteint et ne sont donc pas limitants ici. Une solution pour réduire davantage le bruit entre 1 kHz et 100 kHz est d'ajouter une fonction dérivateur au circuit PI [Gredat *et al.*, 2020]. Cette fonction ajoute du gain sur cette plage fréquentielle, là où la boucle actuelle est limitée par sa stabilité.

Amplifier la tension de correction appliquée au cristal EO permet de corriger des fluctuations de phase de plus forte amplitude et d'augmenter la robustesse du verrouillage. Cependant, l'ajout de l'amplificateur haute tension (HT), de bande passante inférieure à 1 MHz, dans la boucle augmente le retard de phase et déstabilise l'asservissement (voir figure 4.18). La bande passante est limitée et un pic apparaît à 200 kHz, dégradant le spectre entre 10 kHz et 700 kHz. Le modèle n'arrive pas à reproduire l'amplitude de la dégradation mais prédit l'apparition du pic. Pour réduire la contribution de l'amplificateur à haute fréquence, une solution démontrée est de séparer en deux voies la correction appliquée au cristal EO. D'une part, sur une voie, les corrections lentes sont amplifiées et leur composantes haute fréquences (i.e. supérieures à 100 kHz) sont filtrées. D'autre part, l'autre voie est directe et permet les corrections jusqu'à la bande passante de la boucle [Gredat

3. Le facteur 1/2 prend en compte l'adaptation d'impédance entre la photodiode et l'amplificateur.

4. La conversion de dBrad<sup>2</sup>/Hz en dBc/Hz est faite en additionnant 3 dB à la valeur obtenue.

*et al.*, 2020].

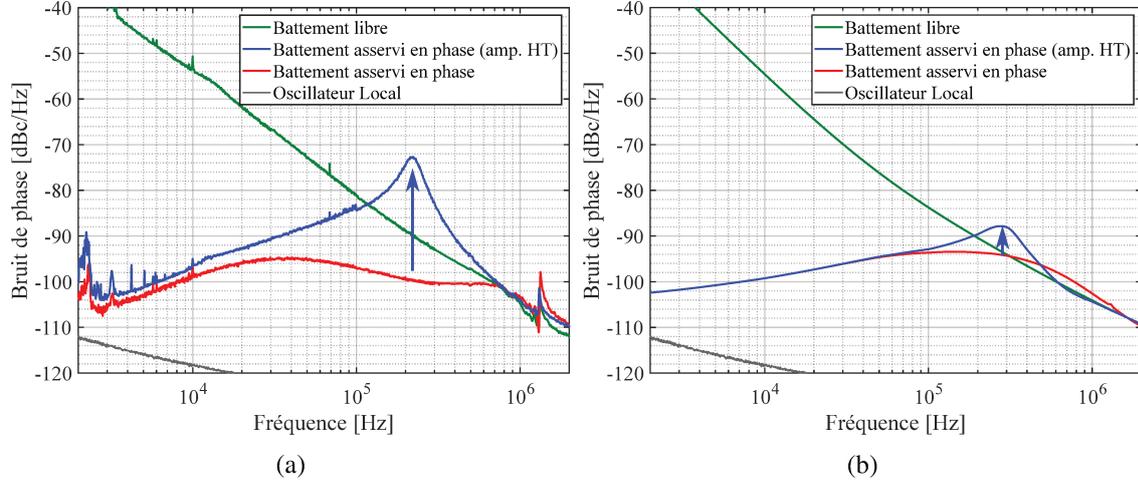


FIGURE 4.18 – Spectres de bruit de phase du battement entre les modes émis par le VECSEL (a) mesurés et (b) modélisés. L’ajout d’un amplificateur haute tension dans la boucle donne la courbe bleue. La fréquence du battement est de 9.1 GHz. Le bruit de phase de l’OL est donné en gris.

Nous vérifions ici que l’application d’une tension de correction sur un cristal EO du DF-VECSEL permet le verrouillage de la phase du battement RF sur le signal délivré par un OL. La pureté spectrale du signal de l’OL est transférée au battement, réduisant fortement son bruit de phase sur la bande passante de la boucle d’asservissement.

### 4.4.3 Asservissements simultanés des deux fréquences optiques

Nous avons démontré précédemment l’asservissement de la fréquence optique d’un mode émis par le VECSEL d’une part, et de la phase du battement entre les deux modes d’autre part. Le fonctionnement de l’horloge nécessite les deux asservissements simultanément. Les cavités des travaux précédents [Dumont *et al.*, 2014, Gredat *et al.*, 2020] ne permettent pas un contrôle robuste et indépendant des deux fréquences d’émission du fait de leur fort couplage à travers l’ajustement de la longueur de cavité.

#### Technique de contrôle indépendant des fréquences

L’originalité de l’architecture du DF-VECSEL développé dans cette thèse réside dans l’utilisation de deux cristaux EO dont les axes optiques sont alignés de manière orthogonale. En appliquant une tension aux bornes des cristaux EO, les décalages fréquentiels de  $\nu_x$  et  $\nu_{RF}$  s’écrivent :

$$\begin{pmatrix} \Delta \nu_x \\ \Delta \nu_{RF} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial \nu_x / \partial V_{EOx} & \partial \nu_x / \partial V_{EOy} \\ \partial \nu_{RF} / \partial V_{EOx} & \partial \nu_{RF} / \partial V_{EOy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{EOx} \\ V_{EOy} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} V_{EOx} \\ V_{EOy} \end{pmatrix}. \quad (4.31)$$

Les montages des figures 4.12 et 4.15 génèrent deux signaux d'erreurs à partir des fluctuations de fréquence optique,  $\varepsilon_\lambda$ , et de la fréquence du battement,  $\varepsilon_\Delta$ . Pour stabiliser l'émission du DF-VECSEL, nous pouvons donc décomposer les tensions de correction,  $V_{EOx}$  et  $V_{EOy}$ , à appliquer sur les deux cristaux EO suivant :

$$\begin{pmatrix} V_{EOx} \\ V_{EOy} \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} \varepsilon_\lambda \\ \varepsilon_\Delta \end{pmatrix} = \frac{1}{\det(M)} \begin{pmatrix} \partial v_{RF}/\partial V_{EOy} & -\partial v_x/\partial V_{EOy} \\ -\partial v_{RF}/\partial V_{EOx} & \partial v_x/\partial V_{EOx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_\lambda \\ \varepsilon_\Delta \end{pmatrix}, \quad (4.32)$$

où la fonction  $\det$  donne le déterminant d'une matrice. Les coefficients de la matrice  $M$  ont été déterminés dans le tableau 3.4 du chapitre 3. L'utilisation de ce système de rétroaction permet de découpler les décalages fréquentiels par effet électro-optique, et ainsi, le contrôle des fréquences  $v_x$  et  $v_{RF}$  de manière indépendante<sup>5</sup>.

### Mise en œuvre des verrouillages simultanées des deux fréquences optiques

La figure 4.19 présente le montage mis en place pour réaliser l'asservissement des fréquences d'émission suivant le principe présenté ci-dessus. L'intensité laser est séparée en deux voies : sur l'une, un polariseur filtre un mode de polarisation avant le passage par l'interféromètre décrit en partie 4.4.1 ; sur l'autre, un polariseur projette les deux modes de polarisation sur le même axe (à 45° des axes des polarisations) avant la détection par le système présenté en partie 4.4.2. Les tensions de correction, d'après l'équation 4.32, sont générées par une succession de montages inverseurs et sommateurs, dont les coefficients sont ajustés avec des résistances variables pour correspondre aux coefficients de la matrice  $M^{-1}$ . Avant d'être appliquée aux électrodes des cristaux EO, chaque tension est amplifiée pour améliorer la robustesse des asservissements (en particulier de l'asservissement de la fréquence optique).

Pour optimiser les valeurs des résistances, on procède comme suit. Une modulation est appliquée sur une voie pendant que l'autre sert à l'asservissement d'une fréquence. Un pic de bruit résiduel apparaît dans le spectre de la fréquence correspondante, à la fréquence de modulation (ici 10 kHz). Les valeurs optimales des résistances sont trouvées en minimisant l'amplitude de ces pics (voir figure 4.20).

En suivant ce protocole et quand les deux tensions de correction sont générées et appliquées aux cristaux EO, les deux asservissements fonctionnent simultanément. La figure 4.21 présente les spectres de bruits correspondants et les compare aux résultats obtenus avec un unique asservissement. Quand les deux asservissements sont opérationnels, nous ne mesurons aucune dégradation additionnelle significative des bruits de fréquence ou de phase RF aux basses fréquences. Les seules différences visibles proviennent de la reproductibilité des mesures. En revanche, sur chacun des spectres nous observons de manière évidente l'apparition d'un surplus de bruit à la fréquence caractéristique de la boucle complémentaire. Sur le spectre de bruit de fréquence optique, un pic apparaît à 200 kHz ; sur le spectre de bruit de phase, un pic apparaît à 900 kHz. Ce bruit résiduel n'est pas

5. Des systèmes analogues peuvent être obtenu pour contrôler indépendamment les couples de fréquences  $v_y$  et  $v_{RF}$  ou  $v_x$  et  $v_y$ .

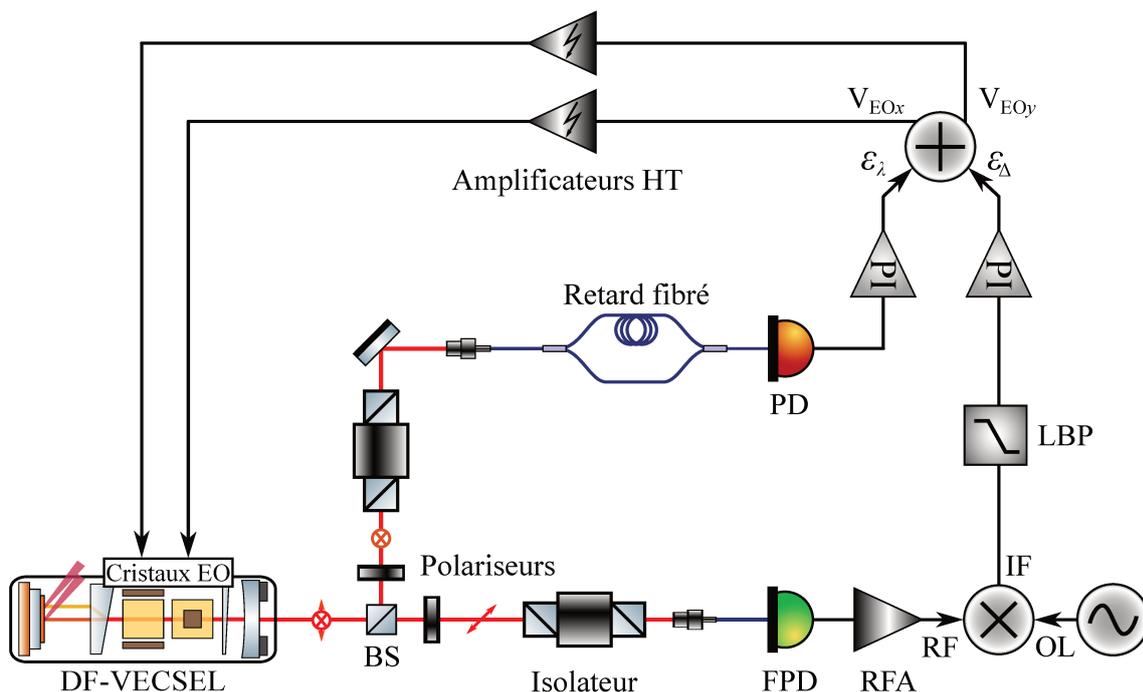


FIGURE 4.19 – Montage d’asservissement des fréquences émises par le VECSEL. Les signaux d’erreur  $\varepsilon_\lambda$  et  $\varepsilon_\Delta$  sont combinés pour générer les tensions de corrections  $V_{EOx}$  et  $V_{EOy}$  appliquées aux cristaux EO du VECSEL. BS : séparateur d’intensité. FPD : photodiode rapide. LBP : filtre passe-bas. OL : oscillateur local. PD : photodiode. PI : circuit proportionnel-intégrateur. RF : signal radiofréquence. RFA : amplificateur RF.

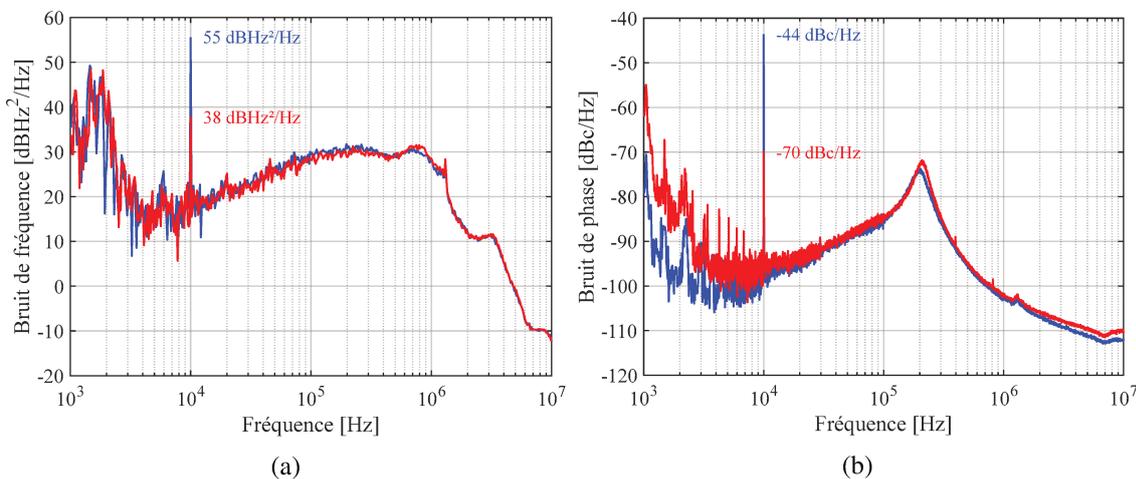


FIGURE 4.20 – (a) Spectre de bruit de fréquence du mode  $x$  asservi. (b) Spectre du bruit de phase du battement verrouillé. La correction de l’asservissement est appliquée sur la voie correspondante et une modulation à une fréquence de 10 kHz est appliquée sur la voie complémentaire. La courbe bleue donne le bruit quand les coefficients de la combinaison linéaire ne sont pas optimisés ; la courbe rouge quand les coefficients sont optimaux.

parfaitement compensé par le montage de combinaison de tensions. Cette remarque se vérifie d'autant plus qu'à mesure que l'on se rapproche de la fréquence de résonance des cristaux EO (à 1.3 MHz), les valeurs des coefficients de la matrice  $M$ ,  $\partial v_i / \partial V_{EO}$ , varient fortement (voir figure 3.22b) et les valeurs de pondération des tensions de correction ne sont plus en accord.

La robustesse de la stabilisation simultanée des deux fréquences optiques est encore une fois limitée à quelques minutes de fonctionnement par la stabilité mécanique du montage interférométrique. Cette limite ne serait pas présente sur un pic saturé du césium et nous rassure sur la faisabilité de ce système d'asservissement du DF-VECSEL. Nous démontrons finalement pour la première fois les asservissements simultanés des fréquences d'émission du DF-VECSEL, permis par l'architecture de la cavité développée.

## 4.5 Applicabilité à une horloge à CPT du césium

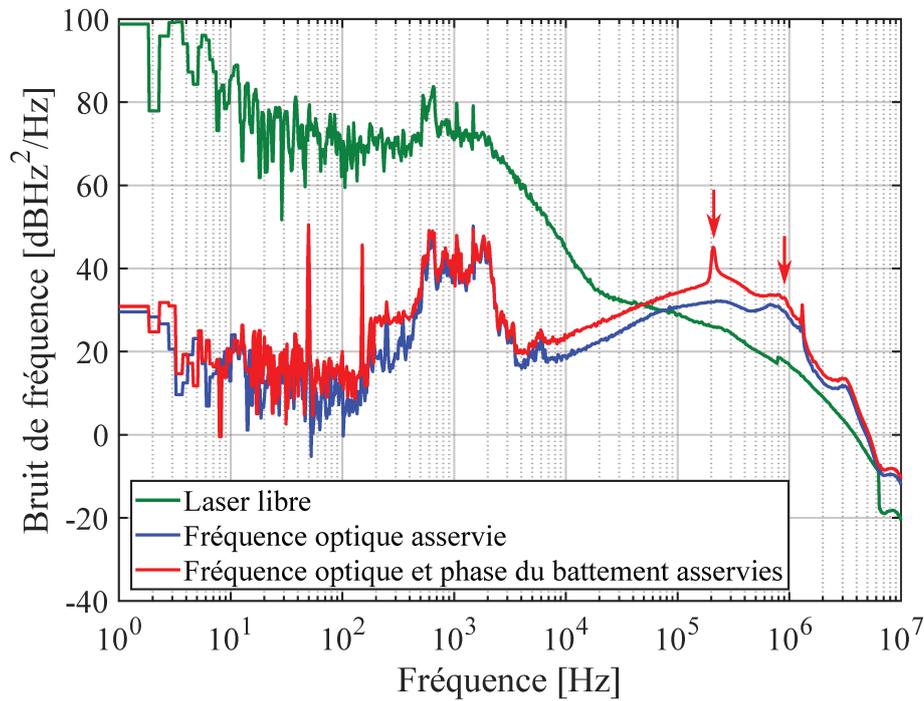
### 4.5.1 Estimation de la stabilité de fréquence de l'horloge

Après avoir démontré la stabilisation de la puissance optique, l'asservissement de la fréquence optique et le verrouillage en phase du battement RF, nous pouvons estimer chacune des contributions aux instabilités d'une potentielle horloge intégrant le DF-VECSEL. Pour cela, nous reprenons les méthodes décrites aux parties 2.3.3, 2.4.3 et 2.5.1.

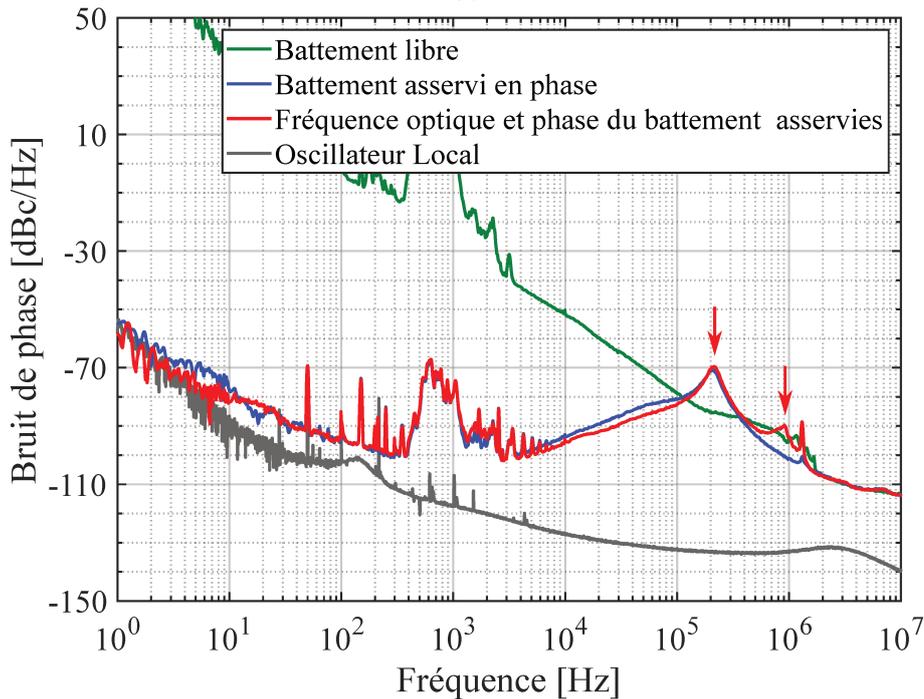
La contribution du bruit de fréquence optique calculée est inférieure à  $10^{-14} \tau^{-1/2}$  pour le mécanisme de transfert FM-FM. Le mécanisme dominant reste donc le transfert AM-FM, évalué pour un désaccord optique maximal de 3 MHz en fonctionnement asservi à  $4 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ . Cela est toutefois encore négligeable devant les contributions suivantes.

Les intégrations du bruit d'intensité relatif du laser ainsi que du bruit de phase du battement entre les modes sont présentées en figure 4.22. Pour réaliser ces calculs, l'hypothèse est faite que les perturbations mécaniques qui dégradent les spectres de bruit seront fortement réduites une fois tous les éléments de la cavité collés et protégés. Nous considérons de plus un contraste optimal du signal atomique de 4 %. Quand la stabilisation de puissance optique est active, nous estimons une contribution du RIN de  $3.8 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ . Cette valeur est bien plus élevée que celle déterminée avec une source DFB (cf. partie 2.3.3) et s'explique par la différence des spectres en fonctionnement libre. Là où le laser DFB utilisé dans le chapitre 2 présente un bruit de scintillement qui diminue rapidement avec la fréquence de Fourier, le spectre du DF-VECSEL reste à un niveau élevé (entre -120 dB/Hz et -130 dB/Hz) jusqu'à plusieurs centaines de kilohertz. Du fait du manque de gain de l'asservissement sur cette plage de fréquence, la remontée de bruit à partir de 10 kHz participe grandement à la contribution finale. Un circuit d'asservissement plus efficace à ces fréquences là (typiquement un montage PID) permettrait de maintenir plus longtemps le RIN du laser au niveau de la limite et repousserait la fréquence de coupure de la boucle.

En estimant une contribution de  $2.2 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ , le niveau de bruit atteint avec notre



(a)



(b)

FIGURE 4.21 – (a) Spectre de bruit de fréquence du mode de polarisation  $x$  émis par le VECSEL en fonctionnement libre (en vert) et quand la boucle d'asservissement de fréquence est fermée (en bleu). (b) Spectre de bruit de phase du battement entre les deux modes émis par le VECSEL en fonctionnement libre (en vert) et quand la boucle à verrouillage de phase est fermée (en bleu). La fréquence du battement  $\nu_{RF}$  est de 3.5 GHz. Le bruit de phase de l'oscillateur local à cette fréquence est donné en gris sur chacune des deux figures. En rouge sont donnés les spectres de bruit quand les deux asservissements de fréquences sont opérationnels simultanément. Les deux flèches rouges repèrent les excès de bruit de chacune des boucles d'asservissement.

Source de bruit du VECSEL	Instabilité de fréquence $\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) [\times 10^{-13}]$
Bruit d'intensité du laser	3.8 (7.6)
Bruit de fréquence du laser	< 0.5
Bruit de phase du battement RF	22
<b>Total</b>	<b>22 (23)</b>

TABLE 4.1 – Estimations des contributions des différents bruits du VECSEL aux instabilités de fréquence de l'horloge à 1 s. Les valeurs obtenues en considérant notre contraste expérimental non-optimal de 2.3 % sont données entre parenthèses.

OPLL est largement insuffisant. D'une part, le gain limité de la boucle ne permet pas de réduire davantage le bruit de phase au-delà de 1 kHz. D'autre part, le pic de bruit généré par l'amplificateur haute tension dégrade particulièrement le spectre et augmente  $\sigma_{y, \text{Dick}}$ . L'amélioration de l'OPLL passe donc par (i) l'ajout d'une fonction dérivateur au circuit de traitement du signal d'erreur et (ii) le découplage des boucles de correction lente et amplifiée d'une part, et rapide et directe d'autre part. Ces améliorations ont démontré la réduction du bruit de phase jusqu'à 100 kHz et, par conséquent, de la contribution aux instabilité de fréquence d'horloge à  $2.3 \times 10^{-13}$  [Gredat *et al.*, 2020].

Les estimations sont résumées dans le tableau 4.1. La contribution du bruit de phase du battement par effet Dick est largement dominante et est rédhibitoire dans ces conditions pour obtenir une stabilité de fréquence d'horloge inférieure à  $5 \times 10^{-13}$  à 1 s de temps d'intégration. Les améliorations du système proposées devraient permettre de se rapprocher de cet objectif.

## 4.5.2 Perspectives d'amélioration du DF-VECSEL

Les travaux sur le DF-VECSEL se poursuivent, les développements en cours et à venir sont présentés ci-dessous.

### Performances et fiabilité

Nous relevons premièrement une dégradation des 1/2-VCSEL au cours du temps, en particulier à travers la chute significative de la puissance optique émise par le VECSEL. L'hypothèse privilégiée expliquant ces observations est l'oxydation des structures semi-conductrices composées en partie d'aluminium. Bien que le taux d'humidité du laboratoire soit contrôlé autour de 30 % et malgré la présence d'une couche de surface en InGaP, les contraintes accumulées à cause du désaccord de maille entre le AlAs et le AlGaAs entraînent des dislocations qui empêchent la protection complète de la structures dans ces conditions. Isoler la totalité du DF-VECSEL dans une boîte remplie d'air sec (d'azote typiquement) ne semble pas envisageable tant que les réglages des éléments ne sont pas

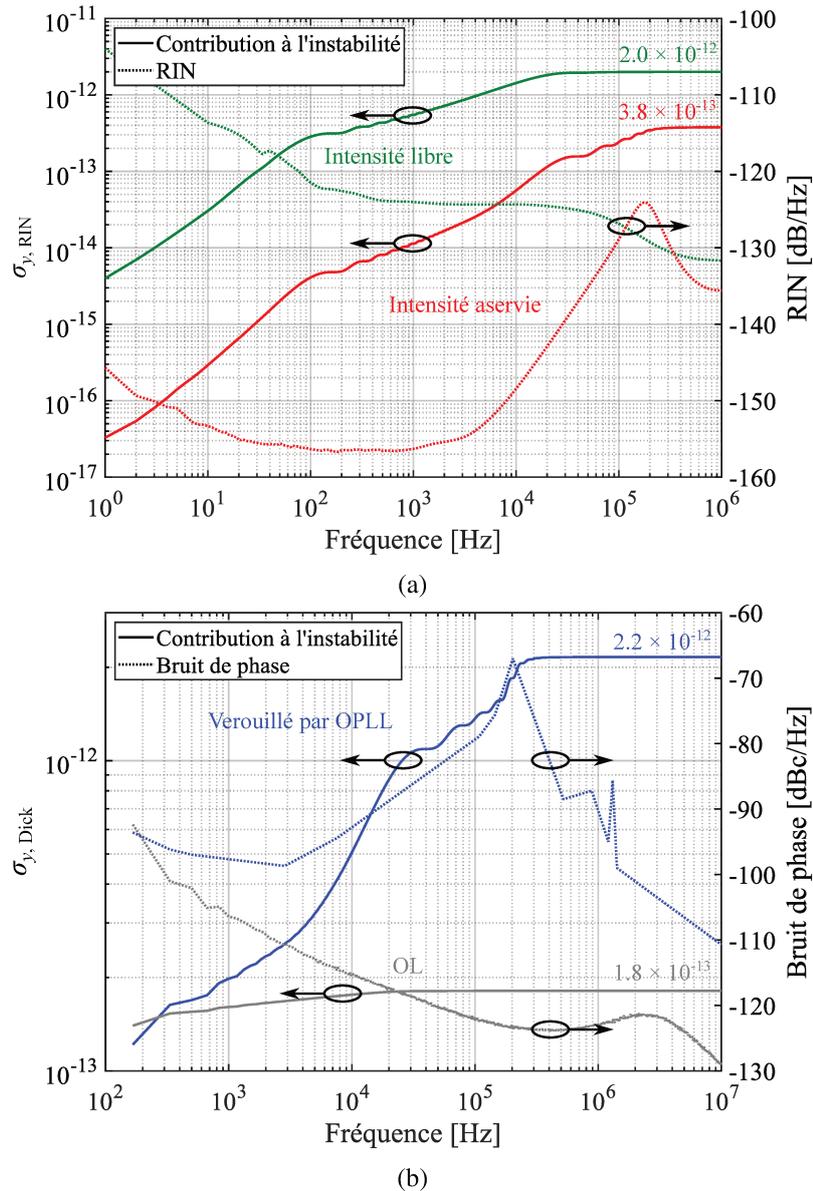


FIGURE 4.22 – Contribution à la stabilité de fréquence relative de l'horloge à 1 s en fonction de la fréquence d'intégration (a) du bruit d'intensité relatif du laser et (b) du bruit de phase du battement par effet Dick. Les spectres de bruit associés sont représentés en pointillés.

terminés. C'est pourquoi la mise en boîtier des 1/2-VCSEL est une piste de développement. En plus de protéger les structures de l'air ambiant, cela permettrait de refroidir le 1/2-VCSEL sous la température de rosée du laboratoire. Comme nous l'avons vu en partie 3.3.1, la diminution de la température de la structure aurait l'avantage d'augmenter la puissance optique émise et de repousser le *roll-over* thermique.

Nous voulons d'autre part assurer un contact thermique plus efficace entre le 1/2-VCSEL et le module à effet Peltier qu'avec de la graisse thermique. Une première approche est

de déposer une couche d'or en face arrière du 1/2-VCSEL pour ensuite le braser directement sur le module Peltier. Des études menées par I. Sagnes au C2N sont aussi en cours pour valider une seconde approche. Dans cette approche, le substrat de GaAs, à faible conductivité thermique (50 W/(m K)), est gravé d'un motif périodique (de dimensions 500  $\mu\text{m}$ ) jusqu'au réseau de Bragg. Du cuivre, dont la conductivité thermique est un ordre de grandeur meilleure (385 W/(m K)) que celle du GaAs, est ensuite déposé dans les interstices libérés et assure un contact thermique plus efficace. En omettant l'étape de dépôt, la gravure permet simplement découvrir le réseau de Bragg du 1/2-VCSEL. On rend ainsi possible la réalisation d'un pompage optique en face arrière, rendant l'architecture du VECSEL plus linéaire. Des considérations sur l'évacuation thermique sont encore à effectuer pour valider ce dernier point.

En parallèle, un nouveau système de pompage est en développement avec la société Innoptics. Afin de s'affranchir du montage fibré de pompage décrit en partie 3.2.2, un montage tout collé en espace libre a été conçu. Ce système met en forme deux faisceaux de pompage à partir d'un unique faisceau issu d'une diode laser composée de puces avec une émission latérale large (*Broad Area Laser diode* en anglais, ou BAL). Ce système permettrait à terme de gagner en fiabilité, en consommation et en compacité.

### Structures semi-conductrices et fréquence d'émission

Les fréquences d'émission du VECSEL n'étant pas accordées sur les résonances du césium, nous n'avons malheureusement pas pu réaliser de spectroscopie. Pour espérer obtenir une émission à 852 nm, le remplacement du 1/2-VCSEL est nécessaire par une nouvelle structure semi-conductrice à plus haute longueur d'onde. Dans l'idéal, des systèmes de positionnement des éléments de la cavité avec plus de degrés de liberté permettraient de limiter les pertes introduites de façon significative.

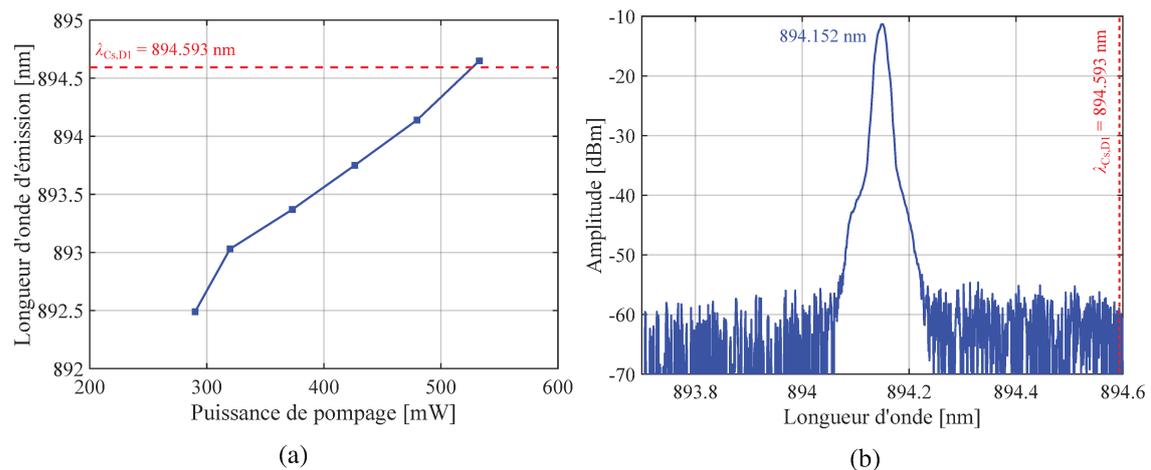


FIGURE 4.23 – (a) Evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la puissance de pompage avec un 1/2-VCSEL accordé sur la raie  $D_1$  du césium. (b) Spectre optique du faisceau émis par le VECSEL. Tous les composants sont présents dans la cavité (le PBS, les deux cristaux EO et un étalon). Le 1/2-VCSEL utilisé porte la référence V0522-A11.

La principale différence entre les 1/2-VCSEL émettant à 852 nm et 895 nm réside dans la composition des puits quantiques (QW). Pour émettre à 852 nm, les QW sont en GaAs ; pour émettre à 895 nm, ils sont en InGaAs. Les techniques de fabrication du C2N sont aujourd'hui adaptées à cette technologie. Dans le cadre de la thèse, nous avons testé et vérifié de nouvelles structures semi-conductrices accordées sur la raie  $D_1$ . Dans un DF-VECSEL complet (avec le PBS, deux cristaux EO et un étalon), nous obtenons une émission résonante avec le césium proche de la puissance de pompage maximale (voir figure 4.23). Le gain est similaire à celui des structures émettant à 852 nm. Comme nous l'avons expliqué, le contraste du pic de CPT est plus élevé sur la raie  $D_1$  que sur la raie  $D_2$ . Les stabilités atteignables sont ainsi *a priori* plus élevées. Ces résultats prometteurs ouvrent donc la voie à la réalisation d'un DF-VECSEL adapté pour une horloge CPT sur la raie  $D_1$  du césium plus performante encore.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les asservissements de l'émission du prototype de laser à émission bifréquence bipolarisation. Une étude complète de la stabilisation d'intensité a été réalisée. Nous décrivons la pertinence du système de pompage corrélé et découplé à travers la comparaison des réductions de RIN pour des intensités des modes optiques corrélées et en phase ou indépendantes. Trois schémas de détection sont abordés et comparés. Pour des puissances optiques et des RIN équilibrés, la détection de la somme des intensités de deux modes de polarisation mène à la réduction la plus favorable pour le système d'horloge. Une modélisation de la boucle d'asservissement révèle la forte dépendance des réductions de bruit obtenues à l'amplitude des corrélations  $\eta$ . Maximiser cette amplitude est une condition de réduction optimale du RIN.

Les bruits de fréquence des modes optiques du DF-VECSEL proviennent principalement des fluctuations thermiques dues au bruit d'intensité du laser de pompage et aux perturbations mécaniques. Pour réduire ces bruits, nous réalisons l'asservissement de la fréquence optique d'un des modes au flanc d'une frange d'interféromètre sur un montage annexe. La robustesse du système est limitée par la stabilité mécanique du montage interférométrique mais permet de montrer la faisabilité de l'asservissement du DF-VECSEL. Une boucle à verrouillage de phase optique entre les modes est mise en place pour améliorer la pureté spectrale du battement RF. L'OPLL ne permet pas encore la réduction nécessaire du bruit de phase pour être compatible avec l'objectif de stabilité de fréquence d'horloge. En s'inspirant d'architectures de correcteurs optimisés qui ont démontré leur efficacité, des pistes d'amélioration sont données dans ce sens. Grâce à l'introduction de deux cristaux EO dans la cavité du DF-VECSEL, nous proposons une méthode originale de contrôle des fréquences optiques de façon indépendante. La réalisation d'un tel montage permet la démonstration des asservissements simultanés de la fréquence optique et de la phase du battement. Cette étape est nécessaire à la mise en place d'une horloge avec le DF-VECSEL.

Les travaux encore en cours et à venir sur les structures semi-conductrices et sur la cavité sont finalement abordés. En particulier, l'encapsulation des 1/2-VCSEL permettrait de les protéger de l'oxydation et d'augmenter leur longévité. Des indications sur la suite des études sont données. Par exemple, le développement d'un DF-VECSEL émettant à 895 nm est d'un grand intérêt du fait du gain direct de contraste du signal CPT de la raie  $D_1$  par rapport à la raie  $D_2$  du césium.



# Conclusion générale

Dans cette thèse, nous proposons d'étudier la faisabilité d'une architecture originale d'horloge à piégeage cohérent de population du césium reposant sur deux briques novatrices : un banc optoélectronique miniature et une source laser à émission bifréquence bipolarisation. Après les avoir conçues et mises en œuvre, nous nous sommes attardés sur la description et la réduction des bruits du champ électromagnétique destiné à l'interrogation CPT. Ces travaux ont pour objectif à terme de réaliser une horloge compacte (i.e. de volume inférieur à 10 L) à haute stabilité de fréquence (i.e. meilleure que  $5 \times 10^{-13}$  à 1 s).

Dans le **Chapitre 1**, nous avons présenté l'état de l'art des horloges atomiques microondes compactes développées en laboratoire. En particulier, nous nous sommes concentrés sur les horloges CPT qui démontrent aujourd'hui des stabilités de fréquence de quelques  $10^{-13}$  à 1 s, grâce à des schémas d'interrogation optimisés. Ces performances métrologiques sont similaires à celles des masers à hydrogène passifs commerciaux mais potentiellement accessibles dans de plus faibles volumes. En s'affranchissant de la cavité microonde, le phénomène de CPT est un candidat de choix pour la réalisation de références de fréquence embarquées et à haute stabilité.

En nous appuyant sur l'architecture historique du SYRTE, dite  $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ , nous avons proposé une architecture originale reposant sur une source laser à émission bifréquence bipolarisation, générant directement les deux fréquences optiques nécessaires à l'interrogation CPT. L'utilisation d'un tel laser permet de simplifier la partie physique en réduisant le nombre de fonctions optoélectroniques et la complexité du banc d'horloge, et donc de le rendre plus compact.

Dans le **Chapitre 2**, nous avons décrit les étapes de conception, fabrication et validation du banc optoélectronique miniature. Ce dernier regroupe les fonctions optiques et optoélectroniques pour la préparation du champ laser bifréquence bipolarisation. En utilisant des éléments miniatures, le tout est intégré dans un volume inférieur à 10 L. Les caractérisations du banc ont été effectuées dans un premier temps avec une source laser DFB monomode, émettant à 852 nm.

En particulier, la technique de stabilisation de puissance a été étudiée en détails sur les temps courts et longs. Nous avons mesuré une réduction du bruit d'intensité relatif jusqu'à quelques -155 dB/Hz entre 100 Hz et 20 kHz, limitée par le bruit de tension de la référence électronique. Sur les temps plus longs, nous avons relevé des différences entre la stabilité de puissance optique dans et hors de la boucle d'asservissement. Nous avons montré que

ces écarts sont dus aux variations de température des composants optiques du montage, et en particulier du cube de séparation utilisé pour le prélèvement. Ces derniers contribuent pour des instabilités de puissance de quelques  $10^{-6}$  à  $10^{-5}$  s (soit quelques  $10^{-15}$  en instabilités de fréquence). La technique d'asservissement de fréquence optique, sur un pic d'absorption saturée du césium, par transfert de modulation a aussi été étudiée. Les alignements et les choix du montage ont été validés.

Afin d'aller plus loin dans la validation du banc optoélectronique, nous avons mis en place un générateur bifréquence utilisant deux lasers DFB verrouillés en phase par injection optique. En optimisant le taux d'injection, le bruit de phase du signal à 9.2 GHz reste quelques dB au dessus du bruit de phase de la synthèse de fréquence utilisée. Dans ces conditions, l'ajout d'une boucle à verrouillage de phase optique est possible et permet d'abaisser le bruit de phase au niveau de l'oscillateur local jusqu'à une fréquence de Fourier de 60 kHz. En associant ce générateur bifréquence avec le banc miniature puis le résonateur atomique, nous avons obtenu des premiers signaux de spectroscopie CPT en fonctionnement continu et impulsionnel. Le contraste est mesuré égal à 2.3 % en fonctionnement continu. Ce dernier doit encore être caractérisé et optimisé pour atteindre le contraste prédit de 4 %.

A partir de ces résultats, nous avons estimé les contributions de chaque bruit laser aux instabilités de fréquence de l'horloge (voir tableau 4.2). A 1 s de temps d'intégration, les principales sources d'instabilités sont le bruit d'intensité du laser ( $0.7 \times 10^{-13}$  pour un contraste optimisé de 4 %) et le bruit de phase du battement par effet Dick ( $1.3 \times 10^{-13}$ ). Ces estimations sont parfaitement compatibles avec les stabilités de fréquence d'horloge visées et nous rassurent sur la validité du banc optoélectronique mis en œuvre.

Dans le **Chapitre 3**, pour simplifier l'architecture de l'horloge, nous avons montré la pertinence de l'utilisation des lasers à semi-conducteur à cavité étendue (de type VECSEL). Pour répondre aux exigences de l'horloge CPT, nous avons proposé une nouvelle architecture de VECSEL à émission bifréquence bipolarisation émettant deux modes optiques à 852 nm et avec un écart en fréquence de quelques gigahertz.

Nous avons également proposé une architecture de pompage permettant de réduire le couplage non-linéaire entre les deux états propres de polarisation tout en gardant des corrélations d'intensité fortes et en phase. Cette dernière repose sur une séparation spatiale entre les deux zones de gain bien supérieure au diamètre du mode optique et un pompage optique dit à deux faisceaux utilisant la division d'amplitude d'une seule diode de pompage.

Nous avons développé un prototype compact de DF-VECSEL, intégré dans un volume inférieur à 0.4 L. Nous avons caractérisé l'émission en puissance optique et en longueur d'onde, pour différents paramètres. Nous avons relevé que l'ajout des composants dans la cavité étendue augmente les pertes et par conséquent réduit la puissance émise et décale la longueur d'onde vers le bleu. Nous avons constaté qu'il était délicat de minimiser ces pertes sur un montage prototype. Avec tous les éléments positionnés, nous avons obtenu une émission limitée à 1 mW par mode de polarisation et légèrement désaccordée de la résonance du césium (851.77 nm pour 852.35 nm). Ces limites sont intrinsèques au mon-

tage prototype et au 1/2-VCSEL utilisé. Avec un alignement minutieux, des mesures sur un montage annexe complet ont montré une émission de 6 mW par mode de polarisation et accordée sur la raie  $D_2$ .

Le contrôle des fréquences optiques émises par effets thermo-optique et électro-optique est finalement quantifié. Nous avons montré dans ce sens l'intérêt d'insérer dans la cavité un couple de cristaux électro-optiques dont les axes optiques sont orientés orthogonalement. D'une part, cela réduit la sensibilité thermique de la fréquence du battement au seul effet thermo-optique du cristal biréfringent (76 MHz/K). D'autre part, cela permet de découpler le contrôle des fréquences optiques d'émission. L'utilisation d'une cale piézo-électrique, placée sur le coupleur de sortie, complète le contrôle de l'émission pour des amplitudes de décalage plus importantes.

Dans le **Chapitre 4**, nous avons rappelé les origines des bruits d'intensité et de fréquence dans les VECSEL. Nous nous sommes ensuite efforcés de mettre en place des asservissements pour réduire ces bruits sur le prototype de DF-VECSEL.

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement la stabilisation de la puissance optique de chacun des modes de polarisation sur le banc optoélectronique miniature. En comparant les schémas de détection, nous avons mis en évidence l'importance de l'amplitude des corrélations et de l'équilibre des puissances optiques pour optimiser les réductions du bruit d'intensité relatif. Avec la vérification de notre modèle, nous avons démontré que les performances optimales de l'asservissement apparaissent pour des intensités équilibrées, parfaitement corrélées et en phase. Détecter la somme des intensités, schéma le plus favorable, entraîne une réduction équivalente des RIN de chaque polarisation jusqu'à un plancher de -140 dB/Hz, défini par l'amplitude des corrélations limitée à 0.9.

Nous avons aussi développé l'asservissement d'une fréquence optique et le verrouillage de la phase du battement microonde. Après avoir validé leur fonctionnement indépendant, nous avons démontré la stabilisation simultanée des deux fréquences optiques. Ce résultat repose sur une méthode de contrôle originale, rendue possible par la présence des deux cristaux EO dans la cavité, où un couple de corrections judicieusement réparties sur les actuateurs électro-optiques est appliquée. Cette étape est une démonstration prometteuse pour la mise en œuvre d'une horloge atomique reposant sur un VECSEL à émission bifréquence bipolarisation.

Nous avons estimé les contributions aux instabilités de fréquence d'horloge à 1 s liées aux bruits du DF-VECSEL (voir tableau 4.2). L'intégration du bruit d'intensité résiduel quand les deux modes de polarisation sont détectés et stabilisés est supérieure à celle du laser DFB ( $3.8 \times 10^{-13}$ ). Cette différence s'explique par le bruit plus élevé du DF-VECSEL en fonctionnement libre, en particulier entre 1 kHz et 10 kHz. Une solution serait d'adapter le filtre de boucle à ce bruit (e.g. par l'ajout d'une fonction dérivateur) pour repousser la limite de réduction proche de la fréquence de coupure. Par effet Dick, le bruit de phase RF contribue majoritairement aux instabilités de l'horloge ( $2.2 \times 10^{-12}$ ). De la même manière, l'optimisation du circuit électronique par l'ajout d'une fonction dérivateur et le découplage entre les corrections lentes et rapides permettrait de réduire plus efficacement

le bruit de phase entre 100 Hz et 100 kHz.

Nous avons finalement détaillé les développements encore en cours sur le DF-VECSEL. En particulier, la caractérisation d'un milieu à gain semi-conducteur émettant à 895 nm ouvre la voie à l'exploitation plus favorable de la raie  $D_1$  du césium.

D'une part, la réalisation et la validation du banc regroupant toutes les fonctions de stabilisation du laser est inédite et enrichissante pour le domaine des horloges compactes. D'autre part, la compréhension et la démonstration des asservissements des propriétés du DF-VECSEL ouvre des perspectives prometteuses. Ainsi, nous avons présenté des résultats particulièrement encourageants sur la faisabilité d'une horloge compacte reposant sur un VECSEL à émission bifréquence bipolarisation et un banc optoélectronique miniature.

<b>Instabilité de fréquence <math>\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) [\times 10^{-13}]</math></b>		
<b>Source de bruit</b>	<b>Laser DFB</b>	<b>DF-VECSEL</b>
Bruit d'intensité du laser	0.7 (1.4)	3.8 (7.6)
Bruit de fréquence du laser	< 0.5	< 0.5
Bruit de phase du battement RF	1.3*	22
<b>Total</b>	<b>1.5 (1.9)</b>	<b>22 (23)</b>

TABLE 4.2 – Comparaison des estimations des contributions des différents bruits laser aux instabilités de fréquence de l'horloge à 1 s. Les deux lasers DFB sont verrouillés en phase par injection optique et asservis sur le banc miniature (cf. chapitre 2). L'émission du DF-VECSEL est stabilisée avec les techniques proposées dans le chapitre 4. Les valeurs obtenues en considérant notre contraste expérimental non-optimal de 2.3 % sont données entre parenthèses. \*Cette valeur est obtenue avec les deux lasers DFB verrouillés en phase par injection optique et boucle à verrouillage.

### Perspectives

Ces études ouvrent la voie à la réalisation d'une horloge CPT compacte et de nombreux travaux sont maintenant envisageables.

Le développement de structures semi-conductrices, optimisées pour émettre plus de puissance à la longueur d'onde de résonance du césium, permettra de dépasser certaines contraintes actuelles. En particulier, l'implémentation d'un DF-VECSEL à 895 nm s'avère d'un grand intérêt, la transition  $D_1$  présentant un signal CPT de meilleur contraste qui se traduit, à travers le rapport signal à bruit, en gain de stabilité de fréquence. En parallèle, les travaux sur l'encapsulation des 1/2-VCSEL, protégeant le milieu à gain et augmentant sa longévité, doivent se poursuivre. A plus long terme, le pompage électrique efficace des structures ouvrira des perspectives de réalisation totalement inédites.

Pour maximiser la puissance optique extraite, limiter le décalage en longueur d'onde vers le bleu et fortement réduire le bruit du DF-VECSEL, les éléments composant la cavité doivent être minutieusement positionnés et collés. Repenser le système de positionnement des éléments permettrait de lever les contraintes d'alignement présentées. Un fonctionnement d'horloge sur les temps longs ne peut être garanti que si les asservissements de

l'émission laser sont suffisamment robustes et performants. L'intégration de circuits électroniques optimisés pour le contrôle de la puissance optique et des fréquences d'émission améliorera grandement les niveaux de bruit atteignables. En remplaçant le système de pompage fibré par une architecture en espace libre le système gagnera à la fois en fiabilité, en consommation et en compacité. À terme, l'utilisation d'une source de pompage monomode à bas bruit sera idéale pour les propriétés du DF-VECSEL et relâcher certaines contraintes sur la partie électronique.

En attendant la disponibilité d'une source laser bifréquence, l'utilisation de deux lasers DFB verrouillés en phase (ou d'une architecture à trois lasers) s'y substituera. Le fonctionnement du banc optoélectronique sera validé en démontrant tous les asservissements simultanés et en générant un signal d'erreur sur la frange de Ramsey centrale. La mesure de la stabilité de fréquence d'horloge obtenue dans ces conditions permettra de vérifier les contributions estimées et d'optimiser les asservissements. En ce sens, l'intégration d'une séquence Ramsey auto-équilibrée sera particulièrement pertinente pour limiter les dérives de l'horloge associées sur les temps longs.

Pour de nouvelles réalisations du banc miniature et pour réduire encore davantage le volume du montage, plusieurs pistes pourront être explorées. Premièrement, l'implémentation d'un nouvel isolateur, moins volumineux, est réalisable. Deuxièmement, un unique modulateur acousto-optique pourrait permettre la mise en forme des impulsions lumineuses et la stabilisation de la puissance optique. On s'affranchirait ainsi à la fois d'un MAO et de son électronique de contrôle. Enfin, le montage de spectroscopie par absorption saturée pourrait être simplifié e.g. en réduisant les chemins des faisceaux pompe et sonde, voire en réalisant un simple aller-retour dans la cellule.



# Publications et communications

Les travaux de thèse ont donné lieu aux contributions scientifiques détaillées ci-dessous.

## Publications

Gredat, G., Liu, H., Cotxet, J., Tricot, F., Baili, G., Gutty, F., Goldfarb, F., Sagnes, I. et Bretenaker, F. (2020). Optimization of laser dynamics for active stabilization of DF-VECSELs dedicated to cesium CPT clocks. *JOSA B*, 37(4) : 1196–1207, 2020.

## Conférences internationales

J. Cotxet, F. Tricot, F. Gutty, G. Baili, D.-H. Phung, D. Holleville, M. Lours, E. de Clercq, S. Guérandel, P. Nouchi et D. Dolfi, *Toward a compact cesium CPT clock using a dual-frequency VECSEL*, International conference on Quantum Metrology and Sensing, décembre 2019, **Poster**.

J. Cotxet, F. Tricot, F. Gutty, G. Baili, D.-H. Phung, R. Schmeissner D. Holleville, S. Guérandel, P. Nouchi et D. Dolfi, *Laser power stabilisation investigations for a cesium clock optical bench compatible with a dual-frequency VECSEL*, 9<sup>th</sup> International Symposium on Optronics in Defense & Security, janvier 2020, **Oral**.

J. Cotxet, F. Gutty, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Sagnes, G. Beaudoin, K. Pantzas, G. Lucas-Leclin, S. Janicot, S. Guérandel et D. Holleville, *Progress on a Highly Compact Cesium CPT Clock Based on a Dual-Frequency VECSEL*, 2021 Joint conference of European Frequency and Time Forum & the IEEE International Frequency Control Symposium, juillet 2021, **Oral**.

J. Cotxet, F. Gutty, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi et S. Guérandel, *Laser power stabilization of a compact dual-frequency VECSEL for a cesium clock optical bench*, 10<sup>th</sup> International Symposium on Optronics in Defense & Security, juin 2022, **Oral**.

J. Cotxet, F. Gutty, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, D. Holleville, et S. Guérandel, *Laser Intensity and Frequency Stabilization Implemented on a Miniature CPT Clock Breadboard*, 2022 Joint conference of European Frequency and Time Forum & the IEEE International Frequency Control Symposium, avril 2022, **Poster**.

J. Cotxet, F. Guty, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, D. Holleville, et S. Guérandel, *An innovative laser bench for a high performance compact cesium CPT clock*, International Conference on Space Optics, octobre 2022, **Poster**.

## Conférences nationales

J. Cotxet, F. Tricot, F. Guty, G. Baili, D.-H. Phung, D. Holleville, M. Lours, S. Guérandel, P. Nouchi et D. Dolfi, *Vers une horloge atomique césium CPT compacte avec un VECSEL bi-fréquence*, Journée du Club Optique Micro-onde de la SFO, juin 2019, **Oral**.

J. Cotxet, F. Guty, G. Baili, D. Holleville, S. Guérandel, L. Morvan et D. Dolfi, *Stabilisation de puissance optique d'un VECSEL bifréquence pour une horloge CPT compacte*, Journée du Club Optique Micro-onde de la SFO, juin 2021, **Poster**.

J. Cotxet, F. Guty, G. Baili, L. Morvan, S. Guérandel et D. Dolfi, *Asservissements de fréquence et d'intensité d'un prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm pour une horloge atomique CPT*, Journée du Club Optique Micro-onde de la SFO, juin 2022, **Poster**.

J. Cotxet, F. Guty, G. Baili, L. Morvan, S. Guérandel et D. Dolfi, *Stabilisation d'intensité et de fréquence laser sur un banc électro-optique miniature d'horloge Cs CPT*, Journée du Club Optique Micro-onde de la SFO, juin 2022, **Poster**.

J. Cotxet, F. Guty, G. Baili, L. Morvan, S. Guérandel et D. Dolfi, *Asservissements de fréquence et d'intensité d'un prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm pour une horloge atomique CPT*, COLOQ - Congrès OPTIQUE de la SFO, juillet 2022, **Poster**.

## Annexe A

# Correspondance entre densité spectrale et variance d'Allan

Dans la section 1.1.2 nous présentons le lien entre la DSP et la variance d'Allan d'une quantité  $s(t)$ . Nous proposons ici de détailler cette relation pour la stabilité de fréquence relative d'un oscillateur en partant de son bruit de phase [Rubiola, 2008].

Soit un oscillateur générant un signal à une fréquence  $\nu_0$  avec une phase fluctuante  $\varphi(t)$  de la forme :

$$S(t) = \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)). \quad (\text{A.1})$$

La fréquence instantanée de cet oscillateur,  $\nu(t)$ , s'écrit comme la dérivée de sa phase instantanée :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (\text{A.2})$$

Nous définissons les fluctuations relatives de fréquence,  $y(t)$ , pour caractériser la stabilité de l'oscillateur :

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0}. \quad (\text{A.3})$$

Considérons maintenant la densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations de phase de l'oscillateur,  $S_\varphi(f)$ . Ce spectre peut s'écrire comme une loi de puissance :

$$S_\varphi(f) = \sum_{n=-4}^0 b_n f^n, \quad (\text{A.4})$$

avec  $b_n$  les coefficients des pentes de puissance  $n$  en échelle logarithmique. D'après les équations A.2 et A.3, et en rappelant que la dérivée temporelle se traduit par la multiplication par  $2i\pi f$  dans le domaine fréquentiel, on peut écrire la DSP des fluctuations relatives de fréquence comme une nouvelle loi de puissance :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f) = \sum_{n=-2}^2 h_n f^n, \quad (\text{A.5})$$

en posant  $h_n = b_{n-2}/v_0^2$ .

Le calcul de la variance d'Allan des fluctuations relatives de fréquence,  $\sigma_y^2(\tau)$ , revient à intégrer sa DSP filtrée par une certaine fonction de transfert :

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^\infty S_y(f) \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df, \quad (\text{A.6})$$

soit d'après l'équation A.5 :

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^\infty \sum_{n=-2}^2 h_n f^n \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df. \quad (\text{A.7})$$

On en déduit que  $\sigma_y^2(\tau)$  est aussi une loi de puissance dont les coefficients sont répertoriés dans le tableau A.1. Une représentation schématique de la conversion est donnée en figure A.1. Il est à noter que la variance d'Allan confond les bruits blanc et de scintillation de phase dans une même asymptote en  $\tau^{-2}$ . Pour différencier ces deux types de bruits rapides, il faut utiliser la variance d'Allan modifiée [Snyder, 1980].

Type de bruit	$S_\varphi(f)$	$S_y(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
Bruit blanc de phase <i>White PM</i>	$b_0$	$h_2 f^2$	$\frac{3f_H h_2}{4\pi^2} \tau^{-2}$
Bruit de scintillation de phase <i>Flicker PM</i>	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 f$	$\frac{1.038 + 3 \ln(2\pi f_H \tau)}{4\pi^2} h_1 \tau^{-2}$
Bruit blanc de fréquence <i>White FM</i>	$b_{-2} f^{-2}$	$h_0$	$\frac{1}{2} h_0 \tau^{-1}$
Bruit de scintillation de fréquence <i>Flicker FM</i>	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} f^{-1}$	$2 \ln(2) h_{-1}$
Marche aléatoire de fréquence <i>Random walk FM</i>	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} f^{-2}$	$\frac{4\pi^2}{6} h_{-2} \tau$
Dérive de fréquence <i>Frequency drift</i>			$\frac{1}{2} D_y^2 \tau^2$

TABLE A.1 – Correspondance entre les DSP des fluctuations de phase, des fluctuations relatives de fréquence et la variance d'Allan d'un oscillateur en fonction du type de bruit.

La fréquence de coupure basse du bruit,  $f_h$ , est telle que  $2\pi\tau f_h \gg 1$ .

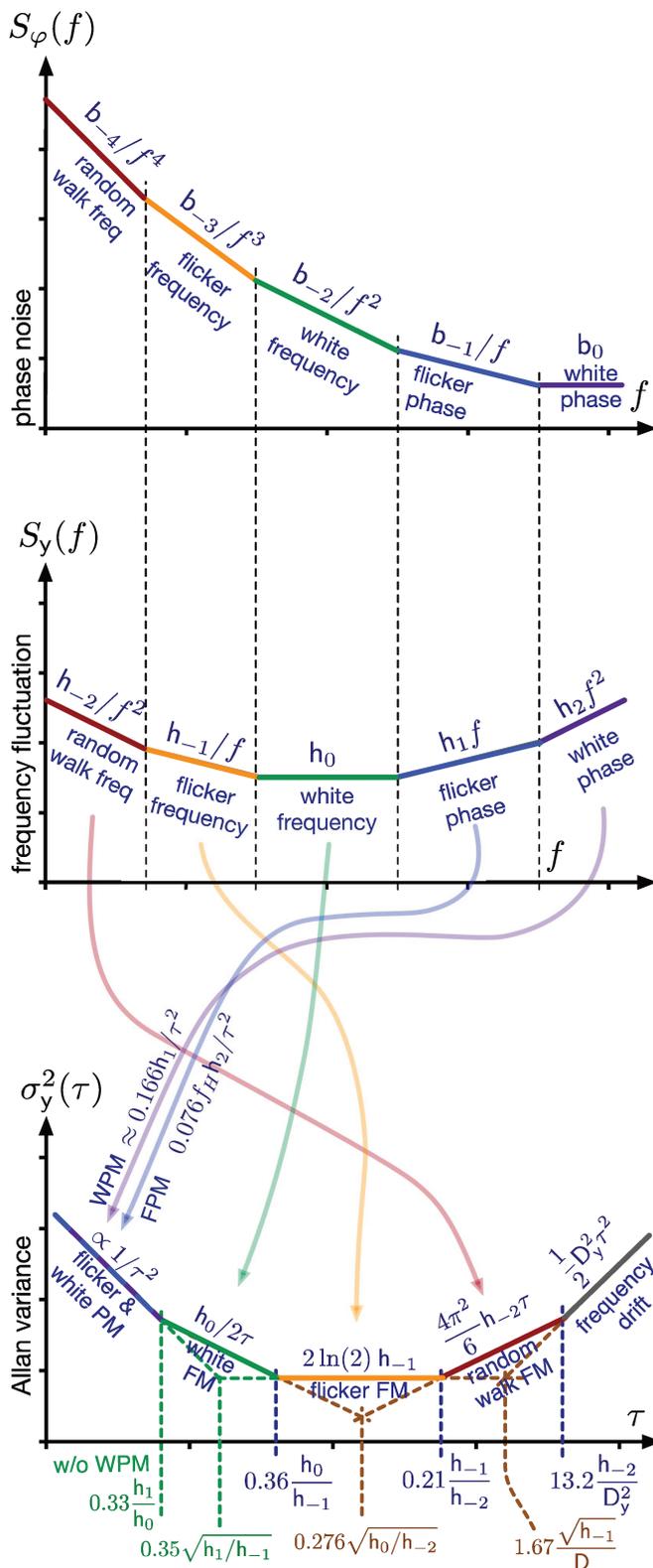


FIGURE A.1 – Correspondance entre les densités spectrales de puissance de bruit de phase, de bruit de fréquence relatif et la variance d’Allan des fluctuations relatives de fréquence. Figure extraite de [Rubiola et Vernotte, 2022].



## Annexe B

# Absorption saturée à deux fréquences de la raie D<sub>2</sub> du césium

Dans la section 2.4.1, nous évoquons la possibilité de réaliser la spectroscopie d'absorption saturée avec un faisceau bifréquence. Nous présentons ici nos premières observations sur la spectroscopie bifréquence de la raie D<sub>2</sub> du césium.

Le montage est similaire à celui présenté pour la spectroscopie monofréquence, cependant le laser DFB est modulé par un modulateur de Mach-Zehnder (noté EOM) avant d'entrer dans le banc miniature (voir figure B.1). La fréquence de l'oscillateur local,  $\nu_{OL}$ , qui alimente l'EOM est réglée sur  $\nu_0/2$ , on génère ainsi deux bandes latérales dans le spectre optique, espacées de  $\nu_0$ . La tension de biais du modulateur est réglée pour éteindre la porteuse optique. Les deux fréquences optiques sont en phase et portées par la même polarisation. Les faisceaux pompe et sonde sont ainsi tous deux bifréquences et de polarisation orthogonale. En balayant le courant d'alimentation du laser nous mesurons sur la photodiode le spectre d'absorption saturée.

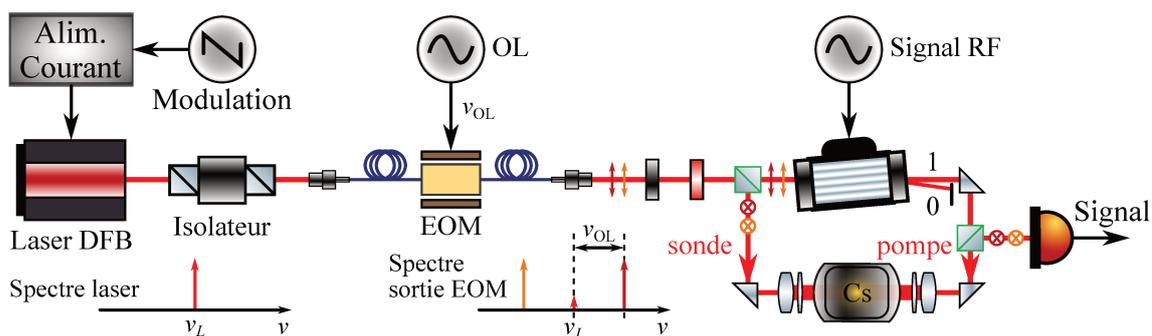


FIGURE B.1 – Montage de spectroscopie par absorption saturée à deux fréquences sur le banc miniature. La source laser est modulée par un EOM à la fréquence  $\nu_{OL}$ , générant le spectre représenté. Les deux fréquences optiques sont portées par les faisceaux pompe et sonde aux atomes.

Afin de mieux distinguer les différentes transitions, la fréquence de l'OL est décalée pas à pas autour de  $\nu_0/2$ . En soustrayant le fond Doppler à chaque mesure, nous obtenons ainsi

les spectres présentés en figure B.2. Quand  $\nu_{OL} = \nu_0/2$ , les deux fréquences optiques sont résonantes simultanément. On observe alors de multiples pics inversés dont il est difficile *a priori* de définir l'origine. A mesure que la différence de fréquence entre les bandes latérales ( $2\nu_{OL}$ ) s'éloigne de  $\nu_0$ , on distingue progressivement les deux groupes de transitions ( $F = 4 \rightarrow F'$  et  $F = 3 \rightarrow F'$ ).

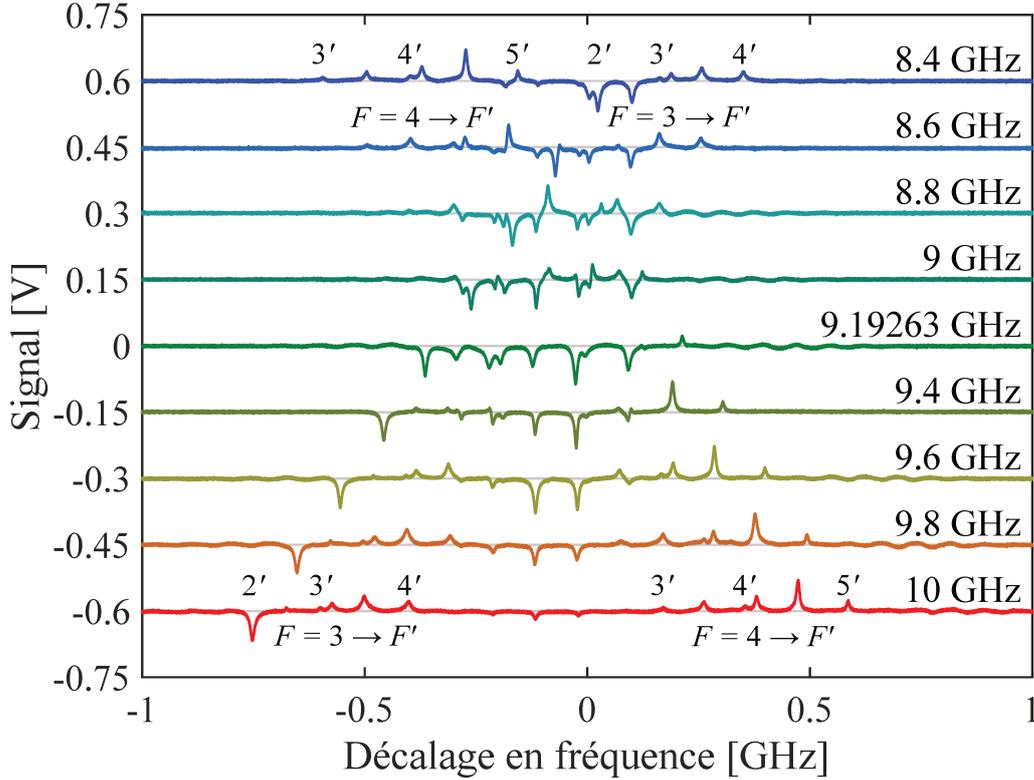
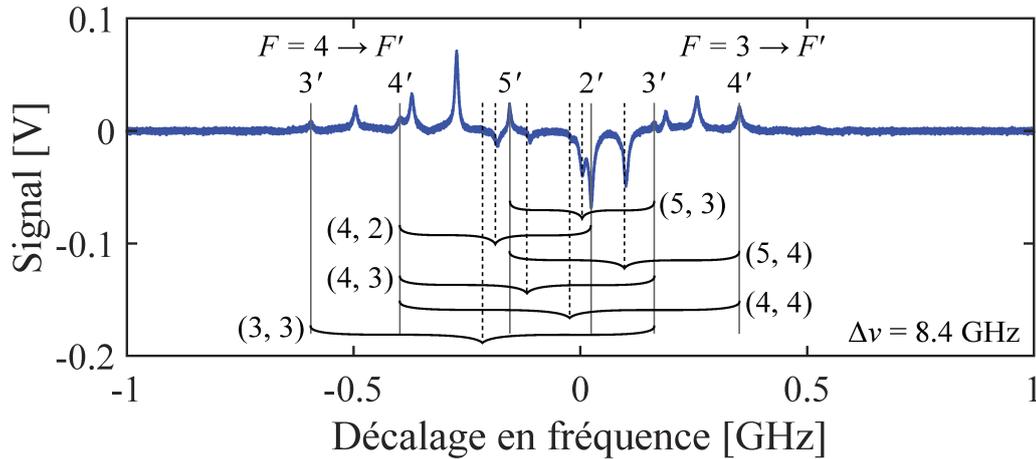


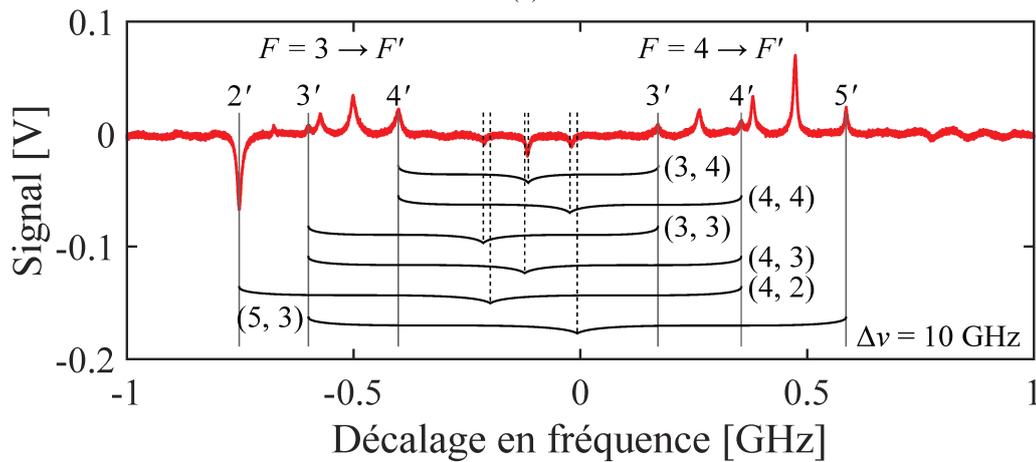
FIGURE B.2 – Signaux d’absorption saturée deux fréquences pour différents écarts entre les deux fréquences optiques. Pour des raisons de clarté, un décalage en tension de 0.15 V a été appliqué entre chaque courbes.

Attardons nous sur les deux cas extrêmes présentés en figure B.3. On distingue de part et d’autre les deux groupes de transitions partant d’un même état fondamental. La position des pics correspondant à la transition naturelle vers un état excité  $F' = i$  est notée  $i'$ . Le pic correspondant à la transition  $F = 3 \rightarrow F' = 2$  est inversé dû fait du schéma d’excitation pompe-sonde orthogonales [Schmidt *et al.*, 1994]. On rappelle la présence de pics de croisement, à mi-chemin entre deux transitions naturelles partant d’un même état fondamental, que nous observons normalement en monofréquence (e.g. entre les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  et  $F = 4 \rightarrow F' = 5$ ). On remarque alors dans le spectre la présence de nouveaux pics à mi-chemin entre les transitions partant de chacun des états excités (e.g. entre les transitions  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  et  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ ), que nous appellerons pics de croisement inter-groupe. Ce phénomène se traduit par une augmentation de l’absorption des atomes (pics inversés dans le spectre de transmission) attribuée à un effet de pompage optique sélectif en vitesse [Chang *et al.*, 2021]. Du fait des règles de sélection [Demtröder, 2010], seuls les états excités  $F' = 3$  et  $F' = 4$  se désexcitent indifféremment vers les deux

états fondamentaux. Le pompage est efficace uniquement pour les transitions associées à ces états. Ainsi, la réduction de l'absorption ne peut intervenir que pour huit couples de résonances. Dans la figure B.3, nous ne repérons que les pics de croisement inter-groupe visibles dans les spectres. Restant à mi-chemin entre les pics des transitions associées, ces pics ne changent pas de position si l'on modifie la fréquence de modulation.



(a)



(b)

FIGURE B.3 – Signaux d'absorption saturée à deux fréquences pour un écart en fréquence de (a) 8.4 GHz et (b) 10 GHz. Les pics correspondant aux transitions naturelles sont repérés par un trait plein; les pics de croisement inter-groupe par des accolades et des traits en pointillés.

A mesure que la fréquence de modulation du laser approche  $\nu_0/2$ , on comprend que les pics correspondant à chaque couple pompe-sonde se mélangent. La figure B.4 présente le spectre obtenu quand l'écart de fréquence entre les bandes latérales générées est égal à  $\nu_0$ . Les couples pompe-sonde correspondant à chaque pic sont indiqués en notant :

- $N_j^i$ , le pic naturel de la transition  $F = i \rightarrow F' = j$ ;
- $C_{jk}^i$  (avec  $j \neq k$ ), le pic de croisement entre les transitions  $F = i \rightarrow F' = j$  et  $F = i \rightarrow F' = k$ ;

- $X_{jk}$  (avec  $j$  et/ou  $k = \{3, 4\}$ ), le pic de croisement inter-groupe entre les transitions  $F = 3 \rightarrow F' = j$  et  $F = 4 \rightarrow F' = k$ .

Les pics s'inversent mais nous n'observons pas d'amplification de leur amplitude comme reportée sur la raie  $D_1$  [Abdel Hafiz *et al.*, 2016]. Nous attribuons ces observations au mélange de plusieurs phénomènes de pompage et de saturation (e.g. par CPT, transparence induite électromagnétiquement ou encore pompage optique sélectif en vitesse) qui se compenseraient. L'asservissement de la fréquence du laser sur un de ces pics est toujours possible, cependant nous n'attendons pas de gain significatif sur la stabilité de fréquence.

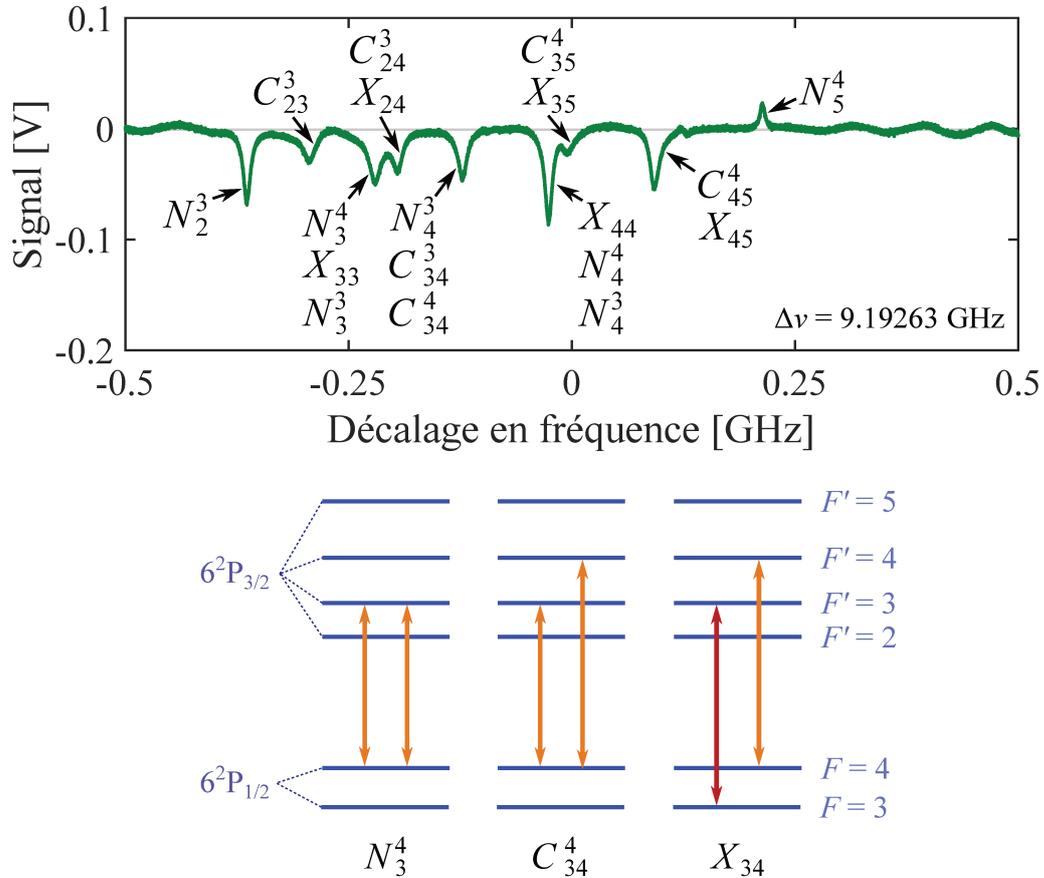


FIGURE B.4 – Signal d'absorption saturée deux fréquences pour un écart en fréquence proche de l'écart hyperfin  $\nu_0$ . Les couples pompe-sonde correspondant à chaque pic sont indiqués d'après la notation donnée dans le schéma.

# Bibliographie

- [Abarkan *et al.*, 2003] ABARKAN, M., SALVESTRINI, J.-P., FONTANA, M. et AILLERIE, M. (2003). Frequency and wavelength dependences of electro-optic coefficients in inorganic crystals. *Applied Physics B*, 76(7):765–769. (Cité page 105.)
- [Abdel Hafiz, 2017] ABDEL HAFIZ, M. (2017). *Development and metrological characterization of a high-performance Cs cell atomic clock based on coherent population trapping*. Thèse de doctorat, Université Bourgogne Franche-Comté. (Cité page 21.)
- [Abdel Hafiz *et al.*, 2017] ABDEL HAFIZ, M., BRAZHNIKOV, D., COGET, G., TAICHENACHEV, A., YUDIN, V., DE CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2017). High-contrast sub-Doppler absorption spikes in a hot atomic vapor cell exposed to a dual-frequency laser field. *New Journal of Physics*, 19(7):073028. (Cité page 22.)
- [Abdel Hafiz *et al.*, 2016] ABDEL HAFIZ, M., COGET, G., DE CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2016). Doppler-free spectroscopy on the Cs D1 line with a dual-frequency laser. *Optics letters*, 41(13):2982–2985. (Cité pages 55 et 158.)
- [Abdel Hafiz *et al.*, 2018a] ABDEL HAFIZ, M., COGET, G., PETERSEN, M., CALOSSO, C., GUÉRANDEL, S., de CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2018a). Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock. *Applied Physics Letters*, 112(24):244102. (Cité page 24.)
- [Abdel Hafiz *et al.*, 2018b] ABDEL HAFIZ, M., COGET, G., PETERSEN, M., ROCHER, C., GUÉRANDEL, S., ZANON-WILLETTE, T., de CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2018b). Toward a high-stability coherent population trapping Cs vapor-cell atomic clock using autobalanced Ramsey spectroscopy. *Physical Review Applied*, 9(6):064002. (Cité page 51.)
- [Abdullah *et al.*, 2015] ABDULLAH, S., AFFOLDERBACH, C., GRUET, F. et MILETI, G. (2015). Aging studies on micro-fabricated alkali buffer-gas cells for miniature atomic clocks. *Applied Physics Letters*, 106(16):163505. (Cité page 20.)
- [Allan, 1987] ALLAN, D. W. (1987). Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 34(6):647–654. (Cité page 9.)
- [Alouini *et al.*, 2001] ALOUINI, M., BENAZET, B., VALLET, M., BRUNEL, M., DI BIN, P., BRETENAKER, F., LE FLOCH, A. et THONY, P. (2001). Offset phase locking of Er, Yb : glass laser eigenstates for RF photonics applications. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):367–369. (Cité page 76.)
- [Alouini *et al.*, 1998] ALOUINI, M., BRUNEL, M., BRETENAKER, F., VALLET, M. et LE FLOCH, A. (1998). Dual tunable wavelength Er, Yb : glass laser for terahertz beat frequency generation. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(11):1554–1556. (Cité page 75.)

- [Alzetta *et al.*, 1976] ALZETTA, G., GOZZINI, A., MOI, L. et ORRIOLS, G. (1976). An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Il Nuovo Cimento B (1971-1996)*, 36(1):5–20. (Cité page 16.)
- [Arditi et Carver, 1961] ARDITI, M. et CARVER, T. (1961). Pressure, light, and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals. *Physical Review*, 124(3):800. (Cité page 49.)
- [Arie et Byer, 1993] ARIE, A. et BYER, R. L. (1993). Laser heterodyne spectroscopy of  $^{127}\text{I}_2$  hyperfine structure near 532 nm. *JOSA B*, 10(11):1990–1997. (Cité page 55.)
- [Arimondo, 1996] ARIMONDO, E. (1996). V. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *In Progress in optics*, volume 35, pages 257–354. Elsevier. (Cité page 17.)
- [Audoin *et al.*, 1991] AUDOIN, C., CANDELIER, V. et DIAMARCO, N. (1991). A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 40(2):121–125. (Cité page 59.)
- [Autler et Townes, 1955] AUTLER, S. H. et TOWNES, C. H. (1955). Stark effect in rapidly varying fields. *Physical Review*, 100(2):703. (Cité page 49.)
- [Baili *et al.*, 2007] BAILI, G., ALOUINI, M., DOLFI, D., BRETENAKER, F., SAGNES, I. et GARNACHE, A. (2007). Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications. *Optics letters*, 32(6):650–652. (Cité pages 76 et 78.)
- [Baili *et al.*, 2009a] BAILI, G., ALOUINI, M., MALHERBE, T., DOLFI, D., SAGNES, I. et BRETENAKER, F. (2009a). Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser. *EPL (Europhysics Letters)*, 87(4):44005. (Cité page 109.)
- [Baili *et al.*, 2008] BAILI, G., BRETENAKER, F., ALOUINI, M., MORVAN, L., DOLFI, D. et SAGNES, I. (2008). Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-a lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 26(8):952–961. (Cité page 77.)
- [Baili *et al.*, 2009b] BAILI, G., MORVAN, L., ALOUINI, M., DOLFI, D., BRETENAKER, F., SAGNES, I. et GARNACHE, A. (2009b). Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations. *Optics letters*, 34(21):3421–3423. (Cité pages 27 et 79.)
- [Bandi *et al.*, 2012] BANDI, T., AFFOLDERBACH, C., MILETI, G., CALOSSO, C. E., STEFANUCCI, C., MERLI, F. et SKRIVERVIK, A. K. (2012). Laser-pumped high-performance compact gas-cell Rb standard with  $< 3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  stability. *In 2012 European Frequency and Time Forum*, pages 494–496. IEEE. (Cité page 15.)
- [Bandi *et al.*, 2014] BANDI, T., AFFOLDERBACH, C., STEFANUCCI, C., MERLI, F., SKRIVERVIK, A. K. et MILETI, G. (2014). Compact high-performance continuous-wave double-resonance rubidium standard with  $1.4 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  stability. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 61(11):1769–1778. (Cité pages 15 et 24.)
- [Beeks *et al.*, 2021] BEEKS, K., SIKORSKY, T., SCHUMM, T., THIELKING, J., OKHAPKIN, M. V. et PEIK, E. (2021). The thorium-229 low-energy isomer and the nuclear clock. *Nature Reviews Physics*, 3(4):238–248. (Cité page 11.)
- [Bordonalli *et al.*, 1999] BORDONALLI, A., WALTON, C. et SEEDS, A. J. (1999). High-performance phase locking of wide linewidth semiconductor lasers by combined use of optical injection locking and optical phase-lock loop. *Journal of Lightwave Technology*, 17(2):328. (Cité pages 63, 64 et 66.)

- [Boudot *et al.*, 2009] BOUDOT, R., GUÉRANDEL, S. et DE CLERCQ, E. (2009). Simple-design low-noise NLTL-based frequency synthesizers for a CPT cs clock. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 58(10):3659–3665. (Cité page 61.)
- [Bouvier, 2021] BOUVIER, A. (2021). *Études sur la stabilité moyen-long terme de l'horloge double-modulation à piégeage cohérent de population*. Thèse de doctorat, Sorbonne Université. (Cité pages 23 et 24.)
- [Brunel *et al.*, 1997] BRUNEL, M., BRETENAKER, F. et LE FLOCH, A. (1997). Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates. *Optics Letters*, 22(6):384–386. (Cité pages 75 et 78.)
- [Burd *et al.*, 2015] BURD, S., LEIBFRIED, D., WILSON, A. C. et WINELAND, D. (2015). Optically pumped semiconductor lasers for atomic and molecular physics. In *Vertical external cavity surface emitting lasers (VECSELs) V*, volume 9349, pages 146–153. SPIE. (Cité page 79.)
- [Camargo *et al.*, 2012] CAMARGO, F. A., BARRIENTOS, J., BAILI, G., MORVAN, L., DOLFI, D., HOLLEVILLE, D., GUERANDEL, S., SAGNES, I., GEORGES, P. et LUCAS-LECLIN, G. (2012). Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D2 Line. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(14):1218–1220. (Cité pages 2 et 80.)
- [Camparo, 2007] CAMPARO, J. C. (2007). The rubidium atomic clock and basic research. Rapport technique, AEROSPACE CORP EL SEGUNDO CA PHYSICAL SCIENCES LABS. (Cité page 15.)
- [Casson *et al.*, 2004] CASSON, J. L., GAHAGAN, K. T., SCRYMGEOUR, D. A., JAIN, R. K., ROBINSON, J. M., GOPALAN, V. et SANDER, R. K. (2004). Electro-optic coefficients of lithium tantalate at near-infrared wavelengths. *JOSA B*, 21(11):1948–1952. (Cité page 92.)
- [Castagna *et al.*, 2009] CASTAGNA, N., BOUDOT, R., GUERANDEL, S., DE CLERCQ, E., DIMARCO, N. et CLAIRON, A. (2009). Investigations on continuous and pulsed interrogation for a CPT atomic clock. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 56(2):246–253. (Cité page 50.)
- [Chang *et al.*, 2021] CHANG, P., PAN, D., SHANG, H., SHI, T., LUO, B., GUO, H. et CHEN, J. (2021). Inter-ground-state crossover resonances formed in atomic vapor by a dual-frequency laser. *JOSA B*, 38(2):435–440. (Cité page 156.)
- [Cocquelin *et al.*, 2009] COCQUELIN, B., HOLLEVILLE, D., LUCAS-LECLIN, G., SAGNES, I., GARNACHE, A., MYARA, M. et GEORGES, P. (2009). Tunable single-frequency operation of a diode-pumped vertical external-cavity laser at the cesium D2 line. *Applied Physics B*, 95(2):315–321. (Cité page 79.)
- [Coldren *et al.*, 2012] COLDREN, L. A., CORZINE, S. W. et MASHANOVITCH, M. L. (2012). *Diode lasers and photonic integrated circuits*. John Wiley & Sons. (Cité page 96.)
- [Collins *et al.*, 1960] COLLINS, R., NELSON, D., SCHAWLOW, A., BOND, W., GARRETT, C. et KAISER, W. (1960). Coherence, narrowing, directionality, and relaxation oscillations in the light emission from ruby. *Physical Review Letters*, 5(7):303. (Cité page 76.)
- [Crozatier *et al.*, 2004] CROZATIER, V., DE SÈZE, F., HAALS, L., BRETENAKER, F., LORGERÉ, I. et LE GOUËT, J.-L. (2004). Laser diode stabilisation for coherent driving of rare earth ions. *Optics communications*, 241(1-3):203–213. (Cité page 105.)
- [Cutler, 2005] CUTLER, L. S. (2005). Fifty years of commercial caesium clocks. *Metrologia*, 42(3):S90. (Cité page 14.)

- [Cyr *et al.*, 1993] CYR, N., TETU, M. et BRETON, M. (1993). All-optical microwave frequency standard : a proposal. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 42(2):640–649. (Cité page 16.)
- [Czarny *et al.*, 2004] CZARNY, R., ALOUINI, M., LARAT, C., KRAKOWSKI, M. et DOLFI, D. (2004). THz-dual-frequency  $\text{Yb}^{3+} : \text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  laser for continuous wave THz generation through photomixing. *Electronics Letters*, 40(15):1. (Cité page 75.)
- [Danet, 2014] DANET, J.-M. (2014). *Horloge atomique à piégeage cohérent de population du césium en cellule : limitations à la stabilité de fréquence*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. (Cité pages 31, 35, 57 et 59.)
- [Danet *et al.*, 2014] DANET, J.-M., LOURS, M., GUÉRANDEL, S. et DE CLERCQ, E. (2014). Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 61(4):567–574. (Cité pages 59 et 60.)
- [Danion *et al.*, 2014] DANION, G., HAMEL, C., FREIN, L., BONDU, F., LOAS, G. et ALOUINI, M. (2014). Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of ghz to thz beatnotes. *Optics express*, 22(15):17673–17678. (Cité page 75.)
- [De *et al.*, 2015] DE, S., BAILI, G., BOUCHOULE, S., ALOUINI, M. et BRETENAKER, F. (2015). Intensity-and phase-noise correlations in a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser operating at telecom wavelength. *Physical Review A*, 91(5):053828. (Cité pages 2, 79 et 109.)
- [De *et al.*, 2013] DE, S., EL AMILI, A., ALOUINI, M., BRETENAKER, F. *et al.* (2013). Theoretical and experimental analysis of intensity noise correlations in an optically pumped, dual-frequency Nd : YAG laser. *JOSA B*, 30(11):2830–2839. (Cité page 84.)
- [De *et al.*, 2014] DE, S., EL AMILI, A., FSAIFES, I., PILLET, G., BAILI, G., GOLDFARB, F., ALOUINI, M., SAGNES, I. et BRETENAKER, F. (2014). Phase noise of the radio frequency (RF) beatnote generated by a dual-frequency VECSEL. *Journal of lightwave technology*, 32(7):1307–1316. (Cité page 125.)
- [de Carlos López et López Romero, 2004] de CARLOS LÓPEZ, E. et LÓPEZ ROMERO, J. (2004). High resolution spectroscopy in gases and its application on the frequency stabilization of semiconductor lasers. *Revista mexicana de física*, 50(6):569–578. (Cité page 53.)
- [Demtröder, 2010] DEMTRÖDER, W. (2010). *Atoms, molecules and photons*, volume 3. Springer. (Cité pages 54 et 156.)
- [Dick, 1989] DICK, G. J. (1989). Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. In *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, pages 133–147. (Cité page 59.)
- [Dicke, 1953] DICKE, R. (1953). The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 89(2):472. (Cité page 28.)
- [Dolev *et al.*, 2009] DOLEV, I., GANANY-PADOWICZ, A., GAYER, O., ARIE, A., MANGIN, J. et GADRET, G. (2009). Linear and nonlinear optical properties of  $\text{MgO} : \text{LiTaO}_3$ . *Applied Physics B*, 96(2):423–432. (Cité pages 92 et 100.)
- [Duchayne, 2008] DUCHAYNE, L. (2008). *Transfert de temps de haute performance : le lien micro-onde de la mission ACES*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris. (Cité page 44.)
- [Dumont, 2016] DUMONT, P. (2016). *Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges à atomiques à piégeage cohérent d'atomes de Césium*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay. (Cité pages 2, 45, 81, 95 et 123.)

- [Dumont *et al.*, 2014] DUMONT, P., CAMARGO, F., DANET, J.-M., HOLLEVILLE, D., GUERANDEL, S., PILLET, G., BAILI, G., MORVAN, L., DOLFI, D., GOZHYK, I. *et al.* (2014). Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks. *Journal of Lightwave Technology*, 32(20):3817–3823. (Cité pages 2, 27, 80, 93 et 132.)
- [El Amili *et al.*, 2013] EL AMILI, A., KERVELLA, G. et ALOUINI, M. (2013). Experimental evidence and theoretical modeling of two-photon absorption dynamics in the reduction of intensity noise of solid-state Er : Yb lasers. *Optics Express*, 21(7):8773–8780. (Cité page 76.)
- [Essen et Parry, 1955] ESSEN, L. et PARRY, J. V. (1955). An atomic standard of frequency and time interval : a caesium resonator. *Nature*, 176(4476):280–282. (Cité page 1.)
- [Falke *et al.*, 2014] FALKE, S., LEMKE, N., GREBING, C., LIPPARDT, B., WEYERS, S., GERGINOV, V., HUNTEMANN, N., HAGEMANN, C., AL-MASOUDI, A., HÄFNER, S. *et al.* (2014). A strontium lattice clock with inaccuracy and its frequency. *New Journal of Physics*, 16(7):073023. (Cité page 11.)
- [François *et al.*, 2015] FRANÇOIS, B., CALOSSO, C., ABDEL HAFIZ, M., MICALIZIO, S. et BOUDOT, R. (2015). Simple-design ultra-low phase noise microwave frequency synthesizers for high-performing Cs and Rb vapor-cell atomic clocks. *Review of Scientific Instruments*, 86(9):094707. (Cité page 61.)
- [Garnache *et al.*, 2007] GARNACHE, A., OUVRARD, A. et ROMANINI, D. (2007). Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs : Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit. *Optics Express*, 15(15):9403–9417. (Cité page 76.)
- [Gredat, 2020] GREDAT, G. (2020). *Propriétés de bruit et dynamique de lasers à semiconducteurs en régime d'émission bifréquence pour l'optique micro-ondes et la métrologie*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay. (Cité page 123.)
- [Gredat *et al.*, 2018] GREDAT, G., CHATTERJEE, D., BAILI, G., GUTTY, F., SAGNES, I., GOLDFARB, F., BRETENAKER, F. et LIU, H. (2018). Fully-correlated multi-mode pumping for low-noise dual-frequency VECSELs. *Optics Express*, 26(20):26217–26226. (Cité pages 2, 88 et 125.)
- [Gredat *et al.*, 2019] GREDAT, G., LIU, H. et BRETENAKER, F. (2019). Thermal phase fluctuations in optically pumped dual-frequency vertical external-cavity surface-emitting lasers for cesium clocks based on coherent population trapping. *Journal of Applied Physics*, 126(17):173104. (Cité page 124.)
- [Gredat *et al.*, 2020] GREDAT, G., LIU, H., COTXET, J., TRICOT, F., BAILI, G., GUTTY, F., GOLDFARB, F., SAGNES, I. et BRETENAKER, F. (2020). Optimization of laser dynamics for active stabilization of DF-VECSELs dedicated to cesium CPT clocks. *JOSA B*, 37(4):1196–1207. (Cité pages 27, 93, 109, 116, 131, 132 et 137.)
- [Hasnain *et al.*, 1991] HASNAIN, G., TAI, K., YANG, L., WANG, Y., FISCHER, R., WYNN, J. D., WEIR, B., DUTTA, N. et CHO, A. (1991). Performance of gain-guided surface emitting lasers with semiconductor distributed Bragg reflectors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6):1377–1385. (Cité page 94.)
- [Hemmers *et al.*, 1984] HEMMERS, P., EZEKIEL, S. et LEIBY JR, C. (1984). Stabilization of a microwave oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam. *Progress in Quantum Electronics*, 8(3-4):161–163. (Cité page 16.)
- [Henry, 1982] HENRY, C. (1982). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2):259–264. (Cité page 124.)

- [Jau *et al.*, 2004] JAU, Y.-Y., MIRON, E., POST, A., KUZMA, N. et HAPPER, W. (2004). Push-pull optical pumping of pure superposition states. *Physical review letters*, 93(16):160802. (Cité page 22.)
- [Joly *et al.*, 2017] JOLY, A., BAILI, G., ALOUINI, M., GEORGE, J.-M., SAGNES, I., PILLET, G. et DOLFI, D. (2017). Compensation of the residual linear anisotropy of phase in a vertical-external-cavity-surface-emitting laser for spin injection. *Optics Letters*, 42(3):651–654. (Cité page 81.)
- [Knappe *et al.*, 2005] KNAPPE, S., SCHWINDT, P., SHAH, V., HOLLBERG, L., KITCHING, J., LIEW, L. et MORELAND, J. (2005). A chip-scale atomic clock based on 87 Rb with improved frequency stability. *Optics express*, 13(4):1249–1253. (Cité page 20.)
- [Kozlova, 2012] KOZLOVA, O. (2012). *Caractérisation d'une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique de césium. Principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence à moyen-long terme.* Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. (Cité pages 28, 31, 35, 45 et 56.)
- [Kozlova *et al.*, 2011] KOZLOVA, O., GUERANDEL, S. et de CLERCQ, E. (2011). Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases : Ne, N<sub>2</sub>, Ar. *Physical Review A*, 83(6):062714. (Cité page 29.)
- [Kroemer *et al.*, 2016] KROEMER, E., RUTKOWSKI, J., MAURICE, V., VICARINI, R., HAFIZ, M. A., GORECKI, C. et BOUDOT, R. (2016). Characterization of commercially available vertical-cavity surface-emitting lasers tuned on Cs D 1 line at 894.6 nm for miniature atomic clocks. *Applied Optics*, 55(31):8839–8847. (Cité page 20.)
- [Laurain, 2010] LAURAIN, A. (2010). *Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge.* Thèse de doctorat, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc. (Cité page 79.)
- [Lemke *et al.*, 2009] LEMKE, N. D., LUDLOW, A. D., BARBER, Z., FORTIER, T. M., DIDDAMS, S. A., JIANG, Y., JEFFERTS, S. R., HEAVNER, T. P., PARKER, T. E. et OATES, C. W. (2009). Spin-1/2 optical lattice clock. *Physical Review Letters*, 103(6):063001. (Cité page 11.)
- [Leute *et al.*, 2016] LEUTE, J., HUNTEMANN, N., LIPPHARDT, B., TAMM, C., NISBET-JONES, P., KING, S., GODUN, R., JONES, J., MARGOLIS, H., WHIBBERLEY, P. *et al.* (2016). Frequency comparison of 171yb+ ion optical clocks at PTB and NPL via GPS PPP. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 63(7):981–985. (Cité page 11.)
- [Liu *et al.*, 2018a] LIU, H., GREDAT, G., BAILI, G., GUTTY, F., GOLDFARB, F., SAGNES, I. et BRETENAKER, F. (2018a). Noise investigation of a dual-frequency vecsel for application to cesium clocks. *Journal of Lightwave Technology*, 36(18):3882–3891. (Cité page 83.)
- [Liu *et al.*, 2018b] LIU, H., GREDAT, G., DE, S., FSAIFES, I., LY, A., VATRÉ, R., BAILI, G., BOUCHOULE, S., GOLDFARB, F. et BRETENAKER, F. (2018b). Ultra-low noise dual-frequency VECSEL at telecom wavelength using fully correlated pumping. *Optics letters*, 43(8):1794–1797. (Cité page 110.)
- [Liu *et al.*, 2013] LIU, X., MÉROLLA, J.-M., GUÉRANDÉL, S., GORECKI, C., de CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2013). Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled cs-vapor cells with push-pull optical pumping. *Physical Review A*, 87(1):013416. (Cité pages 19 et 22.)
- [Liu et Slavík, 2020] LIU, Z. et SLAVÍK, R. (2020). Optical injection locking : From principle to applications. *Journal of Lightwave Technology*, 38(1):43–59. (Cité page 64.)

- [Lutwak *et al.*, 2003] LUTWAK, R., EMMONS, D., ENGLISH, T., RILEY, W., DUWEL, A., VARGHESE, M., SERKLAND, D. et PEAKE, G. (2003). The chip-scale atomic clock-recent development progress. In *Proceedings of the 35th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, pages 467–478. (Cité pages 45 et 70.)
- [McCarron *et al.*, 2008] MCCARRON, D., KING, S. et CORNISH, S. (2008). Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement science and technology*, 19(10):105601. (Cité page 54.)
- [Micalizio *et al.*, 2012a] MICALIZIO, S., CALOSSO, C. E., GODONE, A. et LEVI, F. (2012a). Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection. *Metrologia*, 49(4):425. (Cité pages 16 et 24.)
- [Micalizio *et al.*, 2012b] MICALIZIO, S., GODONE, A., CALOSSO, C., LEVI, F., AFFOLDERBACH, C. et GRUET, F. (2012b). Pulsed optically pumped rubidium clock with high frequency-stability performance. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(3):457–462. (Cité page 16.)
- [Pal *et al.*, 2010] PAL, V., TROFIMOFF, P., MIRANDA, B.-X., BAILL, G., ALOUINI, M., MORVAN, L., DOLFI, D., GOLDFARB, F., SAGNES, I., GHOSH, R. *et al.* (2010). Measurement of the coupling constant in a two-frequency VECSEL. *Optics express*, 18(5):5008–5014. (Cité page 83.)
- [Petersen *et al.*, 2008] PETERSEN, M., CHICIREANU, R., DAWKINS, S., MAGALHÃES, D. V., MANDACHE, C., LE COQ, Y., CLAIRON, A. et BIZE, S. (2008). Doppler-free spectroscopy of the S 0 1- P 0 3 optical clock transition in laser-cooled fermionic isotopes of neutral mercury. *Physical Review Letters*, 101(18):183004. (Cité page 11.)
- [Pillet *et al.*, 2008] PILLET, G., MORVAN, L., BRUNEL, M., BRETENAKER, F., DOLFI, D., VALLET, M., HUIGNARD, J.-P. et LE FLOCH, A. (2008). Dual-frequency laser at 1.5  $\mu\text{m}$  for optical distribution and generation of high-purity microwave signals. *Journal of Lightwave Technology*, 26(15):2764–2773. (Cité pages 27 et 131.)
- [Pillet *et al.*, 2014] PILLET, G., MORVAN, L., MÉNAGER, L., GARCIA, A., BABIEL, S. et STÖHR, A. (2014). Dual-frequency laser phase locked at 100 Ghz. *Journal of Lightwave Technology*, 32(20):3824–3830. (Cité page 91.)
- [Pitz *et al.*, 2010] PITZ, G. A., FOX, C. D. et PERRAM, G. P. (2010). Pressure broadening and shift of the cesium D 2 transition by the noble gases and N 2, H 2, HD, D 2, CH 4, C 2 H 6, CF 4, and He 3 with comparison to the D 1 transition. *Physical Review A*, 82(4):042502. (Cité page 29.)
- [Raja *et al.*, 1988] RAJA, M., BRUECK, S., OSIŃSKI, M., SCHAUS, C., MCINERNEY, J., BRENNAN, T. et HAMMONS, B. (1988). Surface-emitting, multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength-resonant periodic gain medium. *Applied physics letters*, 53(18):1678–1680. (Cité page 81.)
- [Ramos *et al.*, 1994] RAMOS, R. T., GALLION, P., ERASME, D., SEEDS, A. J. et BORDONALLI, A. (1994). Optical injection locking and phase-lock loop combined systems. *Optics letters*, 19(1):4–6. (Cité page 64.)
- [Ramsey, 1950] RAMSEY, N. F. (1950). A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, 78(6):695. (Cité page 11.)
- [Riehle, 2015] RIEHLE, F. (2015). Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks. *Comptes Rendus Physique*, 16(5):506–515. (Cité page 1.)

- [Riehle *et al.*, 1999] RIEHLE, F., SCHNATZ, H., LIPPHARDT, B., ZINNER, G., TREBST, T. et HELMCKE, J. (1999). The optical calcium frequency standard. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 48(2):613–617. (Cité page 11.)
- [Rubiola, 2008] RUBIOLA, E. (2008). *Phase noise and frequency stability in oscillators*. Cambridge University Press. (Cité pages 8 et 151.)
- [Rubiola et Vernotte, 2022] RUBIOLA, E. et VERNOTTE, F. (2022). The Companion of the Enrico’s Chart for Phase Noise and Two-Sample Variances. *arXiv preprint*, (2201.07109). (Cité page 153.)
- [Schmeissner *et al.*, 2017] SCHMEISSNER, R., FAVARD, P., DOUABI, A., PEREZ, P., MESTRE, N., BALDY, M., ROMER, A., CHASTELLAIN, F., COPPOOLSE, W., von BANDEL, N. *et al.* (2017). Optically pumped Cs space clock development. In *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 136–137. IEEE. (Cité pages 14 et 24.)
- [Schmidt *et al.*, 1994] SCHMIDT, O., KNAAK, K.-M., WYNANDS, R. et MESCHEDE, D. (1994). Cesium saturation spectroscopy revisited : How to reverse peaks and observe narrow resonances. *Applied Physics B*, 59(2):167–178. (Cité page 156.)
- [Shi *et al.*, 2001] SHI, H.-S., ZHANG, G. et SHEN, H.-Y. (2001). Measurement of principal refractive indices and the thermal refractive index coefficients of yttrium vanadate. *Journal of Synthetic Crystals*, 30(1):85–88. (Cité pages 90 et 100.)
- [Snadden *et al.*, 1997] SNADDEN, M. J., CLARKE, R. B. et RIIS, E. (1997). Injection-locking technique for heterodyne optical phase locking of a diode laser. *Optics letters*, 22(12):892–894. (Cité page 64.)
- [Snyder, 1980] SNYDER, J. J. (1980). Algorithm for fast digital analysis of interference fringes. *Applied Optics*, 19(8):1223–1225. (Cité page 152.)
- [Snyder *et al.*, 1980] SNYDER, J. J., RAJ, R. K., BLOCH, D. et DUCLOY, M. (1980). High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump. *Optics Letters*, 5(4):163–165. (Cité page 54.)
- [Steck, 2003] STECK, D. A. (2003). Cesium D line data. (Cité pages 54 et 70.)
- [Stefanucci *et al.*, 2012] STEFANUCCI, C., BANDI, T., MERLI, F., PELLATON, M., AFFOLDERBACH, C., MILETI, G. et SKRIVERVIK, A. K. (2012). Compact microwave cavity for high performance rubidium frequency standards. *Review of Scientific Instruments*, 83(10):104706. (Cité page 15.)
- [Stohs *et al.*, 2001] STOHS, J., BOSSERT, D. J., GALLANT, D. J. et BRUECK, S. (2001). Gain, refractive index change, and linewidth enhancement factor in broad-area GaAs and InGaAs quantum-well lasers. *IEEE journal of quantum electronics*, 37(11):1449–1459. (Cité page 124.)
- [Ter-Gabrielyan *et al.*, 2012] TER-GABRIELIAN, N., FROMZEL, V. et DUBINSKII, M. (2012). Linear thermal expansion and thermo-optic coefficients of YVO4 crystals the 80-320 K temperature range. *Optical Materials Express*, 2(11):1624–1631. (Cité page 100.)
- [Tricot, 2018] TRICOT, F. (2018). *Analyse et réduction des sources d’instabilité de fréquence dans une horloge CPT compacte*. Thèse de doctorat, Sorbonne Université. (Cité pages 21, 24, 28, 31, 35, 44, 45, 47, 50, 57, 63 et 68.)
- [Tricot *et al.*, 2018a] TRICOT, F., GUERANDEL, S. et de CLERCQ, E. (2018a). Contributions to the mid-term frequency noise of the pulsed CPT clock at SYRTE. In *2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, pages 98–100. IEEE. (Cité pages 1 et 20.)

- [Tricot *et al.*, 2018b] TRICOT, F., PHUNG, D., LOURS, M., GUÉRANDEL, S. et DE CLERCQ, E. (2018b). Power stabilization of a diode laser with an acousto-optic modulator. *Review of Scientific Instruments*, 89(11):113112. (Cité pages 41, 48, 49 et 113.)
- [Tricot *et al.*, 2017] TRICOT, F., YUN, P., de CLERCQ, E. et GUERANDEL, S. (2017). Latest achievements on the pulsed CPT clock. In *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 172–174. IEEE. (Cité page 20.)
- [Tropper *et al.*, 2004] TROPPER, A., FOREMAN, H., GARNACHE, A., WILCOX, K. et HOOGLAND, S. (2004). Vertical-external-cavity semiconductor lasers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(9):R75. (Cité page 77.)
- [Uchida, 1971] UCHIDA, N. (1971). Optical properties of single-crystal paratellurite (TeO<sub>2</sub>). *Physical Review B*, 4(10):3736. (Cité page 38.)
- [Vanier, 2005] VANIER, J. (2005). Atomic clocks based on coherent population trapping : a review. *Applied Physics B*, 81(4):421–442. (Cité page 18.)
- [Vanier *et al.*, 1998] VANIER, J., GODONE, A. et LEVI, F. (1998). Coherent population trapping in cesium : Dark lines and coherent microwave emission. *Physical review A*, 58(3):2345. (Cité page 18.)
- [Von Der Wense *et al.*, 2016] VON DER WENSE, L., SEIFERLE, B., LAATIAOUI, M., NEUMAYR, J. B., MAIER, H.-J., WIRTH, H.-F., MOKRY, C., RUNKE, J., EBERHARDT, K., DÜLLMANN, C. E. *et al.* (2016). Direct detection of the 229Th nuclear clock transition. *Nature*, 533(7601): 47–51. (Cité page 11.)
- [Yao, 2009] YAO, J. (2009). Microwave photonics. *Journal of lightwave technology*, 27(3):314–335. (Cité page 76.)
- [Yun *et al.*, 2014] YUN, P., DANET, J.-M., HOLLEVILLE, D., de CLERCQ, E. et GUÉRANDEL, S. (2014). Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock. *Applied physics letters*, 105(23):231106. (Cité page 22.)
- [Yun *et al.*, 2012] YUN, P., TAN, B., DENG, W., YANG, J. et GU, S. (2012). Quasi-bichromatic laser for a lin-per-lin coherent population trapping clock produced by vertical-cavity surface-emitting lasers. *Review of Scientific Instruments*, 83(9):093111. (Cité page 66.)
- [Yun *et al.*, 2017] YUN, P., TRICOT, F., CALOSSO, C. E., MICALIZIO, S., FRANCOIS, B., BOUDOT, R., GUERANDEL, S. et DE CLERCQ, E. (2017). High-performance coherent population trapping clock with polarization modulation. *Physical Review Applied*, 7(1):014018. (Cité pages 1, 22 et 55.)
- [Zanon *et al.*, 2005] ZANON, T., GUERANDEL, S., DE CLERCQ, E., HOLLEVILLE, D., DIMARCQ, N. et CLAIRON, A. (2005). High contrast ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system. *Physical review letters*, 94(19):193002. (Cité page 20.)









## RÉSUMÉ

---

Le phénomène de piégeage cohérent de population (*coherent population trapping*, CPT) à fort contraste est particulièrement prometteur pour le développement d'une horloge atomique compacte et à haute stabilité de fréquence. Une architecture d'horloge compacte originale reposant sur un banc optoélectronique miniature et un laser à émission bifréquence bipolarisation est proposée. Un banc miniature, de volume inférieur à 10 L, regroupant les fonctions optiques et les asservissements nécessaires à la stabilisation du champ laser est développé et étudié. Les éléments optiques miniatures sont minutieusement alignés pour garantir des réductions de bruit comparables aux montages de laboratoire. Une étude complète de la stabilisation de puissance optique est faite, révélant les limites d'origines électroniques sur les temps courts et les sensibilités thermiques du montage sur les temps longs. L'utilisation d'un générateur bifréquence permet de valider le banc en réalisant la spectroscopie CPT sur la raie D<sub>2</sub> du césium en fonctionnement continu et impulsionnel. Un laser à semi-conducteur à cavité étendue (de type *vertical-external-cavity surface-emitting laser*, VECSEL) est implémenté pour générer les deux fréquences optiques nécessaires à l'interrogation CPT. Les choix de conception et de réalisation du VECSEL, en particulier pour obtenir l'émission de deux modes dont les intensités sont fortement corrélées et en phase, sont détaillés. L'émission de deux modes de polarisation autour de 852 nm (et de 895 nm) avec une différence de fréquence accordable de quelques gigahertz est obtenue. La compréhension des corrélations entre les états propres de la cavité permet de modéliser et d'optimiser les stratégies de réduction des bruits du laser. Avec des fluctuations d'intensité en phase, la stabilisation de la puissance optique mène à des réductions similaires des bruits des deux modes de polarisation, mais limitées par l'amplitude des corrélations. Les asservissements simultanés d'une fréquence optique ainsi que de la différence de fréquence entre les modes sont démontrés pour la première fois grâce à l'utilisation judicieuse de deux cristaux électro-optiques intégrés dans la cavité laser. Les contributions des bruits du laser aux instabilités de fréquence de la future horloge sont estimées. Les bruits d'intensité et de phase radiofréquence participent majoritairement à limiter la stabilité à quelques 10<sup>-13</sup> à 1 s d'intégration, respectant les objectifs visés.

## MOTS CLÉS

---

Horloge atomique CPT, asservissement optoélectronique, stabilité de fréquence, laser à semi-conducteur, corrélations de bruit.

## ABSTRACT

---

The coherent population trapping (CPT) phenomenon with high contrast is particularly promising for the development of a compact and high frequency stability clock. An original compact clock architecture based on a miniature optoelectronic bench and a dual-polarization dual-frequency laser is proposed. A miniature bench (volume below 10 L) with the optical functions and the servo-controls necessary to the stabilization of the laser field is developed and studied. The miniature optical components are meticulously aligned to guarantee noise reductions comparable to laboratory setups. A complete study of the optical power stabilization is made, revealing the electronic limitations at short-term and the thermal sensitivities of the setup at long-term. The use of a dual-frequency generator allows to validate the bench by obtaining the CPT spectroscopy on the D<sub>2</sub> line of cesium in continuous and pulsed regime. A vertical-external-cavity surface-emitting laser (VECSEL) is implemented to generate the two optical frequencies necessary for the CPT interrogation. The design choices for the VECSEL, in particular to obtain the emission of two modes with strongly correlated and in-phase optical intensities, are detailed. The addition of elements in the cavity leads to additional losses and limits the emitted optical power. The emission of two polarization modes around 852 nm (and 895 nm) with a tunable frequency difference of a few gigahertz is obtained. The understanding of the correlations between the cavity eigenstates allows to model and optimize the reduction strategies of the laser noises. With in-phase intensity fluctuations, the stabilization of the optical power leads to similar noise reductions for both polarization modes, but limited by the amplitude of the correlations. Simultaneous control of the optical frequency as well as of the frequency difference between the modes is demonstrated for the first time using two electro-optical crystals integrated in the laser cavity. The contributions of the laser noises to the frequency instabilities of the future compact clock are estimated. The intensity and phase noises participate limits the stability to only a few 10<sup>-13</sup> at 1 s, in line with the targeted objectives.

## KEYWORDS

---

CPT atomic clock, optoelectronic servo-loop, frequency stability, semiconductor laser, noise correlations.