HAL
open science

Vers des systèmes opto-mécaniques et mesures de haute précision à base de cristaux dopés aux terres rares

Nicolas Galland

To cite this version:

Nicolas Galland. Vers des systèmes opto-mécaniques et mesures de haute précision à base de cristaux dopés aux terres rares. Physique Quantique [quant-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY076 . tel-02936693

HAL Id: tel-02936693

https://theses.hal.science/tel-02936693v1

Submitted on 11 Sep 2020

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.

Communauté UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : NANOPHYSIQUE

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Nicolas GALLAND

Thèse dirigée par **Signe SEIDELIN**

et codirigée par **Yann LE COQ** , Observatoire de Paris

préparée au sein du **Laboratoire Institut Néel**
dans **l'École Doctorale Physique**

Vers des systèmes opto-mécaniques et mesures de haute précision à base de cristaux dopés aux terres rares

Towards optomechanical systems and high precision measurements with rare-earth doped crystals

Thèse soutenue publiquement le **20 décembre 2019**,
devant le jury composé de :

Madame ANNE LOUCHET-CHAUVET
CHARGE DE RECHERCHE HDR, CNRS DELEGATION PARIS-CENTRE, Rapporteur
Madame MARTINA KNOOP
DIRECTRICE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PROVENCE ET CORSE, Rapporteur
Monsieur DENIS BOIRON
PROFESSEUR, INST OPTIQUE GRADUATE SCHOOL PARISTECH, Président
Monsieur LOIC MORVAN
DOCTEUR-INGENIEUR, THALES RECHERCHE ET TECH. A PALAISEAU, Examinateur
Madame PATRICIA SEGONDS
PROFESSEUR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES, Examinateur

Remerciements

Je voudrais pour commencer remercier les directeurs de l'Institut Néel, Étienne Bustarret, et du SYRTE, Arnaud Landragin, pour avoir rendus possible la réalisation des travaux présentés dans ce manuscrit. Je les remercie en particulier d'avoir permis et facilité cette collaboration. En second lieu, je voudrais également remercier Anne Louchet-Chauvet, Martina Knoop, Patricia Segonds, Denis Boiron et Loïc Morvan d'avoir accepté d'examiner mes travaux et de participer au jury de soutenance, ainsi que pour leurs questions lors de cette soutenances. Je remercie particulièrement Anne Louchet-Chauvet et Martina Knoop d'avoir relu mon manuscrit dans un délai relativement court et de m'avoir proposé de nombreux commentaires très intéressants dans leur rapport.

Je voudrais également remercier Signe Seidelin et Yann Le Coq de m'avoir proposé de rejoindre l'équipe pour travailler avec eux sur ce projet. Leur présence et leur disponibilité à tous moments ont grandement facilité mon travail, en me permettant de poser des questions, de discuter des différentes étapes, résultats et procédures que j'ai pu réaliser et mettre en place. Leur grande patience à mon égard a parfois été admirable, et je pense qu'avoir eu deux directeurs de thèse comme eux m'a permis de développer mes connaissances dans des domaines variés de la physique et du fonctionnement de la recherche grâce aux explications qu'ils ont toujours su me donner ou aux discussions toujours constructives qu'on a pu avoir. Leur gentillesse a également fait de ces années une expérience humaine très agréable. Merci à eux pour ce qu'ils ont pu m'apporter, et surtout d'avoir pensé que je pouvais contribuer utilement à ce projet.

Je tiens également à remercier Valerio Olevano de l'Institut Néel et Rémi Geiger du SYRTE d'avoir accepté de participer à mon comité de suivi de thèse. L'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et leur gentillesse à mon égard lors des quelques réunions que j'ai pu avoir avec eux m'ont permis de voir au-delà du projet que la recherche présente toujours un intérêt en soi.

Au sein des laboratoires, et avant de passer aux équipes techniques et scientifiques avec lesquelles j'ai pu collaborer, je voudrais remercier Florence Pois et Aurélie

Laurent de l'Institut Néel, et Marine Pailler au SYRTE pour avoir administrativement facilité toutes les démarches qui m'ont permis de travailler entre le SYRTE et l'Institut.

À l'Institut Néel, je voudrais remercier Jean-François Motte, de l'équipe Nanofab, d'avoir réalisé les échantillons micro-fabriqués avec lesquels j'ai eu l'occasion de travailler. Je remercie aussi Philippe Goldner, Alban Ferrier et leur équipe pour les cristaux qu'ils ont réalisés. Au SYRTE, je remercie les différentes équipes techniques avec lesquelles j'ai pu travailler, notamment Michel, Laurent et José dont les conseils en électronique et la réactivité sur les projets qu'on leur a soumis ont toujours été précieux ; ainsi que David, Bertrand et Benoît du service MUTA qui ont su nous aider tant pour la conception des pièces mécaniques que pour la mise en place des pompes et joints nécessaires au fonctionnement de cette grosse machine qu'est un cryostat. Pour le travail avec cette même machine, je remercie Julien et son équipe de nous avoir aidé constamment à mettre en place un dispositif expérimental sur mesure avec lequel j'ai parfois eu maille à partir mais qui a permis de réaliser toutes les expériences que je présente dans ce manuscrit. Je tiens à remercier Pascal qui a toujours su me dépanner de divers problème informatiques, et aussi pour avoir passé tant de temps avec Teddy pour réussir a faire marcher un système complet audio-vidéo pour ma soutenance. Je remercie également Christophe, du CNAM, avec lequel j'ai eu l'occasion de travailler pour le développement de la nouvelle plateforme d'acquisition et qui m'a permis d'apprendre à extraire l'essentiel d'un dispositif complexe pour avoir une discussion constructive.

Je voudrais maintenant remercier toutes les personnes avec lesquelles il m'a été donné de travailler, parfois pendant de longues périodes loin du jour, à la «cave» qu'est le laboratoire Foucault. Je remercie notamment l'équipe Mercure, qui a été ma première famille à l'Observatoire lors de mon stage, et tout particulièrement Sébastien et Luigi pour m'avoir ouvert les portes du SYRTE pour la première fois ainsi que Maxime, James, Changlei et surtout Valentin avec lequel j'ai pu pendant 3 ans partager les joies et les peines de la physique expérimentale mais aussi des bons-plans resto, des histoires improbables, et une amitié qui restera. Je remercie également les «Strontieux» avec lesquels j'ai eu notamment l'occasion de procéder à de nombreux échanges de groupes de pompage et de joints CF. Et surtout, je voudrais remercier tous les membres de l'équipe SHB avec lesquels j'ai travaillé pendant ces années, qui ont connu les mêmes combats contre les machines et qui ont toujours partagé leurs connaissances et leur bonne humeur. Kwangyun m'a appris tout ce qu'il y avait à savoir pour faire marcher l'expérience en 6 mois, et Olivier m'a fourni une base précieuse avec son mémoire de thèse. Bess qui a rejoint l'équipe pendant ma deuxième année a apporté une grande expérience du travail expérimental et de nombreuses bonnes idées d'amélioration. D'autres encore sont passés moins

longtemps, mais toujours avec un goût du travail et du partage qui ont rendu ces 3 années agréables. Je voudrais également remercier Shuo, qui est arrivée en tant que doctorante au début de ma troisième année et qui m'a beaucoup aidé à réaliser les dernières mesures, qui s'est toujours montrée enthousiaste et intéressée par mes longues digressions sur Python. Je lui souhaite une bonne fin de thèse. 非常感谢你在我博士论文完成过程中的辛勤付出和帮助，你在阅读修改我代码时候的耐心，和你工作时的开心！祝愿你在以后的博士生涯中一切顺利！ Enfin, parmi tous mes collègues, je voudrais particulièrement remercier Nemanja pour tout ce qu'il a pu m'apporter durant les deux ans de notre travail commun. Son sens des réalités, ses compétences, sa patience et une conception du travail identique à la mienne m'ont permis d'avancer tout au long de cette thèse. Pour ne rien gâcher, sa bonne humeur, ses goûts musicaux et cette faculté à toujours avoir quelque-chose à manger les fois où le petit déjeuner avait sauté ont enrichi considérablement les longues heures de travail au labo. Nos échanges culinaires, politiques, ses anecdotes toujours intéressantes ou drôles et ce goût du partage ont émaillé le temps passé d'agréable façon et ont fait d'un collègue un ami. Хвала ти најлепше, пријатељу, на свему што си поделио са мном, у науци и напорном раду, али и на доброј музици, добрим рецептима и смешним причама. И на твом добром расположењу и чоколади. Срећан сам што сам имао колегу као што си ти.

Je voudrais également remercier mes amis : Ludo, pour le bon temps passé sur des jeux vidéos mais aussi des maths, de la physique, du Python ou du LaTeX avec toujours un don pour essayer de me faire comprendre ; Nano, d'être revenu nous voir de si loin avec toujours le sourire et des histoires (bon courage pour la fin de la thèse !) ; Hélène pour son soutien, des repas mémorables (et bretons) et pour avoir eu la gentillesse de passer par toutes les étapes de la vie d'un thésard avant moi ; et Jan, pour sa bonne humeur montagnarde, de bons moments passés partout où on a pu se retrouver, sur les pistes, les sentiers, et en bord de mer, et pour avoir été un compagnon de révision inestimable en prépa (ありがとうございます！)

Pour terminer, je voudrais remercier mes parents, grands-parents, frère et sœur, et Johanna, July et Noémie (qui sont tout comme) pour leur soutien sans faille et inconditionnel, tant matériel que psychologique, dans tout ce que j'ai fait, et pour l'intérêt qu'ils ont toujours porté à ce que je pouvais leur raconter. Merci à mes parents de m'avoir donné le goût de la science et du partage, et pour m'avoir toujours soutenu dans ce que j'ai fait et pour mes projets futurs.

Enfin, merci à Camille pour son soutien permanent, son écoute attentive, son aide pour l'écriture, ses conseils graphiques, et surtout sa patience pour tous les moments où j'ai travaillé à la maison (et mes tracés de courbes et modifications de schémas le dimanche matin). Merci d'avoir tout simplement été là pour partager tous ces

moments avec moi. J'espère pouvoir lui rendre la pareille pour sa thèse, et me réjouis à l'avance des prochaines aventures à vivre à ses côtés.

Introduction

Cette thèse présente les travaux que j'ai réalisés pour porter un jour l'utilisation de trous spectraux brûlés dans des matériaux dopés terres rares dans le domaine de l'opto-mécanique.

Un domaine de la physique en pleine expansion : l'opto-mécanique

L'opto-mécanique désigne l'étude des interactions entre un rayonnement optique et des systèmes matériels présentant un degré de liberté mécanique [1]. L'intérêt pour ce domaine, en constante augmentation depuis quelques décennies, a été consacré par de récents résultats expérimentaux dans des domaines très différents.

D'une part, la détection d'ondes gravitationnelles en 2016 [2] a montré son importance dans les mesures de très haute précision. Ces expériences reposent sur une détection interférométrique du déplacement de miroirs dû à la modification du champ de gravité par le passage de l'onde. Les déplacements mesurés étant inférieurs au diamètre d'un proton, il a fallu développer des techniques poussées pour contrôler les mouvements du miroir comme, par exemple, des techniques de refroidissement actif pour supprimer l'effet de l'agitation thermique jusqu'à un niveau quantique. Dans la théorie, le miroir est analogue à un oscillateur mécanique, ce qui a poussé au développement de modèles décrivant l'interaction du rayonnement lumineux avec un résonateur mécanique.

Partant du constat que, formellement, les concepts mis en jeu sont dans une large mesure transposables à des résonateurs de toute taille, le développement de ce domaine s'est accompagné du développement de la «nano-mécanique quantique ultra-froide». Dans ce nouveau champ d'application, les résonateurs mécaniques sont de dimension micro voire nanoscopique, et l'interaction avec un rayonnement optique permet d'étudier des comportements à la limite entre les descriptions classiques et quantiques. Les efforts dans ce domaine ont pu conduire il y a une dizaine d'années à un résultat expérimental inédit jusqu'alors : le refroidissement d'un résonateur mécanique jusqu'à un état quantique fondamental du mouvement [3, 4]. Les développements de cette dernière décennie rendent possible, en combinant

des méthodes de cryogénie classique et des techniques de refroidissement actif basées sur l'opto-mécanique, l'étude de résonateurs divers (de masse allant jusqu'au microgramme) dans des états de mouvement décrits par la mécanique quantique [5].

Une difficulté cependant liée aux systèmes mécaniques nanoscopiques est leur sensibilité importante à différents effets tels que la pression de radiation exercée par le rayonnement optique. Pour interagir de façon non destructive avec de tels systèmes, des méthodes d'interrogation spécifiques ont dû être développées. Une technique faisant l'objet de nombreuses études consiste à coupler le système mécanique avec un second système, typiquement un système quantique à deux niveaux d'énergie, et à interagir avec ce second système. La combinaison de ces composantes constitue un cas particulier de systèmes hybrides quantiques [6]. Au-delà de l'intérêt qu'ils suscitent dans le domaine de la recherche fondamentale (notamment dans l'étude des phénomènes aux frontières entre physique classique et mécanique quantique), de tels systèmes semblent adaptables à des applications pratiques. On peut citer par exemple la métrologie de force ultra sensible, liée à leur sensibilité aux déformations, mais également la place qu'ils pourraient tenir dans le développement de «technologies quantiques».

Un domaine d'application potentiel : les technologies quantiques

Depuis que la première révolution quantique au début du XXe siècle a permis la description de phénomènes observés en contradiction avec les règles de la mécanique classique (rayonnement du corps noir, raie d'absorption, etc.), les développements théoriques ont prédit l'existence de phénomènes purement quantiques tels que l'intrication ou la superposition d'états dont les réalisations expérimentales se sont avérées complexes. Cette seconde révolution, initiée entre autre par les travaux d'Aspect sur la violation des inégalités de Bell [7], a mené par exemple au développement de la cryptographie quantique et aujourd'hui de l'informatique quantique en pleine expansion. Depuis lors, l'évolution des méthodes d'interrogation et de contrôle des systèmes quantiques et les nouvelles techniques de nano-fabrication ont propulsé dans le domaine des possibles le développement de technologies quantiques.

Parmi celles-ci, on peut notamment mentionner l'informatique quantique, où les bits traditionnels ne pouvant prendre que deux valeurs sont remplacés par des systèmes quantiques à deux niveaux d'énergie pouvant se trouver dans n'importe quelle superposition des deux états (nommés qubits) [8]. Les calculs utilisant des qubits sont ensuite notamment réalisés en utilisant le phénomène d'intrication. En parallèle, l'utilisation d'un ensemble de systèmes quantiques interagissant entre eux (par exemple des ions ou des atomes piégés) pourrait être un moyen de simuler le

comportement de systèmes plus complexes comme des matières condensées [9, 10]. Enfin, la théorie quantique précisant que l'état d'un système est influencé par la mesure, le traitement de l'information quantique contenue dans un système intéresse de près la cryptographie : le transport de l'information sous forme d'un état quantique superposé assure qu'il est impossible que celle-ci soit interceptée par un tiers sans que les utilisateurs ne s'en rendent compte [11].

Le développement de toutes ces technologies nécessite d'être capable de contrôler et mesurer l'état de systèmes quantiques au sein d'un système plus vaste capable de réaliser des opérations sans perte d'information. Dans ce domaine, les ions piégés sont largement utilisés, car les techniques de contrôle développées depuis plusieurs décennies sont bien connues, et les modèles théoriques décrivant leurs interactions également. Cependant, dans l'objectif de développer des systèmes complets de traitement de l'information, ils présentent un inconvénient majeur : les techniques de manipulation mises en jeu rendent compliqué le développement de systèmes à grand nombre de composantes.

C'est dans ce domaine que les systèmes hybrides quantiques semblent promettre une amélioration. Ils sont, d'une part, formellement descriptibles par les mêmes modèles théoriques que les ions piégés, tous deux présentant un système à deux niveaux d'énergie (définissant une transition optique) couplé à un système oscillant (le résonateur mécanique pour les systèmes hybrides et le mouvement vibrationnel de l'ion dans le potentiel de piégeage). Cependant, la structure solide des systèmes hybrides quantiques nano-mécaniques représente un avantage considérable du point de vue de la conception d'un système à grand nombre de composantes (facilité par les techniques de nano-fabrication bien connues). Néanmoins, avant d'en arriver à des systèmes complets, il est nécessaire de mieux connaître et de pouvoir contrôler le comportement quantique de ces systèmes ce qui nécessitera encore plusieurs années d'études. En revanche, les travaux réalisés durant cette thèse constituent les premiers pas dans l'application de techniques liées à certains matériaux pour la fabrication de systèmes hybrides quantiques nano-opto-mécaniques.

Un matériau particulier : l'Eu^{3+}:Y_2SiO_5

Pour réaliser les systèmes envisagés, il est nécessaire de disposer d'un matériau solide (pour réaliser le résonateur mécanique) couplé mécaniquement à un système quantique présentant certaines caractéristiques. Pour pouvoir réaliser des opérations impliquant plusieurs composantes, il faut en effet que le système quantique couplé au résonateur présente un temps de cohérence (qui quantifie la durée pendant laquelle le système peut conserver un état quantique donné) suffisamment long. Dans ce

domaine, les ions de terres rares utilisés comme dopants dans des cristaux semblent présenter des caractéristiques particulièrement avantageuses. Plus particulièrement, certaines transitions entre niveaux d'énergie d'ions europium dans une matrice d'orthosilicate d'yttrium montrent des temps de cohérence parmi les plus élevés [12]. Les travaux réalisés pendant mon doctorat ont donc porté sur l'étude de ce cristal.

En plus des temps de cohérence particulièrement longs observés dans ce matériau, il présente un autre avantage pour la réalisation de systèmes hybrides quantiques opto-mécaniques : il existe un couplage entre les niveaux d'énergie associés à ces transitions et le champ cristallin induit par la présence d'autres atomes autour des ions europium. Ce champ cristallin étant lui-même dépendant des déformations du cristal, il existe un couplage entre le système quantique composé par les ions europium et l'état mécanique du matériau. Ce couplage conduit néanmoins, en raison des imperfections de la maille cristalline, à un élargissement inhomogène de la transition, mais le phénomène de trous spectraux brûlés possible à température cryogénique permet de profiter du temps de cohérence important de la transition. Il est donc en théorie possible de réaliser un système hybride quantique sous la forme d'un nano-résonateur gravé dans le cristal couplé à une structure d'absorption étroite qui peut être interrogée optiquement.

L'étude du mouvement dans un tel système par des mesures opto-mécaniques est au-delà du périmètre des travaux réalisés pendant cette thèse, mais j'ai néanmoins conduit de nombreux développements expérimentaux dans cette direction. J'ai notamment réalisé de nombreuses modifications sur un dispositif expérimental de création et interrogation de trous spectraux brûlés afin de le rendre compatible avec l'étude d'un résonateur (changement de cryostat, de la chaîne de détection du signal optique, etc.) mais également des protocoles utilisés pour conduire des mesures ultra-bas bruit (méthode de génération et de traitement du signal, détection double-hétérodyne). J'ai par ailleurs réalisé une première caractérisation quantitative du couplage entre des contraintes uni-axiales et des trous spectraux brûlés dans ce cristal ainsi que certaines études préliminaires pour la conception d'un montage optique permettant l'interaction avec le résonateur.

Par ailleurs, les développements et mesures que j'ai menés pendant cette thèse se sont révélés d'un intérêt particulier dans un domaine différent : l'utilisation de trous spectraux brûlés dans des cristaux dopés terres rares pour la fabrication de lasers ultra-stables de très haute pureté spectrale. Ce développement est d'ailleurs à l'origine de la construction au SYRTE du dispositif expérimental de trous spectraux brûlés que j'ai utilisé et adapté pour réaliser mes travaux. En raison de la faible largeur spectrale des transitions étudiées et de l'environnement cryogénique du cristal, et en conjugaison avec les techniques de détection bas bruit que j'ai développées, il

est envisageable d'utiliser un trou brûlé spectral pour asservir la fréquence d'un laser [13], et atteindre ainsi une stabilité meilleure que celle obtenue dans des cavités Fabry-Pérot. La caractérisation du couplage entre les contraintes et les trous brûlés est également intéressante dans ce domaine, car elle permet de quantifier l'effet des vibrations mécaniques résiduelles sur la stabilité du laser asservi.

Je vais donc dans ce manuscrit présenter les différents travaux que j'ai réalisés selon quatre chapitres. Dans le premier, je présenterai les particularités des cristaux dopés en terres rares et plus spécifiquement le cristal utilisé pour mes travaux. Je présenterai également le phénomène des trous spectraux brûlés ainsi que le dispositif expérimental permettant leur création et leur interrogation, en détaillant certaines modifications que j'ai réalisées. Le second chapitre sera consacré à la caractérisation du couplage entre les contraintes mécaniques et les trous brûlés dans le spectre d'absorption du cristal, en présentant la mise en place du montage expérimental et les difficultés soulevées pour aboutir à ce qui est à notre connaissance la première mesure de ce type pour ce matériau. Le chapitre 3 présentera les explorations préliminaires qui ont été menées en vue de l'étude du couplage entre le mouvement d'un nano-résonateur et l'ensemble de systèmes quantiques constitué par les ions europium via des trous spectraux brûlés. Dans le dernier chapitre, je présenterai l'intérêt des études menées dans le domaine des lasers ultra-stables adaptés aux expériences d'horloges atomiques. Une annexe en fin d'ouvrage rassemblera les différentes méthodes de détection employées dans les différentes situations pour mettre en lumière leurs différences et points communs et l'adaptabilité du dispositif expérimental à des études très diverses.

Table des matières

Remerciements 1

Introduction v

1. Création et interrogation de trous spectraux brûlés 1
   1.1. Terres rares en matrice cristalline, cas de l'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 2
      1.1.1. Le point sur les terres rares 2
      1.1.2. Caractéristiques des terres rares en matrice cristalline 3
      1.1.3. Matrice cristalline : orthosilicate d'yttrium 6
      1.1.4. Processus de formation de trous brûlés spectraux 8
      1.1.5. Absorption et déphasage par les trous spectraux brûlés 11
   1.2. Refroidissement du cristal 15
      1.2.1. Cryostat en circuit fermé 15
      1.2.2. Caractérisation des vibrations 18
      1.2.3. Influence de la température 20
   1.3. Montage optique et électronique 21
      1.3.1. Sources laser 22
      1.3.2. Pré-stabilisation en fréquence du laser maître 25
      1.3.3. Asservissement du laser esclave 26
      1.3.4. Mise en forme temporelle et spectrale du faisceau 28
      1.3.5. Contrôle de la polarisation et détection 30
      1.3.6. Obtention des signaux électroniques 31
      1.3.7. Comparaison avec un peigne de fréquences optiques 32
   1.4. Traitement numérique du signal 34
      1.4.1. Implémentation matérielle et généralités 34
      1.4.2. Génération du signal de pilotage de l'AOM 36
      1.4.3. Obtention de la transmission et du déphasage 38
      1.4.4. Pilotage de la fréquence du laser 40
   1.5. Utilisation du dispositif expérimental 42
      1.5.1. Protocole de création de trous spectraux brûlés 42
      1.5.2. Mesure du signal dispersif 45

1.6. Conclusion 45

2. Mesure de l'effet de contraintes mécaniques 47
2.1. Intérêt et principe de l'étude 47
2.1.1. Utilités de la mesure de sensibilité aux contraintes 48
2.1.2. Précédentes mesures 49
2.1.3. Mesures réalisées 50
2.2. Dispositif expérimental 51
2.2.1. Application de contraintes calibrées 52
2.2.2. Déformations irréversibles du trou brûlé 54
2.2.3. Perturbation des propriétés mécaniques 55
2.2.4. Protection contre les charges statiques 56
2.2.5. Inhomogénéité des contraintes 57
2.2.6. Échauffement 60
2.3. Sensibilité d'un trou brûlé à une pression uni-axiale 64
2.3.1. Montage final pour l'application des contraintes 64
2.3.2. Contrainte appliquée 64
2.3.3. Méthode de relevé des spectres 66
2.3.4. Traitement des mesures 67
2.3.5. Décalage de la fréquence centrale 71
2.3.6. Autres effets observés 73
2.4. Conclusion 74

3. Vers un couplage opto-mécanique dans un micro-résonateur cristallin dopé Europium 77
3.1. Caractéristique et fabrication du résonateur 78
3.1.1. Technique de gravure 78
3.1.2. Forme du micro-résonateur 80
3.2. Système opto-mécanique de focalisation 81
3.2.1. Contraintes de mise en place 81
3.2.2. Monture opto-mécanique du cristal 82
3.2.3. Influence de la cryogénie 83
3.3. Méthode de détection du couplage 85
3.3.1. Effet du couplage opto-mécanique sur un trou brûlé étroit . . 86
3.3.2. Utilisation d'un couplage dispersif 87
3.3.3. Méthode de détection 90
3.4. Conclusion et perspectives 94

4. Stabilité en fréquence des trous brûlés, asservissement d'un laser 95
4.1. Lasers ultra-stables, état de l'art et enjeux 95
4.1.1. Stabilité et exactitude d'un oscillateur 96
4.1.2. Définition et réalisation de l'unité de temps : la seconde 97
4.1.3. Horloges atomique à réseaux optiques 98
4.1.4. État de l'art de la stabilisation en fréquence de lasers 101
4.1.5. Intérêt des cristaux dopés terres rares 103
4.2. Stabilité du laser asservi sur trous brûlés spectraux 104
4.2.1. Pré-stabilisation du laser maître 104
4.2.2. Détection double hétérodyne 110
4.2.3. Performances du laser asservi sur trous brûlés spectraux . . . 113
4.3. Évolutions envisagées du dispositif 114
4.3.1. Amélioration de la bande passante 115
4.3.2. Remplacement des photodiodes 116
4.3.3. Utilisation de trous multiples 117
4.3.4. Amélioration du contrôle environnemental 118
4.4. Conclusion 119

Conclusion générale 121

A. Méthodes de mesure du signal dispersif 123
A.1. Photodiodes classiques 123
A.1.1. Détection simple hétérodyne 124
A.1.2. Détection double hétérodyne 125
A.2. Photodiodes à avalanche 126
A.2.1. Détection simple hétérodyne à un seul trou 126
A.2.2. Détection simple hétérodyne à double trou 127
A.2.3. Détection double hétérodyne 128

Publications 129

Références 130

Chapitre 1

Création et interrogation de trous spectraux brûlés

L'objectif de cette thèse a consisté à mettre en œuvre un système permettant d'établir un couplage entre un laser et un micro-résonateur mécanique dans le but d'étudier et d'influencer son état vibrationnel et de pouvoir étudier son comportement près du niveau fondamental d'énergie mécanique. Pour ce faire, la solution retenue consiste à utiliser le couplage existant entre les niveaux d'énergie d'ions terres rares dopant un matériau cristallin et les contraintes mécaniques s'exerçant sur celui-ci et d'interagir avec ces ions par le biais de trous spectraux brûlés dans le spectre d'absorption du cristal.

J'ai réalisé des modifications sur un montage expérimental pré-existant qui avait été développé au SYRTE (Observatoire de Paris) dans le but original de stabiliser un laser sur trous spectraux brûlés. L'intérêt principal était de disposer d'un environnement consacré à la métrologie de haute précision pour réaliser les améliorations nécessaires à l'étude proposée, sans construire un dispositif expérimental depuis le début.

Dans ce chapitre, je présenterai en première section les différents phénomènes physiques permettant la création de trous spectraux brûlés ainsi que les caractéristiques des cristaux étudiés et le type de signal recherché. Les sections suivantes seront consacrées à présenter le dispositif expérimental en détaillant les modifications que j'ai pu y apporter en présentant le système cryogénique, le montage optique et électronique ainsi que le système de traitement numérique du signal permettant d'interagir avec le montage. La dernière section sera consacrée à l'utilisation de l'expérience pour créer et visualiser les trous brûlés.

1.1 Terres rares en matrice cristalline, cas de l'$Eu^{3+}:Y_2SiO_5$

1.1.1 Le point sur les terres rares

Le terme «terre rare» est employé pour désigner collectivement certains éléments partageant des propriétés physico-chimiques : les 15 lanthanides (numéros atomiques de 57 à 71) auxquels on ajoute le scandium (numéro atomique 21) et l'yttrium (numéro atomique 39). Les électrons les plus externes de ces éléments sont tous répartis sur des couches électroniques s et d. Notamment, la structure électronique des lanthanides peut être de la forme [Xe] $6s^2\ 4f^n\ 5d^1$ ou de la forme [Xe] $6s^2\ 4f^{n+1}$ avec n allant de 0 à 14. Le degré d'oxydation le plus abondant pour les lanthanides correspond à la perte de trois électrons et les ions résultant présentent alors tous une structure électronique de la forme

$$[\mathrm{Xe}]\ 4f^n \text{ avec } n \in [\![0,14]\!].$$

Leur relativement faible abondance dans la croûte terrestre, et l'émergence de nombreuses technologies les utilisant font de l'approvisionnement en terres rares un enjeu socio-économique important.

Propriétés particulières

Les terres rares possèdent, au niveau atomique, certaines particularités qui contribuent à l'intérêt qui leur est porté et qui sont liées à leur structure électronique. Presque systématiquement (et exclusivement, pour le cas de notre étude) utilisées sous forme de tri-cation, ces propriétés intéressantes sont liées aux orbitales atomiques 4f, de plus en plus pleines à mesure que le numéro atomique augmente. Il a été en particulier montré [14] que ces orbitales ont une extension spatiale plus petite que les orbitales 5s et 5p, toujours pleines dans le cas des lanthanides.

Ceci conduit d'une part, en raison du faible écrantage de la charge nucléaire par les orbitales 4f par rapport aux autres, au phénomène de *contraction des lanthanides*. En effet, cette orbitale est celle qui se remplit lors de l'augmentation du numéro atomique parmi les lanthanides. De ce fait, la charge nucléaire augmentant avec le numéro atomique est de moins en moins bien écrantée par les électrons ajoutés, et donc agit de plus en plus fort sur les électrons les plus extérieurs (des couches pleines 5s et 5p). Cette interaction attractive entre le noyau et les électrons extérieurs conduit à une diminution du rayon ionique atteignant 20 % entre le cérium et le lutetium [15].

En outre, la présence des couches 5s et 5p «autour» de la couche 4f présente des

avantages au niveau de la spectroscopie. Les électrons de ces orbitales procurent une certaine protection des électrons de la couche 4f par rapport à l'environnement, permettant à leurs niveaux d'énergie d'être peu affectés par les perturbations extérieures. Cette protection permet également aux états excités d'avoir des temps de cohérence particulièrement longs, et donc des résonances spectrales étroites.

1.1.2 *Caractéristiques des terres rares en matrice cristalline*

Malgré leur relativement faible sensibilité aux perturbations extérieures, les niveaux d'énergie des orbitales de la couche 4f d'ions utilisés comme dopants dans un cristal sont affectés par le champ cristallin. La prise en compte de cette interaction pour déterminer les niveaux d'énergies accessibles à un électron d'une orbitale 4f consiste à chercher les solutions à l'équation de Schrödinger pour un opérateur Hamiltonien prenant en compte un grand nombre de termes différents. Le développement de ce calcul n'étant pas l'objet du présent manuscrit, on peut le trouver en partie dans les références [16] ou [17] ou de façon plus complète dans des livres comme les références [18] et [19].

Cependant, certaines propriétés nécessitent d'être mentionnées pour la compréhension de la suite. D'une part, l'interaction avec le champ cristallin et particulièrement le moment magnétique des ions environnant va contribuer à lever la dégénérescence des sous-niveaux hyperfins de chaque niveau $^{2S+1}L_J$ en l'absence de champ magnétique extérieur. Ce sont les 3 sous-niveaux représentés pour l'état fondamental et l'état excité sur la Figure 1.1 et qui sont séparés de quelques dizaines de MHz les uns des autres. La différence d'énergie entre ces sous-niveaux est une condition nécessaire à la formation de trous spectraux brûlés.

D'autre part, la fréquence relative de tous les niveaux d'énergie, issus des levées de dégénérescence successive, est impactée par effet Stark [20] par le champ électrique produit localement par les atomes environnant. Cet effet est à l'origine de l'élargissement inhomogène de la transition, présenté dans la suite de cette section, mais également de la sensibilité à des contraintes mécaniques discutée dans le chapitre 2 et qui est à l'origine de l'intérêt porté à ce type de cristal pour les systèmes opto-mécaniques.

Transition considérée

L'étude réalisée lors de cette thèse porte sur des atomes d'europium piégés dans une matrice cristalline d'orthosilicate d'yttrium. La transition considérée pour réaliser des trous spectraux est la transition dipolaire $^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ dont la fréquence d'excitation

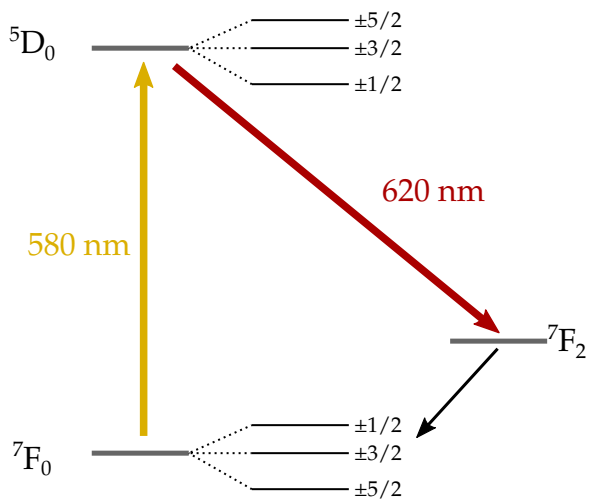

FIGURE 1.1. – Niveaux d'énergie des ions Eu^{3+} dans un cristal d'Y_2SiO_5 intervenant dans les transitions considérées pour la création de trous spectraux brûlés.

correspond à une longueur d'onde dans le vide d'environ 580 nm, donc dans le jaune. Il s'agit d'une transition particulièrement étroite car normalement interdite pour un ion isolé, mais faiblement permise par certains mécanismes de couplage induits par des interactions avec le champ cristallin (voir notamment les références [21] et [22]). Une représentation des niveaux d'énergie utiles pour les travaux réalisés est donnée dans la Figure 1.1

Largeur homogène

La largeur intrinsèque de la transition considérée, donnée par la limite de Heisenberg est liée au temps de vie des électrons dans l'état excité. Elle est donnée par la formule

$$\Gamma_{\mathrm{h,min}} = \frac{1}{2\pi T_1},$$

où T_1 est le temps de vie d'un ion dans l'état excité. Ce temps de vie a été mesuré pour différents taux de dopage et à différentes températures dans la référence [23] par mesure de temps de fluorescence, et donne pour un cristal dopé à 0,1 % [1] à une température de 2 K une largeur limitée par le temps de vie de l'ordre de 81 Hz pour le site 1 et 98 Hz pour le site 2 (les sites désignant les deux sites cristallins non équivalents de substitution pour les ions europium). Cette largeur limitée par le

1. Le pourcentage de dopage correspond à la proportion d'ions yttriums remplacés par des ions europium.

temps de vie n'est en pratique jamais atteinte, et plusieurs phénomènes contribuent à élargir la transition.

Le premier phénomène à prendre en compte est l'interaction entre l'ion considéré et les phonons. Plusieurs processus interviennent : processus d'Orbach à un phonon ou deux phonons et diffusion Raman à deux phonons. L'importance du processus à un phonon est faible en raison de la faible densité de phonons à la fréquence exacte de la transition. En outre, en plaçant le cristal à température cryogénique inférieure à 10 K, la contribution à la largeur homogène des processus à deux phonons peut être négligeable, et devient indépendante de la température [24].

Le second phénomène relève de l'interaction entre les ions d'europium au sein du cristal hôte via des fluctuations de champ magnétique local produites par des fluctuations de spin nucléaire des ions dopants environnants [25]. Ce processus est donc dépendant de la concentration en ions dopant dans le cristal (plus elle est élevée, plus la distance séparant des ions est faible et donc plus la contribution est élevée).

La dernière contribution provient de l'interaction entre les ions dopants et les ions de la matrice cristalline hôte d'une façon similaire faisant intervenir des basculements de spin. L'importance de cet effet va dépendre fortement de la nature des éléments utilisés pour composer le cristal, et plus particulièrement de leurs propriétés magnétiques. Par exemple, il est intéressant de privilégier des oxydes (le moment magnétique nucléaire de l'isotope de l'oxygène le plus abondant ^{16}O étant nul en raison de l'abondance négligeable des isotopes impairs) aux fluorites (moment magnétique de 2.63 μ_N). De même, un cristal dans lequel le second plus proche voisin des ions dopants est non magnétique est préférable. On pourra donc préférer le silicium dont seul un isotope, d'une abondance inférieure à 5 %, possède un moment magnétique nucléaire non nul (0,55 μ_N) à l'aluminium dont 100 % des isotopes ont un moment magnétique nucléaire de 3,64 μ_N.

Des mesures effectuées par la méthode d'écho de photons sur un cristal de Eu^{3+}:Y_2SiO_5 à 0,1 % de dopants à 1,4 K sous un champ magnétique de 100 G donnent une largeur homogène de 122 Hz pour le site 1 et de 167 Hz pour le site 2 (voir la référence [12]).

Élargissement inhomogène

Si la largeur homogène rend compte de l'effet de la présence du cristal autour d'un ion europium donné sur les niveaux d'énergie et la largeur de la transition, la présence d'un grand nombre d'ions dopant dans le cristal est à l'origine d'un effet supplémentaire. La différence de taille entre les ions Eu^{3+} et les ions Y^{3+} provoque lors de la croissance du cristal l'introduction de contraintes statiques dans la maille.

Ces déformations locales présentent un caractère inhomogène dans le volume du cristal. De ce fait, le champ cristallin n'est pas uniforme et cause un décalage en fréquence des niveaux d'énergie des ions europium qui varie en fonction de leur position dans le cristal. La raie d'absorption du cristal autour de la fréquence de la transition résultant de cet effet sur l'ensemble des ions est donc élargie par rapport à la largeur homogène d'un facteur dépendant en grande partie du pourcentage molaire de dopants.

Il a été montré que la raie d'absorption inhomogène présente une forme lorentzienne [26] et que le facteur liant sa largeur à mi-hauteur à la concentration de dopant est de l'ordre de 21 GHz/% molaire (pour le site 1) [23] pour de l'orthosilicate d'yttrium dopé par des ions europium. Ce modèle reste valide tant que la concentration est supérieure à une concentration limite en dessous de laquelle il est impossible de considérer que la transition moyennée par la traversée du cristal conserve une forme de lorentzienne.

1.1.3 Matrice cristalline : orthosilicate d'yttrium

Dans le but de minimiser l'élargissement homogène de la transition considérée, la matrice qui a été choisie est l'orthosilicate d'yttrium. Elle présente l'avantage d'être constituée d'oxygène et de silicium (dont les isotopes les plus abondants sont non magnétiques) et de présenter au niveau des ions d'yttrium (eux même faiblement magnétiques, car de moment $-0{,}14\ \mu_N$) un site de substitution potentiel pour des ions europiums en raison d'un degré d'oxydation identique (égal à III) et d'un rayon ionique comparable (95 pm pour l'europium et 90 pm pour l'yttrium.)

Description

Le cristal d'orthosilicate d'yttrium, de formule Y_2SiO_5 , est un cristal monoclinique appartenant au groupe de symétrie C_{2h}^6. Dans ce cristal, les ions europium utilisés comme dopants se substituent à des ions yttrium. Dans la maille cristalline, les ions yttrium (et donc les ions europium) occupent deux sites différents où ils sont liés pour l'un à 7 (site 1) et pour l'autre à 6 (site 2) atomes d'oxygène. Ces deux sites présentant des environnements différents, ils sont parfaitement discernables par spectroscopie, car ils correspondent à deux jeux de raies d'absorption, comme cela a été observé dans la référence [24]. Autour de la fréquence correspondant à la transition $^7F_0 \leftrightarrow {}^5D_0$ se trouvent donc deux raies d'absorption (correspondant aux deux sites possibles de substitution) dont la fréquence centrale, la largeur inhomogène et l'absorption maximale sont différentes.

Le Tableau 1.1 donne pour les deux sites ces paramètres ainsi que la séparation entre les niveaux de la structure hyperfine des deux états.

		Site 1	Site 2
Fréquence (GHz)		**516 847,5**	**516 696,2**
Longueur d'onde dans le vide (nm)		**580,04**	**580,43**
Largeur inhomogène Γ_{inh} (GHz)		**2,18**	**1,53**
Contraste max (%) [2]		**58**	**37**
$^7F_0$	$\Delta\nu(\pm5/2 \leftrightarrow \pm3/2)$ (MHz)	46,2	57,3
	$\Delta\nu(\pm3/2 \leftrightarrow \pm1/2)$ (MHz)	34,6	29,5
$^5D_0$	$\Delta\nu(\pm1/2 \leftrightarrow \pm3/2)$ (MHz)	102	108
	$\Delta\nu(\pm3/2 \leftrightarrow \pm5/2)$ (MHz)	75	63

Table 1.1. – Caractéristiques des transitions pour les deux sites de substitution des ions europium pour un taux de dopage de 0,1 %, les valeurs en **gras** ont été précédemment mesurées sur notre cristal [16], les autres proviennent des références [24], [27] et [28].

Technique de fabrication des cristaux massifs

Les cristaux que nous avons utilisés ont été fabriqués par la méthode de Czochralski dans les laboratoires de l'École Nationale Supérieure de Chimie de Paris (voir la référence [29]). Un mélange des oxydes de départ et d'une faible quantité d'europium (pour obtenir un taux de dopage de 0,1 %) est fondu dans un creuset en iridium chauffé par induction juste au-dessus de la température de fusion. À partir de ce mélange, un monocristal est tiré vers le haut depuis le liquide en plongeant un cristal d'amorce et en le remontant lentement tout en le faisant tourner sur lui-même. Le cristal croît ainsi sous l'amorce à mesure que la matière refroidit en étant tirée légèrement hors du mélange en fusion, à une vitesse d'environ 0,5 mm/h. La croissance s'effectue en tirant le cristal selon un axe cristallographique privilégié pour limiter au maximum les défauts. L'échantillon obtenu par cette méthode est de forme cylindrique d'un diamètre d'environ 25 mm (sauf près de l'amorce qui est de plus petite taille).

2. Désigne le contraste maximum atteignable par un trou spectral, donné par $\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}}$ où $T_{\max}$ est la transmission loin des fréquences centrales des sites, et $T_{\min}$ celle au maximum d'absorption des ions europium.

Préparation des cristaux

Pour obtenir des cristaux utilisables sur notre expérience, l'orientation des axes cristallins est mesurée en utilisant la diffractométrie X de Laue (voir par exemple la référence [30, chapitre 5]), et des échantillons de quelques millimètres dans toutes les directions sont découpés et polis. Le cristal utilisé pour la plupart des mesures présentées dans ce manuscrit possède seulement deux faces polies, celles pour l'accès optique, orientées orthogonalement à la direction de propagation selon l'axe cristallin b, qui est également un axe neutre. Les deux autres paires de faces, non polies, sont orientées selon les deux autres axes diélectriques nommés D1 et D2. On peut noter ici que ces deux axes ne coïncident pas avec les axes cristallographiques a et c. Un schéma représentant l'orientation des axes est donné en Figure 2.1 dans le chapitre 2.

1.1.4 *Processus de formation de trous brûlés spectraux*

Nous l'avons vu, les ions europium présents en tant que dopants dans le cristal utilisé lui confèrent un profil d'absorption particulier autour de 580 nm : deux raies larges (de l'ordre de 2 GHz) séparées par environ 150 GHz. Cet élargissement des raies d'absorption des ions europium, en conjonction avec la stabilité à température cryogénique des sous-niveaux de l'état fondamental de ces transitions permettent la création de trous spectraux brûlés.

Formation d'un trou spectral

Les différentes étapes de la formation de trous spectraux brûlés sont représentées sur la Figure 1.2. La structure hyperfine du niveau fondamental de la transition $^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ se divise en trois sous-niveaux séparés de quelques dizaines de MHz (valeurs données dans le Tableau 1.1). Une excitation résonnante des ions dans le niveau fondamental conduit à un changement d'énergie vers le niveau excité (étape 1). Après une décroissance par fluorescence dans un niveau intermédiaire (étape 2, fluorescence à 620 nm), les ions vont redescendre de façon non radiative vers le niveau fondamental (étape 3). Cependant, dans le cas de l'europium en matrice cristalline, la dégénérescence entre les différents niveaux étant levée, les ions vont se répartir en suivant une distribution équilibrée dans les trois niveaux.

Si, à température ambiante, les phonons induits par l'agitation thermique ré-équilibrent constamment cette répartition, à température cryogénique inférieure à 20 K, ces niveaux énergétiques deviennent métastables. Les ions vont donc rester dans l'état dans lequel ils se sont désexcités. Un laser spectralement étroit n'étant résonnant qu'avec la transition d'un seul des niveaux hyperfins de l'état fondamental

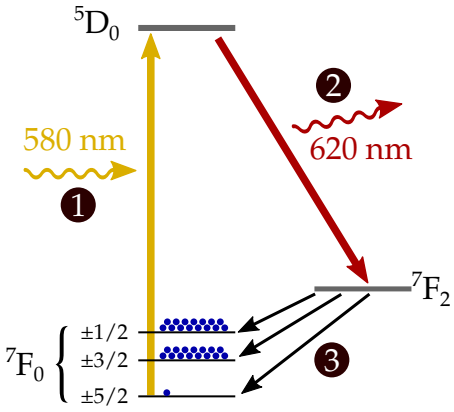

FIGURE 1.2. – Séquence de transitions conduisant à la formation de trous spectraux : les ions à résonance avec le rayonnement incident sont pompés optiquement vers des états sombres (non résonnants) causant une chute de la population du niveau pompé (représentée schématiquement par la quantité de disques bleus).

vers l'état excité, ce niveau va progressivement se dépeupler par pompage optique et donc l'absorption des photons à cette fréquence va diminuer.

Dans le cas de l'absorption par le cristal, et comme l'émission du laser est spectralement plus fine que la largeur inhomogène, l'excitation ne concerne que certaines classes d'ions, ceux dont la fréquence de transition après décalage éventuel par l'influence du champ cristallin local est suffisamment proche de la fréquence du laser appliqué. Ainsi, l'absorption du cristal va diminuer autour de la fréquence du laser, créant un trou spectral. La métastabilité des niveaux hyperfins de l'état fondamental implique que le trou va persister même après suppression du rayonnement électromagnétique incident pendant un temps dépendant de divers facteurs environnementaux pouvant atteindre dans notre cas quelques dizaines d'heures.

La largeur d'un trou spectral brûlé est dépendante de nombreux paramètres, comme la largeur homogène de la transition, mais aussi la largeur spectrale du laser utilisé pour le brûlage (non limitante dans notre cas, car de l'ordre de quelques Hz), l'isolation du cristal des perturbations mécaniques et électro-magnétiques et la température. Des largeurs typiques de quelques kilohertz ont été observées à 4 K sur notre dispositif.

Durée de vie d'un trou brûlé

La durée de vie d'un trou brûlé est limitée par plusieurs processus. Le premier est le processus direct à un phonon, où une transition directe entre deux niveaux

hyperfins de l'état fondamental de la transition s'accompagne de l'absorption ou de l'émission d'un phonon d'énergie correspondante. Ce processus a en pratique une influence faible pour les cristaux à température cryogénique en raison de la faible densité d'états de phonons correspondant à ces énergies. Le second processus est celui d'Orbach [31] dans lequel un phonon est absorbé correspondant à la transition $^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$, et est ensuite ré-émis lors d'une transition menant potentiellement vers un autre niveau hyperfin que celui de départ. La probabilité de cet effet est liée au nombre de phonons d'énergie correspondante à cette transition. Le dernier processus est la diffusion Raman inélastique à deux phonons lors de laquelle un phonon est absorbé et réémis avec une énergie différente [32], la différence correspondant à la différence entre deux niveaux hyperfins. La dépendance à la température du processus Raman, qui est majoritaire à très basse température (sous 12 K) implique une contribution au temps de vie du trou spectral suivant une loi en T^{-7}. Des durées de vie de trous brûlés dans des cristaux d'orthosilicate d'yttrium dopés europium de quelques jours à quelques dizaines de jours ont été mesurées [33, 23].

Influence des différents sous-niveaux de la structure hyperfine

En raison de la présence de 3 niveaux d'énergie distincts dans la structure hyperfine des niveaux $^7F_0$ et $^5D_0$, la formation d'un trou spectral brûlé à une fréquence donnée s'accompagne de l'apparition d'autre structures spectrales. En effet, comme cela est présenté dans le Tableau 1.1, les écarts de fréquence entre ces niveaux hyperfins sont de l'ordre de quelques dizaines à une centaine de MHz, donc bien plus petits que l'élargissement inhomogène de la transition. De ce fait, la variation de population des niveaux hyperfins de $^7F_0$ conduit à deux phénomènes. D'une part, la diminution de la population d'un des trois sous-niveaux de $^7F_0$ implique la création de 3 trous brûlés correspondant aux fréquences entre ce niveau et les 3 sous-niveaux de $^5D_0$. D'autre part, ce phénomène s'accompagne de la surpopulation des deux autres niveaux hyperfins de $^7F_0$, et donc d'une augmentation de l'absorption (anti-trou) à toutes les fréquences correspondant à des transitions depuis ces niveaux vers la structure hyperfine de $^5D_0$ (au nombre de 6). L'apparition de ces structures n'aura en pratique qu'une influence négligeable sur les mesures réalisées. En effet, la bande spectrale d'observation autour d'un trou brûlé n'excédera pas ±1 MHz, et le plus proche anti-trou apparaissant à environ 5 MHz du trou brûlé à la fréquence du laser.

Enfin, la prise en compte de la structure hyperfine des états fondamental et excité implique la présence de 9 transitions possibles. En raison de l'élargissement inhomogène bien plus grand que l'écart entre ces transitions, l'absorption à une fréquence donnée est susceptible de contenir une certaine contribution de chacune de ces transitions. De ce fait, le nombre de trous et anti-trous apparaissant lors de

l'application d'une impulsion à fréquence donnée est plus important.

1.1.5 *Absorption et déphasage par les trous spectraux brûlés*

Un trou spectral brûlé dans le spectre d'absorption du matériau constitue une structure étroite de transmission plus élevée autour d'une fréquence choisie. Cette structure introduit également un déphasage sur un rayonnement incident dépendant de la fréquence au voisinage du trou brûlé. Ces deux quantités (transmission et déphasage) sont potentiellement intéressantes pour les diverses applications des trous brûlés étudiées au cours de cette thèse et sont donc ce que l'on cherche à mesurer grâce au montage optique et électronique présenté dans les sections suivantes de ce chapitre.

La mesure du profil spectral de la transmission au voisinage du trou permet de suivre sa fréquence en appliquant des perturbations contrôlées, comme c'est le cas dans l'étude de l'effet de contraintes mécaniques présentée au chapitre 2. On s'intéresse dans ce cas à l'évolution spectrale de la transmission. Le déphasage est quant à lui utilisé lorsque l'on s'intéresse à l'évolution temporelle, donc en interagissant de façon continue avec le trou spectral. Ceci est par exemple le cas lorsqu'on désire interagir avec des modes d'oscillation d'un résonateur suivant un protocole présenté dans le chapitre 3. Dans ce cas, la mesure du signal de déphasage permet de s'affranchir des fluctuations de la puissance lumineuse dues à d'autre facteurs, et de limiter l'absorption par le résonateur qui pourrait le perturber. On mesure également le déphasage lorsque l'on souhaite asservir la fréquence d'un laser à celle d'un trou brûlé comme présenté dans le chapitre 4 car le signal dispersif est asymétrique par rapport au centre du trou (contrairement à la transmission) et présente une portion quasi-linéaire autour de la fréquence centrale conduisant à un gain proportionnel entre écart en fréquence entre le laser et le centre du trou et déphasage mesuré.

On s'intéresse donc à la dépendance en fréquence de la transmission et du déphasage introduit par le cristal. Pour estimer la forme de ce signal, l'influence du trou spectral sur le laser peut être modélisée comme celle d'un filtre à réponse complexe.

Modèle d'interaction lumière-matière

Supposons qu'un trou a été précédemment brûlé à une fréquence donnée dans le profil d'absorption inhomogène. L'influence de la présence du trou sur un faisceau laser traversant le matériau, et dont la fréquence est proche de celle du trou brûlé

peut être modélisée par un filtre à réponse fréquentielle complexe, liant le champ électrique en entrée et en sortie par

$$\frac{E_{\text{out}}(\omega)}{E_{\text{in}}(\omega)} = H(\omega) = |H(\omega)|\, \mathrm{e}^{i\Phi(\omega)} ,$$

où $E(\omega)$ est le champ électrique, et $H(\omega)$ la réponse en fréquence (ou pulsation) du matériau autour de la fréquence du trou. $H(\omega)$ étant une fonction complexe, on peut la décomposer en son module $|H(\omega)|$ et son argument $\Phi(\omega)$.

Le module carré de la réponse en fréquence du filtre donne la relation entre l'amplitude incidente et sortante, également exprimée par la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{I_{\text{out}}(\omega)}{I_{\text{in}}(\omega)} = |H(\omega)|^2 = \mathrm{e}^{-\alpha(\omega)L} = T(\omega),$$

où L est la longueur de matériau traversée et $\alpha(\omega)$ le coefficient d'absorption du matériau dépendant de la fréquence. On peut montrer [13] que la transmission suit une dépendance lorentzienne à l'écart de fréquence avec le centre du trou, ce qui peut s'exprimer par

$$a(\omega)L = -\ln(T_{\text{min}}) + \frac{-\ln(T_{\text{max}}/T_{\text{min}})}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2 + 1},$$

où T_{max} et T_{min} sont respectivement les valeurs maximale et minimale de la transmission autour de la fréquence du trou, ω_0 la pulsation correspondant à cette fréquence centrale et $\Delta\omega$ la demi largeur à mi-hauteur de la raie. Ceci nous permet d'exprimer la transmission (en puissance) du cristal autour du trou brûlé par :

$$T(\omega) = T_{\text{min}} \times \exp\left(\frac{-\ln(T_{\text{max}}/T_{\text{min}})}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2 + 1}\right). \tag{1.1}$$

L'argument $\Phi(\omega)$ représente quant à lui le déphasage accumulé par une onde lumineuse de fréquence $\omega/2\pi$ lors de la traversée du cristal, et donc la dispersion du matériau.

Relation entre transmission et déphasage : relation de Kramers-Kronig

Les relations de Kramers-Kronig sont des formules mathématiques qui lient les parties réelles et imaginaire de fonctions analytiques sur le demi-plan supérieur de la variable complexe. Dans notre cas, on considère la fonction

$$\ln(H(\omega)) = \ln(|H(\omega)|) + i\Phi(\omega)$$

qui, en supposant que $H(\omega)$ ne s'annule pas, est une fonction analytique sur le demi-plan supérieur des complexes et peut également se mettre sous la forme

$$\ln(H(\omega)) = -\alpha(\omega)L/2 + i\Phi(\omega).$$

Les relations de Kramers-Kronig indiquent que la partie imaginaire de la fonction est liée à sa partie réelle par la transformée de Hilbert, ce qui signifie dans notre cas que

$$\Phi(\omega) = \mathcal{H}_\omega\left[-\alpha(\omega)L/2\right] = -\frac{1}{\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{-\alpha(\Omega)L/2}{\Omega-\omega}\,\mathrm{d}\Omega$$

où l'intégrale impropre est entendue au sens de la valeur principale de Cauchy (notée $\mathcal{P}\int_{-\infty}^{+\infty}$).

En effectuant le changement de variable $\omega = x \times \Delta\omega + \omega_0$ et donc $\Omega = X \times \Delta\omega + \omega_0$ et remplaçant $\alpha(\Omega)L$ par son expression, on obtient

$$\Phi(\omega) = -\frac{ln(T_{\min})}{2\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{X-x}\,\mathrm{d}X - \frac{ln(T_{\max}/T_{\max})}{2\pi}\mathcal{P}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{X^2+1}\frac{1}{X-x}\,\mathrm{d}X.$$

On peut montrer que la première intégrale est égale à zéro, ce qui donne :

$$\Phi(\omega) = \frac{\ln(T_{\max}/T_{\min})}{2}\mathcal{H}_x\left[\frac{1}{x^2+1}\right]. \tag{1.2}$$

Pour calculer cette transformée de Hilbert, on peut remarquer que $(x^2+1)^{-1}$ est la partie réelle de la fonction de la variable complexe

$$f(z) = \frac{1}{1-iz},$$

prise en $z = x + 0i$. La fonction f ne possédant de pôle que dans le demi-plan inférieur (en $-i$), elle est analytique sur le demi-plan complexe supérieur et donc ses parties réelles et imaginaires sont liées par la transformée de Hilbert. Or, pour $x \in \mathbb{R}$, on peut décomposer $f(x)$ en

$$f(x) = \frac{1}{1-ix} = \frac{1+ix}{x^2+1} = \frac{1}{x^2+1} + i\frac{x}{x^2+1}$$

et donc

$$\mathcal{H}_x\left[\frac{1}{x^2+1}\right] = \frac{x}{x^2+1}.$$

En replaçant cette expression dans l'Équation 1.2, et en exprimant x en fonction de ω, on obtient pour la phase

$$\Phi(\omega) = \frac{\ln(T_{\max}/T_{\min})}{2}\frac{(\omega-\omega_0)/\Delta\omega}{((\omega-\omega_0)/\Delta\omega)^2+1}. \tag{1.3}$$

Allure et caractéristiques du signal de dispersion

La fonction de l'Équation 1.3 est impaire et présente une partie quasi linéaire autour de la fréquence centrale du trou brûlé, ce qui en fait un bon signal d'erreur pour réaliser un asservissement de la fréquence du laser à celle du trou brûlé. L'allure du signal de dispersion $\Phi(\nu - \nu_0)$ et du signal de transmission de puissance $e^{-\alpha(\nu-\nu_0)L}$ est donnée sur la Figure 1.3 pour le cas d'un trou spectral d'une largeur de raie de 4 kHz et dont la transmission est entre 0,2 et 0,5 comme dans le cas de trous spectraux effectivement brûlés sur notre dispositif. La pente du signal dispersif autour de la fréquence centrale du trou est donnée par

$$\left.\frac{d\Phi(\nu)}{d\nu}\right|_{\nu=\nu_0} = \frac{\ln(T_{max}/T_{min})}{2\Delta\nu}.$$

Dans le cas du trou spectral représenté sur la figure, la pente du discriminateur de fréquence autour de la fréquence centrale est de l'ordre de 0,2 mrad/Hz.

Cette expression nous a permis d'évaluer la valeur du déphasage dû la traversée du cristal en fonction de la différence entre la fréquence du laser et le centre du trou spectral. Les sections suivantes présentent le montage expérimental qui est utilisé pour réaliser des trous spectraux brûlés et mesurer le déphasage introduit par la traversée du cristal. La première étape consistera à maintenir le cristal à température cryogénique pour assurer la métastabilité des niveaux hyperfins de l'état fondamental et permettre d'atteindre une largeur de raie fine, puis à obtenir

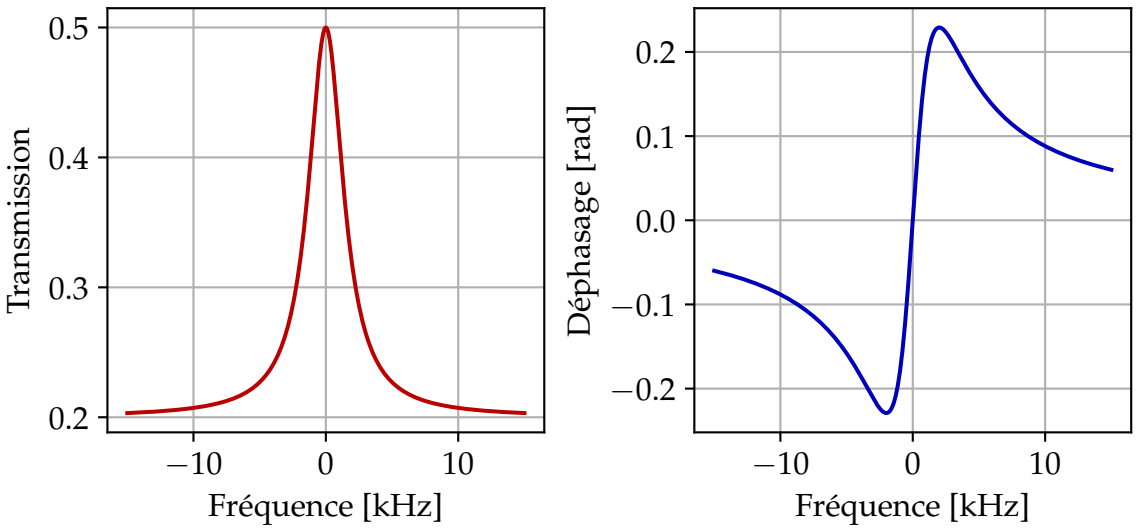

FIGURE 1.3. – Simulation numérique de l'allure du signal de transmission et de déphasage d'un trou spectral (modèle théorique).

des signaux électriques à l'aide d'un montage optique et électronique contenant les informations d'absorption et de déphasage induits par le cristal et enfin à traiter numériquement ces signaux pour récolter cette information et l'utiliser de plusieurs façons possibles.

1.2 Refroidissement du cristal

L'apparition de trous spectraux brûlés ne peut se produire que lorsque la température est suffisamment basse pour que les sous-niveaux de l'état fondamental de la transition soient métastables. Le système cryogénique qui permet de maintenir le cristal en dessous de 4 K est donc d'un élément fondamental de l'expérience auquel un soin tout particulier a été apporté.

Au début de ma thèse, un nouveau modèle de cryostat a été mis en place dans le but d'obtenir de meilleures performances, notamment au niveau acoustique, mais aussi pour permettre une plus grande liberté dans le système présent à l'intérieur.

1.2.1 *Cryostat en circuit fermé*

Pour pouvoir disposer d'un dispositif cryogénique fonctionnant en continu sans nécessiter de remplissage périodique d'hélium liquide, un cryostat en circuit fermé d'hélium a été privilégié [3]. Dans ce type de fonctionnement, l'énergie de la partie à refroidir est extraite à l'aide d'un fluide caloporteur, ici de l'hélium 4 gazeux. Diverses architectures existent pour réaliser ce refroidissement, notamment le cycle Stirling, le cycle de Gifford-MacMahon, ou encore le cycle de Joule-Thompson [34]. Dans notre cas, nous avons choisi une autre technique combinant différentes architectures basée sur un cycle à tube pulsé qui présente l'avantage majeur d'avoir un niveau de vibration plus bas que les autres grâce à l'absence de parties mobiles dans le doigt froid.

Principe du cryostat à tube pulsé

Le cryostat à tube pulsé est issu d'un développement des cryostats de type Stirling et Gifford-MacMahon dont le but était de s'affranchir du déplaceur mobile qui permet de changer l'endroit où se déroulent les échanges thermiques : au niveau du doigt froid

3. Le choix de cette technique a été dirigé par le développement original de cette expérience dans le domaine de la stabilisation en fréquence de laser pour pouvoir obtenir un système opérable en continu intégré dans une chaîne de métrologie temps-fréquence.

pour la récupération de chaleur par le gaz, au niveau d'un échangeur avec l'extérieur pour la restitution. Le principe de base du tube pulsé a été introduit en 1963 par Gifford et Longsworth [35] et amélioré à plusieurs reprises pour atteindre des températures de l'ordre de 4 K en utilisant plusieurs étages successifs [36]. Le réfrigérateur à tube pulsé avec orifice à un seul étage, présenté sur la Figure 1.4, fonctionne selon un principe de flux d'enthalpie. Le piston (ou tout autre générateur d'ondes de pression à basse fréquence) permet une alternance de haute et basse pression dans le système en déplaçant le gaz. Quand le piston descend, le régénérateur (un volume rempli de billes ou d'un enchevêtrement de fibres, le plus souvent métalliques et de grande capacité thermique) stocke une partie de l'énergie du gaz, diminuant un peu sa température. Le gaz rentre alors dans le tube pulsé où, comprimé et donc réchauffé [4], il est poussé vers le réservoir à température et pression considérées constantes. Il passe alors à travers l'échangeur thermique X_C où cet excès d'énergie est dissipé vers l'extérieur. Lors de la seconde moitié du cycle, quand le piston repart en arrière, le gaz est détendu donc refroidi et aspiré vers le régénérateur à travers l'échangeur X_F où il récupère une partie de l'énergie de l'environnement.

C'est à cet endroit que se produit le refroidissement du doigt froid. Le rôle du déplaceur est en fait joué par la portion de gaz présente au milieu du tube pulsé et qui n'est ni poussée vers le réservoir, ni aspirée vers le régénérateur.

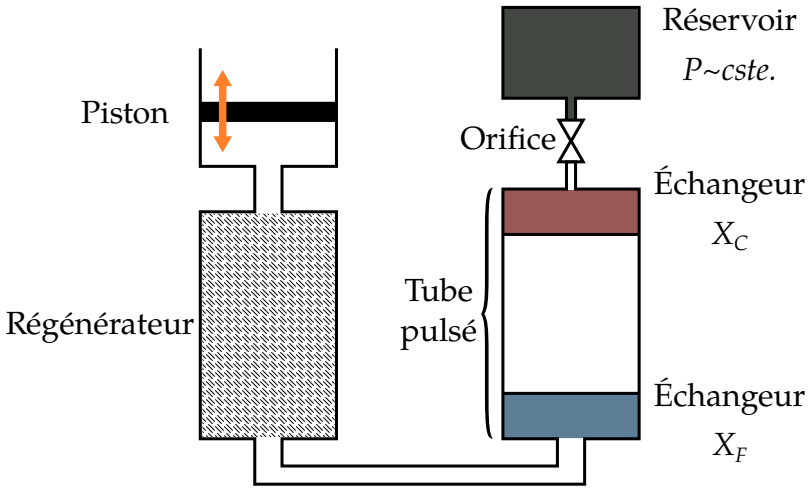

FIGURE 1.4. – Réfrigérateur à tube pulsé à un étage avec orifice et réservoir.

Système cryogénique complet

Le cryostat utilisé est un modèle Optidry 200, basé sur un système à tube pulsé fabriqué par Sumitomo Heavy Industries, et développé et réalisé par la société MyCryoFirm. Un schéma représentant le cryostat est donné en Figure 1.5.

Les ondes de pression nécessaires au fonctionnement du tube pulsé proviennent d'une vanne tournante, elle-même reliée à un compresseur situé en dehors de la salle.

Dans le but de minimiser les vibrations au niveau de l'échantillon et d'obtenir un volume de travail suffisamment important, le cryostat est composé de deux chambres séparées. La première contient les tubes pulsés dont le premier est relié à un bouclier thermique à 50 K et le second à une plaque en cuivre dorée dont la température peut descendre en dessous 4 K.

Le bouclier thermique permet de diminuer l'échauffement de la plaque froide par radiation de l'enceinte extérieure à température ambiante. La plaque froide passe à travers une ouverture dans une seconde chambre dans laquelle elle est reliée à une platine d'expérimentation de 200 mm de diamètre par des tresses de cuivre. Cette deuxième chambre contient également un bouclier thermique à 50 K ainsi que tous les accès optiques nécessaires à l'expérience.

La relativement grande distance (environ 50 cm) entre l'échantillon et le tube pulsé

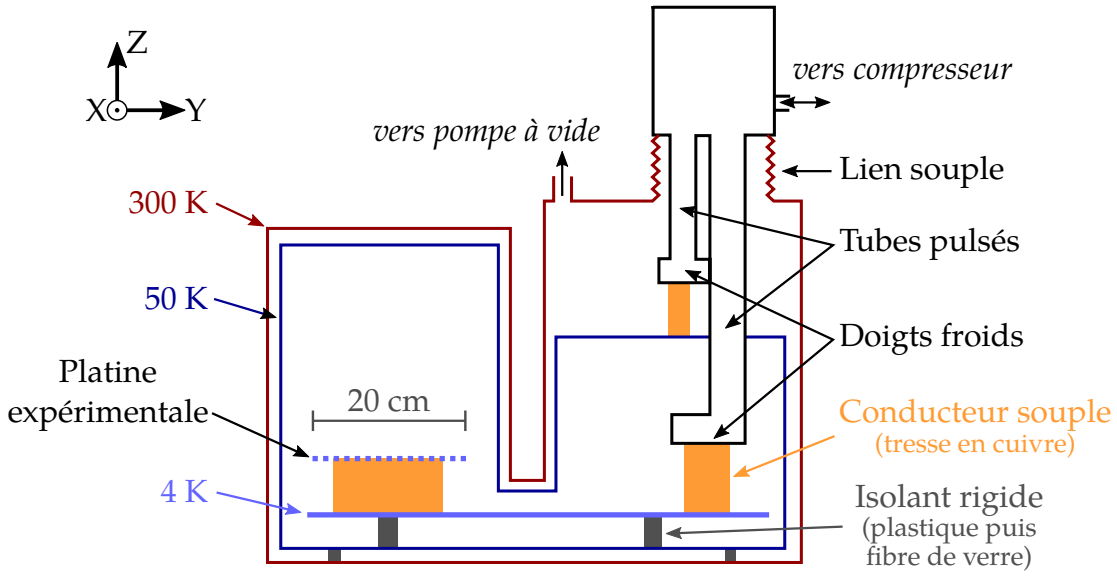

FIGURE 1.5. – Schéma en coupe du cryostat Optidry 200.

4. L'isolation thermique du tube pulsé assure des compressions et détentes adiabatiques entre les deux échangeurs X_C et X_F

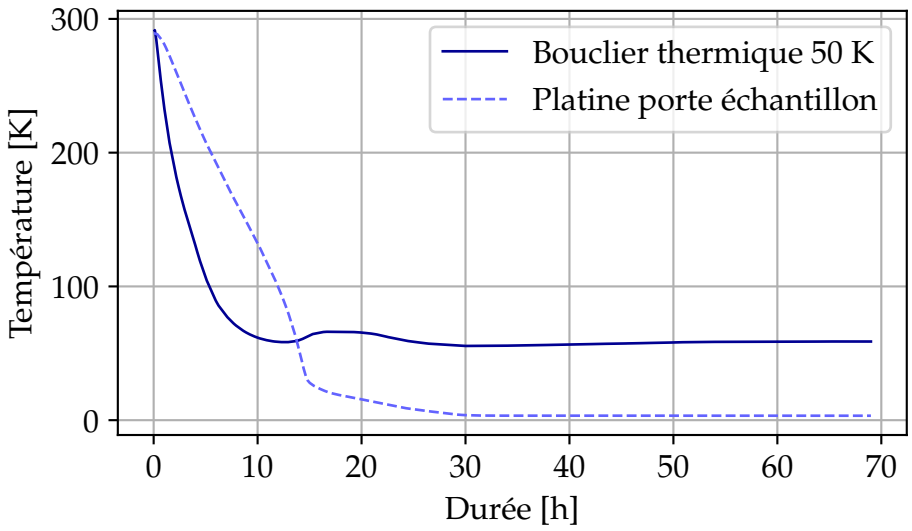

FIGURE 1.6. – Évolution de la température en deux endroits du cryostat après allumage : sur le bouclier à 50 K et au niveau de la platine porte-échantillon à 4 K.

et l'utilisation de deux séries de tresses souples en cuivre recuit pour transporter l'énergie et refroidir la platine expérimentale a pour effet de limiter l'influence des vibrations du tube pulsé sur le cristal. De plus, le tube pulsé n'est pas fixé de façon rigide à l'enceinte extérieure, mais à l'aide d'un tube en accordéon flexible. Un trépied construit autour du cryostat maintient le système à tube pulsé indépendant du reste du cryostat. Il est ainsi possible de réaliser des trous spectraux brûlés sans requérir à une réduction passive des vibrations directement sur la monture du cristal comme cela avait été fait sur l'autre cryostat de chez Montana Instruments utilisé précédemment sur l'expérience [16].

Ce système cryogénique permet d'atteindre une température de 4 K au niveau de la platine porte échantillon en environ 35 h (voir Figure 1.6). Ce temps, relativement long en raison de l'importante masse à refroidir, a été un élément à prendre en compte lors de l'évolution de l'expérience.

1.2.2 *Caractérisation des vibrations*

Il a été observé en utilisant le cryostat Montana Instruments que les vibrations pouvaient avoir un effet très néfaste sur la création de trous spectraux brûlés [16].

J'ai donc réalisé une caractérisation des niveaux de vibrations obtenus sur l'enceinte extérieure du cryostat, la platine expérimentale étant inaccessible lorsque le cryostat est en fonctionnement.

En utilisant un accéléromètre 3 axes posé sur le dessus de l'enceinte extérieure, il est possible de mesurer le bruit d'accélération introduit par le fonctionnement du réfrigérateur. Un analyseur de spectre digital très bas bruit permet de calculer la densité spectrale de puissance du signal obtenu pour pouvoir potentiellement identifier les différentes sources de bruit. Le cryostat est en outre posé sur une plateforme anti-vibrations active (AVI-200/LP du fabricant Table Stable) dans le but d'essayer d'annuler au maximum les mouvements de l'enceinte.

Les courbes obtenues pour les trois axes sont présentées dans la Figure 1.7 avec à chaque fois trois configurations : cryostat (*cryo*) et table anti-vibration (*table*) éteints (référence), cryostat allumé sans compensation du bruit, et cryostat avec réduction active du bruit. Pour les trois axes, la contribution majoritaire apportée par le

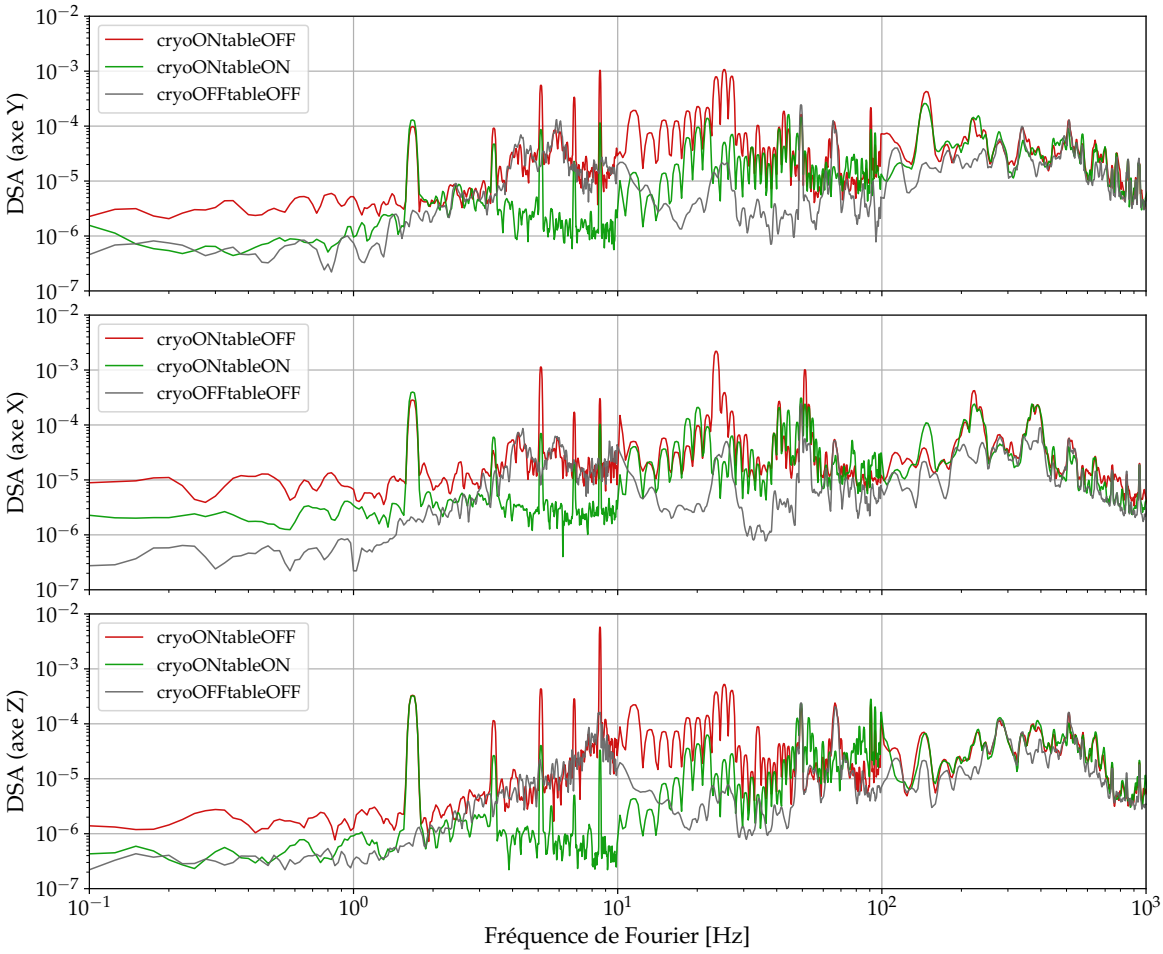

FIGURE 1.7. – Densité spectrale d'accélération (DSA) en $m.s^{-2}/\sqrt{Hz}$ mesurée pour les trois axes spatiaux dans 3 configurations différentes.

fonctionnement du tube pulsé sur la plage de 1 Hz à 100 Hz correspond à l'excitation à la fréquence du cycle du tube (environ 1,7 Hz) et à ses harmoniques (pics entre 1,7 Hz et 40 Hz). Une hausse d'une dizaine de dB du bruit à très basse fréquence sous 1 Hz est également observée. On peut constater enfin que le niveau des pics est généralement plus important selon l'axe vertical Z, ce qui est cohérent avec la position verticale du tube pulsé à l'intérieur du cryostat.

L'utilisation de la plateforme anti-vibration active permet de réduire légèrement le niveau des pics observés, mais la contribution la plus importante est une diminution du niveau général du plancher de bruit hors pics entre 3 Hz et environ 15 Hz. Ce type de plateforme n'est pas optimisé pour réduire l'influence d'une excitation à 1,7 Hz, mais des études sont en cours pour mettre en place un second système de réduction du bruit d'accélération en utilisant des entrées de modulation disponibles sur le contrôleur de la table anti-vibration.

Cette mesure du bruit d'accélération met clairement en évidence une influence importante du tube pulsé sur l'enceinte extérieure du système. Cependant, comme évoqué plus haut, la conception intérieure a été étudiée dans le but de découpler au mieux cette influence sur la platine expérimentale à 4 K. Pour cette raison, il est possible de réaliser des trous spectraux brûlés sans recourir à une isolation passive de l'échantillon. Ces vibrations auront néanmoins un effet sur la stabilité en fréquence du trou brûlé qui sera abordée dans le chapitre 4.

1.2.3 *Influence de la température*

En plus des vibrations, les conditions environnementales thermodynamiques (température et pression) ont également une influence sur la fréquence des trous spectraux brûlés.

Cette influence a déjà été évaluée dans plusieurs groupes (mesures décrites notamment dans les références [23] et [37]). Dans des conditions proches des nôtres, pour un cristal sous vide à une température inférieure à 50 K, une dépendance en T^4 a été observée. Nous avons mené une étude sur une très faible plage de température autour d'une température typique de travail en asservissant la fréquence du laser à celle d'un trou brûlé, et en mesurant cette fréquence à l'aide d'un peigne de fréquence optique lorsque l'on fait varier la température de l'échantillon. Les données obtenues présentées sur la Figure 1.8 permettent d'évaluer la sensibilité linéaire de la fréquence du trou spectral brûlé au proche voisinage de 3,3 K à environ 12,5 Hz/mK pour le site 1.

Pour éviter un excès de bruit de fréquence du trou brûlé dû à des fluctuations

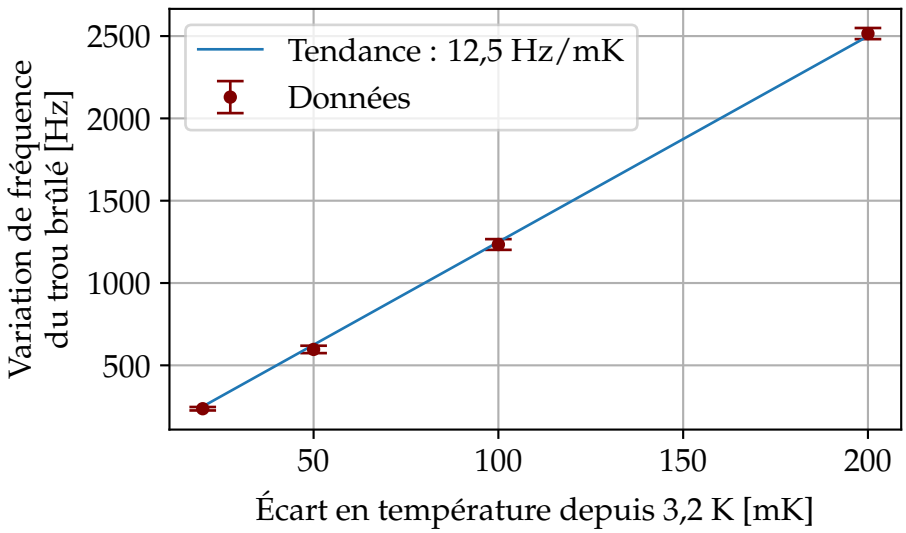

FIGURE 1.8. – Évolution de la fréquence centrale d'un trou brûlé à 3,2 K avec une modification de la température.

de températures du cristal, un système de stabilisation de la température a été mis en place à l'aide d'une thermistance calibrée, d'une résistance chauffante et d'un asservissement numérique réalisé sur un contrôleur de marque Cryocon. Ce système permet de stabiliser la température en réduisant les fluctuations à environ 1 mK, ce qui correspondrait à une variation de fréquence du trou brûlé à 3,2 K d'environ 12,5 Hz. Si de telles fluctuations sont incompatibles avec l'utilisation du dispositif pour la stabilisation de laser, elles ne seront pas limitantes pour l'étude de l'effet de contraintes mécaniques et l'application de ce couplage à des dispositifs opto-mécaniques.

1.3 Montage optique et électronique

Le cristal étant maintenu à une température proche de 4 K, le montage optique et électronique réalisé permet de créer des trous brûlés dans la structure d'absorption mais aussi d'obtenir à partir de ces trous un signal d'erreur permettant de corriger la fréquence du laser pour l'asservir à celle du trou brûlé. Il permet également d'obtenir la dépendance spectrale de l'absorption et du déphasage sur une plage de fréquence fixée ce qui rend possible une observation qualitative et quantitative des différentes caractéristiques de la structure réalisée.

Pour ce faire, deux sources laser sont utilisées. Le laser maître joue le rôle d'oscillateur local, c'est-à-dire qu'il est utilisé comme référence de phase en réduisant

au maximum son interaction avec les ions. Pour ce faire, sa fréquence est choisie pour être le plus loin possible du centre de la raie d'absorption inhomogène, et la puissance utilisée peut être relativement élevée (typiquement 1 mW). Le laser esclave permet de créer les structures de trous brûlés désirées puis de mesurer le déphasage induit par lesdits trous pour en obtenir une correction qui est appliquée à sa fréquence. La mesure du déphasage induit par les trous se fait en mesurant la différence de phase entre deux signaux de battement optiques réalisés sur des photodiodes rapides, l'une recevant de la lumière prélevée avant passage par le cristal, l'autre étant après. Cette utilisation de deux lasers permet d'obtenir une puissance optique, provenant majoritairement du maître, suffisante sur les détecteurs pour limiter l'effet de certaines sources de bruit.

Le schéma global du montage est représenté sur la Figure 1.10.

1.3.1 Sources laser

Type de sources

La transition $^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ des ions europium à l'origine des raies dans le spectre d'absorption du cristal est résonnante avec un rayonnement à une longueur d'onde de l'ordre de 580 nm (jaune).

Pour atteindre cette longueur d'onde, la solution qui a été choisie consiste à utiliser des diodes laser en cavité étendue (DLCE) fabriquées par Toptica fonctionnant à 1160 nm et à en doubler la fréquence. Ceci permet d'une part d'obtenir un laser à la fréquence nécessaire pour interagir avec les ions europium du cristal, et d'autre part d'utiliser l'infrarouge résiduel (le processus de doublage a une efficacité limitée) pour comparer cette fréquence à d'autres lasers grâce à un peigne de fréquences optiques ou encore stabiliser la fréquence du laser sur une cavité Fabry-Pérot.

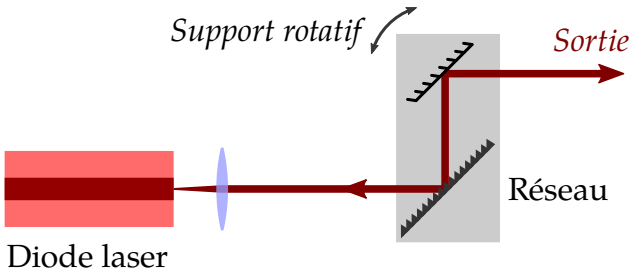

FIGURE 1.9. – Schéma d'une DLCE en configuration Littrow, le premier ordre de diffraction par le réseau est rétro réfléchi dans la diode.

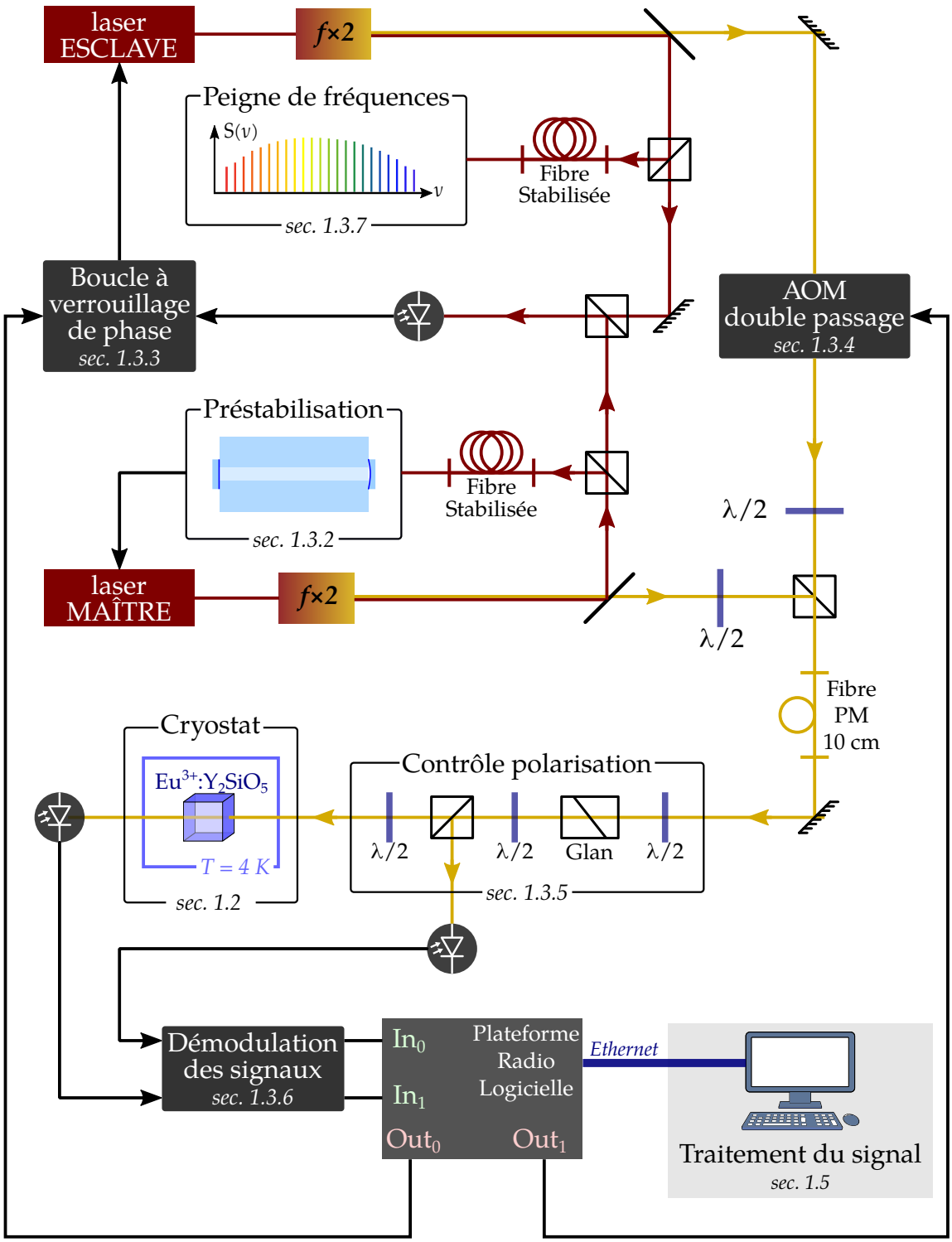

FIGURE 1.10. – Schéma du dispositif expérimental de création et utilisation de trous spectraux brûlés (pour plus de détails sur certaines parties, se référer aux sections indiquées en italique).

Les DLCE présentent l'avantage d'avoir une fréquence ajustable tant très finement que sur une plage relativement étendue de plusieurs GHz sans altération de la qualité du signal émis. Elles possèdent également une largeur de raie plus fine qu'une diode laser simple. Dans la configuration Littrow, qui est celle utilisée par le fabricant Toptica pour les modèles que nous utilisons, le faisceau sortant de la diode laser est diffracté par un réseau oblique de telle sorte que l'ordre zéro de diffraction soit utilisé comme faisceau de sortie, alors que l'ordre 1 est directement rétro-réfléchi dans la diode (voir Figure 1.9).

Une cavité interne est constituée par les deux facettes de la diode ; une cavité externe par la facette arrière et la rétro réflexion du réseau. Dans ces conditions, le mode émis par la DLCE doit être résonnant avec ces deux cavités à la fois, ce qui constitue un critère de sélection plus drastique que dans le cas de la diode laser seule, permettant d'atteindre des largeurs de raie émises de l'ordre de la dizaine kilohertz.

Ce montage offre aussi une grande accordabilité au laser, car de nombreux éléments agissent sur la fréquence émise :

— une modulation rapide du courant de pompe de la diode permet un contrôle à haute bande passante, très utilisé en métrologie pour réduire les fluctuations rapides (stabilisation à court terme) ;
— l'orientation du groupe réseau miroir peut être réglée avec une vis manuelle pour réaliser un réglage grossier de la longueur d'onde en sélectionnant quelle partie du spectre distribué spatialement par le réseau est réinjectée dans la diode ;
— un actionneur piézo-électrique agit sur le même réglage de façon plus fine et potentiellement commandée par une boucle de rétroaction pour un réglage fin de la fréquence ou une compensation de fluctuations lentes (plage de quelques GHz) ;
— le réglage de la température de la diode permet de changer le point de fonctionnement en longueur d'onde en faisant varier la longueur effective des cavités.

Hors des phases d'ajustement de la fréquence sur une large plage, notamment pour changer le site d'absorption étudié, seuls le courant de la diode et la tension d'alimentation de l'actionneur piezo sont utilisés pour contrôler la fréquence.

Le faisceau issu de chacun des lasers est couplé dans une fibre à maintien de polarisation, directement par le fabricant pour le maître, et à l'aide d'un coupleur extérieur pour l'esclave, pour procéder au doublage.

Génération de seconde harmonique

La fréquence des lasers est doublée pour atteindre le jaune à l'aide de cristaux non linéaires fibrés commercialisés par la société japonaise NTT Electronics [5].

La génération de seconde harmonique (voir la référence [38]) est un phénomène non linéaire qui se produit quand une puissance optique suffisante traverse certains matériaux comme le niobate de lithium, de formule $LiNbO_3$, utilisé dans notre cas. L'absorption de deux photons d'énergie plus faible (ici à 1160 nm) conduit à l'émission d'un photon d'énergie plus élevée (à 580 nm).

Pour satisfaire la condition d'accord de phase nécessaire à l'émission du photon jaune, le doubleur que nous utilisons est basé sur le principe de quasi-accord de phase dans des cristaux périodiquement polarisés (comme ceux utilisés dans la référence [39]). L'efficacité du processus de doublage n'est pas infinie, il y a donc toujours en sortie une partie de la puissance dans l'infrarouge. La proportion de lumière convertie dépend de plusieurs paramètres comme la polarisation du faisceau incident et la qualité du quasi-accord de phase réalisé. Cette dernière condition étant liée la température du cristal doubleur, un asservissement thermique est nécessaire pour obtenir une puissance relativement stable aux deux longueurs d'onde en sortie du dispositif. Cette dépendance à la température peut également être utilisée pour les besoins de l'expérience dans le but de modifier la puissance des différents faisceaux laser.

La sortie des deux doubleurs fibrés fournit donc d'une part la lumière jaune à 580 nm nécessaire à la création et à l'interrogation de trous spectraux brûlés, mais aussi la lumière infrarouge à 1160 nm qui sera utilisée pour pré-stabiliser la fréquence du maître sur une cavité Fabry-Pérot (voir sous-section 1.3.2), pour mesurer la fréquence de l'esclave par rapport à un peigne de fréquences optiques (voir sous-section 1.3.7), et pour réaliser un asservissement en fréquence de l'esclave sur le maître (voir sous-section 1.3.3).

1.3.2 *Pré-stabilisation en fréquence du laser maître*

La diode laser en cavité étendue utilisée sur l'expérience présente des fluctuations de fréquence et une largeur de raie trop importantes (de l'ordre de plusieurs centaines de kHz [6]) pour pouvoir créer des trous brûlés étroits. Pour que la largeur des trous ne soit pas limitée par les caractéristiques de la source laser, il est nécessaire de la stabiliser. Pour ce faire, sa fréquence est asservie sur celle d'un mode propre

5. Composant WH-0580-000-A-B-C
6. Donnée du fabricant.

d'une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité est en fait un résonateur optique formé de deux miroirs partiellement réfléchissants séparés par un espaceur transparent. Le champ électrique étant contraint d'être nul au niveau des surfaces des miroirs, seuls peuvent exister dans la cavité des ondes stationnaires dont la longueur d'onde est un diviseur de la distance séparant les miroirs de la cavité. En prenant soin de contrôler l'environnement de la cavité, on peut réduire les fluctuations de sa longueur et ainsi celles de la fréquence de ses différents modes.

La mise en place d'une nouvelle cavité sur l'expérience au début de ma thèse a permis d'améliorer la pré-stabilisation du laser. Le montage optique et la technique utilisée pour asservir la fréquence du laser sur la cavité stabilisée, ainsi que les performances obtenues, seront décrits en détails dans la sous-section 4.2.1.

1.3.3 *Asservissement du laser esclave*

Le laser maître, pré-stabilisé sur la cavité, n'est pas celui qui est utilisé pour créer et interroger les trous spectraux brûlés. Il est donc nécessaire de transférer la stabilité du laser maître au laser esclave. Pour ce faire, une boucle à verrouillage de phase (qu'on désignera par l'acronyme anglais PLL pour *Phase Lock Loop*) avec décalage de fréquence a été mise en place entre les deux lasers en utilisant une partie de la puissance résiduelle à 1160 nm en sortie des doubleurs de fréquence.

Une PLL a été préférée à un asservissement en fréquence car cela permet de fixer la phase du battement entre les deux lasers à celle d'une référence (l'oscillateur servant à générer le décalage en fréquence) en un certain point de l'expérience, supprimant ainsi le bruit intrinsèque provenant des lasers, ainsi que celui provenant de la propagation dans les fibres menant aux doubleurs de fréquence. C'est également nécessaire pour pouvoir utiliser la détection hétérodyne [40] basée sur la mesure d'une différence de phase induite par le trou spectral entre les deux lasers. Cette boucle permet aussi de scanner la fréquence du laser esclave tout en restant asservi à celle du maître.

Principe

La PLL réalisée (voir Figure 1.11) agit comme une stabilisation de la fréquence du battement optique entre les deux lasers en annulant la différence de phase entre le-dit battement et un signal de référence. Elle permet donc de transférer la stabilité du laser maître au laser esclave tout en procurant un point d'action (le signal utilisé comme référence) pour pouvoir moduler la fréquence du laser esclave. Elle a pour but d'annuler la différence de phase instantanée entre le signal électronique provenant

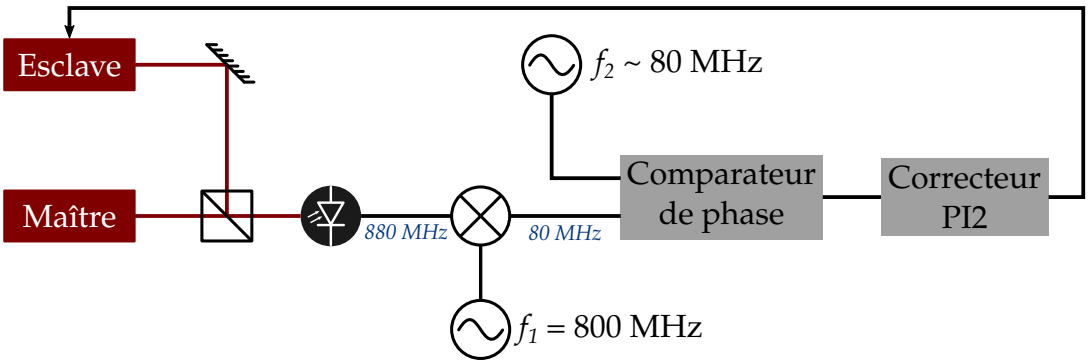

FIGURE 1.11. – Schéma de fonctionnement de la boucle à asservissement de phase entre les deux lasers.

de la photodiode et un oscillateur local de fréquence déterminée. Dans notre cas, deux oscillateurs locaux utilisant une référence de fréquence commune sont utilisés lors de la réalisation de l'asservissement :

— un synthétiseur fixe à $f_1 \approx 800$ MHz introduit la plus grande partie du décalage entre les lasers pour placer l'esclave proche du centre de la courbe d'absorption inhomogène quand le maître est asservi à la cavité ;
— un signal provenant du système de pilotage de l'expérience à $f_2 \approx 80$ MHz est modulé par la correction calculée pour asservir la fréquence du laser sur celle du trou brûlé ou par une rampe linéaire de fréquence.

On utilise deux oscillateurs, car les composants utilisés pour réaliser l'asservissement de phase et générer le signal de pilotage ne permettent pas d'atteindre directement des fréquences de l'ordre de 900 MHz.

Au sein du boîtier de PLL (fabriqué par l'atelier d'électronique du laboratoire), un comparateur de phase[7] permet d'obtenir un signal électrique dépendant de la différence de phase entre le signal descendu à 80 MHz par démodulation avec f_1 et le signal à f_2. La boucle de correction a pour but de maintenir la phase de ces deux signaux égale en réagissant sur la fréquence du laser esclave, et une modulation du signal à f_2 est ainsi automatiquement répercutée sur le laser. Le correcteur implémenté est un proportionnel intégrateur qui, agissant sur le courant de la diode laser, permet une correction rapide de la fréquence.

Performances

Lorsque la boucle de l'asservissement est fermé, la fréquence du battement entre maître et esclave est fixée à la valeur définie par les deux oscillateurs. Si on regarde la

7. Détecteur phase fréquence MCK12140

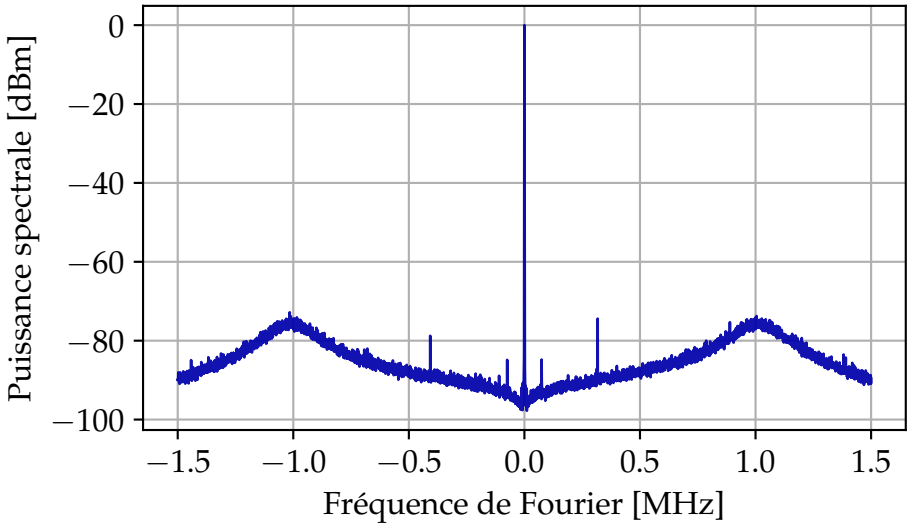

FIGURE 1.12. – Répartition spectrale de l'énergie autour de la fréquence consigne de la boucle d'asservissement dans le signal de battement entre maître et esclave (bande de mesure : 1 Hz).

répartition spectrale de l'énergie contenue dans le signal de battement (représentée sur la Figure 1.12), on constate que la bande passante de l'asservissement réalisé est d'environ 1 MHz.

1.3.4 *Mise en forme temporelle et spectrale du faisceau*

Avant de combiner les deux lasers à 580 nm pour envoyer le faisceau résultant vers le cristal, il est nécessaire de mettre en place un dispositif permettant de contrôler la puissance optique du laser esclave dans le temps pour générer des impulsions de durée, puissance et fréquence optique contrôlées.

Pour réaliser cette fonction, un modulateur acousto-optique (abrégé en AOM pour *Acousto-Optic Modulator*) a été placé sur le trajet de la lumière. Cet appareil permet, via un réseau de diffraction formé dans un cristal par une onde acoustique, de séparer le faisceau en plusieurs ordres dont l'un (ordre zéro) n'est pas affecté, si ce n'est en puissance, tandis que la fréquence des autres est décalée d'un nombre entier relatif de fois celle du signal électrique servant à générer l'onde acoustique. Si le signal alimentant l'AOM contient plus d'une seule fréquence, alors le spectre du faisceau optique émergeant dans les différents ordres contiendra également plusieurs fréquences. Ceci permet une modification fine du spectre de la lumière, nécessaire au développement de la méthode de détection double hétérodyne présentée dans

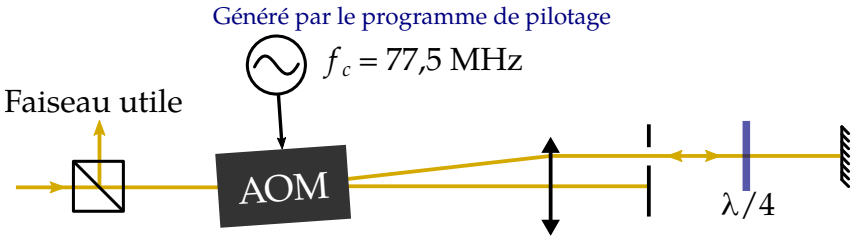

FIGURE 1.13. – Montage en double passage du modulateur acousto-optique. L'ordre utilisé est l'ordre -1, la fréquence centrale finale est donc décalée de $-2 \times 77{,}5 = -155$ MHz.

la sous-section 4.2.2. La puissance du signal électrique envoyé affecte également la répartition de puissance entre les ordres en sortie du modulateur ce qui permet d'avoir un contrôle de la puissance instantanée.

Montage en double passage

Comme la séparation angulaire entre les différents ordres dépend de la fréquence, et que le faisceau après l'AOM se propage sur une distance d'environ 1 m, l'AOM est utilisé en double passage (voir schéma Figure 1.13). Ce montage permet de s'affranchir du problème de changement d'orientation, car le faisceau émergent est par construction systématiquement superposé au faisceau incident. En effet, le centre du cristal est placé au foyer d'une lentille convergente de focale suffisante pour permettre aux deux ordres d'être suffisamment séparés pour masquer l'ordre zéro à l'aide d'un iris et rétro-réfléchir l'ordre -1 dans l'AOM. Le nouvel ordre -1 après second passage se trouve alors superposé au faisceau incident.

Ce montage, s'il permet de s'affranchir du problème de mouvement du faisceau incident, pose cependant deux contraintes :

— de part l'efficacité limitée de la diffraction, le double passage implique d'avoir une puissance plus faible dans le double ordre -1 en sortie ;
— la double interaction du faisceau lumineux peut, dans le cas d'un signal incident pluri-fréquentiel, donner des résultats non désirés.

Le premier point n'est pas une réelle limitation en ce sens que les 2 mW incidents permettent d'obtenir plusieurs dizaines de µW, suffisant pour toutes les opérations sur les trous brûlés réalisées. Le second point nécessite de modifier la façon de générer le signal envoyé à l'AOM selon une méthode qui sera détaillée en même temps que le programme de pilotage. Ce signal, centré sur 77,5 MHz (fréquence optimale de fonctionnement) est généré informatiquement par un programme de pilotage décrit en détail dans la section 1.4 et peut contenir différentes composantes spectrales dans

une bande de 1 MHz autour de la fréquence centrale.

En sortie du dispositif, on obtient donc des impulsions lumineuses de durée arbitraire ou en régime continu, de puissance contrôlée et dont le spectre peut contenir une ou plusieurs fréquences dans une bande de 2 MHz. Le dispositif d'asservissement de la fréquence du laser esclave décrit plus haut (voir sous-section 1.3.3) permet en outre de faire varier continûment et sur une plus large plage la fréquence du laser.

1.3.5 Contrôle de la polarisation et détection

En sortie du modulateur acousto-optique, le faisceau à 580 nm issu de l'esclave est combiné avec celui du maître dans un cube séparateur polarisant. Deux lames demi-ondes sur montures rotatives, placées sur le trajet de chaque laser avant le cube combineur, permettent de régler la puissance envoyée vers le cristal.

Le faisceau combiné est injecté dans une fibre optique à maintien de polarisation de 10 cm dans le but d'assurer un recouvrement spatial optimal. En effet, avant cet ajout, il était difficile d'assurer un recouvrement identique des faisceaux des deux lasers dans les deux photodiodes servant à mesurer le déphasage induit par le cristal. Les fluctuations de puissance étaient à l'origine d'augmentation du bruit de détection suffisamment importantes pour limiter la mesure de phase. De plus, en sortie de fibre, un objectif de microscope de focale plus importante que celui utilisé pour le couplage permet d'obtenir un faisceau plus large de waist 4,5 mm assurant une meilleure illumination du cristal [8]. Le faisceau émergeant est composé des deux lasers en polarisation orthogonale l'un par rapport à l'autre et de fréquences différentes.

Une nouvelle lame demi-onde et un polariseur Glan sont utilisés pour projeter ces deux polarisations sur le même axe. Ce type de polariseur permet des taux d'extinction très élevés, et donc un état très pur en sortie. L'orientation de la lame à retard de phase permet de moduler le rapport de puissance entre les deux lasers : pour le brûlage des trous, le laser maître n'est pas utile, tandis que le laser esclave doit être à une puissance relativement importante ; tandis que pour l'interrogation, il faut privilégier la puissance du maître pour obtenir un niveau de signal élevé sans dégrader les trous brûlés.

Une dernière lame demi-onde suivie d'un cube séparateur de polarisation est utilisée pour séparer le faisceau en deux bras, l'un allant directement dans une lentille et une photodiode, le second passant à travers le cristal avant détection. La photodiode placée sur le premier bras permettra d'obtenir un signal de référence dont

8. Le phénomène de trous brûlés étant un effet collectif des ions piégés dans le cristal, il est intéressant de pouvoir illuminer la plus grande surface possible pour obtenir le meilleur contraste.

la phase dépendra de la longueur du chemin optique parcouru par les lasers duquel la plus grande partie aura été parcourue aussi par la lumière traversant le cristal. La différence de phase entre les signaux issus des deux photodiodes sera donc liée à la différence de chemin optique parcourue (que l'on voudra la plus courte possible) et à la dispersion due à l'éventuel trou spectral brûlé à la fréquence correspondante dans le spectre d'absorption du cristal.

1.3.6 Obtention des signaux électroniques

Si on considère le cas où un signal mono-tonal est envoyé à l'AOM, et si la fréquence du laser maître est inférieure à celle de l'esclave (ce qui a été le cas lors de la plupart des mesures) la fréquence f_b du battement obtenue sur les photodiodes est la suivante :

$$\begin{aligned} f_b &= \left(\nu_{\mathrm{SL},580\,\mathrm{nm}} - 2f_{\mathrm{AOM}}\right) - \nu_{\mathrm{ML},580\,\mathrm{nm}} \\ &= 2\times\left(\nu_{\mathrm{SL},1160\,\mathrm{nm}} - \nu_{\mathrm{ML},1160\,\mathrm{nm}}\right) - 2f_{\mathrm{AOM}} \\ &= 2\times\left(f_1 + f_2 - f_{\mathrm{AOM}}\right), \end{aligned} \tag{1.4}$$

où f_{AOM} est la fréquence du signal pilotant le modulateur acousto-optique, $\nu_{\mathrm{SL},1160\,\mathrm{nm}}$, $\nu_{\mathrm{ML},1160\,\mathrm{nm}}$, $\nu_{\mathrm{SL},580\,\mathrm{nm}}$ et $\nu_{\mathrm{SL},580\,\mathrm{nm}}$ sont respectivement les fréquences optiques des lasers esclave et maître avant et après doublage, f_1 est la fréquence fixe de démodulation du battement pour la PLL et f_2 la fréquence générée par la carte d'interface et pilotée par le programme (voir la Figure 1.11). Dans un cas de fonctionnement typique, on obtient f_b = 1605 MHz. Ce signal issu des photodiodes doit être démodulé jusqu'à une fréquence de 8 MHz pour pouvoir être acquis par la plateforme de développement et traité par le programme sur l'ordinateur de contrôle. Cette fréquence correspond à un point de fonctionnement optimal des convertisseurs analogique numérique

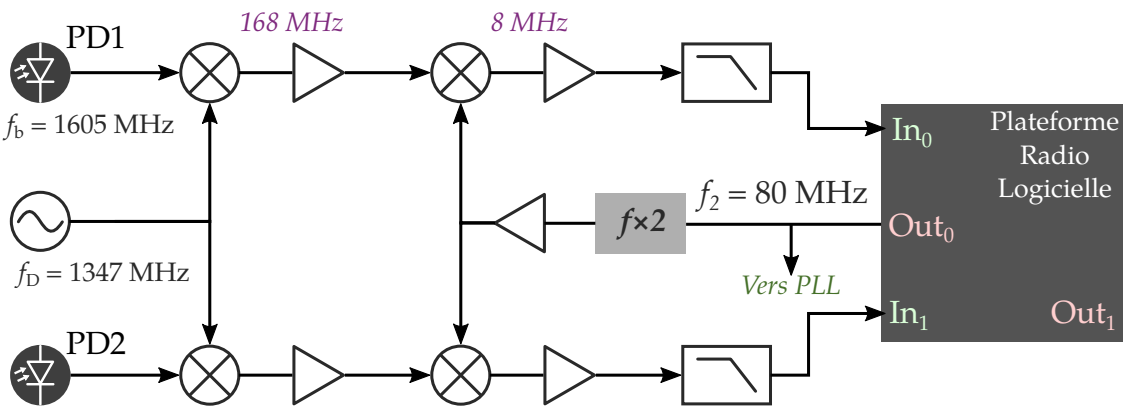

FIGURE 1.14. – Chaîne de démodulation des signaux électroniques avant acquisition.

utilisés dans la plateforme d'acquisition. La chaîne de traitement radio-fréquence réalisant ces opérations est représentée sur la Figure 1.14.

Par ailleurs, la formule fait intervenir f_2 qui, comme cela a été mentionné à la sous-section 1.3.3, n'est pas toujours une fréquence fixe. Ceci conduit à avoir une fréquence de signal de battement potentiellement variable, posant un problème pour le filtrage en bande étroite qui sera effectué numériquement. Pour cette raison, le signal provenant des photodiodes est démodulé en deux temps : d'abord par un oscillateur fixe à fréquence f_D qui dépend de la partie fixe du décalage en fréquence entre les lasers (donnée par f_1 dans le montage de la PLL), puis en utilisant le même signal à f_2 mais doublé en fréquence pour compenser le fait que la PLL est réalisée dans l'infrarouge alors que la détection l'est dans le jaune.

Le signal est également filtré pour éliminer les hautes fréquences résiduelles et amplifié pour avoir un niveau suffisant avant sa numérisation.

On obtient donc pour chacune des photodiodes deux signaux de fréquence centrale 8 MHz même lorsque la fréquence du laser esclave varie et pouvant contenir plusieurs composantes spectrales (selon le signal envoyé au modulateur acousto-optique).

1.3.7 Comparaison avec un peigne de fréquences optiques

Pour mesurer la fréquence de notre laser et l'influence du trou brûlé, une partie de la lumière du laser esclave à 1160 nm est envoyée, via une fibre stabilisée, dans une autre salle d'expérience contenant un peigne de fréquences optiques, à environ 20 m de la nôtre. Le peigne de fréquences optiques est issu du rayonnement d'un laser femtoseconde délivrant des impulsions de courte durée et donc de grande étendue spectrale. L'intérêt d'un tel dispositif réside dans le fait que le spectre de la lumière émise est discrétisé avec un pas correspondant à la fréquence de répétition

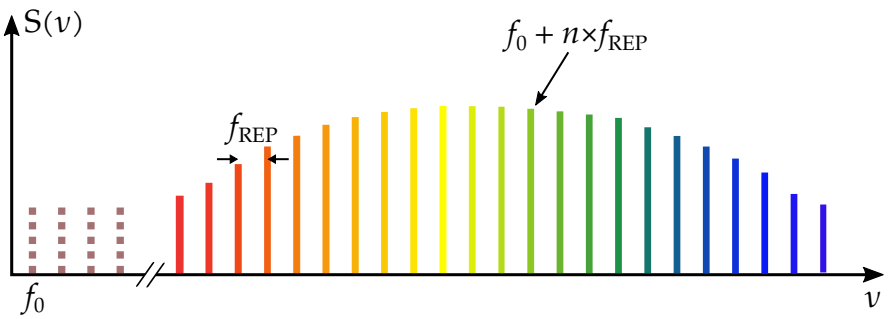

FIGURE 1.15. – Représentation schématique du spectre typique d'un peigne de fréquences optiques.

des impulsions, comme on l'a représenté sur la Figure 1.15. Notons cependant que les couleurs n'ont qu'une valeur représentative, le peigne réel utilisé ayant en réalité la plus grande partie de son spectre dans l'infrarouge. La fréquence de la dent numéro n vaut donc

$$\nu_n = f_0 + n \times f_{REP} \tag{1.5}$$

où f_0 est la fréquence liée au déphasage du champ entre deux impulsions successives et f_{REP} la fréquence de répétition des impulsions. Si la lumière du peigne est mélangée avec celle d'un laser dont la fréquence se trouve dans la gamme couverte, on obtient alors un signal de battement avec la dent la plus proche numérotée N :

$$f_{b(\text{laser, peigne})} = |\nu_{\text{laser}} - (f_0 + N \times f_{REP})| \tag{1.6}$$

Ce signal électronique de fréquence inférieure à $f_{REP}/2$ [9] peut être mesuré pour en obtenir la valeur absolue ou la stabilité et donc obtenir des informations sur le laser. On peut également réaliser des battements avec des lasers à des longueurs d'onde très différentes pour pouvoir les comparer alors que cela serait impossible en essayant de réaliser un battement direct (voir par exemple la référence [41]).

Dans le cas de notre laboratoire, le peigne de fréquences présente certaines caractéristiques importantes :

1. le peigne, via l'une de ses dents, est stabilisé sur une cavité Fabry-Pérot ultrastable, conférant à l'ensemble des dents la même stabilité de l'ordre de quelques 10^{-16} à une seconde de temps d'intégration ;
2. la fréquence de répétition, de l'ordre de 250 MHz et qui fixe l'écart entre les dents, peut être mesurée avec exactitude via un signal provenant des masers à hydrogène utilisés dans un autre département du laboratoire ;
3. un montage particulier de démodulation permet de s'affranchir de la partie à f_0, autrement difficilement mesurable, dans le signal de battement.

Le premier point autorise, dans un premier temps, à mesurer la stabilité du laser esclave par rapport à celle du peigne, car la fréquence de ce dernier est plus stable que celle obtenue tant avec notre cavité qu'avec les trous spectraux brûlés. Dans un second temps, les évolutions de l'expérience de trous brûlés devraient amener une stabilité meilleure que celle du peigne, et dans ce cas, le peigne servira à transférer la stabilité du laser asservi sur trous brûlés aux autres lasers du laboratoire.

Les deux caractéristiques suivantes donnent aux dents du peigne une grande stabilité à long terme en même temps qu'une exactitude absolue de la fréquence

9. Il est en réalité courant, pour éviter certains bruits parasites, d'utiliser un ordre supérieur, donc le battement avec une autre dent que la plus proche.

des dents, ce qui permet de pouvoir mesurer la fréquence absolue du laser pour, notamment, mesurer certaines caractéristiques de notre cavité.

Le signal optique envoyé dans la salle du peigne y est traité par l'équipe qui y travaille pour obtenir des informations sur la stabilité et la fréquence du laser esclave en comparaison avec celle de la cavité utilisée pour stabiliser la fréquence du peigne, et une partie de la puissance du signal de battement revient dans notre salle pour pouvoir procéder notamment à des mesures de bruit de phase.

1.4 Traitement numérique du signal

Dans un premier temps, et pour la majorité des mesures qui ont été réalisées sur cette expérience, le traitement des signaux reçu a été effectué en utilisant une plateforme de radio logicielle (dispositif permettant l'acquisition, le pré-traitement et la transmission de signaux radiofréquence) associé à un programme tournant sur l'ordinateur et basé sur une librairie libre nommée GNU Radio [10]. Cette librairie écrite en majoritairement en C++ contient un ensemble de fonctions élémentaires de traitement du signal qui fonctionnent comme des blocs qui sont assemblés afin de constituer une chaîne de traitement du signal appelée *flowgraph*. Les essais réalisés utilisant un autre type de plateforme de traitement seront présentés dans le chapitre 4.

Dans notre cas, un ensemble de scripts python a été écrit pour décrire les différents *flowgraphs*, décrire une interface graphique, et réaliser l'ensemble des fonctions liant les deux. Dans cette section nous décrirons les différents éléments de traitement du signal implémentés. Si le principe reste le même que celui qui était en place sur l'expérience avant mon travail de thèse, j'ai réalisé de nombreuses modifications d'implémentations et d'utilisations qui ont conduit à une chaîne de traitement plus simple et qui ont permis d'éviter certaines incertitudes de mesure.

1.4.1 *Implémentation matérielle et généralités*

Les signaux issus des photodiodes et démodulés sont acquis par une plateforme de radio logicielle de type USRP X300/X310 développée par Ettus Research dont le rôle est l'acquisition et l'obtention de signaux en bande de base complexes de type IQ envoyés via une interface Ethernet à l'ordinateur où ils sont traités.

10. Voir le site du projet gnuradio.org

Plateforme de développement

La plateforme X300 d'Ettus Research utilisée est composée de plusieurs éléments organisés autour d'une puce FPGA (*Field Programmable Gate Array*) permettant de passer des signaux RF aux échantillons numériques utilisables par l'ordinateur et *vice versa*.

Les signaux issus des câbles branchés sur les voies RX1 et RX2 sont convertis en signaux numériques par des CAN (Convertisseurs Analogique-Numérique) à un taux de 200 MSPS [11]. Ils sont ensuite filtrés et ré-échantillonnés au sein du FPGA pour descendre la fréquence d'échantillonnage à 2 MSPS (par une technique de *Digital Down-Conversion*) et ainsi éviter de surcharger le processeur de l'ordinateur. Les échantillons sont ensuite envoyés vers l'ordinateur via une connexion Ethernet. Ce taux d'échantillonnage permet d'obtenir le signal dans une bande de ±1 MHz autour de la fréquence des signaux d'entrée, soit 8 MHz. Ceci est suffisant dans la plupart des cas, car l'AOM ne permet actuellement la modulation que dans une bande de fréquence équivalente autour de sa fréquence de fonctionnement.

Le processus est similaire pour les signaux générés par le programme qui sont reçus par la plateforme FPGA, ré-échantillonnés cette fois vers un taux d'échantillonnage plus important (200 MSPS) par une technique de *Digital Up-Conversion* avant d'être convertis en signaux analogiques.

Traitement des échantillons

L'acquisition des signaux par la plateforme de développement produit des signaux complexes dont le module et l'argument sont respectivement liés à la puissance et à la phase des signaux entrants. Similairement, les signaux réels générés par les convertisseurs numériques analogiques le sont à partir de signaux échantillonnés complexes. La librairie GNU Radio utilisée sur l'ordinateur permet de récupérer d'une part et d'émettre d'autre part ces échantillons complexes à la fréquence d'échantillonnage spécifiée lors de l'initialisation des fonctions (dans notre cas, 2 MSPS). Les blocs permettant le lien avec l'interface sont nommés USRP RX0 et USRP RX1 pour les entrées ; et USRP TX0 et USRP TX1 pour les sorties. Les blocs USRP RX0 et USRP RX1 permettront d'obtenir les signaux numériques issus des photodiodes, et les blocs USRP TX0 et USRP TX1 recevront les signaux numériques destinés à piloter respectivement l'écart de fréquence entre les deux lasers et le modulateur acousto-optique agissant sur le laser esclave.

Au sein du programme, les échantillons peuvent être traités de deux façons

11. pour *Mega Samples Per Second*, soit millions d'échantillons par seconde.

différentes : en mode *stream* où ils sont traités un à un ; et en mode vecteur où ils sont traités par paquet de taille fixée. Des blocs de traitement permettent d'organiser les échantillons pour passer d'un mode à l'autre. Certaines fonctions nécessitent de recevoir les échantillons en mode vecteur pour les traiter, par exemple le bloc FFT réalisant une transformée de Fourier discrète sur un nombre d'échantillons donné, correspondant à une certaine fenêtre temporelle.

Le passage d'un mode à l'autre change localement le taux d'objet par seconde, un objet pouvant être un échantillon unique en mode *stream* ou un groupe d'échantillons en mode vecteur. Les flux de données seront représentés comme précisés sur la Figure 1.16 dans l'ensemble des descriptions de *flowgraph* suivantes.

Dans les sections suivantes, je présenterai les différentes parties du processus de traitement numérique du signal mis en place dans l'ordinateur. L'objectif étant de relier ensembles les entrées, les sorties et une interface utilisateur.

1.4.2 Génération du signal de pilotage de l'AOM

Le modulateur acousto-optique présent sur le trajet du laser esclave joue un rôle double :

— il permet de régler dynamiquement la puissance du laser esclave qui parvient au cristal, pour générer des impulsions ou un régime continu ;
— il peut modifier le contenu spectral de la lumière en générant un nombre arbitraire de fréquences dans une plage donnée.

Le signal généré par cette partie du code doit pouvoir réaliser ces deux opérations. Le *flowgraph* produisant ce signal est représenté sur la Figure 1.17.

Représentation fréquentielle

Pour pouvoir créer un spectre arbitraire, on utilise comme paramètre une représentation du spectre échantillonné sous forme de vecteur couvrant la plage de fréquences accessibles. Un exemple de vecteur est donné à gauche sur la Figure 1.18. Une transformée de Fourier discrète inverse calculée par algorithme de FFT (*Fast*

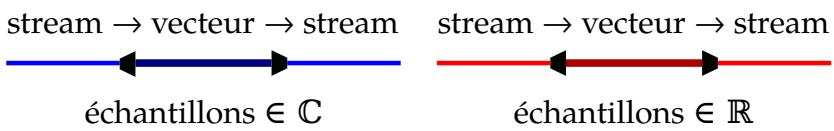

FIGURE 1.16. – Code couleurs des différents modes de signaux traités dans les *flowgraphs* GNU Radio.

Fourier Transform) permet d'obtenir le signal temporel correspondant au spectre choisi (en exemple à droite sur la Figure 1.18), et ce signal est répété en boucle tant que le vecteur source ne change pas. Cette transformée est effectuée sur un nombre de points donnés correspondant au nombre de points du vecteur source, qui est dans le cas habituel 128. Ce nombre de point fixe à la fois la résolution du spectre et le taux d'échantillonnage des vecteurs émis. L'étendue du spectre accessible étant fixée par la fréquence d'échantillonnage des blocs d'entrées/sorties (ici 2 MHz) On obtient donc un écart δf entre deux valeurs du vecteur source de :

$$\delta f = \frac{f_s}{NFFT} = \frac{2 \times 10^6}{128} = 15{,}625 \text{ kHz} \tag{1.7}$$

Le point médian du vecteur source représente la fréquence nulle (donc un signal continu), la moitié supérieure les fréquences positives par pas de 15,625 kHz et la moitié inférieure les fréquences négatives avec le même pas.

Le signal en sortie de la transformée de Fourier est donc un signal périodique (ou constant) contenant des signaux IQ qui sont ensuite, après un traitement permettant de compenser l'effet du double passage de l'AOM, utilisés pour moduler la sortie TX1 de la plateforme de développement autour de 77,5 MHz (fréquence centrale d'utilisation du modulateur).

Compensation du double passage

Nous l'avons vu, le modulateur acousto-optique est utilisé en double passage sur le chemin du laser esclave pour éviter des problèmes de désalignement. Ceci a pour effet de faire interagir deux fois la lumière avec l'onde acoustique et donc de décaler deux fois la fréquence. L'effet sur le champ électrique peut être décrit par

$$E_{\text{out}}(t) = \alpha_1^2 S_{\text{AOM}}^2(t) E_{\text{in}}(t) \tag{1.8}$$

où α_1 est l'efficacité de diffraction dans l'ordre 1 et $S_{\text{AOM}}(t)$ le signal RF incident sur l'AOM [42].

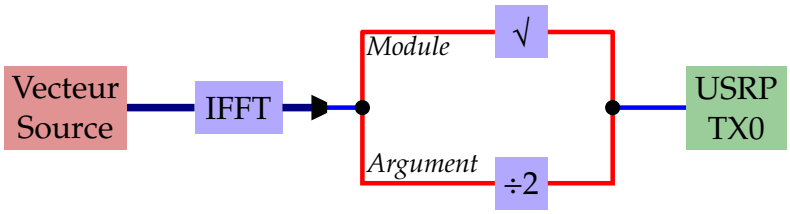

FIGURE 1.17. – Génération du signal de pilotage l'AOM.

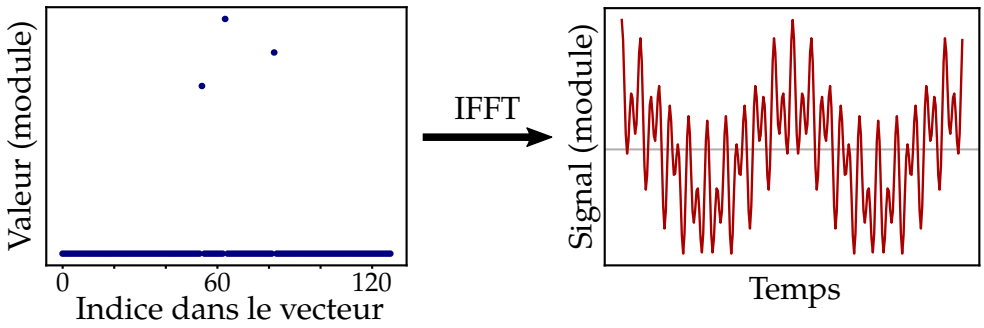

FIGURE 1.18. – Exemple de vecteur source et de signal temporel associés par la transformée de Fourier inverse (seul le module du signal complexe est représenté).

Si $S_{\mathrm{AOM}}(t)$ est un signal monotonal de la forme

$$S_{\mathrm{AOM}}(t) = A\cos\big(2\pi f t + \phi\big), \tag{1.9}$$

le signal obtenu après double passage aura été décalé à la fréquence double (carré du cosinus) et avec une amplitude différente mais qui peut être compensée.

Cependant, dans le cas d'un signal contenant plusieurs fréquences du type

$$S_{\mathrm{AOM}}(t) = \sum_{p=0}^{N} A_{\mathrm{p}}\cos\big(2\pi f_{\mathrm{p}} t + \phi_{\mathrm{p}}\big), \tag{1.10}$$

le développement du carré de la somme donne des termes croisés qui font apparaître un nombre de fréquences différentes plus élevé que le nombre de fréquences présentes dans le signal de départ. Une partie du signal émis l'est alors à des fréquences qui ne sont pas utiles.

Pour éviter l'apparition de toutes ces composantes indésirables, il est nécessaire de modifier le signal qui est envoyé à l'AOM au sein du programme de génération. Il a été montré dans la référence [42] que la solution consiste à utiliser un signal dont le module égale la racine carrée de celui de départ, et dont la phase correspond à la moitié de celle de départ. Ce calcul est réalisé et le signal complexe correspondant est celui qui est utilisé pour moduler la sortie de la plateforme dont le signal amplifié est utilisé pour piloter l'AOM.

1.4.3 *Obtention de la transmission et du déphasage*

Lorsque le signal envoyé à l'AOM est non nul, une certaine puissance du laser esclave est envoyée vers les deux photodiodes et génère un battement avec le laser

maître. Ce battement est démodulé et acquis par la plateforme dont les deux entrées correspondent à des sources d'échantillons à 2 MSPS dans le logiciel. Il est alors nécessaire de traiter ces deux signaux pour obtenir les informations utiles pour mesurer ou utiliser des trous spectraux brûlés, rôle joué par la portion de *flowgraph* représentée Figure 1.19.

Passage dans le domaine spectral

Le spectre du signal provenant de chacune des photodiodes est tout d'abord calculé avec une fenêtre temporelle de 128 points. On obtient ainsi des vecteurs contenant 128 valeurs correspondant aux fréquences du spectre échantillonné dans une bande de ±1 MHz avec un pas d'échantillonnage de 15.625 kHz et à un rythme de 15625 vecteurs par seconde. Ce processus permet l'opération inverse de celle réalisée pour l'émission du signal de pilotage de l'AOM.

Les spectres issus des deux photodiodes sont alors divisés point par point (en divisant celui issu du bras traversant le cristal par celui issu du bras de référence) Ceci permet d'obtenir la représentation spectrale du rapport des puissances optiques (pour le module) et de la différence de phase entre les signaux (pour l'argument). Les vecteurs obtenus en sortie de la division (à un rythme de 15 625 par seconde) contiennent donc, pour toutes les fréquences auxquelles le signal émis était non nul, l'information de l'absorption et du déphasage à cette fréquence.

Filtrage par masque

L'étape suivante consiste donc à isoler l'information aux fréquences intéressantes du bruit pur contenu dans le reste des vecteurs.

Pour ce faire, et après séparation du module et de l'argument des nombres complexes, les vecteurs sont multipliés point par point avec un masque généré

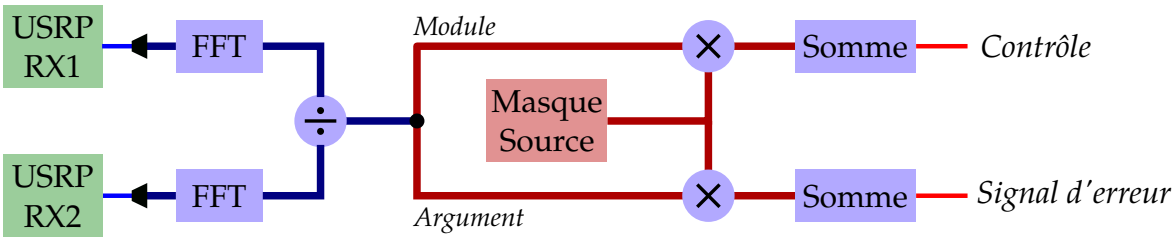

FIGURE 1.19. – Flowgraph calculant les signaux de transmission et de déphasage induits par le cristal.

par une source vectorielle. Les points non nuls de ce masque correspondent aux fréquences auxquelles un signal est présent (fixées par le signal émis vers l'AOM). Des exemples de masques associés à des méthodes de détection diverses sont présentée en annexe A.

Les vecteurs émergeant de la multiplication par le masque contiennent donc une certaine quantité de 0 et un petit nombre de valeurs non nulles correspondant à l'absorption et au déphasage du milieu traversé par la lumière dans le bras signal aux fréquences sélectionnées.

La dernière étape consiste donc à faire la somme des 128 points de chaque vecteur pour obtenir des *stream* de données à 15,625 kSPS. Chaque échantillon du *stream* sortant contient la somme des amplitudes (respectivement phases) des signaux aux fréquences sélectionnées et pondérées par les valeurs du masque pour un échantillon de spectre. Les données obtenues pour le module du complexe seront affichées à l'écran et stockées dans un fichier (après décimation pour éviter de surcharger la mémoire de l'ordinateur) pour en tirer des informations spectroscopiques. Celles pour l'argument subissent le même traitement et peuvent également être utilisées comme signal d'erreur pour réaliser un asservissement de la fréquence du laser.

1.4.4 Pilotage de la fréquence du laser

Le signal de la seconde sortie de la plateforme de radio logicielle dans la chaîne de fréquence définissant la fréquence optique du laser esclave quand celui-ci est asservi en phase (*offset phase lock*) sur le laser maître (comme expliqué en sous-section 1.3.3). Ce signal, centré sur 80 MHz, peut être modifié par deux sources différentes :

— une correction calculée à partir du signal dispersif obtenu à la partie précédente dans le but de réaliser un asservissement ;
— un signal balayé en fréquence pour réaliser la spectroscopie de trous existants ou le brûlage de structures complexes.

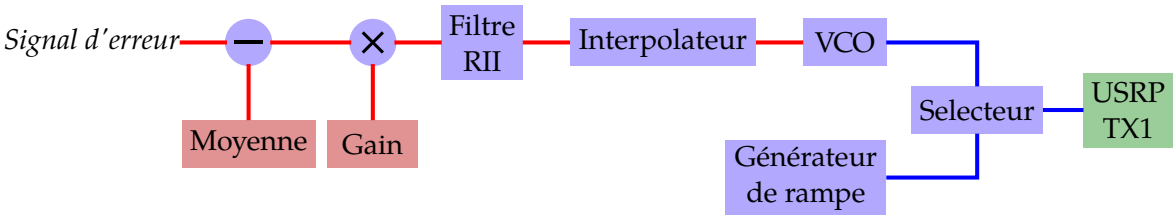

FIGURE 1.20. – Flowgraph générant le signal de correction.

Génération du signal de correction

Dans la configuration ou la fréquence du laser esclave traversant le cristal correspond à celle d'un trou brûlé étroit, des fluctuations de cette fréquence se traduiront par des fluctuations du déphasage accumulé par la traversée (voir l'Équation 1.3). La mesure de ces fluctuations de phase est contenue dans le signal issu de l'argument des échantillons complexes. Un correcteur est implémenté à l'aide d'un gain et d'un filtre à réponse impulsionnelle infinie pour générer une correction en fréquence qui sera appliquée au laser esclave dans le but de le maintenir au centre du trou. Le détail de l'implémentation de ce contrôleur sera présenté dans le chapitre 4.

Après une étape d'interpolation pour remonter la fréquence d'échantillonnage à 2 MSPS, le signal est utilisé en entrée d'un oscillateur contrôlé en tension (ou VCO pour *Voltage Controlled Oscillator*) qui génère les échantillons complexes correspondant à un signal sinusoïdal dont la fréquence correspond à la correction à appliquer. Ce dernier signal est alors utilisé pour moduler le signal produit par la sortie TX2 autour de 80 MHz et modifier la fréquence du laser.

Génération de rampes de fréquence

Un bloc sélecteur permet de choisir le signal utilisé pour la sortie TX2 entre la correction issue du VCO et le signal produit par un générateur de rampe. Ce bloc a été développé initialement pour des expériences impliquant des peignes de fréquences optiques, en particulier pour corriger en continu la dérive des cavités ultra-stables, et a été transposé et modifié pour l'utilisation sur notre expérience lors de la thèse du précédent doctorant. Son fonctionnement est détaillé dans la référence [16, chap. 5]. Il est utilisé notamment pour effectuer des *scans* du profil spectral de l'absorption et de la dispersion introduits par le cristal, par exemple pour observer la forme spectrale d'un trou brûlé.

La réalisation de cette fonction de balayage par le contrôle de la fréquence du laser lui-même est une modification assez importante réalisée par rapport à l'état du système à mon arrivée. Initialement, le balayage en fréquence était réalisé en modulant le signal de pilotage du modulateur acousto-optique. Ceci avait pour conséquence de faire varier la fréquence du signal reçu par la plateforme d'acquisition, et la poursuite du traitement des données nécessitait de moduler la fréquence du masque appliqué en correspondance pour le conserver à la même fréquence que le pic de signal. Une conséquence de ce mouvement du masque est qu'il ne pouvait plus être constitué seulement de 0 et de 1 mais nécessitait des valeurs intermédiaires pour prendre en compte les positions du signal entre deux points.

La nouvelle méthode, séparant les fonctions de balayage et de génération de peigne de fréquence, permet d'utiliser le signal (monotonal) dont la fréquence est balayée pour démoduler le signal issu des photodiodes et obtenir en entrée de la carte d'acquisition un signal de fréquence fixe (potentiellement multimode). Le masque utilisé pour filtrer le signal contient des composantes non nulles correspondant uniquement à un signal réel, permettant de réduire le bruit de mesure. En addition à cela, ceci permet de réaliser des balayages d'amplitude plus grande que quelques MHz, non limitée par la réponse de l'AOM.

1.5 Utilisation du dispositif expérimental

Le système décrit au long de ce chapitre permet de créer des trous brûlés et d'interroger certaines de leurs propriétés en utilisant différentes configurations de paramètres que nous allons présenter dans cette dernière section avec les résultats typiques obtenus.

1.5.1 *Protocole de création de trous spectraux brûlés*

La création de trous spectraux brûlés nécessite de pomper optiquement une partie des ions europium vers les états métastables du niveau fondamental de la transition. Pour ce faire, il est nécessaire d'envoyer une puissance suffisante durant un temps également suffisant pour dépeupler le niveau contribuant à la transition résonnante. Il est donc possible d'agir sur deux paramètres différents, la puissance et la durée de l'impulsion.

Le spectre d'une impulsion étant lié à sa forme temporelle par transformée de Fourier, une première limite à la durée de l'impulsion est fixée par la relation entre cette durée et sa largeur spectrale. Ainsi, pour conserver une largeur de raie inférieure à 1 kHz, il est nécessaire que l'impulsion émise dure plus de 80 μs. Ce facteur n'est en pratique pas limitant, car la puissance limitée disponible pour le brûlage des trous (de l'ordre de quelques dizaines de µW) nécessite un temps de brûlage bien plus long. La durée de l'impulsion est donc, dans les faits, choisie pour obtenir un contraste maximal en utilisant une puissance de l'ordre de 20 μW pour un faisceau fenêtré d'un diamètre d'environ 6 mm [12]. L'éclairement moyen correspondant est de l'ordre de 70 $\mu\mathrm{W} \cdot \mathrm{cm}^{-2}$. Cette puissance est atteinte en utilisant l'amplitude

12. Le faisceau sortant de la fibre courte est un faisceau gaussien d'un diamètre de 9 mm à $1/e^2$, le fenêtrage par un diaphragme permet d'ajuster ce faisceau aux dimensions du cristal et d'avoir un éclairement légèrement plus uniforme.

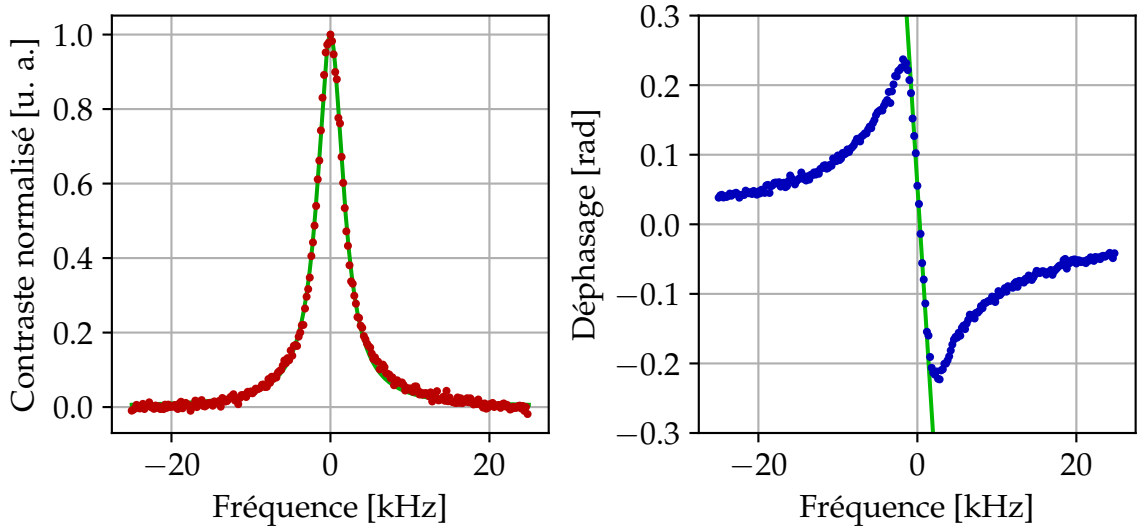

FIGURE 1.21. – *Gauche*, spectroscopie de transmission en rouge, ajustement de courbe par l'Équation 1.1 en vert ; *droite*, spectroscopie du déphasage en bleu, ajustement linéaire sur une portion de ±1 kHz autour de la fréquence centrale en vert.

maximale pour le signal généré vers l'AOM avec un spectre mono-fréquentiel et en réglant la polarisation avant le polariseur de projection pour privilégier la puissance d'esclave. L'impulsion ne doit en outre pas être trop longue pour éviter que certaines perturbations ne dégradent la largeur du trou obtenu. Ces perturbations incluent à la fois des fluctuations résiduelles de la fréquence du laser sur des temps longs et des perturbations résiduelles dues aux limitations du contrôle environnemental (stabilité en température, vibrations, etc.).

En pratique, nous avons déterminé qu'une durée d'impulsion de l'ordre de 500 ms est suffisante pour atteindre le meilleur contraste observé avec notre dispositif tout en restant relativement courte pour éviter l'influence des fluctuations de fréquence du laser ou des vibrations.

Largeur des trous obtenus

Après la procédure de brûlage telle que décrite ci-dessus, il est possible de scanner l'absorption et le déphasage sur une plage de quelques centaines de kHz. Pour ce faire, la puissance d'esclave est réduite à 50 nW (correspondant à un éclairement moyen d'environ 180 nW · cm^{-2}) et celle du maître remontée à 1,2 mW par bras. La fréquence du laser esclave est ensuite balayée en enregistrant les valeurs correspondantes d'absorption et de déphasage. Les données enregistrées sont ensuite calibrées en

fréquence à partir du taux d'échantillonnage et de la vitesse de balayage de la fréquence du laser. La vitesse de balayage utilisée pour réaliser ces mesures est généralement assez faible, de l'ordre de 100 à 200 kHz/s, ce qui correspond à des durées de *scan* de quelques secondes. Une telle vitesse permet une bonne résolution spectrale tout en étant assez rapide pour éviter la formation de trous spectraux lors de la mesure. Le résultat d'un tel *scan* est représenté sur la Figure 1.21.

Pour le signal de transmission, on peut effectuer un ajustement par la courbe décrite par l'Équation 1.1 (en vert sur le graphique), ce qui donne dans ce cas une largeur à mi-hauteur de la raie de 4,4 ± 0,1 kHz.

Un ajustement des données de déphasage par l'Équation 1.3, non représenté ici, permet de confirmer cette valeur.

Évaluation du contraste

La courbe de transmission représentée sur la Figure 1.21 présente un contraste normalisé à 1. La valeur calculée en temps réel par le programme représente bien le rapport des puissances des signaux d'entrée, mais le lien entre cette grandeur et l'absorption de la lumière issue de l'esclave par le cristal fait intervenir d'autres paramètres.

Tout d'abord, même si le maître est situé loin du maximum d'absorption de la transition élargie, il n'est pas intégralement transmis par le cristal. Dans les conditions normales de fonctionnement (pour le site 1 avec un écart entre les deux lasers d'environ 1,6 GHz), la transmission du maître est de l'ordre de 70%.

En outre, les deux photodiodes ainsi que l'ensemble de la chaîne de démodulation pour chacune des voies présentent une réponse légèrement différente qui rendrait une calibration complète de la transmission particulièrement ardue. Comme dans le cas de la stabilisation en fréquence, seule la pente du discriminateur est pertinente ; et que dans le cas de l'effet des contraintes mécaniques, seule la variation de la forme du trou est étudiée, la caractérisation complète de la réponse du système dans la mesure de la transmission n'a pas été effectuée.

Cependant, il est possible d'évaluer le rapport entre la transmission maximale et la transmission minimale en utilisant l'Équation 1.3 pour réaliser un ajustement de courbe sur le signal de phase mesuré. Pour les données présentées sur la Figure 1.21, un tel ajustement donne $\ln(T_{max}/T_{min}) = 0{,}88$ ce qui donne un rapport $T_{max}/T_{min} = 2{,}41$. En supposant le trou proche du centre de la raie d'absorption inhomogène, où la transmission est de l'ordre de 18 %, on peut en déduire que la transmission au centre du trou vaut environ 43 %.

1.5.2 *Mesure du signal dispersif*

Le déphasage introduit par le cristal sur le rayonnement du laser d'interrogation est variable en fonction de l'écart entre la fréquence du laser et la fréquence centrale du trou. Comme on l'a évoqué, ce déphasage procure un signal qui peut être utilisé dans différents contextes qui seront présentés plus tard comme l'interaction avec un micro-résonateur (chapitre 3) et la stabilisation en fréquence du laser (chapitre 4). Une des caractéristiques principales de ce signal est qu'il est antisymétrique par rapport au centre du trou et présente autour de la fréquence centrale une portion linéaire qui en fait notamment un bon signal d'erreur permettant de connaître l'écart entre la fréquence du laser et celle du centre du trou. Il est possible de réaliser un ajustement linéaire sur ce domaine (en vert sur la courbe de droite de la Figure 1.21), ce qui nous donne une pente de 0,18 mrad/Hz.

Pour réaliser une mesure de l'évolution du signal dispersif en fonction du temps, la méthode utilisée sur notre expérience est une détection hétérodyne. Après brûlage, le laser esclave est utilisé avec une faible puissance (pour un éclairement de quelques centaines de $\mathrm{nW \cdot cm^{-2}}$) à une fréquence unique. On obtient sur les photodiodes un battement ne contenant qu'une seule fréquence qui, après démodulation et acquisition par la plateforme radio-logicielle, est filtré autour de cette fréquence. On peut ainsi enregistrer (ou utiliser en temps réel dans le cas d'un asservissement) la valeur du déphasage à la fréquence du laser. Cette méthode de détection a été utilisée pour réaliser les premières mesures, mais elle présente certaines limitations qui ont poussé au développement de nouvelles techniques utilisant la même méthode de traitement du signal. Ces différentes techniques de détections seront présentées dans les chapitres suivant de ce manuscrit et également rassemblées dans l'annexe A.

1.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents dispositifs mis en place pour permettre la création et l'interrogation de trous spectraux brûlés dans le spectre d'absorption de notre cristal dopé par des ions europium. Le système ainsi construit est utilisé pour créer des trous dont la largeur minimale peut atteindre 3,6 kHz, pour visualiser l'absorption et la dispersion du matériau autour des fréquences choisies, et mesurer et enregistrer en temps réel l'évolution de ces grandeurs.

L'installation d'un nouveau cryostat a introduit certaines contraintes expérimentales mais a également permis de disposer d'un grand volume dans lequel différentes mesures impliquant les trous brûlés ont été réalisées et seront présentées dans les chapitres suivants. Ce nouveau cryostat a également permis d'atteindre un niveau

de vibrations plus bas au niveau de la platine porte échantillon, rendant possible la création et l'observation de trous spectraux sans monture à isolation passive comme celle utilisée dans le précédent cryostat [16].

Enfin, le système de traitement du signal numérique qui était présent à mon arrivée et que j'ai pu modifié tout au long de mes travaux permet de réaliser toutes les opérations souhaitées (création, mesure des caractéristiques et interaction en continu avec des trous spectraux). L'intérêt du traitement numérique réside principalement dans la possibilité de réaliser des structures plus complexes qu'un simple trou spectral avec lequel la mesure pourrait être réalisée simplement avec un système analogique. Dans notre cas, il est possible de créer un nombre arbitraire de structures spectrales et de les interroger simultanément avec notamment la possibilité de réaliser dans le programme de traitement n'importe quelle combinaison linéaire de signaux, ce qui sera présenté plus tard.

Chapitre 2

Mesure de l'effet de contraintes mécaniques

L'élargissement inhomogène de la transition et le phénomène de trous spectraux brûlés sont liés aux variations locales du champ cristallin autour des ions europium au sein du cristal. De ce fait, il peut être attendu qu'une déformation du cristal, en introduisant des contraintes modifiant le champ cristallin, conduit à une modification des niveaux d'énergie et donc à une modification de la fréquence de trous spectraux brûlés. Certaines observations ont déjà été faites en ce sens par d'autres groupes en mesurant l'effet de variation de pression isotrope autour du cristal d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 .

Cependant, pour évaluer l'influence du mouvement d'un résonateur sur des trous spectraux brûlés, il est intéressant de connaître la sensibilité des trous spectraux à des contraintes uniaxiales. Ce chapitre présentera donc le dispositif qui a été mis en place pour réaliser cette mesure avec les modifications qui ont été faites pour contourner les différentes perturbations, puis une évaluation de l'effet des contraintes mécaniques sur les trous spectraux brûlés.

Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet de deux publications : N. Galland, N. Lučić, *et al.*, *arXiv*:1912.10885 ; et S. Zhang, N. Galland, *et al.*, Physical Review Research **2**, 013306 (voir les références complètes dans la liste des publications).

2.1 Intérêt et principe de l'étude

La mesure de l'effet de contraintes mécaniques sur le cristal présente un intérêt dans deux domaines d'applications potentiels des structures de trous brûlés. D'un côté, elle constitue une première caractérisation quantitative en vue de l'utilisation

de trous brûlés pour mesurer le comportement d'un micro résonateur gravé dans un cristal d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ; de l'autre elle permet d'évaluer l'influence de perturbations mécaniques sur la stabilité de trous brûlés utilisés pour stabiliser la fréquence d'un laser.

2.1.1 Utilités de la mesure de sensibilité aux contraintes

Caractérisation du couplage opto-mécanique

Un développement envisagé sur notre expérience repose sur l'utilisation de trous brûlés dans le but de suivre le mouvement de micro-résonateurs gravés dans un échantillon de cristal d'orthosilicate d'yttrium dopé Eu^{3+} en mesurant le signal dispersif associé au trou brûlé.

D'une part, connaître la sensibilité permet d'estimer la valeur du signal qui peut être obtenu et donc d'obtenir une limite supérieure au bruit de mesure qu'il est nécessaire de ne pas dépasser pour pouvoir mesurer l'effet de petits mouvements du résonateur. D'autre part, une mesure de la sensibilité selon différents axes de la maille cristalline est nécessaire pour pouvoir créer un résonateur avec une géométrie optimisant la réponse aux déformations. Ces points seront abordés plus en détail dans le chapitre 3.

Sensibilité à l'accélération

Le développement historique de l'expérience avait pour visée principale l'utilisation de trous spectraux brûlés pour réaliser la stabilisation en fréquence des lasers d'horloges optiques. Dans ce but, il est nécessaire de minimiser au mieux les perturbations environnementales qui pourraient dégrader la stabilité de fréquence des trous spectraux.

Comme cela a déjà été évoqué, les vibrations produites par le cryostat sont une importante source de bruit d'accélérations au niveau du cristal. Des solutions utilisant un autre type de cryostat (notamment à bain d'hélium liquide) pourraient être envisagées, mais elles impliquent un remplacement périodique de la réserve d'hélium. La raréfaction des ressources d'hélium et la nécessité de pouvoir faire fonctionner l'expérience en continu pour de longues périodes de temps écartant ces solutions, il apparaît nécessaire de mesurer au mieux l'effet des vibrations pour pouvoir déterminer une limite acceptable de vibrations résiduelles et améliorer les conditions pour atteindre cette limite.

L'effet des vibrations peut se décomposer en deux influences. L'effet Doppler, lié à

la vitesse des atomes selon l'axe de propagation de la lumière, implique un décalage de la fréquence optique vue par les atomes et donc un décalage de la résonance de chacun des atomes par rapport à la fréquence du laser envoyé sur le cristal. L'accélération implique également une déformation du cristal. Une mesure de l'effet de la pression permet donc d'estimer l'effet des vibrations selon les axes orthogonaux à la propagation sur la stabilité en fréquence du trou spectral.

2.1.2 *Précédentes mesures*

L'étude des propriétés piezo-spectroscopiques de matériaux dopés par des ions terres rares a fait l'objet de nombreuses expérimentations. On peut par exemple mentionner la mesure de l'effet de contraintes sur la fréquence centrale de la raie d'absorption élargie d'ions Pr^{3+}, Er^{3+} et Sm^{3+} dans des matrices cristallines de SrF_2 et CaF_2 [43]. On peut également noter que des mesures ont été faites en utilisant des trous spectraux brûlés larges (4 MHz dans du CaF_2:Pr^{3+}:D^- [44]) ou relativement étroits (centaine de kHz dans du Tm^{3+}:YAG [45]).

Concernant plus spécifiquement l'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 , si l'effet de variations de température sur les trous brûlés a été évalué à plusieurs reprises (par exemple dans les références [33] et [37]) sur différentes plages de température, l'effet de contraintes mécaniques n'a été évalué que dans peu de configurations.

Sensibilité à une variation de pression isotrope

Une mesure de l'effet d'une variation isotherme de pression d'hélium autour du cristal sur la fréquence centrale de trous brûlés dans un cristal de Eu^{3+}:Y_2SiO_5 est présentée dans la référence [46]. Ici, le cristal est maintenu à température cryogénique sous une pression donnée d'hélium gazeux. Après avoir brûlé un trou, cette pression est changée et l'effet sur la fréquence centrale du trou est mesuré. Une dépendance linéaire a été observée sur une plage de 0 à 2500 Pa de variation de pression avec des coefficients de l'ordre de $-211{,}4\ \mathrm{Hz\,Pa^{-1}}$ pour le site 1 et $-52{,}0\ \mathrm{Hz\,Pa^{-1}}$ pour le site 2.

Sensibilité à une contrainte uniaxiale

À notre connaissance, aucune mesure avec contrainte uniaxiale n'a été effectuée pour un cristal d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 . Cependant, une telle mesure est présentée dans la référence [17, chapitre 4] pour une matrice d'orthosilicate d'Yttrium dopée dans ce cas avec des ions praséodyme. Le cristal étant maintenu à une température de 2 K dans un cryostat à bain d'hélium, un système permet d'exercer une pression

contrôlée sur le cristal depuis l'extérieur. Un trou large (4 MHz) est brûlé dans le spectre d'absorption et l'effet des contraintes est mesuré pour différents axes en changeant la pression appliquée et en relevant la fréquence correspondant au centre du trou pour chaque valeur de pression. Les mesures montrent une sensibilité de 110 à 220 Hz Pa^{-1} pour des contraintes appliquées parallèlement aux axes diélectriques de quelques dizaines de kPa à 160 kPa suivant l'axe étudié dans chaque cas.

Un point important concernant toutes les mesures présentées ici est le relativement faible écart observé pour les valeurs de sensibilité de tous ces matériaux. La plupart des mesures donnent des sensibilités variant (en valeur absolue) de quelques dizaines à quelques centaines de Hz Pa^{-1}.

2.1.3 Mesures réalisées

Pour mesurer l'effet de contraintes mécaniques sur les trous spectraux brûlés, nous avons développé un dispositif permettant d'exercer une pression contrôlée sur le cristal qui sera présenté à la section suivante. On cherche à mesurer l'effet sur la fréquence centrale du trou brûlé mais aussi sur sa forme générale.

Axes étudiés

Le cristal utilisé pour ces expériences est un quasi-parallélépipède de $8 \times 8 \times 4$ mm^3 dont seules deux faces sont polies.

L'orthosilicate d'yttrium appartenant au système monoclinique, il présente 3 axes cristallographiques différents dont l'un (nommé b), perpendiculaire aux deux autres (a et c), a été choisi comme axe de propagation. Les deux autres axes forment entre eux un angle obtus de 102,7 ° [47].

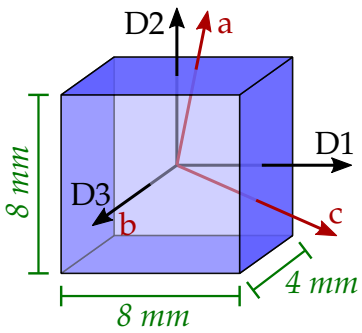

FIGURE 2.1. – Orientation des axes diélectriques du cristal, seules les faces orthogonales à D3/b sont polies pour un accès optique.

Ce cristal étant un matériau biréfringent biaxe, il présente également 3 axes neutres formant une base orthonormée avec trois indices correspondants. Il a été montré dans la référence [47] que l'un de ces axes correspond à l'axe cristallographique b et les deux autres appartiennent au plan (a, c) avec un angle entre de 23,8 ° entre D1 et c (nomenclature des axes selon la référence [29]).

L'orientation qui a été choisie pour les facettes dépolies du cristal suit les axes diélectriques (les facettes sont donc perpendiculaires) et c'est selon ces deux axes D1 et D2 que des contraintes ont été appliquées. Le cristal et l'orientation des axes utiles est représenté sur la Figure 2.1.

L'absorption est maximale pour une polarisation parallèle à D1 [29], donc la polarisation du faisceau incident sera tournée en même temps que le cristal pour étudier l'effet de contraintes appliquées selon deux axes différents tout en maintenant pour le trou brûlé un contraste maximal.

Spectroscopie d'absorption

Pour mesurer l'effet des contraintes mécaniques, un trou étroit est tout d'abord brûlé dans le profil inhomogène des ions Eu^{3+}. On obtient typiquement une largeur entre 3,5 kHz et 10 kHz pour ce trou initial, mesurée en réalisant un *scan* de la fréquence du laser autour de la fréquence du brûlage (quelques centaines de kilohertz de large) tout en enregistrant la valeur de la transmission et du déphasage avec le logiciel de commande.

On applique ensuite une contrainte verticale sur le cristal pour une orientation donnée, puis on effectue un nouveau *scan* en utilisant un éclairement typique de 350 $nW.cm^{-2}$. En réalisant de telles mesures pour différentes valeurs de contrainte, positives ou négatives, on obtient une collection de spectres dont on peut tirer une évaluation de l'effet des contraintes sur la fréquence centrale et la forme spectrale du trou.

2.2 Dispositif expérimental

Pour réaliser les mesures présentées ci-dessus, nous avons dû créer un système permettant, à l'intérieur du cryostat en fonctionnement, d'appliquer une contrainte verticale calibrée sur le cristal. La difficulté se situe dans le fait que seul un accès électrique est possible depuis l'extérieur. L'utilisation d'éléments piezo-électriques calibrés en force aurait pu être envisagée pour exercer une pression connue sur la facette supérieure du cristal, mais la difficulté à trouver de tels éléments conçus pour

une utilisation en milieu cryogénique nous a poussé à concevoir une méthode différente. Dans cette section, je décrirai le montage initialement conçu pour l'application de contraintes mais aussi les différentes perturbations rencontrées lors des essais de mesures et les modifications subies par le dispositif expérimental pour compenser ces perturbations.

2.2.1 Application de contraintes calibrées

Contrairement aux travaux présentés dans la référence [17], le cryostat à tube pulsé utilisé dans notre cas ne permet pas de communication mécanique entre l'intérieur et l'extérieur. Pour palier à ce problème, le système réalisé et présenté sur la Figure 2.2 permet de déposer des masses en aluminium sur la facette supérieure du cristal.

Un support en aluminium présentant deux structures en escalier face à face permet de maintenir au-dessus du cristal un ensemble de 5 masses en aluminium de largeur différentes correspondant aux différents écarts entre les degrés du support, et de masse connue d'environ 0,5 g. L'épaisseur des masses est plus faible que la hauteur des marches de sorte que chacun des poids puisse n'être en contact ni avec le support, ni avec le poids immédiatement au-dessus.

Ce support est relié par son côté à un actionneur piezo-électrique à longue portée permettant un déplacement vertical de l'ordre de 12 mm et compatible pour des utilisations cryogéniques. En commandant depuis l'extérieur du cryostat la position

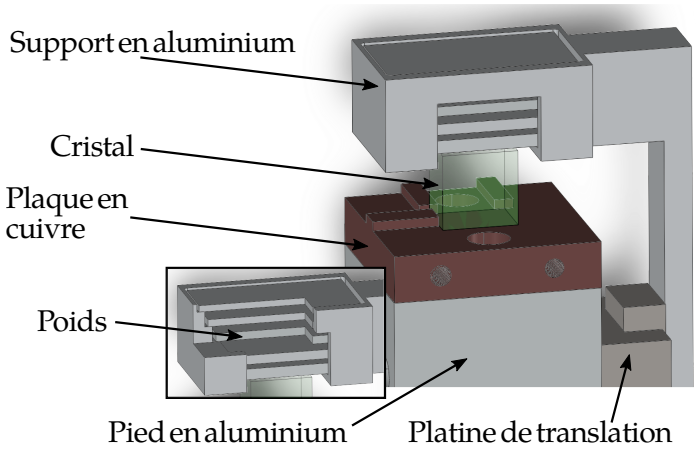

FIGURE 2.2. – Dispositif d'application des contraintes sur le cristal. La platine de translation est actionnée par un composant piezo-électrique piloté depuis l'extérieur, et la plaque en cuivre est reliée via des tresses souples de cuivre à la platine à 3,15 K.

de l'actionneur piezo, il est possible de modifier la hauteur du support par rapport au sommet du cristal. Ce faisant, on dépose un nombre donné de masses sur la face supérieure de l'échantillon Le poids réparti sur cette surface exerce donc une pression verticale vers le bas se traduisant par l'apparitions de contraintes dans le matériau.

En utilisant ce dispositif, il est possible de mesurer l'effet de contraintes positives en brûlant, dans un premier temps, un trou spectral sans masses, puis et en mesurant les spectres après application de la pression ; et de mesurer l'effet de contraintes négatives en brûlant un trou lorsque des masses sont présentes sur le cristal puis en les enlevant. Ceci reste valide tant qu'on reste dans un régime élastique, ce qui est largement le cas, car les contraintes maximales appliquées sur le cristal sont de l'ordre de quelques centaines de pascals, tandis que la limite élastique est de l'ordre de la centaine de MPa. Connaissant la surface de la facette supérieure et la masse de chacun des poids, on peut calculer la contrainte équivalente appliquée sur le cristal en supposant que le poids est uniformément réparti sur toute la surface. Cette hypothèse peut être considérée valide en première approximation, mais certains effets observés grâce aux mesures (présentées dans la suite) semblent montrer qu'une certaine inhomogénéité existe dans les contraintes.

L'inconvénient majeur de ce dispositif est qu'il ne permet d'appliquer que des forces verticales. De ce fait, pour mesurer la sensibilité suivant les deux axes diélectriques D1 et D2, il est nécessaire d'ouvrir le cryostat pour pouvoir retourner le cristal. Les conditions expérimentales entre chaque jeu de mesures séparés par une ouverture du cryostat peuvent se révéler difficiles à contrôler, ce qui rend parfois les mesures difficiles à réaliser.

Les graphes représentant les spectres relevés pour plusieurs valeurs de contrainte montrent l'évolution du contraste normalisé en fonction de la fréquence. Le contraste normalisé est obtenu en supprimant la valeur de plancher non nulle de chacun des scans (la transmission n'étant jamais égale à zéro) et en divisant la valeur de la transmission obtenue par la transmission maximale du trou initial après brûlage et avant variation de la contrainte. La valeur 0 Hz de l'échelle de fréquence correspond quant à elle à la fréquence du centre de ce même trou initial. Cette représentation permet d'observer l'évolution en fréquence et en contraste du spectre d'absorption autour de la fréquence considérée par rapport à l'état initial du trou non perturbé.

Les sections suivantes présentent les premiers résultats obtenus avec ce dispositif ainsi que les perturbations qui ont pu être identifiées comme modifiant soit la sensibilité aux contraintes du matériau soit la mesure de cette sensibilité. Les évolutions du dispositif permettant d'éliminer ces perturbations sont également présentées.

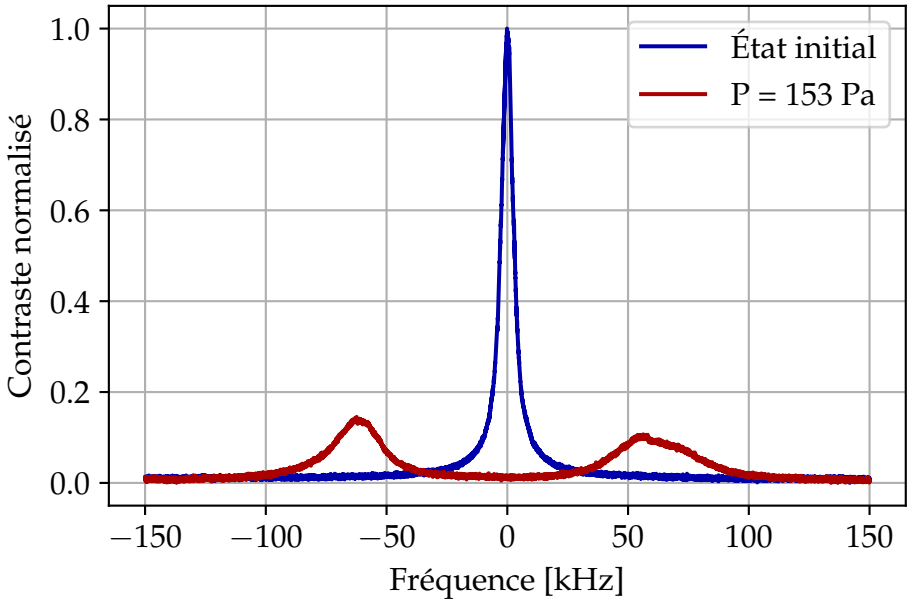

FIGURE 2.3. – Effets irréversibles sur le trou brûlé après application d'une masse sur le cristal.

2.2.2 *Déformations irréversibles du trou brûlé*

La première mesure réalisée en utilisant le montage représenté sur la Figure 2.2 a donné des résultats qui ne correspondaient pas du tout à ce qui était attendu. La forme d'un trou brûlé après application d'un poids sur le cristal est présentée sur la Figure 2.3. On y constate que le trou spectral se sépare en une structure double relativement symétrique. Cependant, contrairement à ce qu'on attendrait du seul fait d'une variation de pression, le retrait des masses de la surface du cristal ne permet pas un retour à la forme normale du trou : il se produit un effet irréversible connexe à l'application de la masse.

Une explication envisagée de ce phénomène est liée à l'utilisation de l'actionneur piezo-électrique. En effet, l'effet visible sur la Figure 2.3 peut également être observé en bougeant la platine piezo-électrique sans déposer la première masse sur le cristal. Cette déformation est donc seulement liée au déplacement de la platine, et non aux contraintes mécaniques. Une hypothèse retenue pour expliquer ce phénomène repose sur l'émission de charges statiques par certaines pièces en mouvement constituant la platine de translation. Ces charges s'accumuleraient sur les faces du cristal, induisant donc un champ magnétique statique et de fait une perturbation par effet Stark.

La solution trouvée à ce problème semble confirmer cette explication. Une couche de laque d'argent conductrice est appliquée sur les faces dépolies du cristal. Elle

constitue une cage de Faraday autour du cristal et permet d'évacuer les charges statiques en reliant électriquement le pourtour du cristal au bâti du cryostat (relié à la terre), empêchant ainsi l'accumulation de charges sur la surface du matériau. En effectuant cette modification, on n'observe plus de déformation du spectre du trou brûlé lorsque l'on déplace la platine de translation.

En plus de l'application de laque d'argent sur le cristal, il a été décidé de scinder le dispositif en deux parties, un support contenant seulement le cristal et relié à la platine à 4 K, et un autre support portant l'actionneur piezo-électrique et les poids. Cette séparation facilite les opérations à l'intérieur du cryostat et évite un échauffement trop important du cristal dû aux frottements lors du mouvement. Le support des masses est en outre relié à la platine à 4 K pour s'assurer que leur température n'est pas significativement différente de celle du cristal.

2.2.3 *Perturbation des propriétés mécaniques*

La disparition de l'effet de charges statiques accumulées sur le cristal permet d'observer l'influence de la pression appliquée sur le cristal dont on peut voir une représentation sur la Figure 2.4. Les différents spectres montrent l'évolution d'un trou brûlé dans le spectre d'absorption à la fréquence correspondant au site 1 pour une pression exercée selon l'axe D2. On constate en outre un retour à la position et forme de départ du trou immédiatement après brûlage après un retour à la pression initiale sur le cristal.

Les spectres obtenus après séparation du dispositif et protection du cristal ont permis de faire une première évaluation de l'effet des contraintes pour les deux sites et les deux axes d'application des contraintes. Cependant, en répétant la mesure dans des conditions similaires (même axe, même site, même série de variations de contrainte, etc.), les résultats obtenus montraient des sensibilités différentes, comme on peut le constater sur la Figure 2.5 où l'on représente le décalage de la fréquence centrale du trou avec la contrainte pour 4 jeux de mesures réalisés différents jours. Les données présentées sur cette figure représentent une exception en termes de déformation du trou (celle-ci étant très faible). La plupart des autres mesures réalisées dans ces conditions montrent de fortes perturbations de la forme du trou en raison d'effets qui seront présentés dans les sous-sections suivantes.

Entre chacune de ces mesures, le cristal avait été tourné pour effectuer une mesure de la sensibilité selon l'autre axe, et pour ce faire, la couche de laque d'argent protégeant le cristal et le maintenant fixé sur la plaque de cuivre avait été changée. Une fois sèche, cette couche de laque possède une rigidité propre qui modifie le module de Young de l'ensemble qu'elle forme avec le cristal. Aucun processus de

contrôle applicable dans notre laboratoire ne permettant d'appliquer la même couche de laque à chaque fois, un facteur différent est appliqué à la sensibilité du cristal.

La durée d'un cycle de réchauffage - refroidissement ayant une durée approximative de 5 jours, il est compliqué de réaliser un très grand nombre de mesures pour évaluer statistiquement l'influence de la laque, qui a donc dû être supprimée.

2.2.4 *Protection contre les charges statiques*

La suppression de la couche de laque conductrice autour du cristal conduit à la réapparition d'effets irréversibles sur le trou brûlé tels que ceux décrit précédemment. Pour protéger de nouveau le cristal, nous avons utilisé un bouclier en aluminium amovible posé sur la face supérieure et dont les côtés descendent jusqu'à environ 0,5 mm du support du cristal. Ce bouclier est électriquement relié au bâti pour évacuer les charges reçues provenant de la platine de translation, et les masses sont posées sur son sommet.

La masse du bouclier n'a pas d'influence sur la sensibilité du cristal à la pression, car elle n'introduit qu'un décalage statique de la valeur de la pression sur le cristal, contrairement au facteur multiplicatif ajouté par la couche de laque d'argent.

Cette protection permet d'éviter la destruction du trou brûlé par simple mouvement

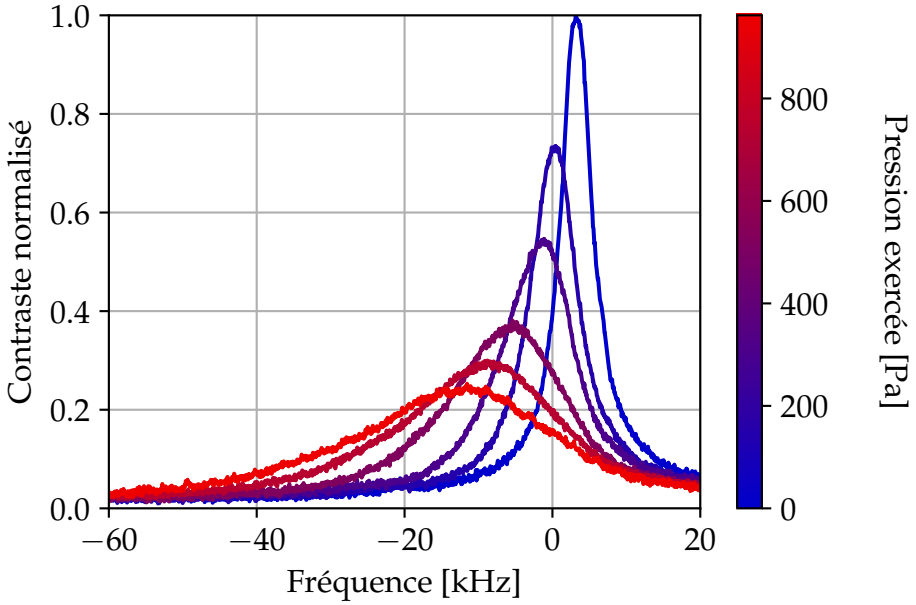

FIGURE 2.4. – Jeu de données obtenu avec couche de laque protectrice pour l'axe D2 et le site 1.

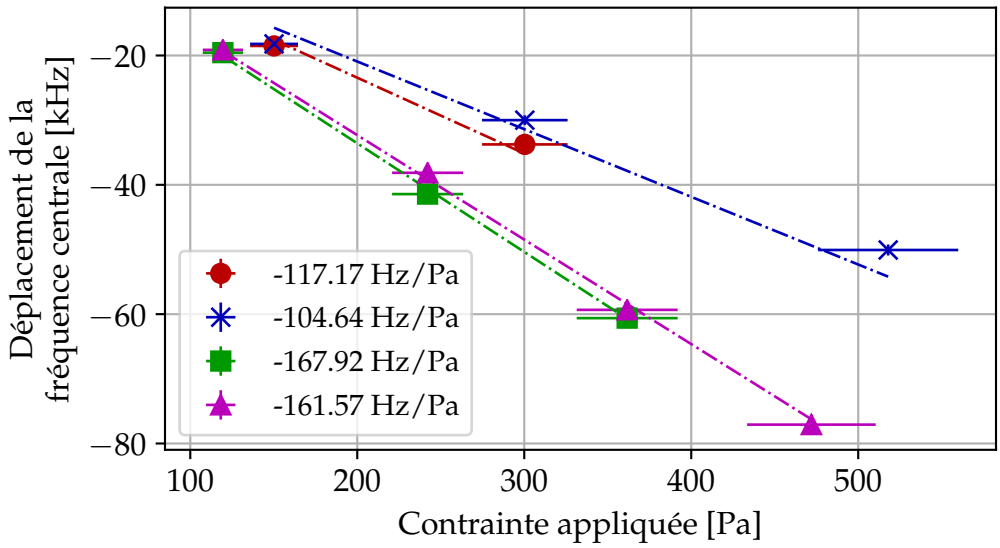

FIGURE 2.5. – Sensibilités obtenues pour quatre jeux de mesures pour le site 2, axe D2, pris dans des conditions identiques mais à plusieurs jours d'intervalle après un cycle de réchauffage-refroidissement et une ouverture du cryostat.

de la platine de translation et donc de mesurer l'effet des contraintes.

2.2.5 *Inhomogénéité des contraintes*

Dans de nombreux cas de mesures, le spectre du trou après application des contraintes présente en plus de l'élargissement une déformation asymétrique. En fonction des jeux de mesures, l'importance de cette déformation est extrêmement variable.

L'origine de cette déformation du trou semble être liée à une certaine inhomogénéité des contraintes à l'intérieur du cristal, difficile à quantifier mais néanmoins parfaitement observable. Pour réaliser une telle observation, nous avons placé sur le trajet du faisceau un diaphragme d'un diamètre d'environ 2 mm. Après avoir brûlé un trou dans l'absorption du cristal avec le faisceau non diaphragmé et appliqué une pression, le diaphragme refermé est placé en différentes positions sur la section du faisceau, juste avant la séparation entre les deux photodiodes, pour évaluer la dépendance spatiale du spectre d'absorption dans le cristal. Le résultat d'une telle expérience est présenté sur la Figure 2.6.

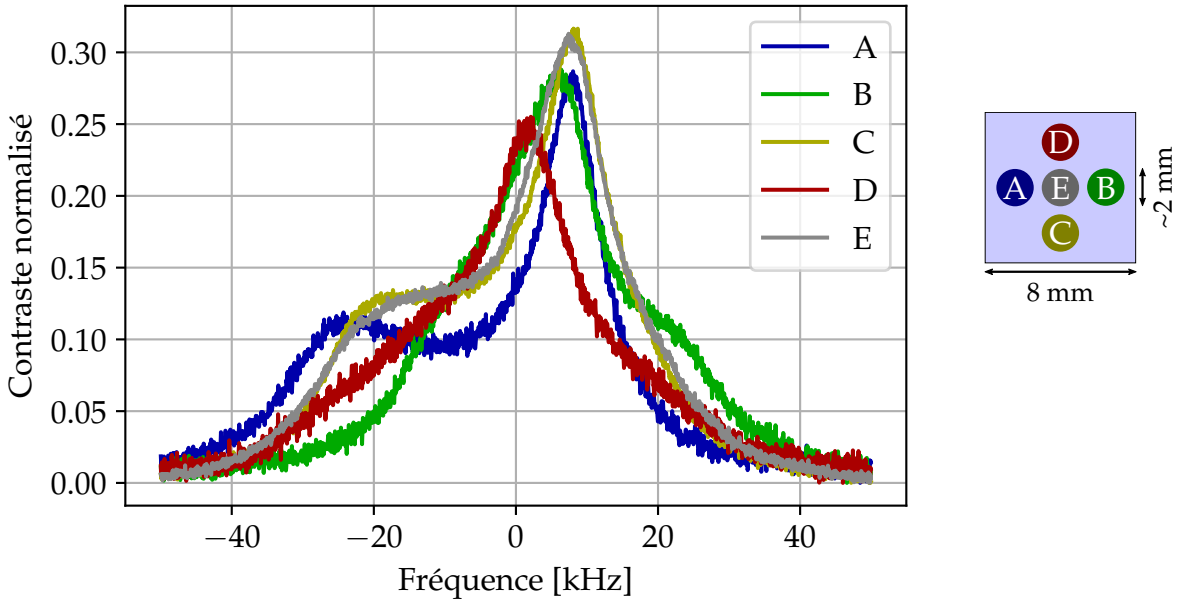

FIGURE 2.6. – Mise en évidence de l'inhomogénéité des contraintes pour une pression de 306 Pa suivant D2 (pour le site 1) : *gauche*, évolution de la forme du trou pour différentes positions ; *droite*, portion du cristal éclairé dans chacune des configurations.

On peut voir que le profil spectral du trou dépend fortement de la position du faisceau, avec l'apparition d'un pic secondaire plus ou moins important en fonction des endroits. Cette mesure ne permet pas de visualiser l'inhomogénéité des contraintes selon l'axe de propagation mais permet de mettre en lumière l'importance de la déformation du trou.

Un potentiel défaut de forme des faces du cristal sur lesquelles les contraintes sont appliquées pourraient expliquer l'inhomogénéité résultante et donc la déformation du trou spectral.

Optimisation de la position des poids sur le cristal

Pour réduire cet effet, le système de maintien des poids a été modifié. En supplément de la platine de translation verticale nécessaire au dépôt des poids sur la face supérieure du cristal, une platine horizontale à deux axes a été ajoutée pour pouvoir déplacer le point d'appui des masses sur le cristal dans le but de trouver une position permettant de maximiser l'homogénéité des contraintes appliquées. Ce système permet de confirmer la dépendance de la forme du trou brûlé à la position des masses sur le sommet du chapeau en aluminium, comme on peut le constater sur la figure

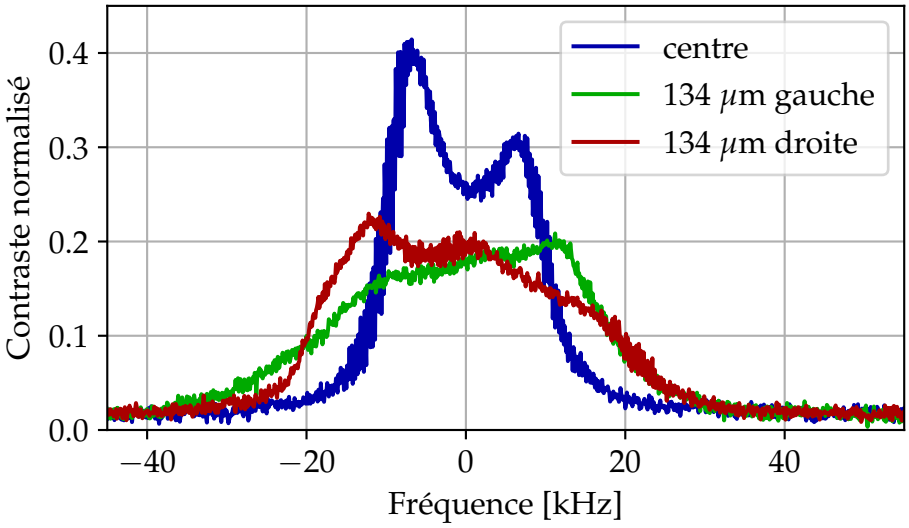

FIGURE 2.7. – Effet de la position d'une masse sur le sommet du cristal. Données pour le site 2 avec une pression (environ 150 Pa) selon l'axe D1, le déplacement des masses est transversal par rapport à la propagation. Tous les *scans* sont recentrés sur 0 Hz. Les indications de positions sont données par le contrôleur de la platine de translation.

Il a été observé à l'aide de ce système que la forme du trou est dépendante de la position des masses comme on peut le voir sur la Figure 2.7.

On constate que suivant le point d'appui des masses, l'asymétrie peut changer de sens et que deux maxima locaux peuvent apparaître distinctement. S'il est possible de réduire l'asymétrie du signal (en optimisant la hauteur relative de ces deux pics), il est impossible d'obtenir un signal à un seul maximum symétrique.

Rectification de l'homogénéité des contraintes par une poudre compacte

Une autre solution envisagée et mise en place pour homogénéiser les contraintes au sein du cristal consiste disposer, sous et sur le cristal, une fine couche (environ 1 mm) de poudre issue du même type de cristal pour compenser les défauts locaux des faces. Il s'agit d'une poudre d'orthosilicate d'yttrium non dopé avec une taille de particule typique de l'ordre du micromètre. L'objectif est de garantir un contact plus uniforme entre la plaque porte échantillon et le cristal, et entre le cristal et le chapeau en aluminium sur lequel sont disposés les poids. Cette modification permet de réduire significativement la déformation du trou spectral lors de l'application des contraintes.

2.2.6 Échauffement

Lors du processus de mesure de l'effet de contraintes mécaniques, deux phénomènes causent un échauffement du cristal, et donc un décalage de la fréquence du trou brûlé :

— le mouvement de la platine de translation motorisée pour changer le nombre de poids présents sur le cristal provoque une élévation de la température de la platine expérimentale ainsi que de tous les éléments qui y sont fixés ;
— une partie de la relativement forte puissance optique du laser maître envoyée sur le cristal, en excluant la fraction réfléchie, est absorbée par le matériau.

Si la présence de la poudre semble permettre une meilleure homogénéité des contraintes appliquées, elle provoque aussi une réduction de l'efficacité du transfert thermique entre le cristal et la plaque de cuivre à 4 K sur laquelle il repose. De ce fait, et comme la platine de translation permettant de bouger les poids est située relativement loin du cristal en raison de la séparation en deux supports, l'échauffement dû à la puissance du laser maître devient prédominant.

Amplitude et constante de temps de l'échauffement

Pour mesurer l'importance de cet effet, on brûle un trou dans l'absorption du cristal en l'absence de rayonnement issu du laser maître, et après un temps de thermalisation de quelques minutes pour compenser l'échauffement dû à la puissance de brûlage, le laser maître est envoyé à travers le cristal et le profil d'absorption du trou est scanné répétitivement. En supposant que la vitesse de scan (de 100 kHz/s) est suffisamment plus élevée que la vitesse du déplacement du trou en raison de l'échauffement, il est possible de relever la position du trou à différents moment et de tracer cette évolution. Cette mesure est répétée pour 4 valeurs différentes de la puissance du maître et les données sont présentées sur la Figure 2.8.

Un ajustement par une loi exponentielle permet d'estimer les caractéristiques de la réponse du cristal à l'échauffement. Dans tous les cas, la constante de temps peut être estimée entre 45 et 60 secondes, le régime stable étant atteint après quelques centaines de secondes. On constate également que l'amplitude de l'échauffement semble être assez important. Pour une puissance de 1,1 mW et en considérant une loi en T^4 pour la sensibilité à la température telle que celle proposée dans la référence [33], le décalage en fréquence de 90 kHz du centre du trou correspondrait à une élévation d'environ 1,7 K à partir de la température du brûlage de 3,15 K.

Optimisation du refroidissement par le cryostat

Pour compenser la suppression de la laque d'argent, un système de chambre interne hermétique est en développement sur notre cryostat. Il s'agit de pouvoir disposer d'une enceinte fermée nommée *Inner Vacuum Can*, entièrement à 4 K contenant une pression donnée de l'ordre de la centaine de millibars d'hélium gazeux à la même température. Ce réservoir jouerait le rôle de thermostat pour permettre un retour à l'équilibre plus rapide, voire limiter l'échauffement dû au déplacement des poids.

De nombreux essais ont été réalisés pour mettre en place un tel dispositif en collaboration avec le fabricant du cryostat. Cependant, une telle mise en œuvre présente certaines difficultés de conception mécanique. Il est notamment complexe de réaliser une enceinte hermétique à 4 K. Le design proposé est une cloche en cuivre doré de 20 cm de diamètre intérieur pour environ la même hauteur comportant les deux accès optiques nécessaires et étant contenue dans le bouclier à 50 K présenté sur la Figure 1.5. Cette enceinte dispose d'une sortie de pompage vers l'extérieur, et d'une entrée d'hélium (vers l'extérieur également). La voie d'alimentation en

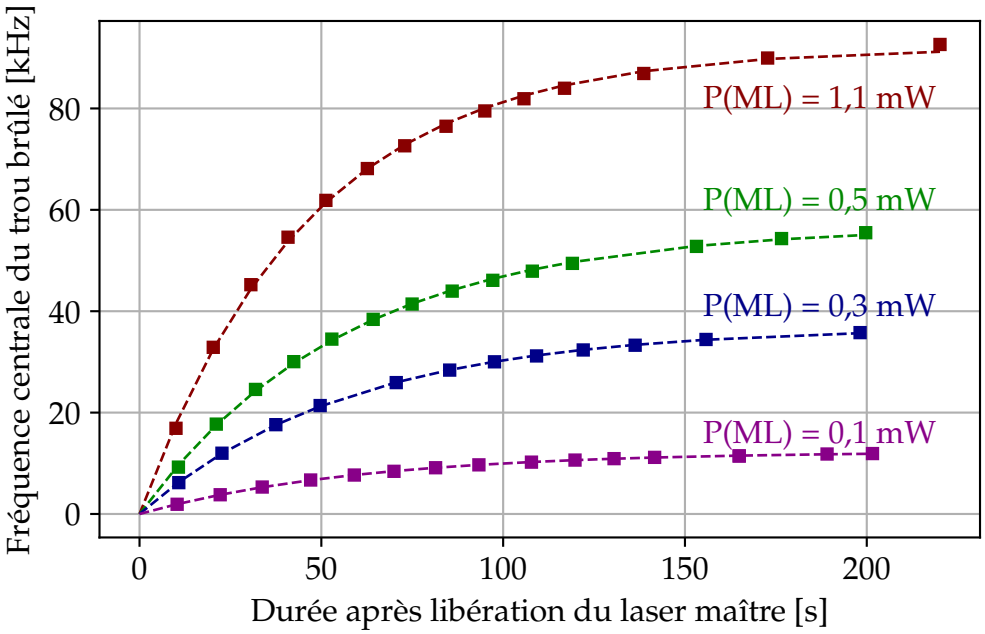

FIGURE 2.8. – Évolution de la fréquence centrale du trou en fonction du temps pour différentes puissances de laser maître envoyées sur le cristal. L'origine des temps correspond au moment où commence l'éclairement par le maître (caché lors du brûlage du trou). Les lignes en pointillé représente des courbes exponentielles ajustées aux données.

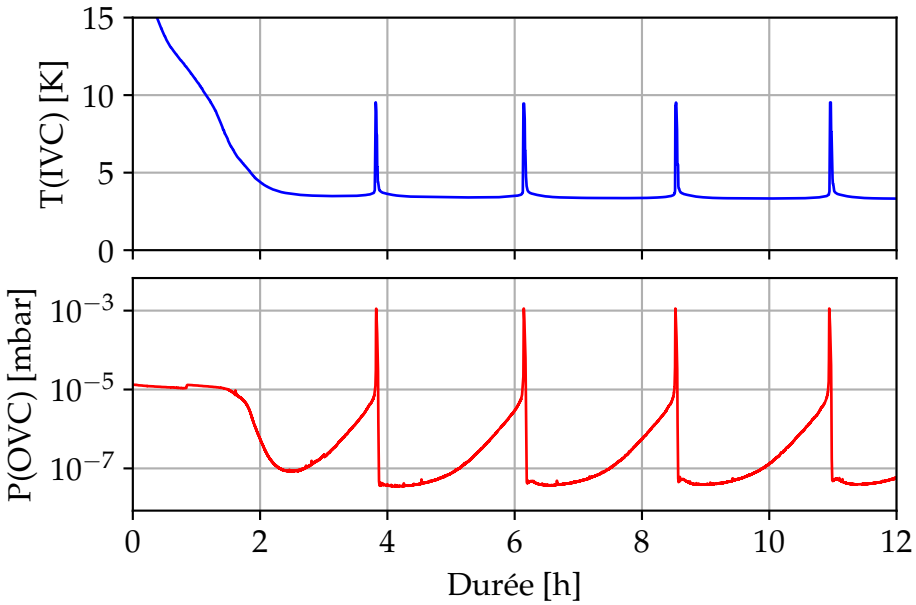

FIGURE 2.9. – Évolution de la température dans la chambre interne (notée T(IVC)) contenant initialement 100 mbar d'hélium et de la pression dans la chambre externe (notée P(OVC)) après quelques heures de refroidissement.

hélium est composé d'un mince tuyau en cuivre suffisamment long pour assurer une descente en température de l'hélium entre la bouteille et l'intérieur de la chambre. Des essais de descente en température ont été réalisés ; les courbes représentant certaines grandeurs liées au cryostat sont représentées sur la Figure 2.9.

Une difficulté majeure consiste à être capable de fermer hermétiquement l'enceinte à température ambiante et à ce que la descente en température ne crée pas de fuite du fait de la contraction différentielle des matériaux impliqués. Un joint indium est réalisé et serré par des vis en inox réparties autour de la cloche en cuivre par des rondelles en molybdène, combinaison qui assure une bonne tenue du joint à basse température. Cependant, de nombreux autres raccords sont nécessaires, pour les fenêtres, les lignes de pompage et alimentation en hélium ou l'accès électrique par l'extérieur.

Cette difficulté à maintenir l'étanchéité à très basse température peut se voir sur la Figure 2.9. On voit qu'après un certain temps de descente de la température de la chambre interne (similaire à ce qu'on observe sur la Figure 1.6 sans hélium), des remontées périodiques de plus de 5 K apparaissent avec une période de quelques heures. Similairement, on voit que la pression dans la chambre externe (qui est censée être de l'ordre de quelques 10^{-8} mbar) remonte avec la même période dans

l'heure qui précède le pic de température et redescend immédiatement après. Ce phénomène semble directement lié à la différence de déformation des matériaux avec la descente en température : en raison de la contraction différentielle, en dessous d'une certaine température, une fuite apparaît (hausse de la pression dans la chambre externe). L'hélium qui s'échappe crée un contact thermique avec l'extérieur qui provoque un réchauffement de tout le cryostat (pic visible sur la température de la chambre interne), et donc une fermeture de la fuite. Le pompage continu lors de cette expérience de l'enceinte à 300 K rétabli un vide suffisant, permettant à la température de redescendre et le cycle se répète. Il va de soi qu'au bout d'un certain temps, la chambre pression dans la chambre intérieure tend vers 0, mais la fuite semble être suffisamment faible devant le volume de la chambre interne pour que ce temps soit très long. Quoi qu'il en soit, un tel comportement rend l'utilisation d'une pression d'hélium gazeux impossible sans une optimisation plus poussée du système qui reste à faire au moment de la rédaction de ce manuscrit.

Suppression du laser maître

Pour supprimer l'échauffement dû au laser maître, il est nécessaire de diminuer fortement la puissance provenant de ce laser. Cependant, cette réduction pose deux problèmes :

— le maître est utilisé pour créer un signal de battement permettant une mesure hétérodyne par des photodiodes rapides ;
— la relativement haute puissance du maître par rapport à l'esclave permettait d'obtenir un niveau de signal relativement élevé et donc un rapport signal à bruit suffisant.

Pour pouvoir obtenir un bon rapport signal à bruit en n'utilisant que quelques dizaines de nanowatts, il est nécessaire de remplacer les photodiodes amplifiées par gain transimpédance par d'autres détecteurs présentant un niveau de bruit plus faible et une amplification plus importante. Les caractéristiques des photodiodes à avalanche modèle APD-410A/M commercialisées par Thorlabs semblent permettre d'obtenir un rapport signal à bruit suffisant pour réaliser cette mesure (gain de conversion potentiellement 15000 fois supérieur).

L'inconvénient de ces photodiodes est qu'elles présentent une bande passante très inférieure à celles utilisées précédemment (10 MHz contre 1,2 GHz). Dans ces conditions, il n'est pas possible de continuer à utiliser le laser maître comme oscillateur local pour générer un battement. Pour remédier à ce problème, le laser maître est supprimé totalement du faisceau atteignant le cristal, et le battement nécessaire à la détection est obtenu en utilisant seulement le laser esclave. Pour cela, le modulateur acousto-optique est alimenté par un signal permettant de générer deux modes de

fréquences différentes dans le spectre de la lumière envoyée vers le cristal (voir Appendice A). Ceci revient, dans le programme décrit à la sous-section 1.4.2, à mettre deux valeurs non nulles dans le vecteur utilisé pour générer le signal de pilotage de l'AOM.

En faisant varier la fréquence des deux modes pour balayer une plage de fréquence inférieure à la séparation entre les deux, on peut relever sur cette plage le spectre de transmission et de déphasage du cristal. La chaîne de traitement radiofréquence entre les détecteurs et la plateforme d'acquisition peut être simplifiée, et le masque utilisé pour filtrer le signal reçu est adapté pour correspondre à la fréquence du battement. Cette méthode a permis de réaliser les mesures présentées dans la suite de ce chapitre en utilisant pour la lumière incidente sur le cristal une puissance de 40 nW répartie sur les deux modes. Cette faible puissance permet d'une part d'éviter le chauffage du cristal, d'autre part d'éviter que le mode de référence ne brûle un trou lors des *scans* répétés pour relever l'évolution du spectre du trou brûlé.

2.3 Sensibilité d'un trou brûlé à une pression uni-axiale

2.3.1 *Montage final pour l'application des contraintes*

Le dispositif final dans le cryostat prenant en compte toutes les modifications évoquées plus haut est représenté schématiquement et en photographie sur la Figure 2.10. Le support des poids est représenté en coupe. On peut également y voir le bouclier protecteur posé sur le cristal qui, relié à la plaque support constitue une cage de Faraday autour du cristal, les poids étant déposés sur le sommet. La longueur extrudée au-dessus du chapeau a pour but de permettre une meilleure homogénéité de la déformation au niveau du cristal. On y voit également l'ensemble complet de platines de translation constituant un positionneur à 3 degrés de liberté.

2.3.2 *Contrainte appliquée*

Le Tableau 2.1 présente les valeurs de pression pour lesquelles les mesures ont été effectuées. On mesure la masse cumulée des différentes combinaisons de poids au lieu de mesurer chacun des éléments pour minimiser les erreurs de pesée. Les valeurs de pression données supposent une pression homogène exercée par le poids sur la surface supérieure du cristal.

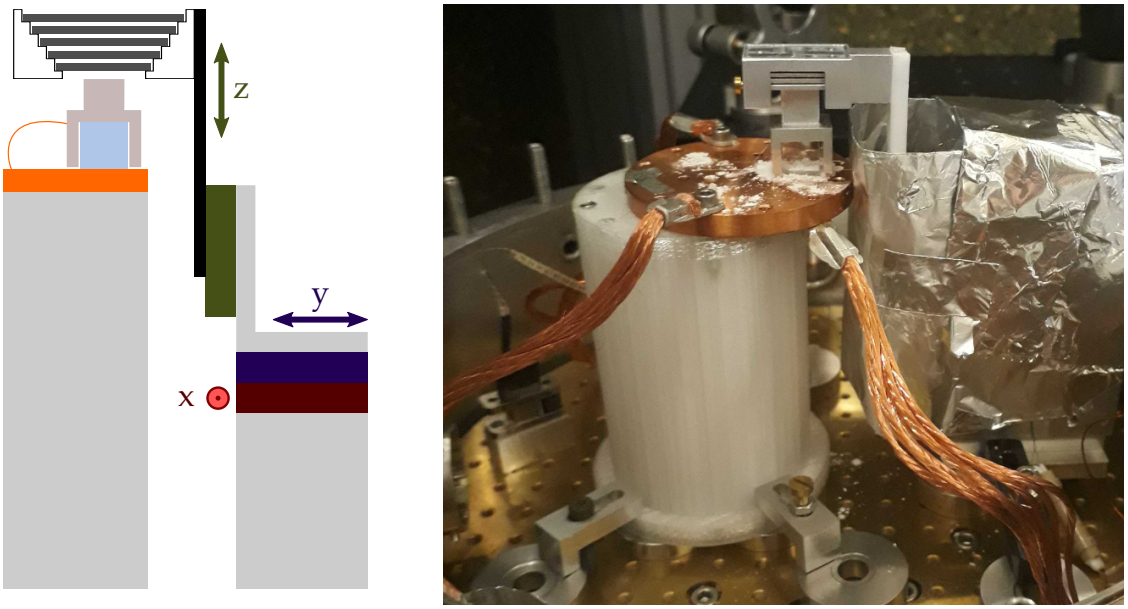

FIGURE 2.10. – Schéma et photo du dispositif d'application des contraintes après modifications : platine de translation deux axes pour le centrage des poids, séparation en deux supports, remplacement de la laque d'argent par un chapeau en aluminium, ajout de poudre de Y_2SiO_5 .

	N	Masse cumulée [g]	Contrainte appliquée [Pa]
Masses ajoutées à partir de 0	5	1.91	585 ± 55
	4	1.54	472 ± 44
	3	1.18	362 ± 34
	2	0.79	242 ± 23
	1	0.39	120 ± 12
Masses retirées à partir de 5	1	−0.37	−113 ± 11
	2	−0.73	−224 ± 21
	3	−1.12	−343 ± 32
	4	−1.52	−466 ± 44
	5	−1.91	−585 ± 55

TABLE 2.1. – Masse accumulée et contrainte exercée correspondant à l'ajout ou au retrait de N masse sur le cristal à partir de l'état au moment du brûlage. L'incertitude sur la contrainte est due à une incertitude sur la valeur de la masse et à l'inhomogénéité résiduelle au sein du cristal.

Des tests effectués avec des masses totales supérieures, atteignant plus de 3 g, montrent que la diminution du contraste et l'élargissement du trou à des tels niveaux de pression sont incompatibles avec le rapport signal à bruit de la mesure réalisée. La limite de 2 g atteinte par le jeu de masses utilisé pour les mesures présentées ci-après permet de toujours distinguer le trou assez clairement pour en obtenir les caractéristiques.

Incertitude sur la valeur de la pression

Le Tableau 2.1 présente pour chaque valeur de contrainte une incertitude. Celle-ci provient de deux facteurs différents. D'une part, une légère incertitude est présente sur la mesure de la masse cumulée en raison de la précision limitée de la balance. Elle vaut ±10 mg pour chaque valeur de masse cumulée.

Une autre source d'incertitude provient de différents paramètres spatiaux tels que l'aire de la facette supérieure du cristal, son état de surface ou la position exacte du centre de gravité des poids appliqués. Si les différentes précautions prises (platine 3 axes, poudre d'orthosilicate d'yttrium) permettent de limiter la dégradation des trous due à ces effets, leur suppression n'est cependant pas parfaite. Pour estimer cette erreur, nous avons réalisé des mesures de sensibilité aux contraintes en limitant l'interrogation à certaines zones du cristal de façon similaire à ce qui est présenté dans la Figure 2.6. Dans ce cas, cependant, on n'observe pas de dépendance significative de la forme du trou à la position (indiquant que les modifications réalisées ont permis d'atténuer l'inhomogénéité au sein du cristal). Une variation du taux de déplacement de la fréquence centrale du trou est néanmoins observée et permet d'estimer (en raison de la dépendance approximativement linéaire de la fréquence aux contraintes) une variation des contraintes de l'ordre de 9 % au sein du cristal.

Cette valeur associée à l'incertitude provenant de la mesure de la masse permet d'obtenir l'incertitude sur la valeur des contraintes appliquées.

2.3.3 *Méthode de relevé des spectres*

Pour mesurer l'effet des contraintes, un trou est brûlé dans le spectre d'absorption du cristal en utilisant un faisceau large (diamètre de l'ordre de 6 mm) pour un éclairement moyen de 70 μW $\cdot$ cm^{-2} pendant 500 ms. L'absorption est ensuite scannée avec un faisceau plus petit (diamètre d'environ 2,5 mm) et un éclairement moyen de 800 nW $\cdot$ cm^{-2} réparti sur deux canaux fréquentiels. L'utilisation d'un faisceau plus petit permet de n'interroger la réponse du trou brûlé que dans une zone du cristal ayant reçu un éclairement uniforme lors du brûlage, ce qui permet d'avoir

les contrastes les plus élevés. L'inconvénient de cette méthode est que la sensibilité mesurée correspond à une sensibilité locale. Cependant, certaines mesures présentées ultérieurement tendent à montrer que les contraintes appliquées sont relativement homogènes.

2.3.4 *Traitement des mesures*

Les caractéristiques intéressantes de chacun des spectres pour la mesure des contraintes sont d'une part le décalage de la fréquence centrale du trou, et d'autre part son élargissement. Les résultats donnés dans cette section sont en partie présentés dans deux articles en cours de publication donnés dans la liste des publications.

Alignement des spectres

Comme cela a été expliqué au chapitre 2, le spectre d'absorption du cristal autour d'une fréquence donnée est obtenu en faisant varier linéairement la fréquence du laser autour de cette consigne avec une vitesse connue tout en sauvegardant avec un taux d'échantillonnage donné la valeur de l'absorption et du déphasage en fonction du temps. La vitesse de scan et le taux d'échantillonnage permettent à partir de la fréquence de départ du scan de connaitre la fréquence correspondant à chacun des points sauvegardé pendant la durée du scan.

Pour obtenir une correspondance entre les fréquences des différents scans, il suffit d'aligner le premier point correspondant à chaque relevé. La présence d'un régime transitoire de quelques échantillons au début de chaque scan provoque une légère erreur d'alignement dépendant des paramètres de vitesse du balayage et du taux d'échantillonnage. Cette incertitude est typiquement de l'ordre de 100 Hz, ce qui peut être considéré comme négligeable devant l'incertitude de détermination du centre du trou brûlé sur chaque scan.

Obtention des caractéristiques de chaque spectre

On a vu au chapitre 1 que la forme du spectre d'absorption du trou après brûlage peut être approchée par une fonction lorentzienne. Un tel ajustement permet d'obtenir une évaluation de la fréquence centrale, de la largeur et du contraste du trou.

Cependant, et ce malgré le soin apporté à l'homogénéité des contraintes et à l'isolation des perturbations extérieures, il arrive que la forme du trou brûlé sous contraintes s'éloigne de celle d'une lorentzienne. Deux autres méthodes ont été envisagées pour évaluer différemment la position du centre du trou brûlé.

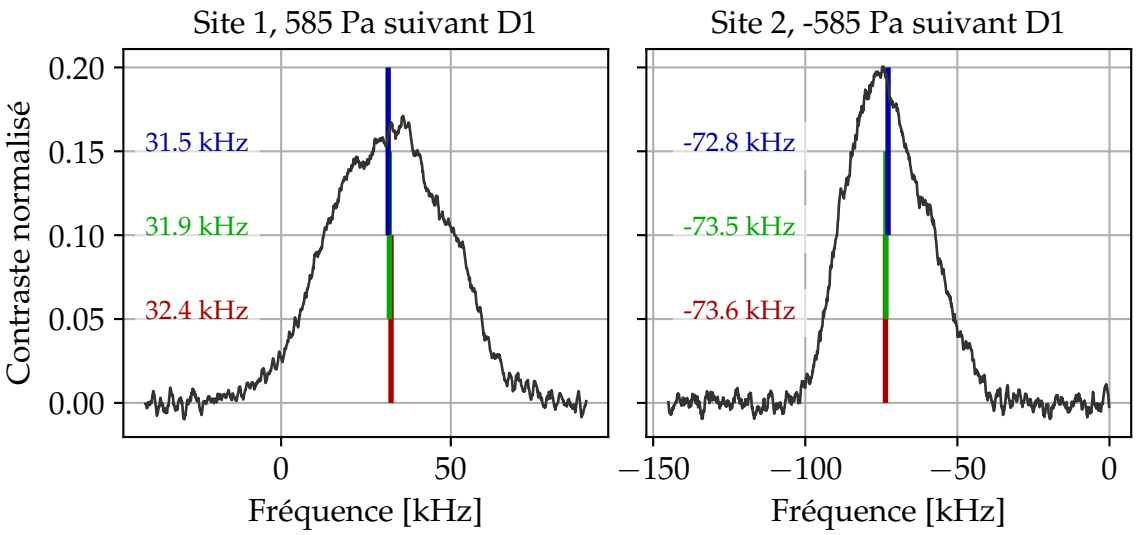

FIGURE 2.11. – Valeur du centre d'un trou brûlé calculé selon 3 méthodes (ajustement de lorentzienne (rouge), valeur médiane (vert) et centre de masse (bleu)) pour un spectre (en gris) relevé dans deux configurations sous contrainte maximale (positive à gauche, et négative à droite).

Le spectre relevé représente la répartition spectrale de l'absorption du matériau autour du trou brûlé. Il est donc possible de mesurer l'aire sous la courbe qui est liée à la puissance totale absorbée sur une plage de fréquence donnée. La fréquence correspondant au centre du trou est celle pour laquelle la moitié de l'aire totale est atteinte (médiane). De façon légèrement différente, une moyenne des fréquences pondérée par la valeur de l'absorption correspondante calculée sur la plage de fréquence du scan donne également une estimation de la position du pic (centre de masse). L'avantage de ces deux méthodes est qu'elles prennent en compte l'asymétrie éventuelle du trou brûlé en estimant la position du centre du trou plus près du côté où l'absorption est la plus importante. Cette approche semble donner une meilleure estimation du déplacement dû aux contraintes moyennes si on considère que la déformation du trou provient d'une légère inhomogénéité de la pression dans le cristal en donnant de fait plus d'importance à la valeur de contrainte la plus probable. Pour déterminer quelle méthode retenir, il est possible de comparer les valeurs données dans les trois cas pour des données identiques. La Figure 2.11 représente, pour deux spectres parmi les plus déformés obtenus, la valeur du centre obtenu par ajustement par une raie lorentzienne suivant l'Équation 1.1, par le centre de masse et par la valeur médiane. On constate que dans les deux cas un écart maximal inférieur à 1 kHz qui ne sera pas limitant comparé aux valeurs de décalage mesurées et aux autres sources d'incertitude sur cette mesure. On pourra en pratique

choisir indifféremment une de ces méthodes pour traiter l'ensemble des données enregistrées.

L'ajustement de courbe est la seule méthode qui donne une estimation de la largeur et du contraste du trou. De plus, les deux autres méthodes nécessitent de s'assurer que les fluctuations de la valeur mesurée autour du trou sont extrêmement faibles (car ces zones sont susceptibles de contribuer à la position estimée du centre), ce qui peut dans certaines conditions de mesure s'avérer impossible. Pour ces raisons, la méthode qui a été choisie pour traiter les données est l'ajustement de courbe par l'Équation 1.1.

Dérive de la fréquence du laser

Un autre effet qui peut influencer les mesures est la dérive à long terme subie par la fréquence du laser asservi sur la cavité. Pour quantifier cette dérive, un suivi de la fréquence du laser (indépendamment des moments où elle est pilotée par le programme pour réaliser un balayage) peut être réalisé grâce à un battement avec un peigne de fréquences optiques servant de référence. Sur une durée typique d'une dizaine de minutes nécessaire pour relever 6 points à des pressions différentes, une dérive du battement de l'ordre de 50 Hz a été observée. Ce battement étant réalisé dans l'infrarouge, cela correspond à une dérive de l'ordre de 100 Hz de la fréquence du laser d'interrogation, donc du même ordre que l'erreur d'alignement des spectres.

Exemple de données obtenues

En utilisant l'ajustement de courbes par une lorentzienne sur des séries de spectres relevés pour différentes valeurs de stress positifs et négatifs, et dans les quatre configurations possibles de site et axe de pression, il est possible de tracer l'évolution des caractéristiques du trou brûlé en fonction des contraintes appliquées. La Figure 2.12 représente un exemple de données obtenues pour chacune des quatre configurations. L'échelle de couleurs des courbes sur la partie gauche de chaque sous-figure représente la valeur de la contrainte appliquée sur le cristal en accord avec l'échelle de couleurs présentée en haut. Sur la partie droite de chaque sous figure sont représentées les positions du centre des spectres pour chaque valeur de contrainte associée. Les barres d'erreur horizontales correspondent à l'incertitude sur la valeur de la contrainte appliquée discutée plus haut et prennent notamment en compte l'inhomogénéité résiduelle à l'intérieur du cristal. Les barres d'erreur verticales reflètent quant à elles la largeur à mi-hauteur de la raie lorentzienne ajustée correspondant à chaque spectre.

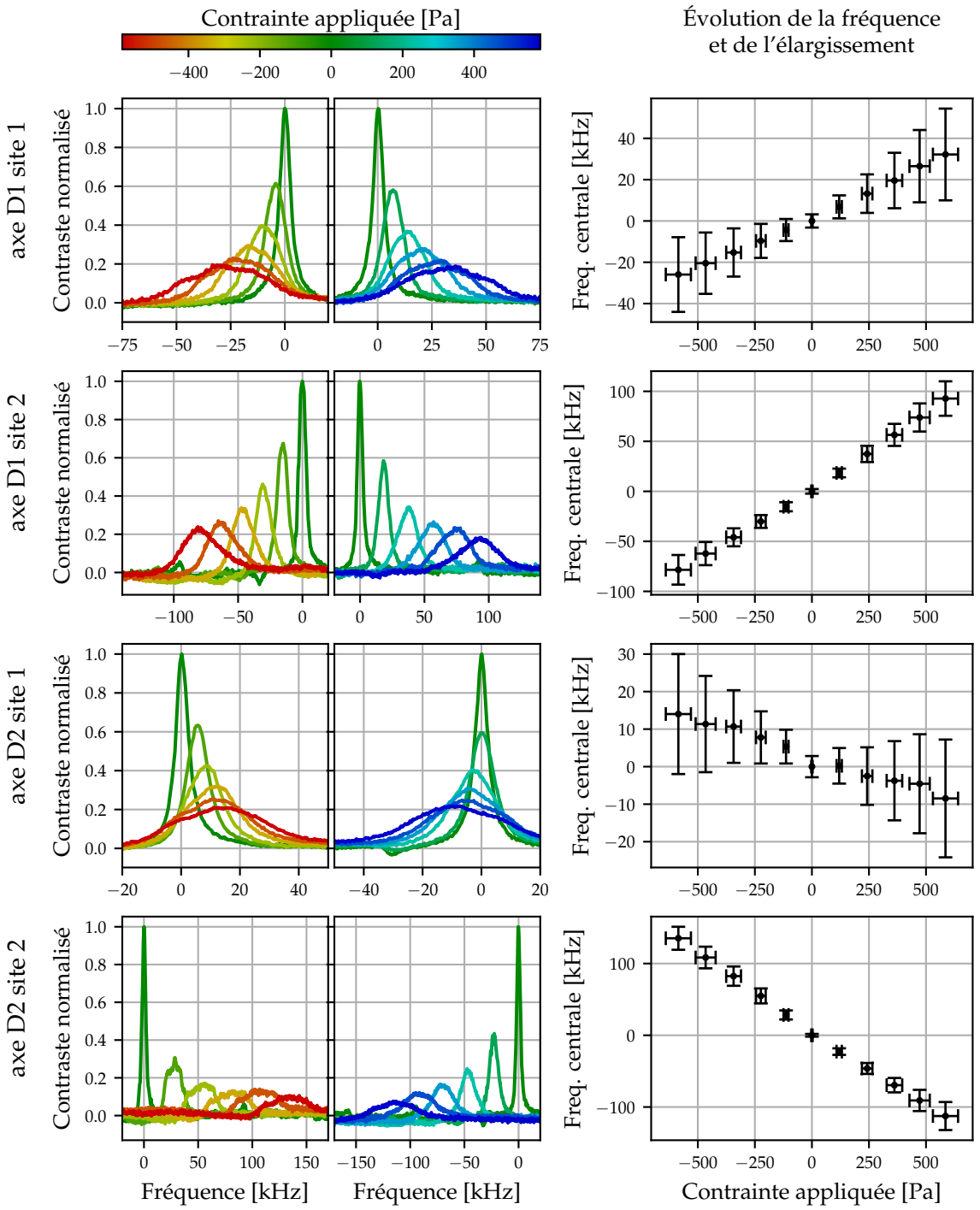

FIGURE 2.12. – Évolution de la position et de la forme du trou suite à l'application de contraintes mécaniques sur le cristal dans les 4 configurations possibles de site et d'axe de pression. Les courbes de gauche relevés pour chaque valeur de contraintes, et les graphes à droite l'évolution des caractéristiques de chacun des spectres. Se référer au corps du texte pour plus de détails.

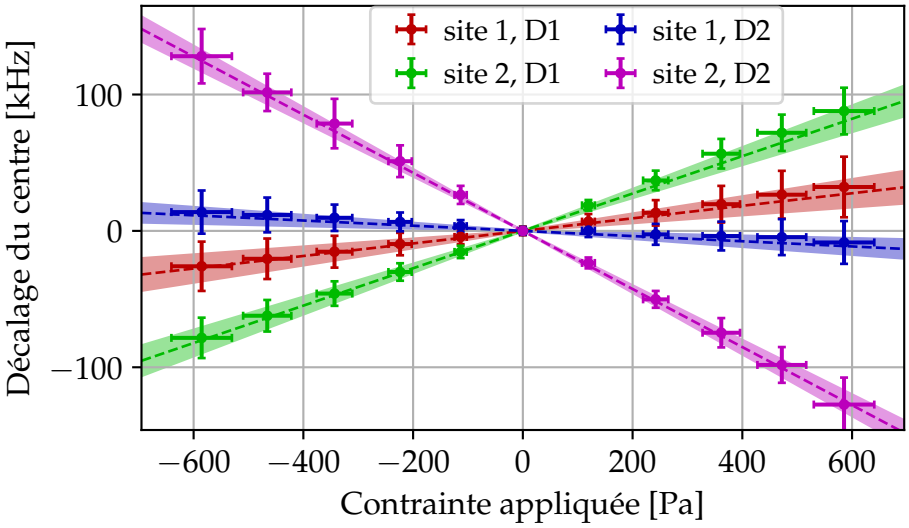

FIGURE 2.13. – Données obtenues pour la fréquence centrale du trou dans les quatre configurations d'axe et site. Les lignes en pointillées correspondent aux valeurs de sensibilité linéaires données dans le Tableau 2.2, les zones ombrées aux incertitudes assorties.

Pour chaque configuration, plusieurs mesures identiques ont été réalisées. Ceci permet de s'assurer de la répétabilité des résultats obtenus, et est également utile pour évaluer les barres d'erreur liées aux valeurs de sensibilité estimées. L'ensemble de ces mesures permet de constater différents effets des contraintes sur les trous brûlés.

2.3.5 *Décalage de la fréquence centrale*

L'effet principalement intéressant pour l'utilisation du couplage entre les contraintes mécaniques est le décalage de la fréquence centrale du trou. On peut constater sur la Figure 2.13, qui rassemble les points de mesure pour une réalisation dans chacune des configurations, que le centre du trou semble suivre une dépendance linéaire à l'intensité des contraintes appliquées. On y constate également que le signe et l'amplitude de l'effet semblent dépendre de l'axe de contrainte et du site.

Pour chaque mesure réalisée, nous avons ajusté une fonction linéaire aux données pour obtenir une estimation de la sensibilité aux contraintes dans les différentes configurations. La fonction ajustée aux données est une fonction linéaire dont la pente est le paramètre à ajuster et l'ordonnée à l'origine est nulle. Le point (0,0) présente un sens physique en ce sens qu'en l'absence de contraintes, on attend que

Axe	Site	Hz Pa^{-1}			THz $Strain^{-1}$		
D1	1	46	±	17	6.2	±	2.3
	2	137	±	16	18	±	2.2
D2	1	-19	±	10	-2.6	±	1.4
	2	-213	±	13	-29	±	1.8

TABLE 2.2. – Sensibilité de la fréquence du trou à des contraintes mécaniques, en Hz Pa^{-1} et en THz par unité de déformation relative, pour les 4 configurations de site et d'axe.

le trou ne bouge pas [1] La méthode d'ajustement utilisée est un ajustement par la méthode des moindres carrés en utilisant une fonction python nommée *Orthogonal Distance Regression*. Cette fonction présente l'avantage de prendre en compte les barres d'erreur verticales et horizontales sur les données dans son estimation de l'incertitude sur les paramètres optimaux.

Les valeurs des sensibilités obtenues sont présentées dans le Tableau 2.2. Les valeurs présentées représentent la moyenne des différentes mesures réalisées pour chaque configuration. Les incertitudes données tiennent compte de deux contributions différentes. D'une part la dispersion des différentes mesures réalisées pour chaque configuration. D'autre part l'incertitude sur l'évaluation des paramètres par la fonction d'ajustement qui dépend de l'erreur sur la valeur de la contrainte et du centre du trou correspondant à chaque point et qui est donnée par la racine carrée de l'élément diagonal correspondant au paramètre concerné dans la matrice de covariance renvoyée par la fonction d'ajustement. Les valeurs présentées dans ce tableau permettent également de tracer les droites en pointillé sur la Figure 2.13 en représentant l'incertitude par une zone de couleur transparente autour de la courbe.

On peut constater que l'amplitude de l'effet observée présente le même ordre de grandeur que les autres mesures réalisées sur des matériaux dopés terres rares : de quelques dizaines à quelques centaines de Hz/Pa. Ces valeurs sont largement inférieures à celles observées dans d'autre types de matériaux également sensibles aux contraintes comme des centres NV^- dans du diamant montrant une sensibilité de l'ordre de 1000 Hz/Pa [48] ou des centres SiV^- montrant une sensibilité atteignant 1800 Hz/Pa [49]. Cependant, ces résultats peuvent être mis en perspective en comparant les largeurs des transitions optiques correspondantes qui peuvent atteindre

1. On peut noter que, pour pouvoir réaliser l'ajustement de courbe, la fonction utilisée nécessite que tous les points aient des barres d'erreur correspondantes non nulles. Le point (0,0) comporte donc également des barres d'erreurs verticales et horizontales très faible pour satisfaire cette condition.

13 MHz dans des centres NV^- [50] et jusqu'à 322 MHz pour les centres SiV^- [51]. Les trous brûlés dans un cristal d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 , avec leur largeur de quelques kilohertz, présentent donc une sensibilité relative à la largeur de la transition supérieure de plus de 3 ordres de grandeur à celle de ces deux exemples.

Le tableau présente également des valeurs en THz $Strain^{-1}$, c'est-à-dire en THz par unité de déformation relative qui permettent d'évaluer la sensibilité aux contraintes de matériaux de rigidité différentes. Il s'agit en fait du décalage en fréquence pour une déformation élastique correspondant à diviser la longueur du cristal par deux (allongement relatif de -100%). Il s'agit bien sur d'une valeur théorique, une telle déformation n'étant en pratique pas possible sans briser le cristal. Cette valeur est obtenue en multipliant la valeur en $Hz\,Pa^{-1}$ par le module de Young du matériau, représentant la contrainte nécessaire à provoquer une variation relative de longueur de 100% (en supposant la limite d'élasticité infinie). Les valeurs données dans le tableau sont obtenues en considérant un module de Young de 135 GPa [52].

2.3.6 *Autres effets observés*

La variation linéaire de la fréquence centrale du trou sur la plage de mesure est la donnée qui présente le plus d'intérêt pour les applications envisagées. Cependant, l'examen des courbes obtenue montre d'autres phénomènes.

Différence entre les contraintes positives et négatives

On peut constater que, lorsque l'on contraint la fonction linéaire ajustée à passer par le point (0,0), les points de mesure montrent une tendance à être au-dessus de la droite ajustée. Une explication possible de cet effet tient compte d'un échauffement dû à la faible efficacité de la thermalisation des poids. En effet, le support en escalier est relié à la platine à 4 K électriquement par un fil de cuivre fin, mais cette connexion ne permet qu'un faible contact thermique entre les deux éléments.

Il est envisageable que les poids aient une température légèrement plus élevée que le cristal et qu'ils soient en partie réchauffés par les frottements générés par le déplacement de la platine de translation. Dans ces conditions, l'ajout d'un poids sur le sommet du cristal cause une légère élévation de la température qui décale un peu le trou vers les fréquences positives. Un temps d'attente entre le mouvement du poids et la mesure du spectre permet de réduire cet effet, mais pas de le supprimer tout à fait en raison du faible contact thermique entre le cristal et le support froid.

Cependant, et contrairement au cas de l'échauffement provoqué par la puissance

du laser maître, ce décalage reste faible comparé aux barres d'erreur prises en compte. Il est aussi en partie compensé par la mesure de la sensibilité aux contraintes positives et négative, l'une étant légèrement sur-estimée et l'autre sous-estimée (en fonction du signe de la pente), la pente globale reflétant le cas où ce décalage serait négligeable. En attendant plus longtemps entre deux dépôts de masses, on a observé que cet effet diminuait largement.

Modification du profil spectral

En plus du décalage de la fréquence centrale, on peut constater que la largeur et le contraste du trou sont affectés par les contraintes appliquées. La largeur du trou peut être multipliée par un facteur montrant une dépendance linéaire à la valeur de la contrainte appliquée et qui peut atteindre plus de 10. Cependant, alors que la sensibilité de la fréquence centrale varie d'un ordre de grandeur (en valeur absolue) entre la configuration la moins sensible (site 1, axe D2) et la plus sensible (site 2, axe D2), le taux d'élargissement ne varie que dans une plage de plus ou moins 30% d'une configuration à l'autre. Cet élargissement semble être dû à une inhomogénéité au niveau microscopique dans la réponse aux contraintes des ions individuels, et a été observé sur d'autres matériaux dopés terres rares comme ceux présentés dans les références [45, 44].

On constate également que le contraste du trou diminue d'un facteur dépendant plutôt de l'élargissement que de l'intensité du décalage de la fréquence centrale. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'élargissement correspond à un changement de fréquence de la transition légèrement différent pour chacun des ions dopants, ce qui contribue à augmenter la plage de fréquences couvertes. Le nombre d'ions excités dans des états sombres par le processus de brûlage ne changeant pas, c'est donc que leur nombre à chaque fréquence considérée est plus faible, d'où une diminution du contraste. Cette explication est soutenue par la faible variation de l'aire sous la courbe (dépendante du nombre total d'ions pompés dans des états sombres). En calculant cette aire pour toutes les valeurs de contraintes appliquées à un trou brûlé, on constate un écart type inférieur à 10% entre toutes les valeurs obtenues.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté ce qui est à notre connaissance la première évaluation de la sensibilité aux contraintes de trous spectraux brûlés dans les raies inhomogènes d'absorption d'ions europium dans un cristal d'Y_2SiO_5 . La mise en place du dispositif permettant de réaliser des mesures fiables a nécessité de nombreux

ajustements pour éviter des effets indésirables qui n'avaient pas pu être envisagés *a priori*. Les précautions liées à l'utilisation du cryostat ont également contribué à compliquer la réalisation de cette mesure. Néanmoins, grâce au soin apporté au montage et à l'élimination de perturbations, nous avons pu réaliser une mesure de l'effet des contraintes dans 4 configurations de site et d'axes de pression avec des intervalles de confiance acceptables. Ces résultats font d'ailleurs l'objet d'un article soumis pour publication. Les sensibilités mesurées sont du même ordre de grandeurs que les précédentes mesures réalisées pour d'autres matériaux dopés terres rares.

Les sensibilités observées permettent d'envisager certaines applications, comme le développement d'accéléromètres différentiels utilisant une masse de test de l'ordre du kilogramme posée sur le cristal (la contrainte appliquée restant largement en dessous de la limite de déformation élastique de ce type de cristal). En utilisant un trou spectral brûlé pour le site et la direction de contrainte présentant la plus grande sensibilité, on peut attendre un déplacement du centre de l'ordre de 6.6 MHz par $\mathrm{m\,s^{-2}}$. Dans des conditions de détection optimales (limitée par le bruit de photon) du signal déphasage introduit par le cristal, ceci pourrait correspondre à une sensibilité de l'ordre de $1{,}4 \times 10^{-9}\ \mathrm{ms^{-2}}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$, meilleure que les technologies d'accéléromètres actuelles. L'utilité des valeurs obtenues pour les applications envisagées dans le domaine de l'opto-mécanique ou de la stabilisation en fréquence de laser seront discutées dans les chapitres suivants.

Chapitre 3

Vers un couplage opto-mécanique dans un micro-résonateur cristallin dopé Europium

La mesure de l'effet des contraintes présentée dans le chapitre précédent a permis de quantifier dans une certaine mesure la sensibilité de trous spectraux brûlés à une déformation du cristal impliquée par une contrainte mécanique uniaxiale. Dans ce nouveau chapitre, je présenterai les travaux et études préliminaires qui ont été faits pour pouvoir utiliser ce couplage opto-mécanique dans le but d'interagir avec un micro-résonateur. Comme cela a été évoqué dans l'Introduction de ce manuscrit, l'établissement d'une interaction entre un oscillateur mécanique et un rayonnement laser présente un certain intérêt dans le domaine des technologies quantiques, mais également d'un point de vue plus fondamental pour toutes les contraintes expérimentales liées à cette mise en œuvre. Il est également possible d'utiliser un tel résonateur comme senseur de force en mesurant le décalage statique introduit par l'application d'une force sur l'extrémité.

Nous aborderons le principe et les difficultés liées à la fabrication d'un tel résonateur dans un cristal d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 , une nouvelle technique de détection du signal dispersif ayant pour objectif de diminuer fortement le bruit ainsi que les premières mises en place expérimentales d'un dispositif permettant d'observer ce couplage.

3.1 Caractéristique et fabrication du résonateur

La première étape nécessaire à l'étude consiste à fabriquer, à partir d'un morceau de cristal d'orthosilicate d'yttrium dopé par des ions europium, un micro-résonateur mécanique. On cherche à mener une réalisation expérimentale des résonateurs en porte-à-faux présentés dans l'Introduction. Pour ce faire, un faisceau d'ions focalisé est utilisé pour enlever de la matière autour du futur résonateur dans le but de libérer 5 des 6 faces. Cette opération a été réalisée dans les salles blanches de l'institut Néel en collaboration avec Jean-François Motte [53].

3.1.1 *Technique de gravure*

La gravure par faisceau d'ion focalisé (aussi nommée FIB pour *Focused Ion Beam*) utilise l'énergie cinétique d'ions accélérés par un champ électrique pour arracher de la matière à l'échantillon.

Une source d'ions à gallium liquide [54, 55] permet d'obtenir des ions Ga^+ qui sont accélérés par un champ électrique jusqu'à atteindre une énergie de quelques keV à quelques dizaines de keV et utilisés pour bombarder l'échantillon. Des lentilles électrostatiques [56] permettent de focaliser ce faisceau sur une surface de quelques nanomètres carrés, et des plaques chargées sont utilisées pour le dévier et couvrir la zone choisie de l'échantillon. L'interaction des ions Ga^+ avec les premières couches de la surface de l'échantillon implique plusieurs phénomènes distincts qui ne seront pas présentés ici mais auxquels on peut trouver une introduction dans la référence [57]. On peut cependant noter que se produisent entre autres l'expulsion de particules de l'échantillon, ce qui permet la gravure des structures ; ainsi que l'émission d'électrons.

Ces électrons peuvent être utilisés pour réaliser une imagerie en temps réel de la surface de l'échantillon à l'aide d'une colonne de microscopie électronique à balayage [58] également présente sur la machine.

Application à l'Eu^{3+}:Y_2SiO_5

L'utilisation de la gravure par faisceau d'ions focalisé sur un cristal d'Y_2SiO_5 requiert certains ajustements. Premièrement, la dureté de ce cristal nécessite d'utiliser la source à gallium à la valeur maximale de tension permise sur la machine (soit 30 kV). Un courant de 6 nA permet d'atteindre un taux de gravure (vitesse d'enlèvement de la matière) de 6 $\mu m^3/s$. En outre, l'orthosilicate d'yttrium étant un isolant, une partie

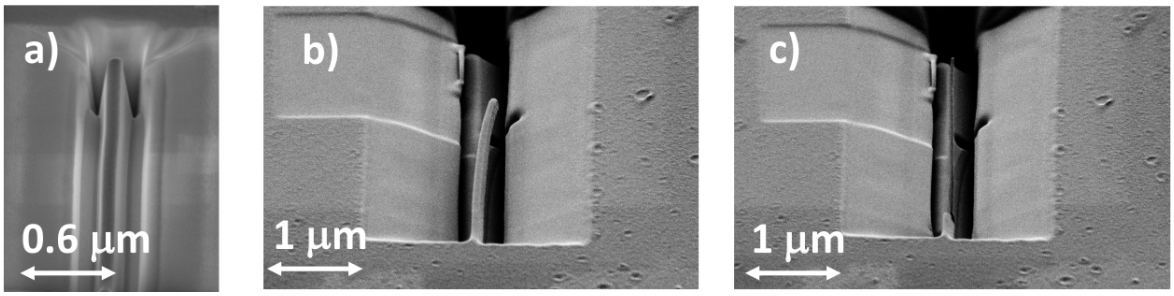

FIGURE 3.1. – Gravure d'un résonateur sur un face du cristal : en a) libération des côtés ; en b) la plupart de la surface inférieure est détachée du reste du cristal en augmentant l'angle du faisceau d'ion ; en c) les charges accumulées et l'action mécanique des ions ont détaché le résonateur du reste du cristal.

des charges créées durant le processus pourrait s'accumuler et dévier le faisceau d'ions incident de l'endroit visé. Pour éviter ce phénomène, une couche d'aluminium (environ 100 nm) est déposée avant la gravure pour évacuer ces charges.

Gravure du résonateur

La libération d'un résonateur par le faisceau d'ion Ga^+ focalisé présente certaines difficultés. La Figure 3.1 illustre des étapes de la fabrication pour un résonateur créé sur une face du cristal. L'image a) montre la formation de deux des faces par gravure avec un faisceau d'ion en incidence normale par rapport au cristal. Sur l'image b), l'angle du faisceau par rapport au cristal a été augmenté pour libérer le dessous du résonateur. Ceci implique d'enlever une grande quantité de matière en attaquant en biais le cristal ce qui, considérant la faible vitesse de gravure, nécessite un long temps d'usinage. Cette technique présente en outre un inconvénient : la gravure d'un sillon profond conduit au bout d'un moment à bombarder une zone du cristal significativement éloignée de la couche métallique déposée en surface pour évacuer les charges créées lors de l'interaction du faisceau d'ion avec la matière (d'où l'aspect tordu du résonateur sur l'image b). Cet effet combiné à l'action mécanique des ions peut conduire à briser le résonateur lors de sa libération, comme on le voit sur l'image c). Une autre stratégie de gravure a donc été mise en place pour réaliser un premier prototype utilisable.

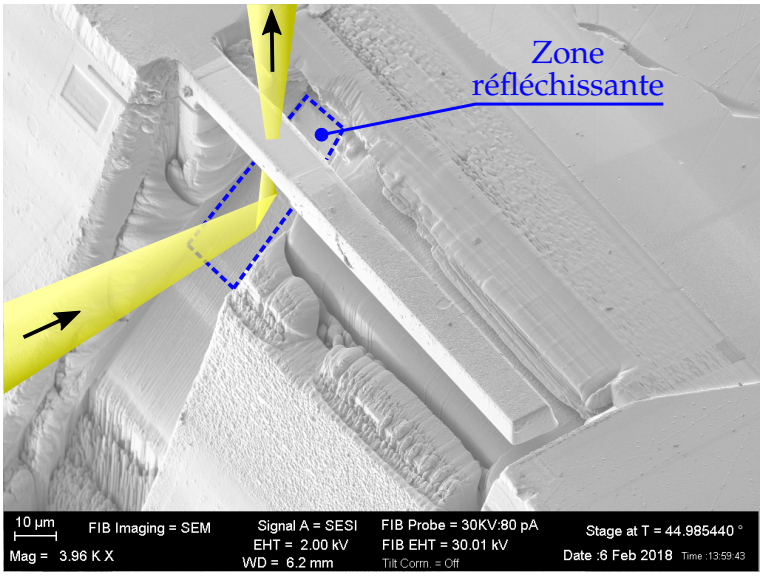

FIGURE 3.2. – Image par microcopie électronique du résonateur, représentation du trajet du faisceau laser (en jaune) superposée, la zone métallisée est entourée en pointillés bleus.

3.1.2 *Forme du micro-résonateur*

Pour éviter certaines difficultés liées à la libération du résonateur, la première solution retenue consiste à réaliser la gravure près d'une arête du cristal.

À partir d'un cristal de dimensions millimétriques, l'objectif est donc de libérer 5 des faces d'une poutre parallélépipédique de $100 \times 10 \times 10$ μm^3 en conservant une face de 10×10 μm^2 attachée au reste du cristal dans la configuration présentée sur la Figure 3.2. Il s'agit d'un premier prototype à une échelle plus grande que ce qui peut être envisagé pour de futures applications afin de réaliser les premières expérimentations avec un rapport signal à bruit suffisant. La fabrication du résonateur près d'une arête permet d'utiliser le faisceau d'ions avec une incidence normale sur le cristal pour libérer les trois faces initialement attachées au cristal. Ceci évite la situation présentée dans la section précédente où la forte quantité de matière à enlever et l'angle utilisé rendent la libération difficile sans dommage.

Compte tenu du module de Young de l'orthosilicate d'yttrium (135 GPa [52]) et de la masse effective correspondant au volume libéré (de l'ordre de $1{,}1 \times 10^{-11}$ kg), ce résonateur présente un premier mode excité à une fréquence de 890 MHz (obtenu par simulation). Lors du mouvement vertical de la partie libre du résonateur, la partie la plus proche du point d'ancrage est celle qui subit les plus grandes variations de contraintes. Dans cette configuration, on souhaite donc brûler un trou spectral dans

la partie du résonateur la plus proche du point d'accroche et observer l'effet des variations de contraintes dues au déplacement de l'extrémité libre du résonateur. Pour que le faisceau du laser traverse cette partie du cristal, et seulement celle-là, un miroir à 45° est également intégré à la structure près du point d'ancrage (surface gravée à 45° recouverte d'aluminium, entourée en pointillés bleus sur la figure). Comme le montre le trajet simulé sur l'image, le faisceau laser arrivant horizontalement est réfléchi vers le haut et passe à travers le résonateur. Ceci permet d'interroger uniquement des ions Eu^{3+} susceptibles d'être couplés à des variations de contraintes.

Orientation

Les propriétés optiques du cristal sont dépendantes de la direction de propagation (milieu biréfringent). Le premier axe qui est donc fixé est l'axe de propagation du faisceau en orientant le cristal de telle sorte que l'axe b soit vertical. Le premier prototype a été gravé en ce sens, mais sans choisir spécifiquement l'orientation du résonateur par rapport aux axes D1 et D2.

Lors d'une réalisation ultérieure, maintenant que les valeurs des sensibilités en fonction des axes ont été mesurées, l'alignement du résonateur avec les axes diélectriques correspondant à la sensibilité mesurée permettra de comparer le résultat obtenu sur le micro-résonateur avec une évaluation théorique de l'effet attendu. Pour optimiser la réponse, la plus grande dimension du résonateur sera alignée avec l'axe D2, le plus sensible aux contraintes.

3.2 Système opto-mécanique de focalisation

3.2.1 *Contraintes de mise en place*

Pour pouvoir interagir avec le micro-résonateur via le faisceau laser, celui-ci doit être focalisé avec un diamètre maximal d'environ 10 μm, correspondant à un *waist* de 5 μm. Il est possible d'obtenir un spot de cette taille à partir du faisceau quasi-collimaté de 4,5 mm de *waist* en utilisant des lentilles d'une focale d'environ 120 mm. Cette solution présente l'avantage de conserver les lentilles hors du cryostat et donc de pouvoir modifier l'alignement du faisceau assez facilement en montant la lentille d'entrée sur une platine de translation multi-axes.

Cependant, les fenêtres du cryostat représentent une source d'aberration non négligeable qui s'ajoute dans le cas d'un faisceau convergent. Pour éviter de dégrader le profil spatial du faisceau et pouvoir effectivement atteindre la taille de spot

permettant d'éclairer au mieux la base du résonateur, il a été décidé de placer les lentilles de focalisation et collecte à l'intérieur du cryostat. Ainsi, les fenêtres sont traversées par un faisceau collimaté se propageant comme une onde plane sur laquelle les fenêtres à faces plates n'introduisent que peu d'aberrations. La solution retenue consiste donc à réaliser une monture fixe contenant le cristal avec le résonateur, une lentille de focalisation en amont et une seconde lentille en sortie pour collimater le faisceau émergent.

3.2.2 Monture opto-mécanique du cristal

La Figure 3.3 représente la monture réalisée pour accueillir le résonateur et focaliser la lumière du laser à sa base. Le résonateur est situé sur la face gauche du cristal (ici représenté en marron) avec la surface réfléchissante en dessous. Le faisceau incident après focalisation est d'abord réfléchi par cette surface, puis traverse le résonateur et est dévié par le prisme réfléchissant pour traverser horizontalement la lentille de sortie. La base du support est en cuivre pour optimiser la thermalisation de l'échantillon dans le cryostat tandis que les supports de lentilles, pièces plus complexes, sont usinées dans de l'aluminium.

Les lentilles sont des asphères du fabricant Thorlabs (modèle C280TMD-A) d'une distance focale effective de 18,4 mm avec une ouverture de 5,5 mm. En considérant un faisceau gaussien d'un waist de 2,75 mm placé au plan focal objet, les relations de l'optique gaussienne prévoient un waist du faisceau dans le plan focal image (où le résonateur est placé) de 1.24 μm, ce qui correspond à avoir 95 % de l'énergie encerclée dans un diamètre de 3 μm. Des simulations menées sur OSLO (logiciel de tracé de rayon développé par Lambda research) permettent, en prenant compte les aberrations dans un cas de conjugaison réelle par les lentilles, d'obtenir une

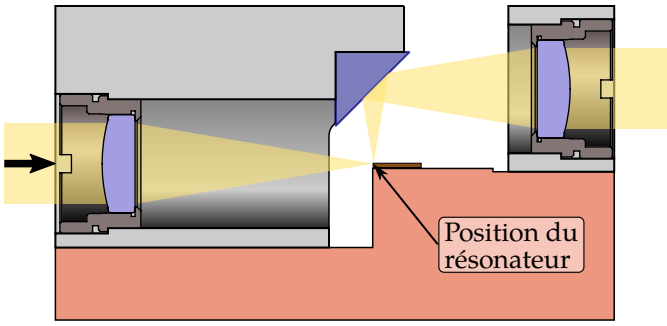

FIGURE 3.3. – Schéma de la monture du résonateur qui sera disposée dans la chambre de science à l'intérieur du cryostat.

estimation plus réaliste de la taille du spot image dans le plan du résonateur. Dans le cas idéal où celui-ci est situé exactement au plan focal image de la lentille, la taille du faisceau au centre du résonateur (suivant la direction de propagation) est estimée moins que 2 μm RMS. En mesurant la taille de la tache image à ±5 μm du plan focal, les simulations permettent d'estimer que plus de 93 % est à l'intérieur du résonateur sur toute l'épaisseur.

3.2.3 *Influence de la cryogénie*

Le montage présenté ci-dessus doit être disposé à l'intérieur du cryostat. Lors de la descente en température vers 4 K, la contraction des matériaux utilisés pour construire la monture modifie les distances entre éléments. Dans le design choisi, la contribution la plus importante à cette déformation provient du support en cuivre, et va rapprocher les lentilles du résonateur. Pour une variation de température ambiante à 4 K, la distance d'environ 20 mm séparant la première lentille du résonateur subit une variation de l'ordre de 60 μm.

Alignement optique

La première étape pour pouvoir créer des trous spectraux brûlés dans le profil d'absorption inhomogène du cristal constituant la base du résonateur consiste à illuminer cette partie avec le faisceau laser. Les premiers tests ont été effectués hors du cryostat pour pouvoir valider le système optique choisi. Un système d'imagerie placé derrière la lentille de sortie de la monture et utilisant un appareil photo numérique avec téléobjectif de focale variable 70 → 300 mm permet d'observer le résonateur et

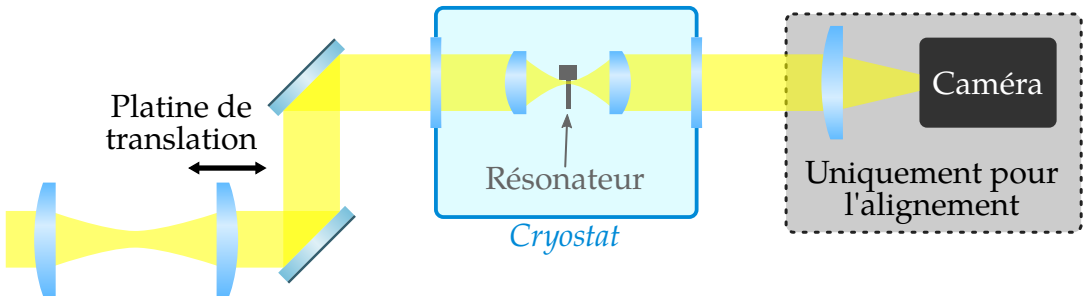

FIGURE 3.4. – Schéma du montage utilisé pour focaliser le faisceau issu des lasers dans le résonateur et obtenir une image. Seule une paire de fenêtres du cryostat est représentée, mais l'ensemble des écrans thermiques représente un total de 3 paires de fenêtres.

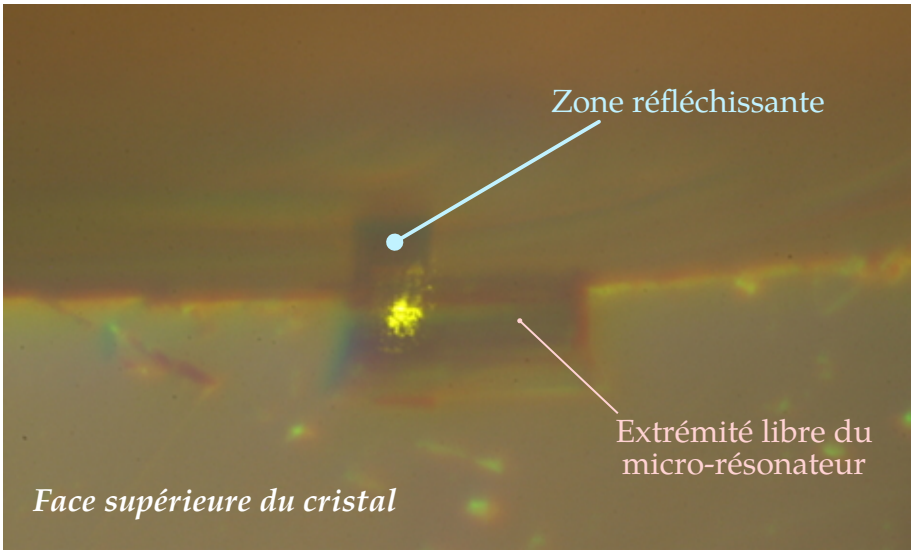

FIGURE 3.5. – Photo montrant le résonateur et le spot laser à l'intérieur, prise à travers la lentille asphérique de sortie.

le faisceau laser et donc de réaliser l'alignement. Ce montage n'étant pas destiné à réaliser de l'imagerie, la focale variable du téléobjectif est nécessaire pour réussir l'alignement des différents éléments en sortie et observer le résonateur : un zoom plus faible permet de positionner grossièrement l'appareil et une augmentation progressive de la focale tout en optimisant la position des différents éléments permet d'obtenir une image du résonateur.

La photo présentée sur la Figure 3.5 montre un exemple d'image obtenue par ce système. On peut y distinguer le résonateur et la partie éclairée par le laser après réflexion sur la zone métallisée à 45° située en dessous. L'apparente mauvaise qualité du faisceau laser sur cette image est due au système d'imagerie utilisé, non optimisé pour observer le profil d'un faisceau laser. La résolution permet cependant un bon alignement transversal du faisceau sur le résonateur.

L'alignement longitudinal sera optimisé en observant le contraste de trou brûlé et le rapport signal à bruit de la détection. Pour pouvoir compenser ces variations, le système optique est étendu en dehors du cryostat par un télescope afocal composé par deux lentilles de focale 50 mm (Thorlabs LA1131A). En modifiant légèrement la position de la seconde lentille par rapport à la première, on peut modifier la position réelle du waist objet de la lentille asphérique pour déplacer son image dans le plan du résonateur. Typiquement, un déplacement de quelques dixièmes de millimètres, réalisable grâce à une platine de translation, de la seconde lentille du télescope permet de compenser les 60 μm de déplacement relatif du résonateur par rapport

à la lentille lors de la phase de refroidissement dans le cryostat. Similairement, le faisceau sortant après la seconde lentille asphérique ne sera pas collimaté et une lentille supplémentaire hors du cryostat sera nécessaire pour la détection. L'ensemble du dispositif est représenté sur la Figure 3.4.

3.3 Méthode de détection du couplage

Le couplage entre les contraintes mécaniques appliquées au cristal et les niveaux d'énergie des ions dopant est une caractéristique intrinsèque du matériau. Les mesures présentées au chapitre 2 permettent d'évaluer l'effet de contraintes introduites par le déplacement de l'extrémité du résonateur sur un trou brûlé spectral réalisé dans une situation de repos. Cependant, l'obtention d'un signal mesurable dans le cas d'un micro-résonateur n'est pas une réalisation triviale.

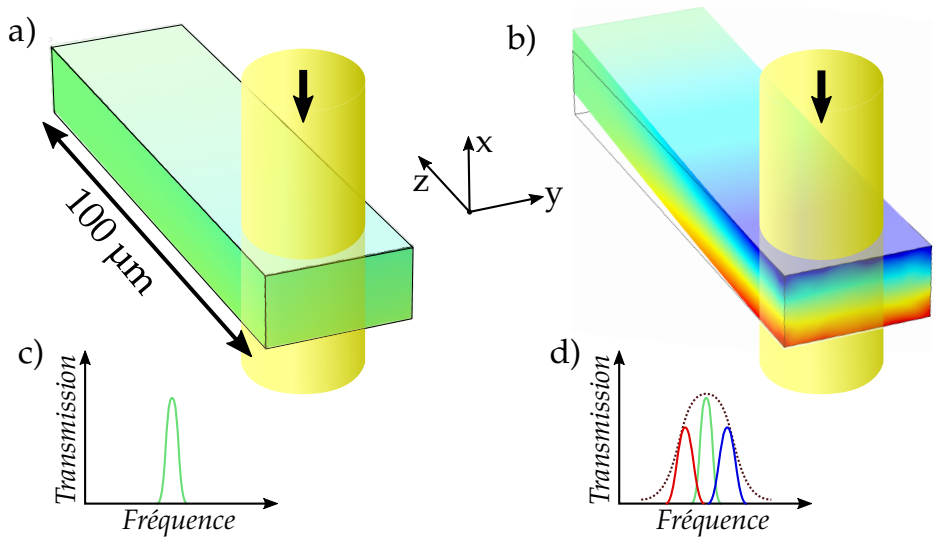

Figure 3.6. – Simulation du champ de contraintes dans un résonateur : a) résonateur au repos, b) contraintes dues à un déplacement vertical de l'extrémité. L'échelle de couleur représente l'intensité des contraintes depuis la compression (en bleu) vers l'extension (en rouge). Les inserts c) et d) représentent l'allure d'un trou brûlé avant et après déformation (figure adaptée depuis [59]).

3.3.1 Effet du couplage opto-mécanique sur un trou brûlé étroit

Une simulation du champ de contraintes mécaniques à l'intérieur du résonateur en réponse à un déplacement de l'extrémité est présenté sur la Figure 3.6.

On peut y constater d'une part, que l'intensité des contraintes augmente lorsque l'on se rapproche du point d'accroche du résonateur au reste du cristal (effet connu de la théorie de la flexion des poutres et qui a conduit à l'adoption de cette géométrie pour l'étude du couplage par contraintes). Contrairement à ce qui est représenté, la géométrie retenue pour le résonateur implique une section de 10×10 μm^2 dont la base est rattachée au reste du cristal et une longueur de 100 μm. Ainsi, la longueur étant significativement plus grande que l'épaisseur et la largeur, les contraintes peuvent être supposées uniformes sur une tranche infiniment fine suivant l'axe x et de dimension environ 10×10 μm^2 suivant y et z.

Dans ce modèle, la tranche centrale ne subit aucune contrainte, et pour chaque tranche comprimée à une distance $+\delta x$ du centre du résonateur, la tranche à $-\delta x$ subit une dilatation de pression opposée. On suppose de plus l'existence d'un trou brûlé étroit créé avant déplacement de l'extrémité du résonateur (Figure 3.6, c)). Hors de la position initiale, la forme du trou brûlé correspondant à la traversée de toute l'épaisseur du résonateur est liée à la somme des contraintes sur l'épaisseur du résonateur suivant l'axe de propagation choisit (ici l'axe x). La contribution des différents ions (certains dans un environnement comprimé d'autres dans un environnement dilaté) étant sommée, on attend un élargissement du trou sans déplacement de la fréquence centrale (l'effet moyenné sur l'épaisseur est représenté par la courbe en pointillés sur la Figure 3.6, d)). En outre, l'élargissement du spectre observé pour des pressions supposées homogènes incite à penser que la forme du trou s'écarterait d'une lorentzienne, les contributions des tranches les plus extrêmes présentant au sein de la tranche un élargissement élevé.

Évaluation des contraintes dans un résonateur

Le déplacement de l'extrémité du résonateur, sous l'effet d'une force appliquée ou des vibrations, se traduit par l'apparition de contraintes dans le matériau. On peut par exemple évaluer l'amplitude du mouvement de l'extrémité du résonateur liée au mouvement brownien à environ 0,2 pm à 3 K, et celle liée aux fluctuations de point zéro à environ ±1 fm (voir la référence [59]).

La théorie décrivant la flexion des poutres fournit les outils permettant de déterminer de telles contraintes. On considère que l'on reste dans les conditions d'application de la théorie d'Euler-Bernouilli (où l'on néglige l'effet du cisaillement). Au niveau

du point d'accroche du résonateur, les contraintes sont uniformes sur une tranche infiniment fine suivant l'axe x et orientées suivant z (voir la description des axes sur la Figure 3.6). On peut exprimer les contraintes à cet endroit par

$$\sigma_{zz} = -\frac{Mf_y}{I_{Gy}}x,$$

ou x est la position de la tranche sur l'axe vertical par rapport au centre du résonateur, Mf_y est le moment fléchissant appliqué sur l'extrémité du résonateur et I_{Gy} le moment quadratique d'axe y. Cette dernière quantité est liée à la géométrie de la poutre et vaut pour une poutre de section carrée $a^4/12$ où a est le côté de la section. Le moment fléchissant calculé au point d'accroche du résonateur est lié à la force appliquée sur l'extrémité par$Mf_y = LF$ où L est la longueur du résonateur et F la force appliquée à l'extrémité. Dans le cas d'une déformation liée aux vibrations, on peut estimer le moment fléchissant en utilisant la relation qui lie la force appliquée au déplacement de l'extrémité :

$$\delta_x = \frac{FL^3}{3EI_{Gy}},$$

où δ_x est le déplacement de l'extrémité suivant x et E le module de Young du matériau. En combinant les deux équations, on peut exprimer l'intensité maximale des contraintes (pour $x = a/2$) par

$$|\sigma_{zz}(x = a/2)| = \frac{3a\delta_x E}{2L^2}, \tag{3.1}$$

Pour un module de Young de 135 GPa et un résonateur de $100 \times 10 \times 10$ μm^3 dont l'extrémité subit un déplacement de ±1 fm, l'intensité maximale des contraintes est d'environ 0,2 Pa. En considérant que le résonateur est fabriqué de telle sorte que les contraintes sont parallèles à l'axe D2 et que le trou est brûlé dans le site 2, la sensibilité de la fréquence du trou aux contraintes est d'environ 213 Hz Pa^{-1}. Ceci implique donc un déplacement maximal, pour un trou brûlé dans une tranche proche du bord supérieur ou inférieur du résonateur, d'environ 43 Hz.

3.3.2 *Utilisation d'un couplage dispersif*

Effet sur un trou étroit

En supposant qu'on a brûlé dans la structure un trou étroit (de l'ordre de quelques kilohertz de large), la déformation du résonateur conduirait à un élargissement

de ce trou. La répartition spectrale du déphasage introduit par le cristal et qu'on peut calculer grâce à l'Équation 1.3 va donc également varier avec les mouvements. Cependant, l'interrogation en continu d'un trou étroit pose un problème : la fréquence du laser doit nécessairement coïncider avec celle du centre du trou où l'absorption est minimale pour éviter de brûler un nouveau trou ou d'élargir le trou initial sans relation avec les contraintes. Ceci est même un intérêt majeur de l'utilisation de trous brûlés pour mesurer le couplage opto-mécanique car cela limite le rayonnement absorbé et donc l'échauffement mais également la pression de radiation susceptible de perturber le résonateur de façon trop importante. Or, quelle que soit la largeur spectrale du trou, l'anti-symétrie du spectre du déphasage assure que le signal dispersif pour un laser au centre du trou est nul. Cette méthode ne permet donc pas d'accéder à un signal correspondant aux déformations du résonateur.

Utilisation d'un trou large

Une possibilité pour résoudre ce problème, et obtenir un déphasage dépendant des vibrations du résonateur tout en respectant la condition de l'absence d'absorption du laser, consiste à utiliser un trou large. Pour évaluer la forme spectrale du signal de déphasage correspondant à un trou large (on suppose que la fréquence nulle correspond au centre du trou), on peut modéliser le spectre de transmission par une fonction porte de la forme

$$T(f) = T_{\text{min}} + (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) \times \Pi\left(\frac{f}{2\Delta f}\right),$$

où T_{min} et T_{max} sont les valeurs minimales et maximales de la transmission, Π est la fonction porte de largeur et d'aire égales à 1 et Δf est la demi-largeur de la porte. La transformée de Hilbert de ce type de fonction est connue, et on peut donc exprimer le déphasage par

$$\Delta\Phi(f) = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) \times \ln\left|\frac{f + \Delta f}{f - \Delta f}\right|. \tag{3.2}$$

L'allure de la transmission et du déphasage correspondant à des trous larges compatibles avec les caractéristiques (transmissions minimales et maximales) classiques sont représentées sur la Figure 3.7. On peut y voir qu'en dehors du centre, le laser subit un déphasage non nul par le cristal tout en restant dans une zone de transmission maximale, donc sans risque de dégradation du trou brûlé. Plus le laser d'interrogation sera spectralement proche du trou, plus le déphasage subi sera important. On peut noter que la fonction utilisée pour représenter le déphasage dans ce modèle n'est pas définie aux points correspondant aux bords du trou. On pourrait raffiner ce modèle en considérant que la forme d'un trou réel est décrite par le produit de convolution

de la fonction porte utilisée jusque-là par une fonction lorentzienne dont la largeur est représentative de la largeur typique d'un trou brûlé étroit. Ceci produit un spectre de transmission dont les bords ne sont plus strictement verticaux (ce qui n'aurait pas de sens physique) et modifie le signal de déphasage principalement au niveau des pics correspondants aux bords. Cependant, suffisamment loin des bords (à environ 2 kHz dans le cas présenté), la différence entre les deux modèles est négligeable.

L'Équation 3.2 met également en évidence, pour une fréquence du laser donnée, la dépendance du signal de phase à la largeur du trou considéré. On pourrait donc obtenir un signal dépendant de cette largeur, et donc du mouvement du résonateur, en maintenant la fréquence du laser à l'intérieur du trou large et suffisamment proche du bord. Il est évident que des fluctuations de la fréquence du laser se traduiront également par des fluctuations du signal dispersif, ce qui confirme l'importance de la stabilité en fréquence du laser d'interrogation (assurée par la cavité Fabry-Pérot mentionnée à la sous-section 1.3.2) pour limiter le bruit de détection.

Une étude théorique plus poussée de l'effet du mouvement d'un nano-résonateur sur des trous spectraux brûlés est présentée dans la référence [59]. Cet article propose également une méthode de fonctionnalisation complexe du trou pour obtenir le signal le plus élevé possible. Cependant, même dans ces conditions, il semble que l'observation d'un signal ne soit possible que dans le cas d'une détection limitée par le bruit de photons.

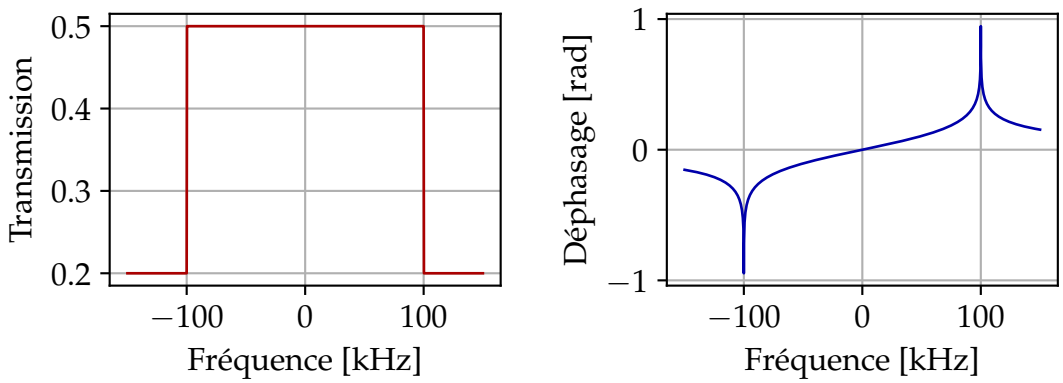

FIGURE 3.7. – Simulation des spectres de transmission et de déphasage pour un trou carré d'une largeur de 200 kHz.

3.3.3 Méthode de détection

Utilisation de photodiodes à avalanche

Pour diminuer le bruit de détection, la première étape consiste à remplacer les photodiodes à gain transimpédance par des photodiodes à avalanche (opération déjà réalisée pour les mesures de contraintes). Ceci permet, comme on l'a mentionné, de supprimer le laser maître qui serait une source d'échauffement dramatique pour le résonateur, mais aussi de profiter de performances bien meilleures que celle des détecteurs normaux. À titre de comparaison, les puissances équivalentes de bruit des photodiodes ET-2030A [1] en usage sur le dispositif expérimental au début de cette thèse et des photodiodes à avalanche APD-410A/M [2] utilisées pour les mesures de l'effet des contraintes valent respectivement 77 $\mathrm{pW}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ et 0.01 $\mathrm{pW}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ (pour le gain avalanche minimal) à notre longueur d'onde. Le développement d'une méthode adaptée à l'utilisation de ces nouvelles photodiodes semble promettre des performances de bruit bien meilleures que celles atteintes avec les photodiodes normales.

Structure à deux trous

Comme cela a été évoqué au chapitre 2, l'utilisation de ces photodiodes nécessite la génération de deux modes dans le spectre lumineux du laser esclave utilisé pour l'interrogation, le maître n'étant plus envoyé vers le cristal. Cependant, et contrairement à ce qui était fait pour la mesure de l'effet des contraintes, on souhaite pouvoir mesurer le signal dispersif en continu pendant une durée arbitraire. Dans la mesure où cette durée pourrait dépasser le temps de brûlage, même à la puissance réduite, et qu'un trou brûlé pendant la mesure pourrait être une source de perturbation, il est nécessaire d'éviter la formation d'un trou au niveau du mode de référence.

Une façon de résoudre ce problème consiste à brûler au préalable un trou autour de la fréquence correspondante dans le but de placer le mode de référence en son centre. Un trou large est préférable pour cette application dans la mesure où il présente au centre une dépendance en fréquence du signal dispersif bien plus faible qu'un trou étroit. Ceci permet de s'affranchir de l'effet d'éventuelles fluctuations résiduelles de la fréquence du laser.

L'utilisation du dispositif de génération des signaux a été modifiée pour permettre la création d'une structure arbitraire de trous brûlés, dont un exemple est présenté sur la Figure 3.8. Cette figure montre une structure comportant un trou large (d'une

1. Voir le site du fabricant www.eotech.com
2. Voir le site du fabricant www.thorlabs.com

largeur de 200 kHz) et un trou étroit correspondant à la largeur typique des trous brûlés par un laser à fréquence fixe (environ 500 ms avec un éclairement d'environ 70 µW cm^{-2}). Le trou large est quant à lui brûlé en balayant la fréquence du laser avec une vitesse de l'ordre de 100 kHz s^{-1} en 4 passages. Cette méthode de création d'un trou large peut être utilisée pour créer la structure de deux trous larges nécessaire à la mesure du signal dispersif.

Limitation théorique au bruit de détection

En mettant de côté les bruits d'origine technique liés à l'amplification, au filtrage et à l'acquisition des données, deux sources de bruit blanc liées aux détecteurs influencent la mesure de la phase. On considère dans le cas qui suit une seule photodiode le bruit sur la mesure des signaux par une seule photodiode.

Le bruit de photons est lié à la quantification du rayonnement électromagnétique sous la forme de photons. Pour un signal de battement entre deux lasers, la valeur de la densité spectrale de bruit de phase liée au bruit de photons peut s'exprimer par

$$S_\phi(f) = 10 \times \log_{10}\left(\frac{n_1 + n_2}{\eta n_1 n_2}\right)$$

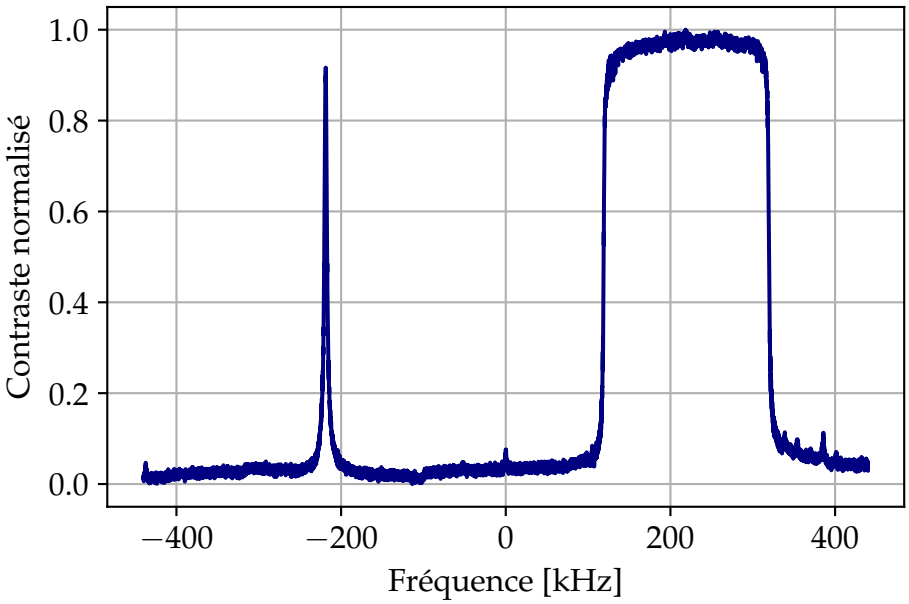

FIGURE 3.8. – Structure double trou brûlée dans le spectre d'absorption du cristal, un contraste de 0 correspond à la transmission minimale à la fréquence considérée, environ 20%.

où n_1 et n_2 sont les nombres de photons par seconde provenant des deux rayonnements et η est l'efficacité quantique du détecteur. Avec les valeurs de puissances lumineuses typiques utilisées avec les photodiodes ET-2030A (voir ci-dessous) présentant une efficacité quantique d'environ 75% à la longueur d'onde considérée, on obtient un bruit de détection de la phase de l'ordre de -119 dBrad^2/Hz. Pour la détection avec les photodiodes à avalanche, le gain avalanche conduit à une augmentation du bruit de photon par rapport à la situation décrite par l'équation ci-dessus. On peut néanmoins obtenir une limite basse de l'ordre de -116 dBrad^2/Hz en utilisant les paramètres liés à la détection du signal par photodiodes à avalanche pour une efficacité quantique équivalente (voir ci-dessous).

Le bruit thermique est lié à l'agitation thermodynamique des porteurs de charge dans le détecteur. Il est caractérisé par la puissance équivalente de bruit, et le plancher de bruit de phase correspondant peut s'exprimer par

$$S_\phi(f) = 10 \times \log_{10}\left(\frac{NEP^2}{P_1 P_1}\right) + 3 + 3$$

où NEP est la puissance équivalente de bruit et P_1 et P_2 sont les puissances optiques incidentes des lasers. En appliquant cette formule aux deux méthodes de détection envisagées, on obtient un plancher de bruit thermique de l'ordre de -96 dBrad^2/Hz pour les ET-2030A, et -134 dBrad^2/Hz pour les APD-410A. On constate que les photodiodes classiques dans notre cas d'utilisation sont limitées par le bruit thermique, alors que les photodiodes à avalanches peuvent être limitées par le bruit de photons.

Bruit de détection obtenu

Pour comparer les niveaux de bruit de détection effectivement obtenus en utilisant les deux types de photodiodes, nous avons réalisé une mesure du signal enregistrée en l'absence de cristal. Les données sont obtenues en envoyant tout d'abord 1 mW de maître et 100 nW d'esclave séparés d'environ 1,5 GHz dans deux photodiodes de type ET-2030A (selon le montage présenté dans le chapitre 1) ; puis en envoyant le laser esclave seul contenant deux modes fréquentiels séparés de 500 kHz et d'une puissance de 100 nW chacun dans des photodiodes à avalanche APD-410A.

La chaîne de démodulation et d'amplification est adaptée dans les deux cas (ce qui a également une influence sur le bruit), la chaîne initiale pour les photodiodes classiques correspondant au schéma Figure 1.14, et la chaîne simplifiée pour les photodiodes à avalanche étant présentée dans annexe A. Les résultats obtenus pour cette mesure sont donnés sur la Figure 3.9

On constate la diminution du plancher de bruit de plus d'un ordre de grandeur

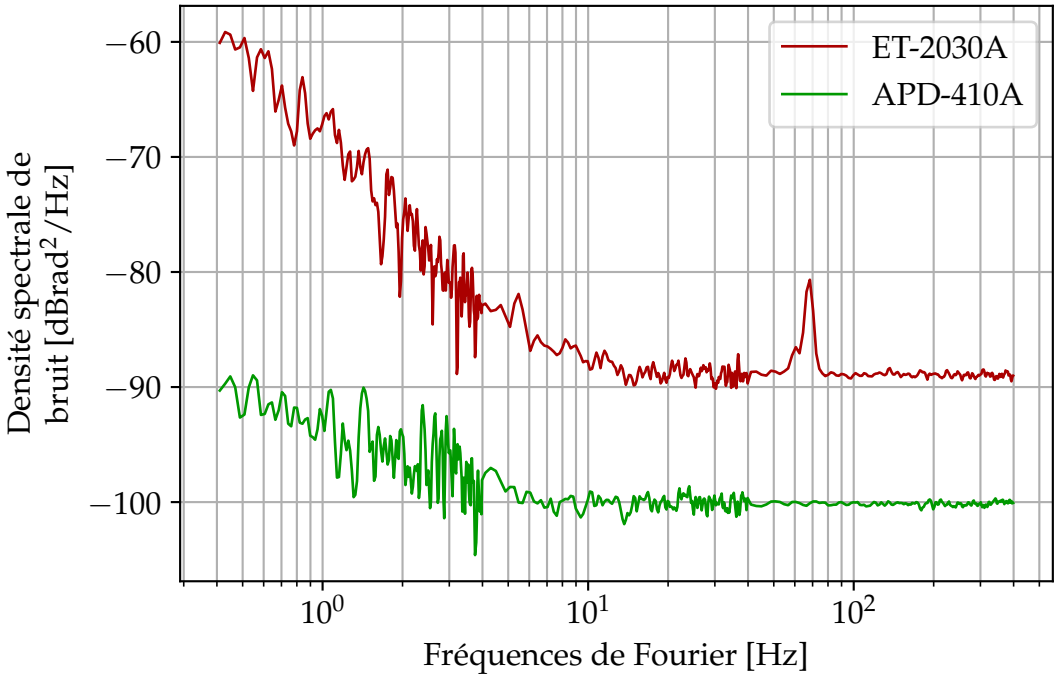

FIGURE 3.9. – Densité spectrale de puissance de bruit de la détection du signal dispersif pour les deux catégories de photodiodes mesurées sans cristal.

avec l'utilisation des photodiodes à avalanche. La hausse du bruit à plus basse fréquence (sous 10 Hz) semble être due à la plateforme d'acquisition des données, et plus particulièrement à une différence de référence de temps entre les deux entrées. Cet effet n'est cependant pas limitant pour des durées de mesures inférieure à 100 ms, ce qui est largement suffisant pour pouvoir détecter une modulation de la phase à 1780 kHz.s On voit cependant que la caractérisation du système ne s'étend pas à une telle gamme de fréquence, ce qui sera une mesure à réaliser dans l'avenir. On remarque également que la réduction du plancher de bruit n'est pas aussi importante que ce qu'on aurait pu attendre pour une détection limitée par le bruit thermique des détecteurs. Si le plancher du bruit de détection avec les photodiodes classiques est proche d'être limité par le bruit thermique (qui peut être évalué à partir de la puissance équivalente de bruit à environ −96 dBrad^2/Hz), cette même limite donne pour les photodiodes à avalanche un plancher de bruit théorique de l'ordre de −130 dBrad^2/Hz (fortement dépendant du gain avalanche sélectionné). En raison de ce faible niveau de bruit thermique, une détection limitée par le bruit de photon dans les photodiodes à avalanche semble accessible et fera l'objet de développement futurs.

3.4 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, j'ai présenté les premières études menées dans le but d'utiliser des structures de trous brûlés couplées par contraintes au mouvement d'un micro- ou nano-résonateur pour étudier son état vibrationnel voir l'influencer (rétro-action). Un premier prototype a été réalisé dans lequel le faisceau du laser a pu être focalisé à l'aide de lentilles asphériques. Un système optique extérieur au cryostat a été développé, et la prochaine étape consistera à mettre le résonateur à l'intérieur du cryostat pour vérifier la robustesse de l'alignement lors de la descente en température. D'autre part, le faible volume traversé par le laser à l'intérieur du résonateur risque d'être une limitation au contraste des trous qui pourront être brûlés à l'intérieur. Pour étudier l'importance de cette limitation, un prototype de structure micro-fabriquée en forme de coin a été réalisée par la même équipe qui a construit le résonateur. L'intérêt de cet objet est qu'il permet de moduler l'épaisseur traversée par le résonateur en changeant la position du faisceau. En conservant la même section pour le faisceau que celle choisie pour interroger le résonateur, il sera possible de mesurer le contraste obtenu à différentes épaisseurs et ainsi prévoir celui atteignable dans le résonateur. Enfin, la mise en place d'une détection du signal dispersif utilisant des photodiodes à avalanche et une structure à double trous a permis de réduire le bruit de détection. Cependant, les performances nécessitent encore d'être améliorées pour atteindre la limite absolue du bruit de photon et espérer observer l'effet du mouvement du résonateur sur la phase du laser.

Chapitre 4

Stabilité en fréquence des trous brûlés, asservissement d'un laser

Le dispositif expérimental sur lequel j'ai travaillé au cours de ma thèse a été développé au sein du groupe de métrologie des fréquences optiques du laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris. Dans ce domaine, la stabilité des lasers utilisés est un facteur critique qui nécessite une recherche constante de performances ultimes. L'amélioration du niveau de bruit de détection et du contrôle environnemental du cristal, nécessaires pour la mesure de l'effet des contraintes et du mouvement d'un micro résonateur, ont également permis d'améliorer les performances du laser asservi sur trous spectraux brûlés. Dans ce chapitre, après avoir abordé certains aspects de la stabilisation de laser, nous verrons comment la technique d'interrogation de trous spectraux brûlés présentée au chapitre 3 est utilisée pour stabiliser la fréquence du laser esclave.

Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet de deux publications : O. Gobron, K. Jung, N. Galland, *et al.*, *Optics Express* **25** (13), p. 15539 ; et N. Galland, N. Lučić, *et al.*, *Optics Letters* **45** (7), p. 1930 (voir les références complètes dans la liste des publications).

4.1 Lasers ultra-stables, état de l'art et enjeux

Le domaine principal d'application des lasers ultra-stables est la métrologie de temps et fréquence dont le domaine de recherche majeur consiste au développement d'horloges atomiques de plus en plus stables et exactes. Les horloges atomiques à transition dans le domaine optique semblent représenter la future génération

d'étalons de fréquences [60], mais leurs performances, théoriquement bien meilleures que celles des horloges atomiques micro-ondes, sont encore limitées par la stabilité des lasers d'interrogations des transitions atomiques. Aussi le développement de lasers ultra-stables est une nécessité pour atteindre les performances optimales des nouvelles horloges.

4.1.1 Stabilité et exactitude d'un oscillateur

Avant d'aborder les techniques mises en jeu en métrologie temps fréquence et leurs performances, il est nécessaire d'apporter certaines clarifications sur les termes et grandeurs utiles à la caractérisation des oscillateurs ultra stables.

Oscillateurs parfait

Un oscillateur est un dispositif qui a pour but de délivrer un signal de la forme :

$$S(t) = A \times \sin(2\pi\nu_0 t), \tag{4.1}$$

où A est l'amplitude et ν_0 la fréquence de la sinusoïde, l'origine des temps pouvant être fixée pour avoir une phase initiale nulle. Cette équation représente le signal délivré par un oscillateur sans défaut, mais dans la réalité aucune source ne peut produire un tel signal. La fréquence réelle, notamment, est dépendante du temps et peut présenter un biais statique par rapport à la valeur attendue si bien qu'elle peut être représentée par

$$\nu(t) = \nu_0(1 + \varepsilon + y(t)). \tag{4.2}$$

L'amplitude A est en pratique également dépendante du temps. Ce bruit d'amplitude a aussi une influence sur la stabilité, car il est susceptible d'induire, lors de la détection d'un signal optique modulé par une photodiode, un certain bruit de phase.

Exactitude

La partie fixe ε de la perturbation de la fréquence de l'oscillateur représente l'influence de perturbations statiques par rapport au modèle théorique. Sa détermination passe par la mesure d'effets systématiques comme par exemple, dans le cas d'horloges atomiques, l'effet de la densité d'atomes, de leur température, de la puissance de la radiation d'interrogation, etc., sur la fréquence du signal délivré. Cette partie fixe représente l'inexactitude de l'oscillateur et la détermination de sa valeur, et surtout de l'incertitude sur cette mesure, font l'objet d'améliorations constantes dans le domaine

des horloges atomiques. Un exemple typique de représentation de l'influence des effets systématiques de ce type peut être trouvé dans la référence [61, Table 1].

Dans le cadre du développement de lasers ultra stables, l'objectif n'est pas d'atteindre une grande exactitude, mais plutôt une grande stabilité pour une échelle de temps typique de 0,1 à plusieurs secondes. Cet intervalle correspond au temps caractéristique de cyclage des horloges atomiques à réseau optique, ce paramètre constituant le temps caractéristique auquel les fluctuations de fréquence du laser sonde impactent le plus la performance globale de l'horloge [62].

Stabilité

La caractérisation de la partie variable $y(t)$ de la fréquence du signal représenté par l'Équation 4.2 permet d'évaluer la stabilité de l'oscillateur, c'est-à-dire sa capacité à conserver la même fréquence dans le temps. Cette caractérisation peut passer par la mesure de différentes grandeurs, en fonction des dispositifs expérimentaux disponibles, et donner lieu à différentes représentations de l'information. Dans le cas du développement d'horloges atomiques, la grandeur la plus utilisée pour caractériser la stabilité (des lasers utilisés comme des horloges) est la variance (ou l'écart type) d'Allan (voir notamment la référence [63]).

La variance d'Allan permet d'estimer la variance du signal pour un temps d'intégration donné. Un tracé de la variance d'Allan pour des temps de moyennage entre 1 s ou moins et quelques milliers voire dizaines de milliers de secondes permet d'obtenir certaines informations sur le type de bruit de l'oscillateur (par exemple distinguer entre bruit blanc, bruit de marche aléatoire, dérive, etc.). Sa valeur à 1 s est généralement utilisée pour caractériser les performances à court terme. Dans le cas des horloges, on peut également être intéressé par sa valeur à plus long terme (typiquement 10^3 s à 10^4 s).

4.1.2 *Définition et réalisation de l'unité de temps : la seconde*

Définition

Depuis la 13eme Conférence générale des poids et mesures en 1967 (résolution 1), sa définition est [1] :

> la seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental

1. La formulation exacte a été changée en 2018 lors de la révision générale du système international d'unité, mais la valeur est identique.

de l'atome de césium 133 [2].

La réalisation pratique de cette définition, c'est-à-dire l'obtention d'un signal réel dont la période est égale à 1 seconde, est possible grâce à l'utilisation d'horloges atomiques.

Fontaine atomique à césium

Une horloge atomique est un dispositif expérimental visant à asservir la fréquence d'un oscillateur dit local sur la fréquence correspondant à une transition radiative entre deux niveaux énergétiques d'un atome ou ensemble d'atomes, et à délivrer le signal produit.

Depuis les premières horloges à césium dans les années 1950 [64], la géométrie et le système d'interrogation ont évolué pour conduire à l'utilisation de fontaines atomiques pour étalons primaires de fréquence. Dans ces dispositifs, la mesure de la transition atomique est effectuée sur un ensemble d'atomes en chute libre, préalablement refroidis dans un piège magnéto-optique et lancés verticalement [65]. La méthode d'interrogation de Ramsey [66] est employée pour mesurer l'écart en fréquence entre un oscillateur local à quartz et la fréquence de la transition.

On peut définir la notion de *cycle d'horloge* qui désigne l'ensemble des étapes successives conduisant à une mesure de différence de fréquence entre l'oscillateur local et la référence atomique. Pour une horloge à fontaine atomique de césium, ce cycle d'horloge regroupe le refroidissement des atomes, leur expulsion vers le haut, les impulsions nécessaires à l'interrogation Ramsey séparées par le temps de vol et enfin la détection des atomes dans l'état excité. Le temps nécessaire à la réalisation d'un cycle donne le temps d'échantillonnage de la mesure de différence de fréquence et vaut environ 1 s.

L'exactitude en fréquence relative atteinte par ce genre d'horloge est de l'ordre de quelques 10^{-16}, pour une stabilité de fréquence relative à une seconde d'environ 10^{-14} (voir par exemple [67]).

4.1.3 Horloges atomique à réseaux optiques

Dans une horloge atomique, la stabilité ultime accessible par des méthodes d'interrogation classique (excluant par exemple les techniques de squeezing) est

2. Cette définition a été complétée en 1997 en précisant qu'il s'agit d'un atome de césium isolé à une température de 0 K.

limitée par un bruit blanc dont la variance d'Allan peut s'exprimer par

$$\sigma_y(\tau) \propto \frac{1}{Q_{at}} \frac{1}{RSB} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \tag{4.3}$$

où Q_{at} est le facteur de qualité de la transition spectroscopique, égal au rapport de la fréquence de la transition ν sur la largeur de la raie de Ramsey $\Delta\nu$; RSB est le rapport signal à bruit de la détection lié au bruit de projection quantique, notamment proportionnel à la racine carrée du nombre d'atomes interrogés ; et T_c la durée du cycle d'horloge [68]. Dans le cas d'une fontaine à césium, avec des paramètres typiques comme un cycle d'horloge de 1 s, une fréquence de transition d'environ 10 GHz pour une largeur de 1 Hz et environ 10 000, on vérifie la limite de 10^{-14} à une seconde de temps d'intégration.

Il apparaît alors, qu'à largeur identique, une transition à fréquence plus élevée présente un facteur de qualité plus important et donc une instabilité résiduelle potentiellement plus basse. Cette observation est à la base du développement d'horloges atomiques optiques, avec des transitions dont la fréquence est de l'ordre de quelques centaines de THz (10000 fois plus importante que celle de l'horloge à césium) et dont la largeur $\Delta\nu$ est comparable.

Différents types d'horloges optiques

À partir du principe des fontaines atomiques à césium, les premières horloges optiques ont utilisé des espèces neutres (calcium et magnésium principalement) dans une configuration identique avec chute libre mais utilisant comme oscillateur local un laser au lieu d'un oscillateur micro-ondes. Certaines améliorations ont été apportées à la méthode d'interrogation pour compenser certains effets dus à l'interrogation par fréquences optiques, et ces horloges atteignent une stabilité de l'ordre de 8×10^{-14} à 1 s de temps d'intégration [69] et une exactitude de 7.5×10^{-15} [70]. Cependant, l'influence de l'effet Doppler sur l'exactitude, provenant du mouvement des atomes, a conduit au développement d'horloges à atomes piégés.

Le choix de l'espèce atomique utilisée pour fabriquer une horloge est dépendant de nombreux facteurs, mais il se scinde en deux grandes catégories donnant lieu à des implémentations expérimentales différentes : les horloges à ions et celles à atomes neutres. Dans les deux cas, les atomes ou ions sont piégés pour réduire leur mouvement à un volume de dimension caractéristique inférieure à la longueur d'onde d'interrogation (régime de Lamb-Dicke dans lequel l'effet des mouvements des atomes sur la fréquence de la transition considérée devient négligeable [71]). En fonction des espèces, le type de piégeage est différent.

Dans une horloge à ions, les ions sont piégés dans un piège électro-magnétique par exemple de type Penning ou Paul, ce qui est possible grâce à leur charge non nulle. Des horloges à ions uniques piégés sont capables d'atteindre une exactitude de l'ordre de 3×10^{-18} [72]). Cependant, comme explicité plus haut, l'interrogation d'un ion unique limite le rapport signal à bruit de la mesure ce qui dégrade la stabilité à court terme de l'horloge, qui atteint des valeurs de l'ordre de 5×10^{-15}.

Pour pouvoir augmenter le rapport signal à bruit de la mesure, il est intéressant de pouvoir interroger un grand nombre d'atomes en même temps, ce qui est possible dans les horloges à réseau optique. Ce type d'horloge permet de piéger et interroger des atomes neutres par groupes de plusieurs milliers. Pour ce faire, après refroidissement dans un piège magnéto-optique, les atomes sont piégés dans des puits de potentiel formés par les ventres d'une onde stationnaire créée entre deux miroirs. Ces atomes une fois piégés sont ensuite interrogés par l'oscillateur local, ou laser d'horloge pour obtenir un signal de correction de sa fréquence.

De telles horloges peuvent atteindre une stabilité de quelques 10^{-16} à 1 s de temps d'intégration et une exactitude de l'ordre de quelques 10^{-18} (voir par exemple les références [73] et [74]).

Limitation pratique, nécessité des lasers ultra-stables

Dans tous les cas présentés ci-dessus, si la limite théorique à la stabilité liée au bruit de projection quantique est plus basse que pour les horloges à micro-ondes, la stabilité réelle est en pratique limitée par un autre facteur. Nous l'avons vu, ces horloges fonctionnent par cycles, et ainsi la mesure de la fréquence de la transition se trouve échantillonnée. Typiquement, la durée d'un cycle d'horloge est de l'ordre de 1 s.

L'interrogation séquentielle de la résonance atomique est à l'origine de l'effet Dick (nommé d'après John Dick, qui l'a largement étudié dans le cas des horloges micro-ondes [62, 75]) qui traduit dans le cas des horloges optiques l'influence du bruit de phase du laser utilisé pour interroger la transition atomique sur la stabilité de l'horloge [76]. Cet effet peut conduire à une stabilité réelle de l'horloge 100 fois moins bonne que si elle était limitée par le bruit de projection quantique.

Dans ces conditions, pour pouvoir exploiter au mieux les possibilités des horloges atomiques à transitions optiques, une amélioration des performances de stabilité des lasers utilisés pour la spectroscopie est nécessaire autour du temps d'intégration correspondant à la durée d'un cycle d'horloge.

En addition à cet intérêt pratique, le développement de lasers ultra-stables présente

d'autre attraits. D'une part, ils peuvent être impliqués dans d'autres dispositifs expérimentaux, notamment en gravimétrie, mais aussi dans le développement de détecteur d'ondes gravitationnelles [2] ou de la génération de signaux micro-onde ultra-bas bruit [77]. D'autre part, les recherches menées dans ce domaine faisant potentiellement intervenir de nombreuses technologies de pointe (par exemple dans les nouveaux matériaux, l'électronique ultra-bas bruit de phase, etc.), ils sont devenus un domaine de recherche à part entière.

4.1.4 État de l'art de la stabilisation en fréquence de lasers

La technique la plus utilisée pour la stabilisation de laser, spécialement dans le domaine de la métrologie temps fréquence et de l'interférométrie atomique, est la stabilisation sur cavité Fabry-Pérot par la méthode de Pound-Drever-Hall (technique présentée pour notre dispositif dans la section 4.2 et plus généralement dans la référence [78]).

Cavité Fabry-Pérot

Une cavité Fabry-Pérot est un filtre interférométrique constitué de deux miroirs partiellement réfléchissants séparés par un espaceur de longueur donnée. Comme cela a été évoqué, seules certaines longueurs d'ondes sont permises pour qu'une radiation puisse traverser la cavité, celles correspondant dans le vide à un diviseur entier de la distance séparant les deux miroirs. La fonction représentant la transmission de la cavité par rapport à la fréquence de la lumière présente l'allure de la Figure 4.2. Chacun des modes, ou résonances, peut être utilisé comme discriminateur de fréquence en mesurant l'écart entre la fréquence du laser et celle d'un mode choisi, et une boucle fermée peut alors être mise en place pour asservir la fréquence du laser.

Dans ces conditions, la stabilité du laser est liée à la stabilité en fréquence du mode de la cavité, elle-même intrinsèquement liée aux fluctuations de distance séparant les deux miroirs. Plus précisément, les fluctuations fractionnaires de la fréquence du laser sont proportionnelles aux fluctuations de distance rapportées à la longueur entre les miroirs. Le développement de géométries particulières (voir par exemple les références [79, 80, 81]) permet de diminuer la sensibilité des cavités aux vibrations provenant de l'extérieur. Dans un environnement contrôlé, et pour une cavité de 10 cm dans l'infrarouge, une instabilité typique de quelques 10^{-16} à une seconde de temps d'intégration peut être atteinte.

Limite fondamentale des cavités

Dans un cas optimal (cavité sous vide, stabilisation de la température, isolation des vibrations, etc.), il a été montré et vérifié expérimentalement que la stabilité en fréquence des modes d'une cavité Fabry-Pérot est limitée par l'agitation thermodynamique des atomes la composant, qui implique des variations de longueur inévitable [82, 83, 84].

Cet effet conduit typiquement, pour une cavité en verre à ultra bas coefficient d'expansion thermique de 10 cm à température ambiante, à une limite absolue de stabilité en fréquence relative de l'ordre de quelques 10^{-16} à 1 s.

Pour diminuer l'influence du mouvement brownien des atomes sur la stabilité d'un laser asservi sur cavité, plusieurs axes de recherche ont été envisagés.

Amélioration des performances en stabilité des cavités

Comme on considère la stabilité de l'écart en fréquence instantané normé, ce sont les fluctuations de longueur rapportées à la longueur totale qui ont une influence sur la stabilité du laser. Ainsi, une première approche consiste à augmenter la longueur de la cavité pour diminuer, dans des conditions identiques, le rapport des fluctuations de longueur à celle de la cavité [85, 86]. Cependant, cette technique présente certains inconvénients expérimentaux, tant au niveau de la fabrication de telles cavités que pour leur mise en place (alignement, contrôle environnemental, stabilisation en température.)

Une autre possibilité consiste à utiliser pour fabriquer les différents éléments de la cavité des matériaux différents. La plupart des cavités commerciales utilisées pour stabiliser des lasers possèdent un espaceur et des substrats de miroirs en verre à ultra bas coefficient d'expansion thermique. Cependant, l'utilisation de matériaux différents pour les substrats des miroirs comme de la silice fondue [87] permet de réduire le niveau de bruit thermique. Certaines études semblent également montrer que d'autres matériaux pour l'espaceur, tels que des céramiques [88], peuvent montrer une dérive thermique à moyen terme plus faible. L'intérêt de ces différents matériaux repose en partie sur leur plus grande rigidité que le traditionnel verre à ultra-bas coefficient d'expansion. L'effet du mouvement brownien sur les fluctuations de longueur étant le plus important aux fréquences de Fourier correspondant aux fréquences de résonance du matériau, augmenter la rigidité permet d'éloigner les fréquences les plus impactées par le bruit thermique des fréquences de Fourier correspondant à la plage d'intérêt (de 0,1 à quelques hertz).

Enfin, il est possible d'agir sur la température de la cavité. Des expériences ont

été menées avec une cavité en silicium refroidie à 122 K pour profiter de la faible sensibilité de la longueur du matériau aux fluctuations de la température autour de 122 K [89]. Il est également possible de descendre à température très basse comme 4 K (dans la référence [90]) voire 2 K (dans la référence [91]) pour diminuer l'effet du mouvement brownien. Ici encore, les contraintes expérimentales peuvent limiter les résultats obtenus.

4.1.5 *Intérêt des cristaux dopés terres rares*

Nous avons présenté dans le chapitre 1 les processus mis en jeux dans la formation de trous spectraux brûlés dans le spectre d'absorption d'un cristal d'orthosilicate d'yttrium dopé europium. De tels trous constituent des structures spectrales assez étroites qui peuvent être utilisées comme discriminateur de fréquence pour la stabilisation de laser [92]. Des développements dans ce sens sont en cours depuis une vingtaine d'années sur plusieurs types de cristaux (on peut trouver un développement des différents phénomènes mis en jeu pour la stabilisation de laser sur trous spectraux brûlés dans la référence [13]), mais les ions europiums dans une matrice d'orthosilicate d'yttrium semblent montrer les largeurs de raies potentiellement les plus fines, donc les plus adéquates pour la stabilisation [12].

Un autre intérêt des trous spectraux brûlés dans le domaine des lasers ultra-stables repose sur la faible température nécessaire à leur apparition. Pour réaliser des trous spectraux brûlé dans notre cristal, ce dernier est en effet maintenu à une température de l'ordre de 4 K. Cette température, plus de 70 fois inférieure à la température ambiante à laquelle la plupart des cavités commerciales fonctionnent, diminue l'instabilité due à l'agitation thermique. Le module d'élasticité de l'orthosilicate d'yttrium, deux fois plus élevé que celui du verre à ultra-bas coefficient d'expansion thermique, contribue encore à diminuer cette influence. S'il est possible de réaliser des cavités monocristallines fonctionnant à température cryogénique, il faut néanmoins noter que de telles cavités présentent une dimension caractéristique 10 fois plus importante que les cristaux utilisés pour la création de trous spectraux brûlés, et donc un volume 1000 fois plus élevé.

En plus de cette limite particulièrement basse, l'influence de certains paramètres tels que les variations des champs électriques et magnétiques locaux, l'influence des variations de température, pression et accélérations ont pu être évaluées pour des trous brûlés dans une matrice d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 . Les sensibilités mesurées sont compatibles avec des niveaux d'instabilité en fréquence de l'ordre de 10^{-17} dans de très bonnes conditions de contrôle de l'environnement [46, 37]. De plus, des durées de vie de plusieurs jours à 2 K pour des trous brûlés dans le spectre d'absorption de

cristaux d'Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ont été mesurées [23], ce qui permet la stabilisation de lasers sur de relativement longues périodes. Une stabilité de l'ordre de 10^{-15} pour un temps d'intégration de 1 s a été observée [46].

Une difficulté importante consiste à mettre en place un protocole d'asservissement de la fréquence du laser sur celle du trou brûlé qui ne provoque pas de dégradation trop importante du trou sur la période d'utilisation. Ceci exclu d'emblée l'utilisation d'un asservissement dit «à flanc de frange» où le laser est maintenu à la fréquence correspondant à la mi-hauteur de la structure spectrale. Même dans le cas d'un asservissement au centre du trou, le laser d'interrogation contribue à dégrader le trou. Certaines méthodes utilisant plusieurs trous permettent d'améliorer la durée de vie de la structure même après plusieurs heures de fonctionnement [93].

Dans notre cas, la méthode utilisée consiste à réaliser une détection hétérodyne du signal de déphasage introduit par le cristal [40]. Cette méthode est identique à celle présentée pour la détection dispersive des vibrations d'un micro-résonateur dans le chapitre 3 à ceci près qu'elle est utilisée pour générer un signal d'erreur correspondant à l'écart entre la fréquence du laser d'interrogation et le centre d'un trou étroit.

4.2 Stabilité du laser asservi sur trous brûlés spectraux

Cette section présente les éléments du dispositif expérimental mis en jeu dans l'utilisation de trous spectraux brûlés pour réaliser l'asservissement d'un laser ainsi que les résultats qui ont été obtenus avec les méthodes développées.

4.2.1 *Pré-stabilisation du laser maître*

Comme cela a été évoqué dans la section sous-section 1.3.2, le laser doit être pré-stabilisé sur une cavité Fabry-Pérot avant de pouvoir créer des trous spectraux brûlés.

Description de la cavité

Nous avons mis en place une cavité de 10 cm commercialisée par Stable Laser Systems, comprenant un miroir concave et un miroir plan et représentée schématiquement sur la Figure 4.1.

La géométrie qui a été choisie pour l'espaceur en verre à ultra-bas coefficient d'expansion thermique, qualifiée en anglais de *notched* qui peut se traduire par entaillé, permet à la cavité de reposer horizontalement sur un plan comprenant l'axe du cylindre formé par les deux miroirs en regard. Cette façon de maintenir la cavité permet de minimiser un effet de cisaillement induit par des vibrations du support. Elle repose sur 4 billes rigides elles même posées dans des fentes réalisées dans un support en zérodur. Ce support est introduit sur des rails présents dans l'enceinte à vide stabilisée en température.

Un creux cylindrique dans l'espaceur permet à la lumière de se propager dans le vide et non pas dans le verre pour éviter l'absorption et la dispersion.

J'ai installé cette cavité en remplacement d'une cavité à espaceur sphérique de 5 cm dont la monture commerciale (et fournie par le même constructeur) présentait un défaut de conception conduisant à des performances de deux ordres de grandeur moins bonnes que celles précisées dans le cahier des charges soumis au fabricant.

Intervalle spectral libre

Une caractéristique importante de la cavité qui aura une influence sur le reste de l'expérience est son intervalle spectral libre, qui est la différence de fréquence séparant deux résonances ou modes longitudinaux [3]. Dans le cas où le milieu séparant les miroirs n'est pas dispersif, il est lié à la longueur de la cavité par $\Delta\nu_{\mathrm{ISL}} = \frac{c}{2L}$ où L est la distance entre les deux miroirs et c la vitesse de la lumière. Pour une cavité de 10 cm, il vaut alors $\Delta\nu_{\mathrm{ISL}} = 1.5$ GHz.

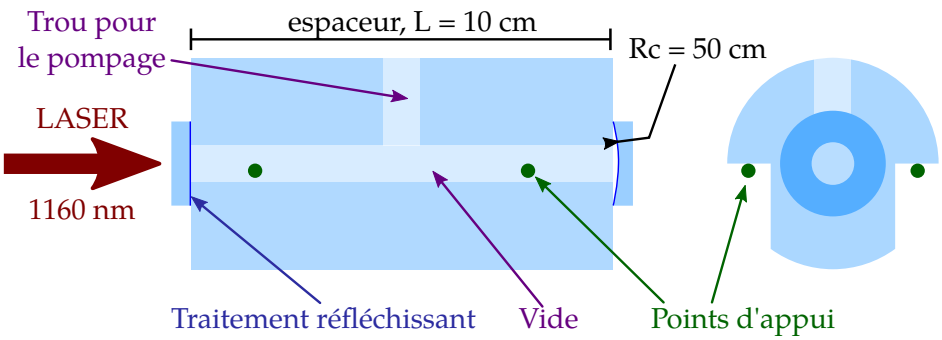

FIGURE 4.1. – Schéma de côté (à gauche) et de face (à droite) de la cavité Fabry-Pérot utilisée pour pré-stabiliser le laser maître. Le support en zérodur sous les billes n'est pas représenté.

3. On ne considère que le cas où le faisceau est couplé à un seul mode transverse, le TEM00. Une telle condition peut être remplie dans une certaine mesure en optimisant l'alignement.

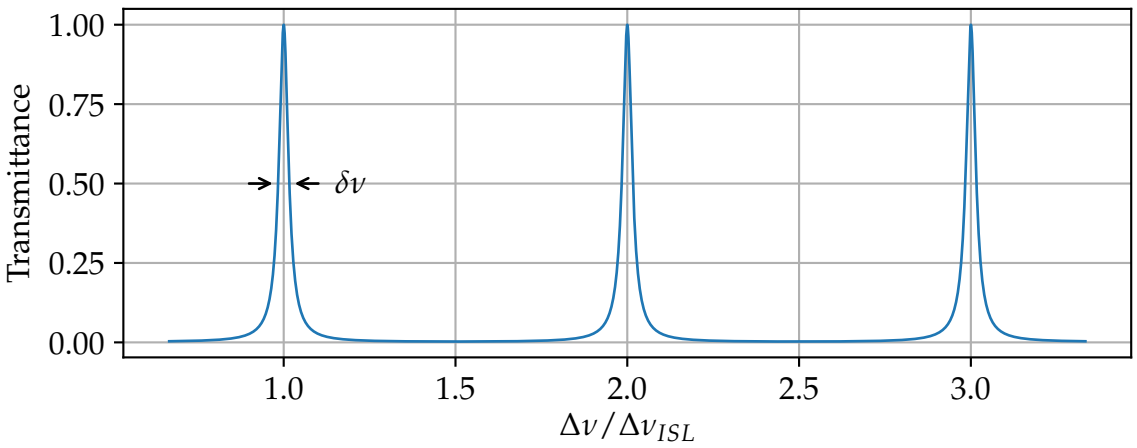

FIGURE 4.2. – Spectre de transmission en puissance d'une cavité pour une finesse d'environ 30 (la finesse est faible pour accentuer la largeur des pics, dans le cas des cavités utilisées en stabilisation elle est typiquement supérieure à 100 000), $\Delta\nu$ étant l'écart en fréquence par rapport au centre d'une des résonances arbitrairement choisie (*simulation numérique, formules de [78]*).

On peut voir l'allure de la fonction de transmission de la cavité en fonction de la fréquence sur la Figure 4.2.

Cet écart entre deux modes de la cavité est important, car il correspond au pas de discrétisation des fréquences possibles pour le laser maître. Il conviendra de sélectionner pour le maître un mode qui le place, après doublage, le plus loin possible de la fréquence du maximum d'absorption du cristal tout en l'en laissant suffisamment près pour que la différence de fréquence avec le laser esclave ne soit pas trop importante (en raison de la bande passante limitée des photodiodes utilisées pour détecter le battement). À ce titre, cette nouvelle cavité que j'ai installée représente un avantage significatif par rapport à l'ancienne, qui avait un intervalle spectral libre de 3 GHz et donc moins de possibilité de fréquences autour de la courbe d'absorption du cristal.

Finesse

Une autre caractéristique importante de la cavité est sa finesse (notée $\mathcal{F}$), qui mesure le rapport entre la largeur d'un pic de transmission ($\delta\nu$ sur la Figure 4.2) et l'intervalle spectral libre ($\Delta\nu_{\mathrm{ISL}}$). La finesse est également liée aux coefficients de réflexion des miroirs et au temps de vie des photons à l'intérieur de la cavité [94] (plus les miroirs sont réfléchissants, plus le nombre d'aller-retours que font les photons à

l'intérieur de la cavité peut être important).

Ce lien entre finesse et temps de vie des photons dans la cavité implique également un lien avec le temps de décroissance τ de l'intensité en sortie de la cavité lorsque l'on coupe le faisceau d'entrée précédemment asservi sur un mode de la cavité. On observe une décroissance exponentielle dont le temps caractéristique permet d'obtenir la finesse de la cavité grâce à la formule :

$$\mathcal{F} = 2\pi \times \Delta\nu_{\mathrm{ISL}} \times \tau \tag{4.4}$$

Une mesure réalisée en mesurant la durée de relaxation de l'intensité transmise à partir du moment où le faisceau incident est coupé (donnant une durée de 90 μs) permet d'évaluer la finesse de la cavité à environ 130 000, ce qui est assez loin de la valeur de 300 000 donnée par le fabricant. Cet écart peut s'expliquer par le temps de réponse trop élevé de la photodiode utilisée, qui donne une durée de décroissance artificiellement allongée. Une nouvelle mesure sera faite dans le futur pour caractériser la finesse de la cavité, mais la connaissance de ce paramètre n'est pas nécessaire pour réaliser la pré-stabilisation du laser.

Technique de Pound-Drever-Hall

La technique inventée par Pound [95] pour des oscillateurs micro-ondes, et étendue par Drever et Hall [96] au domaine optique est basée sur une modulation de fréquence pour obtenir un signal d'erreur correspondant à l'écart de fréquence entre le laser et le plus proche mode de la cavité.

Le signal recherché correspond à la phase du faisceau rétro-réfléchi par la cavité, car il présente l'avantage (par rapport à l'amplitude) de s'annuler pour une fréquence correspondant à une résonance et d'être antisymétrique de chaque côté.

Le montage nécessaire est représenté sur la Figure 4.3. Une fibre compensée (voir par exemple la référence [97]) permet d'amener une partie de la puissance infrarouge issue du laser maître sur un banc expérimental à part. Un polariseur est utilisé pour s'assurer que la lumière est polarisée linéairement, et des lentilles permettent un réglage des caractéristiques du faisceau propice à un couplage avec un mode transverse TEM00 de la cavité. Un cube séparateur de polarisation derrière une lame à retard demi-onde permet d'envoyer une petite portion de la puissance sur une photodiode couplée DC utilisée pour stabiliser la puissance lumineuse envoyée vers la cavité. Cette stabilisation permet d'utiliser la puissance transmise par la cavité (mesurée par une autre photodiode couplée DC) comme indicateur de la qualité de l'alignement, pour y voir par exemple une éventuelle dégradation au fil du temps nécessitant une intervention. Un polariseur à double prisme de type Glan est utilisé

après une lame demi-onde pour obtenir un état de polarisation linéaire très pur (taux d'extinction typique de 10000 :1) en entrée du modulateur électro-optique (ou EOM pour *Electro-Optic Modulator*).

Ce composant réalise une modulation de la fréquence de l'onde lumineuse par une fréquence de l'ordre de 40 MHz, en réalisant une modulation du retard de phase induit par un composant biréfringent (cellule de Pockels), d'où la nécessité d'une polarisation linéaire pure. Ceci fait apparaître dans le spectre deux bandes latérales (à 40 MHz de chaque côté du pic principal). Le faisceau est ensuite intégralement (aux pertes près) réfléchit sur un cube séparateur de polarisation et injecté via deux miroirs (non présents sur la figure) dans la cavité. Un double passage par une lame à retard quart d'onde permet à la lumière réfléchie par la cavité de subir une rotation de 90° et d'être transmise par le cube jusqu'à une photodiode rapide. Le signal obtenu sur cette photodiode présente notamment une composante à la fréquence d'écart entre le pic central et les deux bandes latérales générées par l'EOM.

Ce signal est démodulé par le même générateur que celui utilisé pour piloter l'EOM et filtré passe bas afin de conserver cette composante à 40 MHz, un décalage de phase réglable permettant de s'assurer que les deux signaux sont bien en phase. On peut montrer [78] que le signal d'erreur ainsi obtenu présente l'allure qu'on peut voir sur la Figure 4.4 dans le cas typique de fonctionnement mis en place sur le système expérimental. Le point de fonctionnement de l'asservissement se situe sur la partie linéaire au plus proche de la résonance (pour $\Delta\nu = n\Delta\nu_{ISL}, n \in \mathbb{N}$).

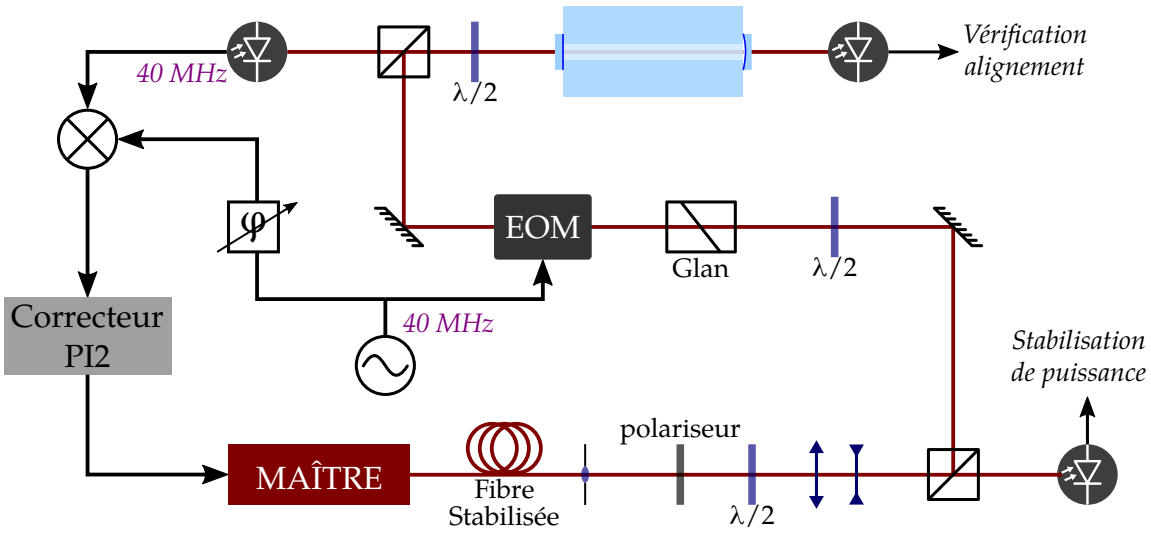

FIGURE 4.3. – Schéma du montage optique pour l'asservissement sur cavité Fabry-Pérot par la méthode de Pound-Drever-Hall.

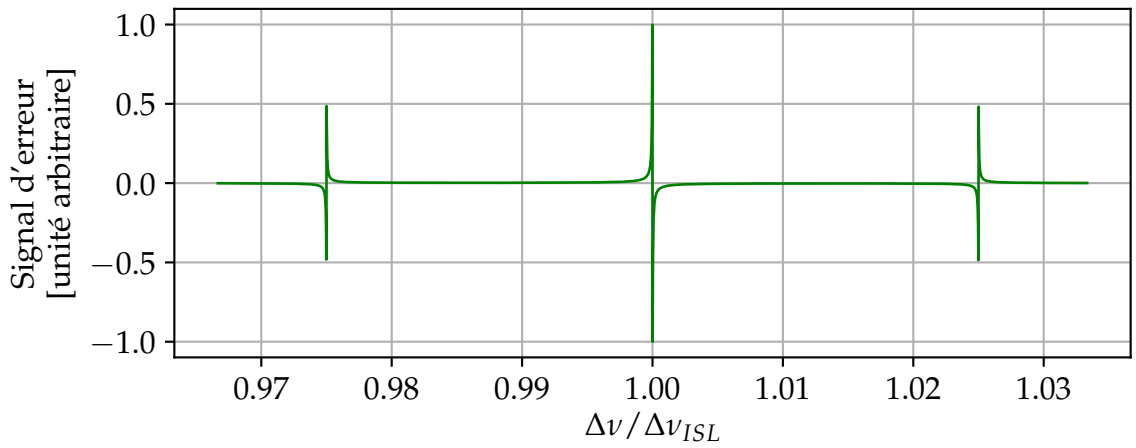

FIGURE 4.4. – Allure du signal d'erreur obtenu par méthode Pound-Drever-Hall pour une cavité de finesse typique 100 000 avec une fréquence de modulation très supérieure (environ 2 000 fois) à la largeur de raie (*simulation numérique*).

Un correcteur proportionnel - double intégrateur est utilisé pour piloter la fréquence du laser à partir du signal d'erreur pour le maintenir à résonance avec le mode de la cavité choisi.

L'ensemble du montage (à l'exclusion du laser, du générateur de signaux et du contrôleur PI2) sont placés sur une plateforme anti vibration active (commercialisée par Table Stable Ltd.) et à l'intérieur d'une enceinte passivement isolée acoustiquement et thermiquement. La cavité elle-même est située dans une autre enceinte sous vide et régulée en température pour limiter les fluctuations thermiques pic-à-pic à 1 mK.

Performances du laser pré-stabilisé

La stabilité du laser esclave asservi sur le maître, lui-même asservi sur la cavité est mesurée grâce au peigne de fréquence optique présent dans une autre salle d'expérience (voir la sous-section 1.3.7).

Ce dispositif nous permet d'obtenir une estimation de la stabilité de notre laser comparé à une seconde cavité ultra stable située dans une autre pièce sur laquelle est asservi le peigne de fréquence. Cela reste une estimation valide tant que la stabilité intrinsèque de notre laser est moins bonne que celle de la cavité de référence à laquelle il est comparé, ce qui est le cas. Cette seconde cavité a été caractérisée indépendamment et présente une stabilité de 6×10^{-16} à 1 s.

Les données reçues permettent d'estimer la stabilité du laser pré-stabilisé sur notre

cavité à une valeur atteignant 6×10^{-15} à une seconde de temps d'intégration dans des conditions de fonctionnement optimales. La stabilité de cette nouvelle cavité est meilleure de près d'un ordre de grandeur par rapport à l'ancienne cavité [16], mais les performances n'atteignent pas la valeur de 1×10^{-15} à 1 s spécifiée par le constructeur. Cependant, ceci ne présente pas un réel obstacle, car cette stabilité est plus que suffisante pour pouvoir créer des trous spectraux brûlés et asservir ensuite le laser sur ces trous. Une étude plus poussée de ce point sera probablement nécessaire à l'avenir.

4.2.2 Détection double hétérodyne

Nous avons vu que notre dispositif permet de créer des trous spectraux brûlés et de mesurer en continu le déphasage introduit au voisinage de la fréquence centrale du trou. Ce signal dispersif, linéaire sur une plage de quelques kHz autour du centre, constitue un bon signal d'erreur qui peut être utilisé pour rétro-agir sur la fréquence du laser pour la maintenir égale à la fréquence centrale du trou brûlé.

Les précédentes mesures réalisées, basées sur la détection hétérodyne du déphasage introduit par le trou brûlé sur le laser esclave en réalisant un battement avec le laser maître, montraient une stabilité du laser asservi sur trou brûlé qui semblait limitée par le bruit de détection du signal dispersif comme mentionné dans la référence [16, chapitre 5]. Pour résoudre ce problème, nous avons mis en place une méthode de détection dite double hétérodyne adaptée à partir de la méthode de détection à deux trous présentée dans le chapitre 3.

L'objectif est de corriger le bruit à basse fréquence (inférieure à 10 Hz) que l'on peut observer sur la Figure 3.9. Comme mentionné dans le chapitre 3, ce phénomène semble être dû à un bruit ajouté au niveau de l'acquisition par la plateforme radio-logicielle utilisée pour acquérir les données. Il s'agit d'un déphasage dépendant du temps entre les valeurs mesurées par les deux voies d'entrée, qu'on peut noter $\Delta\phi_{\mathrm{RX_2\text{-}RX_1}}(t)$.

Ce problème peut être résolu en ajoutant dans chaque voie de détection un signal de référence à une fréquence légèrement différente que le signal intéressant et à comparer les phases obtenues pour les deux. Pour ce faire, l'idée est donc de conserver le laser maître et les photodiodes classiques, et de générer dans le spectre du laser esclave deux modes similaires à ceux utilisés pour la mesure de l'effet des contraintes (séparés de quelques centaines de kilohertz). La structure brûlée correspondante contient deux trous :

— un trou étroit introduisant un déphasage dépendant fortement de la fréquence au centre duquel on veut asservir le mode de signal ;

— un trou large au centre duquel doit être le mode de référence et qui présente un déphasage négligeable sur une plage de fréquence correspondant à la largeur du trou étroit.

Une telle structure correspond à celle présentée sur la Figure 3.8.

On obtient alors sur chaque photodiode un signal radiofréquence contenant deux composantes fréquentielles correspondant aux deux modes du laser esclave. Nommons PD1 la photodiode de référence et PD2 celle située après le cristal ; et R et S les pics correspondant respectivement aux modes de référence et de signal. On peut alors exprimer la phase des 4 signaux considérés par :

$$(\phi_{\mathrm{R,\,PD2}} - \phi_{\mathrm{R,\,PD1}})(t) = \Delta\phi_{\mathrm{PD2\text{-}PD1}} + \Delta\phi_{\mathrm{RX2\text{-}RX1}}(t) + \Delta\phi_{\text{trou large}}(t) \tag{4.5}$$

$$(\phi_{\mathrm{S,\,PD2}} - \phi_{\mathrm{S,\,PD1}})(t) = \Delta\phi_{\mathrm{PD2\text{-}PD1}} + \Delta\phi_{\mathrm{RX2\text{-}RX1}}(t) + \Delta\phi_{\text{trou étroit}}(t). \tag{4.6}$$

$\Delta\phi_{\mathrm{PD2\text{-}PD1}}$ représente le déphasage dû à la différence de chemin optique entre les deux photodiodes et peut être considéré comme constant en prenant certaines précautions de protection de la propagation. $\Delta\phi_{\mathrm{RX2\text{-}RX1}}(t)$ représente le déphasage variable introduit par la plateforme d'acquisition. $\Delta\phi_{\text{trou large}}$ et $\Delta\phi_{\text{trou étroit}}$ sont les déphasages introduit par les trous sur les modes considérés. Comme $\Delta\phi_{\text{trou large}} \ll \Delta\phi_{\text{trou étroit}}$, on obtient en soustrayant ces deux expressions

$$\Delta\phi_{\text{trou étroit}} \approx (\phi_{\mathrm{S,\,PD2}} - \phi_{\mathrm{S,\,PD1}}) - (\phi_{\mathrm{R,\,PD2}} - \phi_{\mathrm{R,\,PD1}}) \tag{4.7}$$

où les quatre valeurs du membre de droite sont les grandeurs mesurées par le programme de traitement du signal.

La différence entre les phases mesurées par les deux photodiodes est réalisée par la division des signaux complexes des deux entrées. La soustraction entre les deux modes fréquentiels est réalisée en appliquant un masque avec +1 pour le signal et -1 pour la référence.

Performances obtenues

Pour mesurer l'amélioration due à cette méthode par rapport à la détection simple hétérodyne, nous pouvons mesurer le bruit avec un technique similaire à celle présentée dans la section 3.3.3, sans cristal et pour une détection simple et double hétérodyne. Dans les deux cas, la puissance du laser maître est d'environ 1 mW et celle de chacun des modes du laser esclave de 100 nW.

Pour évaluer la limite à la stabilité due à ce bruit de mesure, on peut le transformer en fluctuations de fréquence équivalente en utilisant la pente du discriminateur calculée à la sous-section 1.5.2 et qui vaut 180 μrad. La Figure 4.5 montre les écarts

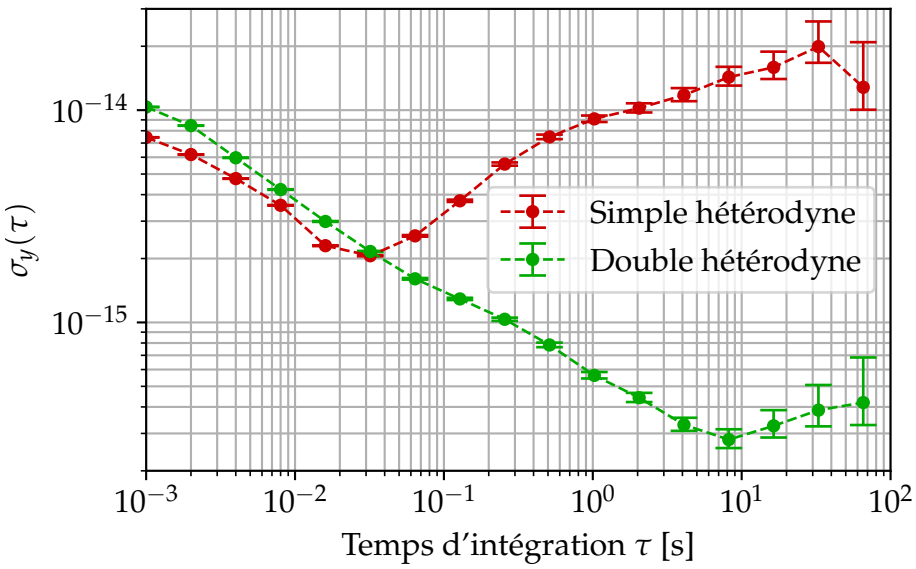

FIGURE 4.5. – Bruit de détection ramené en fluctuations de fréquence pour la détection simple et double hétérodyne en écart-type d'Allan avec recouvrement.

types d'Allan correspondant à cette stabilité limite. On constate qu'autour d'un temps d'intégration de 1 s, la détection double hétérodyne présente un bruit de mesure d'un ordre de grandeur plus bas que la détection simple. Ce bruit de détection est compatible avec une stabilité du laser inférieure à 10^{-15} à 1 s.

Génération de la correction

L'asservissement en fréquence du laser sur le trou est réalisé en calculant un signal de correction à appliquer pour compenser l'écart entre le laser et le centre du trou mesuré grâce à la méthode double hétérodyne. Cette correction est appliquée en agissant sur le décalage de fréquence présent entre les lasers maître et esclave, le laser maître restant asservi à la cavité. Le contrôleur qui permet de calculer numériquement ce signal est implémenté à l'aide d'un filtre linéaire à réponse impulsionnelle infinie.

La correction désirée pour fermer la boucle d'asservissement est un double intégrateur pour les raisons suivantes :

— la bande passante de la boucle étant limitée par un délai pur entre la réception et l'émission de l'ordre de la dizaine de ms, il est préférable de ne pas avoir de gain proportionnel pour éviter d'avoir trop de gain en dehors de la bande passante ;

— un intégrateur pur doit permettre d'annuler l'erreur et maintenir la fréquence du laser au centre du trou ;

— l'application d'un laser continu, même au centre du trou provoquant un élargissement lent et donc une dégradation du signal d'erreur, un second intégrateur permet d'augmenter le gain aux basses fréquences.

Le filtre correspondant à un intégrateur simple a pour fonction de transfert

$$H_I(z) = \frac{K_I}{1 - z^{-1}} \tag{4.8}$$

où z est la variable standard de la transformée en z, et où le gain K_I permet de fixer la fréquence f_I à laquelle le gain du filtre vaut 1 à partir de la fréquence d'échantillonnage f_s en utilisant $K_I = \frac{2\pi f_I}{f_s}$.

Le filtre correspondant au double intégrateur désiré, somme du signal intégré par un intégrateur et de celui en traversant deux, a donc pour fonction de transfert

$$H_{I2}(z) = \frac{K_{I,1}(1 + K_{I,2}) - K_{I,1}z^{-1}}{1 - (2z^{-1} - z^{-2})}. \tag{4.9}$$

Cette représentation du filtre permet de trouver les paramètres adéquats utilisés par GNU Radio dans le bloc «Filtre RII» présenté dans la sous-section 1.4.4 pour obtenir un correcteur permettant d'asservir la fréquence du laser à celle du trou.

4.2.3 *Performances du laser asservi sur trous brûlés spectraux*

Le laser esclave étant asservi sur un trou brûlé de 4,2 kHz de large détecté par la méthode double hétérodyne, sa fréquence est comparée au peigne de fréquence optiques. La fréquence du battement résultant est démodulée et filtrée dans la salle du peigne pour être mesurée par un compteur de fréquence avec une période d'une seconde. Dans les conditions actuelles, la stabilité du signal de battement peut être considérée comme limitée par notre laser, et nous permet donc de le caractériser directement. En effet, l'instabilité résiduelle du laser asservi sur la cavité servant à stabiliser le peigne reste environ deux fois plus basse que les meilleures performances obtenues à ce stade. La stabilité du laser asservi sur trou brûlé est représentée en bleu sur la Figure 4.6. Cette figure présente aussi le bruit de détection (en gris) déterminé plus haut ainsi qu'une mesure de la stabilité du laser pré-stabilisé sur la cavité effectuée le même jour.

On peut constater d'une part que la stabilité du laser asservi sur trou brûlé est meilleure d'un ordre de grandeur par rapport au laser asservi sur la cavité. En outre, la limite du bruit de détection a été ramenée grâce à la méthode double hétérodyne bien en dessous de la stabilité mesurée pour le laser asservi sur trou brûlé. Le bruit de détection n'est donc plus une limite à la stabilité du laser.

La mesure présentée pour la stabilité du trou brûlé présente des données corrigées d'une dérive linéaire induite par une instabilité en température de la monture du cristal. Ce bruit déterministe peut aisément être corrigé *a posteriori* ou en implémentant une modulation lente de la fréquence basée sur une mesure de température, mais une amélioration de l'asservissement en température à l'intérieur du cryostat est nécessaire éviter d'ajouter cette complication au dispositif.

D'autres mesures, réalisées dans des conditions différentes et présentées sur la Figure 4.7 montrent de meilleures performances pour le laser asservi sur trou brûlé. Cependant, la stabilité est entachée d'un bruit à long temps d'intégration qui ne correspond pas à une dérive linéaire (donc qu'on ne peut corriger *a posteriori*). Ce bruit est dû au fait que, lors de ces mesures, le contrôleur stabilisant la température du cristal n'était pas en fonctionnement.

4.3 Évolutions envisagées du dispositif

Le montage expérimental tel qu'il est réalisé pour les mesures présentées ci-dessus permet une amélioration substantielle de la stabilité du laser asservi. Cependant, dans le but d'atteindre des stabilités pouvant concurrencer les meilleures cavités Fabry-Pérot, certaines améliorations sont envisagées.

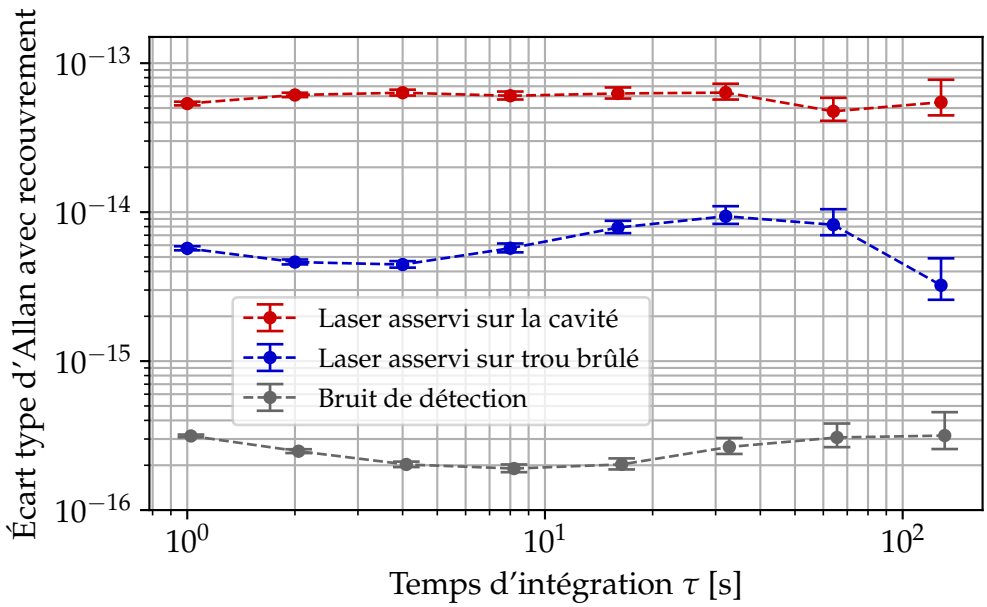

Figure 4.6. – Stabilité du laser esclave asservi sur un trou brûlé de 4.12 kHz de largeur par la méthode double hétérodyne.

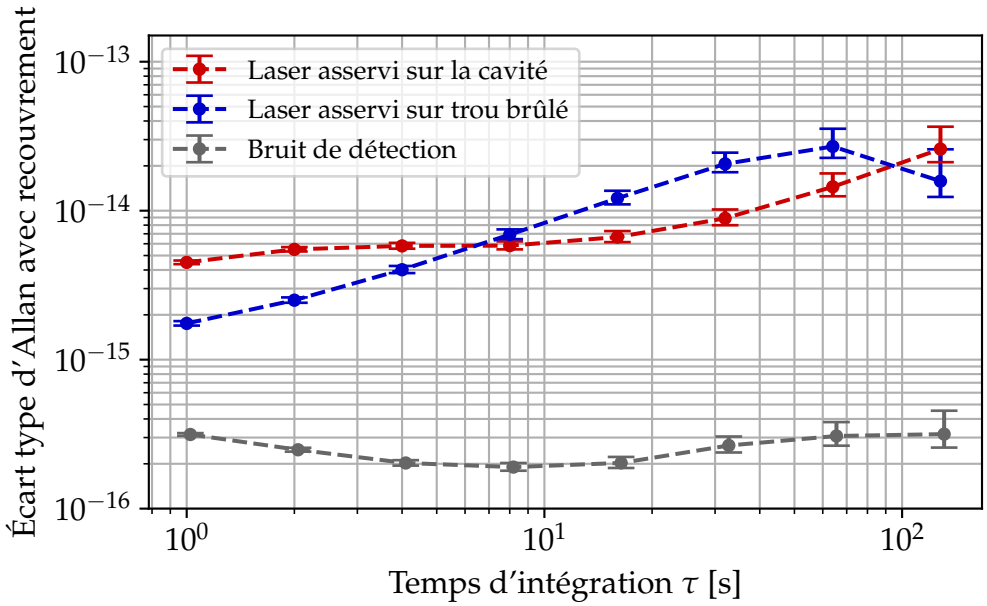

FIGURE 4.7. – Stabilité du laser asservi sur trou brûlé par la méthode double hétérodyne montrant la meilleure stabilité à une seconde mesurée sur notre montage. La dégradation aux temps plus long provient d'un défaut de l'asservissement en température à ce moment.

4.3.1 *Amélioration de la bande passante*

L'utilisation d'une plateforme de développement de radio logicielle avec le traitement du signal réalisé directement sur l'ordinateur de commande permet un prototypage rapide. L'absence de compilation pour réaliser les différentes étapes de traitement a permis de développer la méthode de détection double hétérodyne pour atteindre de meilleures performances.

Cependant, le temps nécessaire à l'acquisition des données, à leur transfert, au traitement du signal et à l'application de la correction est à l'origine d'un délai qui limite la bande passante de l'asservissement. Expérimentalement, la bande passante maximale atteinte en utilisant la plateforme actuelle s'élève au mieux à environ 15 Hz

Changement de la plateforme de traitement

Pour réaliser un asservissement avec une bande passante plus importante, nous avons commencé en collaboration avec le laboratoire CEDRIC [4] du conservatoire national des arts et métiers le développement d'un système basé sur une plateforme

4. Centre d'étude et de recherche en informatique et communications

alpha 250 de la société Koheron[5]. Cette plateforme présente des convertisseurs analogique-numérique 14 bits cadencés à 250 MSPS et des convertisseurs numérique-analogique 16 bits 250 MSPS dont les caractéristiques sont donc comparables à celles des convertisseurs présents sur la plateforme USRP. Elle contient en outre une puce FPGA et un processeur ARM contenant un système d'exploitation Linux embarqué, ces deux parties pouvant échanger des données. Le fabricant donne pour le délai pur entre l'entrée et la sortie (mesuré en ré-émettant les données reçues) une valeur pouvant atteindre 90 ns. En comparaison, une mesure équivalente a donné un temps de latence minimal de 2 ms sur la plateforme USRP.

Un avantage de l'architecture particulière de la carte alpha 250 est qu'elle permet une meilleure optimisation des performances de calcul. La puce FPGA, d'une part, permet de réaliser des fonctions «simples» suivant une architecture figée, comme le calcul de la FFT des signaux d'entrée ou le passage entre signaux complexes et module et phase ainsi que la racine carrée utilisés pour le signal de pilotage du modulateur acousto-optique. Ces fonctions profitent de l'efficacité de l'architecture programmable tout en ne nécessitant pas de recompilations fréquentes. D'un autre côté, des fonctions plus complexes comme l'application du masque et la génération du signal de correction à partir du signal d'erreur sont réalisées dans un programme en langage C tournant sur le processeur ARM. Ceci permet de modifier rapidement les paramètres utilisés pour l'asservissement ou les fréquences et puissances émises par les sorties. Un schéma représentant la répartition de certaines fonctions entre les différents éléments impliqués est donné dans la Figure 4.8. Le système Linux embarqué sur le processeur ARM permet la communication avec l'ordinateur de commande via une connexion Ethernet. Un programme en python contenant une interface permet de régler les différents paramètres et de récupérer les données renvoyées par le programme pour les afficher en temps réel ou les enregistrer.

Les premières mesures de bruit réalisées avec cette plateforme montrent des niveaux de bruit proches de celles obtenues avec la plateforme USRP. En revanche, des mesures de délais comprenant la réalisation des fonctions sur la partie FPGA donnent des valeurs de l'ordre de délais compatible avec une bande passante d'asservissement de plusieurs kHz.

4.3.2 Remplacement des photodiodes

L'utilisation de photodiode à avalanche pour les mesures liées aux trous spectraux brûlés a déjà été introduite aux chapitres précédents. Cependant, l'utilisation de ces détecteurs présente également un intérêt pour améliorer les performances de la

5. Voir sur le site www.koheron.com

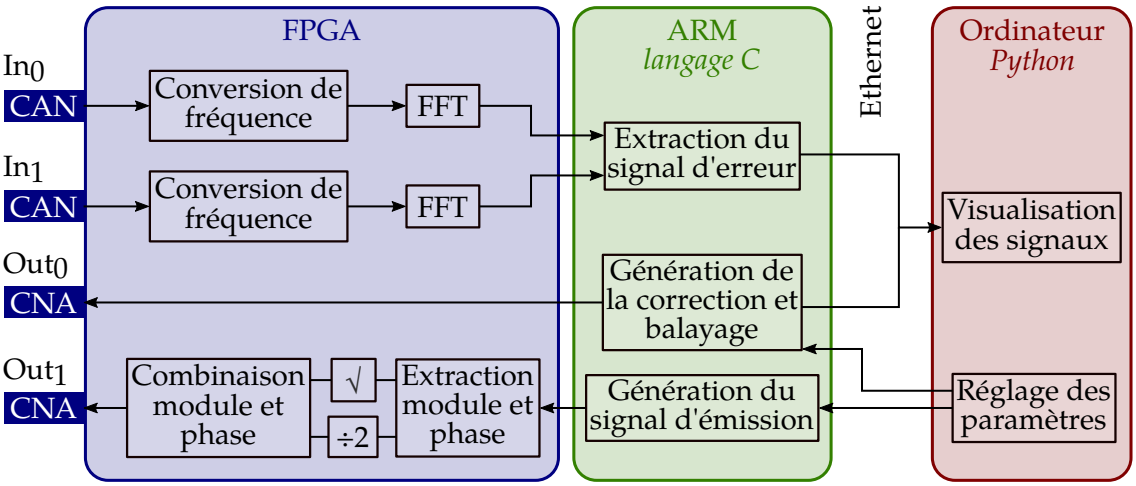

FIGURE 4.8. – Répartition de certaines fonctions de traitement du signal entre la puce FPGA et le processeur ARM sur la carte Alpha 250 et lien avec le programme de contrôle.

stabilisation en fréquence.

D'une part, ceci permet de supprimer le laser maître tout en conservant la méthode hétérodyne. Ceci permet d'éviter un certain échauffement dû à l'absorption du maître, et surtout d'éventuelles fluctuations de température dues à des fluctuations de puissance. En outre, comme cela a été évoqué au chapitre 3, le bruit de détection de ces photodiodes est bien plus faible que celui des détecteurs actuellement utilisés pour réaliser l'asservissement. Les performances de bruit de phase mesurées sont compatibles avec une instabilité résiduelle du laser asservi sur trou brûlé inférieure à 10^{-16}. Cependant, la mise en place de la détection double hétérodyne en utilisant des photodiodes à avalanche nécessiterait certaines modifications du système de traitement du signal qui seront menées dans le futur.

4.3.3 *Utilisation de trous multiples*

La réalisation d'un asservissement en fréquence sur trous spectraux brûlés présente l'inconvénient que la puissance du laser d'interrogation dégrade au fil du temps le profil spectral du trou. Il en résulte un élargissement et donc une diminution de la pente du signal dispersif. Cette dégradation est équivalente à une diminution du gain de la boucle d'asservissement. Le fonctionnement opérationnel d'un dispositif de stabilisation sur trous brûlés dans une chaîne de métrologie de fréquence impliquant diverses horloges atomiques nécessitant de fonctionner en continu sur de longues durées, il est nécessaire d'éviter ce phénomène.

Pour résoudre ce problème, il peut être efficace de diminuer drastiquement la puissance du laser d'interrogation. Comme il en résulterait une diminution du signal non désirable pour conserver un bruit de détection équivalent, il est envisagé d'interroger simultanément plusieurs trous brûlés étroits suffisamment séparés pour être aisément discernables. Dans cette configuration, le signal d'erreur utilisé pour l'asservissement résulterait de la somme des signaux dispersifs obtenus pour chaque trou. Il serait alors possible de répartir la puissance sur plusieurs trous qui se dégraderaient moins tout en conservant un bon rapport signal à bruit. Cette méthode, si elle est implémentée au contraire avec une puissance optique par trou identique à celle utilisée avec un trou spectral seul, permet d'augmenter le rapport signal à bruit global de la détection, et donc quand cela s'avérera nécessaire, de diminuer l'impact du bruit de détection sur la stabilité finale du laser asservi.

4.3.4 Amélioration du contrôle environnemental

On a déjà évoqué dans le cadre de la mesure de l'effet des contraintes le développement d'une chambre interne au cryostat pouvant contenant une pression contrôlée d'hélium gazeux. Si l'utilisation d'un gaz à 4 K permet d'optimiser le refroidissement du cristal, ce type de montage permet également de diminuer la sensibilité aux fluctuations de température sous certaines conditions. En effet, il a été montré [37] que pour une pression donnée, il existe une température autour de laquelle la sensibilité de la fréquence centrale d'un trou brûlé à une variation de température s'annule.

En plus de cela, la diminution de l'effet des vibrations pourrait améliorer la stabilité du laser asservi sur trous brûlés. Il a en effet été observé dans le spectre du signal d'erreur en boucle fermée, un pic correspondant à la fréquence du tube pulsé du cryostat. Le taux d'échantillonnage des mesures du peigne ne permet pas d'observer directement le bruit à cette fréquence, mais l'influence des vibrations n'est pas forcément négligeable. Le cryostat est posé sur une plateforme anti-vibrations active (AVI-200L de la société Table Stable), mais celle-ci ne procure pas une stabilisation efficace à la fréquence du tube pulsé. Un système est actuellement à l'étude pour réaliser une correction basée sur un signal provenant du tube pulsé à la fréquence correspondante et aux harmoniques supérieures susceptibles d'avoir une influence sur le cristal.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que la technique de détection double hétérodyne de trous brûlés permet de stabiliser la fréquence du laser utilisé pour interroger un trou étroit. Les meilleurs résultats sur notre montage expérimental, représentant une stabilité de la fréquence du laser à une seconde d'environ $1{,}5 \times 10^{-15}$ non limitée par le bruit de détection, ont été obtenu en utilisant cette méthode. Cependant, certaines améliorations demeurent nécessaires pour pouvoir concurrencer les performances obtenues sur les meilleures cavités Fabry-Pérot développées. De nombreux point semblent laisser de la place pour augmenter les performances de stabilité en améliorant la bande passante et le contrôle de l'environnement du cristal. L'adaptation de la détection double hétérodyne à des photodétecteurs bas bruit permettra ensuite de diminuer le bruit de détection pour atteindre une limite compétitive face aux cavités Fabry-Pérot.

Conclusion générale

Si les applications que j'ai évoquées en introduction de ce manuscrit constituent un objectif à long terme, les travaux que j'ai eu l'occasion de mener durant cette thèse ont permis d'aboutir à des résultats intermédiaires intéressants. J'ai pu mener, d'une part, ce qui est à notre connaissance la première évaluation de l'effet de contraintes uniaxiales sur des trous spectraux brûlés dans un cristal de Eu^{3+}:Y_2SiO_5 . D'autre part, les nouvelles méthodes de détection bas bruit que j'ai mises en place ont permis d'améliorer la stabilité du laser asservi sur trous brûlés spectraux d'un ordre de grandeur par rapport aux précédentes mesures réalisées sur notre dispositif. Enfin, la combinaison de ces deux avancées a permis de faire les premiers pas vers la mise en place d'un système opto-mécanique à base de nano-résonateur couplé par contraintes à des trous spectraux brûlés.

La forte dominance expérimentale de cette thèse m'a permis de me confronter à plusieurs difficultés intéressantes. D'une part, j'ai dû adapter un montage expérimental pré-existant afin de pouvoir l'utiliser pour réaliser des mesures différentes de celles prévues lors de sa fabrication. Il a donc fallu réaliser des modifications permettant les nouvelles mesures sans pour autant rendre impossibles les anciennes. Ceci a conduit à un dispositif expérimental polyvalent permettant de réaliser différentes mesures basées sur des trous brûlés spectraux dans de l'orthosilicate d'yttrium dopé europium. Les avancées réalisées ont pu profiter aux différents domaines étudiés pour développer les résultats dans tous ces axes de développement. D'un autre côté, les modifications importantes de certaines parties du dispositif (nouvelle cavité, nouveau cryostat, préparation pour une nouvelle plateforme d'acquisition) m'ont permis de travailler en collaboration plus ou moins étroite avec différentes personnes. Cela m'a permis de développer le champ des connaissances que j'ai acquises grâce à cette thèse.

Malgré les améliorations apportées, le dispositif expérimental développé présente de nombreuses possibilités de développements ultérieurs qui seront menés dans un futur plus ou moins proche. Du point de vue de la mesure de l'effet des contraintes, un axe cristallin n'a pas encore été étudié : l'axe *b*. L'utilisation d'un cristal différent possédant toutes ses faces polies est envisagée, et les adaptations du système

mécanique nécessaires à la mesure sont en cours de développement.

Dans le domaine de la stabilisation de lasers sur trous brûlés spectraux, notre dispositif ne présente pas encore les performances optimales observées par d'autres groupes, et ne peut pas encore concurrencer les cavités ultra-stables. Cependant, de nombreuses améliorations sont possibles en ce qui concerne notamment le bruit de détection avec l'utilisation de photodiodes à avalanche. Le contrôle des conditions environnementales pourrait également être amélioré avec la chambre froide interne remplie d'hélium gazeux, l'utilisation d'un étage de dilution pour atteindre des températures plus basses dans le cryostat et l'amélioration de la compensation active des vibrations. L'objectif étant de développer un système de stabilisation opérationnel utilisable dans une chaîne de métrologie temps-fréquence, il est nécessaire d'étudier des méthodes permettant d'optimiser la durée de vie des trous brûlés en fonctionnement continu.

Concernant les systèmes opto-mécaniques que l'on souhaite étudier à l'avenir, mes travaux ne constituent que le début des différentes études à mener. En particulier, les niveaux de signaux attendus, tant concernant le contraste des trous brûlés possibles que la quantification du signal dispersif attendu en fonction des mouvements du résonateur font encore l'objet d'incertitudes. Le développement de protocoles innovants de fonctionnalisation des trous brûlés est également envisagé et nécessitera des modifications du montage expérimental. Les multiples applications possibles de ces systèmes à la frontière de la physique quantique et de la physique classique devraient pousser encore longtemps l'intérêt qui leur est porté et les développements futurs du protocole expérimental.

Annexe A

Méthodes de mesure du signal dispersif

Le système de commande de la fréquence du laser d'interrogation, basé sur une boucle d'asservissement de phase pilotable et un modulateur acousto-optique permet de générer une forme d'onde arbitraire tant spectralement que temporellement. À partir d'un seul programme d'interface communiquant avec la plateforme de développement radio-logicielle, il est possible de régler le contenu spectral de la lumière incidente sur le cristal ainsi que la durée et la puissance des impulsions lumineuses. Cette polyvalence permet de mettre en œuvre diverses méthodes de détection qui ont été utilisées pour réaliser les différentes mesures présentées ici.

L'objectif de cette annexe est de rassembler les différentes méthodes présentées en présentant certaines de leurs caractéristiques. On détaillera dans chaque cas le nombre de composantes spectrales mises en jeu et les structures de trous brûlés associées, le type de détecteur utilisé, les composantes spectrales des signaux radio-fréquence obtenus et les masquages associés pour obtenir le signal recherché.

A.1 Photodiodes classiques

Il s'agit des photodiodes ET-2030A munies d'un étage d'amplification transimpédence et qui nécessitent l'utilisation du laser maître en tant qu'oscillateur local pour mesurer un battement. La chaîne de démodulation permettant d'obtenir en entrée de la plateforme d'acquisition un signal de fréquence fixe même lors du balayage en fréquence du laser est représentée sur la Figure 1.14. Deux méthodes de détection basées sur ces photodiodes ont été utilisées, les deux pour la partie stabilisation du laser en fréquence.

A.1.1 Détection simple hétérodyne

Il s'agit de la méthode originellement utilisée avant le début de mes travaux. La lumière de l'esclave contient seulement une fréquence correspondant à alimenter l'AOM par un signal à 77,5 MHz (voir sur la Figure A.1) qui donne un signal de battement monotonal avec le laser maître. Le signal électrique obtenu après démodulation contient donc une seule composante à 8 MHz et est filtré dans le programme par un masque ne contenant qu'un seul 1 à la fréquence correspondante. Le signal électronique représenté sur la figure est celui issu de la démodulation du signal des photodiodes, centré dans tous cas sur la fréquence de 8 MHz correspondant aux meilleures performances des convertisseurs analogique-numérique. Le masque utilisé dans le programme pour filtrer le signal est superposé à ce spectre. Les inconvénients de cette méthode sont :

— L'utilisation du laser maître peut provoquer des perturbations, comme on l'a vu dans les chapitres chapitre 2 et chapitre 3 ;
— L'acquisition par la plateforme introduit un bruit supplémentaire à basse fréquence préjudiciable pour la stabilisation de laser ;
— Le bruit thermique de ces détecteurs ne permet pas une détection limitée par le bruit de photons.

L'avantage principal est le fait que c'est la plus ancienne méthode de détection utilisée sur notre dispositif et qu'elle n'a donc pas nécessité de développement particulier pendant ma thèse.

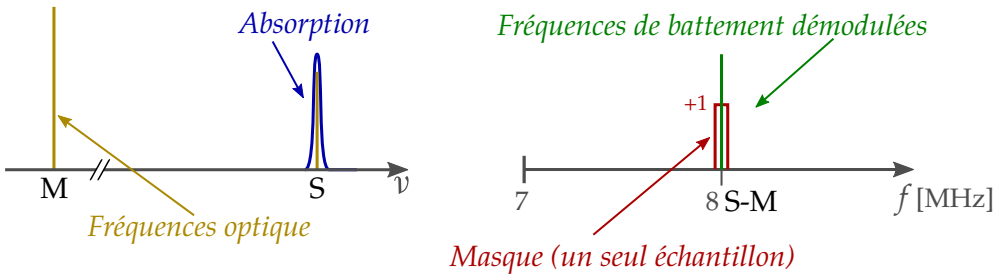

FIGURE A.1. – Caractéristique spectrales des signaux optiques et électroniques impliqués dans la détection simple hétérodyne avec la transmission typique du cristal et le masque utilisé pour filtrer le signal. Les couleurs utilisées sur cette figure auront la même signification dans les figures suivantes. La partie gauche représente le spectre optique, la partie droite le spectre du battement démodulé.

A.1.2 Détection double hétérodyne

Cette méthode consiste à utiliser deux modes dans le spectre du laser esclave dont un interagit avec un trou étroit pour obtenir un signal dispersif fortement dépendant de la fréquence du laser. Le second est situé au centre d'un trou large et sert de référence (voir sur la Figure A.2). L'écart typique entre les deux modes est de l'ordre de 400 kHz. Le masque appliqué vaut +1 à la fréquence du mode dans le trou étroit, et -1 à la fréquence du mode de référence pour obtenir la différence des deux dans le signal de phase.

On peut noter à ce point que la représentation choisie est légèrement simplifiée. En effet, les pics en bleu représente le module (représentant la transmission du cristal) du signal de battement obtenu et non l'argument (représentant le déphasage). Or, si l'on applique le masque décrit ci-dessus au signal de transmission, et comme on suppose que les deux trous sont brûlés au contraste maximal, on mesure à tout instant un signal de transmission nul (au bruit près). Pour mesurer la transmission au niveau du trou étroit, deux masques différents sont en réalité utilisés : celui représenté pour filtrer le signal de phases, et un autre contenant seulement la valeur +1 pour le signal d'amplitude.

L'avantage principal de cette méthode est qu'elle permet de supprimer les fluctuations du signal à long terme provenant de la plateforme d'acquisition (voir la sous-section 4.2.2). L'inconvénient est que la mesure simultanée de deux signaux différents sommés (avec un facteur -1 pour l'un des deux) provoque une augmentation du bruit d'un facteur $\sqrt{2}$ à haute fréquence de Fourier résultant de la somme quadratique de deux sources de bruit blanc décorrélées (voir la figure Figure 4.5). Cette augmentation n'est en pratique pas limitante à ce stade de développement, car le niveau de bruit de la détection n'est pas le facteur principal d'instabilité résiduelle du laser, mais pourra le devenir dans un avenir proche.

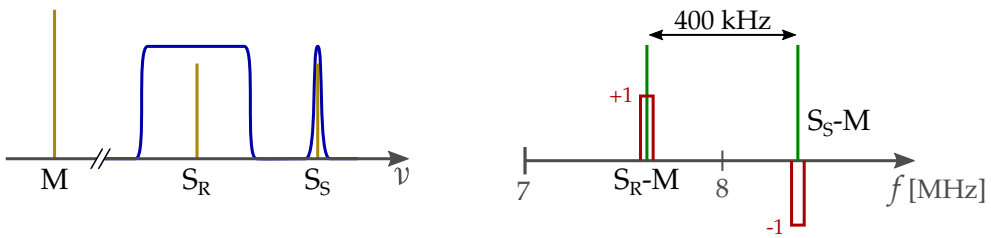

Figure A.2. – Schéma de principe de la détection double hétérodyne.

A.2 Photodiodes à avalanche

Ces détecteurs possèdent un niveau de bruit thermique bien inférieur à celui des photodiodes classiques, qu'on peut même évaluer en dessous du bruit de photons correspondant aux signaux utilisés avec ces photodiodes (dans les conditions optimales de réglage du gain avalanche). Elles permettent donc de s'approcher de cette limite théorique au bruit de détection.

Le signal est obtenu sur ces photodiodes sans utiliser de laser maître, donc il est nécessaire de générer au moins deux modes dans le spectre du laser esclave. Le battement résultant ne nécessite pas la même chaîne de démodulation avant son acquisition, mais une version simplifiée présentée sur la figure. Le signal, dont la fréquence est de l'ordre de f_b = 400 kHz est converti à 8,4 MHz par mélange avec un synthétiseur à f_M = 8 MHz (voir sur la Figure A.3). Cette conversion produit également un signal à 7,6 MHz qui est ignoré par le masque dans le programme de traitement du signal Un filtre permet d'éliminer une partie du bruit à plus haute fréquence dû à la génération numérique du signal du synthétiseur puis le signal est acquis par la plateforme.

A.2.1 Détection simple hétérodyne à un seul trou

Il s'agit de la méthode utilisée pour réaliser les mesures d'effet des contraintes. Le laser esclave contient deux modes séparés de quelques centaines de kHz et le battement obtenu sur les photodiodes est à la même fréquence. Un des modes est utilisé pour scanner le profil spectral d'un trou brûlé étroit, le second est simplement envoyé à travers le cristal (voir sur la Figure A.4). Cette technique ne peut être utilisée

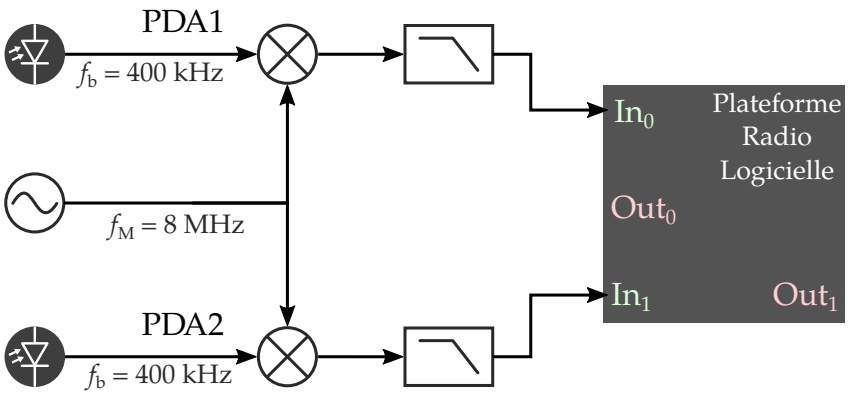

Figure A.3. – Schéma de la chaîne de démodulation RF appliquée aux photodiodes à avalanche.

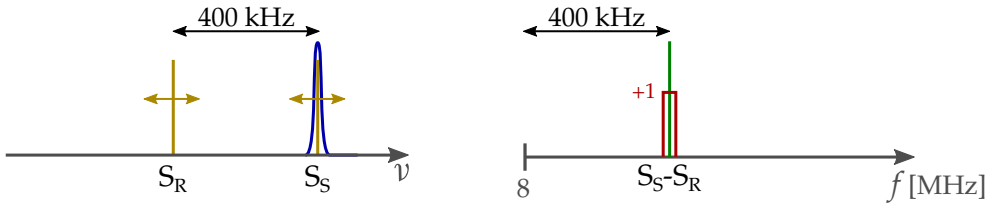

FIGURE A.4. – Détection simple hétérodyne à un seul trou avec les photodiodes à avalanche.

que pour réaliser des *scans* dans la mesure où le mode de référence n'est pas situé dans un trou (pour éviter le sur-brûlage). L'absorption est scannée en modulant la fréquence des deux modes en même temps (par contrôle direct de la fréquence du laser et non au niveau de l'AOM) donc la fréquence du battement reste fixe. La plage maximale couverte par le *scan* doit être inférieure à l'écart entre les modes pour éviter que le mode de référence n'interagisse avec le trou.

Cette méthode permet de supprimer les perturbations dues au laser maître, et de mesurer l'évolution du profil spectral du trou brûlé avec l'application de contraintes.

A.2.2 Détection simple hétérodyne à double trou

Il s'agit d'une méthode envisagée pour mesurer l'effet du mouvement d'un résonateur sur le signal dispersif. Le laser esclave contient à nouveau deux modes séparés de quelques centaines de kHz et le battement obtenu sur les photodiodes est à la même fréquence. Un des modes est positionné au centre d'un trou large pour servir de référence, le second près du bord d'un trou large pour subir une variation du signal dispersif avec l'élargissement du trou (voir sur la Figure A.5).

Cette technique pourrait être utilisée dans le cadre de l'étude du couplage opto-mécanique dans un résonateur. Elle profiterait de faible bruit de détection des photodiodes à avalanche, mais les performances risquent de nécessiter une amélio-

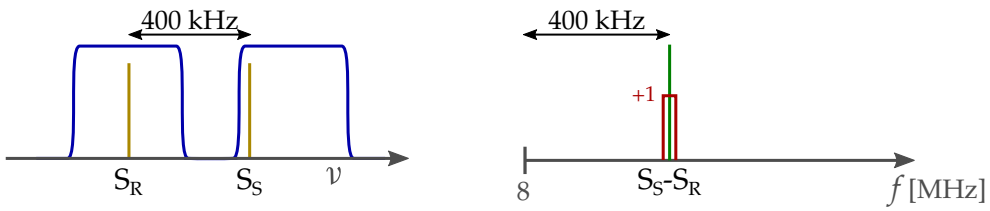

FIGURE A.5. – Détection simple hétérodyne à deux trous avec les photodiodes à avalanche.

ration supplémentaire pour pouvoir détecter le signal dispersif (pour atteindre la limite du bruit de photon).

A.2.3 Détection double hétérodyne

Pour améliorer le bruit de détection dans la stabilisation du laser sur trous brûlés spectraux, on envisage d'adapter la méthode double hétérodyne (nécessaire pour éviter les fluctuations autour de 1 s) aux photodiodes à avalanche. Ceci nécessite de générer trois modes dont deux de référence, séparés de quelques centaines de kHz situés dans un trou large. Ce trou doit être suffisamment large pour limiter la dépendance en fréquence du signal dispersif des modes de référence (qui ne peuvent être au milieu). Le troisième mode interagit avec un trou étroit pour générer le signal d'erreur (voir sur la Figure A.6).

Le battement obtenu contient également 3 fréquences (plus 3 autre après mélange avec le synthétiseur à 8 MHz) issu des battements entre chaque paire de modes. Le masque à appliquer dans ce cas fait encore l'objet de tests, car la réalisation expérimentale de cette méthode montre des effets qui ne sont pas encore clairement expliqués limitant les performances obtenues. En théorie, cette technique pourrait permettre de diminuer le bruit de détection en le rapprochant du bruit de photons tout en supprimant les fluctuations à basse fréquence qui se sont avérées limitantes pour la stabilité du laser asservi.

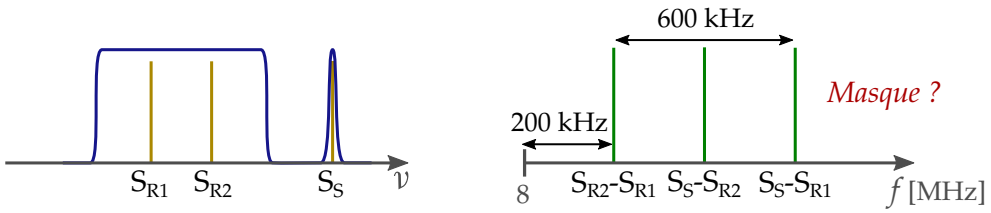

FIGURE A.6. – Détection double hétérodyne avec les photodiodes à avalanche.

Publications

O. Gobron, K. Jung, **N. Galland**, K. Predehl, R. Le Targat, A. Ferrier, P. Goldner, S. Seidelin et Y. Le Coq. « Dispersive heterodyne probing method for laser frequency stabilization based on spectral hole burning in rare-earth doped crystals ». *Optics Express* **25** (13), p. 15539 (2017).

J.-F. Motte, **N. Galland**, J. Debray, A. Ferrier, P. Goldner, N. Lučić, S. Zhang, B. Fang, Y. Le Coq et S. Seidelin. « Microscale Crystalline Rare-Earth Doped Resonators for Strain- Coupled Optomechanics ». Journal of Modern Physics **10** (11), p. 1342-1352 (2019).

N. Galland, N. Lučić, B. Fang, S. Zhang, R. Le Targat, A. Ferrier, P. Goldner, S. Seidelin, Y. Le Coq. « Mechanical tunability of an ultra-narrow spectral feature with uniaxial stress ». *arXiv*:1912.10885, *soumis pour publication à Physical Review Applied*.

S. Zhang, **N. Galland**, N. Lučić, R. Le Targat, A. Ferrier, P. Goldner, B. Fang, Y. Le Coq, S. Seidelin. « Inhomogeneous response of an ion ensemble from mechanical stress ». Physical Review Research **2**, 013306 (2020).

N. Galland, N. Lučić, S. Zhang, H. Alvarez-Martinez, R. Le Targat, A. Ferrier, P. Goldner, B. Fang, S. Seidelin, Y. Le Coq. « Double-heterodyne probing for ultra-stable laser based on spectral hole burning in a rare-earth doped crystal ». *Optics Letters* **45** (7), p. 1930 (2020).

Références

[1] Markus Aspelmeyer, Pierre Meystre et Keith Schwab. « Quantum optomechanics ». *Physics Today* **65** (7), p. 29-35. (Cf. p. v).

[2] B. P. Abbott et al. « Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger ». *Physical Review Letters* **116** (6), p. 061102. (Cf. p. v, 101).

[3] A. D. O'Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann, Radoslaw C. Bialczak, M. Lenander, Erik Lucero, M. Neeley, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, John M. Martinis et A. N. Cleland. « Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator ». *Nature* **464** (7289), p. 697-703. (Cf. p. v).

[4] J. D. Teufel, T. Donner, Dale Li, J. W. Harlow, M. S. Allman, K. Cicak, A. J. Sirois, J. D. Whittaker, K. W. Lehnert et R. W. Simmonds. « Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state ». *Nature* **475** (7356), p. 359-363. (Cf. p. v).

[5] Massimiliano Rossi, David Mason, Junxin Chen, Yeghishe Tsaturyan et Albert Schliesser. « Measurement-based quantum control of mechanical motion ». *Nature* **563** (7729), p. 53-58. (Cf. p. vi).

[6] Gershon Kurizki, Patrice Bertet, Yuimaru Kubo, Klaus Mølmer, David Petrosyan, Peter Rabl et Jörg Schmiedmayer. « Quantum technologies with hybrid systems ». *Proceedings of the National Academy of Sciences* **112** (13), p. 3866-3873. (Cf. p. vi).

[7] Alain Aspect, Philippe Grangier et Gérard Roger. « Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *Gedankenexperiment* : A New Violation of Bell's Inequalities ». *Physical Review Letters* **49** (2), p. 91-94. (Cf. p. vi).

[8] Benjamin Schumacher. « Quantum coding ». *Physical Review A* **51** (4), p. 2738-2747. (Cf. p. vi).

[9] Robert Jördens, Niels Strohmaier, Kenneth Günter, Henning Moritz et Tilman Esslinger. « A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice ». *Nature* **455** (7210), p. 204-207. (Cf. p. vii).

[10] Belén Paredes, Artur Widera, Valentin Murg, Olaf Mandel, Simon Fölling, Ignacio Cirac, Gora V. Shlyapnikov, Theodor W. Hänsch et Immanuel Bloch. « Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice ». *Nature* **429** (6989), p. 277-281. (Cf. p. vii).

[11] Nicolas Gisin, Grégoire Ribordy, Wolfgang Tittel et Hugo Zbinden. « Quantum cryptography ». *Reviews of Modern Physics* **74** (1), p. 145-195. (Cf. p. vii).

[12] R. W. Equall, Y. Sun, R. L. Cone et R. M. Macfarlane. « Ultraslow optical dephasing in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *Physical Review Letters* **72** (14), p. 2179-2182. (Cf. p. viii, 5, 103).

[13] B. Julsgaard, A. Walther, S. Kröll et L. Rippe. « Understanding laser stabilization using spectral hole burning ». *Optics Express* **15** (18), p. 11444. (Cf. p. ix, 12, 103).

[14] A. J. Freeman et R. E. Watson. « Theoretical Investigation of Some Magnetic and Spectroscopic Properties of Rare-Earth Ions ». *Physical Review* **127** (6), p. 2058-2075. (Cf. p. 2).

[15] R. D. Shannon et C. T. Prewitt. « Effective ionic radii in oxides and fluorides ». *Acta Crystallographica Section B Structural Crystallography and Crystal Chemistry* **25** (5), p. 925-946. (Cf. p. 2).

[16] Olivier Gobron. « Lasers ultra-stables asservis sur trous-brûlés spectraux : développement en vue d'une application aux horloges optiques ». Thèse. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017 (cf. p. 3, 7, 18, 41, 46, 110).

[17] John Glen Bartholomew. « Investigation of the scalability of rare-earth-ion quantum hardware ». Thèse. Australian National University. Laser Physics Centre, 2014 (cf. p. 3, 49, 52).

[18] A. A. Kaplianskĭi et R. M. Macfarlane, éd. *Spectroscopy of solids containing rare earth ions*. Modern problems in condensed matter sciences v. 21. Amsterdam ; New York : New York, NY : North-Holland ; Sole distributor for the USA et Canada, Elsevier Science Pub. Co, 1987. 754 p. (cf. p. 3).

[19] Guokui Liu. *Spectroscopic properties of rare earths in optical materials : with ... 61 tables*. OCLC : 723477109. Beijing : Tsinghua Univ. Press, 2010 (cf. p. 3).

[20] J. Stark. « Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt ». *Annalen der Physik* **348** (7), p. 965-982. (Cf. p. 3).

[21] M. C. Downer, G. W. Burdick et D. K. Sardar. « A new contribution to spin forbidden rare earth optical transition intensities : Gd^{3+} and Eu^{3+} ». *The Journal of Chemical Physics* **89** (4), p. 1787-1797. (Cf. p. 4).

[22] O.L. Malta, W.M. Azevedo, E.A. Gouveia et G.F. de Sá. « On the $^5D_0 \rightarrow {}^7F_0$ transition of the Eu^{3+} ion in the $\{(C_4H_9)_4N\}_3Y(NCS)_6$ host ». *Journal of Luminescence* **26** (3), p. 337-343. (Cf. p. 4).

[23] Flurin Könz, Y. Sun, C. W. Thiel, R. L. Cone, R. W. Equall, R. L. Hutcheson et R. M. Macfarlane. « Temperature and concentration dependence of optical dephasing, spectral-hole lifetime, and anisotropic absorption in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *Physical Review B* **68** (8), p. 085109. (Cf. p. 4, 6, 10, 20, 104).

[24] Ryuzi Yano, Masaharu Mitsunaga et Naoshi Uesugi. « Nonlinear laser spectroscopy of Eu^{3+}:Y_2SiO_5 and its application to time-domain optical memory ». *Journal of the Optical Society of America B* **9** (6), p. 992. (Cf. p. 5-7).

[25] Thomas Böttger, C. W. Thiel, Y. Sun et R. L. Cone. « Optical decoherence and spectral diffusion at 1.5 micron in Er^{3+}:Y_2SiO_5 versus magnetic field, temperature, and Er^{3+} concentration ». *Physical Review B* **73** (7), p. 075101. (Cf. p. 5).

[26] A. M. Stoneham. « Shapes of Inhomogeneously Broadened Resonance Lines in Solids ». *Reviews of Modern Physics* **41** (1), p. 82-108. (Cf. p. 6).

[27] Yu Ma, Zong-Quan Zhou, Chao Liu, Yong-Jian Han, Tian-Shu Yang, Tao Tu, Yi-Xin Xiao, Peng-Jun Liang, Pei-Yun Li, Yi-Lin Hua, Xiao Liu, Zong-Feng Li, Jun Hu, Xue Li, Chuan-Feng Li et Guang-Can Guo. « A Raman heterodyne study of the hyperfine interaction of the optically-excited state $^5D_0$ of Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *Journal of Luminescence* **202**, p. 32-37. (Cf. p. 7).

[28] Ryuzi Yano, Masaharu Mitsunaga et Naoshi Uesugi. « Ultralong optical dephasing time in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *Optics Letters* **16** (23), p. 1884. (Cf. p. 7).

[29] A. Ferrier, B. Tumino et Ph. Goldner. « Variations in the oscillator strength of the $^7F_0 \rightarrow {}^5D_0$ transition in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 single crystals ». *Journal of Luminescence* **170**, p. 406-410. (Cf. p. 7, 51).

[30] R. E. Smallman et A. H. W. Ngan. *Modern physical metallurgy*. 8th edition. OCLC : ocn857524150. Oxford ; Waltham, MA : Elsevier/Butterworth-Heinemann, 2014. 697 p. (cf. p. 8).

[31] R. Orbach. « Spin-lattice relaxation in rare-earth salts ». *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **264** (1319), p. 458-484. (Cf. p. 10).

[32] J. H. Van Vleck. « Paramagnetic Relaxation Times for Titanium and Chrome Alum ». *Physical Review* **57** (5), p. 426-447. (Cf. p. 10).

[33] Qun-Feng Chen, Andrei Troshyn, Ingo Ernsting, Steffen Kayser, Sergey Vasilyev, Alexander Nevsky et Stephan Schiller. « Spectrally Narrow, Long-Term Stable Optical Frequency Reference Based on a Eu^{3+}:Y_2SiO_5 Crystal at Cryogenic Temperature ». *Physical Review Letters* **107** (22), p. 223202. (Cf. p. 10, 49, 60).

[34] Ray Radebaugh. « Cryocoolers : the state of the art and recent developments ». *Journal of Physics: Condensed Matter* **21** (16), p. 164219. (Cf. p. 15).

[35] W. E. Gifford et R. C. Longsworth. « Surface Heat Pumping ». In : *Advances in Cryogenic Engineering*. Sous la dir. de K. D. Timmerhaus. Boston, MA : Springer US, 1966, p. 171-179 (cf. p. 16).

[36] Y. Matsubara et J.L. Gao. « Novel configuration of three-stage pulse tube refrigerator for temperatures below 4 K ». *Cryogenics* **34** (4), p. 259-262. (Cf. p. 16).

[37] Michael J Thorpe, David R Leibrandt et Till Rosenband. « Shifts of optical frequency references based on spectral-hole burning in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *New Journal of Physics* **15** (3), p. 033006. (Cf. p. 20, 49, 103, 118).

[38] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. 3rd ed. Amsterdam ; Boston : Academic Press, 2008. 613 p. (cf. p. 25).

[39] Krishnan R. Parameswaran, Roger K. Route, Jonathan R. Kurz, Rostislav V. Roussev, Martin M. Fejer et Masatoshi Fujimura. « Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate ». *Optics Letters* **27** (3), p. 179. (Cf. p. 25).

[40] O. Gobron, K. Jung, N. Galland, K. Predehl, R. Le Targat, A. Ferrier, P. Goldner, S. Seidelin et Y. Le Coq. « Dispersive heterodyne probing method for laser frequency stabilization based on spectral hole burning in rare-earth doped crystals ». *Optics Express* **25** (13), p. 15539. (Cf. p. 26, 104).

[41] R Tyumenev, M Favier, S Bilicki, E Bookjans, R Le Targat, J Lodewyck, D Nicolodi, Y Le Coq, M Abgrall, J Guéna, L De Sarlo et S Bize. « Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards ». *New Journal of Physics* **18** (11), p. 113002. (Cf. p. 33).

[42] Pierre Jobez, Nuala Timoney, Cyril Laplane, Jean Etesse, Alban Ferrier, Philippe Goldner, Nicolas Gisin et Mikael Afzelius. « Towards highly multimode optical quantum memory for quantum repeaters ». *Physical Review A* **93** (3), p. 032327. (Cf. p. 37, 38).

[43] R J Kennedy et J A Campbell. « Strain modulation of optical f-f transitions of lanthanide ions ». *Journal of Physics C: Solid State Physics* **13** (29), p. 5341-5352. (Cf. p. 49).

[44] R. J. Reeves et R. M. Macfarlane. « Measurement of the effect of uniaxial stress on the spectrum of CaF_2:Pr^{3+}:D^- using spectral hole burning ». *Physical Review B* **39** (9), p. 5771-5774. (Cf. p. 49, 74).

[45] Anne Louchet-Chauvet, Rose Ahlefeldt et Thierry Chanelière. « Piezospectroscopic measurement of high-frequency vibrations in a pulse-tube cryostat ». *Review of Scientific Instruments* **90** (3), p. 034901. (Cf. p. 49, 74).

[46] Michael J. Thorpe, Lars Rippe, Tara M. Fortier, Matthew S. Kirchner et Till Rosenband. « Frequency stabilization to 6×10^{-16} via spectral-hole burning ». *Nature Photonics* **5** (11), p. 688-693. (Cf. p. 49, 103, 104).

[47] C. Traum, P. L. Inácio, C. Félix, P. Segonds, A. Peña, J. Debray, B. Boulanger, Y. Petit, D. Rytz, G. Montemezzani, P. Goldner et A. Ferrier. « Direct measurement of the dielectric frame rotation of monoclinic crystals as a function of the wavelength ». *Optical Materials Express* **4** (1), p. 57. (Cf. p. 50, 51).

[48] G. Davies et M. F. Hamer. « Optical Studies of the 1.945 eV Vibronic Band in Diamond ». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **348** (1653), p. 285-298. (Cf. p. 72).

[49] Srujan Meesala, Young-Ik Sohn, Benjamin Pingault, Linbo Shao, Haig A. Atikian, Jeffrey Holzgrafe, Mustafa Gündoğan, Camille Stavrakas, Alp Sipahigil, Cleaven Chia, Ruffin Evans, Michael J. Burek, Mian Zhang, Lue Wu, Jose L. Pacheco, John Abraham, Edward Bielejec, Mikhail D. Lukin, Mete Atatüre et Marko Lončar. « Strain engineering of the silicon-vacancy center in diamond ». *Physical Review B* **97** (20), p. 205444. (Cf. p. 72).

[50] Ph. Tamarat, T. Gaebel, J. R. Rabeau, M. Khan, A. D. Greentree, H. Wilson, L. C. L. Hollenberg, S. Prawer, P. Hemmer, F. Jelezko et J. Wrachtrup. « Stark Shift Control of Single Optical Centers in Diamond ». *Physical Review Letters* **97** (8), p. 083002. (Cf. p. 73).

[51] Ruffin E. Evans, Alp Sipahigil, Denis D. Sukachev, Alexander S. Zibrov et Mikhail D. Lukin. « Narrow-Linewidth Homogeneous Optical Emitters in Diamond Nanostructures via Silicon Ion Implantation ». *Physical Review Applied* **5** (4), p. 044010. (Cf. p. 73).

[52] W. Y. Ching, Lizhi Ouyang et Yong-Nian Xu. « Electronic and optical properties of Y_2SiO_5 and $Y_2Si_2O_7$ with comparisons to $\alpha - SiO_2$ and Y_2O_3 ». *Physical Review B* **67** (24), p. 245108. (Cf. p. 73, 80).

[53] Jean-François Motte, Nicolas Galland, Jérôme Debray, Alban Ferrier, Philippe Goldner, Nemenja Lučić, Shuo Zhang, Bess Fang, Yann Le Coq et Signe Seidelin. « Microscale Crystalline Rare-Earth Doped Resonators for Strain-Coupled Optomechanics ». *Journal of Modern Physics* **10** (11), p. 1342-1352. (Cf. p. 78).

[54] L.W. Swanson. « Liquid metal ion sources : Mechanism and applications ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **218** (1), p. 347-353. (Cf. p. 78).

[55] J Vanes. « An improved gallium liquid metal ion source geometry for nanotechnology ». *Microelectronic Engineering* **73-74**, p. 132-138. (Cf. p. 78).

[56] D. W. O Heddle. *Electrostatic lens systems*. OCLC : 839645336. Bristol : Institute of Physics Pub, 2000 (cf. p. 78).

[57] C. A. Volkert et A. M. Minor. « Focused Ion Beam Microscopy and Micromachining ». *MRS Bulletin* **32** (5), p. 389-399. (Cf. p. 78).

[58] Ludwig Reimer. *Scanning electron microscopy : physics of image formation and microanalysis*. 2nd completely rev. and updated ed. Springer series in optical sciences v. 45. Berlin ; New York : Springer, 1998. 527 p. (cf. p. 78).

[59] Klaus Mølmer, Yann Le Coq et Signe Seidelin. « Dispersive coupling between light and a rare-earth-ion–doped mechanical resonator ». *Physical Review A* **94** (5), p. 053804. (Cf. p. 85, 86, 89).

[60] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye, E. Peik et P. O. Schmidt. « Optical atomic clocks ». *Reviews of Modern Physics* **87** (2), p. 637-701. (Cf. p. 96).

[61] Michel Abgrall, Baptiste Chupin, Luigi De Sarlo, Jocelyne Guéna, Philippe Laurent, Yann Le Coq, Rodolphe Le Targat, Jérôme Lodewyck, Michel Lours, Peter Rosenbusch, Giovanni Daniele Rovera et Sébastien Bize. « Atomic fountains and optical clocks at SYRTE : Status and perspectives ». *Comptes Rendus Physique* **16** (5), p. 461-470. (Cf. p. 97).

[62] G. John Dick. « Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards ». In : *Proceedings*. The 19th Annual Precise Time and Time Interval Applications and Planning Meeting. 1987, p. 133-147 (cf. p. 97, 100).

[63] D.W. Allan. « Statistics of atomic frequency standards ». *Proceedings of the IEEE* **54** (2), p. 221-230. (Cf. p. 97).

[64] L. Essen et J. V. L. Parry. « An Atomic Standard of Frequency and Time Interval : A Cæsium Resonator ». *Nature* **176** (4476), p. 280-282. (Cf. p. 98).

[65] Fritz Riehle. *Frequency standards : basics and applications*. OCLC : ocm56961350. Weinheim : Wiley-VCH, 2004. 526 p. (cf. p. 98).

[66] Norman F. Ramsey. « A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields ». *Physical Review* **78** (6), p. 695-699. (Cf. p. 98).

[67] S Bize, P Laurent, M Abgrall, H Marion, I Maksimovic, L Cacciapuoti, J Grünert, C Vian, F Pereira dos Santos, P Rosenbusch, P Lemonde, G Santarelli, P Wolf, A Clairon, A Luiten, M Tobar et C Salomon. « Cold atom clocks and applications ». *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **38** (9), S449-S468. (Cf. p. 98).

[68] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten et C. Salomon. « Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard ». *Physical Review Letters* **82** (23), p. 4619-4622. (Cf. p. 99).

[69] J. Keupp, A. Douillet, T. E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E. M. Rasel et W. Ertmer. « A high-resolution Ramsey-Bordé spectrometer for optical clocks based on cold Mg atoms ». *The European Physical Journal D* **36** (3), p. 289-294. (Cf. p. 99).

[70] G Wilpers, C W Oates, S A Diddams, A Bartels, T M Fortier, W H Oskay, J C Bergquist, S R Jefferts, T P Heavner, T E Parker et L Hollberg. « Absolute frequency measurement of the neutral ^{40}Ca optical frequency standard at 657 nm based on microkelvin atoms ». *Metrologia* **44** (2), p. 146-151. (Cf. p. 99).

[71] R. H. Dicke. « The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines ». *Physical Review* **89** (2), p. 472-473. (Cf. p. 99).

[72] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm et E. Peik. « Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty ». *Physical Review Letters* **116** (6), p. 063001. (Cf. p. 100).

[73] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates et A. D. Ludlow. « An Atomic Clock with 10^{-18} Instability ». *Science* **341** (6151), p. 1215-1218. (Cf. p. 100).

[74] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley et J. Ye. « An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level ». *Nature* **506** (7486), p. 71-75. (Cf. p. 100).

[75] G. John Dick, John D. Prestage, Charles A. Greenhall et Lute Maleki. « Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards ». In : *Proceedings*. The 22nd Annual Precise Time and Time Interval Applications and Planning Meeting. 1990, p. 487-508 (cf. p. 100).

[76] Audrey Quessada, Richard P Kovacich, Ir ne Courtillot, Andr Clairon, Giorgio Santarelli et Pierre Lemonde. « The Dick effect for an optical frequency standard ». *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **5** (2), S150-S154. (Cf. p. 100).

[77] Xiaopeng Xie, Romain Bouchand, Daniele Nicolodi, Michele Giunta, Wolfgang Hänsel, Matthias Lezius, Abhay Joshi, Shubhashish Datta, Christophe Alexandre, Michel Lours, Pierre-Alain Tremblin, Giorgio Santarelli, Ronald Holzwarth et Yann Le Coq. « Photonic microwave signals with zeptosecond-level absolute timing noise ». *Nature Photonics* **11** (1), p. 44-47. (Cf. p. 101).

[78] Eric D. Black. « An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization ». *American Journal of Physics* **69** (1), p. 79-87. (Cf. p. 101, 106, 108).

[79] J. Millo, D. V. Magalhães, C. Mandache, Y. Le Coq, E. M. L. English, P. G. Westergaard, J. Lodewyck, S. Bize, P. Lemonde et G. Santarelli. « Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities ». *Physical Review A* **79** (5), p. 053829. (Cf. p. 101).

[80] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem et T. W. Hänsch. « Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities ». *Physical Review A* **77** (5), p. 053809. (Cf. p. 101).

[81] S. A. Webster, M. Oxborrow et P. Gill. « Vibration insensitive optical cavity ». *Physical Review A* **75** (1), p. 011801. (Cf. p. 101).

[82] Kenji Numata, Amy Kemery et Jordan Camp. « Thermal-Noise Limit in the Frequency Stabilization of Lasers with Rigid Cavities ». *Physical Review Letters* **93** (25), p. 250602. (Cf. p. 102).

[83] Mark Notcutt, Long-Sheng Ma, Andrew D. Ludlow, Seth M. Foreman, Jun Ye et John L. Hall. « Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via Hertz-linewidth lasers ». *Physical Review A* **73** (3), p. 031804. (Cf. p. 102).

[84] Thomas Kessler, Thomas Legero et Uwe Sterr. « Thermal noise in optical cavities revisited ». *Journal of the Optical Society of America B* **29** (1), p. 178. (Cf. p. 102).

[85] Sana Amairi, Thomas Legero, Thomas Kessler, Uwe Sterr, Jannes B. Wübbena, Olaf Mandel et Piet O. Schmidt. « Reducing the effect of thermal noise in optical cavities ». *Applied Physics B* **113** (2), p. 233-242. (Cf. p. 102).

[86] Sebastian Häfner, Stephan Falke, Christian Grebing, Stefan Vogt, Thomas Legero, Mikko Merimaa, Christian Lisdat et Uwe Sterr. « 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity ». *Optics Letters* **40** (9), p. 2112. (Cf. p. 102).

[87] Y. Y. Jiang, A. D. Ludlow, N. D. Lemke, R. W. Fox, J. A. Sherman, L.-S. Ma et C. W. Oates. « Making optical atomic clocks more stable with 10^{-16}-level laser stabilization ». *Nature Photonics* **5** (3), p. 158-161. (Cf. p. 102).

[88] Isao Ito, Alissa Silva, Takuma Nakamura et Yohei Kobayashi. « Stable CW laser based on low thermal expansion ceramic cavity with 4.9 mHz/s frequency drift ». *Optics Express* **25** (21), p. 26020. (Cf. p. 102).

[89] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen et J. Ye. « A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity ». *Nature Photonics* **6** (10), p. 687-692. (Cf. p. 103).

[90] W. Zhang, J. M. Robinson, L. Sonderhouse, E. Oelker, C. Benko, J. L. Hall, T. Legero, D. G. Matei, F. Riehle, U. Sterr et J. Ye. « Ultrastable Silicon Cavity in a Continuously Operating Closed-Cycle Cryostat at 4 K ». *Physical Review Letters* **119** (24), p. 243601. (Cf. p. 103).

[91] Eugen Wiens, Qun-Feng Chen, Ingo Ernsting, Heiko Luckmann, Ulrich Rosowski, Alexander Nevsky et Stephan Schiller. « Silicon single-crystal cryogenic optical resonator ». *Optics Letters* **39** (11), p. 3242. (Cf. p. 103).

[92] P. B. Sellin, N. M. Strickland, T. Böttger, J. L. Carlsten et R. L. Cone. « Laser stabilization at 1536 nm using regenerative spectral hole burning ». *Physical Review B* **63** (15), p. 155111. (Cf. p. 103).

[93] Shon Cook, Till Rosenband et David R. Leibrandt. « Laser-Frequency Stabilization Based on Steady-State Spectral-Hole Burning in Eu^{3+}:Y_2SiO_5 ». *Physical Review Letters* **114** (25), p. 253902. (Cf. p. 104).

[94] Nur Ismail, Cristine Calil Kores, Dimitri Geskus et Markus Pollnau. « Fabry-Pérot resonator : spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency-dependent reflectivity ». *Optics Express* **24** (15), p. 16366. (Cf. p. 106).

[95] R. V. Pound. « Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators ». *Review of Scientific Instruments* **17** (11), p. 490-505. (Cf. p. 107).

[96] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley et H. Ward. « Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator ». *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* **31** (2), p. 97-105. (Cf. p. 107).

[97] Long-Sheng Ma, Peter Jungner, Jun Ye et John L. Hall. « Delivering the same optical frequency at two places : accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path ». *Optics Letters* **19** (21), p. 1777. (Cf. p. 107).