



HAL
open science

Développement d'un système laser stabilisé en fréquence, compact, fibré, à vocation transportable

Alexis Mehlman

► **To cite this version:**

Alexis Mehlman. Développement d'un système laser stabilisé en fréquence, compact, fibré, à vocation transportable. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Sorbonne Université, 2023. Français. NNT : 2023SORUS607 . tel-04511838

HAL Id: tel-04511838

<https://theses.hal.science/tel-04511838v1>

Submitted on 19 Mar 2024

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

Spécialité : Physique

École doctorale n°564: Physique en Île-de-France

réalisée sous la direction de Sébastien BIZE
et de Aurélien BOUTIN

SYRTE, Observatoire de Paris – PSL, CNRS, Sorbonne Université, LNE



présentée par

Alexis MEHLMAN

Sujet de la thèse :

**Développement d'un système de lasers stabilisés en
fréquence, compact, fibré, à vocation transportable**

soutenue le 23 novembre 2023

devant le jury composé de :

M ^{me} CATHERINE Schwob,	Professeure,	Sorbonne Univ. - INSP,	Présidente
M ^r FRÉDÉRIC Du-Burck,	Professeur émérite,	Sorbonne Paris Nord - LPL,	Rapporteur
M ^r RODOLPHE Boudot,	Chargé de Recherche,	Femto-ST,	Rapporteur
M ^{me} MARIE HOUSSIN,	Professeure,	AMU - PIIM,	Examinatrice
M ^r BIZE Sébastien,	Directeur,	OBSPM - FOP,	Dir. de thèse
M ^r BOUTIN Aurélien,	CTO,	exail - Sys. photon.,	Co-Dir. de thèse

Résumé

Cette thèse porte sur le développement d'un laser ultrastable en fréquence pour les opérations au sol de la mission Light Interferometer Space Antenna (LISA). Cette thèse est une Convention Industrielle de Formation par la REcherche (CIFRE) entre l'Observatoire de Paris et exail.

Le Chapitre I explique la nécessité de développer un laser ultrastable pour les opérations au sol de la mission LISA. La mission LISA est un observatoire spatial pour détecter les ondes gravitationnelles dont les fréquences seraient comprises entre 0.1 mHz et 1 Hz. Son développement est sous la responsabilité de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), et le Centre National d'Études Spatiales (CNES), membre du consortium LISA regroupant les différentes agences spatiales participant à la mission, a la charge de mener les opérations au sol de la mission (Phases A et B) et a lui-même mis en place le consortium LISA-France regroupant de nombreux laboratoires français, pour réunir les compétences nécessaires au succès de l'opération. Dans cette finalité, des lasers ultrastables en fréquence sont nécessaires. Pour obtenir ces références de fréquence, le CNES a fait appel au Laboratoire du SYstème de Référence Temps-Espace (SYRTE) de l'Observatoire de Paris, fort de son expérience en métrologie temps-fréquence.

Le Chapitre II rend compte du développement du prototype industriel du système laser ultrastable, composé d'un laser télécom (1.5 μm) triplé en fréquence et asservi sur une transition d'une vapeur d'iode. Ce développement a été réalisé en collaboration avec exail, entreprise avec un fort savoir-faire en systèmes photoniques. Le couplage entre le laser télécom et les lasers utiles aux opérations au sol est aussi donné dans ce Chapitre.

Le Chapitre III détaille le développement du triplage de fréquence du laser télécom, brique technologique indispensable au système complet. En effet, l'interrogation des transitions hyperfines de l'iode permettant d'atteindre les spécifications de la mission nécessite un laser à 0.5 μm . Ce développement, réalisé par exail, s'est surtout porté sur l'amélioration d'un module de Génération de Somme de Fréquences (SFG).

Le Chapitre IV précise les performances et caractéristiques du banc de spectroscopie par absorption saturée, technique utilisée pour l'interrogation des transitions hyperfines de l'iode. Ce développement est un travail conjoint entre le SYRTE, apportant son expertise en spectroscopie et en métrologie, et exail, offrant son expertise en assemblage optique robuste.

Enfin, les performances ultimes du système laser en terme de bruit résiduel de fréquence sont données par le Chapitre V. Ces mesures réalisées à l'Observatoire de Paris se font grâce à la comparaison avec la chaîne de fréquence du SYRTE, référence primaire de temps-fréquence en France.

Pour conclure, les résultats obtenus dans le cadre de la mission LISA sont présentés.

Remerciements

J'aimerais remercier la direction du SYRTE de m'avoir accueilli au sein de leur prestigieux laboratoire afin de mener à bien ces travaux de thèse, ainsi que celle de Kyla pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser une thèse à la suite de mon apprentissage. Ainsi, merci à Arnaud Landragin, Sébastien Bize, Ludovic Fulop, Karine Lepage et Aurélien Boutin. Merci aussi à mes deux encadrants : Ouali Acef et Aurélien.

J'aimerais remercier les partenaires de ce projet qui nous ont accompagnés, qui ont su être patients, et qui ont fait de leur mieux pour nous aider à résoudre les problèmes rencontrés : nos interlocuteurs au CNES, au laboratoire d'AstroParticule et Cosmologie (APC), à l'Institut des Instruments Scientifique (ISI), chez Keopsys et au sein d'iXblue.

J'aimerais remercier chaleureusement les équipes techniques de l'Observatoire et de Kyla, sans qui rien de tout cela n'aurait été permis : le service électronique du SYRTE, avec Michel Lours, Laurent Volodimer, et José Pinto ; le service mécanique, avec David Holleville, Benoit Carré, Bertrand Venon, Laurent et Steven ; et l'équipe de production de Kyla sur le site de Paris : Frédéric Morin, Adeline Correia, Thomas Gomez et Patrick Renou.

J'aimerais remercier tout ceux qui ont permis à ce projet d'avancer au détour d'une conversation, notamment Marco Casale, Henri Lehec, Benjamin Pointard, Arnaud Landragin, Sébastien Bize, Aurélien Boutin et José Pinto.

J'aimerais remercier Enrico Rubiola pour son organisation du séminaire européen temps-fréquence et la transmission de sa passion aux nouveaux venus du domaine.

J'aimerais remercier tous mes collègues qui m'ont permis de passer un meilleur moment : Fred, Adeline, Thomas, Patrick, Rabah, Razane, Lotfy, Karine, Marco, Khalil, Aurélien et Aurélien, José, Henri, Yannick, Raphaël, Benjamin, Fatima, Clara, Luc, Mohammed, Etienne et Nathan.

J'aimerais remercier mes proches, qui ont participé à ma construction : mes grand-mères, mes parents, mes soeurs, Renaud, Barto, Édouard, Alexandre, Anthony, Loïc, Luc, Robert, Émile, Octave, Léa, et bien sûr Spoutnik et Oriane.

Merci enfin à ma patrie, la France, qui m'a permis de jouir d'une éducation de qualité et de qui m'a donné les moyens de m'accomplir ; et à l'Union Européenne.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	iii
Introduction	ix
.1 Contexte - La mission LISA	ix
.2 Référence de fréquence proposée	ix
.3 L'entreprise exail	xi
I La mission LISA	1
I.1 Introduction	1
I.1.1 Contexte de la mission	2
I.1.2 Objectif de la mission	3
I.1.3 Dispositif spatial	6
I.1.4 Principe de la mesure	8
I.2 Banc optique de la mission	8
I.2.1 Dispositif instrumental	8
I.2.2 Time Delay Interferometry	10
I.2.3 Spécifications sur la stabilité la référence de fréquence	12
I.3 Mission du CNES	13
I.3.1 AIVT de la mission	14
I.3.2 Besoin de référence de fréquence	15
I.4 Conclusion	16
II Développement de la référence de fréquence	17
II.1 Introduction	17
II.1.1 Choix d'un laser Télécom pour la référence de fréquence	17
II.1.2 Stabilisation en fréquence d'un laser sur une vapeur moléculaire . .	21
II.1.2.1 Stabilisation en fréquence d'un laser	21
II.1.2.2 Analyse du bruit de fréquence	22
II.1.2.2.1 Densité spectrale de puissance	22
II.1.2.2.2 Écart-type d'Allan [34]	23
II.1.2.2.3 Synthèse pour le dispositif développé dans cette thèse	24
II.1.2.3 Vapeur d'iode et spectroscopie par absorption saturée . .	25
II.1.3 État de l'art	26
II.1.3.1 Sources Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet (Nd:YAG) doublées - Prometheus par Coherent	26
II.1.3.2 Spectroscopie de l'iode	26

II.1.3.3	Utilisation de lasers télécoms	27
II.2	Source laser infrarouge à 1596.7 nm	28
II.3	Asservissement en fréquence	29
II.3.1	Détection synchrone	29
II.3.2	Rétro-actions	31
II.3.3	Modulateur Acousto-Optique (AOM)	32
II.4	Modulation de fréquence	35
II.4.1	Avantages	35
II.4.2	Inconvénients	35
II.4.3	Modulateur Électro-Optique (EOM)	37
II.4.3.1	Caractérisations	37
II.4.3.2	Modulation résiduelle d'amplitude	38
II.4.3.3	Conclusion	39
II.5	Transfert de modulation	40
II.5.1	Avantages	40
II.5.2	Inconvénients	40
II.5.3	Modulateur Acousto-Optique (AOM)	41
II.5.3.1	Caractérisations	41
II.6	Génération de la troisième harmonique à 532.245 nm	43
II.6.1	Objectif	43
II.6.2	Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium (EDFA)	43
II.6.3	Optique Non-Linéaire	49
II.6.3.1	Génération de Seconde Harmonique (SHG)	49
II.6.3.2	Génération de Somme de Fréquences (SFG)	50
II.7	Banc de spectroscopie de l'iode par absorption saturée	50
II.7.1	Distribution de la puissance optique à 532 nm	51
II.7.2	Détection équilibrée et photodiodes	52
II.7.2.1	Développement des photodiodes	52
II.7.2.2	Développement de la détection équilibrée	55
II.7.2.2.1	Utilisation d'une lame à retard de phase variable	55
II.7.2.2.2	Utilisation d'un Modulateur Acousto-Optique	58
II.7.3	Asservissements des puissances optiques	59
II.7.3.1	Réalisation des asservissements de puissances optiques	60
II.7.3.2	Résultats	61
II.7.4	Cellule d'iode	61
II.7.5	Blindages magnétiques autour du banc et de la cellule	65
II.7.6	Mise en forme et superposition des faisceaux dans la cellule d'iode	66
II.8	Conclusion	66
III	Génération de troisième harmonique	69
III.1	Introduction	69
III.1.1	Définition du besoin pour la spectroscopie de l'iode	69
III.1.2	État de l'art - Sources à 532 nm	70
III.1.3	Utilisation de cristaux PPLN	71
III.2	Étude théorique	72
III.2.1	Généralités	72

III.2.1.1	Polarisation macroscopique	72
III.2.1.2	Susceptibilité d'ordre 2	75
III.2.1.3	Susceptibilité d'ordre 3	77
III.2.1.4	Équation de propagation	77
III.2.1.5	Intensité des ondes propagées	79
III.2.1.6	Quasi-accord de phase	80
III.2.1.7	Bande passante	83
III.2.1.8	Efficacités de conversion et rendements	85
III.2.2	Choix du cristal	86
III.2.2.1	KN - Niobate de potassium	88
III.2.2.2	LBO - Triborate de Lithium et BBO - Borate de baryum	88
III.2.2.3	(PP)KTP - Phosphate de Titanyle et de Potassium	88
III.2.2.4	(PP)LN - Niobate de Lithium et (PP)LT - Tantalate de Lithium	89
III.2.2.5	Conclusion	89
III.2.3	Application à la spectroscopie de l'iode	90
III.3	Réalisations	94
III.3.1	Cristal du Génération de Somme de Fréquences (SFG) de la référence de fréquence	94
III.3.2	Conception optique du SFG de la référence de fréquence	95
III.3.2.1	Mise en forme des faisceaux	95
III.3.2.2	Superposition des faisceaux	98
III.3.2.3	Autres considérations	99
III.3.3	Performances du SFG de la référence de fréquence	99
III.3.4	Autres projets	103
III.4	Conclusion	104
III.4.1	Performances	104
III.4.2	Perspectives	104
IV	Spectroscopie de l'iode	105
IV.1	Introduction	105
IV.1.1	Objectif de la spectroscopie	105
IV.1.2	Caractéristiques générales de l'iode	107
IV.2	Étude théorique des transitions hyperfines	109
IV.2.1	Énergie de vibration	110
IV.2.2	Énergie de rotation	111
IV.2.3	Énergie électronique	113
IV.2.3.1	Moment angulaire et représentation de Hund	113
IV.2.3.2	Transitions hyperfines : règles de sélection et isospin	114
IV.2.4	Énergie de translation	116
IV.2.4.1	Élargissement Doppler	116
IV.2.4.2	Spectroscopie par absorption saturée	117
IV.2.5	Influence du recouvrement intra-faisceaux optiques	119
IV.3	Réalisation de la spectroscopie par absorption saturée	121
IV.3.1	Dispositif détaillé	121
IV.3.2	Spectroscopie par absorption saturée de l'iode	124

IV.3.2.1	Contribution à la largeur de la raie hyperfine	124
IV.3.2.2	Rapport Signal à Bruit (SNR) théorique	127
IV.3.2.3	Modulation de fréquence	127
IV.3.2.4	Transfert de modulation	131
IV.3.2.5	Paramètres physiques	133
IV.3.2.5.1	Influence de la puissance optique	133
IV.3.2.5.2	Influence de la pression	137
IV.4	Conclusion	140
V	Méetrologie de fréquence	141
V.1	Introduction	141
V.1.1	Chaîne de fréquence pour la caractérisation du bruit résiduel de fréquence	142
V.1.2	Lien fibré	144
V.2	Mesure de stabilité du dispositif Télécom	145
V.2.1	Contributions de bruit	145
V.2.2	Caractérisation du bruit de fréquence à 1596 nm	146
V.2.3	Conclusion	147
V.3	Mesure de stabilité du laser Nd:YAG maître	149
V.3.1	Boucle à verrouillage de phase avec le laser Télécom	149
V.3.2	Performances	150
V.3.2.1	Bruit de fréquence du battement à 532 nm	150
V.3.2.2	Mesures de la stabilité du laser à 1064 nm	152
V.3.3	Conclusion	153
V.4	Boucle à verrouillage de phase entre les deux lasers Nd:YAG	153
V.4.1	Bruit de fréquence du battement	153
V.4.2	Conclusion	153
V.5	Conclusion	155
VI	Conclusion générale et perspectives	157
VI.1	Référence de fréquence livrée	157
VI.2	Opérations au sol de la mission LISA	158
VI.3	Perspectives	159
A	Cellule d'iode	161
B	Algorithme d'extraction du SNR	165
	Bibliographie	171
	Table des figures	179
	Liste des tableaux	191
	Glossaire	193

Introduction

.1 Contexte - La mission LISA

Afin de dépasser les limitations des détecteurs au sol d'ondes gravitationnelles, l'ESA a proposé une mission spatiale en 1997 pour détecter les ondes gravitationnelles ayant des fréquences comprises entre 0.1 mHz et 1 Hz. Ainsi naquit la mission LISA, un interféromètre laser spatial géant. Le consortium responsable du développement de la mission est divisé en trois partenaires : l'ESA, la National Aeronautics and Space Administration (NASA) et l'Agence d'eXploration Aérospatiale Japonaise (JAXA). Le CNES récupère alors la responsabilité de l'Assemblage, l'Intégration, la Validation et les Tests (AIVT) de la mission, appelés les opérations au sol de la mission. Dans ce cadre, le CNES doit s'assurer que les niveaux de bruits des instruments optiques de la mission répondent aux spécifications. Or le plus gros contributeur au bruit de mesures de la mission sont les instabilités en fréquence des lasers, choisis lors de la définition de la mission comme étant des lasers Nd:YAG pour leur capacité à générer les niveaux de puissances nécessaires tout en gardant une excellente finesse spectrale d'émission.

Ainsi, le CNES a chargé le SYRTE de fournir deux lasers Nd:YAG asservis en phase et présentant un bruit résiduel de fréquence inférieur à $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ entre 30 mHz et 1 Hz. Comme lors de la définition de 1997 de la mission LISA, le choix restait ouvert pour la réalisation de la référence de fréquence : utiliser une cavité ultrastable ou une référence atomique, mais le choix de la cavité ultrastable a rapidement été exclu : les cavités sont très sensibles aux bruits acoustiques et sismiques présents dans l'environnement des opérations au sol de la mission, et demandent à être sous vide pour éviter les fluctuations de températures et de pression et donc obtenir les performances requises. Cette dernière contrainte est en effet incompatible avec le besoin du CNES, les opérations au sol devant être menées dans différents laboratoires en France, par différentes équipes de recherche.

.2 Référence de fréquence proposée

Le SYRTE a répondu à la demande du CNES en proposant un tandem de lasers Nd:YAG asservis en phase sur une référence de fréquence, cette dernière étant issue de travaux menés à l'Observatoire de Paris. En effet, le SYRTE menait depuis plusieurs années un développement sur des sources télécoms stabilisées sur les transitions d'une vapeur d'iode [1–3]. Le principe du dispositif complet livré au CNES est illustré par la Figure 1.

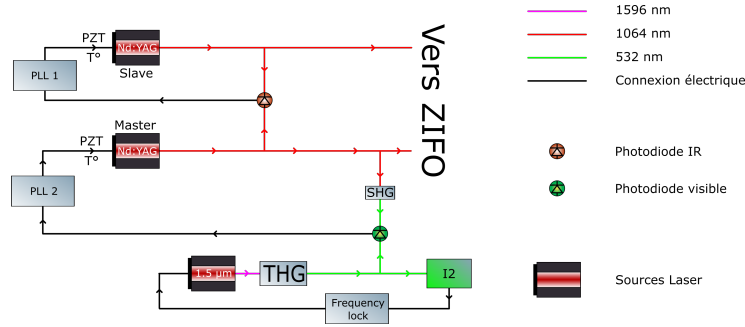


FIG. 1 Dispositif laser complet livré au CNES pour la réalisation des opérations au sol de la mission. "ZIFO" correspond à l'interféromètre représentatif de la mission utilisé pour la première phase des opérations au sol.

Le choix d'un laser Télécom stabilisé sur une transition d'une vapeur d'iode a été fait car la transition de la vapeur d'iode offre un facteur de qualité permettant d'obtenir les niveaux de bruits résiduels de fréquence spécifiés pour la mission LISA, tout en conservant un dispositif d'interaction lumière-matière relativement simple, et les composants Télécoms sont des composants matures, performants, robustes, peu onéreux et fibrés, ce qui permet de réduire grandement le besoin de maintenance. De plus, les travaux menés au SYRTE ont abouti à la réalisation d'un tel dispositif, avec une niveau de maturité technologique 4-5, c'est-à-dire validation d'une maquette en laboratoire, d'un volume optique inférieur à 30 L. Le tandem de lasers Nd:YAG asservis en phase entre eux avait aussi déjà été développé par le SYRTE. L'objectif de cette thèse était ainsi de réaliser un prototype industriel du système, utilisable en environnement opérationnel, soit un niveau de maturité technologique supérieur à 5.

Afin d'atteindre cet objectif, deux éléments clés devaient être maîtrisés : la réalisation de la génération de troisième harmonique de la source infrarouge et la réalisation d'un banc de spectroscopie par absorption saturée de l'iode, monolithique et à vocation transportable. En effet la génération de troisième harmonique est nécessaire à l'interrogation de l'iode (transitions hyperfines à 0.5 μm) et à la boucle de verrouillage de phase avec le laser Nd:YAG maître, car les bandes télécoms sont à 1.5 μm et les lasers Nd:YAG émettent à 1 μm . La génération de la troisième harmonique se fait par succession des opérations de doublage de fréquence ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$) et de sommation de fréquences ($2\omega + \omega \rightarrow 3\omega$) du laser télécom. Or il n'existait pas sur le marché de composants fibrés permettant la réalisation de la somme de fréquences. Le banc de spectroscopie quant à lui devait être compact et robuste, sans besoin de réaligement ou de maintenance.

Le dispositif proposé présentait un autre avantage : celui de pouvoir être utilisé pour d'autres applications. En effet l'iode offre des transitions hyperfines intéressantes par leur largeur de raie et intensité à de très nombreuses longueurs d'onde entre 500 et 550 nm, ce qui correspond à l'émission triplée en fréquence des lasers dans la bande C et L des télécoms. Ainsi la référence de fréquence peut-être reproduite à toutes ces longueurs d'onde, avec des comparaisons possibles à ω , 2ω et 3ω . Enfin, même en s'affranchissant de la stabilisation en fréquence, le dispositif de triplage de fréquence est intéressant en lui-même pour d'autres applications.

.3 L'entreprise exail

Le groupe exail est le partenaire industriel du SYRTE dans la réalisation de cette thèse. Le SYRTE s'était rapproché de la société Kyliya pour développer un module sommateur de fréquence fibré à 1542 nm. En effet Kyliya est spécialisée dans l'assemblage en espace libre de micro-optiques, couplé par des fibres (Figure 2). Ce développement fructueux mais perfectible et le besoin de réaliser le banc de spectroscopie encouragea le SYRTE et Kyliya à poursuivre le développement sous forme d'une thèse CIFRE. De cette collaboration le SYRTE obtiendrait un support de Kyliya dans le développement des éléments clés du système laser, et Kyliya obtiendrait une amélioration de ses compétences en optique non-linéaire (triplage de fréquence) et en développement système.

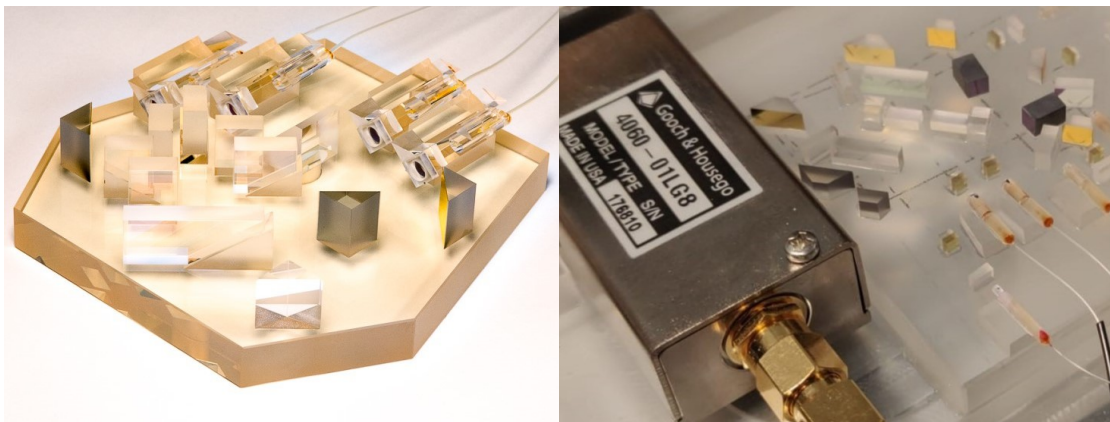


FIG. 2 Exemples de produits assemblés par Kyliya.

Comme mentionné précédemment, Kyliya est spécialisée dans l'assemblage de micro-optiques. Le savoir-faire utilisé permet une grande précision sur l'alignement des faisceaux (position ~ 10 nm et pointé ~ 10 μ rad) ainsi qu'une grande stabilité et une grande robustesse. En effet Kyliya a travaillé à plusieurs reprises pour des missions et projets spatiaux, passant avec succès les différentes qualifications spatiales. Kyliya avait déjà été amenée à travailler avec le SYRTE sur d'autres projets, et avec Muquans, leader mondial en instrument par interférométrie atomique. En 2021, Kyliya se fait racheter en même temps que Muquans par iXblue, leader en centrales inertielles. iXblue renforce alors ses capacités en photonique : production des modulateurs en niobate de lithium à Besançon, production de fibres spéciales à Lannion, interféromètre atomique à Talence et assemblage de micro-optiques à Pessac et Paris. Ses différentes compétences lui permettent de les intégrer dans des systèmes complets pour répondre à des projets de plus en plus complexes : Refimeve, CO-OP, Carioqa-PMP... Enfin en 2022, le groupe Gorgé rachète iXblue, et le groupe exail est créé de la fusion du groupe ECA et d'iXblue.

Chapitre I

La mission LISA

I.1 Introduction

Le 14 Septembre 2015, les détecteurs Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) détectent pour la première fois une onde gravitationnelle [4]. Le 14 Août 2017, les détecteurs Advanced LIGO et Advanced Virgo en détectent une conjointement [5], et une autre détection conjointe le 17 Août permet d'observer un sursaut gamma [6]. La porte à une nouvelle astronomie a été ouverte par les interféromètres laser au sol. Mais la sensibilité de ces détecteurs ne leur permet de détecter qu'une partie restreinte des ondes gravitationnelles qui nous parviennent. En effet, elle est limitée aux basses fréquences par les bruits sismiques, acoustiques (dus à l'activité géologique et humaine) et thermiques [7], comme illustré par la Figure I.1. Ils ne peuvent donc détecter des ondes gravitationnelles dont la fréquence est inférieure à 10 Hz, ce qui limite grandement la nature des sources d'ondes gravitationnelles détectables.

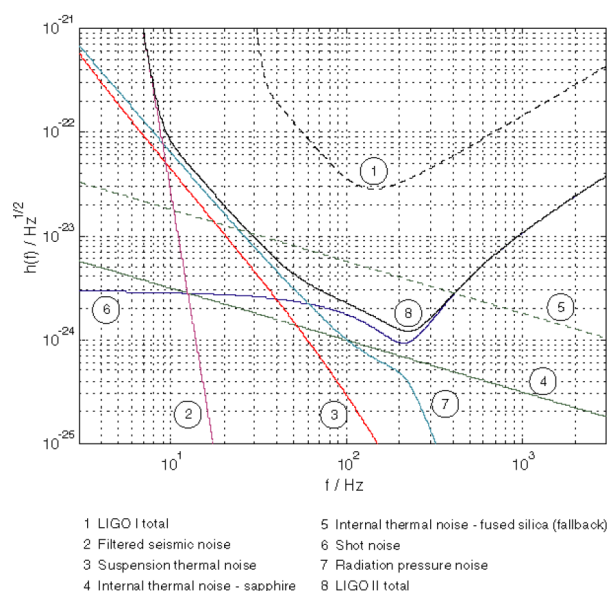


FIG. I.1 Contributions au bruit de détection du détecteur LIGO II, Figure extraite de la référence [7].

D'autres stratégies de détection peuvent être envisagées pour dépasser cette limite, comme les interféromètres atomiques [8], les Pulsar Timing Arrays (PTA), grâce à laquelle quatre publications indépendantes ont annoncé avoir détecté le bruit stochastique de l'univers avec des fréquences de l'ordre du nHz [9–12], ou encore les interféromètres laser spatiaux, comme la mission LISA.

Le système laser développé dans cette thèse est voué à être utilisé pour le développement de la mission LISA. Afin de comprendre les spécifications imposées à ce système, la mission LISA, son principe de fonctionnement et la participation du CNES à cette mission seront détaillés dans ce Chapitre.

I.1.1 Contexte de la mission

En 1974, Rainer Weiss, alors qu'il dirige un comité de la NASA sur la relativité expérimentale et la gravitation, pense qu'il faudra s'affranchir des contraintes terrestres pour s'affranchir des limites des détecteurs terrestres. Dans la continuité de cette idée, le projet LISA est approuvé en 1993, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) proposant d'en faire une mission de taille moyenne M3 pour le programme Horizon 2000. Mais le projet est trop onéreux pour une mission de taille moyenne, et une nouvelle proposition est faite en 1998 [13], validée par l'ESA et redéfinie en 2000 comme une mission large (L1) du programme Cosmic Vision (2015-2025). La mission comporte alors 3 satellites en orbite héliocentrique espacés de 5 millions de kilomètres, et munis de 6 ensembles instrumentaux optiques Moving Optical Sub-Assembly (MOSA) afin de réaliser 3 interféromètres optiques (Figure I.2).

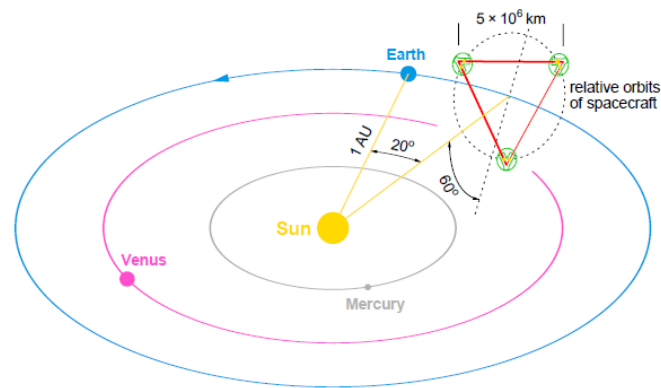


FIG. I.2 Schéma de la configuration spatiale de la mission LISA, extraite de la redéfinition de la mission en 1998 [13]

Dans la décennie qui suit, la principale difficulté de la mission est identifiée : effectuer un vol inertiel, c'est-à-dire affecté seulement par la gravité. Afin de valider les capacités des différents partenaires à effectuer ce genre de vol, la mission LISA pathfinder est développée. En 2011, malgré tous les développements techniques et financiers réalisés, la NASA retire son soutien à la mission pour des raisons budgétaires. L'ESA se voit alors contrainte à redéfinir la mission pour s'adapter au budget réduit : c'est la mission New Gravitational Observatory New Gravitational Observatory (NGO) puis evolving LISA

(eLISA). La longueur des bras est alors réduite à 1 million de kilomètres, le nombre d'interféromètres à un, et le nombre de MOSA à 4. En 2016, la première détection des ondes gravitationnelles ainsi que le succès de la mission LISA pathfinder incite la NASA à rejoindre le développement de la mission, qui redeviendra la mission LISA. Grâce à l'apport financier de la NASA, les objectifs scientifiques et techniques de la mission sont rétablis (sauf la longueur des bras qui sera de 2.5 million de kilomètres), et la mission sera choisie par l'ESA comme la mission L3 du programme Cosmic Vision.

Le consortium responsable du développement de la mission est divisé en trois partenaires : l'ESA, la NASA et la JAXA. L'ESA a partagé son apport à la mission à différents pays et partenaires, et la France (plus spécifiquement le CNES) est responsable de l'assemblage, l'AIVT de la mission, soit les opérations au sol. Dans ce cadre, le CNES doit s'assurer que les niveaux de bruits des instruments optiques de la mission répondent aux spécifications. Comme détaillé dans le reste de ce Chapitre, le plus gros contributeur au bruit de mesures de la mission sont les instabilités en fréquence des lasers. Les sources lasers utilisées par la mission seront livrées en 2028 par le NASA Goddard Space Flight Center [14]. De son côté, le CNES doit démontrer sa capacité à réaliser les AIVT de la mission, et dans ce but des bancs de démonstration sont réalisés. Pour effectuer les tests sur ces bancs, et tester les lasers livrés par la NASA, le CNES a besoin de références de fréquences répondant aux spécifications de la mission LISA. Il a donc chargé le SYRTE, qui fournit les références métrologiques primaires de temps/fréquences en France, de réaliser celles pour les AIVT de la mission. Cela permet aussi à la France de développer des références de fréquence optiques industrielles. En effet, pour répondre aux besoins des opérations au sol de la mission, les références ont besoin d'être transportables et compactes, car les opérations vont être menées dans différents laboratoires en France et peut-être en Europe, ainsi que non sujettes à la maintenance, facile à prendre en main et à utiliser, car les différentes équipes qui les manipuleront n'auront pas forcément les compétences nécessaires en métrologie temps/fréquence et auront déjà une charge de travail conséquente.

I.1.2 Objectif de la mission

L'existence des ondes gravitationnelles se déduit en cherchant des solutions à l'équation d'Einstein en l'absence de constante cosmologique [15], qui fait le lien entre la géométrie de l'espace-temps $G_{\mu\nu}$ et son contenu en matière $T_{\mu\nu}$:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (\text{I.1})$$

Ces solutions nous indiquent que toute distribution asphérique de masse accélérée est une source d'onde gravitationnelle. Les sources binaires composées d'objets compacts (compacité $\Xi > 10^{-4}$ telle que définie par le rapport entre le rayon de Schwarzschild $R_S = \frac{4GM}{c^2}$ associé à la masse de l'objet et son diamètre $2R$) sont les plus facilement détectables, car elles peuvent générer des ondes gravitationnelles avec une forte amplitude et une fréquence supérieure à 10 Hz. Les sources peuvent se diviser en trois grandes catégories, bien que d'autres sous catégories peuvent encore être distinguées :

- Les sources binaires d’objets compacts, impliquant les objets suivants :
 - Les naines blanches
 - Les étoiles à neutrons
 - Les trous noirs
- Les objets compacts asphériques (supernova)
- Le fond diffus gravitationnel

Afin d’estimer l’ordre de grandeur des ondes gravitationnelles à détecter, considérons un système binaire en orbite circulaire, régi par les lois de Newton. Soit deux objets de masses égales M , et à une distance R du centre de masse du système, nous pouvons alors équilibrer la force de gravité avec la force d’inertie centrifuge :

$$\frac{GM^2}{(2R)^2} = \frac{Mv^2}{R} \quad (\text{I.2})$$

Nous en déduisons la pulsation de l’orbite :

$$\Omega = \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{1/2} \quad (\text{I.3})$$

En appliquant la formule du quadrupôle [16] à ce système, nous obtenons respectivement la fréquence [17] et l’amplitude des ondes gravitationnelles :

$$f_{OG} \approx \frac{cR_S^{1/2}}{2\pi R^{3/2}} \quad \text{et} \quad h \approx \frac{R_S^2}{rR} \quad (\text{I.4})$$

avec r la distance entre l’observateur et le système binaire. Nous pouvons alors réaliser une application numérique : avec une distance séparant les deux astres vingt fois supérieure au rayon de Schwarzschild $R = 10R_S$, des masses dix fois supérieures à celle du Soleil $M = 10M_\odot$, et se trouvant à une distance de $r = 200\text{Mpc}$, nous obtenons :

$$f_{OG} \approx 25\text{Hz} \quad \text{et} \quad h \approx 10^{-21} \quad (\text{I.5})$$

L’amplitude des ondes gravitationnelles est très faible alors que les masses sont énormes et la vitesse à laquelle évolue les astres est gigantesque. En effet l’espace temps est très rigide, comme trahi par le terme en $\frac{8\pi G}{c^4}$ dans l’équation d’Einstein.

Un système tel que décrit ici va émettre des ondes gravitationnelles et donc progressivement perdre de l’énergie. La distance entre les deux astres va donc se réduire : c’est la phase spiralante. La fréquence et l’amplitude des ondes gravitationnelles vont alors augmenter, et l’orbite va être de plus en plus resserée. Elle finira par devenir instable : c’est la phase de coalescence. La Figure I.3 illustre parfaitement ces phases.

Il apparaît évident que les sources de différentes natures peuvent générer des ondes gravitationnelles de fréquences et d’amplitudes très variées. Les caractéristiques des ondes gravitationnelles émises par ces différentes sources, ainsi que les plages de détectabilité des détecteurs sont illustrées par la Figure I.4.

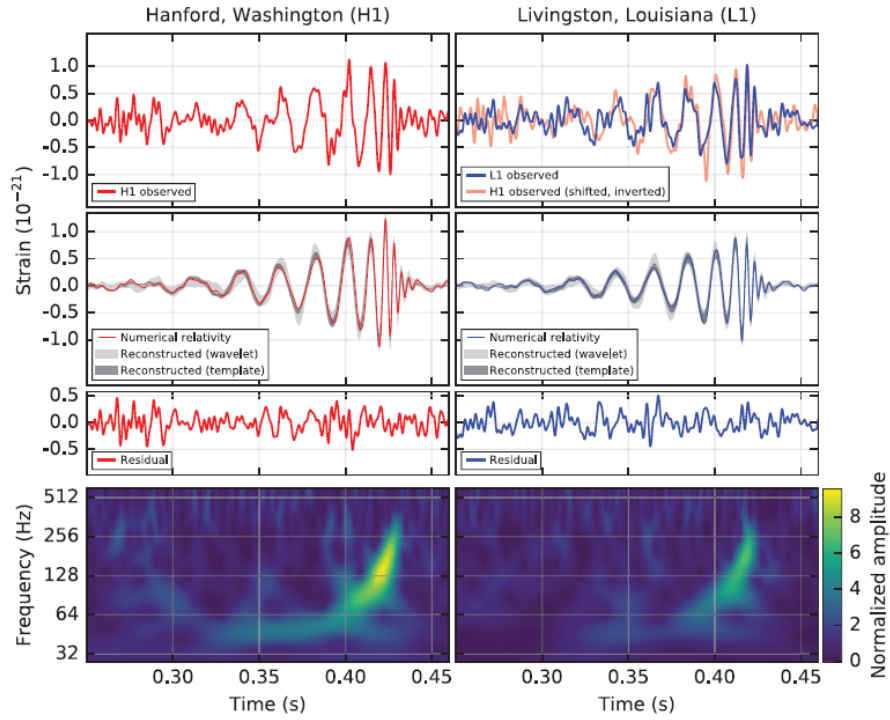


FIG. I.3 Figure issue de la publication des résultats de la première mesure d'onde gravitationnelle : GW150914 détectées par les deux détecteurs LIGO [4]. La première ligne correspond aux contraintes mesurées. La deuxième aux mêmes mesures avec un filtrage entre 35 et 350 Hz. La troisième ligne représente le résidu, et la dernière l'analyse fréquentielle des signaux. On observe bien les phases spiralantes et de coalescence.

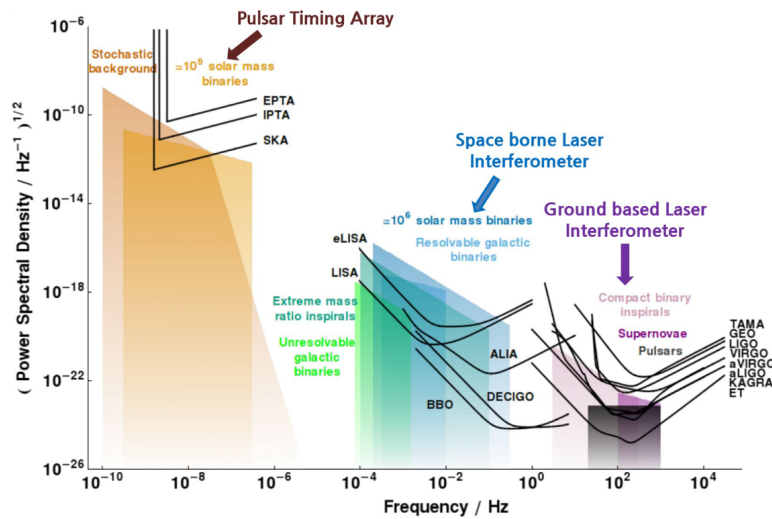


FIG. I.4 Sensibilités des différents types de détecteurs avec les sources d'ondes attendues. Figure extraite de la référence [18].

Les objectifs de la mission LISA sont les suivants, et répondent aux objectifs du thème The Gravitational Universe donné par l'ESA [19, 20] :

- Etudier la formation et l'évolution des étoiles binaires compactes dans la Voie Lactée
- Retracer l'histoire des trous noirs massifs depuis l'origine de l'Univers
- Sonder la dynamique des amas nucléaires denses
- Comprendre l'astrophysique des trous noirs d'origine stellaire
- Explorer la nature fondamentale de la gravité et des trous noirs
- Examiner la vitesse de l'expansion de l'Univers
- Comprendre le fond gravitationnel stochastique et la physique des particules à très haute énergie (TeV)
- Rechercher des événements inattendus et des sursauts d'onde gravitationnelle

Ainsi la mission LISA cherche à détecter des ondes gravitationnelles d'amplitude 10^{-21} entre 0.1 mHz et 1 Hz [20].

I.1.3 Dispositif spatial

La mission LISA formera trois interféromètres avec des bras de 2.5 millions de kilomètres à l'aide de trois satellites sur l'orbite héliocentrique terrestre. La constellation suivra la Terre à 50 millions de kilomètres, formant ainsi un angle entre la Terre le Soleil et la Constellation d'environ 20° . Le plan de la constellation sera incliné de 60° par rapport au plan de l'écliptique. La constellation prendra la forme d'un triangle équilatéral, avec des angles de 60° plus ou moins 1° , variant de quelques millidegré par jour au maximum. La distance entre les satellites varie de quelques pourcents par mois et leur vitesse relative maximale est d'environ 8 mètres par seconde. L'ensemble de ces mouvements est appelé la respiration de la constellation et sera compensée par des micro-propulseurs. La configuration de la constellation est illustrée par la Figure I.5.

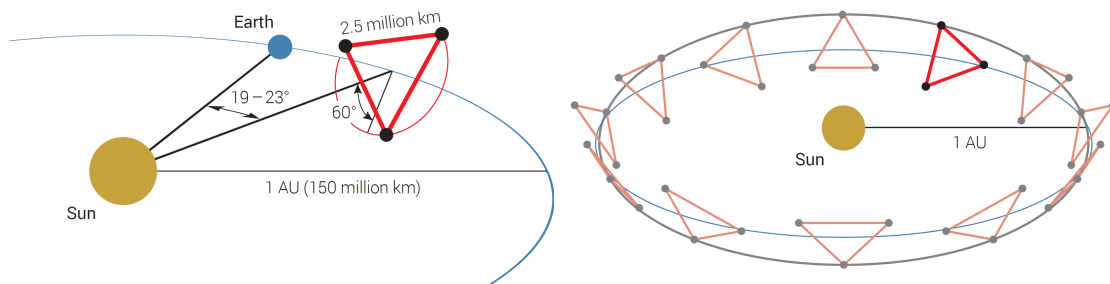


FIG. I.5 Configuration de la constellation pour la mission LISA, telle que proposée par la référence [20], dont les schémas sont extraits.

Afin de réaliser les trois interféromètres géants chaque satellite émet et reçoit deux faisceaux lasers (vers et depuis les deux autres satellites). Afin de réaliser les mesures, chaque satellite comprendra 2 MOSA, dont le principe de fonctionnement sera décrit dans la Partie suivante I.2.

Les MOSA sont composés des éléments suivants :

- une masse test - Test Mass (TM) permettant de s'affranchir des phénomènes de pression radiative, des vibrations des micro-propulseurs et des impacts avec des micrométéorites, car pour mesurer des ondes gravitationnelles il faut effectuer un vol inertiel.
- un banc optique - Optical Bench (OB) comprenant un laser Nd:YAG et permettant de réaliser les mesures d'interférences
- un télescope de 30 cm permettant l'émission du faisceau de 2 W et la réception d'environ 300 pW d'un faisceau émis par un autre satellite.

Les satellites comprennent aussi un Phasemètre (PM) pour mesurer et numériser les signaux radiofréquences des différents interféromètres, lui-même référencé à un oscillateur ultra-stable - Phasemètre (USO).

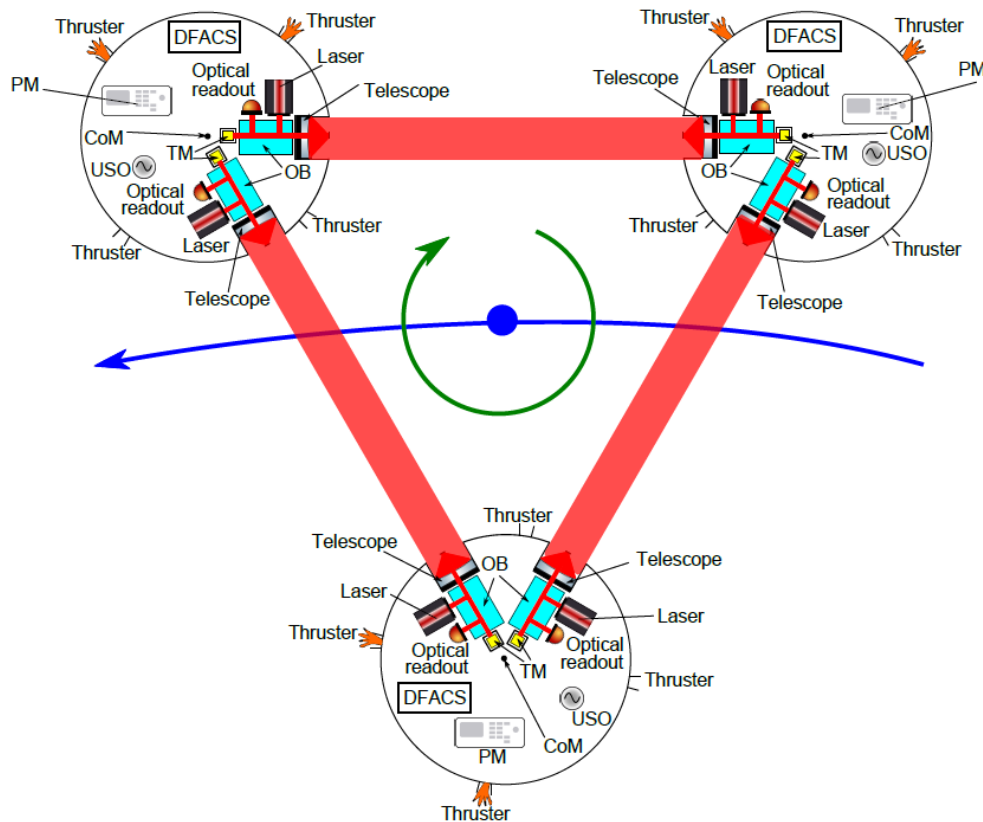


FIG. I.6 Représentation schématique de la mission LISA. Trois satellites forment une constellation triangulaire dont le centre d'inertie suit une orbite héliocentrique représentée par la courbe bleue. Chaque satellite comprend un OB, un télescope, deux lasers, et une TM. Les signaux générés par les photodiodes sont numérisés par le PM. Figure extraite de la référence [21]

I.1.4 Principe de la mesure

L'utilisation de la lumière est très adaptée à la détection d'ondes gravitationnelles car la vitesse de la lumière est un invariant relativiste. C'est pour cela que les détecteurs actuels sont basés sur l'interférométrie laser. Le principe de fonctionnement de la mission LISA, se base sur le temps que mettra un photon pour faire un aller-retour entre deux objets en chute libre. Cette distance sera affectée par le passage d'une onde gravitationnelle :

$$h \equiv 2 \frac{\delta L}{L} \quad (\text{I.6})$$

Par effet Doppler-Fizeau, si nous remplaçons le photon par une source continue nous observerons une variation de fréquence de l'onde après un aller-retour [22] :

$$\frac{\nu_f - \nu_i}{\nu_i} = \frac{h(t_i + 2L/c) - h(t_i)}{2} \quad (\text{I.7})$$

Ce principe permet de mesurer le passage d'onde gravitationnelle en mesurant la variation de fréquence de la lumière faisant un aller-retour entre deux objets en chute libre.

I.2 Banc optique de la mission

I.2.1 Dispositif instrumental

Chaque MOSA comprend un laser, un télescope, un banc optique et une TM. L'OB permet de réaliser trois interféromètres, comme illustré par la Figure I.7 :

- Un interféromètre de la TM pour s'affranchir des mouvements de l'OB et mesurer réellement la variation de distances entre deux objets effectuant un vol inertiel (interférences entre le laser local de l'autre MOSA, réfléchi sur la TM et le laser du MOSA)
- Un interféromètre de référence qui permet de voir les instabilités des lasers de chaque MOSA (interférences entre les deux lasers locaux)
- Un interféromètre scientifique qui permet de mesurer les ondes gravitationnelles (interférences entre le laser local du MOSA et un laser reçu)

Afin de maintenir le signal radio des battements des différents interféromètres dans la bande passante des photodiodes, une boucle d'asservissement à verrouillage de phase maintient le signal entre 5 et 28 MHz. Ainsi un seul laser sur les 6 est asservi en fréquence sur une cavité ultrastable, les autres étant tous verrouillés en phase sur ce laser de référence (directement ou à travers une chaîne d'asservissement).

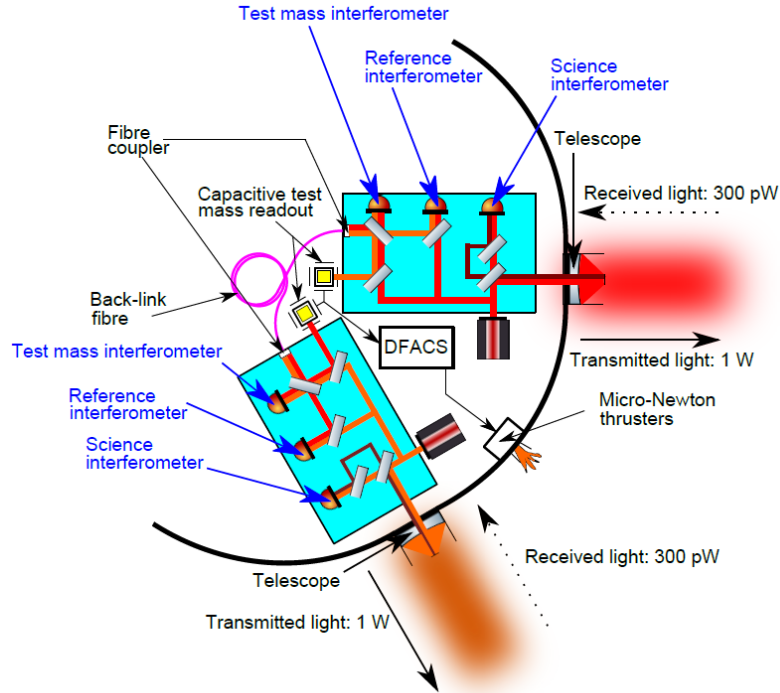


FIG. I.7 Détail du principe de fonctionnement des OB de la mission LISA. Figure extraite de la référence [21].

Les sources de bruit de la mesure peuvent être séparées en deux catégories : les bruits environnementaux et les bruits instrumentaux. La liste des bruits est la suivante :

— Bruits environnementaux

- **Pression radiative**, qui exerce une force constante, compensée par les micro-propulseurs et le Drag Free Attitude Control System (DFACS)
- **Rayonnement cosmique**, qui peut changer la charge de la TM, compensé par le Gravitational Reference Sensor (GRS), qui décharge la masse par l'émission d'UV. Le vent solaire peut aussi faire varier l'indice de réfraction du milieu interplanétaire et donc la distance optique entre les satellites, mais ce bruit ne sera pas limitant [23].
- **Micrométéorites**, ce bruit sera en partie compensé par les micro-propulseurs mais laissera probablement des pics dans les données.

— Bruits instrumentaux

- **Bruit de fréquence du laser**, qui est présent car les bras de l'interféromètre sont inégaux et qui sera en partie compensé par l'algorithme Time Delay Interferometry (TDI), Partie I.2.2
- **Bruit de pointage Tilt-To-Length (TTL)**, dû à un désalignement des faisceaux dans les différents interféromètres, à cause d'erreur de pointage entre les satellites
- **Bruit d'horloge**, propre aux USO, qui référencent les phasemètres et les dif-

férents sous-systèmes des satellites. Le bruit d'horloge sera responsable de la désynchronisation des phase-mètres. Pour compenser cela, les lasers sont modulés par les signaux d'horloge, permettant de retrouver ce bruit dans les différents signaux des interféromètres et de les compenser grâce à une recombinaison linéaire avec le TDI.

- **Bruit résiduel d'accélération**, dont les niveaux ont été déterminés par la mission LISA Pathfinder [24]. L'action du GRS permet de compenser ce bruit.
- **Bruit de grenaille**
- **Bruit de fibre** qui relie les deux MOSA (Figure I.7)

Le bruit dominant sera le bruit de fréquence des lasers, car on peut déduire de l'équation I.6 que pour pouvoir mesurer des ondes gravitationnelles avec une résolution de 10^{-21} , il faudrait une instabilité de fréquence entre 1 et 1000 secondes en terme de variance d'Allan de :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} \leq \frac{hL}{2\Delta L} \approx 5 \times 10^{-20} \quad (\text{I.8})$$

Or les meilleurs références de fréquence au sol, dont la taille, le poids et la complexité ne permettent pas encore d'être embarquées pour des missions spatiales, ont des stabilités de l'ordre de 10^{-18} .

Il fallait donc trouver un moyen de s'affranchir de ce bruit, et c'est dans cet objectif que l'algorithme TDI a été développé [25].

I.2.2 Time Delay Interferometry

Le principe de l'algorithme TDI est de rendre les longueur des bras virtuellement égales, afin de s'affranchir du bruit de fréquence des lasers. Pour faire cela l'interféromètre sera synthétisé a posteriori, en effectuant une combinaison linéaire des différents signaux après les avoir retardés. Afin d'obtenir de bons résultats il faut connaître précisément la distance séparant les satellites [26].

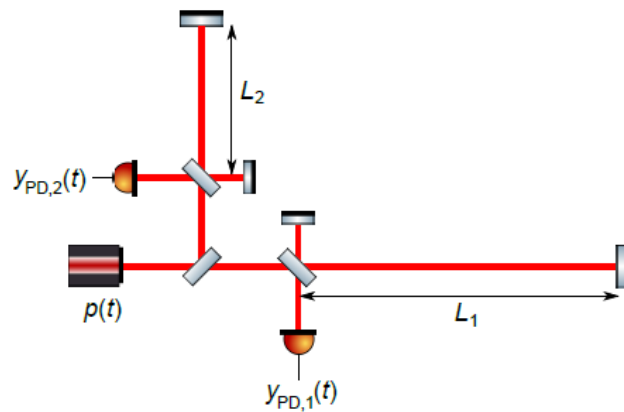


FIG. I.8 Schéma optique d'une constellation en mode transpondeur, extrait de la référence [21]

Pour se convaincre de l'efficacité au premier ordre de l'algorithme, il est possible de réaliser un exercice de pensée simple proposé par Markus Otto [21]. Soit une constellation en mode transpondeur : il n'y a qu'une seule source laser, avec un bruit de phase $p(t)$, et des mélanges homodynes sont réalisés après avoir envoyé deux faisceaux vers des satellites les réfléchissant, comme illustré par la Figure I.8. Les distances inter-satellites sont fixes, mais inégales.

En considérant qu'il n'y a pas d'autres sources de bruit, ou d'onde gravitationnelle, on peut écrire le signal mesuré par chacune des photodiodes :

$$s_{12}(t) = p\left(t - \frac{2L_{12}}{c}\right) - p(t) \quad (\text{I.9})$$

$$s_{13}(t) = p\left(t - \frac{2L_{13}}{c}\right) - p(t) \quad (\text{I.10})$$

avec s_{ij} le signal généré sur le bras entre le satellite i et le satellite j , et L_{ij} la distance associée. On définit ensuite un opérateur de retard tel que $\mathcal{D}_{ij}(t)s(t) = s\left(t - \frac{L_{ij}}{c}\right)$. Choisir le bon opérateur et bien combiner les distances est tout le sel du travail des chercheurs qui travaillent sur le TDI. Après avoir retardé les signaux on obtient alors :

$$\mathcal{D}_{131}(t)s_{12}(t) = p\left(t - \frac{2L_{13}}{c} - \frac{2L_{12}}{c}\right) - p\left(t - \frac{2L_{13}}{c}\right) \quad (\text{I.11})$$

$$\mathcal{D}_{121} s_{13}(t) = p\left(t - \frac{2L_{12}}{c} - \frac{2L_{13}}{c}\right) - p\left(t - \frac{2L_{12}}{c}\right) \quad (\text{I.12})$$

On peut alors réaliser une combinaison linéaire permettant d'annuler le bruit de phase du laser :

$$(\mathcal{D}_{131}(t) - 1) s_{12}(t) - (\mathcal{D}_{121}(t) - 1) s_{13}(t) = 0 \quad (\text{I.13})$$

et il est clair qu'en présence d'une onde gravitationnelle sur un des deux bras, elle sera conservée dans la combinaison linéaire.

Grâce à TDI 2.0, il a été vérifié expérimentalement que la réduction du bruit a atteint 8 ordres de grandeurs, comme illustré par la Figure I.9.

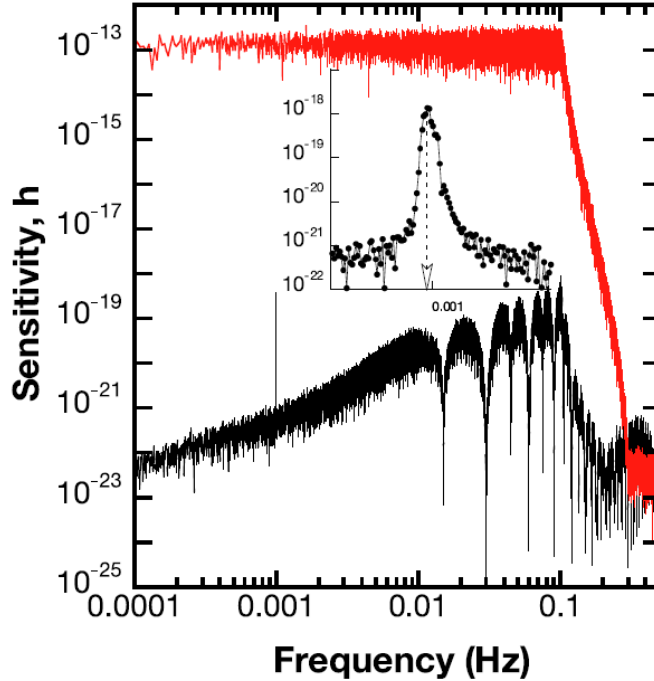


FIG. I.9 Simulation des signaux de la mission LISA. La courbe rouge représente la densité spectrale de puissance du signal en sortie de phasemètre, et la courbe noire celle du signal après avoir appliqué le TDI de seconde génération. On peut voir à 1 mHz une onde gravitationnelle. Figure extraite de la référence [27].

I.2.3 Spécifications sur la stabilité la référence de fréquence

Lors de la conception de la mission, seuls les lasers Nd:YAG pouvaient émettre 2 W de puissances avec une finesse spectrale suffisamment bonne pour répondre aux exigences de la mission. De plus, les développements réalisés sur la stabilisation de lasers Nd:YAG doublés sur l'iode permettaient de répondre aux exigences de la mission. Donc, lors de la conception de la mission en 1997, le choix de la technique d'asservissement en fréquence de ces lasers était encore ouverte : l'utilisation des transitions hyperfines de l'iode ou une cavité ultrastable. Suite aux performances démontrées des lasers Nd:YAG asservis sur cavité ultrastable avec la mission Grace Follow-On [28], et grâce aux performances démontrées du TDI, les spécifications sur la stabilité en fréquence des lasers ont été ramenées à :

$$S_{laser}^{1/2} \sim 30 \frac{Hz}{\sqrt{Hz}} \sqrt{1 + \left(\frac{3mHz}{f}\right)^4} \quad (I.14)$$

Les lasers développés pour la mission LISA seront développés par les équipes ayant développé ceux de la mission Grace Follow-On : le Goddard Space Flight Center.

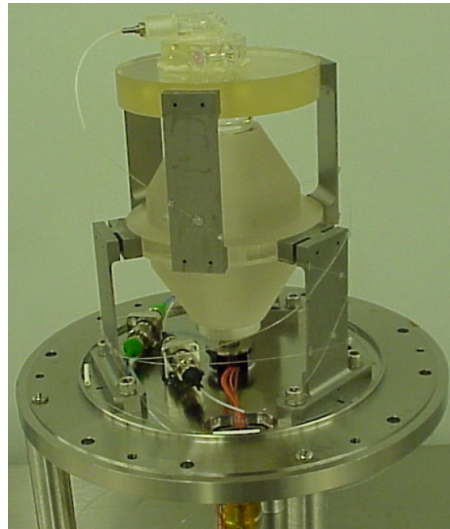


FIG. I.10 Cavité des lasers ultrastables de la mission Grace Follow-On [28].

I.3 Mission du CNES

L'ESA étant le maître d'oeuvre de la mission LISA, elle a distribué les différentes opérations et réalisations nécessaires au bon déroulement de la mission à un ensemble de partenaires Européens, à la NASA et à la JAXA, en fonction de leurs capacités et savoirs-faire, comme illustré par la Figure I.11.

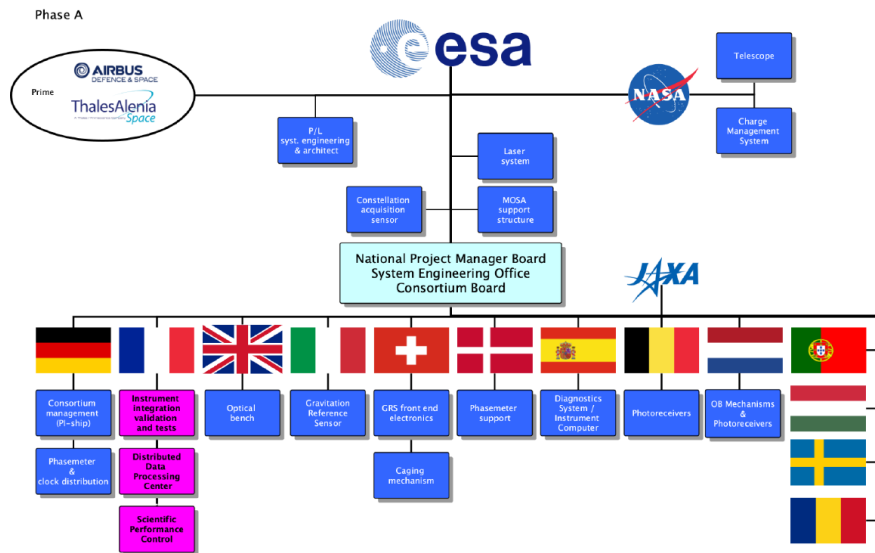


FIG. I.11 Diagramme des rôles des différents partenaires du consortium de la mission LISA, pour la phase A (étude de faisabilité) de la mission. En rose le rôle de la France, menée par le CNES. Figure extraite de la référence [29].

Le rôle de la France dans la mission LISA, encadré par le CNES, se décompose en trois parties :

- Assemblage, l'Intégration, la Validation et les Tests (AIVT) des différents composants de la mission
- Le traitement des données
- Le contrôle des performances scientifiques

Le détail des différentes contributions de la France à la mission est donné par la Figure I.12.

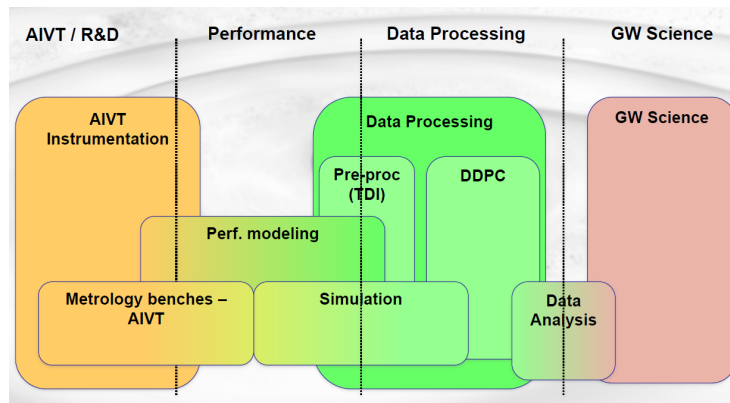


FIG. I.12 Activités menées par la France pour la mission LISA, et leur déroulement. Figure extraite de la référence [29].

A l'été 2023, les activités de la France en sont au développement des instruments et des bancs de métrologie pour les AIVT, plus précisément leur test.

I.3.1 AIVT de la mission

La mission LISA requiert des performances exceptionnelles sur de nombreux aspects différents. Il est donc nécessaire de vérifier que ces performances soient atteignables, et que l'on puisse les caractériser. Il faut ainsi développer les systèmes de caractérisations adaptés, identifier les principales sources de bruits dans les environnements caractéristiques des opérations au sol à venir pour l'AIVT, évaluer la complexité et le coût de ces opérations, et y préparer la communauté.

Dans ces buts deux bancs d'interférométrie représentatifs des bancs d'interférométrie des MOSA ont été développés :

- un InterFerOmètre en Métal (MIFO), qui a déjà été caractérisé et utilisé
- un InterFerOmètre en Zérodur (ZIFO), Figure I.13, réalisé par Bertin Winlight, qui est en cours de caractérisation au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), en vue des tests qui seront réalisés par le laboratoire d'APC dans la cuve à vide Étalonnage Réglage et Intégration pour l'Optique Spatiale (ERIOS).

Le trajet optique de ces bancs doit présenter une stabilité de $10 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ entre 30 mHz et 1 Hz.

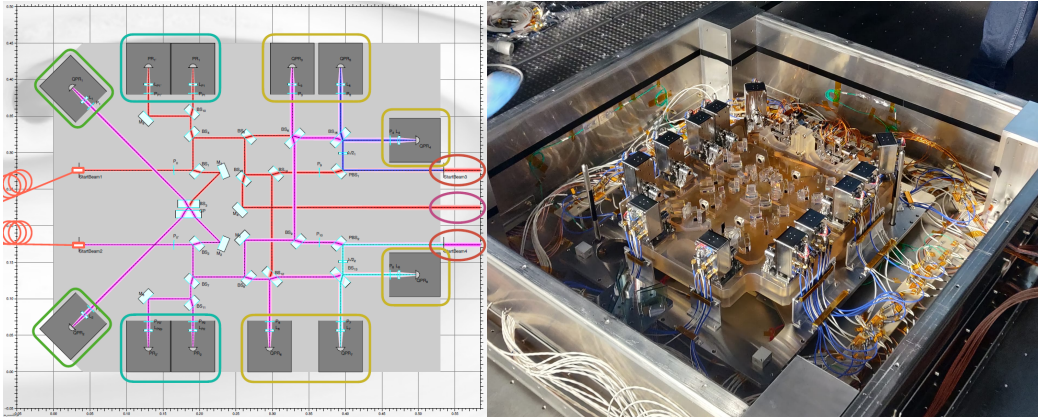


FIG. I.13 À gauche, schéma du banc ZIFO, extrait de la référence [30]. À droite une photographie du banc réalisé par Winlight Bertin dans la cuve ERIOS.

I.3.2 Besoin de référence de fréquence

Comme pour la mission LISA, les signaux en sortie de photodiodes sont numérisés par des phasemètres, et les lasers sont des lasers Nd:YAG dont le battement est maintenu entre 5 et 28 MHz à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase (voir la Partie précédente I.2). Afin d'éviter que le bruit d'intensité résiduel ne soit converti en bruit de phase, la puissance des faisceaux injectés sur le banc ZIFO est asservie grâce à des modulateurs acousto-optiques. Ce système était le sujet d'un développement précédent réalisé au SYRTE, et sera appelé Banc V1. Ce système est transportable, puisqu'il a été déplacé du SYRTE (Observatoire de Paris dans le XIV^e arrondissement) à l'APC et au LAM à Marseille et à fait le trajet retour.

Afin de valider les performances de la mission et réaliser l'AIVT de la mission, il faut que ces lasers répondent aux spécifications de la mission. Les lasers développés par la NASA ne seront pas livrés avant 2028 et toutes les opérations au sol pour préparer les AIVT devront être réalisées avant.

Il faut donc que les deux lasers Nd:YAG aient un bruit résiduel de fréquence inférieur à $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ (soit $5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$) entre 30 mHz et 1 Hz (les contraintes ayant été réduites à cause des sources de bruits dans l'environnement des AIVT), ce qui n'est pas le cas du Banc V1 seul. Il faut aussi que ce système reste transportable pour pouvoir être utilisé dans les différents laboratoires en France qui réaliseront les opérations au sol, ainsi que simple d'utilisation et sans besoin de maintenance pour pouvoir être utilisé par du personnel sans qualification en métrologie temps-fréquence.

I.4 Conclusion

Pour répondre au besoin des opérations au sol de la mission LISA, dont il a la responsabilité, le CNES a décidé de faire appel au SYRTE pour son expertise en métrologie temps-fréquence. En effet, les opérations au sol de la mission nécessite un tandem de lasers Nd:YAG ultrastables en fréquence ($30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ entre 30 mHz et 1 Hz). Suite aux développements réalisés au SYRTE sur les lasers télécoms stabilisés sur l'iode (qui faisait partie de la solution de secours de la mission LISA en 1997), il a été décidé de réaliser un laser télécom stabilisé sur l'iode compact et transportable, accompagné d'une boucle à verrouillage de phase pour stabiliser les deux lasers Nd-YAG du banc V1 (ce choix est détaillé dans le Chapitre suivant II.1). Ce banc serait aussi un démonstrateur industriel, pour de futurs missions et applications.

Chapitre II

Développement de la référence de fréquence

II.1 Introduction

II.1.1 Choix d'un laser Télécom pour la référence de fréquence

Afin de réaliser les opérations au sol de la mission LISA, le CNES a chargé le SYRTE de fournir deux lasers Nd:YAG asservis en phase et présentant un bruit résiduel de fréquence inférieur à $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ entre 30 mHz et 1 hertz. Afin de répondre à ces spécifications, ainsi qu'aux contraintes temporelles imposées par les différentes opérations de la mission et enfin de faciliter les éventuels besoins de maintenance, le SYRTE a décidé de séparer les différentes fonctionnalités du dispositif : un premier banc est composé des deux lasers asservis en phase directement utilisés sur les bancs d'interférométrie, appelé banc V1, et un second banc serait composé d'un laser qui agirait comme référence de fréquence pour le laser Nd:YAG maître, appelé banc V2. Il y aura donc une seconde boucle à verrouillage de phase entre le banc V1 et le banc V2. Comme lors de la définition de 1997 de la mission LISA, le choix restait ouvert pour la réalisation de la référence de fréquence : utiliser une cavité ultrastable ou une référence atomique. Mais le choix de la cavité ultrastable a rapidement été exclu : les cavités sont très sensibles aux bruits acoustiques et sismiques présents dans l'environnement des opérations au sol de la mission, et demandent à être sous vide pour éviter les fluctuations de températures et de pression et donc obtenir les performances requises. Cette dernière contrainte est en effet incompatible avec le besoin du CNES, les opérations au sol devant être menées dans différents laboratoires en France, par différentes équipes de recherche.

Le choix s'est donc porté sur une référence de fréquence stabilisée sur une transition atomique. Afin de répondre aux spécifications du CNES, il fallait que la transition utilisée de la référence atomique ait un facteur de qualité suffisamment élevé et soit à une longueur d'onde permettant le verrouillage en phase du laser Nd:YAG maître sur la référence de fréquence, et que le dispositif reste suffisamment simple et compact, afin d'être simple d'utilisation et transportable. L'utilisation de la vapeur d'iode était donc le choix idéal [31] :

- Les travaux réalisés dans le cadre des recommandations pour la mise en œuvre de la définition du mètre utilisaient la vapeur d'iode. Il était donc connu que le facteur de qualité était suffisamment bon [32].
- Ces mêmes travaux utilisaient des lasers Nd:YAG doublés, les transitions de l'iode ayant les meilleurs facteurs de qualité entre 500 et 600 nm.
- Le dispositif expérimental pour interroger les transitions de l'iode sous forme de vapeur sont des dispositifs de spectroscopie par absorption saturée, et la pression saturante (quelques Pascals) de l'iode permettant d'obtenir des facteurs de qualité acceptables peut-être obtenue à des températures proches de la température ambiante (entre -20°C et -10°C) Le dispositif est donc relativement simple.

Mais le banc devait rester le plus compact et transportable possible, robuste, simple d'utilisation et sans besoin de maintenance. Par ailleurs, le SYRTE travaillait sur des sources Télécoms ($1.5\ \mu\text{m}$) triplées en fréquence [1–3]. Or les sources Télécoms, ainsi que les composants développés pour ces longueurs d'onde, présentent de nombreux avantages suite aux développements industriels : ils sont peu onéreux, compacts, robustes, matures, performants et totalement fibrés. Ce dernier aspect est particulièrement intéressant pour réduire considérablement le besoin de maintenance. Les travaux menés par le SYRTE sur le triplage de fréquence étaient donc très appropriés à la réalisation d'une référence de fréquence industrielle asservie sur l'iode d'un niveau de maturité technologique - Technology Readiness Level (TRL) : 5, travaux dans lesquels le CNES et d'autres institutions percevaient un intérêt pour de futures missions spatiales ou d'autres applications, notamment grâce à leur grande accordabilité (bande C et bande L entre 1530 et 1630 nm). Ainsi la référence de fréquence du dispositif livré au CNES consiste en un laser Télécom, triplé en fréquence et asservi sur la transition R 56[32-0] de l'iode à 532.245 nm.

Afin de réaliser la boucle à verrouillage de phase - Phase Lock Loop (PLL) entre le laser Nd:YAG maître et le laser Télécom, le laser Nd:YAG est doublé en fréquence, et le battement permettant l'asservissement en phase est réalisé à 532 nm avec une partie de la troisième harmonique du laser Télécom, utilisée pour l'interrogation de l'iode (Figure II.1).

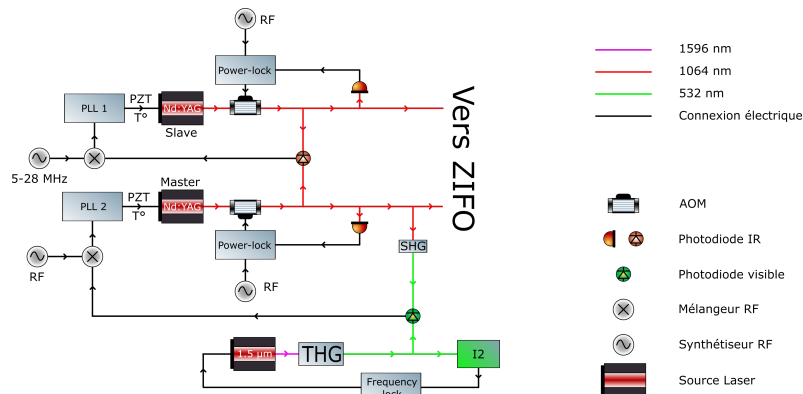


FIG. II.1 Dispositif laser complet livré au CNES pour la réalisation des opérations au sol de la mission. Les deux Modulateurs Acousto-Optiques (AOM) à 1064 nm permettent l'asservissement en puissance des faisceaux envoyés vers le banc ZIFO (voir Chapitre précédent I.3.1).

La Génération de Troisième Harmonique (THG) de fréquence de l'émission InfraRouge (IR) du laser Télécom s'effectue grâce à l'Optique Non-Linéaire (ONL). Afin d'obtenir les puissances nécessaires à la réalisation de la spectroscopie par absorption saturée de l'iode, une opération de Génération de Seconde Harmonique (SHG) couplée à une opération de Génération de Somme de Fréquences (SFG) seront employées. En effet, ces opérations font appel à des effets non-linéaires d'ordre 2, dont les efficacités sont bien supérieures à celles des effets non-linéaires d'ordre 3, nécessaires pour la réalisation directe de génération de troisième harmonique. Cet aspect seul de la référence de fréquence (banc V2) a demandé un travail conséquent et est détaillé dans le Chapitre III.

Les phénomènes d'optique non-linéaire étant fortement dépendant de la polarisation, et la séparation et superposition des faisceaux dans le banc de spectroscopie nécessitant de la lumière polarisée, l'intégralité des fibres et des composants du dispositif développé sont à maintien de polarisation.

Hormis la génération de la troisième harmonique, le développement de la référence de fréquences et les choix faits lors de ce développement seront détaillés dans ce Chapitre. Le schéma complet de la référence de fréquence est donné par la Figure II.3. Le banc peut se décomposer en trois parties :

- Le système laser, permettant la génération de la troisième harmonique de la source infrarouge, et incluant tous les composants nécessaires à la stabilisation en fréquence.
- La spectroscopie de l'iode par absorption saturée.
- Le contrôle électronique, situé dans le rack.



FIG. II.2 Photographie du système laser et du banc de spectroscopie dans leur boîtier respectif (rouge et bleu).

Avant cela, nous rappellerons les principes d'un asservissement en fréquence d'un laser sur une référence moléculaire, et nous décrirons brièvement l'état de l'art des sources lasers à 532 nm, puis celui des références de fréquences utilisant des vapeurs d'iode, et enfin celui des références de fréquence utilisant des lasers Télécoms asservis sur des vapeurs d'iode.

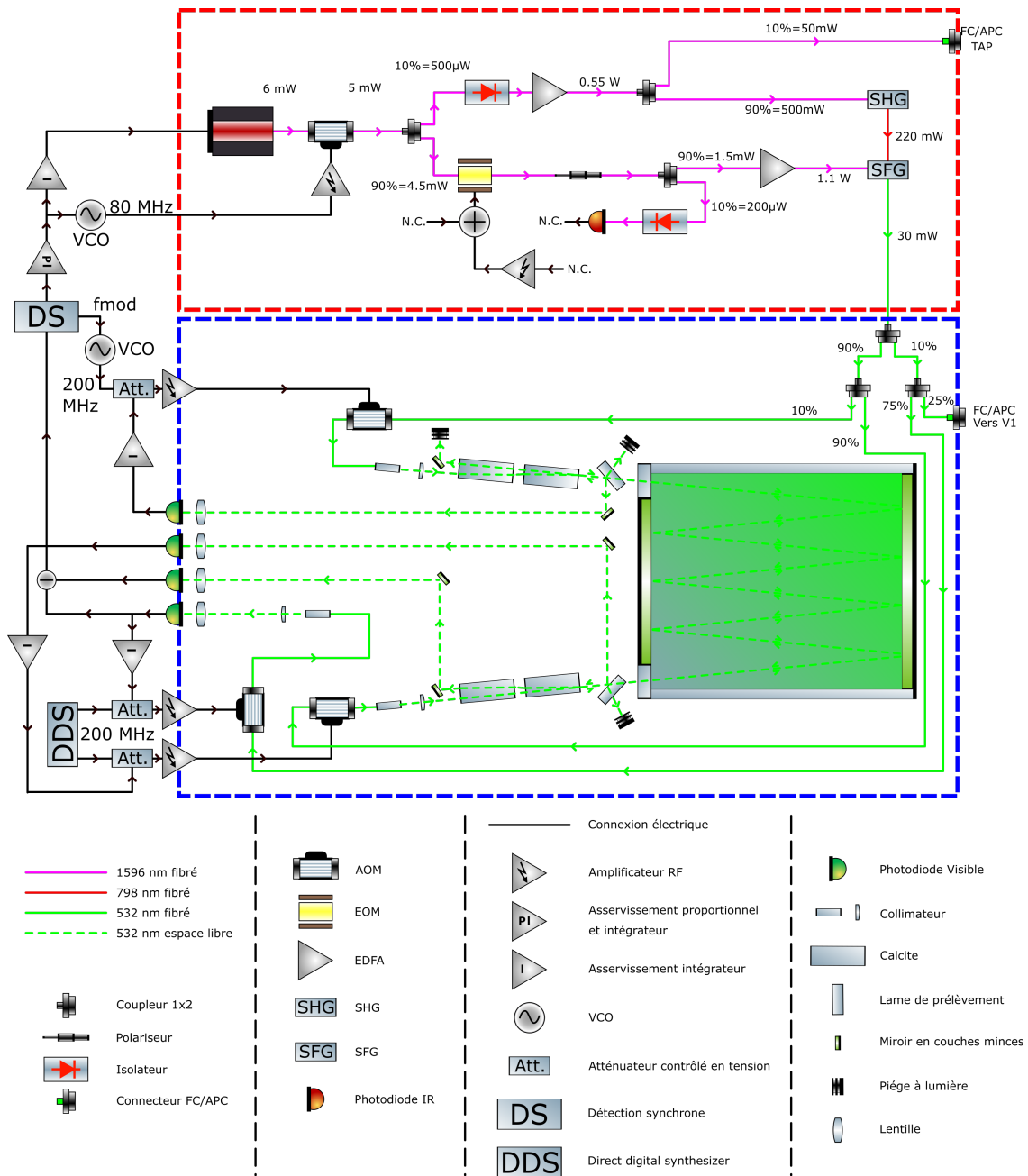


FIG. II.3 Schéma fonctionnel complet de la référence de fréquence. L'encadré rouge correspond au boîtier rouge de la Figure II.2, c'est-à-dire le système laser ; l'encadré bleu correspond au boîtier bleu de la Figure II.2, c'est-à-dire le banc de spectroscopie. A l'extérieur des encadrés se trouve l'électronique de contrôle, disposée dans un rack comme illustré par la Figure II.50. Les asservissements de température, pour la SHG, la SFG, et la température du doigt froid de la cellule d'iode, n'ont pas été inclus par soucis de lisibilité, car ils n'affectent pas fondamentalement le principe de fonctionnement du dispositif.

II.1.2 Stabilisation en fréquence d'un laser sur une vapeur moléculaire

II.1.2.1 Stabilisation en fréquence d'un laser

Afin de comprendre les différents choix effectués dans la réalisation du dispositif expérimental, il faut revenir sur les principes fondamentaux derrière la stabilisation en fréquence d'un laser sur une vapeur atomique.

Un champ laser scalaire s'écrit sous la forme :

$$E = E_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi(t))} \quad (\text{II.1})$$

On définit alors la fréquence instantanée du laser en fonction de la phase par la relation :

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi} \quad (\text{II.2})$$

avec $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ la fréquence moyenne du laser.

La stabilisation en fréquence d'un laser permet l'amélioration de son spectre de fréquence ainsi que le contrôle de sa fréquence. Les méthodes de stabilisation en fréquence d'un laser peuvent se décrire à l'aide de 3 étapes :

- Comparaison avec une référence de fréquence (cavité Fabry-Perot, transition atomique ou moléculaire).
- Génération d'un signal d'erreur à partir de la comparaison de fréquence.
- Application d'une contre réaction sur la fréquence du laser à partir du signal d'erreur.

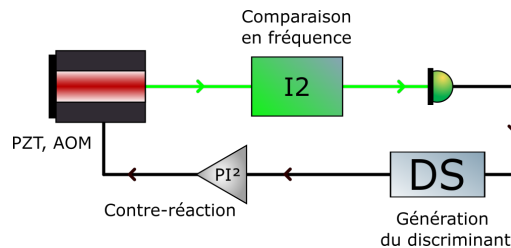


FIG. II.4 Schéma de principe du fonctionnement de l'asservissement en fréquence du laser sur la vapeur d'iode. La comparaison en fréquence se fait à l'aide de la spectroscopie par absorption saturée de l'iode, la génération du signal d'erreur se fait à l'aide d'une détection synchrone, et les signaux de contre-réaction sont générés par un régulateur proportionnel double intégrateur et sont appliqués à l'AOM IR et la céramique en Titano-Zirconates de Plomb (PZT). Plus de détails sont donnés dans la Partie suivante II.3.

Et on peut alors associer à chacune de ces étapes des paramètres qui influenceront sur les performances ultimes du système de stabilisation de fréquence :

- Le facteur de qualité $Q = \nu/\delta\nu$ de la référence de fréquence.
- Le SNR du signal d'erreur.
- La fonction de transfert de la boucle d'asservissement, à laquelle on associera un facteur η .

On peut ainsi écrire les instabilités résiduelles de fréquence du laser asservi sous la forme :

$$\sigma = \frac{\eta}{Q \times \text{SNR}} \quad (\text{II.3})$$

II.1.2.2 Analyse du bruit de fréquence

L'analyse du bruit en fréquence d'un laser se fait généralement à l'aide de deux outils complémentaires : la Densité Spectrale de Puissance (PSD) dans le domaine des fréquences de Fourier, et la variance d'Allan dans le domaine temporel. La densité spectrale de bruit permettra une analyse plus fine du bruit en fréquence du laser, sur des temps d'acquisitions plus courts, par exemple pour repérer des pics très étroits de bruit, alors que la variance d'Allan permettra d'analyser le comportement plus général des instabilités en fréquence résiduelles du laser, sur des temps d'acquisitions plus longs.

Dans les deux cas nous introduirons la fréquence normalisée :

$$\mathbf{y}(t) = 1 + y(t) = \frac{\nu(t)}{\nu_0} \quad (\text{II.4})$$

Un laser parfaitement stabilisé sur une référence de fréquence indépendante des contraintes environnementales (donc totalement affranchi de bruits techniques) présentera un bruit blanc sur des temps d'intégration courts (hautes fréquences) avant d'atteindre un palier dû au bruit de scintillation.

II.1.2.2.1 Densité spectrale de puissance

En utilisant la fréquence normalisée telle que définie par l'équation II.4, on a la densité spectrale de puissance de la fréquence normalisée [33, 34] :

$$S_y = \left(\frac{f}{\nu_0}\right)^2 S_\varphi \quad (\text{II.5})$$

avec f la fréquence d'analyse et S_φ la densité spectrale de puissance unilatérale du bruit de phase définie telle que :

$$S_\varphi(f) = 2\mathcal{F}\{E\{\varphi(t)\varphi(t+\tau)\}\} \quad (\text{II.6})$$

avec \mathcal{F} la transformée de Fourier et E l'espérance mathématique. Dans la pratique elle est donnée par :

$$S_\varphi(f) = \frac{2}{T} \langle \Phi_T(f) \Phi_T^*(f) \rangle_m \quad (\text{II.7})$$

avec m , le nombre de données, et $\Phi_T(f)$ la transformée de Fourier discrète de $\varphi(t)$ sur un intervalle de temps T .

II.1.2.2.2 Écart-type d'Allan [34]

Afin de mesurer les instabilités résiduelles de fréquence du laser, on réalisera un battement avec une référence de fréquence dont on mesurera la fréquence à l'aide d'un compteur. Ce dispositif est détaillé dans la Partie V.1.2. Le compteur mesure en fait la valeur moyenne de la fréquence du signal radio, dans un laps de temps τ et avec un intervalle T . La k ème mesure débutant à t_k , on a alors :

$$\langle \nu(t) \rangle_{t_k, \tau} = \nu_0 + \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} dt \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} = \nu_0 (1 + \bar{y}_{k, \tau}) \quad (\text{II.8})$$

On peut alors définir la variance de $y(t)$ à N échantillons :

$$\sigma_y^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\bar{y}_{i, \tau} - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_{j, \tau} \right)^2 \quad (\text{II.9})$$

On définit enfin la variance d'Allan telle que $T = \tau$ et $N = 2$:

$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_y^2(2, T, \tau) \rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{2, \tau} - \bar{y}_{1, \tau})^2 \rangle \quad (\text{II.10})$$

En pratique, le nombre de mesures m étant fini, la variance d'Allan sera approchée par :

$$\sigma_y^2(\tau) \approx \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \frac{(\bar{y}_{k+1, \tau} - \bar{y}_{k, \tau})^2}{2} \quad (\text{II.11})$$

avec une précision de :

$$\frac{\Delta \sigma^2}{\sigma^2} \approx \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (\text{II.12})$$

En fonction du type de compteur utilisé, des versions adaptées de la variance d'Allan seront utilisées. Dans notre cas, nous utiliserons la variance d'Allan modifiée car nous utiliserons un compteur Λ K+K FXE [33]. Enfin, nous n'utiliserons pas la variance mais l'écart-type d'Allan σ_y .

II.1.2.2.3 Synthèse pour le dispositif développé dans cette thèse

Les bruits de fréquence peuvent se décomposer en différents types de bruits, qui varient selon une puissance de la fréquence pour la densité spectrale de bruit, et selon une puissance du temps d'intégration pour la variance d'Allan [33] :

Type de bruit de fréquence	$S_y(f)$	AVAR : $\sigma_y^2(\tau)$	MVAR : $\sigma_y^2(\tau)$
Dérive linéaire	\emptyset	$\frac{1}{2}D_y^2\tau^2$	$\frac{1}{2}D_y^2\tau^2$
Marche aléatoire	$h_{-2}f^{-2}$	$\frac{2\pi^2}{3}h_{-2}\tau$	$\frac{11\pi^2}{20}h_{-2}\tau$
Bruit de scintillation	$h_{-1}f^{-1}$	$2 \ln 2 h_{-1}$	$\frac{27 \ln 3 - 32 \ln 2}{8} h_{-1}$
Bruit blanc	h_0	$\frac{1}{2} \frac{h_0}{\tau}$	$\frac{1}{4} \frac{h_0}{\tau}$

TABLEAU II.1 – Correspondance entre les différentes variances d'Allan et les coefficients de la pente de la densité spectrale de puissance de différents types de bruit de fréquence. La correspondance ne se fait que des vers les variances d'Allan et non l'inverse. **AVAR** correspond à la variance d'Allan telle que définie par la suite, **MVAR** correspond à la variance d'Allan modifiée. D_y est la dérive normalisée, et s'exprime donc en s^{-1} .

On peut déduire de la spécification d'un bruit résiduel de fréquence blanc de 30 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1064 nm, la densité spectrale de puissance normalisée $h_0 = (30/281.603 \times 10^{12})^2 = 1.1 \times 10^{-26} \text{ Hz}^{-1}$ et l'écart-type d'Allan à atteindre entre 1 et 50 s (voir Chapitre V) : $7.5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$.

II.1.2.3 Vapeur d'iode et spectroscopie par absorption saturée

Dans le cas du développement réalisé dans cette thèse, la référence de fréquence à laquelle est comparée la fréquence du laser est une transition hyperfine de l'iode. À 532 nm, les transitions hyperfines de l'iode présentent un facteur de qualité d'environ 3×10^9 , et des SNR pouvant atteindre 30 dB [1–3]. De plus amples détails sont donnés dans le Chapitre IV. Cela permet aux lasers asservis sur l'iode d'atteindre des stabilités de l'ordre de quelques $10^{-14} \tau^{-1/2}$ en terme d'écart-type d'Allan, comme explicité dans la Partie suivante II.1.3.

Mais l'iode étant sous forme de vapeur, les transitions hyperfines sont élargies par l'effet Doppler dû au mouvement des molécules. En effet, la distribution de vitesse des molécules suivant une loi normale, la transition observée de la vapeur sera le résultat d'une convolution entre la transition hyperfine des molécules d'iodes (Lorentzienne) et la distribution de vitesses de ces molécules (Gaussienne), soit un profil de Voigt. L'étude de ce phénomène est détaillée dans le Chapitre IV.

Afin de pouvoir exploiter la finesse des transitions hyperfines de l'iode, la technique de spectroscopie par absorption saturée est utilisée. En effet, en utilisant un faisceau pompe dont l'intensité est suffisamment élevée pour saturer les molécules de la vapeur d'iode, on peut interroger la transition hyperfine des molécules d'une classe de vitesse unique en étudiant l'absorption d'un faisceau sonde par les molécules saturées. Le principe de cette technique est aussi détaillée dans le Chapitre IV.

Enfin, les lasers présentent tous un bruit technique intrinsèque basse fréquence. La PSD de ce bruit évolue en f^{-1} , et au dessus d'une fréquence de coupure propre au laser, le bruit du laser devient un bruit blanc. Afin de réduire le plus possible la présence de ce bruit dans la boucle d'asservissement, et d'intégrer le moins de bruit possible, il est indispensable d'utiliser une détection synchrone (démodulation cohérente). La détection synchrone permet d'extraire un signal très faible noyé dans un bruit important, en modulant ce signal. En effet, la démodulation permet d'intégrer le bruit dans une bande extrêmement étroite, et utiliser une fréquence de modulation suffisamment importante permet de réduire le bruit en se plaçant à une fréquence supérieure à celle à laquelle le bruit technique du laser domine. Les détails du fonctionnement d'une détection synchrone seront donnés dans la suite de ce Chapitre à la Partie II.3.1.

II.1.3 État de l'art

II.1.3.1 Sources Nd:YAG doublées - Prometheus par Coherent

Pour la spectroscopie de l'iode, un choix judicieux et populaire de source laser est un laser Nd:YAG doublé. Les solutions proposées par Coherent pour ces sources sont jugées comme le meilleur compromis entre puissance, largeur spectrale d'émission, volume et maturité technologique. Leur ligne de produit Prometheus permet de générer parallèlement 1 W à 1064 nm et 50 mW à 532 nm en espace libre, avec une largeur spectrale inférieure à 1 kHz pour un volume total légèrement supérieur à 20 L [35]. Ces lasers, utilisant des

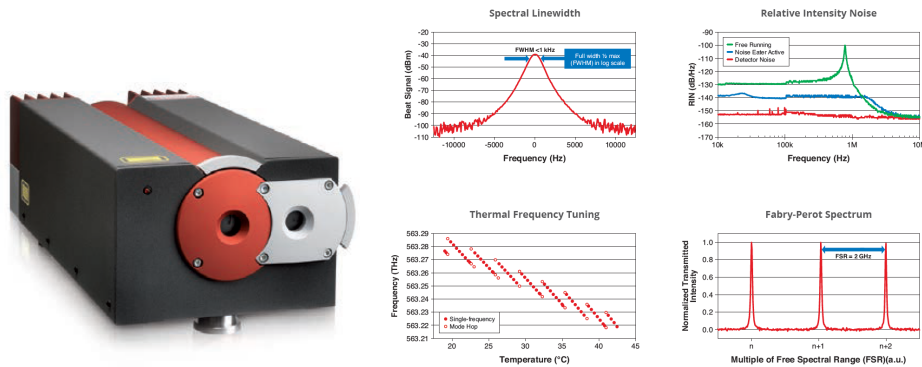


FIG. II.5 A gauche, laser Prometheus fabriqué par Coherent, à droite, les performances données par Coherent [35]

cavités en espace libre, sont très sensibles aux fluctuations des grandeurs environnementales (température, pression, acoustique) et nécessitent parfois des réalignements. Cela a été le cas d'un des deux lasers Nd:YAG du banc V1 : un laser Mephisto fibré de Coherent, sans sortie à 532 nm [36].

II.1.3.2 Spectroscopie de l'iode

Suite à la définition du mètre de 1983, de nombreuses transitions atomiques ont été recommandées pour sa réalisation. Parmi elle, la composante a_{10} de la transition R 56 [32-0], explicitement interrogée par un laser Nd:YAG, a été ajoutée en 1997 [37], suite aux travaux conclusifs sur ce dispositif expérimental [38, 39]. Ainsi de nombreux développements ont été réalisés dans le cadre de la réalisation de la définition du mètre et d'autres applications [32, 40-42]. Ces travaux ont permis d'atteindre des instabilités en fréquence inférieures à $10^{-13} \tau^{-1/2}$, quelque soit la technique de modulation employée : modulation en fréquence ou transfert de modulation. Ces deux techniques sont respectivement détaillées dans les Parties II.4 et II.5 de ce Chapitre.

Des travaux de la Deutsches zentrum fur Luft- und Raumfahrt (DLR) et ses partenaires ont permis de démontrer la capacité d'embarquer un système de stabilisation d'un laser Nd:YAG sur une vapeur d'iode par transfert de modulation dans une fusée sonde : c'est la mission JOKARUS [43]. La même équipe participera en 2024 à une campagne de vérification des performances d'une référence de fréquence optique à bord de la

Station Spatiale Internationale (ISS), sur la plateforme Bartolomeo [44] : c'est le projet COMPASSO. Les performances démontrées jusqu'à présent par ces dispositifs sont entre quelques 10^{-14} et quelques 10^{-13} .

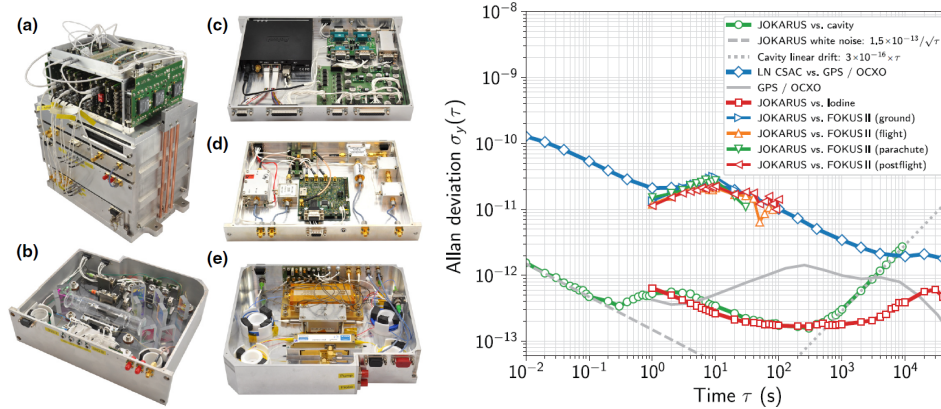


FIG. II.6 À gauche photographie du banc Jokarus et à droite son écart-type d'Allan en fréquence.

II.1.3.3 Utilisation de lasers télécoms

Comme mentionné précédemment, des travaux ont été réalisés au SYRTE pour le développement de lasers télécoms stabilisés sur l'iode : à 1542 nm sur la composante a_1 de la transition R 34[44-0] [1, 2] et à 1544 nm sur la composante a_1 de la transition R 34[44-0] [3]. Ces travaux avaient précédemment démontré la capacité à réaliser des sources télécoms triplées, en espace libre puis fibrées, mais conservaient des bancs de spectroscopie en espace libre de laboratoire (TRL : 3). Ces travaux ont néanmoins permis de démontrer la possibilité de réaliser une référence de fréquence présentant des instabilités inférieures à $5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ avec des sources télécoms.

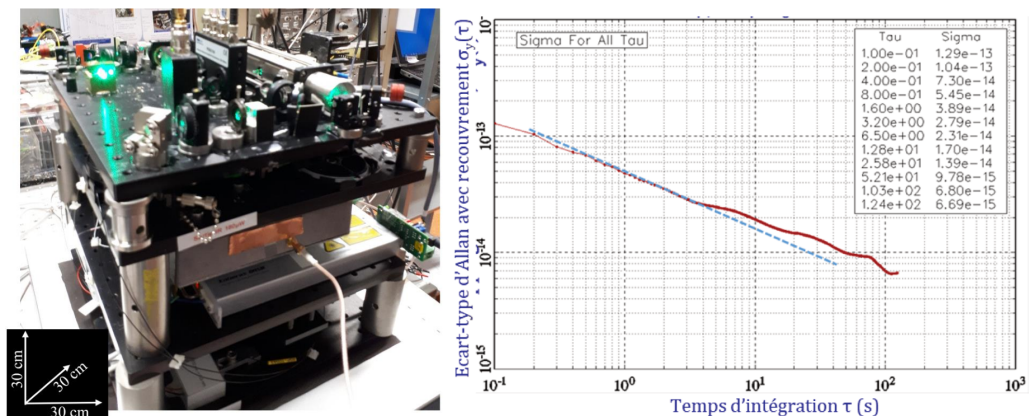


FIG. II.7 À gauche photographie du banc télécom compact développé au SYRTE avant cette thèse et à droite son écart-type d'Allan en fréquence [3].

II.2 Source laser infrarouge à 1596.7 nm

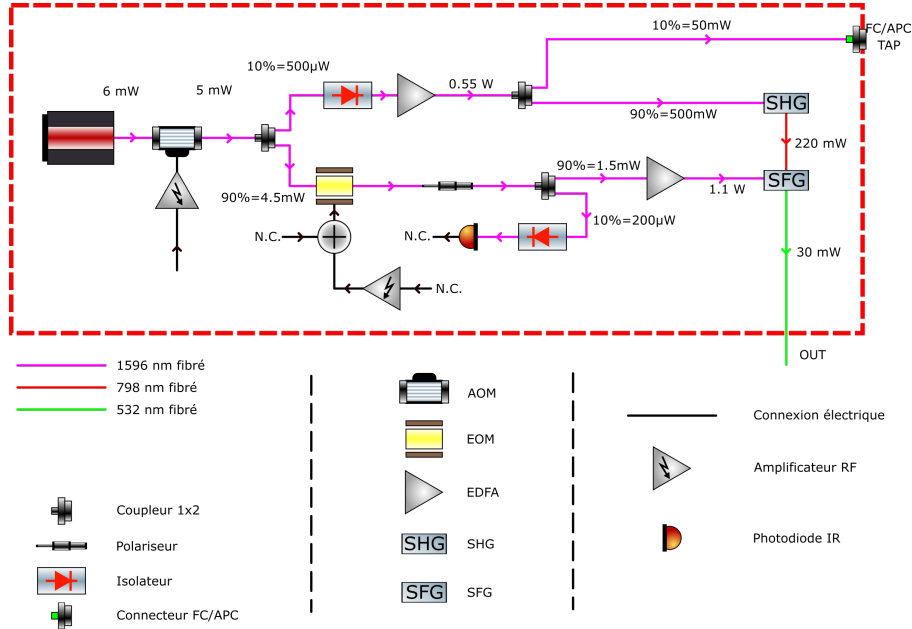


FIG. II.8 Schéma de principe du système laser entièrement fibré, boîtier rouge de la Figure II.2. En suivant la marche des photons : on a d'abord la source laser, un laser fibré dopé à l'Erbium fourni par NKT, vient ensuite l'AOM IR permettant la contre-réaction rapide de l'asservissement en fréquence. Puis la lumière est séparée en deux par un coupleur 1x2 90/10. La voie 10% alimente un premier Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium (EDFA) qui à son tour alimentera un module SHG, la seconde harmonique étant renvoyée vers le module SFG. L'autre voie passe par un Modulateur Electro-Optique (EOM), ainsi que l'ensemble des composants pour limiter la Modulation Résiduelle d'Amplitude (RAM), avant d'alimenter le second EDFA qui va générer la puissance IR nécessaire pour le module SFG.

La source laser est un laser fibré dopé à l'Erbium, commercialisé par NKT. Les avantages de ces sources sont le faible bruit résiduel d'intensité, la largeur d'émission et l'accordabilité. La longueur d'onde est de $1596.7 + 0.53/-0.60$ nm. La puissance de sortie est comprise entre 3 et 10 mW, le bruit résiduel d'intensité est inférieur à 0.03 dB. La largeur du spectre d'émission donnée par NKT est inférieure à 1 kHz, mais elle a plutôt été mesurée à 3 kHz au SYRTE. La fréquence de relaxation est autour de 110 kHz.

Cette source a été choisie pour sa finesse d'émission spectrale, et la même gamme de produit (BASIK de NKT) avait été utilisée lors du développement précédent au SYRTE à 1544 nm [3]. La longueur d'onde est accordable largement en réglant la température de la fibre, et plus finement à l'aide d'une PZT. De manière générale les fluctuations de fréquences du laser libre en régime stationnaire (6h après la mise en service totale du système) se limitent à ± 500 MHz, et après une interruption de plusieurs jours de l'intégralité du dispositif le laser peuvent atteindre 2 pm, mais reviennent à la longueur d'onde d'utilisation après quelques heures. La PZT permettra d'appliquer la contre-réaction lente de l'asservissement en fréquence, permettant ainsi de garder le signal radio envoyé sur le Modulateur Acousto-Optique (AOM) IR (contre-réaction rapide) centrée sur sa fréquence

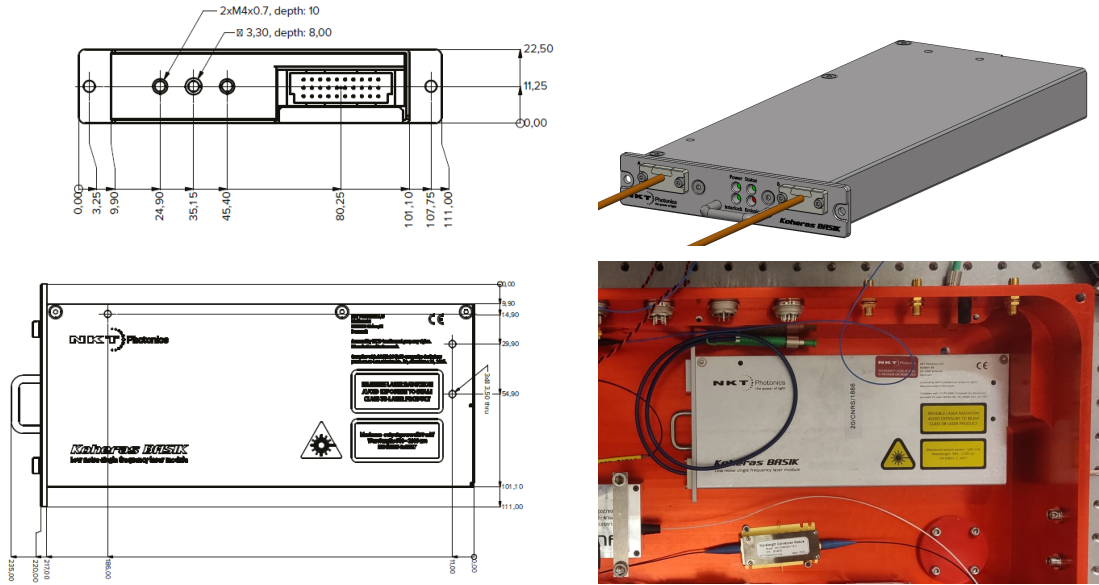


FIG. II.9 laser fibré BASIK NKT. À gauche les plans mécaniques fournis par NKT, en haut à droite le modèle 3D et en bas à droite le laser utilisé dans cette thèse en cours d'intégration dans le boîtier mécanique rouge.

d'efficacité maximale. La bande passante de la PZT est d'environ 100 Hz. La PZT est contrôlée à l'aide d'une alimentation symétrique +/- 5V.

Le laser est alimenté en 12 V, et consomme généralement 4 W, avec un maximum de 10 W. Il pèse 600 g et a un volume de 0.55 L (voir la Figure II.9).

II.3 Asservissement en fréquence

II.3.1 Détection synchrone

Ce paragraphe décrit le fonctionnement d'une détection synchrone, indispensable pour réaliser un asservissement en fréquence sur une référence atomique. Elle a été en grande partie réalisée à l'aide du cours de 2013 dispensé à l'ENS Cachan par Olivier Français.

Une chaîne de mesure classique est composée d'un détecteur et d'un amplificateur, éventuellement associé avec un filtre passe-bas pour minimiser le bruit. La détection se fait à basse fréquence, là où le bruit de scintillement est prépondérant. Le signal de sortie $V(t)$ de la chaîne de mesure est alors :

$$V(t) = E \times G \times s(t) + b(t) \quad (\text{II.13})$$

avec E la sensibilité de la photodiode, G le gain de l'amplificateur, $s(t)$ le signal à mesurer et $b(t)$ le bruit. On obtient le SNR_{DC} :

$$\text{SNR}_{DC} = \frac{(E \times G \times s)^2}{2\sigma_b^2} \quad (\text{II.14})$$

Dans ce cas le SNR peut-être très bas lorsque le signal est faible devant le bruit. On peut alors chercher à s'affranchir du bruit technique de la chaîne de détection en modulant le signal, déportant ainsi le signal à des fréquences dominées par du bruit blanc, inférieur au bruit technique. Afin de récupérer un signal continu, et d'encore améliorer le SNR, on va ensuite multiplier le signal par la modulation, ce qui nous permet d'intégrrer le bruit dans une bande très étroite. C'est le principe d'une détection synchrone, décrit par la Figure II.10.

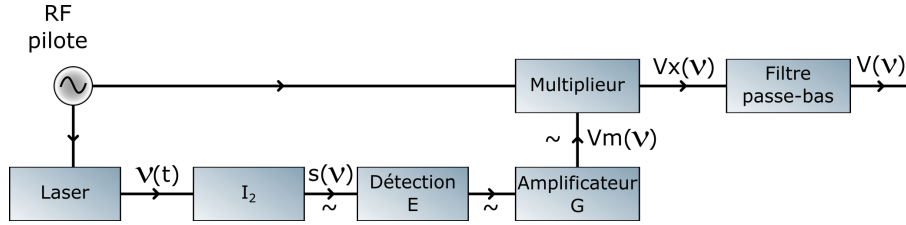


FIG. II.10 Schéma de principe de la génération du signal d'erreur à l'aide d'une détection synchrone.

Dans notre dispositif, la détection synchrone est utilisée en mode "lock-in" : le signal est fonction d'un paramètre modulé. Dans notre cas, le paramètre est la fréquence du laser : $\nu = \nu_0 + \Delta\nu \sin(2\pi f_m t)$. En sortie de l'amplificateur nous avons donc :

$$V_m(t) = E \times G \times s(\nu_0 + \Delta\nu \sin(2\pi f_m t)) + b_{f_m}(t) \quad (\text{II.15})$$

$$\approx E \times G \times \left(s(\nu_0) + \Delta\nu \sin(2\pi f_m t) \left. \frac{ds}{d\nu} \right|_{\nu_0} \right) + b_{f_m}(t) \quad (\text{II.16})$$

avec f_m la fréquence de modulation.

On obtient alors en sortie de multiplieur :

$$V_X(t) = \left[EG \left(s(\nu_0) + \Delta\nu \sin(2\pi f_m t) \left. \frac{ds}{d\nu} \right|_{\nu_0} \right) + b_{f_m}(t) \right] \sin(2\pi f_m t + \varphi) \quad (\text{II.17})$$

$$\begin{aligned} &= \frac{EG\Delta\nu}{2} \left. \frac{ds}{d\nu} \right|_{\nu_0} \sin(2 \times 2\pi f_m t + \varphi) + [b_{f_m}(t) + EGs(\nu_0)] \sin(2\pi f_m t + \varphi) \\ &\quad - \frac{EG\Delta\nu}{2} \left. \frac{ds}{d\nu} \right|_{\nu_0} \sin(\varphi) \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

avec φ la différence de phase entre le signal pilote et le signal modulé. On voit alors que l'on obtient trois composantes au signal en sortie de multiplieur : une composante continue qui sera notre signal utile, une composante avec une pulsation en $2f_m$, et le bruit centré sur f_m . On s'aperçoit aussi que le signal utile est en fait la dérivée du signal en fonction de notre paramètre modulé : dans notre cas la dérivée de notre signal d'absorption en fonction de la fréquence. Cela est particulièrement intéressant car notre signal d'absorption étant pair en fonction de la fréquence relative à la fréquence de la transition, sa dérivée est impaire, ce qui est très avantageux pour les systèmes d'asservissement analogique.

Le filtre passe-bas nous permettra de ne conserver que la composante continue :

$$V = \frac{EG\Delta\nu}{2} \left. \frac{ds}{d\nu} \right|_{\nu_0} \sin(\varphi) \quad (\text{II.19})$$

et on s'aperçoit que selon la différence de phase entre le signal modulé et le signal pilote, on peut avoir un signal maximal pour $\varphi = \pi/2$ ou nul pour $\varphi = 0$. On parlera alors respectivement de modulation en phase et en quadrature de phase. Il est donc important de pouvoir régler finement la phase du signal pilote multiplié au signal modulé.

En démodulant le signal avec une n-ième harmonique du signal pilote il est possible d'obtenir la dérivée n-ième du signal. Les avantages d'utiliser une dérivée plus élevée sont donnés dans la Partie suivante II.4.

La détection synchrone utilisée dans cette thèse a été développée par le service électronique du SYRTE. Le signal d'erreur est typiquement de l'ordre de quelques Volts, et la fréquence de modulation comprise entre 150 et 250 kHz. En dessous de 150 kHz on se rapproche trop de la fréquence de relaxation du laser (110 kHz), et malgré la détection équilibrée cela vient rajouter du bruit sur le signal d'erreur. Au dessus de 250 kHz l'indice de modulation devient trop faible et la tension crête utilisée pour compenser sort des spécifications en entrée des différents composants permettant la modulation en fréquence des signaux optiques (détails dans la Partie II.5). Le signal d'erreur est filtré à l'aide d'un filtre passe-bas du premier ordre à 50 kHz. Bien que des détections synchrones soient disponibles commercialement, il a été décidé d'en développer une au SYRTE pour avoir un élément plus simple à prendre en main. En effet, la détection synchrone étant développée pour cette application spécifique, elle comporte moins de fonctionnalités que les détections synchrones commerciales et il est aussi possible d'intervenir dessus pour des besoins spécifiques.

II.3.2 Rétro-actions

La rétroaction de l'asservissement en fréquence se fait à l'aide d'une PZT du laser et de l'AOM dans l'infrarouge en sortie de la source laser. L'asservissement de fréquence est un proportionnel, double intégrateur (PI^2 , voir la Figure II.11), qui a déjà fait ses preuves dans de nombreux systèmes au SYRTE. Le signal de sortie du PI est envoyé sur un Oscillateur Contrôlé en Tension (VCO) et permet de rétroagir à l'aide de l'AOM sur la fréquence dans l'infrarouge avec une bande passante de quelques kHz. Un second

intégrateur est ajouté et le signal de sortie est couplé à une alimentation basse tension (≈ 5 V), qui pilote la céramique PZT associée au laser à fibre. Ce signal de rétroaction permet de corriger la dérive lente du laser asservi, en maintenant la fréquence du VCO à l'intérieur de la bande passante de l'AOM. Les bandes passantes et l'efficacité de l'asservissement PI^2 sur le signal d'erreur sont illustrés par la Figure II.12.

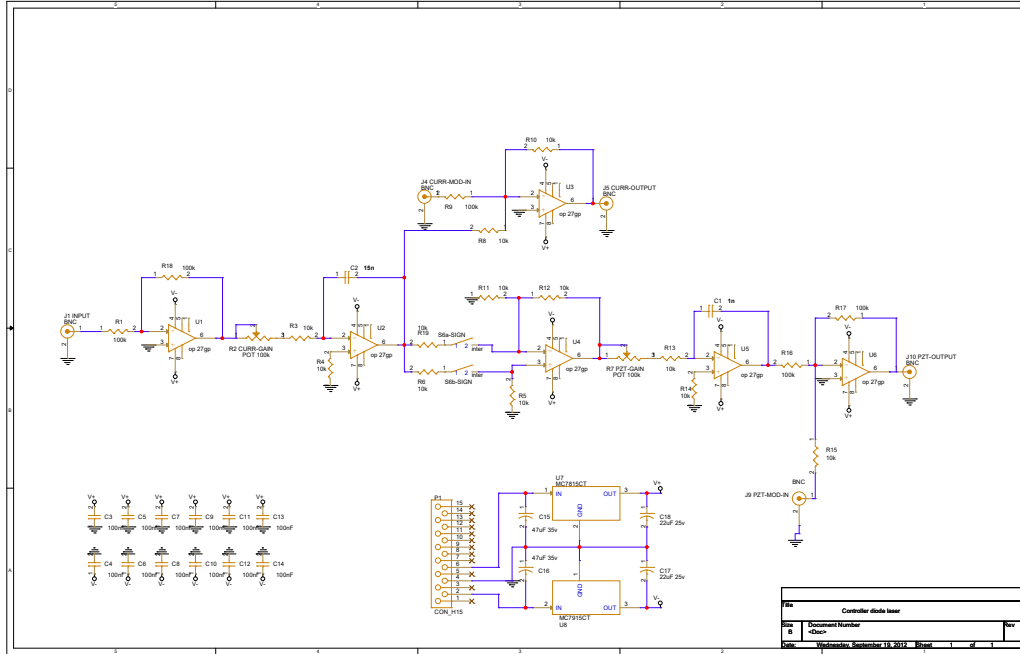


FIG. II.11 Schéma électronique du boîtier d'asservissement en fréquence. Il permet de générer les signaux de commandes de rétro-actions.

II.3.3 Modulateur Acousto-Optique (AOM)

L'AOM est commercialisé par Gooch and Housego. Il est totalement fibré et le conditionnement est donné avec la Figure II.13. Le maximum d'efficacité est donné pour un signal Radio-Fréquence (RF) de fréquence 80 MHz et d'amplitude avant amplificateur de 0 dBm. Les pertes d'insertion dans ces conditions sont de 3 dB. La demi-largeur à mi-hauteur de la transmission en fonction de la fréquence du signal RF est de 5.5 MHz. L'amplificateur RF est un ENA 220 T avec un gain de 30 dB. Il est alimenté en 12 V et consomme 380 mA.

Le signal en entrée de l'AOM est généré par un VCO POS-100+ commercialisé par Mini-Circuits. La tension contrôlant le VCO provient du boîtier d'asservissement en fréquence, plus précisément de la sortie rapide (PI) avec une bande passante entre 1 et 10 kHz. L'AOM combiné au VCO permet en effet d'asservir la fréquence du laser car un AOM décale la fréquence optique du signal par la fréquence RF injectée. Ainsi en corrigeant la fréquence RF à l'aide du VCO, on peut corriger la fréquence optique en sortie de l'AOM.



FIG. II.12 PSD du signal d'erreur lorsque le laser est asservi en fréquence. Entre 0 et 500 Hz, on voit l'effet du PI^2 avec une pente très forte, et entre 500 Hz et 5 kHz on voit l'effet du PI avec une pente moins forte. La rupture à 500 Hz n'est pas représentative de la bande passante de la PZT car l'appareil n'a pas une très bonne résolution fréquentielle aux basses fréquences avec une dynamique de 10 kHz.

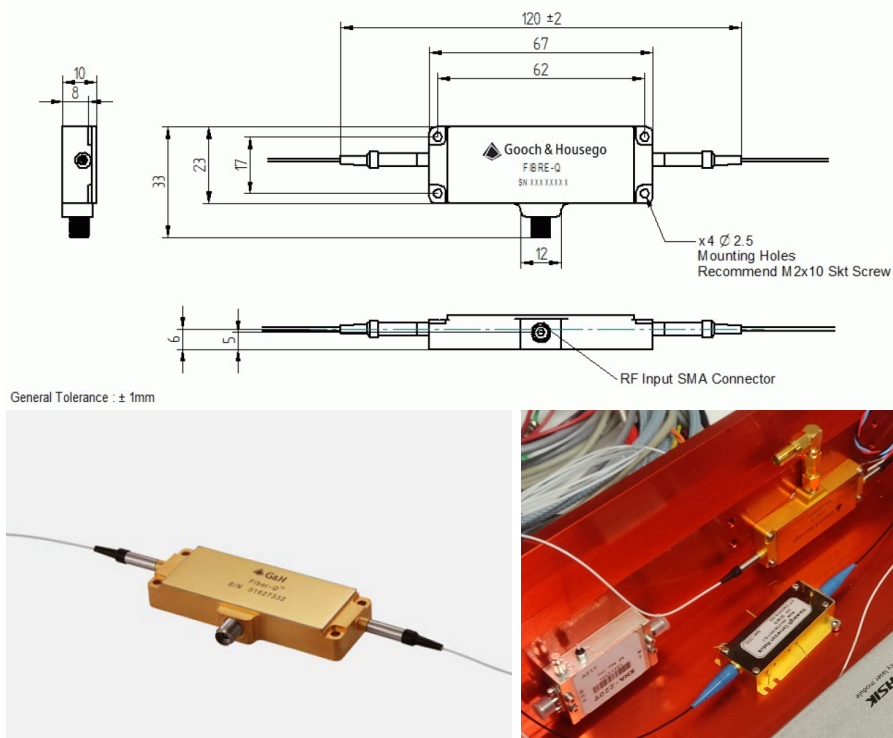


FIG. II.13 En haut : plan mécanique de l'AOM IR conditionné. En bas à gauche : Photographie de l'AOM IR, à droite : AOM et amplificateur RF en cours d'intégration dans le boîtier rouge.

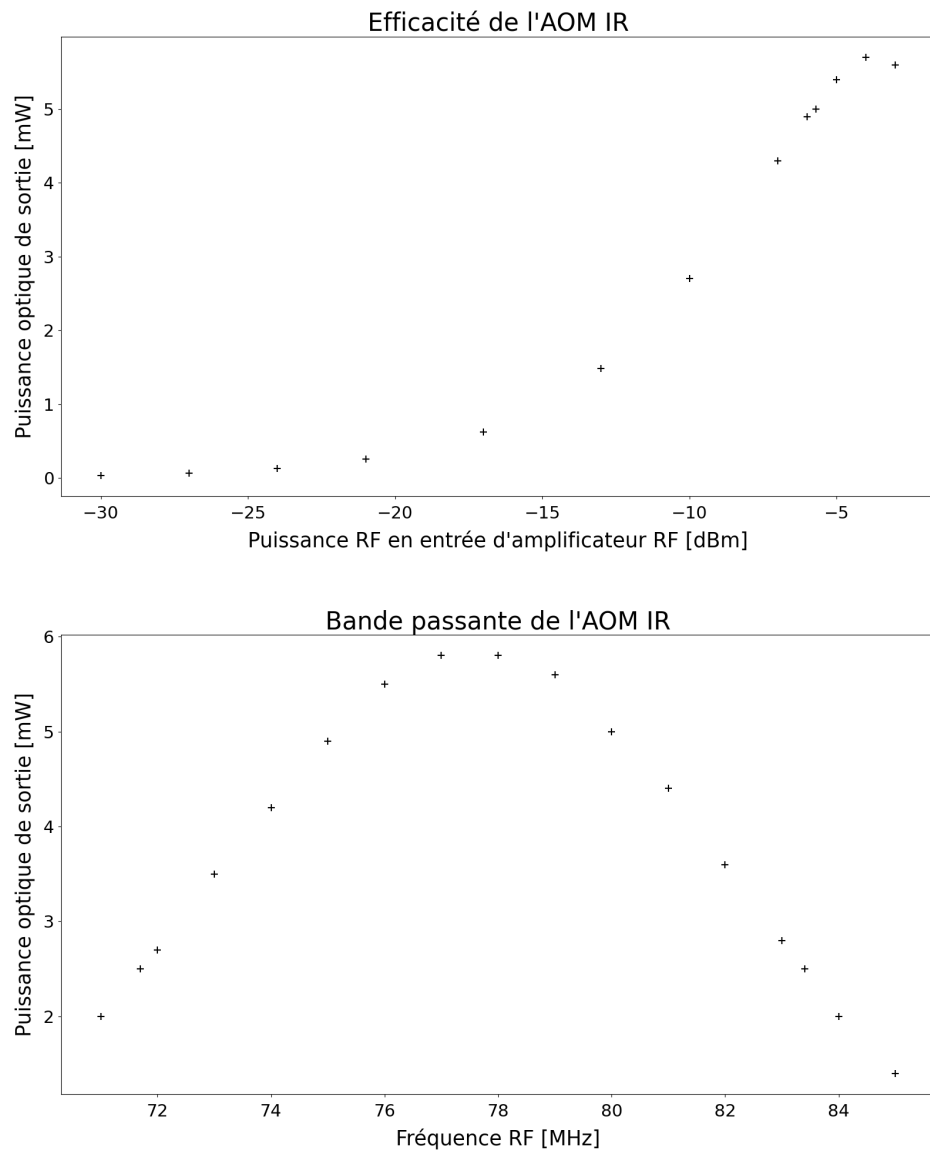


FIG. II.14

II.4 Modulation de fréquence

Comme mentionné dans l'introduction de ce Chapitre (II.1.2.3), la spectroscopie par absorption saturée de la vapeur d'iode nécessite un faisceau pompe et un faisceau sonde. Lorsque la modulation nécessaire à la détection synchrone (voir Partie II.3.1) se fait en amont de la séparation optique de la source pour ces deux faisceaux, donc lorsque la pompe et la sonde sont modulées en fréquence, on parle de modulation de fréquence (par opposition à transfert de modulation, voir Partie II.5).

II.4.1 Avantages

Cette technique a l'avantage de pouvoir réaliser la modulation dans l'infrarouge, et donc d'utiliser des composants Télécoms. En effet, pour moduler en fréquence la lumière envoyée sur la vapeur atomique on préfère utiliser des Modulateurs Electro-Optiques (EOM) : ils présentent peu de RAM et peu de pertes d'insertion. La RAM est une modulation d'amplitude à la fréquence de la modulation en fréquence. Elle est intrinsèque au composant utilisé pour la modulation en fréquence. La comparaison de la fréquence du laser avec la référence de fréquence de la transition hyperfine de la vapeur d'iode permet de transformer le bruit de fréquence du laser en bruit d'amplitude. Ainsi la RAM va être interprétée par l'asservissement en fréquence comme du bruit de fréquence alors qu'elle n'en est pas, et donc dégrader les performances de l'asservissement en fréquence. Enfin la RAM générée par la modulation en fréquence par un EOM est facilement compensable. Le détail de la RAM avec un EOM est donné dans la sous-partie suivante II.4.3.

La technique de modulation en fréquence par un EOM IR avait déjà fait ses preuves à 1544 nm dans les travaux précédents menés au SYRTE et avait permis d'atteindre un écart-type d'Allan de 5×10^{-14} [3].

II.4.2 Inconvénients

Dans le cas de la modulation de fréquence, la sonde est aussi modulée en fréquence. Ainsi l'absorption linéaire du faisceau sonde, causée par l'ensemble des molécules d'iode, va varier avec la modulation en fréquence du faisceau sonde, et cette modulation en amplitude se rajoute à celle induite par le signal d'absorption saturée, causant un décalage en fréquence du 0 du signal d'erreur. On peut évaluer au premier ordre le signal d'absorption linéaire comme un polynôme du second degré (voir Chapitre IV). On peut donc écrire le signal d'absorption comme la somme du signal d'absorption saturée et ce polynôme du second degré :

$$s(\nu) \approx s_{as}(\nu) + a\nu^2 + b\nu + c \quad (\text{II.20})$$

En reprenant l'équation II.19, on obtient alors :

$$V = \frac{EG\Delta\nu}{2} \left[\left. \frac{ds_{as}}{d\nu} \right|_{\nu_0} + 2a\nu + b \right] \sin(\varphi) \quad (\text{II.21})$$

Ce phénomène est illustré par la Figure II.15. Ainsi les variations de la pente du fond Doppler, induites par des variations de pression de l'iode, de température et de pression ambiantes, vont affecter l'absorption linéaire perçue par le faisceau sonde, donc le passage par zéro du signal d'erreur et par conséquent la fréquence du laser asservi. On observera alors une marche aléatoire, voire une dérive de la fréquence du laser asservi après quelques dizaines de secondes. Afin de réduire grandement ce phénomène, il est possible d'utiliser une dérivée d'ordre supérieur du signal d'erreur. On utilise généralement la dérivée troisième car plus l'ordre est élevé, plus le signal est faible et donc moins le SNR est important, ce qui va impacter la stabilité en fréquence comme décrit par l'équation II.3. Une autre manière de compenser ce problème est d'utiliser une composante de la transition R 56[32-0] proche du barycentre de l'amas. Cela permet de réduire la pente a du fond Doppler, et donc d'être moins sensible aux fluctuations de ce dernier.

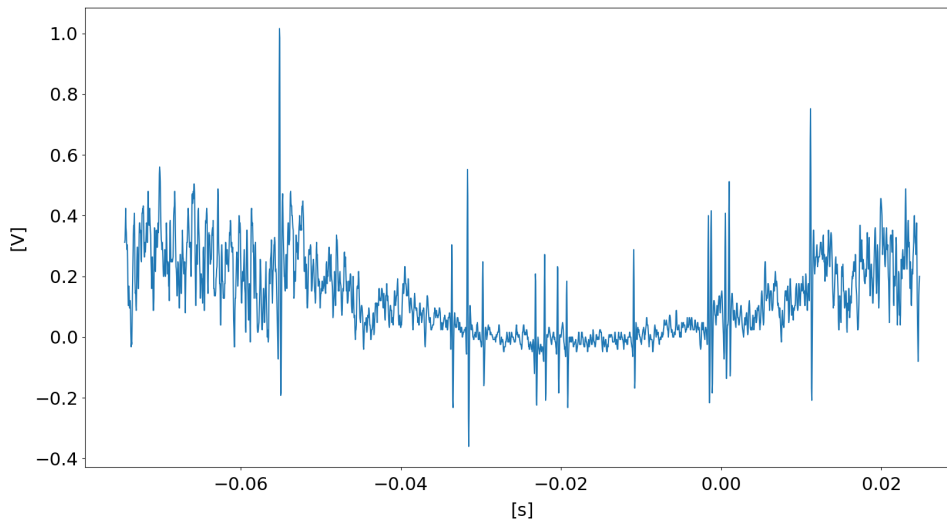


FIG. II.15 Illustration de l'effet de l'absorption linéaire sur le signal d'erreur en sortie de détection synchrone. On observe bien la pente causée par le fond Doppler. À cela se rajoute le déséquilibre de la détection équilibrée (voir Partie II.7.2.2) qui détériore le SNR.

Un autre inconvénient de la modulation en fréquence dans le cas du dispositif livré au CNES, est que la modulation se faisant dans l'infrarouge, la lumière à 532.245 nm est nécessairement modulée. Or une partie de cette lumière est prélevée pour réaliser la boucle à verrouillage de phase avec les lasers Nd:YAG. Ainsi sans prise de mesure particulière, les lasers Nd:YAG au mieux auraient aussi été modulés, au pire la boucle à verrouillage de phase n'aurait pas pu être réalisée. Deux dispositifs ont été testés pour pallier ce problème, offrant des résultats convaincants mais les performances étant limitées par un autre phénomène (voir la sous-partie II.4.3.3), les performances de ces dispositifs n'ont pas pu être caractérisées entièrement. Le premier dispositif consistait à moduler le signal RF de référence pour la boucle à verrouillage de phase afin de recopier la modulation du battement libre entre le laser Nd:YAG et le laser Télécom. Le second utilisait un diviseur de fréquence sur le battement avant la comparaison à la référence RF.

Le troisième inconvénient de la modulation en fréquence est la complexification du système laser. En effet, pour éviter la dégénérescence du nombre de bandes latérales après la sommation de fréquence, il faut moduler en fréquence l'infrarouge seulement en amont de l'un des deux modules d'optique non-linéaire, comme illustré par la Figure II.16. Mais les EOMs présentant les meilleures performances et à des coûts raisonnables ne peuvent supporter des niveaux de puissance trop élevés. Il faut donc mettre l'EOM avant l'EDFA. Ainsi, il faut deux EDFA au lieu d'un seul dont la puissance de sortie aurait été séparée en deux, car l'EOM doit être avant l'EDFA, et sur un seul des deux modules d'ONL. Cela représente un composant en plus, avec toute l'électronique de contrôle associée, donc une probabilité de défaillance plus élevée, et les EDFA étant très énergivores, une consommation électrique et une dissipation thermique plus importantes.

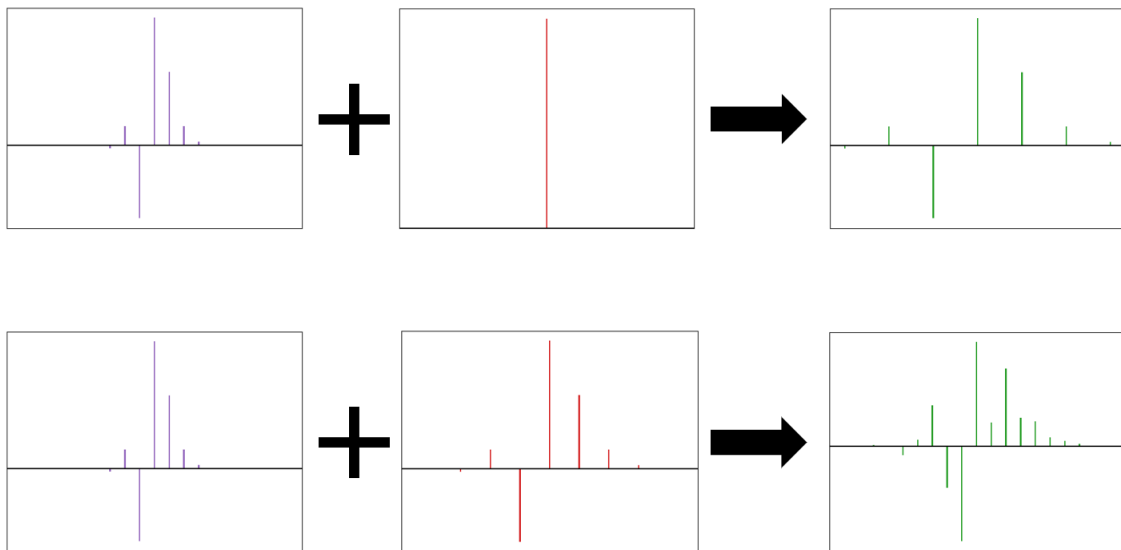


FIG. II.16 Illustration de la dégénérescence en sortie de SFG des bandes latérales dues à la modulation. En violet le signal infrarouge en entrée de SFG, en rouge le signal doublé en fréquence et en vert la sommation du signal infrarouge et du signal rouge. En haut, le cas pour lequel seulement un des deux bras est modulé, en bas le cas pour lequel les deux bras sont modulés. Les bandes latérales sont calculées à l'aide des coefficients de Bessel. Les échelles horizontales sont conservées sur les 6 graphes.

II.4.3 Modulateur Électro-Optique (EOM)

L'EOM utilisé dans ce développement est approvisionné par iXblue (exail). C'est un modulateur de phase en niobate de lithium, exploitant la sensibilité du cristal à l'effet Pockels.

II.4.3.1 Caractérisations

L'EOM est totalement fibré et très compact (voir Figure II.17). Il présente des pertes d'insertion de 2.2 dB, un déphasage de π à 1550 nm pour 3.2 V et une bande-passante supérieure à 150 MHz.

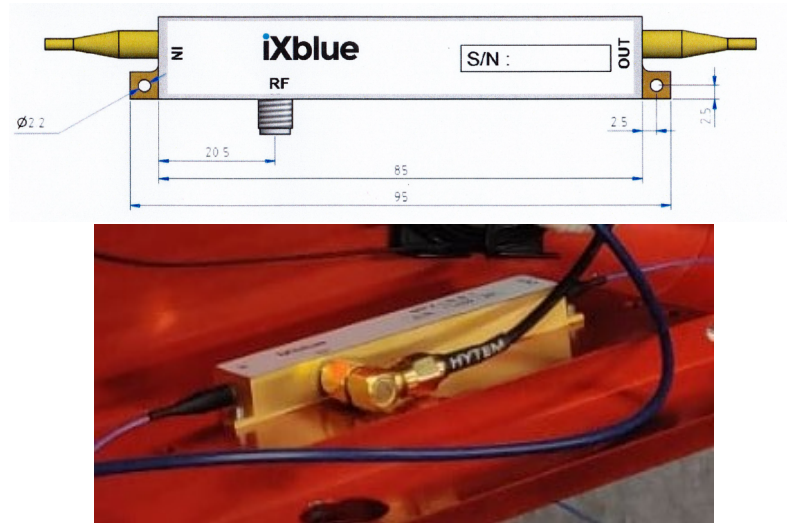


FIG. II.17 En haut : plan mécanique du conditionnement de l'EOM. En bas : photographie de l'EOM en cours d'intégration.

II.4.3.2 Modulation résiduelle d'amplitude

Le niveau de RAM, mesuré par le rapport d'amplitude entre la porteuse et la bande latérale correspondante à l'harmonique de démodulation est typiquement de -30 dB et est due à trois phénomènes [45] :

- L'apparition d'une cavité dans le guide en niobate de lithium.
- L'interférence entre une partie de la lumière couplée dans un guide en dessous des électrodes induit par un champ électrique et le mode principal couplé dans le guide entre les électrodes (illustration Figure II.18).
- La fluctuation de la polarisation dans le guide.

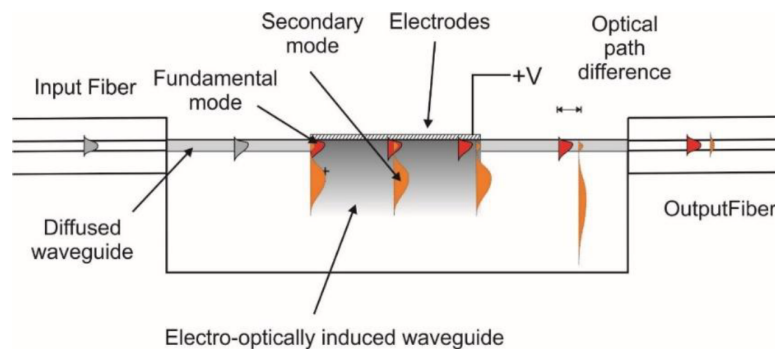


FIG. II.18 Schéma de principe de la source principale de la RAM selon exil. Le mode en sortie de fibre se sépare en un mode fondamental se propageant le long du niobate de lithium, et en un mode secondaire se propageant dans un guide induit par un couplage électro-optique. Les deux modes parcourent des distances optiques différentes, et l'interférence de leur superposition dans la fibre de sortie génère de la RAM. Figure extraite de la référence [45].

Le premier effet est la source principale de la RAM, et le dernier est négligeable dans notre cas car il n'apparaît que si la polarisation en entrée n'est pas alignée avec l'axe lent du cristal, or les fibres sont à maintien de polarisation et soudées. Par ailleurs le Ratio d'Extinction de la Polarisation (PER) moyen en entrée de l'EOM a été mesuré à 24 dB. Les interférences entre les deux modes sont la principale cause de la fluctuation de la RAM. Elle peut-être compensée de deux manières : avec un contrôle de la température parfait de l'EOM et en ajoutant une tension de polarisation continue.

Le phénomène qui nous intéressera est plutôt les fluctuations de la RAM (Figure II.19), car ces fluctuations vont engendrer un décalage en fréquence du signal d'erreur, et donc une variation de la fréquence du laser asservi. Ces fluctuations vont généralement impacter la stabilité du laser après quelques dizaines de secondes. En maintenant la RAM aux niveaux les plus faibles en ajustant manuellement la tension de polarisation, le principe a été validé : les variations de fréquence moyenne du laser étaient bien plus faibles. La tension de polarisation était ajoutée à la modulation RF à l'aide d'un té de polarisation ajouté après l'amplificateur RF (car entrée 50 Ω et avant l'EOM). L'efficacité de cette solution et l'implémentation d'une solution automatisée n'ont pas été envisagées car l'utilisation de la modulation en fréquence a été abandonnée.

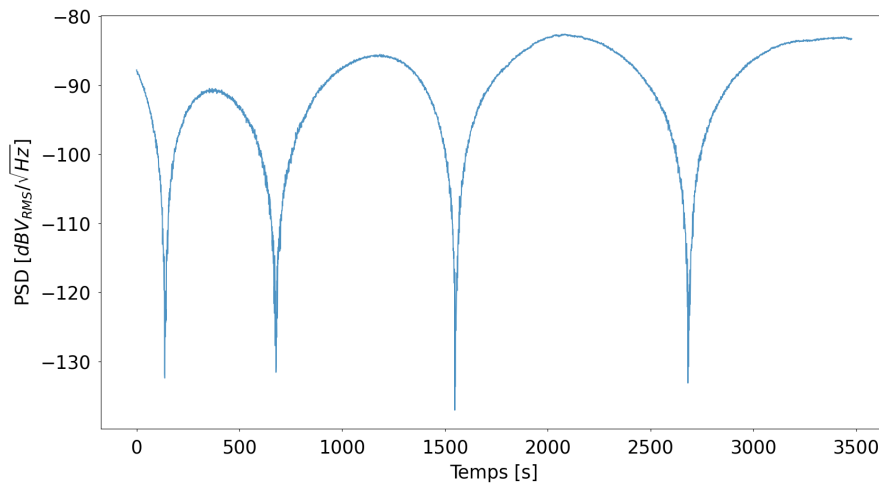


FIG. II.19 Puissance de la RAM à 180 kHz en sortie d'EOM en fonction du temps.

II.4.3.3 Conclusion

Malgré les performances convaincantes obtenues précédemment au SYRTE et par de nombreuses recherches employant des EOM pour réaliser une modulation de fréquence, la technique de modulation de fréquence a dû être abandonnée. En effet, la présence de rétroreflexions dans les EDFA, créant un effet étalon, rendait l'utilisation de cette méthode impossible (voir Partie II.6.2) car elle créait une oscillation de la fréquence du laser asservi de plusieurs kHz avec des périodes allant de 10 à 500 s.

II.5 Transfert de modulation

À l'inverse de la technique de modulation de fréquence, la technique du transfert de modulation repose sur la modulation du faisceau pompe seul. Pour cette technique, l'utilisation d'un EOM était exclue : les pertes d'insertion des EOM dans le visible sont très importantes (supérieures à 5 dB) à cause des effets photoréfractifs. Si la puissance nécessaire à la spectroscopie de l'iode par absorption saturée avait été plus faible, ou la puissance disponible à 532 nm plus importante, l'utilisation d'un EOM aurait pu être envisagée. Comme la technique de modulation de fréquence ne pouvait être utilisée, et qu'il était donc nécessaire d'utiliser celle de transfert de modulation, l'AOM de la pompe a été utilisé à cet effet.

II.5.1 Avantages

L'avantage de cette technique est que le faisceau sonde n'est pas modulé. L'absorption linéaire vient donc s'ajouter au signal d'absorption saturée comme constante et n'influe donc pas le signal modulé. On peut donc utiliser la dérivée première du signal sans que cela n'impacte la stabilité long-terme du laser :

$$s(\nu) \approx s_{as}(\nu) + a\nu_0^2 + b\nu_0 + c \quad (\text{II.22})$$

$$V = \frac{EG\Delta\nu}{2} \left. \frac{ds_{as}}{d\nu} \right|_{\nu_0} \sin(\varphi) \quad (\text{II.23})$$

ainsi que la composante a_1 , dont le contraste est bien meilleur que la composante a_10 , mais qui n'est pas proche du barycentre de la transition R 56[32-0]. Enfin, le signal vers le Banc V1 n'étant pas modulé, la boucle à verrouillage de phase est très simple à mettre en place.

II.5.2 Inconvénients

L'inconvénient de cette technique est la RAM induite par l'AOM. En effet la lumière diffractée par l'effet acousto-optique émerge du cristal avec un angle θ , dépendant de la fréquence de l'onde acoustique, donc du signal RF :

$$\sin \theta = \left(\frac{\lambda}{2\Lambda} \right) \quad (\text{II.24})$$

avec λ la longueur d'onde optique et $\Lambda = v/f$ la longueur d'onde de l'onde acoustique avec v la vitesse de l'onde acoustique et f sa fréquence. Dans le cas d'un AOM fibré, cette lumière diffractée est couplée dans la fibre de sortie à l'aide d'un collimateur. Une variation de l'angle d'émergence va donc induire une variation de la puissance couplée dans la fibre. Cette variation d'angle étant dépendante de la variation de fréquence de l'onde acousto-optique, elle-même étant modulée afin de moduler la fréquence de l'onde

optique, sera modulée à la fréquence de modulation. La RAM causée par la modulation en fréquence du signal RF injecté dans un AOM est typiquement de l'ordre de quelques pourcents [48].

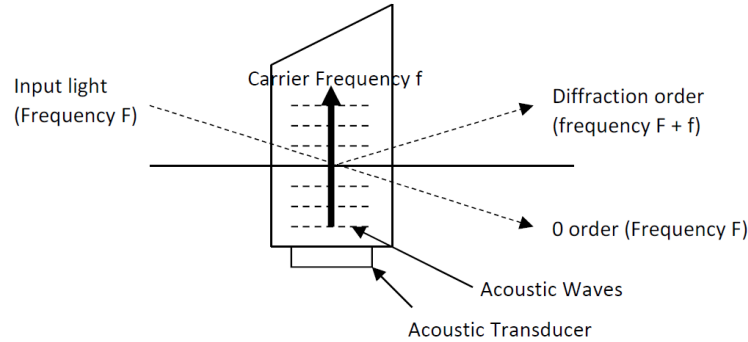


FIG. II.20 Schéma de principe du fonctionnement d'un AOM fourni avec la notice d'utilisation des AOM commercialisés par Gooch and Housego.

Cet effet, bien que sur le faisceau pompe, n'est pas négligeable : la fréquence centrale de la transition hyperfine dépend de l'intensité du champ électrique dans laquelle les atomes se trouvent, et le décalage en fréquence induit par la puissance optique (POIFS, voir Chapitre IV) est de quelques kHz mW^{-1} [32]. Le faisceau pompe ayant une puissance de l'ordre de quelques mW, une RAM de quelques pourcents induit un décalage en fréquence de quelques dizaines de hertz, ce qui donne une instabilité normalisée supérieure à $y \approx 5 \times 10^{-14}$. De plus, un asservissement en puissance de la pompe utilise le même AOM comme rétroaction. La puissance RF varie donc en fonction des variations de puissance à 532 nm en amont de l'AOM, ce qui influera le niveau de RAM. Enfin le niveau de RAM dépendra aussi des fluctuations de température de l'AOM. Toutes ces contributions dégraderont la stabilité après quelques dizaines de secondes. La RAM causée par un AOM peut-être compensée en modulant en amplitude le signal RF injecté à l'AOM [48]. La RAM n'a pas pu être caractérisée et cette technique de compensation de la RAM n'a pas pu être implémentée par manque de temps.

II.5.3 Modulateur Acousto-Optique (AOM)

Les AOM visibles utilisés pour les asservissements en puissance (voir Partie II.7.3) et le transfert de modulation sont commercialisés par Gooch and Housego et ont le même conditionnement (amplificateur RF inclus) que l'AOM IR.

II.5.3.1 Caractérisations

La fréquence RF centrale des AOM visibles est à 200 MHz, et leurs pertes d'insertion sont typiquement de -2.5 dB. La bande passante est de 18 MHz, et la bande passante pour la modulation en fréquence est largement limitée par la source du signal RF, que ce soit un VCO ou un synthétiseur.

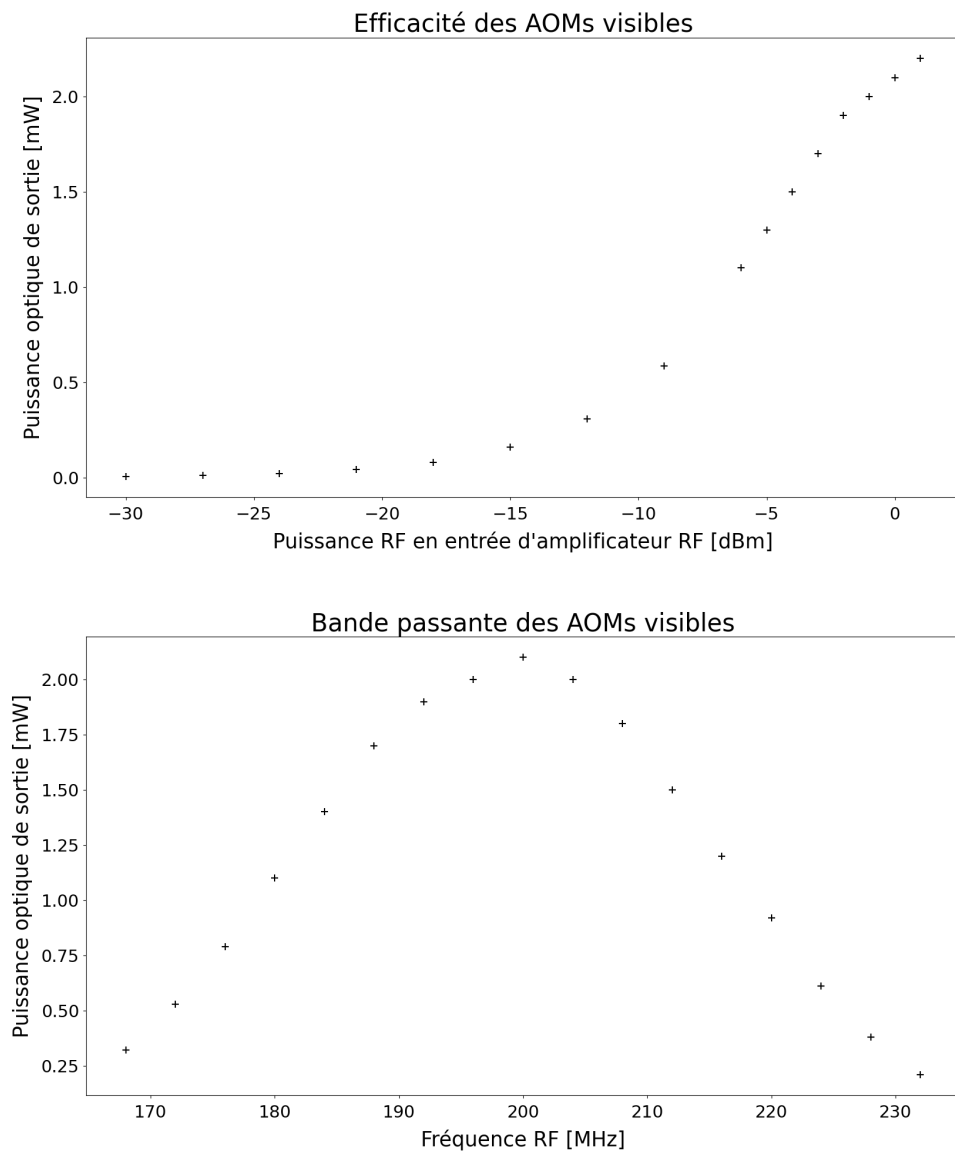


FIG. II.21 Performances d'un des AOM visibles utilisés dans cette thèse mesurées au SYRTE. Les performances sont sensiblement les mêmes pour les trois AOM.

II.6 Génération de la troisième harmonique à 532.245 nm

II.6.1 Objectif

Afin de générer la troisième harmonique du laser Télécom, nécessaire à la spectroscopie de l'iode et à la boucle à verrouillage de phase avec le laser Nd:YAG maître doublé, des modules d'optique non-linéaire ont été intégrés au dispositif. La puissance nécessaire se déduit en réalisant un bilan de puissance approximatif :

- La pompe nécessite 5 mW
- La sonde nécessite 500 μ W
- La référence pour la détection équilibrée nécessite 250 μ W
- Le battement pour la boucle à verrouillage de phase nécessite 500 μ W

En prenant en comptant les pertes d'insertion entre chacune des voies et la sortie du système laser, qu'on estime à 60%, l'objectif de puissance à 532 nm est d'environ 20 mW. À partir de ce bilan, on s'aperçoit que directement réaliser un triplage de fréquence du laser Télécom ne suffira pas. En effet le triplage de fréquence met en jeu des effets d'optique non-linéaire d'ordre 3, dont les efficacités de conversion sont extrêmement faibles. Afin d'obtenir des efficacités de conversion permettant d'obtenir les niveaux de puissances requis, les effets non-linéaires utilisés doivent rester d'ordre 2. Ainsi, pour réaliser un triplage de fréquence suffisamment efficace, il faudra réaliser un doublage de fréquence ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$) suivi d'une sommation de fréquences ($\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$). Bien que relativement efficace, les effets d'optique non-linéaire d'ordre 2 demandent des intensités de source assez élevées. C'est pourquoi deux amplificateurs capables de générer 1 W chacun sont nécessaires pour obtenir les niveaux de puissance requis. Le détail des opérations non-linéaires est donné dans le Chapitre suivant III.

II.6.2 Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium (EDFA)

Les EDFA sont fournis par Lumibird Keopsys. Ce sont des amplificateurs à fibres dopées à l'erbium. La consommation électrique de chaque EDFA est de 30 W, et leurs dimensions sont 160x130x18 mm pour un poids de 800 g. Ils sont capables de générer +30.5 dBm de puissance avec une puissance d'entrée de -20 à 0 dBm, sans affecter le spectre d'émission. Le bruit résiduel d'amplitude en régime stationnaire était de 3%, dont la source principale est probablement la rétro réflexion au multiplexeur entre la source et la pompe.



FIG. II.22 Photographie des deux EDFA en cours d'intégration.

En effet une rétro réflexion au niveau du multiplexeur d'entrée était à nouveau réfléchi sur la diode de pompe, créant un effet étalon entre la diode et le multiplexeur. Cet effet étalon était particulièrement problématique pour la réalisation de la technique de modulation de fréquence car la lumière réfléchi dans l'EDFA se trouvait alors modulée, et l'effet étalon transformait cette modulation en modulation d'amplitude, qui ne pouvait être discriminée de la modulation en amplitude due à la vapeur atomique par l'asservissement en fréquence. La stabilité en fréquence était alors fortement affectée, créant des oscillations d'amplitude crête de quelques kHz et d'une période variant entre 10 à quelques centaines de s (Figures II.23, II.25, II.26).

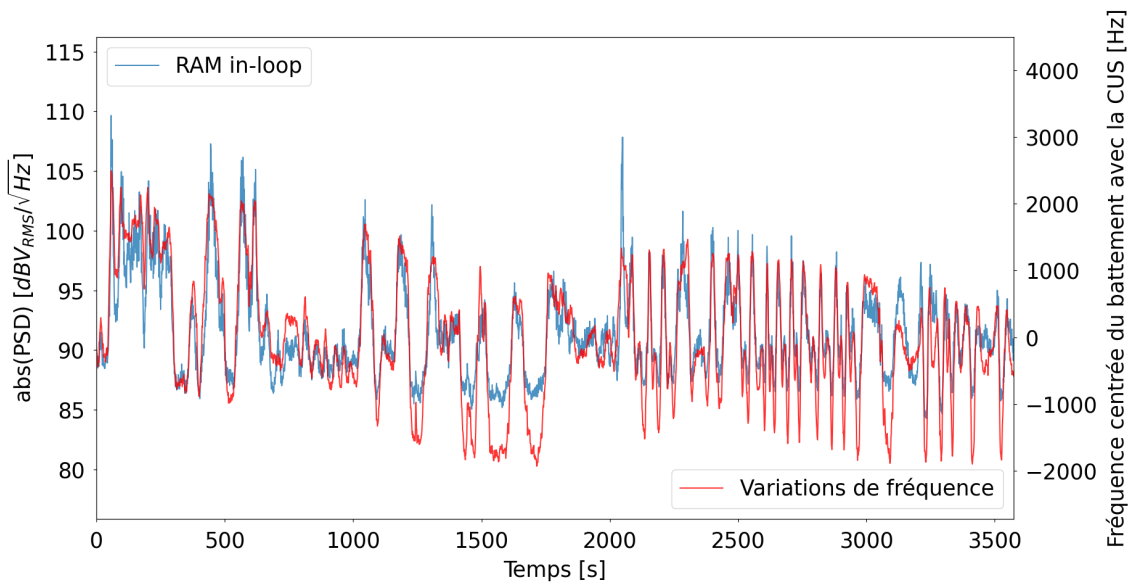


FIG. II.23 En rouge les variations de fréquences du laser mesurée à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu le niveau de puissance de la RAM du signal équilibré en sortie de photodiodes.

En fait on observait de la RAM sur le signal équilibré en sortie de photodiode en étant asservi en fréquence dont les fluctuations en puissance se corrélaient parfaitement avec les fluctuations en fréquences du laser asservi (Figure II.23). Si on observait cette corrélation malgré le fait que le laser soit asservi, c'est que la RAM n'était pas en phase par rapport à la modulation en amplitude due à la transition hyperfine (Figure II.24). Ainsi une partie de cette RAM n'était pas vue par l'asservissement en fréquence.

Bien que le profil des fluctuations soit assez caractéristique de la présence d'une cavité, cette observation seule ne nous indiquait pas où la cavité se situait. D'autres observations nous ont petit à petit mené à identifier la source du problème.

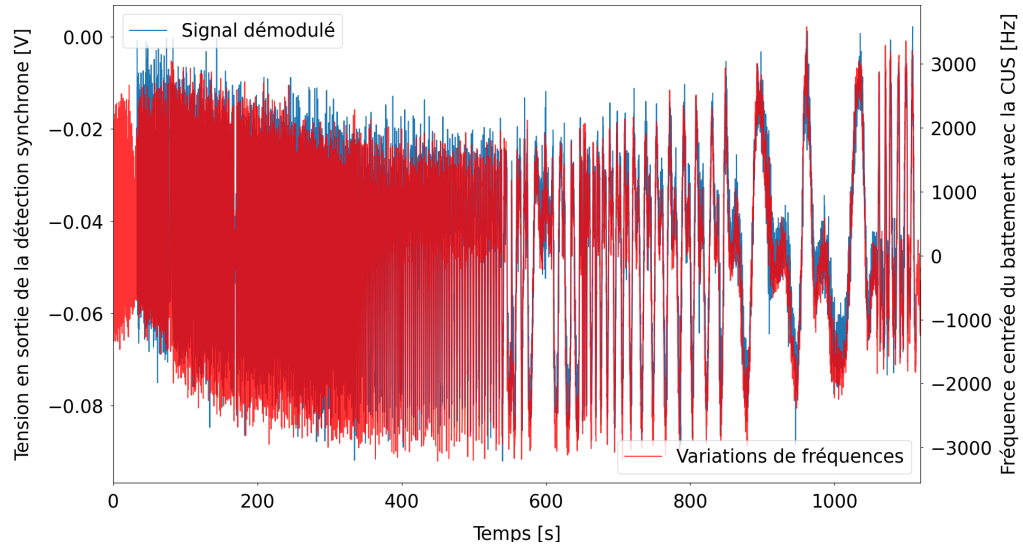


FIG. II.24 En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu le signal démodulé en quadrature de phase, c'est-à-dire telle que l'amplitude du signal issue de la comparaison avec la transition hyperfine soit minimisée. Les oscillations très rapides sont dues à des fluctuations de températures importantes des EDFA, et leurs mesures ont nécessité de réduire le taux d'échantillonnage du compteur sinon elles étaient moyennées et la fréquence du laser paraissait alors plus stable qu'en réalité.

L'observation de la même corrélation entre les fluctuations de fréquences et de la RAM sur la sortie à 532 nm dédiée à la boucle à verrouillage de phase (Figure II.25) excluait que la cavité se trouve dans le banc de spectroscopie. En effet la voie vers le Banc V1 se séparait des autres voies en amont du banc de spectroscopie (Figure II.31).

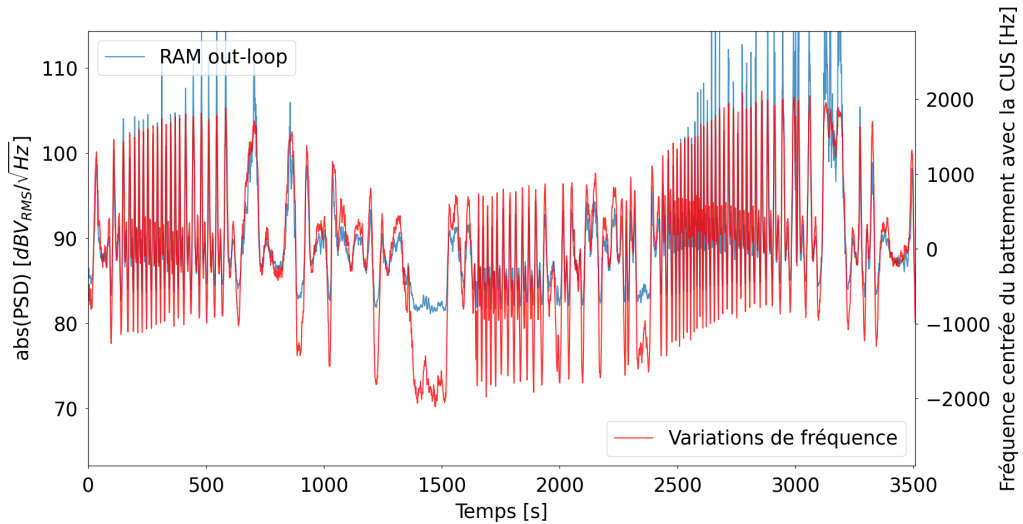


FIG. II.25 En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu la puissance de la RAM sur la lumière à 532 nm envoyée vers le Banc V1.

Ensuite, la RAM attendue en sortie d'EOM était décorrélée des fluctuations rapides de fréquences (Figure II.26). La cavité se situait donc nécessairement entre les EDFA et les coupleurs visibles (ces composants sont inclus dans les composants pouvant causer la cavité).

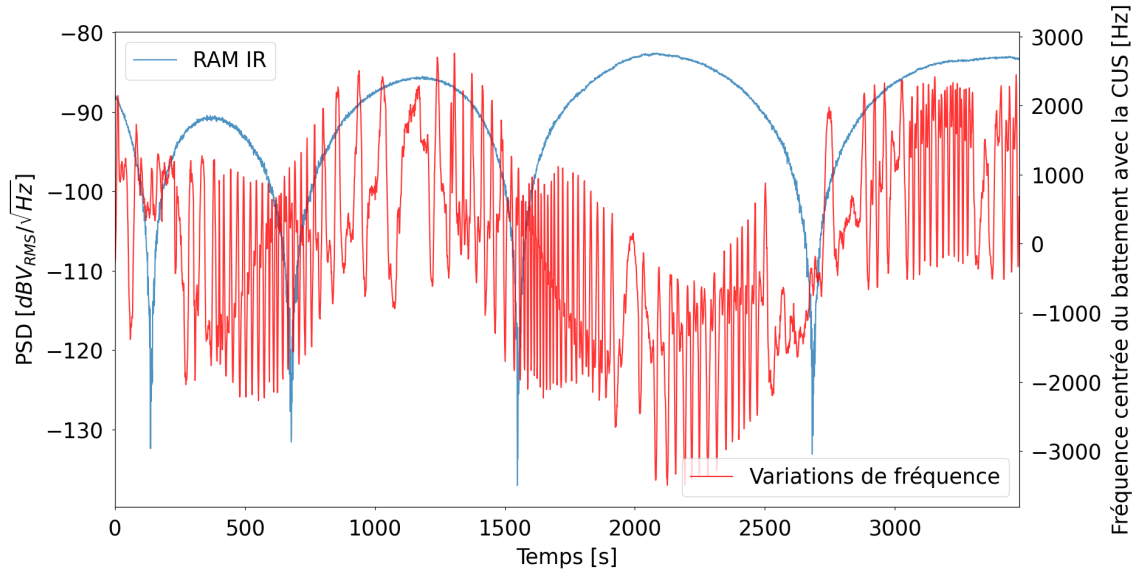


FIG. II.26 En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu la puissance de la RAM sur la lumière à 1596 nm, en sortie d'EOM, soit avant les amplificateurs.

Enfin, nous avons pu supposer la source de l'effet étalon en asservissant en fréquence le laser le plus rapidement possible après avoir allumé les EDFA : on observait alors des oscillations très rapides (période inférieure à une seconde), qui finissaient par ralentir pour atteindre le régime stationnaire après 30 minutes (Figure II.24). Le même phénomène était observé lorsqu'on changeait la température de la partie supérieure du boîtier (où sont les EDFA). De plus en rajoutant des isolateurs avant et après les EDFA aucune différence n'était observée.

Les fluctuations de RAM observées étaient dues à des fluctuations de température de la cavité, changeant sa longueur et donc son Intervalle Spectral Libre (ISL). Nous avons fait alors l'hypothèse que si la cavité était suffisamment grande, nous pourrions voir les oscillations dues à des variations de fréquence du laser. En balayant la longueur d'onde du laser, en étalonnant ce balayage à l'aide de la différence de fréquence entre les composantes de l'amas, on pourrait alors mesurer l'ISL, et déduire la longueur de la cavité :

$$\text{ISL} = \frac{c}{2L} \quad (\text{II.25})$$

La cavité était effectivement suffisamment longue pour qu'on puisse mesurer l'ISL comme illustré par la Figure II.27. Nous avons pu mesurer un $ISL = 84 \pm 4 \text{ MHz}$ à 532 nm, ce qui correspondait à une longueur de fibre de 3.7 m dans l'infrarouge.

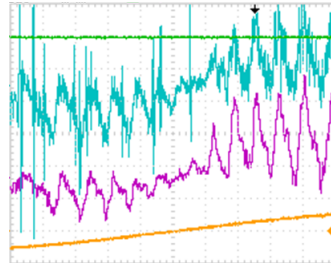


FIG. II.27 Mesures de l'ISL avant l'intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. Le déséquilibre de la détection équilibrée met en exergue les oscillations dues à l'effet étalon. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div^{-1}).

Suite à ces mesures nous avons contacté le fournisseur des EDFA, qui nous a confirmé que la longueur mesurée pouvait correspondre à des longueurs de fibres attendues dans leurs produits. Ils nous ont par ailleurs informés que lors de la fabrication des modules ils ne disposaient pas assez d'isolateurs à 1585 nm et qu'ils avaient été remplacés par des isolateurs à 1550 nm. Nous leur avons donc renvoyé les EDFA. Ils ont commandé de nouveaux isolateurs et les ont installés. Ils ont aussi raccourci quelques fibres à l'intérieur des EDFA, et nous les ont renvoyés.

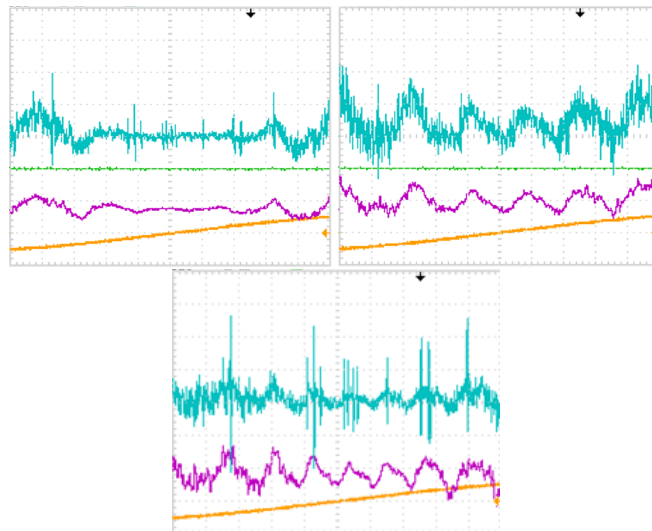


FIG. II.28 Mesures de l'ISL après la première intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. En haut la mesure d'ISL d'un des deux EDFA : à gauche le signal avec un bon équilibrage permettant de réaliser l'étalonnage du balayage, à droite le signal avec un mauvais équilibrage permettant de mesurer l'ISL. En bas la mesure d'ISL pour l'autre EDFA. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div^{-1}).

À leur retour nous avons effectivement mesuré un changement de l'ISL et donc de la longueur de la fibre : nous étions passés à un $ISL = 150 \pm 50 \text{ MHz}$ et donc une longueur de fibre de 2.0 m. Nous avons ensuite échangé les EDFA, et refait les mesures. Nous avons alors mesuré un $ISL = 220 \pm 28 \text{ MHz}$ et donc une longueur de fibre de 1.4 m. Ces mesures sont illustrées par la Figure II.28.

Les EDFA ont été renvoyés au fournisseur, qui a mesuré les différentes longueurs de fibre pour trouver d'où provenait l'effet étalon. Dans les deux EDFA, une fibre avait une longueur correspondant parfaitement aux mesures d'ISL faites : celle entre la diode de la pompe et le multiplexeur de la pompe avec la source. A priori la directivité du multiplexeur n'était pas suffisamment bonne. Ils ont décidé de rajouter un démultiplexeur entre la diode et le multiplexeur afin de rejeter la seconde réflexion sur la diode : ils mesuraient une rejection de -28 dB, c'est-à-dire le rapport entre le signal envoyé dans l'EDFA et ce qui ressortait du démultiplexeur. La directivité du multiplexeur était donc inférieure à 28 dB, soit une rétro-réflexion d'au moins 0.2 %. L'amplitude de l'oscillation était nettement plus faible (Figure II.29), mais toujours suffisante pour que l'amplitude crête des fluctuations de fréquence soient encore de quelques kHz.

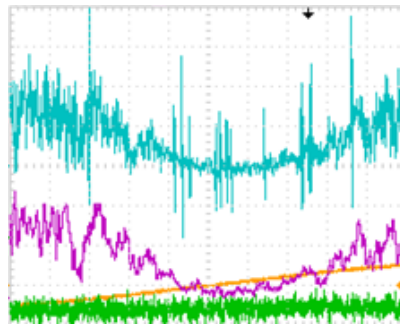


FIG. II.29 Mesures de l'ISL après la seconde intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. Mesures faites après l'ajout du démultiplexeur. L'oscillation est bien moins nette. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div^{-1}).

Au vu des résultats obtenus dans le Chapitre IV, l'ordre de grandeur de la pente du signal d'erreur est d'environ $1 \mu\text{V Hz}^{-1}$. Les spécifications du CNES pour les opérations au sol de la mission peuvent s'approximer à des écarts de fréquence de 10 Hz. On peut donc estimer qu'une variation de $10 \mu\text{V}$ du signal d'erreur engendrerait une variation non-négligeable de la fréquence du laser asservi vis-à-vis de la spécification du CNES sur le bruit résiduel de fréquence. À partir de l'équation IV.52, on peut déduire que les coefficients de réflexion de la cavité doivent être inférieurs à 0.5% ou qu'il faut un isolateur avec une isolation supérieure 30 dB entre la diode de pompe et le multiplexeur, comme illustré par la Figure II.30.

La contrainte temporelle de la date de livraison imposée par le CNES ne permettant pas un nouvel aller-retour avec le fournisseur, nous sommes passés à la technique de transfert de modulation pour s'affranchir de ce problème.

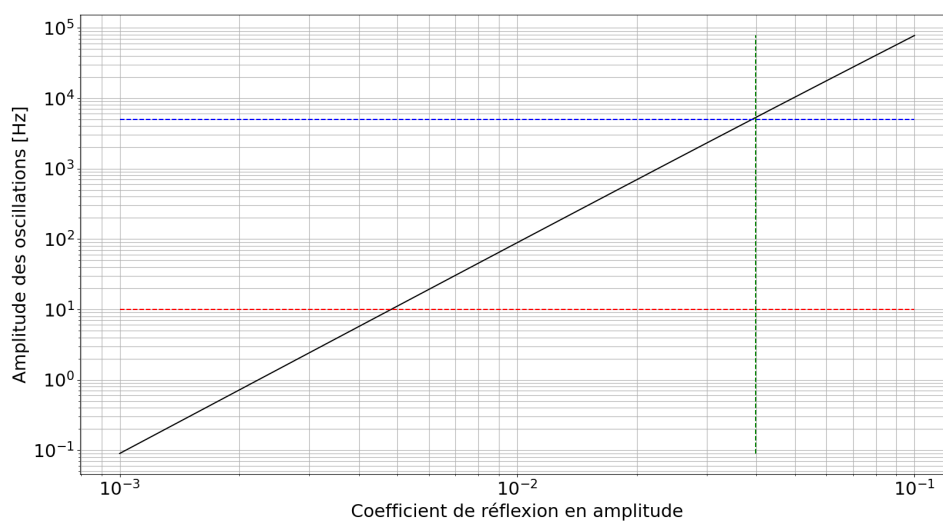


FIG. II.30 Évolution théorique de l'amplitude des oscillations en fréquence dues à un effet étalon en amont de l'amplification par les EDFA. Le signal d'erreur est généré avec la troisième harmonique de la fréquence de modulation (dérivée troisième). En pointillés verts, le coefficient de réflexion de la cavité, en supposant que la directivité du multiplexeur et la réflexion sur la diode soient égales. Cette hypothèse est certainement fautive, mais cela permet d'obtenir un ordre de grandeur des phénomènes observés. En pointillés bleus l'amplitude en fréquence des oscillations avec notre dispositif. En pointillés rouges l'amplitude en fréquence des oscillations afin qu'elles ne soient pas limitantes à une seconde.

II.6.3 Optique Non-Linéaire

Un module de Génération de Somme de Fréquences (SFG) totalement fibré n'étant pas disponible commercialement un développement spécifique important a été nécessaire pour le réaliser. Ce développement est détaillé dans le Chapitre III.

II.6.3.1 Génération de Seconde Harmonique (SHG)

Le module de Génération de Seconde Harmonique (SHG) fourni par NTT est très mature et performant. Avec 500 mW d'IR (puissance d'entrée maximale spécifiée par le constructeur), 220 mW de seconde harmonique sont générés. Les EDFA étant capables de générer 1 W, et la comparaison avec les références primaires de fréquence au SYRTE n'étant possible qu'aux longueurs d'onde des télécommunications ou à 1064 nm, nous avons rajouté un coupleur 1x2 entre l'EDFA et le SHG afin de pouvoir valider les performances du laser Télécom asservi en fréquence indépendamment de la boucle à verrouillage de phase avec le Nd:YAG maître.

II.6.3.2 Génération de Somme de Fréquences (SFG)

L'objectif du développement d'un SFG pour cette thèse n'était pas seulement de réaliser un SFG pour le banc à livrer au CNES, mais de développer le savoir-faire d'exail en matière d'optique non-linéaire et de créer un produit industriel et commercialisable. Cet objectif a été rempli car un autre SFG réalisé grâce au savoir-faire développé durant cette thèse a été vendu au Real Instituto y Observatorio de la Armada (ROA), et des modules de doublage de fréquences en guide d'onde ont été réalisés. Avec 1 W d'IR et 220 mW de seconde harmonique le SFG générant 30 mW de vert en sortie de connecteur fibré. Cette puissance de sortie, bien supérieure à l'objectif donné, nous a permis de faire des choix différents pour la spectroscopie de l'iode, qui seront détaillés dans la Partie suivante.

II.7 Banc de spectroscopie de l'iode par absorption saturée

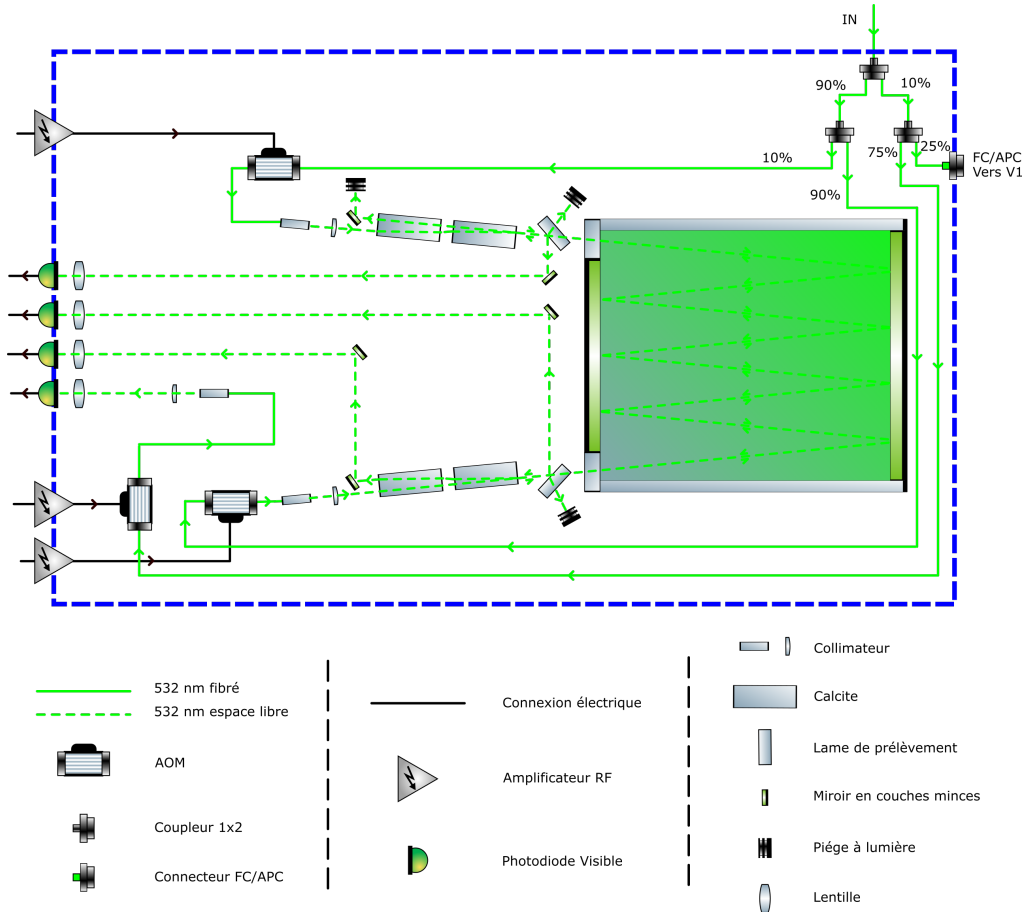


FIG. II.31 Schéma détaillé du banc de spectroscopie. En haut à droite la fibre d'entrée en sortie du système laser. A l'aide de 3 coupleurs fibrés, 4 voies sont réalisées : une pour la pompe, une pour la sonde, une pour la référence, et une pour la boucle à verrouillage de phase avec le banc V1. Les faisceaux pompe et sonde ont des polarisations croisées et sont superposés et séparés à l'aide de calcites. À gauche les photodiodes permettant avec les AOM les asservissements en puissance et la détection équilibrée.

Comme mentionné précédemment (voir la Partie II.1.2.3) et détaillé dans le Chapitre IV, les molécules de diiode étant sous forme de vapeur, les transitions hyperfines subissent un élargissement Doppler. Afin de s'affranchir de cet élargissement et afin de pouvoir utiliser la largeur naturelle des transitions hyperfines de l'iode, nous utilisons la technique de spectroscopie par absorption saturée. Ce dispositif est réalisé en espace libre. Afin d'avoir un banc compact et transportable, le savoir-faire de Kyliya a encore une fois été sollicité pour la réalisation de ce banc (voir la Figure II.49). Cette Partie détaille les différents développements et choix réalisés concernant la spectroscopie de l'iode.

II.7.1 Distribution de la puissance optique à 532 nm

La technique de spectroscopie par absorption saturée requiert la saturation des molécules à l'aide d'un faisceau pompe dont la puissance est supérieure à celle de la puissance de saturation des atomes, et l'interrogation de la transition des atomes à l'aide d'un faisceau sonde. Certains utilisent la rétro réflexion de la pompe en sortie de cellule pour le faisceau sonde, nous avons décidé d'avoir deux faisceaux totalement indépendants pour avoir plus de liberté sur les paramètres de chacun d'entre eux (diamètre des faisceaux, superposition, puissance, fréquence). Un faisceau supplémentaire est nécessaire comme référence pour la détection équilibrée des singqux de saturation de l'iode (voir la sous-partie II.7.2.2), et une dernière voie servira à l'asservissement en phase du laser maître du Banc V1.

Il faut ainsi séparer la puissance émergente du système laser à 532 nm en 4, et pour ce faire nous utiliserons 3 coupleurs 1x2 fibrés. Sur chacune des voies pompe, sonde et référence, nous aurons un AOM permettant l'asservissement en puissance (voir la sous-partie II.7.3), ainsi que pour la modulation en fréquence de la pompe. Ce dispositif est illustré par la Figure II.32.

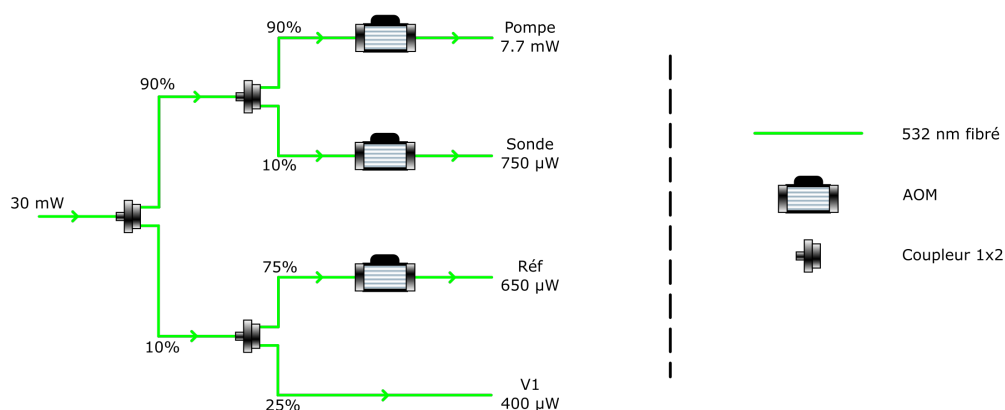


FIG. II.32 Dispositif fibré permettant la séparation de la lumière à 532 nm en 4 voies. Tous les composants sont soudés.

II.7.2 Détection équilibrée et photodiodes

Le bruit d'amplitude du faisceau sonde émergent de la cellule d'iode est composé du bruit de fréquence converti en bruit d'amplitude par la comparaison avec la transition hyperfine de l'iode, et du bruit d'intensité résiduel du système laser. Afin d'améliorer le SNR du signal d'erreur, on peut rejeter le bruit d'intensité résiduel du laser à l'aide d'une détection équilibrée. Le principe de la détection équilibrée est d'utiliser une référence dont le bruit d'amplitude est uniquement dû au bruit d'intensité résiduel du laser, et de soustraire cette référence au signal issu de la vapeur atomique. Si les puissances de la référence et du signal sont équilibrées, la différence se réduira au bruit d'amplitude issu du bruit de fréquence du laser. Ce principe est illustré par la Figure II.33.

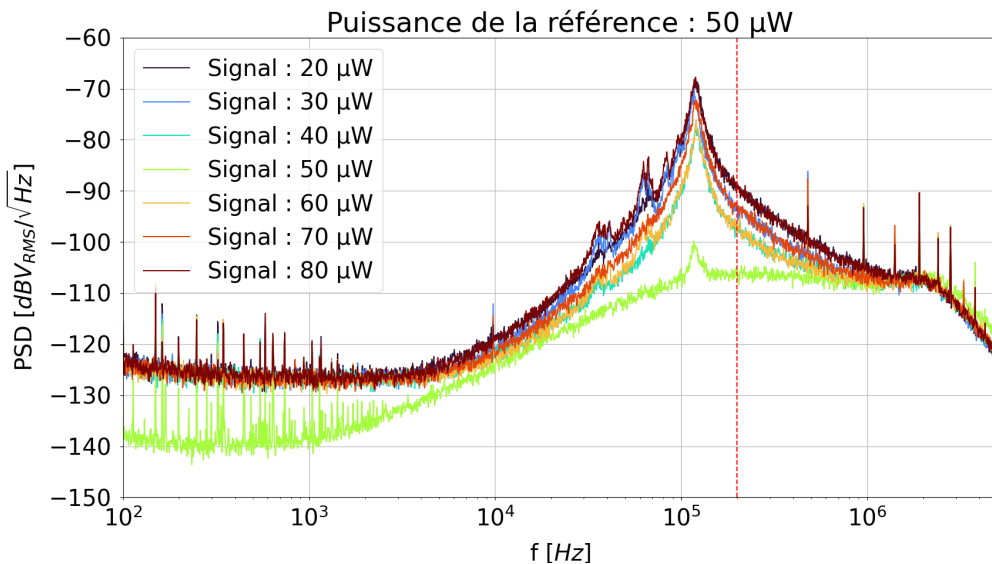


FIG. II.33 Effet du déséquilibre du signal et de la référence sur le bruit en sortie de photodiodes. La ligne en pointillés rouges marque 200 kHz, fréquence approximative à laquelle le signal est modulé. Le pic à 110 kHz est dû à la relaxation des atomes d'erbium du laser fibré.

II.7.2.1 Développement des photodiodes

Par souci de compacité, les faisceaux des asservissements en puissance de la pompe, de la sonde et ceux de la détection équilibrée ont un entraxe très faible (12 mm). Il a donc fallu intégrer quatre photodiodes avec le système électronique dans un ensemble très compact. Le système électronique donné avec la Figure II.34 devait être intégré au plus proche des photodiodes pour éviter la génération de bruits parasites. Le service électronique du SYRTE a donc conçu, développé et fabriqué un système de photodiodes intégrant les quatre photodiodes car ce système n'existait pas commercialement.

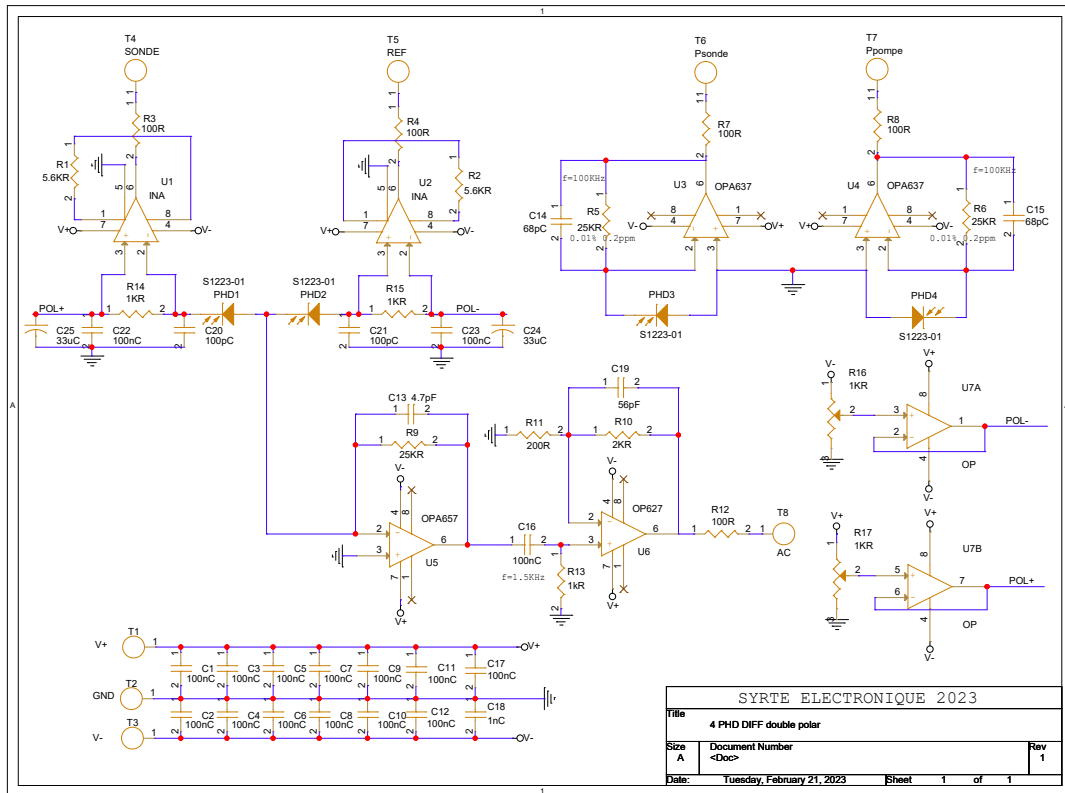


FIG. II.34 Système électronique des photodiodes. À gauche la détection équilibrée, avec en haut deux sorties DC, du signal et de la référence seuls pour les asservissements en puissances, et en bas la sortie équilibrée AC. À droite en haut les photodiodes pour les asservissements en puissance de la pompe et de la sonde.

La soustraction de la référence au signal de saturation de l'iode a été faite directement sur les intensités du courant en sortie de photodiode et non sur les tensions après amplificateurs transimpédances afin de réduire le nombre d'amplificateurs, et donc de réduire le bruit du circuit. Le choix des photodiodes utilisées a été important : un premier choix (Hamamatsu S1227-66BR) utilisant des photodiodes avec une puissance équivalent de bruit très faible ($4.2 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$) n'était finalement pas le bon car la capacité parasite était de 950 pF à cause d'une surface utile de $5.8 \times 5.8 \text{ mm}^2$. Cette capacité parasite causait un pic de bruit important à quelques MHz, qui était ensuite filtré par un filtre passe-bas (voir le schéma Figure II.34 et la PSD de bruit Figure II.35). Le second choix (Hamamatsu S1223-1) était bien plus judicieux : malgré une puissance équivalent de bruit un peu plus élevée ($1.3 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$) la capacité parasite était de seulement 20 pF, ce qui rendait le comportement global du système de photodiodes beaucoup plus sain (Figure II.35). La surface utile étant plus faible ($3.6 \times 3.6 \text{ mm}^2$), il a fallu rajouter des lentilles afin de focaliser les faisceaux (voir Figure II.31).

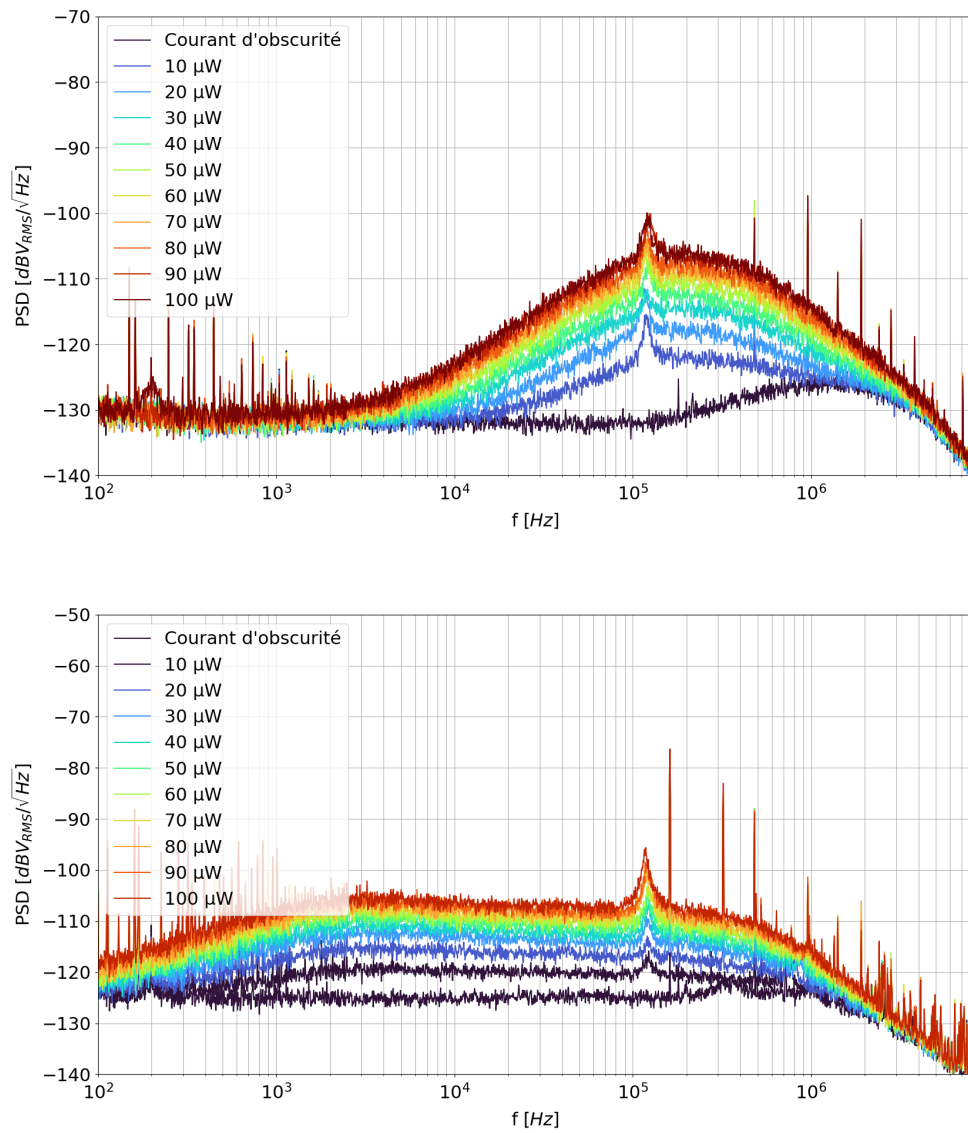


FIG. II.35 Densité spectrale de puissance du bruit de la détection équilibrée, avec les puissances de la référence et du signal équilibrées. En haut avec les photodiodes Hamamatsu S1227-66BR, en bas avec les photodiodes Hamamatsu S1223-1.

II.7.2.2 Développement de la détection équilibrée

La détection équilibrée nécessite donc un équilibrage fin de la référence et du signal. Cet équilibrage doit être dynamique, car des changements des paramètres de spectroscopie sont nécessaires lors de l'étude métrologique du dispositif (pression, puissance). Lors des précédents travaux réalisés au SYRTE, ce réglage était réalisé à l'aide d'une densité neutre variable. Il fallait le refaire régulièrement à la main, et la densité neutre était très encombrante. Cette solution n'était donc pas envisageable pour le système à livrer au CNES.

II.7.2.2.1 Utilisation d'une lame à retard de phase variable

La possibilité d'utiliser une lame à retard de phase variable combinée avec un polariseur a été étudiée. La lame à retard de phase était une lame à cristaux liquides commercialisée par Thorlabs (LCC1111U-A, voir la Figure II.36), aux bornes de laquelle l'application d'une tension variable permettait de régler le retard de phase entre 0 et $\lambda/2$.

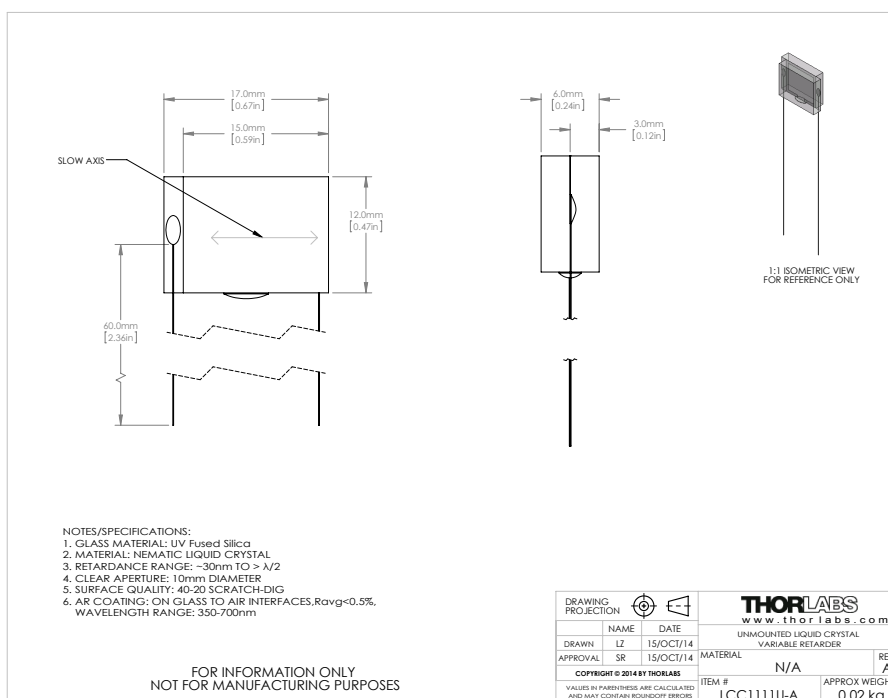


FIG. II.36 Plan mécanique de la lame de phase à cristaux liquides LCC1111U-A.

Des tests ont été réalisés en utilisant le dispositif illustré par la Figure II.37. Les tests étaient réalisés avec un signal RF carré d'une fréquence de 2 kHz selon les recommandations du fabricant. Une étude du champs magnétique induit par ce signal a été réalisé car ce composant aurait été intégré avec le dispositif optique en espace libre. Il aurait donc été à l'intérieur du blindage externe (voir sous-partie II.7.5), et il fallait s'assurer que le champs magnétique induit ne perturberait pas les transitions de l'iode à cause de l'effet Zeeman. Le champ magnétique induit aurait été de l'ordre de la fraction de μG .

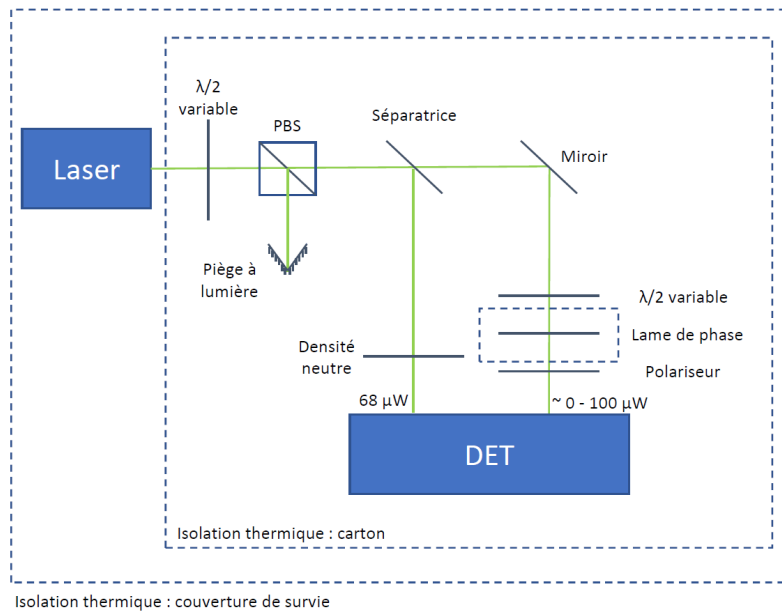


FIG. II.37 Dispositif de test de lame à retard de phase variable. La lame demie-onde était réglée de manière à ce que la puissance en sortie de polariseur soit maximisée avec une tension nulle aux bornes de la lame à cristaux liquides. Les encadrés en pointillés sont des isolations thermiques.

La dynamique d'atténuation offerte par ce dispositif était largement suffisante au réglage de la détection équilibrée (voir la Figure II.38).

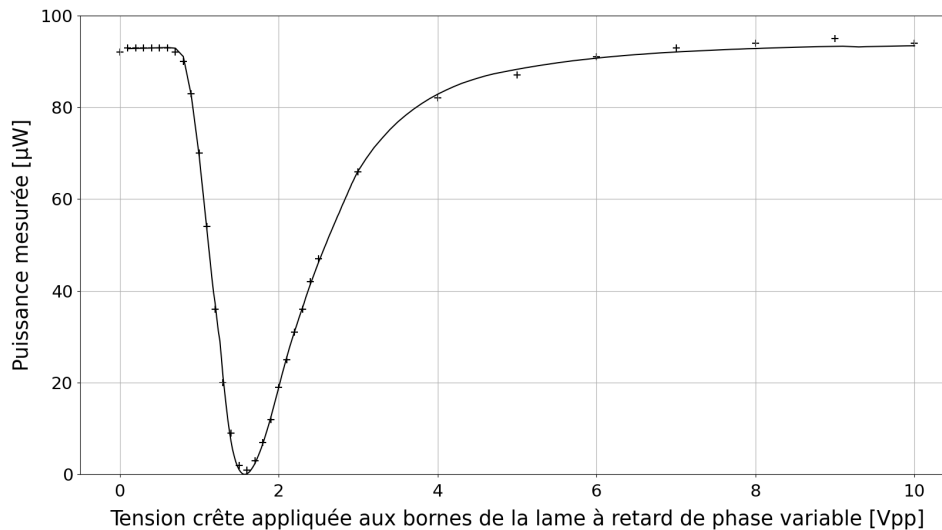


FIG. II.38 Caractérisation de la dynamique du dispositif d'atténuation avec la lame de phase.

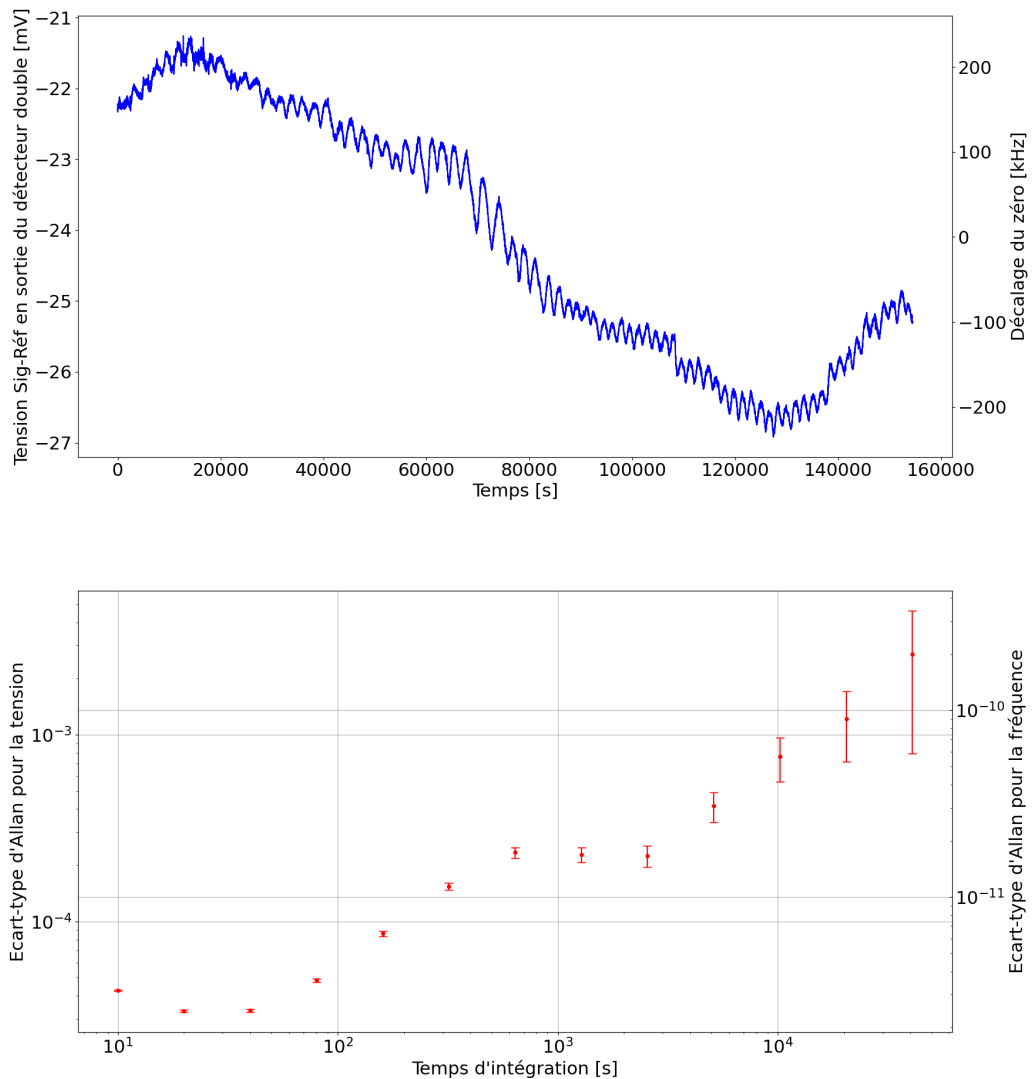


FIG. II.39 Mesures de la stabilité de la détection équilibrée avec la lame de phase à retard variable. Les puissances ne sont pas asservies. La tension du signal et de la référence sont d'environ 530 mV. En haut : la différence de tension temporelle. On voit nettement l'effet de la climatisation. En bas l'écart-type d'Allan de cette mesure. L'estimation de l'effet sur la fréquence du laser asservi est faite pour une pente du signal d'erreur de 1 V MHz^{-1} (voir Chapitre IV).

Malgré une forte sensibilité à la température, la stabilité du dispositif aurait offert les performances nécessaires à la réalisation de la détection équilibrée (voir Figure II.39). Cependant la lame était encombrante, fragile (la connection aux bornes de la lame a été cassée) et les cristaux liquides sont prônes au photo-noircissement à ces longueurs d'onde.

II.7.2.2.2 Utilisation d'un Modulateur Acousto-Optique

Suite aux puissances obtenues en sortie de système laser, supérieures à celles attendues, il a plutôt été décidé de rajouter une voie au coupleur fibré et un AOM pour réaliser l'équilibrage.

Afin de s'assurer qu'il n'y ait pas de dérive de la référence relativement au signal, un asservissement de la référence a été mis en place. Un asservissement en tension sur une référence de tension interne ne suffisait pas : il y avait toujours une dérive dans le temps. Nous avons donc asservi la référence sur le signal en sortie de la vapeur atomique. La bande passante de l'asservissement en puissance doit être deux ordres de grandeurs inférieure à la fréquence de modulation : sinon le bruit de la référence à la fréquence de modulation se décorrélait de celui du signal, on avait alors une augmentation du bruit en sortie de détection équilibrée, et la référence recopiait le signal modulé en amplitude, on avait alors une diminution du signal en sortie de détection équilibrée.

La bande passante de l'asservissement en puissance de la sonde nécessitait aussi d'être deux ordres de grandeur inférieure à la fréquence de modulation sous peine de voir le bruit du signal se décorréler de celui de la référence et donc d'avoir une augmentation du bruit en sortie de détection synchrone (voir la Figure II.40).

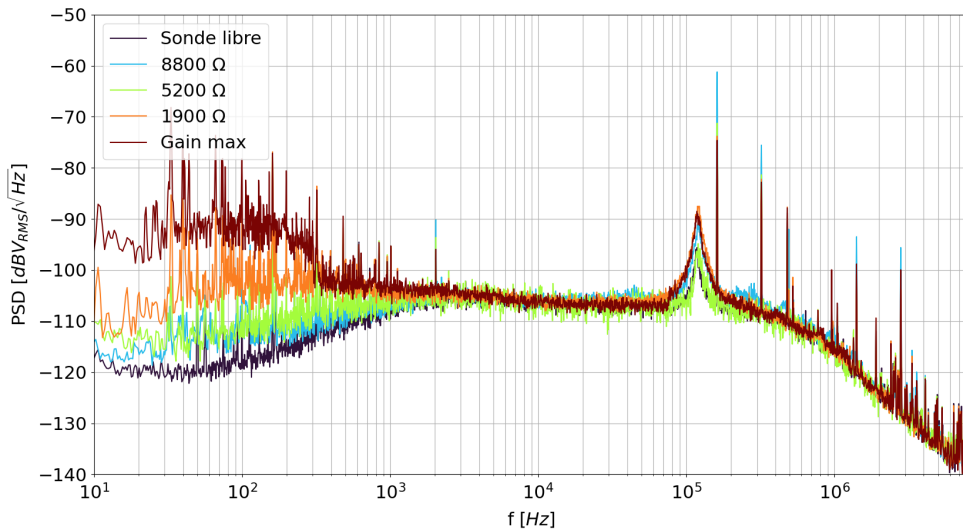


FIG. II.40 Effet du gain de l'asservissement en puissance de la sonde sur le signal de la détection équilibrée.

Grâce à ce dispositif, une rejection du bruit résiduel d'intensité du laser de 25 dB a été obtenue.

II.7.3 Asservissements des puissances optiques

Les niveaux d'énergie de la transition de l'iode dépendent du potentiel dans lequel se trouvent les molécules. La fréquence des transitions hyperfines va ainsi varier en fonction de la puissance optique des faisceaux vus par les molécules. Ce décalage en fréquence induit par la puissance optique - POver Induced Frequency Shift (POIFS) est quantifié dans le Chapitre IV et vaut typiquement quelques centaines de Hz/mW à quelques kHz/mW [32]. La fréquence du laser à 532.245 nm (longueur d'onde de l'amas R 56[32-0]) est de 563 THz, donc pour atteindre un POIFS relatif inférieur à 10^{-14} , il faudrait une instabilité en puissance en terme d'écart-type d'Allan de $10^{-4}\tau^{-1/2}$. Or le bruit résiduel d'amplitude des EDFA est de quelques pourcent en régime stationnaire. Il faut donc avoir un asservissement en puissance pour que le POIFS ne limite pas notre stabilité.

L'asservissement en puissance se fait en trois étapes, et son principe est détaillé par la Figure II.41 :

- La génération du signal d'erreur : on prélève une partie de la puissance optique en entrée de la cellule d'iode, et on soustrait la tension en sortie de la photodiode à une tension de référence ajustable : la consigne.
- La génération de la commande : à l'aide d'un intégrateur pur avec un gain ajustable.
- La contre réaction : on envoie la commande sur un atténuateur variable RF, ce qui va avoir pour effet d'ajuster la puissance RF envoyée sur l'AOM et donc d'ajuster l'efficacité de l'AOM et ainsi la puissance du faisceau.

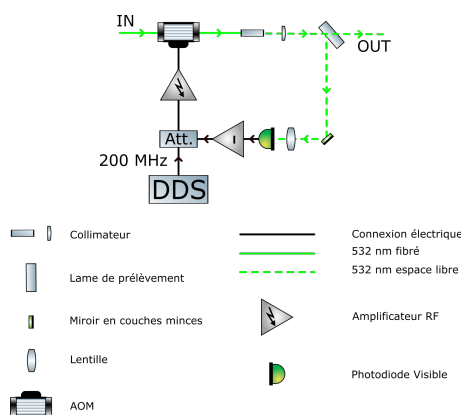


FIG. II.41 Schéma de principe des asservissements en puissance réalisés pour ce banc de spectroscopie.

La même approche est utilisée pour la stabilisation des puissances optiques des faisceaux pompe, sonde et référence. Dans le cas de l'asservissement de la puissance optique du faisceau de la référence, la tension de comparaison utilisée est celle extraite de la photodiode associée au faisceau sonde (voir la Figure II.34). La pompe aura une bande passante maximale, tout en évitant l'oscillation de la boucle d'asservissement. La sonde, dont la puissance optique est d'environ un dixième de celle de la pompe, n'a pas des contraintes aussi fortes sur la stabilité en puissance, et comme vu dans la sous-partie précédente, un excès de bande passante dégrade le SNR (voir Figure II.40). Ainsi la bande passante de l'asservissement sera 2 ordres de grandeurs inférieure à la fréquence de modulation (voir la Figure II.45).

II.7.3.1 Réalisation des asservissements de puissances optiques

Les lames de prélèvement possèdent une face non traitée et une face traitée anti-reflet et sont par ailleurs prismatiques afin d'éviter les réflexions parasites qui pourraient se superposer au faisceau et créer des effets étalons. La face de prélèvement est non traitée afin de garantir le plus de stabilité de prélèvement possible, puisque la puissance réfléchie ne dépend que de l'angle d'incidence, dont la variation avec les techniques d'assemblage Kyliya est très faible (quelques dizaines de μrad) et de la dépendance de l'indice de la silice aux fluctuations de température qui est aussi très faible pour les variations de températures dans des conditions normales de laboratoire : $\frac{dn}{dT} \approx 13 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour la silice [46].

Le circuit électronique des photodiodes d'asservissement en puissance est simplement constitué de la photodiode avec un amplificateur transimpédance tel qu'illustré par la Figure II.42.

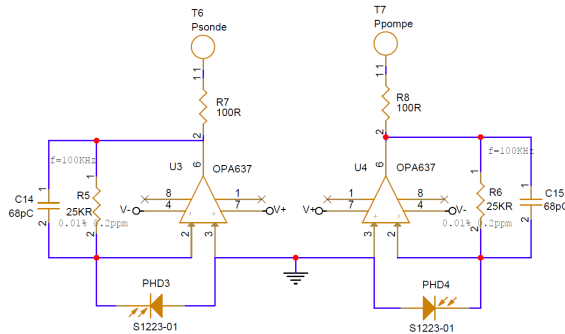


FIG. II.42 Schéma électronique des photodiodes pour l'asservissement en puissance de la sonde et de la pompe. Les sorties DC de la référence et du signal suivent le même schéma, voir la Figure II.34.

Les circuits électroniques permettant l'asservissement en puissance (power-lock) génèrent les signaux d'erreur en faisant la différence entre la tension de la photodiode et une référence de tension ajustable à l'aide d'un pont diviseur de tension, puis applique la commande obtenue à partir d'un intégrateur pur à un atténuateur RF (TFAS-2SM) qui prend en entrée le signal RF issu d'un synthétiseur et qui sort le signal RF atténué. Le point de fonctionnement optimal de l'atténuateur RF se situe au centre de sa dynamique d'atténuation, afin d'obtenir une réponse linéaire d'atténuation en fonction de la tension de la commande. L'atténuateur aura une dynamique de -10 à -4 dB, avec un point de fonctionnement optimal à -7 dB.

Les power-locks de la pompe et de la sonde sont intégrés dans le même boîtier et partagent la même référence 10 V.

Les AOM fibrés sont fournis par Gooch and Housego et leurs performances et le conditionnement sont donnés dans la Partie II.5.3. Les power-lock ajustant la puissance RF injectée dans les AOM pour asservir la puissance optique, il ne faut pas être au sommet de la courbe d'efficacité des AOM pour pouvoir s'asservir, sinon la dynamique de l'asservissement en puissance ne suffira pas.

II.7.3.2 Résultats

Les asservissements de puissance présentent des bruits résiduels d'intensité inférieurs à 10^{-4} en terme d'écart-type d'Allan à 1 s (Figures II.44 et II.45), et leur contribution aux instabilités de fréquence relative est bien inférieure à 10^{-14} jusqu'à 100 s (voir Chapitre IV et Figure V.5). Les corrélations entre les courbes temporelles semblent indiquer que la stabilité des puissances pompe et sonde sont limitées par la référence de tension. Par ailleurs, la dérive observée n'est pas présente jusqu'à 1000 s sur des mesures effectuées en hiver, période de l'année pendant laquelle les fluctuations du laboratoire sont moins importantes qu'en été à cause de la climatisation. Il est donc possible que la référence de tension soit sensible aux fluctuations thermiques de l'environnement.

II.7.4 Cellule d'iode

Le corps de la cellule d'iode en quartz est fabriqué par Rubis Précis à Besançon, le polissage pour l'adhérence moléculaire et les surfaces optiques sont faites par Meopta (Cz) et elle est remplie par l'Institut of Scientific Instrument de la République Tchèque (ISI, Brno) et fait partie d'un développement d'une nouvelle génération de cellule d'iode. Afin d'éviter les pertes aux interfaces et afin d'augmenter la compacité du système, des traitements réfléchissants résistants à la corrosivité de l'iode ont été intégrés sur les faces internes de la cellule. La face avant de la cellule est prismatique afin d'éviter un effet étalon d'une réflexion parasite. Le plan détaillé de la cellule est donné en Annexe A. Un problème potentiel de cette solution est qu'il existe un recouvrement non nul des faisceaux sur eux mêmes et donc que d'autres classes de vitesse sont interrogées (Chapitre IV). En effet, les traitements réfléchissants étant à l'intérieur de la cellule, il y aura un recouvrement non nul entre un faisceau et sa réflexion (voir la Figure II.43). Pour 8 passages, avec le volume de recouvrement est de 8% du volume total d'interaction entre la lumière et les molécules.

Avec la modulation en fréquence de la pompe pour le transfert de modulation, cet effet pourrait déformer la raie. Pour pallier ce problème, il est possible de mettre une différence de fréquence du signal RF injectés dans les AOM sonde et pompe, afin d'écarter la raie parasite de la raie principale. En faisant cela, aucune raie parasite n'a été observée en balayant la longueur d'onde du laser. Nous en avons déduit que l'amplitude de la raie parasite était trop faible pour perturber la raie principale. Aucun effet sur le bruit résiduel de fréquence n'a pu être observé non plus.

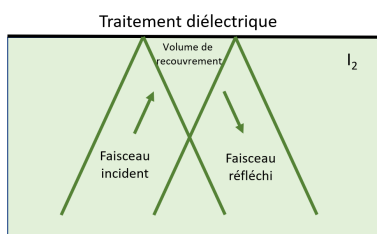


FIG. II.43 Schéma du recouvrement des faisceaux dans la cellule dû au revêtements réfléchissants intégrés à la cellule.



FIG. II.44 Caractérisation de l'asservissement en puissance de la pompe. En haut : PSD en sortie de la photodiode d'asservissement de puissance pompe. Au centre une mesure de la tension en sortie de photodiode de contrôle du faisceau pompe, en bas son écart-type d'Allan.

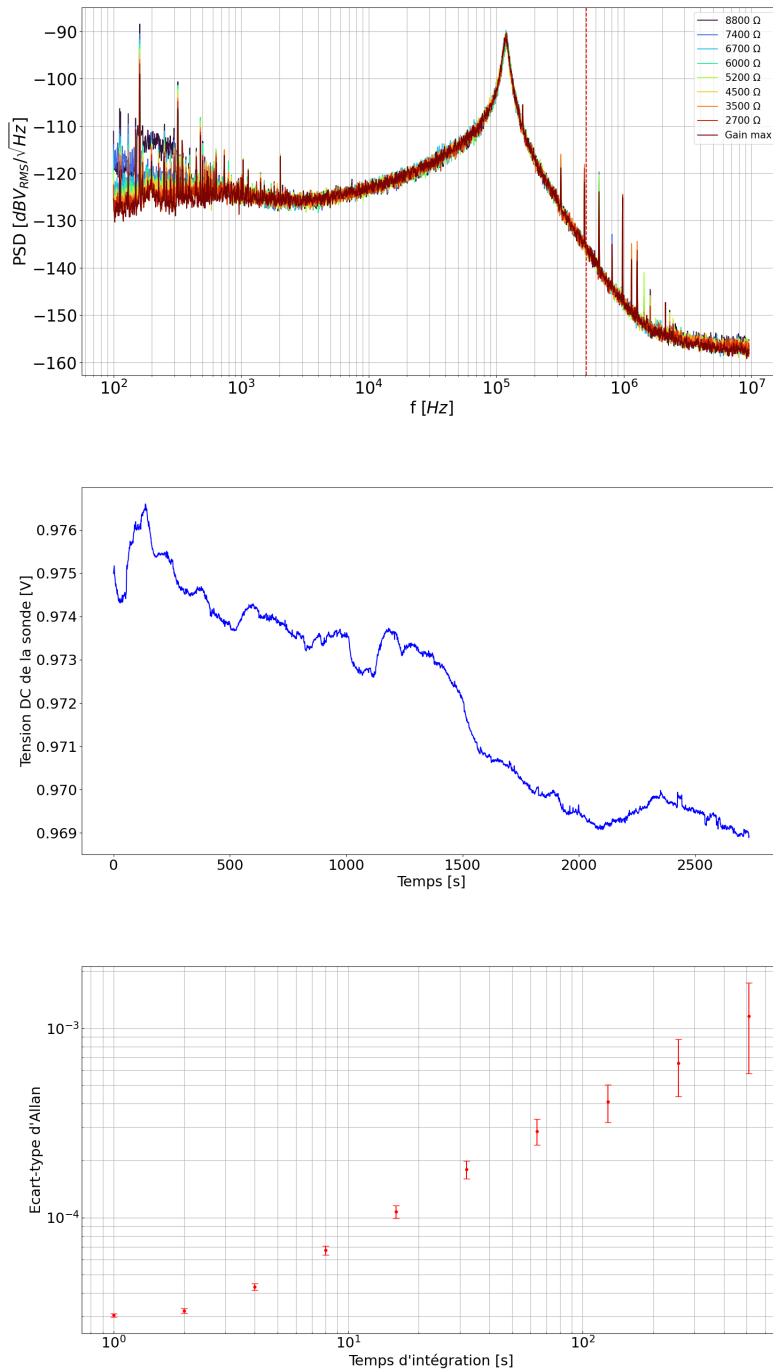


FIG. II.45 Caractérisation de l'asservissement en puissance de la sonde. En haut : PSD en sortie de la photodiode d'asservissement de puissance sonde. Au centre une mesure de la tension en sortie de photodiode de contrôle du faisceau sonde, en bas son écart-type d'Allan.

La pression d'iode dans la cellule est réglée en ajustant la température d'un doigt en quartz. Cela va avoir pour effet de changer la pression de vapeur saturante de l'iode, indépendamment de la quantité d'iode initialement présente dans la cellule, et donc faciliter le travail de l'ISI pour le remplissage, et améliorer la répétabilité et la stabilité de la pression dans la cellule. En effet, réaliser un asservissement du doigt froid de la cellule est relativement simple. La difficulté est de réaliser un système de refroidissement compact et transportable. L'assemblage mécanique du système de refroidissement autour du doigt froid est assez contraignant. Le doigt en quartz étant fragile il est facilement cassable, d'autant plus quand le système est transporté. Le système de refroidissement a donc du être reconçu à plusieurs reprises car le doigt a été cassé deux fois, ce qui a engendré un retard considérable sur le développement. Les variations de pression induisant un décalage en fréquence - Pressure Induced Frequency Shift (PIFS) de quelques kHz Pa^{-1} [32] (voir Chapitre IV) et la pression étant typiquement de 1 Pa, le bruit résiduel de pression saturante de l'iode doit être inférieur à 10^{-4} en terme d'écart-type d'Allan. L'impact du bruit résiduel de pression sur le bruit résiduel de fréquence est donné par la Figure V.5.

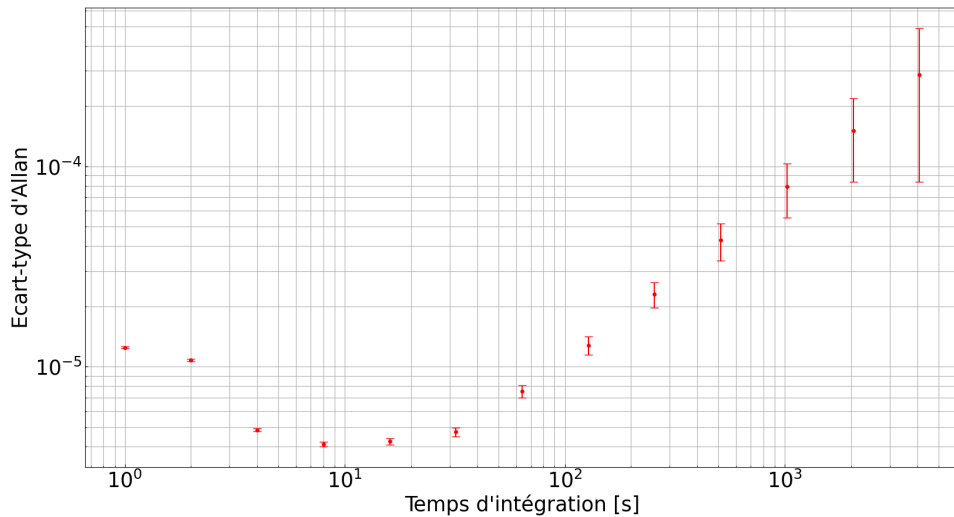


FIG. II.46 Estimation de la stabilité de la pression de l'iode. La pression est donnée selon la formule IV.48 [47] et est calculée à partir d'une thermistance de contrôle du doigt froid.

Il a été décidé d'effectuer 8 passages (repliement par réflexions successives sur les faces internes de la cellule) dans la cellule car cela donne une longueur d'interaction d'1m20 dans la cellule ce qui correspond aux recommandations du BIPM [31]. Cette recommandation se base sur l'absorption à une pression limitant l'élargissement Doppler. En effet, pour 1m20 d'interaction entre la lumière et les molécules, et à 1 Pa, l'absorption optique est d'environ 50%, ce qui permet de travailler avec des puissances optiques raisonnables sur les photodiodes.

II.7.5 Blindages magnétiques autour du banc et de la cellule

Les travaux précédents du SYRTE ont démontré que l'iode était sensible à l'effet Zeeman avec un décalage en fréquence de $-354 \pm \text{Hz G}^{-1}$ avec un dispositif à 1542 nm, soit 1 kHz G^{-1} à 514 nm, soit $2 \times 10^{-15} \text{ mG}^{-1}$ en valeur relative [3]. Selon l'environnement dans lequel se trouve le dispositif cette contribution peut dégrader la stabilité en fréquence du laser. Pour minimiser cette sensibilité deux blindages magnétiques ont été intégrés au banc de spectroscopie : un blindage interne, directement autour de la cellule, et un blindage externe, englobant tout le banc optique en espace libre. L'atténuation du champ magnétique par les deux blindages et d'un facteur supérieur à 200. Des mesures dans l'environnement du laboratoire ont été effectuées et sont récapitulées par la Figure II.47.

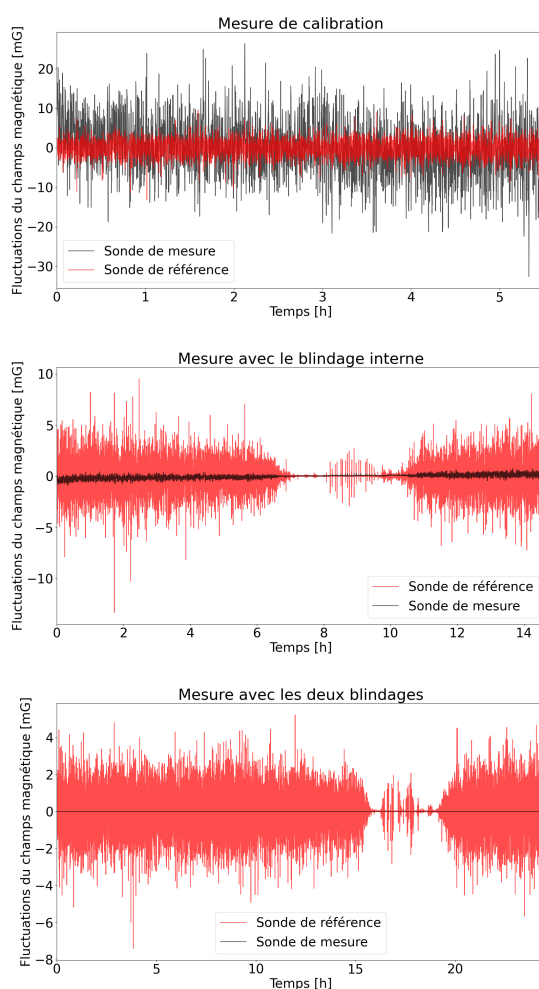


FIG. II.47 Mesures du champ magnétique dans l'environnement du laboratoire du SYRTE. En haut : mesures d'étalonnage entre les deux sondes, celle de référence et celle pour la mesure. Au milieu : la sonde de mesure est placée dans le blindage interne. En bas : la sonde de mesure est placée dans les deux blindages. Les périodes de calme sont dues à l'arrêt des transports en commun dans Paris, avec une activité résiduelle due aux travaux d'été sur les voies ferrées du RER B. La dernière mesure du champ dans les deux blindages est limitée par la résolution de l'appareil.

II.7.6 Mise en forme et superposition des faisceaux dans la cellule d'iode

La superposition et la séparation des faisceaux pompe et sonde sont faites à l'aide de cristaux biréfringents : des calcites. Les faisceaux ont des polarisations croisées, et il a fallu mettre deux calcites d'affilée car les fournisseurs ne pouvaient produire une calcite suffisamment longue (55 mm) pour totalement séparer les deux faisceaux de 2.5 mm de diamètre. Des cristaux biréfringents ont été choisis car leur pouvoir séparateur de polarisation est meilleur et plus stable que les Polarization Beam Splitter (PBS) avec treillis métalliques ou à revêtement diélectrique (resp. PER > 50 dB et PER > 25 dB).

Les collimateurs ont été fabriqués de manière à avoir un faisceau sonde et pompe respectivement de diamètres 2.5 et 2.8 mm et pour que la position du waist se trouve au milieu du trajet optique dans la cellule d'iode.

L'assemblage se fera le plus possible en optimisant le couplage du faisceau d'un collimateur dans la fibre de l'autre (on sera autour de 60% de couplage) avec une optimisation du SNR sur les dernières étapes quand le couplage n'est plus possible.

II.8 Conclusion

Le Chapitre V traitant de la métrologie en fréquence du banc illustre que les spécifications du CNES sont atteintes. Le système laser et le banc de spectroscopie font chacun 15 L, sont transportables et sont affranchis de maintenance. Le système laser comprend des composants entièrement fibrés (voir la Figure II.48), avec le sommateur de fréquence fabriqué avec des techniques qui ont passé les qualifications en choc et vibration du spatial. Le banc de spectroscopie est fabriqué avec les mêmes techniques (voir la Figure II.49), et le système de refroidissement de l'iode a été malgré nous éprouvé pour être transportable.

Avec le recul certains choix auraient certainement été fait différemment :

- En maintenant la technique de transfert de modulation, nous n'aurions utilisé qu'un seul EDFA avec un coupleur pour alimenter le doubleur de fréquence et le sommateur.
- Il aurait fallu rajouter une compensation de la RAM pour la modulation de la fréquence à travers l'AOM de la pompe.
- Une reconception globale du banc est nécessaire pour faciliter les interventions. Nous étions limité pendant ce développement par ce facteur qui faisait que nous ne pouvions faire aucun changement sur le dispositif une fois intégré.
- Accorder plus d'importance à l'équilibrage de la longueur des différentes voies du banc de spectroscopie.

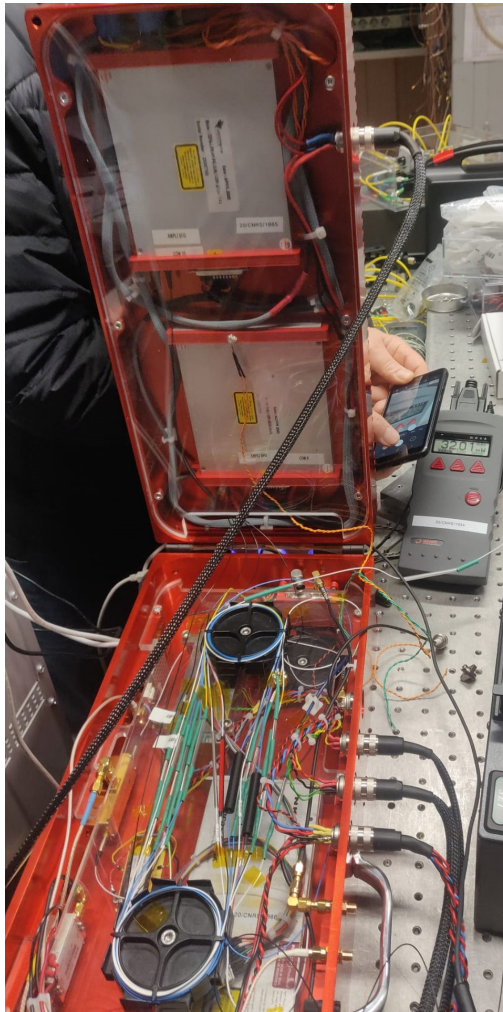


FIG. II.48 Photographie du système laser ouvert et en fonctionnement.

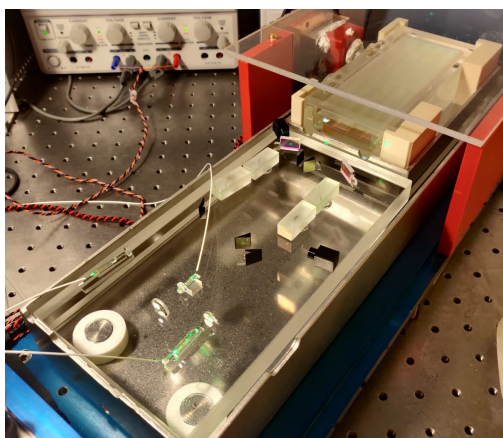


FIG. II.49 Photographie du banc de spectroscopie.



FIG. II.50 Photographie du dispositif complet livré au CNES lors de son développement au SYRTE (schéma en Figure II.1). À gauche la référence de fréquence, à droite les lasers Nd:YAG.

Chapitre III

Génération de troisième harmonique

III.1 Introduction

III.1.1 Définition du besoin pour la spectroscopie de l'iode

Afin de répondre au besoin du CNES et de réaliser une référence de fréquence stabilisée sur l'iode, il faut générer une radiation à 532.245 nm qui correspond à la moitié de la longueur d'onde nominale de la mission LISA (voir Partie II.1). Historiquement, les dispositifs de spectroscopie par absorption saturée de vapeurs d'iode réalisés à ces longueurs d'onde, avec des paramètres et résultats proches de ceux donnés dans cette thèse, utilisaient quelques mW de puissance pour le faisceau pompe et quelques centaines de μ W pour le faisceau sonde [1, 32, 38–40, 42, 43, 48–50]. En évaluant les pertes d'insertion totales entre la source et la vapeur d'iode à 50% (3 dB), j'ai estimé que la puissance nécessaire à 532.245 nm (563.2603 THz) est de l'ordre de 10 mW. Suite aux résultats obtenus dans le cadre de cette thèse (voir Partie III.3.3), le dispositif de spectroscopie réalisé utilise entre 20 à 30 mW (voir Partie IV.3.1).

La source laser choisie pour le développement de la référence de fréquence est un laser à fibre dopée à l'Erbium issu de l'industrie des télécommunications. Une conversion de longueur d'onde de l'infrarouge vers le visible est donc nécessaire. Plus spécifiquement, une opération de triplage de fréquence sera réalisée. On partira donc d'une source émettant à 1596.735 nm (187.7534 THz), cette longueur d'onde d'émission dans l'infrarouge étant accessible par les technologies utilisées dans les télécommunications sans dégradation des performances (voir Partie II.2).

Afin d'effectuer l'opération de triplage de fréquence, nous utiliserons des phénomènes de l'Optique Non-Linéaire (ONL). Certains matériaux présentent des phénomènes non-linéaires lorsqu'une onde électromagnétique s'y propage. Cela a pour effet d'offrir la possibilité de modifier la fréquence de l'onde électromagnétique ou de la faire interagir avec d'autres ondes électromagnétiques. Ainsi on peut entre autres sommer les fréquences de deux ondes, avec comme cas particuliers la différence, le doublage, ou le triplage de fréquences. Les principes et les détails de ces interactions sont détaillés dans la Partie III.2. Plus précisément, pour tripler la fréquence du laser fibré, nous réaliserons d'abord un doublage de fréquence ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$) puis une somme de fréquence ($2\omega + \omega \rightarrow 3\omega$), et non

pas directement un triplage de fréquence par soucis de rendements (voir Partie III.2.1.8). Ces deux opérations nécessitent chacune un cristal non-linéaire dédié.

La réalisation de cette conversion de fréquence devra donc pouvoir permettre la génération de plus de 10 mW à 532.245 nm le plus efficacement possible, sur un intervalle de longueurs d'onde très supérieur à la largeur de l'amas R 56[32-0] de l'iode (soit 1 pm, voir la Partie IV.2). Afin de préserver la raison du choix d'une source télécom cette conversion devra se faire en utilisant des composants fibrés (voir Partie II.1). Un composant effectuant l'opération de sommation de fréquence répondant à cette dernière contrainte n'existait pas avant l'implication de Kyla dans le projet (ancien nom de la division solutions photoniques d'exail). Il a donc fallu le développer et augmenter son niveau de maturité technologique.

Ce chapitre détaillera les phénomènes d'ONL utilisés dans cette thèse, le développement du composant SFG réalisé dans le cadre de cette thèse, et d'autres développements réalisés en parallèle. En effet, comme précédemment mentionné dans la Partie .3, cette thèse porte aussi sur le développement du savoir-faire et de la gamme de produits d'exail dans le domaine de l'ONL.

Le couplage entre les lasers Nd:YAG et le laser Télécom nécessite aussi un doublage en fréquence d'un des laser Nd:YAG (1064 nm→532 nm), comme expliqué dans la Partie V.3.1. Cette opération à ces longueurs d'onde étant parfaitement maîtrisée par l'industrie, elle ne sera pas détaillée ici.

III.1.2 État de l'art - Sources à 532 nm

Les sources utilisées aujourd'hui pour générer des radiations à 532 nm sont principalement des lasers Nd:YAG doublés à l'aide de cristaux Titanyl Phosphate de Potassium (KTP). Cette opération permet de générer plusieurs dizaines de mW pour 2 W d'infrarouge. Ces lasers et le doublage sont des technologies qui utilisent l'optique en espace libre. Elles sont donc plus sensibles aux perturbations environnementales, et peuvent nécessiter de la maintenance. Il n'existait par ailleurs aucun module industriel fibré pour générer la sommation de fréquence.

La génération de la somme de fréquence est elle plus compliquée à mettre en oeuvre. Comme mentionné dans l'introduction de ce Chapitre, ce développement avait déjà quelques précédents :

- Développement par NTT Electronics et pour le SYRTE d'une puce SFG en guide d'onde avec les entrées fibrées et la sortie en espace libre. Suite à ce développement ils n'ont pas souhaité réaliser d'autres modules intégrés.
- Intégration par Kyla pour le SYRTE d'une puce SFG en guide d'onde avec entrées et sortie fibrées. Les performances de la puce se sont beaucoup détériorées jusqu'à la défectuosité du composant.
- Intégration par Kyla pour le SYRTE d'une puce Coversion dans la masse avec entrées et sortie fibrées. Les performances du module se sont dégradées mais le module est resté fonctionnel (perte de 15% des performances).

Les modules qui utilisaient des puces en guide d'onde pouvaient générer des puissances de sortie supérieures à 100 mW. La difficulté à réaliser un module sans expérience préalable en ONL et les niveaux de puissances nécessaires à la spectroscopie par absorption saturée de l'iode (10-20 mW) ont poussé le SYRTE et Kylaia à utiliser des cristaux MgO:PPLN développés par Covision. La superposition des faisceaux se fait dans la masse du cristal par opposition à des guides d'onde (Figure III.10). Leur assemblage est plus simple et les stabilités en performances meilleures, car les cristaux en guide d'onde nécessitent le couplage de faisceaux avec des waists de 5-10 μm dans des guides avec des diamètres de modes équivalents, et des tolérances sur le positionnement d'un micromètre, alors que le maintien du recouvrement de faisceaux avec des waists de plusieurs dizaines de micromètres (et donc des longueurs de Rayleigh plus longues) est beaucoup tolérant.

III.1.3 Utilisation de cristaux PPLN

Comme mentionné précédemment, des comportements non-linéaires de la lumière apparaissent sous certaines conditions. Concrètement, lorsque la lumière se propage dans un milieu avec une susceptibilité électrique non-linéaire élevée (voir Partie III.2), on peut observer des phénomènes non-linéaires. Les matériaux présentant ces propriétés sont des cristaux ayant une symétrie cristalline faible [51] (voir la Partie III.2.2), ce qui limite grandement les cristaux utilisables.

Il faut ensuite s'assurer que les cristaux soient transparents aux longueurs d'onde considérées, et qu'ils aient des seuils de dommage suffisamment élevés pour l'application envisagée. Les propriétés sur l'indice de réfraction, comme la biréfringence, la dépendance à la température ou la dispersion chromatique sont aussi à prendre en compte dans le choix du cristal.

Enfin, il faudra considérer les techniques d'usinage des cristaux : la façon dont ils sont fabriqués, les dimensions, les performances des anti-reflets disponibles et la capacité à être macroscopiquement périodiquement orientés.

En prenant en compte tous ces paramètres, certains cristaux sont considérablement plus utilisés par les acteurs industriels et scientifiques que les autres, ce qui les rend plus accessibles. Le choix d'utiliser du niobate de lithium dopé à l'oxyde de magnésium et périodiquement orienté - Magnesium Oxide doped Periodically Poled Lithium Niobate (MgO:PPLN) pour ce projet est justifié plus en détails dans la Partie III.2.2, mais son efficacité de conversion ainsi que sa capacité à être orientable en sont les principales raisons.

Le nombre de paramètres à prendre en compte étant élevé, et les données expérimentales spécifiques, il est impossible de comparer les différents cristaux simplement, mais le tableau III.1 donne les principaux discriminants, et leur valeur pour les cristaux les plus communs, avec les détails donnés dans la partie III.2.2 :

Cristaux	Systèmes cristallin (Symboles de Hermann-Mauguin)	Types d'interaction	Coefficients non-linéaires [pm V^{-1}]	Absorptions [cm^{-1}]	Périodiquement orientables
Niobate de lithium (dopé MgO à 5%)	Rhomboédrique (3m)	Type 0 ee \rightarrow e	$d_{33} = 25$	< 0.003	✓
Tantalate de lithium	Rhomboédrique (3m)	Type 0 ee \rightarrow e	$d_{33} = 14$	0.002	✓
Niobate de potassium	Orthorhombique (mm2)	Type I oo \rightarrow e Type IIB ee \rightarrow o	$d_{24} = 12$ $d_{32} = 11$	0.002	✗
Titanyl phosphate de potassium	Orthorhombique (mm2)	Type 0 ee \rightarrow e Type II eo \rightarrow e	$d_{31} = 2$ $d_{32} = 4$ $d_{33} = 15$	0.005	✓
Triborate de lithium	Orthorhombique (mm2)	Type I eo \rightarrow o Type II eo \rightarrow e	$d_{31} = 1$ $d_{32} = 1$	0.0003	✗
Borate de baryum	Rhomboédrique (3m)	Type I eo \rightarrow o Type II eo \rightarrow e	$d_{22} = 2$ $d_{31} = 0.05$	< 0.001	✗

TABLEAU III.1 – Comparaison des différents cristaux habituellement utilisés en optique non-linéaire. Les données sont prises à 1064 nm [52].

III.2 Étude théorique

III.2.1 Généralités

Cette partie a été rédigée avec l'aide du cours dispensé à l'Institut d'Optique de Talence en 2020 [53] par Nicolas Dubreuil que je remercie chaleureusement.

III.2.1.1 Polarisation macroscopique

Les phénomènes liés à l'ONL sont liés à la susceptibilité électrique d'un matériau. Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique, les entités microscopiques le composant, agissant comme des dipôles électriques, oscillent en phase et émettent un terme source appelé la polarisation macroscopique \mathcal{P} . Les effets non-linéaires ont lieu lorsque \mathcal{P} n'est plus proportionnelle à l'amplitude de l'oscillation électrique \mathcal{E} . On suppose alors que la relation entre \mathcal{P} et \mathcal{E} peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{P}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n \mathcal{E}^n(t)$$

Cette expression sous forme de série polynomiale n'est valide que si l'amplitude électrique de l'onde incidente est très petite devant la force du champs électrique atomique. Avec cette formule on suppose que les coefficients χ_i sont constants. En réalité, ces coefficients représentent la réponse impulsionnelle du matériau, et ne dépendent pas du moment de l'excitation par l'onde mais du délai entre l'excitation et la réponse du matériau. On peut alors écrire l'expression de \mathcal{P} sous la forme :

$$\mathcal{P}(t) = \epsilon_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int R^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) \mathcal{E}(t - \tau_1) \cdots \mathcal{E}(t - \tau_n) d\tau_1 \cdots d\tau_n \quad (\text{III.1})$$

avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et les tenseurs de rang n $R^{(n)}$ qui sont les réponses impulsionnelles. Pour totalement comprendre cette expression, il faut modéliser les dipôles électriques constituant le milieu comme des oscillateurs anharmoniques. Les tenseurs $R^{(n)}$ sont temporellement invariants, symétriques, causaux et réels.

Par la suite nous utiliserons la convention suivante pour la transformée de Fourier :

$$f(t) = \int \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int f(t) e^{+i\omega t} dt$$

et on supposera que le champ électrique vectoriel peut s'écrire sous la forme d'une onde plane :

$$\mathcal{E}(t) = E(\omega) e^{i(-\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e} + E(-\omega) e^{i(+\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}$$

avec $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) = E(\omega) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{e}$, $E(\omega)$ l'enveloppe, \mathbf{e} l'état de la polarisation et \mathbf{k} le vecteur d'onde. On suppose de même avec la polarisation macroscopique :

$$\mathcal{P}(t) = P(\omega) e^{i(-\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{p} + P(-\omega) e^{i(+\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{p}$$

avec $\mathbf{P}(\omega, \mathbf{r}) = P(\omega) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{p}$.

En définissant le tenseur de susceptibilité électrique $\chi^{(n)}$ comme étant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle $R^{(n)}$:

$$\begin{aligned} \chi^{(n)}(\omega_1 + \cdots + \omega_n; \omega_1, \dots, \omega_n) &= \int \cdots \int R^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) e^{i(\omega_1 \tau_1 + \cdots + \omega_n \tau_n)} d\tau_1 \cdots d\tau_n \\ &= (2\pi)^2 \text{TF} [R^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n)] \end{aligned}$$

et en remplaçant l'oscillation électrique $\mathcal{E}(t - \tau) = \int \mathbf{E}(\omega) e^{-i\omega(t - \tau)} d\omega$ dans l'équation III.1, on obtient grâce à la formule de Parseval l'équation suivante :

$$\mathcal{P}(t) = \epsilon_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int \chi^{(n)}(\omega_1 + \cdots + \omega_n; \omega_1, \dots, \omega_n) \mathbf{E}(\omega_1) \cdots \mathbf{E}(\omega_n) e^{-i(\omega_1 + \cdots + \omega_n)t} d\omega_1 \cdots d\omega_n \quad (\text{III.2})$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int \mathbf{P}^{(n)}(\omega_1 + \cdots + \omega_n) d\omega_1 \cdots d\omega_n \quad (\text{III.3})$$

Des équations III.2 et III.3, on obtient par identification la loi de comportement suivante :

$$\mathbf{P}^{(n)}(\omega = \omega_1 + \dots + \omega_n) = \epsilon_0 \chi^{(n)}(\omega_1 + \dots + \omega_n; \omega_1, \dots, \omega_n) \mathbf{E}(\omega_1) \dots \mathbf{E}(\omega_n) \quad (\text{III.4})$$

La loi III.4 nous indique que l'interaction d'ondes électromagnétiques dans un milieu non-linéaire génère une oscillation de la polarisation macroscopique de pulsation $\omega = \sum_{i=1}^n \omega_i$ pour chaque ordre non-linéaire n . Les tenseurs de susceptibilité $\chi^{(n)}$ héritent des propriétés des tenseurs de réponses impulsionnelles des matériaux : ils sont réels, permutable et offrant une symmétrie de Kleinman (on reviendra sur ces propriétés en détail dans les parties III.2.1.2).

Afin de déterminer l'équation de propagation des ondes électromagnétiques qui nous intéressent, nous devons définir les équations de Maxwell, pour un milieu non magnétique, électriquement neutre et non conducteur :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \cdot \mathcal{D} &= 0 \\ \nabla \times \mathcal{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} + \sigma \mathcal{E} \end{aligned}$$

Avec $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, $\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E} + \mathcal{P}$, μ_0 la perméabilité magnétique, ϵ_0 , la permittivité du vide.

On obtient alors l'équation de propagation suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \mathcal{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2} \quad (\text{III.5})$$

Pour la suite, nous admettrons que le champs électrique se décompose en somme de différentes ondes planes monochromatiques :

$$\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i \quad (\text{III.6})$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_i(t, \mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \left[E(\omega_i) e^{j(-\omega_i t + \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}_i + E(-\omega_i) e^{j(+\omega_i t + \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}_i \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\mathbf{E}(\omega_i, \mathbf{r}) e^{-j\omega_i t} + \mathbf{E}(-\omega_i, \mathbf{r}) e^{+j\omega_i t} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Afin de rendre la lecture des calculs suivants plus agréable, nous ne traiterons par la suite que les effets non-linéaire d'ordre 2 et d'ordre 3, dans des parties séparées. En effet nous souhaitons étudier le phénomènes de doublage et de sommation de fréquence (phénomènes d'ordre 2), et de génération de troisième harmonique (phénomène d'ordre 3). Les phénomènes d'ordres supérieurs sont par ailleurs largement négligeables.

III.2.1.2 Susceptibilité d'ordre 2

Dans le cas des phénomènes d'ONL d'ordre 2, le champ électrique se décompose entre 3 ondes. Dans l'équation III.6 on a donc $i \in \llbracket 1; 3 \rrbracket$ et la polarisation macroscopique pour $n = 2$ telle que donnée par la loi III.4 devient :

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \quad (\text{III.8})$$

On peut déjà faire ressortir plusieurs situations différentes de cette équation :

- $\omega_1 = \omega_2 = \omega$: la polarisation macroscopique s'écrit $\mathbf{P}^{(2)}(2\omega)$, le phénomène correspondant est la Génération de Seconde Harmonique (SHG).
- $\omega_1 = -\omega_2$: la polarisation macroscopique s'écrit $\mathbf{P}^{(2)}(0)$, le phénomène correspondant est le redressement optique.
- $\omega_1 = \omega$ et $\omega_2 = 0$: la polarisation macroscopique s'écrit $\mathbf{P}^{(2)}(\omega)$, le phénomène correspondant est l'effet électro-optique.
- $\omega_1 \neq \omega_2$: la polarisation macroscopique s'écrit $\mathbf{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2)$, le phénomène correspondant est la Génération de Somme de Fréquences (SFG).

Revenons sur les propriétés du tenseur de susceptibilité. Dans le cas d'une susceptibilité d'ordre 2, $\chi^{(2)}$ est un tenseur de rang 3, et l'expression de la polarisation macroscopique III.8 (vecteur avec trois composantes selon les axes x, y, z) peut se réécrire sous une forme terme à terme de la manière suivante :

$$\mathbf{P}_i^{(2)}(\omega_p + \omega_q) = \epsilon_0 \sum_{jk} \sum_{(pq)} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q; \omega_p, \omega_q) \mathbf{E}_j(\omega_p) \mathbf{E}_k(\omega_q) \quad (\text{III.9})$$

avec $i, j, k \in (x, y, z)$ correspondant aux composantes spatiales des vecteurs de polarisation et des champs, et p, q correspondant aux différentes possibilités énoncées dans le paragraphe précédent. Le produit des champs et des tenseurs fait aussi apparaître le fait que la polarisation macroscopique du matériau va dépendre de la polarisation des champs électriques. Dans la pratique on va typer les interactions en fonction des polarisations des champs.

La susceptibilité présente les propriétés suivantes :

- Du fait que \mathbf{P} et \mathbf{E} soient des fonctions réelles, on a :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_2)^* = \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; -\omega_1, -\omega_2)$$

- Elle est permutable :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_2) = \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3; \omega_2, \omega_1)$$

Cette symétrie permutationnelle nous mène à introduire un facteur de dégénérescence $D^{(N)}$ pour des effets non-linéaire d'ordre N . Ce facteur dépendra du nombre de champs discernables, par leur fréquence, vecteur d'onde, mode spatial, ou polarisation. Ce facteur vaut :

- $D^{(N)} = 1$ dans le cas d'un seul champs discernable.

- $D^{(N)} = N$ dans le cas de deux champs discernables.
- $D^{(N)} = N!$ dans le cas de N champs discernable.

On écrit donc :

$$\mathbf{P}_i^{(2)}(\omega_p + \omega_q) = \epsilon_0 D^{(2)} \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q; \omega_p, \omega_q) \mathbf{E}_j(\omega_p) \mathbf{E}_k(\omega_q) \quad (\text{III.10})$$

- Tous les termes sont réels, car comme mentionné dans le paragraphe précédent le milieu n'est pas conducteur.
- Elle présente une symétrie de Kleinman :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) = \chi_{jki}^{(2)}(-\omega_1 = \omega_2 - \omega_3; \omega_2, -\omega_3) = \chi_{kji}^{(2)}(-\omega_2 = \omega_1 - \omega_3; \omega_1, -\omega_3)$$

En négligeant la dispersion de la susceptibilité non-linéaire, on peut complètement permuter les indices sans permuter les fréquences. La relation précédente devient :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) = \chi_{jki}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) = \chi_{kji}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$$

En pratique, nous n'utiliserons pas le tenseur de susceptibilité $\chi^{(2)}$, mais plutôt le tenseur suivant :

$$d^{(2)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \quad (\text{III.11})$$

Les propriétés de symétrie nous permettent de réduire le rang du tenseur pour plutôt utiliser une matrice, on adoptera alors les correspondances suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{Pour } i : & x=1, y=2, z=3 \\ \text{Pour } j \text{ et } k : & xx=1, yy=2, zz=3, yz=zy=4, \\ & xz=zx=5, xy=yx=6 \end{array}$$

En utilisant les équations III.8 et III.11 avec la correspondance précédente, on a alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{D}^{NL} = \mathbf{P}^{(2)} &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \\ &= 2d^{(2)} \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \\ &= 2d^{(2)} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 E(\omega_1) E(\omega_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

$$= \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{1,x} \mathbf{e}_{2,x} \\ \mathbf{e}_{1,y} \mathbf{e}_{2,y} \\ \mathbf{e}_{1,z} \mathbf{e}_{2,z} \\ \mathbf{e}_{1,y} \mathbf{e}_{2,z} + \mathbf{e}_{2,y} \mathbf{e}_{1,z} \\ \mathbf{e}_{1,z} \mathbf{e}_{2,x} + \mathbf{e}_{2,z} \mathbf{e}_{1,x} \\ \mathbf{e}_{1,x} \mathbf{e}_{2,y} + \mathbf{e}_{2,y} \mathbf{e}_{1,x} \end{bmatrix} E(\omega_1) E(\omega_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{III.13})$$

Les coefficients de la matrice $d^{(2)}$ dépendent de la structure cristalline des matériaux non-linéaires choisis et s'expriment en pm V⁻¹. Différents exemples seront donnés dans la Partie III.2.2.

III.2.1.3 Susceptibilité d'ordre 3

L'expression de la polarisation macroscopique pour les phénomènes non-linéaires d'ordre 3 s'écrit de la même manière que l'équation III.8, avec $i \in \llbracket 1; 4 \rrbracket$ pour les champs électriques de l'équation III.6 :

$$\mathbf{P}^{(3)}(\omega = \omega_p + \omega_q + \omega_r) = \epsilon_0 \sum_{p,q,r} \chi^{(3)}(\omega = \omega_p + \omega_q + \omega_r; \omega_p, \omega_q, \omega_r) \mathbf{E}_p \mathbf{E}_q \mathbf{E}_r \quad (\text{III.14})$$

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire la génération de troisième harmonique, on a $\omega_p = \omega_q = \omega_r = \omega_0$ et donc $\omega = 3\omega_0$. En négligeant les autres phénomènes (voir Partie III.2.1.8, particulièrement sur les conditions d'accord de phase), on peut donc réécrire l'équation III.14 de la manière suivante :

$$\mathbf{P}^{(3)}(\omega = \omega_p + \omega_q + \omega_r) = 6\epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega = 3\omega_0) \mathbf{E}_0^3 \quad (\text{III.15})$$

III.2.1.4 Équation de propagation

En prenant l'équation de propagation III.5 dans le domaine fréquentiel, on obtient la relation suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\omega) = \epsilon(\omega) \omega^2 \mathbf{E}(\omega) + \mu_0 \omega^2 \mathbf{D}^{NL}(\omega) \quad (\text{III.16})$$

avec $\mathbf{D}^{NL} = \sum_{n=2}^{\infty} \mathbf{P}^{(n)}$ et $\epsilon = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r = \mu_0 \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)})$ le tenseur de la permittivité électrique linéaire.

En prenant le référentiel $(x, y, z) = (\mathbf{D}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$, et en se plaçant dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation devient alors :

$$-\tan \alpha \frac{\partial E(\omega, \mathbf{r})}{\partial x} + \frac{\partial E(\omega, \mathbf{r})}{\partial z} + \frac{n\omega}{2jc} \nabla_T^2 E(\omega, \mathbf{r}) = \frac{i\omega^2 \mu_0}{2k \cos^2 \alpha} \mathbf{e} \cdot \mathbf{D}^{NL}(z, \omega, \mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{III.17})$$

en reprenant les conventions de l'équation III.7, et avec $\alpha = \pm \arctan \left[\left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \tan \theta \right] \pm \theta$ l'angle de décalage entre le vecteur de Poynting $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ et le vecteur d'onde \mathbf{k} . Le signe est positif si le milieu est uniaxe négatif et vice-versa. L'angle θ correspond à l'angle entre le vecteur d'onde et les axes optiques du cristal. On pourra prendre en compte ce phénomène en projetant les polarisations sur une base adaptée aux axes optiques du milieu. Le Laplacien transverse permet de prendre en compte les effets de diffraction. Les enveloppes dans le terme de la polarisation macroscopique pourront prendre en compte la distribution transverse, et donc la diffraction et le recouvrement des faisceaux. Pour la suite des calculs nous ne prendrons pas ces effets spatiaux transverses en compte. On supposera pour l'instant aussi que l'angle de décalage α est nul.

En appliquant l'équation de propagation III.17 au cas de phénomènes non-linéaires d'ordre 2, c'est-à-dire avec l'équation III.12, on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial E(\omega_3)}{\partial z} = \frac{i2\omega_3}{n_3c} D^{(2)}(\omega_3) \mathbf{e}_3 \cdot d^{(2)} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 E(\omega_1) E(\omega_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{III.18})$$

avec n l'indice correspondant pour le vecteur d'onde et la polarisation de l'onde concernés.

En appliquant l'équation de propagation III.17 au cas de phénomènes non-linéaires d'ordre 3 de triplage de fréquence, c'est-à-dire avec l'équation III.15, on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial E(\omega)}{\partial z} = \frac{i3\omega}{nc} D^{(3)}(\omega) \mathbf{e} \cdot \chi^{(3)} \mathbf{e}_0^3 E(\omega_0)^3 e^{i(3\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{III.19})$$

Afin de simplifier la lecture des calculs on écrira plus généralement pour des effets non-linéaires d'ordre N :

$$\frac{\partial E(\omega, z)}{\partial z} = \frac{i\omega}{nc} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^N [E(\omega_i, z)] e^{i\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{III.20})$$

avec $d_{eff}^{(N)} = \frac{1}{2} \mathbf{e} \cdot \chi^{(N)} \prod_i^n \mathbf{e}_i$ le coefficient non-linéaire efficace, qui s'exprime en $(\text{pm}/\text{V})^{n-1}$, et avec $\Delta \mathbf{k}$ la condition d'accord de phase. Cette condition d'accord de phase va directement influencer l'intensité des effets non-linéaires, comme explicité dans la Partie III.2.1.5.

Afin d'intégrer l'équation de propagation III.20, on supposera que nous sommes en présence d'interaction paramétrique, c'est-à-dire que le terme $d_{eff}^{(N)} \prod_i^N E(\omega_i)$ est constant. En intégrant l'équation III.20 on a :

$$\begin{aligned} E(\omega, L) &= \frac{\omega}{nc} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^N [E(\omega_i)] \frac{e^{i\Delta \mathbf{k}_z L} - 1}{\Delta \mathbf{k}_z} + E(\omega, 0) \\ &= \frac{\omega}{2nc} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^N [E(\omega_i)] \frac{-i2e^{\frac{i\Delta \mathbf{k}_z L}{2}} \sin(\frac{\Delta \mathbf{k}_z L}{2}) L}{\Delta \mathbf{k}_z L} + E(\omega, 0) \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

avec L la longueur du cristal. Dans le cas de la conversion de fréquence, on a $E(\omega, 0) = 0$ pour l'onde générée, car en entrée de cristal elle est inexistante, et pour les ondes pompes on a $E(\omega, L) = E(\omega, 0)$ car on a $E(\omega_i)$ nul pour l'onde générée et qu'on se place dans l'approximation des interactions paramétriques. Cette première approximation nous permet de comprendre l'influence de l'accord de phase $\Delta \mathbf{k}_z$ sur la conversion. Une étude plus approfondie de l'évolution de l'intensité des ondes lors de leur propagation sera réalisée dans la Partie III.2.1.5.

III.2.1.5 Intensité des ondes propagées

L'intensité associée à une onde électromagnétique se propageant dans un milieu d'indice de réfraction n s'exprime sous la forme :

$$I = 2nc\epsilon_0 |E(\omega, \mathbf{r})|^2 \quad (\text{III.22})$$

En substituant le résultat de l'équation III.21 pour l'onde générée dans le cas de la conversion de fréquence optique, on obtient l'intensité de l'onde se propageant le long du cristal :

$$I(\omega, L) = \frac{\epsilon_0 \omega^2}{2nc} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)2} \prod_{i=1}^N \left[\frac{I(\omega_i)}{2n_i c \epsilon_0} \right] \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta \mathbf{k}_z L}{2} \right) L^2 \quad (\text{III.23})$$

Nous pouvons tirer quelques conclusions de l'équation III.23. Tout d'abord il apparaît depuis la loi III.4 que plus les champs électriques incidents seront importants, plus les effets non-linéaires seront importants. Avec l'équation III.23 la dépendance de la conversion de fréquence à l'intensité des ondes incidentes est explicite : plus les pompes seront intenses, meilleure sera la conversion. On remarque ensuite que la conversion est proportionnelle au carré du sinus cardinal du produit de l'accord de phase et de la longueur du cristal. Si l'accord de phase est nul (condition d'accord de phase) alors le sinus cardinal disparaît et on a un maximum de conversion. Sinon, l'intensité de l'onde générée va osciller avec une longueur de cohérence $L_C = \frac{\pi}{\Delta k}$ (demi-période) et plus on s'éloignera de la condition d'accord de phase moins bonne sera la conversion. L'influence de l'accord de phase est illustré sur la conversion avec la Figure III.1.

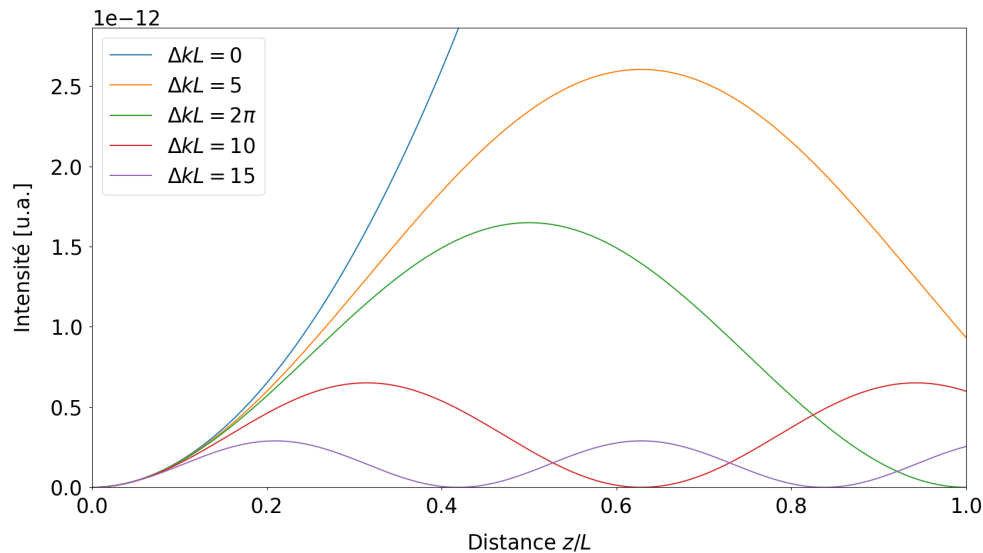


FIG. III.1 Influence de l'accord de phase Δk sur la conversion pour une conversion de fréquence optique, avec L la longueur du cristal.

On peut mettre en évidence la dépendance de l'accord de phase aux indices de réfraction :

$$\Delta k = \frac{1}{c} \left(\sum_{i=1}^N n_i \omega_i - n\omega \right) \quad (\text{III.24})$$

III.2.1.6 Quasi-accord de phase

Dans le cas de la conversion de fréquence optique d'ordre 2, si on prend un milieu biréfringent, et que les ondes incidentes ont des polarisations croisées, on peut trouver un point de fonctionnement (angle d'incidence et température) tel que l'accord de phase s'annule. Le problème restant qu'un accord de phase non nul, même minime, fait s'écrouler l'efficacité de conversion du cristal, comme illustré par la Figure III.2, et qu'il est donc difficile de trouver le point de fonctionnement. Cela limite aussi les possibilités vis-à-vis du choix du cristal et les coefficients non-linéaires exploités, car il faut qu'il soit biréfringent, et que le phénomène de conversion de fréquence mette en jeu des polarisations croisées.

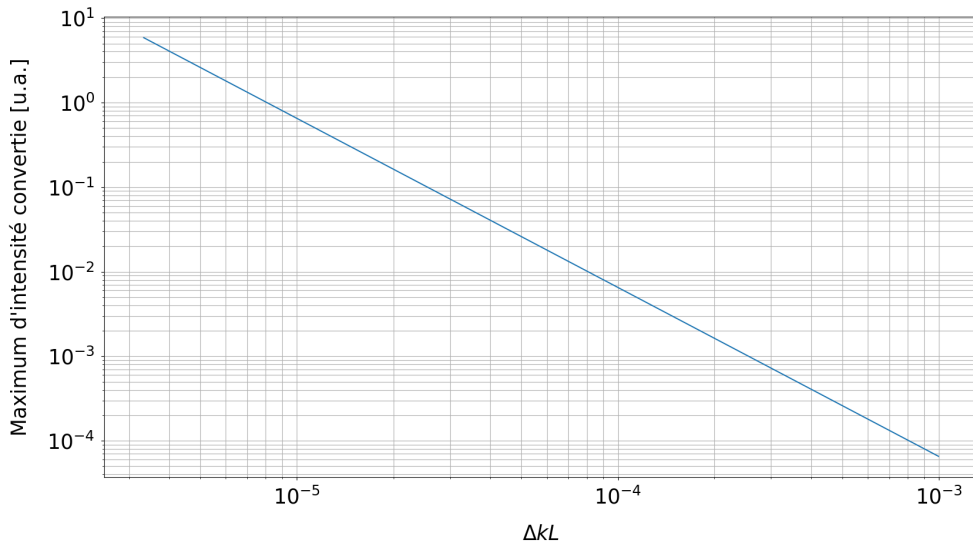


FIG. III.2 Maximum d'intensité convertie en fonction de l'accord de phase pour une conversion de fréquence optique.

Afin de palier ces problèmes, et de garantir une efficacité de conversion optimale, on peut utiliser le quasi-accord de phase. Certains matériaux peuvent être macroscopiquement orientés de manière contrôlée et permanente. On peut alors induire une périodicité dans le terme non-linéaire, en inversant périodiquement la polarisation macroscopique du matériau, ce qui va périodiquement inverser le signe de la susceptibilité non-linéaire effective. Si la demi-période de cette inversion est égale à la longueur de cohérence $L_C = \pi/\Delta k$, alors l'évolution de l'amplitude du champ électrique gardera toujours le même signe. On peut réécrire l'équation III.20 en utilisant la série de Fourier d'un signal carré :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(\omega, z)}{\partial z} &= \frac{\omega}{\pi n c} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^n [E(\omega_i, z)] \sum_{j=0}^{\infty} \left(\frac{e^{i \frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} z} - e^{-i \frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} z}}{2j+1} \right) e^{i \Delta \mathbf{k}_z z} \\ &= \frac{\omega}{\pi n c} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^N [E(\omega_i, z)] \sum_{j=0}^{\infty} \frac{e^{i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z \right] z} - e^{-i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} - \Delta \mathbf{k}_z \right] z}}{2j+1} \end{aligned}$$

Avec Λ la période du signal carré. On obtient alors en intégrant (toujours dans l'approximation de l'interaction paramétrique) :

$$\begin{aligned} E(\omega, L) &= \frac{-i\omega}{\pi n c} D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)} \prod_{i=1}^N [E(\omega_i)] \\ &\quad \times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{2j+1} \left(\frac{e^{i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z \right] L} - 1}{\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z} + \frac{e^{-i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} - \Delta \mathbf{k}_z \right] L} - 1}{\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} - \Delta \mathbf{k}_z} \right) \end{aligned}$$

Il faudra adapter la formule dans le cas où $\Delta \mathbf{k}_z = \frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda}$. On aura alors comme terme j de la série :

$$\frac{1}{2j+1} \left(\frac{e^{i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z \right] L} - 1}{\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z} - iL \right)$$

On obtient donc la relation suivante pour l'intensité du champs électrique :

$$\begin{aligned} I(\omega, L) &= \frac{\epsilon_0 \omega^2 D^{(N)}(\omega) d_{eff}^{(N)2}}{\pi^2 n c} \prod_{i=1}^N \left[\frac{I(\omega_i)}{2n_i c \epsilon_0} \right] \\ &\quad \times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{(2j+1)^2} \left| \frac{e^{i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z \right] L} - 1}{\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} + \Delta \mathbf{k}_z} + \frac{e^{-i \left[\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} - \Delta \mathbf{k}_z \right] L} - 1}{\frac{2\pi(2j+1)}{\Lambda} - \Delta \mathbf{k}_z} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

L'évolution de l'intensité le long du cristal en fonction de l'accord de phase est illustrée avec la Figure III.3. Dans le meilleur cas, c'est-à-dire pour lequel $\Delta \mathbf{k}_z = \frac{2\pi}{\Lambda}$, bien que la croissance de la conversion soit bien meilleure que dans le cas du désaccord de phase, et qu'elle soit monotone, elle ne pourra pas dépasser une fraction de la conversion dans le cadre de l'accord de phase parfait avec un cristal non orienté. Ce rapport est de $\frac{4}{\pi^2}$. Le principal avantage des cristaux périodiquement orientés est qu'on pourra choisir le pas d'inversion tel qu'il corresponde au désaccord de phase pour un angle d'incidence donné. L'alignement devient alors beaucoup plus simple. Un autre avantage d'utiliser des cristaux périodiquement orientés est la compensation de l'angle de décalage α qui apparait dans l'équation III.17. En effet la polarisation macroscopique inverse le signe de la susceptibilité, et donc l'angle θ entre le vecteur d'onde et les axes optiques du cristal vont périodiquement changer de signe. Ainsi l'angle de décalage va périodiquement s'inverser, et comme la périodicité des inversions est généralement très petite devant la longueur du cristal (quelques microns), le décalage va s'annuler à l'échelle du cristal.

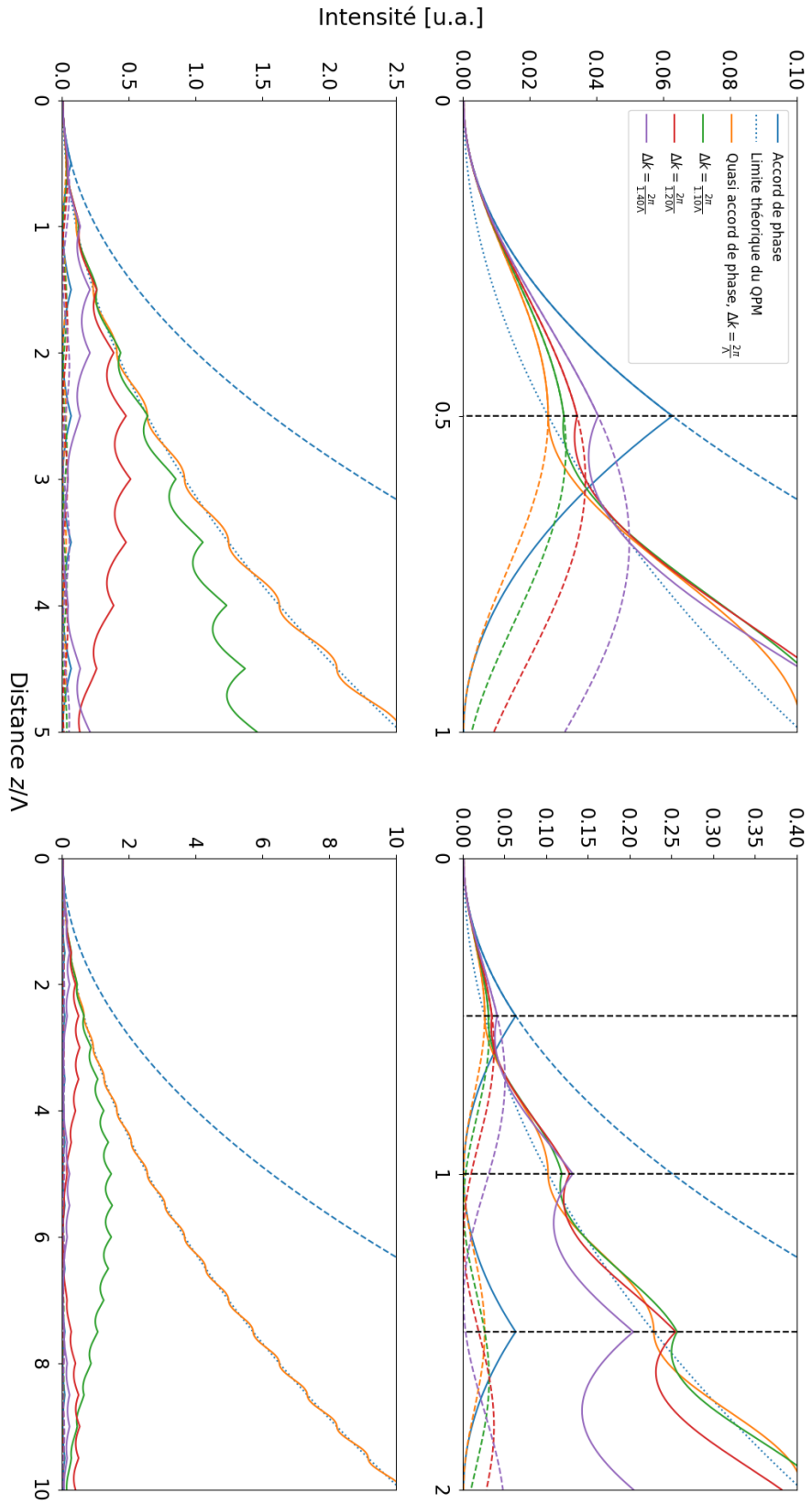


FIG. III.3 Intensité de l'onde générée dans le cas d'un cristal périodiquement orienté. En pointillé et avec la couleur correspondante, les courbes dans le cas d'un cristal non périodiquement orienté. En pointillé et en noir l'inversion de la polarisation macroscopique.

III.2.1.7 Bande passante

Une notion importante de l'optique non-linéaire appliquée est la bande-passante. On parle de bande passante angulaire interne, angulaire en phase, en température, ou encore en longueur d'onde, et on la définit respectivement comme l'écart en angle par rapport aux axes optiques du cristal, en phase, en température et en longueur d'onde à l'accord de phase optimal, tel que l'efficacité de conversion soit réduite de moitié :

$$\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_{BP}L}{2}\right) = 0.5 \quad (\text{III.26})$$

On parle aussi de largeur à mi-hauteur de l'accord de phase, ou de bande passante à 3dB, qui s'exprime en radians ou degrés (resp. en °C ou nm). En effectuant un développement en série de Taylor on trouve alors que $\Delta k_{BP} \approx \frac{2 \times 2.78}{L}$. On remarque que la bande-passante est inversement proportionnelle à la distance parcourue dans le cristal : plus le cristal sera long, plus la bande-passante sera étroite. Afin de normaliser cet effet, les bandes passantes seront donc généralement données en unités centimètres. A partir de l'équation III.24, on peut en déduire les bandes passantes en température (équation III.27) et en longueur d'onde (équation III.28).

$$\Delta T = \frac{2.78}{\pi L} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\lambda_i} \frac{\partial n}{\partial T}(\lambda_i, T) - \frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T}(\lambda, T) \right)^{-1} \quad (\text{III.27})$$

$$\Delta \lambda = \frac{2.78\lambda}{\pi L} \left(\sum_{i=1}^N \frac{\partial n}{\partial \lambda}(\lambda_i, T) - \frac{\partial n}{\partial \lambda}(\lambda, T) \right)^{-1} \quad (\text{III.28})$$

Les longueurs d'onde sont dans le vide. En supposant que l'indice des cristaux considérés suit l'équation de Sellmeier dépendante de la température (équation III.29) [52], on peut alors donner la bande passante en fonction des coefficients de Sellmeier modifiés en accord avec l'équation III.29.

$$n^2 = A + \frac{B + CT^2}{\lambda^2 - (D + ET^2)^2} - F\lambda^2 \quad (\text{III.29})$$

Le même raisonnement s'applique aux cristaux orientés périodiquement, bien qu'on soit en quasi-accord de phase. En effet, à l'échelle de la longueur du cristal, on peut approximer les intensités des champs se propageant dans le cristal par ceux du cas d'un accord de phase parfait mais avec une efficacité de conversion réduite (voir Figure III.4) et la correspondance entre les désaccords de phase est la suivante :

$$\Delta k_{QPM} = \frac{2\pi}{\Lambda + a} \Leftrightarrow \Delta k_{PPM} = \frac{2\pi}{\Lambda + a} - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{III.30})$$

Avec Δk_{QPM} l'accord de phase dans le cas du quasi-accord de phase, et Δk_{PPM} dans le cas de l'accord de phase parfait. Mais comme défini précédemment, la bande passante est l'écart au point optimal. Or dans le cas du quasi-accord de phase le point optimal est $\frac{\pi}{\Lambda}$.

On préférerait donc exprimer le désaccord de phase sous la forme :

$$\Delta k_{QPM} = \frac{2\pi}{\Lambda} + b$$

et on a alors :

$$b = \frac{2\pi}{\Lambda + a} - \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Si dans l'équation III.30 on décide de choisir un a tel que :

$$\Delta k_{BP,PPM} = \frac{2\pi}{\Lambda + a} - \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Il apparaît évident qu'en remplaçant a dans l'expression de b on obtient que $\Delta k_{BP,PPM} = \Delta k_{BP,QPM}$.

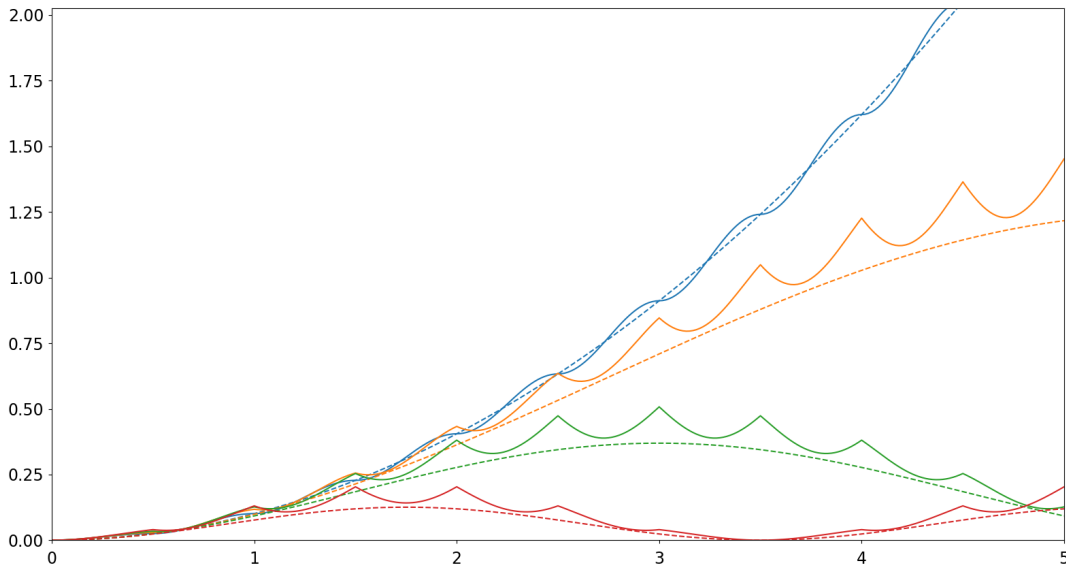


FIG. III.4 Comparaison de l'effet d'un désaccord de phase pour du quasi-accord de phase et pour un accord de phase parfait. Dans tous les cas, la correspondance III.30 est respectée, et le facteur $\frac{4}{\pi^2}$ apparaissant dans l'équation III.25 et mis en évidence avec la Figure III.3 est pris en compte.

III.2.1.8 Efficacités de conversion et rendements

On souhaite maintenant étudier l'évolution de l'intensité des ondes électromagnétiques le long du cristal hors de la condition d'interaction paramétrique. Pour des phénomènes non-linéaires d'ordre 2, on peut trouver une solution analytique [54]. En reprenant l'équation III.20 dans le cas de la génération de seconde harmonique, on a l'expression des équations de propagation suivante :

$$\begin{aligned}\frac{\partial E(2\omega, z)}{\partial z} &= \frac{i2\omega}{n_2c} d_{eff}^{(2)} E(\omega, z)^2 e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\ \frac{\partial E(\omega, z)}{\partial z} &= \frac{i\omega}{n_1c} 2d_{eff}^{(2)} E(2\omega, z) E^*(\omega, z) e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}\end{aligned}\quad (\text{III.31})$$

En dérivant III.31 selon z , en supposant que la pompe n'est pas déplétée, et que l'accord de phase est parfait, on trouve que $E(2\omega, z)$ doit être solution de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 E(2\omega, z)}{\partial z^2} = A^2 E(2\omega, z)$$

En prenant en compte les conditions initiales on a alors comme solution pour les deux champs :

$$\begin{aligned}E(2\omega, z) &= |E(\omega, 0)| \tanh\left(\frac{z}{l}\right) \\ E(\omega, z) &= \frac{|E(\omega, 0)|}{\cosh\left(\frac{z}{l}\right)}\end{aligned}$$

Avec l la longueur caractéristique de l'interaction, après laquelle environ 75% de l'amplitude du champs fondamental aura été convertie pour le champs de deuxième harmonique : $l^{-1} = 8\pi\omega d_{eff}^{(2)} |E(\omega, 0)| / c$. On en déduit l'intensité des champs :

$$I(2\omega, z) = I(\omega, 0) \tanh^2\left(\frac{z}{l}\right) \quad (\text{III.32})$$

$$I(\omega, z) = \frac{I(\omega, 0)}{\cosh^2\left(\frac{z}{l}\right)} \quad (\text{III.33})$$

Dans le cas d'un cristal périodiquement orienté, en supposant un quasi-accord de phase parfait ($\Delta k = \frac{2\pi}{\Lambda}$), il suffira de rajouter le facteur $\frac{2}{\pi}$ au coefficient non-linéaire efficace.

Ce résultat nous montre qu'une conversion totale est théoriquement possible. Dans la pratique, l'angle de décalage, la distribution spatiale et angulaire, et les effets temporels réduiront l'efficacité de conversion. Dans le cas de la sommation de fréquence, et pour un nombre de photons à ω_1 et ω_2 égaux ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$), on obtient les mêmes solutions [54] en suivant un raisonnement similaire.

Dans la pratique, pour caractériser la capacité d'un cristal à convertir les pompes en signal, on utilise l'efficacité de conversion, qui est définie telle que :

$$\eta = \frac{P(\omega)}{\prod_{i=1}^N P(\omega_i)} \quad (\text{III.34})$$

et qui s'exprime dans le cas des effets non-linéaires d'ordre 2 en $\%/W$. On trouvera parfois chez les fournisseurs de cristaux la version normalisée par la longueur du cristal, qui s'exprime en $\%/W/cm$, notion qui peut-être trompeuse car bien que théoriquement la conversion devrait être meilleure pour des cristaux plus longs, ce n'est pas forcément le cas : par exemple pour les cristaux périodiquement orientés, une non-uniformité du pas de polarisation peut entraîner une baisse de l'efficacité de conversion en $\%/W/cm$. L'intérêt de la notion d'efficacité de conversion est de pouvoir rendre compte du caractère non-linéaire de l'opération, mais en toute rigueur, elle est mesurée pour une puissance d'entrée donnée.

Les utilisateurs finaux, qui sont intéressés par la puissance de sortie étant donnée une puissance d'entrée, utiliseront plutôt le rendement, défini par :

$$\rho = \frac{P(\omega)}{\sum_{i=1}^N P(\omega_i)} \quad (\text{III.35})$$

notion intéressante pour comparer plusieurs solutions, prendre en compte les différentes pertes dans le système complet et répondre à un éventuel cahier des charges.

Dans la suite de ce Chapitre, nous ne parlerons plus des effets non-linéaires du troisième ordre, pour nous concentrer sur ceux du deuxième ordre. En effet, les coefficients non-linéaires du troisième ordre sont nettement plus faibles que ceux du deuxième ordre, et les seuls résultats intéressants ont été obtenus à l'aide de lasers impulsions picoseconde ou femtoseconde avec des densités de puissance de l'ordre de dizaines de GW cm^{-2} [52]. Il sera donc incomparablement plus simple d'utiliser deux cristaux pour réaliser une opération de génération de seconde harmonique suivie d'une opération de somme de fréquences que d'essayer de générer la troisième harmonique à partir d'un seul cristal et des effets du troisième ordre.

III.2.2 Choix du cristal

Les cristaux présentant des propriétés d'ONL sont nécessairement asymétriques. En effet, si nous étions en présence d'un cristal présentant une symétrie centrale, alors le tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 serait invariant pour la transformation $i \rightarrow -i$ avec $i = x, y, z$. A cause des transformations $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ et $\mathbf{P} \rightarrow -\mathbf{P}$, les coefficients seraient alors forcément nuls. On en déduit que les cristaux susceptibles de nous intéresser ne présentent pas de symétrie centrale et sont mêmes faiblement symétriques. Les cristaux que l'on va étudier présentent soit une symétrie rhomboédrique (3m) soit une symétrie orthorhombique (mm2), dont les réseaux de Bravais et les matrices de susceptibilité non-linéaire sont données par le Tableau III.2.

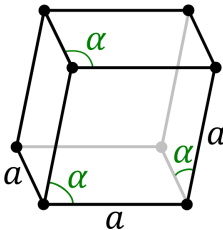
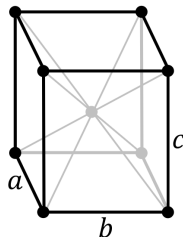
Système cristallin	Réseau de Bravais	Tenseur de susceptibilité d'ordre 2
Rhomboédrique (3m)		$\begin{bmatrix} d_{11} & -d_{11} & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & -d_{11} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Orthorhombique (mm2)	 <p style="text-align: center;">[55]</p> <p style="text-align: center;">$a \neq b \neq c$ [56]</p>	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

TABLEAU III.2 – Systèmes cristallins [52] et tenseurs de susceptibilité [51] (tels que définis par III.13) des cristaux étudiés.

Nous allons maintenant étudier les différentes propriétés des cristaux couramment utilisés afin de comprendre lequel choisir dans le cas de notre application. Nous nous concentrerons sur les cristaux utilisés avec des sources dans le proche infrarouge.

Le caractère orientable périodiquement sera décisif dans notre choix, puisqu'il réduit grandement les contraintes d'alignement et qu'il nous permet de s'affranchir de nombreux problèmes déjà mentionnés dans la Partie III.2.1.6, bien que l'efficacité de conversion soit légèrement dégradée. Les coefficients de susceptibilité non-linéaire seront les discriminants ultimes dans notre choix. Il faudra noter que dans notre cas les densités de puissance ne sont pas importantes (de l'ordre des centaines de kW cm^{-2} en onde continue) et que les seuils de dommage des cristaux considérés sont tous bien au dessus (supérieurs au MW cm^{-2}) [52]. Cela ne sera donc pas une grandeur qui nous intéressera dans le cas de notre étude, bien que les ordres de grandeurs seront donnés.

Toutes les valeurs numériques données dans les parties suivantes sont issues des références [52] et [57] et seront généralement choisies à 1064 nm afin de pouvoir les comparer. En effet cette longueur d'onde a été très utilisée pour réaliser des lasers à 532 nm dans le cadre de la mise en application de la définition du mètre [32]. Des valeurs exactes seront rarement données car elles varient en fonction des fabricants, des applications et des expériences, et le but de cette étude n'est pas de faire une encyclopédie des cristaux non-linéaires.

III.2.2.1 KN - Niobate de potassium

Le niobate de potassium se cristallise entre 223 K et 496 K dans le système orthorhombique (mm2) [52]. Il était très utilisé il y a quelques décennies pour du doublage de fréquence grâce à ses coefficients non-linéaires relativement élevés (situées entre 10 et 20 pm V⁻¹) [52, 58], mais il a depuis été remplacé le PPLN et le PPKTP. Il a notamment été utilisé pour le doublage de fréquence des lasers Nd:YAG à 1064 nm.

L'avantage de ce cristal est sa transparence entre 0.4 et 5 μm (<1% cm⁻¹ à 1064 nm) [58, 59]. Son seuil de dommage est à minima supérieur à 50 MW cm⁻² et généralement de l'ordre de la dizaine de GW cm⁻². Sa bande passante en température est de l'ordre de 0.3 °C cm.

III.2.2.2 LBO - Triborate de Lithium et BBO - Borate de baryum

Les borates ont l'avantage de ne pas présenter de photodégradation, les rendant intéressants pour la génération de vert ou d'UV. Ils sont donc très utilisés pour le doublage de sources dans le proche infrarouge, et permettent d'obtenir des puissances de sortie très élevées, malgré des coefficients non-linéaires relativement faibles (quelques pm V⁻¹) [52, 60]. Ces cristaux ne sont pas orientables.

Le triborate de lithium se cristallise dans le système orthorhombique (mm2). Il présente des coefficients non-linéaires d'environ 1 pm V⁻¹ et une absorption inférieure à 0.05 % cm⁻¹ à 1064 nm [61]. Son seuil de dommage est supérieur à quelques centaines de kW cm⁻² à 532 nm et supérieur au MW cm⁻² à 1064 nm. Sa bande passante en température est d'environ 6 °C cm, mais les températures de conditions d'accord de phase sont généralement de l'ordre de la centaine de degrés Celsius et les bandes passantes angulaires internes sont de l'ordre de 5 mrad cm.

Le borate de baryum se cristallise dans le système rhomboédrique (3m) et présente les coefficients non-linéaires suivants : $d_{31} = d_{15} \approx 0.05$ pm V⁻¹ et $d_{22} \approx 2$ pm V⁻¹ [60, 62] avec une absorption inférieure à 0.1 % cm⁻¹. Son seuil de dommage dans le vert est supérieur à quelques centaines de kW cm⁻². La bande passante en température est de l'ordre de plusieurs dizaines de degrés centimètre et celle en angle interne est de l'ordre du milliradian centimètre.

III.2.2.3 (PP)KTP - Phosphate de Titanyle et de Potassium

Le phosphate de titanyle et de potassium était un des cristaux les plus utilisés pour l'ONL pour ses coefficients non-linéaires élevés et sa capacité à être périodiquement orienté. Ses inconvénients sont sa susceptibilité dans le vert au photonoircissement et aux effets photoréfractifs : les performances vont lentement se dégrader en utilisation avec ondes continues. Il se cristallise dans le système orthorhombique (mm2). Sa fabrication facile en fait un cristal abordable, mais la longueur du cristal sera relativement limitée.

Ses coefficients non-linéaires sont : $d_{31} \approx 2 \text{ pm V}^{-1}$, $d_{32} \approx 4 \text{ pm V}^{-1}$ et $d_{33} \approx 15 \text{ pm V}^{-1}$ [60, 62]. Son absorption est de quelques $\% \text{ cm}^{-1}$ dans le vert et inférieure à 1 \% cm^{-1} sinon [63, 64]. Les bandes passantes angulaires internes sont de l'ordre de la dizaine de milliradian centimètre, et celles en température de l'ordre de la dizaine de degrés Celsius centimètre.

III.2.2.4 (PP)LN - Niobate de Lithium et (PP)LT - Tantalate de Lithium

Ces deux cristaux ont l'avantage d'avoir des coefficients non-linéaires très importants, ce qui réduit les effets photoréfractifs aux longueurs d'onde plus basses grâce à des densités de puissances requises plus faibles. Une autre méthode couramment employée pour atténuer ces phénomènes est le dopage aux oxydes de magnésium. Enfin, le caractère orientable de ces cristaux les rend aujourd'hui dominants sur le marché des cristaux d'ONL.

Le tantalate de lithium n'était pas très utilisé jusqu'à ce que l'on puisse l'orienter périodiquement à cause de sa faible biréfringence ce qui rendait l'accord de phase très compliqué à obtenir. Sa très bonne transparence dans les UV le rend avantageux pour ces longueurs d'onde. Il se cristallise dans le système orthorhombique (mm2). Il présente un coefficient non-linéaire d'environ 15 pm V^{-1} [65, 66].

Le niobate de lithium se cristallise dans le système rhomboédrique (3m). Pour réduire encore les effets photoréfractifs on peut chauffer le cristal à des températures supérieures à 400 K. Le niobate de lithium présente cependant le plus haut coefficient non-linéaire à environ 25 pm V^{-1} . Sa bande passante en température est de l'ordre de 8 °C cm .

III.2.2.5 Conclusion

Le niobate de lithium sera le choix évident de cristal pour les réalisations d'optique non-linéaire dans cette thèse : son coefficient non-linéaire est parmi les meilleurs, il peut être orienté périodiquement et est très utilisé par la communauté scientifique et par l'industrie, il est donc facilement procurable. Son seul défaut est sa susceptibilité aux effets photoréfractifs et au photonoircissement, ce dernier étant largement réduit par du dopage aux oxydes de magnésium.

III.2.3 Application à la spectroscopie de l'iode

Comme mentionné dans l'introduction de ce Chapitre, la génération d'une radiation à 532 nm à partir d'un laser télécom se fera en cascasant un processus de Génération de Seconde Harmonique (SHG) avec un processus de Génération de Somme de Fréquences (SFG).

La génération de seconde harmonique à partir de source infrarouge à 1.5 μm est un processus très mature dans l'industrie qui utilise des cristaux Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN), avec NTT Electronics l'acteur dominant du marché. Ils proposent une solution en guide d'onde fabriquée par traitement mécanique, ce qui permet d'avoir des densités de puissance plus importantes. Leur cristaux sont dopés au sélénure de zinc - Zinc Selenide doped Periodically Poled Lithium Niobate (ZnSe:PPLN). Leur procédé de fabrication est illustré par la Figure III.5. Les doubleurs sont couplés par fibres optiques, et présentent une grande répétabilité et stabilité des performances tout en restant extrêmement compacts (56x21.5x11 mm, Figure III.8).

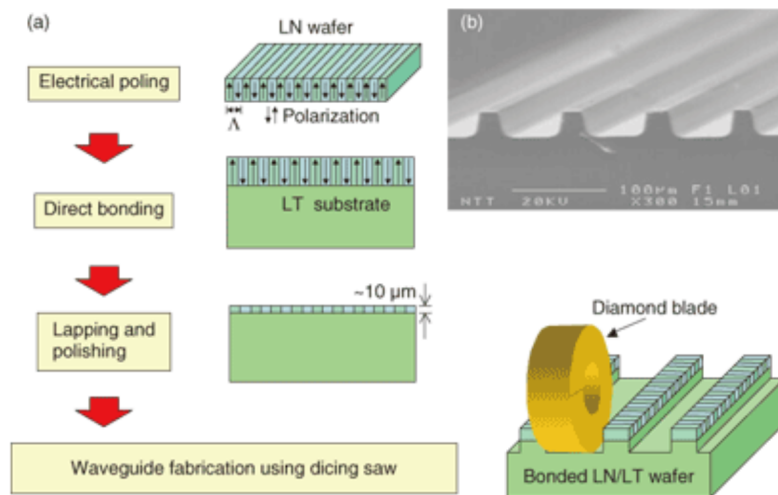


FIG. III.5 Procédé de fabrication des cristaux PPLN en guides d'onde de NTT Electronics [67]. Le traitement mécanique permet un saut d'indice important, donc un meilleur guidage, et ne détériore pas les performances non-linéaires du cristal.

Leur produit permet de générer 220 mW de puissance à 798 nm à partir de 500 mW de puissance à 1596 nm soit 90 %/W, comme illustré par les performances données avec la Figure III.6. La puissance d'entrée est limitée par rapport aux solutions qu'ils offrent à 1.55 μm , supposément à cause des revêtements anti-reflets moins performants, et donc des risques de dégradation plus importants.

Le doublage de fréquence du laser Nd:YAG utile à la boucle d'accord de phase - PLL avec le laser Télécom (Parite V.3.1) est réalisé à l'aide d'un autre cristal de ZnSe:PPLN en guide d'onde fourni par NTT Electronics. Les puissances nécessaires pour la PLL étant de l'ordre des centaines de μW , les puissances injectées dans le SHG sont plus faibles (Figure III.9).

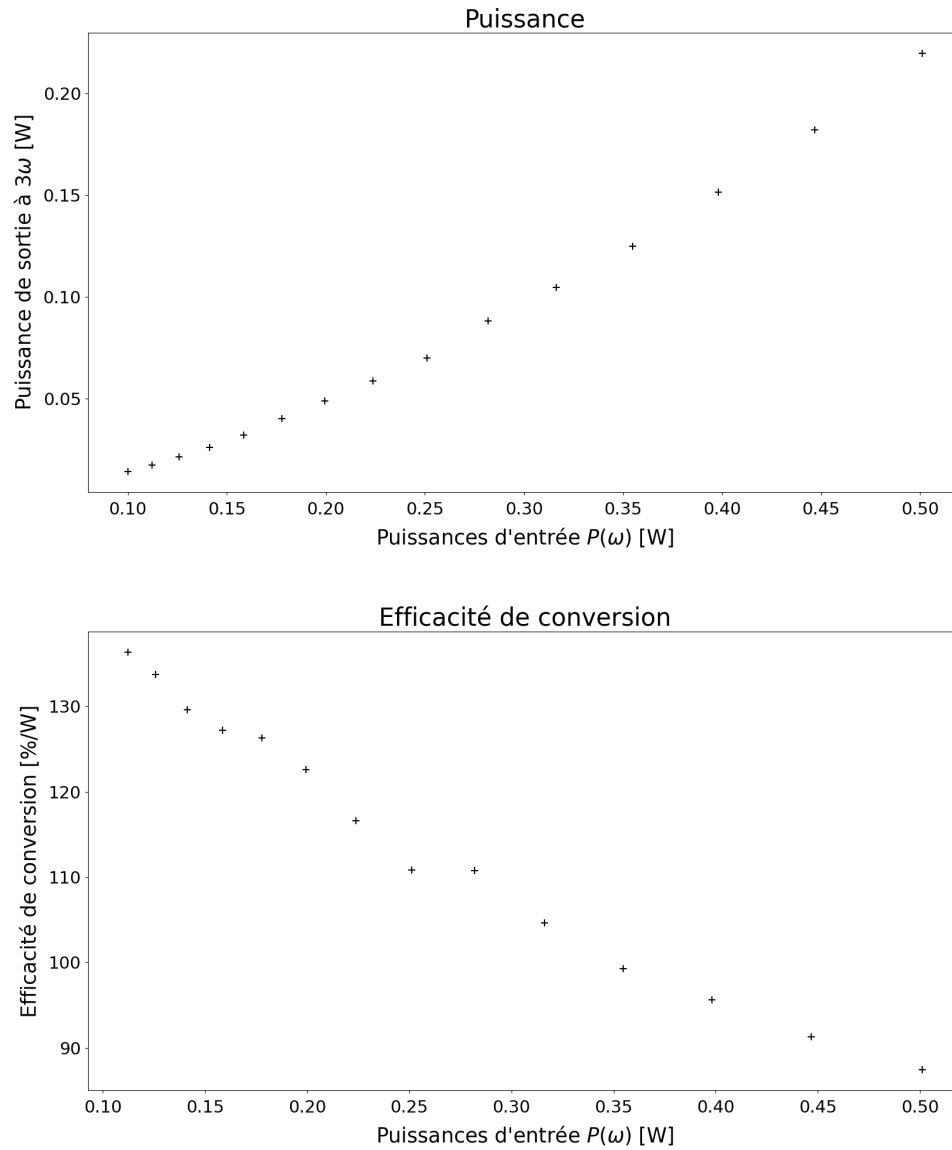


FIG. III.6 Performances mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1596 nm. Aucune dégradation des performances n'a été observée en trois ans d'utilisation. Les mesures ont été faites avec un laser fibré dopé à l'erbium NKT injecté dans un amplificateur fibré dopé à l'erbium Lumibird - Keopsys.

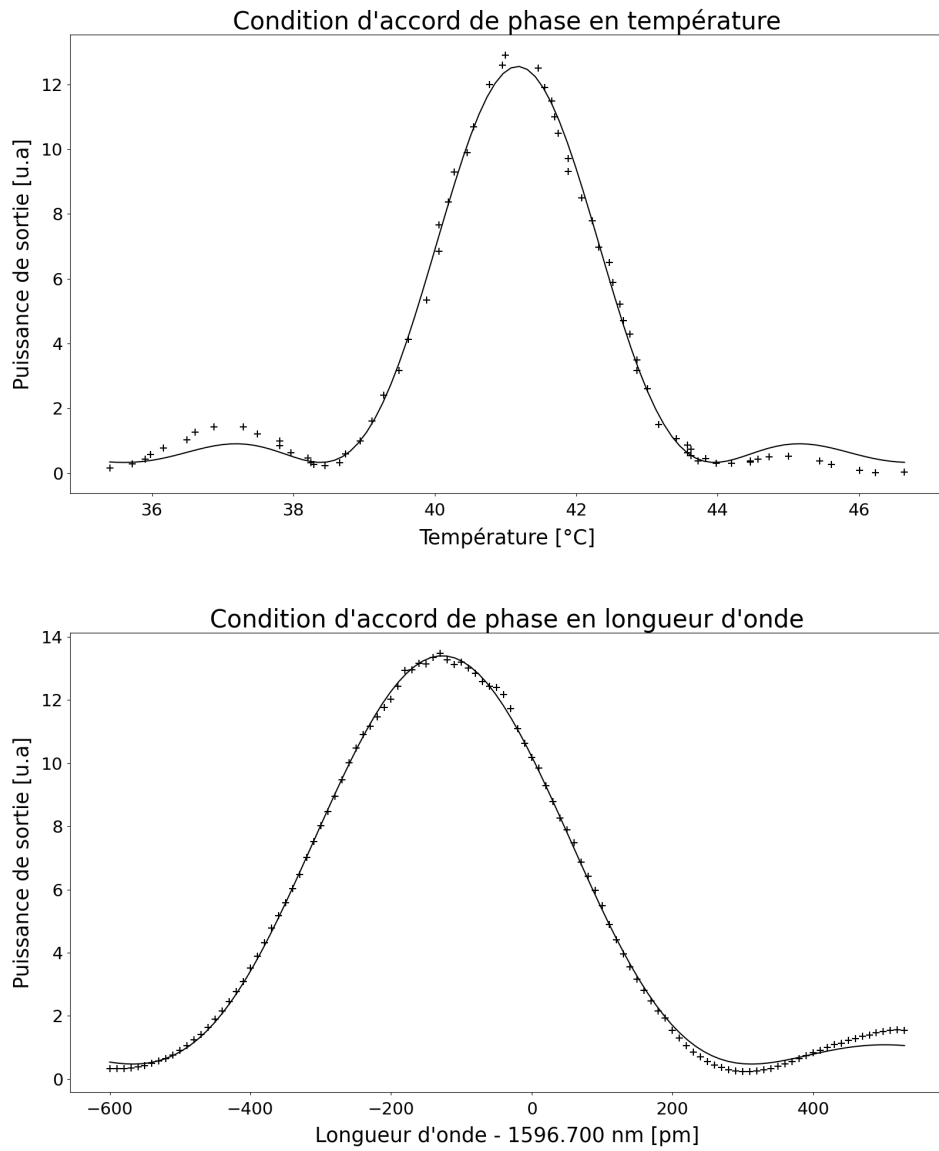


FIG. III.7 Conditions d'accord de phase mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1596 nm. La bande passante en longueur d'onde est de 220 pm et en température de 1.4 °C.

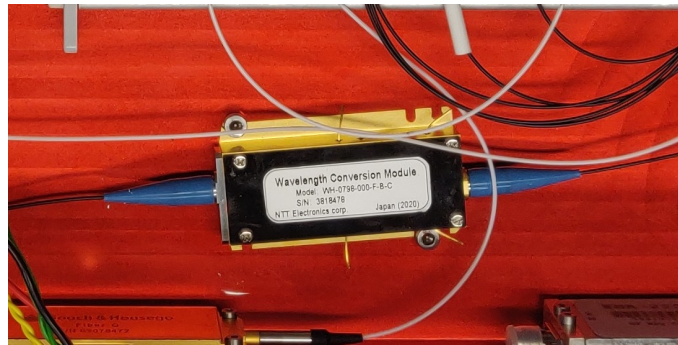


FIG. III.8 Module de doublage de fréquence totalement fibré vendu par NTT Electronics. Le conditionnement est le même pour une pompe à 1596 nm ou 1064 nm.

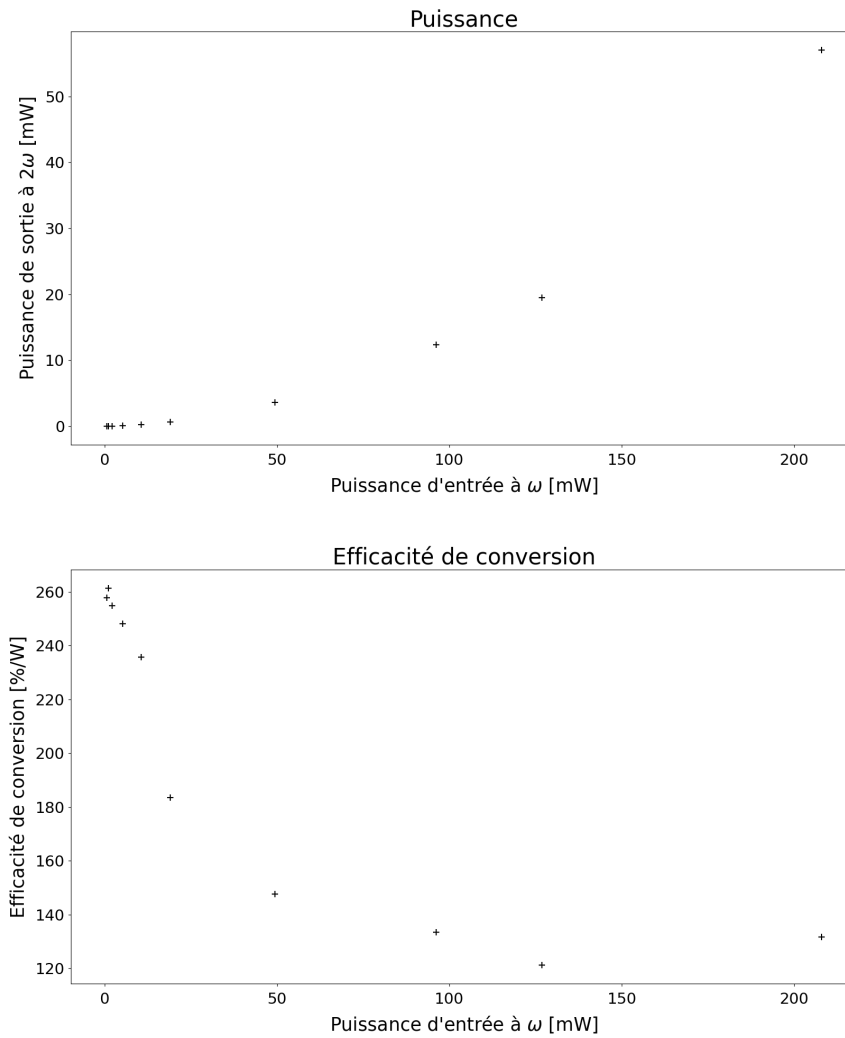


FIG. III.9 Performances mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1064 nm. Les mesures ont été faites directement en sortie d'un laser Prometheus de Coherent.

La génération de somme de fréquence se fait à partir de cristaux MgO:PPLN développés par Covesion. Leur cristaux offrent des efficacités de conversion d'environ 5 %/W/cm (pour un coefficient non-linéaire de 14 pm V⁻¹) en onde continue avec des puissances de l'ordre de 100 mW - 1 W [68]. Ces cristaux ont des longueurs comprises entre 10 et 40 mm. Pour la sommation de fréquence, il est nécessaire d'injecter de l'infrarouge et du rouge pour générer du vert, dans notre cas de la puissance à 1596 nm et 798 nm respectivement. Le rouge est obtenu avec le SHG NTT mentionné précédemment, dont la puissance d'entrée est limité à 500 mW, ce qui nous permet d'obtenir 220 mW. Dans notre cas, les niveaux de puissances en onde continue n'épuisent pas assez la pompe et Covesion maîtrise suffisamment le pas de l'inversion périodique de l'orientation pour qu'un cristal plus long nous apporte plus de conversion. En prenant donc un cristal de 40 mm de long, et 220 mW de rouge, nous savons que pour obtenir 20 mW de vert il nous faudra :

$$P(\omega) = \frac{P(3\omega)}{\eta LP(2\omega)} = \frac{0.02W}{5\%/W/cm * 4cm * 0.22W} \approx 500mW$$

Comme on souhaitera que la sortie soit fibrée il faudra aussi prendre en compte les pertes de couplage dans la fibre, qui seront dans le pire cas de 30%. Il faudra donc utiliser 1 W d'infrarouge pour le SFG et 500 mW d'infrarouge pour le SHG, ce qui est parfaitement raisonnable. D'expérience la bande passante en température pour des cristaux de 40 mm est d'environ 0.5 °C et celle en longueur d'onde d'environ 100 pm.



FIG. III.10 Cristaux Covesion de 20 et 40 mm intégrés dans des fours et protégés par une plaque de silice qui permet aussi d'uniformiser la température.

III.3 Réalisations

III.3.1 Cristal du Génération de Somme de Fréquences (SFG) de la référence de fréquence

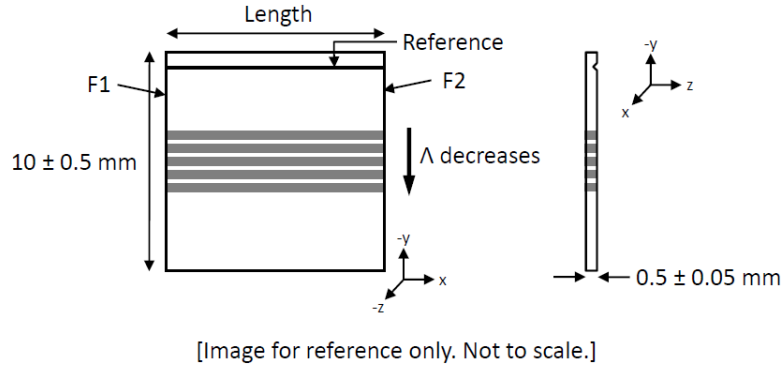
Le cristal 5% MgO:PPLN fourni par Covesion et utilisé dans cette thèse est constitué de six pistes, avec des pas d'inversion de l'orientation des cristaux différents afin de pouvoir réaliser le quasi-accord de phase à différentes longueurs d'onde ou différentes températures. Les cristaux ayant été approvisionnés dans le cadre de ce développement mais aussi des précédents réalisés au SYRTE, trois pistes sont dédiées à une conversion pour une pompe à 1544 nm et trois sont dédiées à une pompe à 1596 nm. La zone utile a une ouverture de 500 par 500 µm et une longueur de 40 mm. Les caractéristiques des cristaux sont données plus en détails par la Figure III.11.

Les faisceaux pompes superposés dans le cristal étant issus de fibres optiques sont des faisceaux gaussiens. Le paramètre confocal des faisceaux $b = 2z_C$ est contraint par la longueur du cristal L [69] tel que :

$$\frac{L}{b} = 2.84 \quad (\text{III.36})$$

avec z_C la longueur de Rayleigh dans le cristal. On obtient alors la demi-largeur (waist) des faisceaux :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2.84\pi}} \quad (\text{III.37})$$



Description	MgO doped PPLN SFG crystal for 772nm and 1544nm generating 515nm; 798nm and 1596nm generating 532nm
Thickness(z)	0.5mm±0.05mm
Width(y)	10mm±0.5mm
Length(x)	40mm±0.5mm
Periods(Λ)	6.90, 6.92, 6.94, 7.63, 7.65, 7.66 μ m

FIG. III.11 Spécifications données par Covesion pour le cristal SFG utilisé dans cette thèse.

III.3.2 Conception optique du SFG de la référence de fréquence

III.3.2.1 Mise en forme des faisceaux

D'après l'équation III.37, on remarque que selon la longueur d'onde, les demi-largeurs seront différentes, contrairement aux longueurs de Rayleigh z_0 des deux faisceaux pompes d'après l'équation III.36. L'expression du rayon de courbure du front d'onde pouvant s'exprimer seulement en fonction de la longueur de Rayleigh :

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)$$

avec z la distance au waist dans la direction de propagation. Les rayons de courbures seront donc les mêmes pour les deux pompes. On en déduit que les vecteurs d'onde seront

colinéaires en tout point de l'espace, et qu'il en sera de même pour le faisceau émergent vert. Le faisceau vert aura donc le même rayon de courbure que les deux faisceaux pompes, donc la même longueur de Rayleigh, et l'expression du waist selon l'équation III.37 sera aussi valide pour ce faisceau.

Les faisceaux seront mis en forme en sortie de fibre à l'aide d'une seule lentille asphérique. L'expression de la longueur de Rayleigh en sortie de fibre z_F s'exprime en fonction de l'ouverture numérique ON de la manière suivante :

$$z_F = \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1.1 * 2.405}{2ON} \right)^2$$

On peut ensuite exprimer la longueur de Rayleigh image z'_0 en fonction de la focale f' de la lentille et du defocus algébrique objet δ , c'est-à-dire la distance entre le plan focal objet et le plan du waist objet :

$$z'_0 = \frac{z_0 f'^2}{z_0^2 + \delta^2}$$

ainsi que le defocus image s'exprime en fonction du defocus objet tel que :

$$\delta' = -\frac{\delta f'^2}{z_0^2 + \delta^2} \quad (\text{III.38})$$

On décide enfin de contraindre les distances entre la lentille et la fibre et entre la lentille et le waist objet, en somme la distance optique entre la fibre et le centre du cristal d , afin de répondre aux contraintes d'encombrement :

$$\delta + \delta' + 2f' = d = \sum_i n_i d_i$$

On peut alors calculer la focale telle que l'image du faisceau en sortie de fibre soit adaptée à la longueur du cristal :

$$f' = \frac{2d \pm \left(1 - \frac{z_F}{z_C}\right) \sqrt{\frac{z_C}{z_F} \sqrt{d^2 + (z_C - z_F)^2} - 4z_C z_F}}{4 - \frac{z_C}{z_F} \left(1 - \frac{z_F}{z_C}\right)^2}$$

Comme $z_C \gg z_F$ on en déduit que l'on pourra choisir entre une lentille convergente et une lentille divergente. Dans la pratique, lors de la production de petite série comme c'était le cas dans le cadre de cette thèse, les lentilles utilisées font parties du catalogue du fournisseur, et ne sont pas faites sur mesure. On choisira donc une focale proche de celle calculée pour la lentille convergente et on adaptera les defocus et la distance au cristal en conséquent :

$$\begin{aligned} \delta &= -\sqrt{\frac{z_F}{z_C} f'^2 - z_F^2} \\ \delta' &= \sqrt{\frac{z_C}{z_F} f'^2 - z_C^2} \end{aligned} \quad (\text{III.39})$$

Les fibres choisies ayant toutes une ouverture numérique de 0.12 on a alors :

Longueur d'onde [nm]	1596	798	532
Longueur de Rayleigh en sortie de fibre [μm]	61.7	30.9	20.6
Distance lentille - waist [mm]	31.3	31.4	27.3
Distance fibre - cristal [mm]	25.5	24.8	20.1
Focale choisie [mm]	2.75	2	1.45
Defocus objet [μm]	-250	-130	-75
Espacement des optimaux [μm]	265	136	81

TABLEAU III.3 – Paramètres pour la mise en forme des faisceaux pour le SFG avec le cristal Covesion de 40 mm. La distance entre la fibre et le cristal est donnée dans l'air et pour la face d'entrée du cristal. La distance entre la lentille et waist est égale à la somme de la focale et du defocus algébrique.

L'ensemble fibre plus lentille constitue dans notre cas ce qu'on désignera dans ce manuscrit comme collimateur. Afin d'assembler les collimateurs, il faut pouvoir contrôler précisément le defocus. Pour faire cela, on réalise une autocollimation en plaçant un miroir dans le plan hypothétique du waist, et on optimise le couplage de la lumière réfléchiée dans la fibre en jouant sur la position de la fibre. Mais la mesure de cette distance reste approximative, avec une incertitude de quelques millimètres : la position des plans principaux est inconnue, et même si ce biais de mesure était compensé, l'exactitude de la mesure reste limitée par les conditions de reproductibilité.

Afin de maximiser le recouvrement des faisceaux, on a cherché à améliorer le procédé de fabrication des collimateurs. Nous avons donc utilisé la méthode suivante qui permet de contrôler plus finement le defocus :

Lors de la réalisation de la l'autocollimation, on s'aperçoit que deux positions de la fibre permettent d'optimiser le couplage. On appellera ces positions les optimaux. Si on réécrit l'équation III.38, c'était en fait attendu :

$$\delta^2 (D_{ML} - f') + \delta f'^2 + z_F^2 (D_{ML} - f') = 0$$

avec D_{ML} la distance entre le miroir et la lentille. On a une équation du second degré présentant deux solutions :

$$\delta = \frac{-f'^2 \pm \sqrt{f'^4 - 4z_F^4 (D_{ML} - f')^2}}{2(D_{ML} - f')}$$

On a alors l'espacement entre les optimaux :

$$\Delta\delta = \frac{\sqrt{f'^4 - 4z_F^4 (D_{ML} - f')^2}}{D_{ML} - f'}$$

qui nous donne la distance entre le miroir et la lentille :

$$D_{ML} = f' + f'^2 \sqrt{\frac{1}{\Delta\delta^2 + 4z_F^2}}$$

Avec les techniques d'assemblage Kyliya, la distance $\Delta\delta$ est facilement mesurable, avec une très bonne fidélité et une incertitude-type de 5 μm . On pourra alors ajuster la position du miroir vers la valeur cible, qui encore une fois se fera très précisément grâce aux techniques d'assemblage de l'entreprise. On réitérera jusqu'à convergence. L'optimal à choisir se fera en fonction du signe de la valeur algébrique du defocus, qui dans notre cas est toujours négatif (pour une lentille convergente comme indiqué par l'équation III.39), c'est donc la position la plus éloignée de la lentille.

Le collimateur vert n'a pas été pas assemblé avec cette technique, mais directement en optimisant le couplage de la puissance générée en sortie de cristal, compensant ainsi les tolérances sur les optiques, et garantissant des performances optimales.

III.3.2.2 Superposition des faisceaux

Afin de réaliser l'opération de sommation de fréquences, il faut superposer les faisceaux pompes (infrarouge et rouge) dans le cristal, et les séparer du faisceau vert en sortie de cristal. Pour réaliser cette superposition et cette séparation, nous avons utilisé des filtres dichroïques, réalisés par dépôts de couches minces. Les filtres passe-haut, vont transmettre les hautes fréquences (basses longueurs d'onde) et vont réfléchir les basses fréquences. C'est l'inverse pour les filtres passe-bas. Dans le cadre de cette thèse, les filtres ayant les meilleures performances du fournisseur choisi sont les filtres passe-bas, avec une longueur d'onde de coupure de 950 nm, c'est-à-dire qu'ils réfléchissent les longueurs d'onde inférieures à 950 nm, et transmettent les longueurs d'onde supérieures à 950 nm. Le schéma optique complet est donné par la Figure III.12.

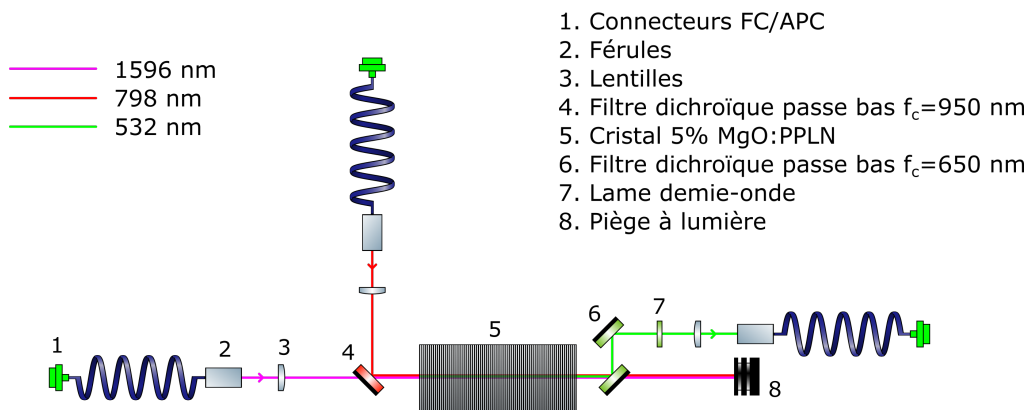


FIG. III.12 Représentation schématique du SFG.

Afin de garantir les meilleures stabilités, il faut assurer la stabilité de la superposition des faisceaux. Pour ce faire, les composants optiques de l'assemblage sont en silice, ce qui garantit une homothétie si les paramètres environnementaux changent.

III.3.2.3 Autres considérations

Le cristal en niobate de lithium est périodiquement orienté et dans la masse. Il est donc découplé du montage optique en reposant sur des supports de différents matériaux sans que cela ne dégrade les performances du SFG. Le cristal sera placé dans un four pour augmenter l'inertie thermique du cristal, et donc diminuer les fluctuations thermiques. En effet la température doit être soigneusement réglée pour respecter la condition d'accord de phase, comme expliqué dans la Partie précédente. Cette régulation en température se fait à l'aide d'un module Peltier et de Thermistance à Coefficient Négatif (CTN). L'asservissement en température développé par le service électronique du SYRTE permet une stabilité relative de la valeur de la thermistance de 10^{-4} à une seconde pour une température d'accord de phase d'environ 47°C (pas d'inversion de l'orientation macroscopique de $6.94\ \mu\text{m}$).

Afin de garantir le maintien de la polarisation dans la fibre de sortie du SFG, on souhaite aligner au mieux la polarisation en espace libre avec l'axe lent de la fibre à maintien de polarisation. On utilise alors une lame demie-onde juste avant le collimateur de sortie, qu'on a orientée pour optimiser l'alignement (voir Figure III.12). Une lame quart-d'onde aurait pu être rajoutée afin de corriger les défauts d'ellipticité, mais la polarisation en sortie de cristal est très rectiligne et le collimateur ne la déformait pas suffisamment pour que cela soit nécessaire.

III.3.3 Performances du SFG de la référence de fréquence

Deux modules de SFG ont été successivement réalisés dans le cadre de cette thèse, utilisant le même cristal acquis auprès de Covision. Les deux présentaient les mêmes performances en terme de conversion non-linéaire, mais le premier module était extrêmement sensible aux contraintes mécaniques appliquées au boîtier. Une nouvelle conception et un changement du procédé de fabrication ont mené à la réalisation du second module qui n'avait plus ces problèmes.

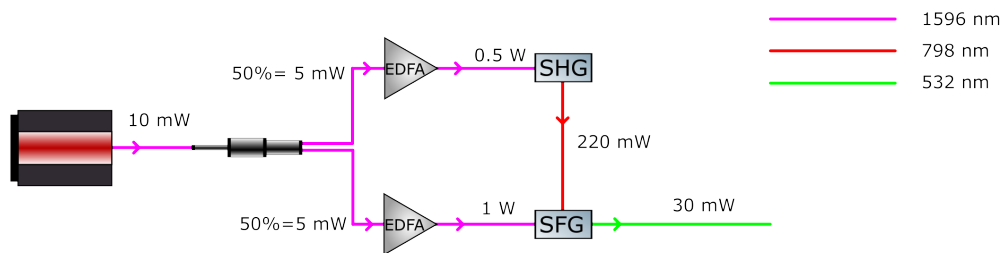


FIG. III.13 Dispositif expérimental utilisé pour mesurer les performances du SFG. Le laser est un laser fibré NKT, le coupleur est un coupleur 50/50 vendu par Thorlabs, les Amplificateurs à Fibre Dopée à l'Erbium (EDFA) sont fabriqués par Lumibird (Keopsys) et le SHG est celui dont les performances sont données plus haut (NTT, ZnSe:PPLN). Le dispositif est entièrement fibré.

Les performances ultimes du second module de SFG utilisé dans cette thèse sont rapportées par les Figures III.16 et III.17. Ces performances ont été mesurées en utilisant le dispositif de test donné par la Figure III.13. Le cristal avait une efficacité de conversion intrinsèque de 4.5 %/W/cm, ce qui correspond aux spécifications annoncées par Covesion. Les filtres dichroïques offrent des transmissions supérieures à 99%, et des réflexions supérieures à 98%. Le couplage dans la fibre de sortie est de 75%. Une fois les fibres soudées, entre 5 et 10 % de puissance infrarouge en plus était disponible, et entre 15 et 20 % de puissance optique dans le rouge en plus était disponible, ce qui nous permet d'obtenir une puissance en sortie de fibre de 30 mW, pour 1W d'infrarouge, et 220 mW de rouge (500 mW d'IR), soit un rendement de 2%.

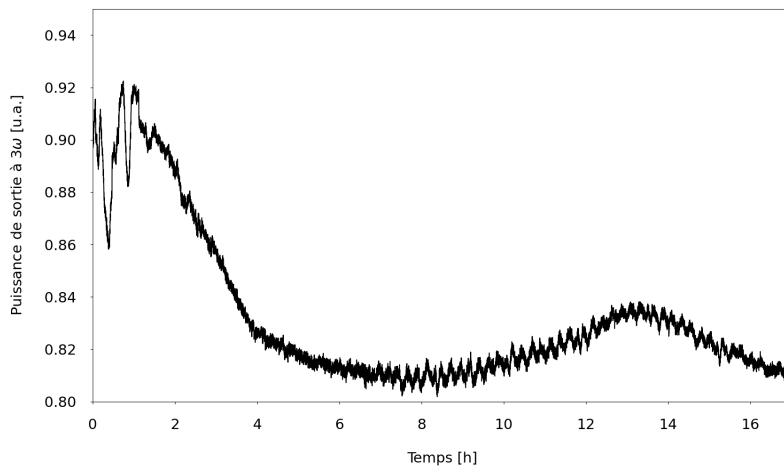


FIG. III.14 Evolution de la puissance en sortie du SFG sur plusieurs heures.

La bruit résiduel d'intensité intrinsèque au SFG n'a pu être mesuré précisément, mais les fluctuations observées (Figure III.14) sont majoritairement dues aux fluctuations de puissance en sortie des amplificateurs à fibres. Le PER de sortie est supérieur à 25 dB. Le volume total est de 130x50x36 mm. Après deux ans d'utilisation, aucune dégradation des performances n'a été remarquée.

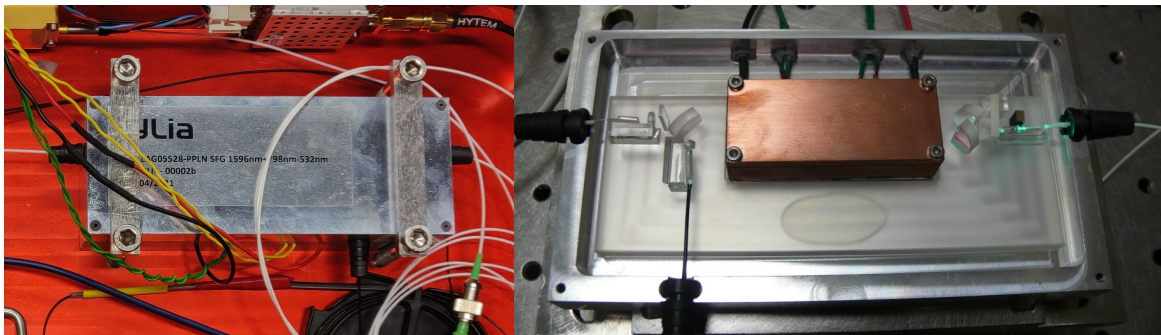


FIG. III.15 À gauche : photographie du SFG utilisé dans cette thèse, en cours d'intégration dans le boîtier mécanique. À droite : Photographie d'un SFG réalisé dans le cadre d'un projet pour le ROA, débouché du développement réalisé pour cette thèse.

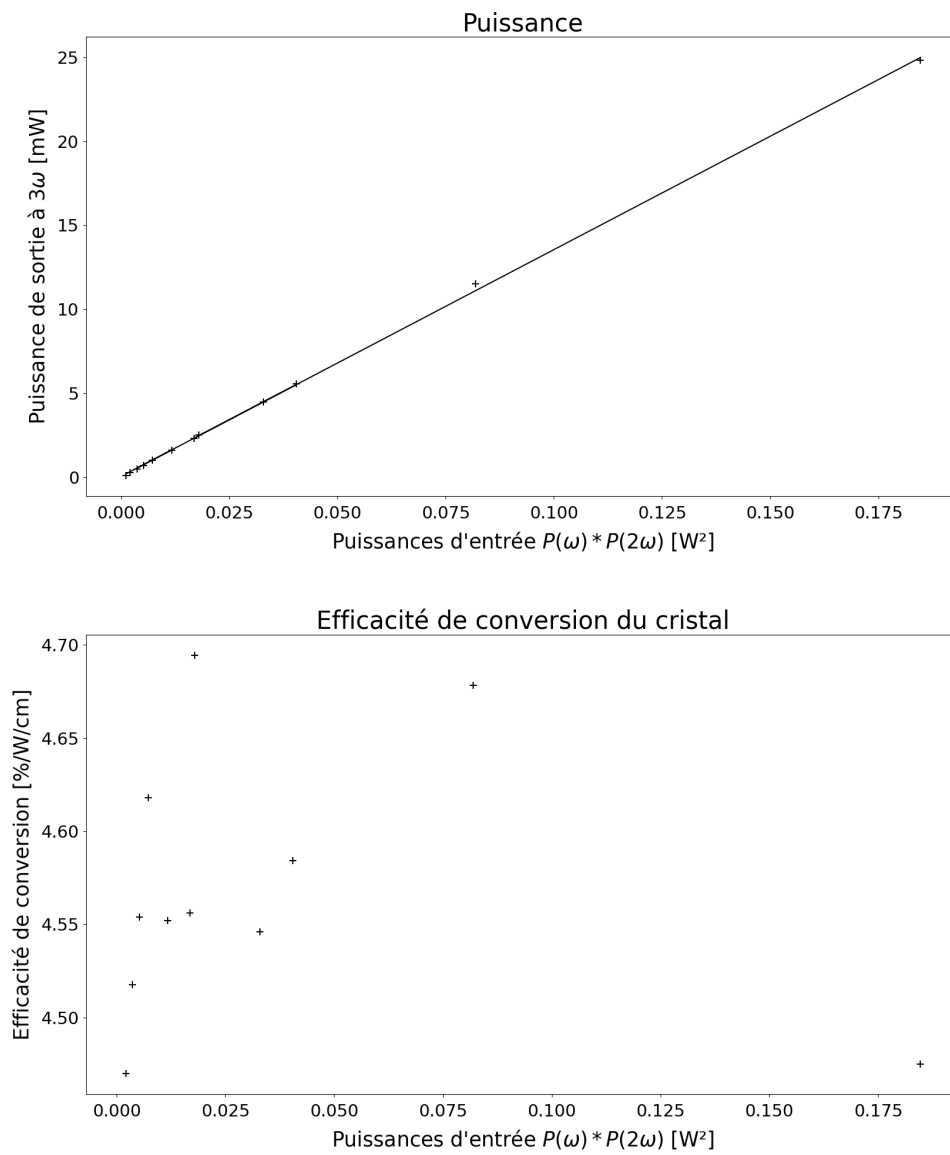


FIG. III.16 Performances du SFG utilisé dans cette thèse.

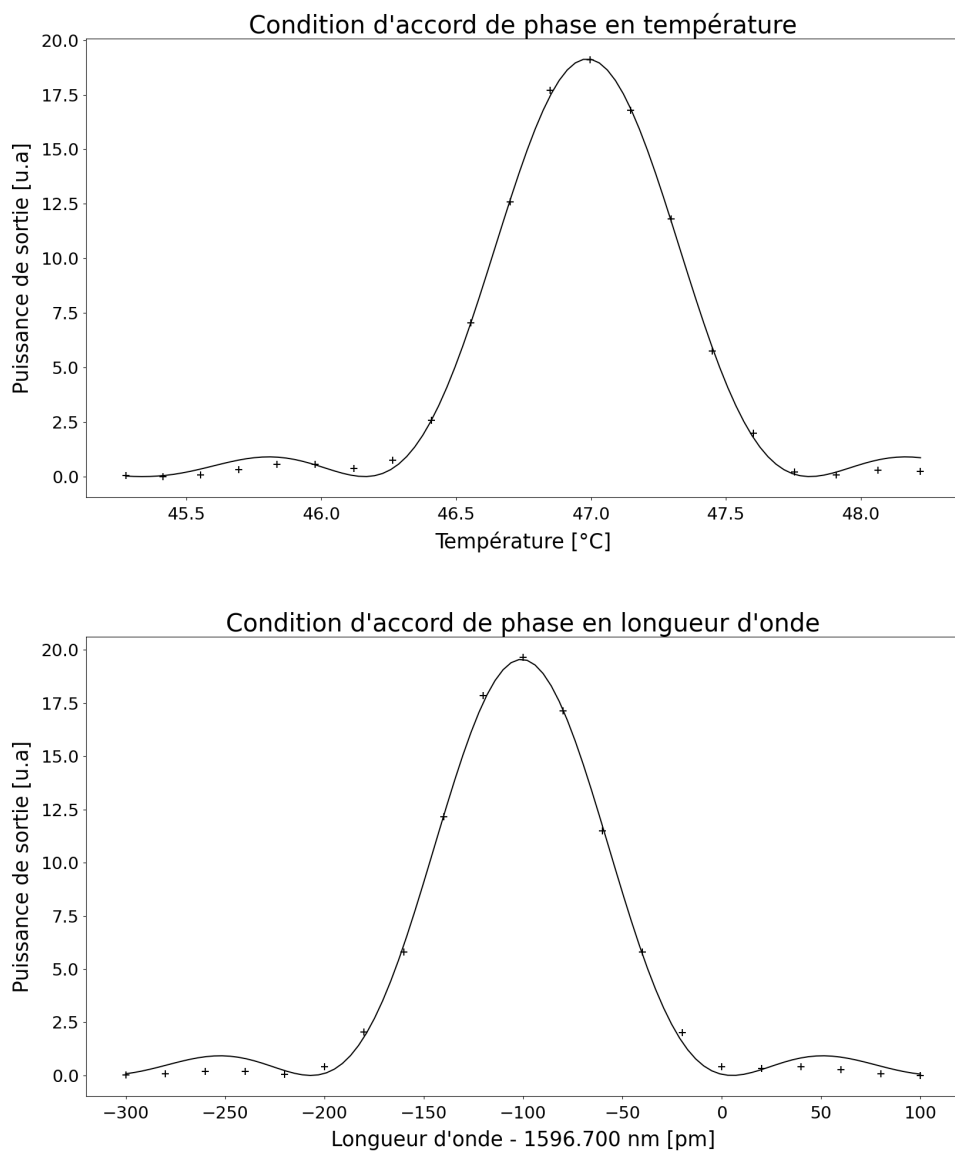


FIG. III.17 Conditions d'accord de phase du SFG utilisé dans cette thèse. Les mesures ont été effectuées sans réoptimisation des conditions d'accord de phase du SHG. Le module présente une bande passante de 50 pm et 0.4 °C.

III.3.4 Autres projets

D'autres développements ont eu lieu en parallèle, mais qui n'avaient pas pour vocation à être utilisés pour le banc de spectroscopie. Nous ne rentrerons pas dans plus de détails que la description ci-dessous :

- Dans le cadre du General Support Technology Programme (GSTP) de l'ESA, exail a été mené à développer des doubleurs à 1560 nm répondant aux qualifications spatiales. Le cristal utilisé est un cristal en guide d'onde NTT, et le rendement total des modules dépasse 50% à 1 W. Ce développement a ouvert la voie à d'autres applications des guides d'ondes.
- Un développement a permis la production de sources pulsées doublées à 1550 nm, avec des cristaux dans la masse Coversion. Avec une puissance moyenne de 1 W et des largeurs d'impulsions de quelques nanosecondes, le rendement était supérieur à 50%.
- ROA a décidé de développer une référence de fréquence stabilisée sur l'iode, et de reproduire les travaux précédemment réalisés au SYRTE. Exail a fourni un module de triplage de fréquence tel que celui développé dans le cadre de cette thèse, comprenant un SHG NTT et un SFG.
- Des cristaux fabriqués en France (Femto-ST) sont intégrés par exail, dans le but du développement d'une filiale française d'ONL.
- Dans le cadre de la mission CARIOQA, exail développe des doubleurs qualifiés spatiales étanches.

III.4 Conclusion

III.4.1 Performances

Nous avons pu réaliser une source à 532 nm entièrement fibrée à partir d'un laser Télécom à 1596 nm. Les performances sont restées parfaitement stables au cours de deux années de fonctionnement, et tous les éléments utilisés présentent un très haut niveau de maturité technologique. Ce triplage de fréquence a été réalisé en cascasant un module de doublage de fréquence et un module de sommation de fréquences, le module de sommation de fréquences étant spécialement développé pour cette réalisation.

Une puissance optique de 30 mW dans le vert ont pu être générée en sortie de fibre optique à partir de 1.5 W d'infrarouge, pour un volume total de 15 L. Ce volume intègre d'autres fonctionnalités utiles pour la stabilisation en fréquence de la source grâce à la spectroscopie par absorption saturée de l'iode. Ce niveau de puissance permet d'envisager de nouvelles possibilités pour cette application (qui seront développées dans la Partie IV.3.1), car il est bien supérieur à celui attendu et initialement nécessaire.

Comme détaillé dans la Partie II.1, le laser développé est capable de générer 70 mW d'infrarouge en plus de la génération dans le vert, et cette puissance aurait pu être portée à 500 mW sans développement supplémentaire. Afin de comparer ce résultat avec le laser Prometheus développé par Coherent, il faut rajouter un volume de 5L pour l'électronique de contrôle spécifique à la source Télécom et à l'optique non-linéaire. On obtient alors 20 L pour les deux lasers, Prometheus pouvant générer plus de puissance (50 mW dans le vert et 1 W de puissance à 1064 nm), mais ses sorties sont en espace libre [35]. La largeur spectrale d'émission de Prometheus est meilleure (inférieure au kHz alors que le laser Télécom fibré a une largeur d'environ 3 kHz), mais il est sensible aux perturbations acoustiques alors que le laser fibré ne l'est pas du tout.

III.4.2 Perspectives

La perspective de développement la plus intéressante est l'augmentation de la puissance optique dans le vert. Pour ce faire on peut d'une part intégrer le cristal de doublage de fréquence avec celui de sommation de fréquences pour supprimer les pertes liées au couplage dans les fibres, ce qui nous permettrait d'augmenter la puissance de rouge disponible pour le SFG, mais on peut aussi remplacer le cristal dans la masse par un cristal en guide d'onde. On estime alors pouvoir largement dépasser les 100 mW de puissance générée à 532 nm pour 1.5 W à 1596 nm.

Une autre perspective intéressante est le développement d'une filière de production de cristaux d'optique non-linéaire française, permettant de s'affranchir des fournisseurs étrangers à l'Union Européenne et de potentiellement réduire les coûts de fabrication.

Chapitre IV

Spectroscopie de l'iode

IV.1 Introduction

IV.1.1 Objectif de la spectroscopie

L'asservissement en fréquence du laser Télécom sur une transition hyperfine de l'iode à 532.245 nm, est réalisé en utilisant la technique d'absorption saturée. Ces transitions sont accessibles par le triplage du laser à 1596 nm (Chapitre III). La spectroscopie convertit le bruit en fréquence du laser en bruit d'amplitude, ce qui permet de générer un signal utile à l'asservissement en fréquence, comme expliqué dans le Chapitre II. Ces transitions hyperfines sont néanmoins fortement élargies par l'effet Doppler, l'iode étant sous la forme de vapeur (pression d'environ 1 Pa, température du doigt froid d'environ -15 °C). Il faut donc mettre en place la technique de spectroscopie par absorption saturée, permettant l'interrogation de molécules ayant une classe de vitesse unique, et donc de s'affranchir de l'élargissement Doppler.

Le bruit résiduel de fréquence du laser asservi dépend donc des résultats de la spectroscopie réalisée avec notre dispositif. En effet [41] :

$$\sigma = \frac{H}{Q \times \text{SNR}} \quad (\text{IV.1})$$

avec $Q = \nu/\Delta\nu$ le facteur de qualité de la transition atomique, H un paramètre propre à la boucle d'asservissement, et SNR le rapport signal à bruit du signal d'erreur. Ainsi la spectroscopie de l'iode nous permet d'estimer et d'éventuellement réduire le bruit résiduel de fréquence du laser asservi.

Des formules théoriques existent pour le SNR potentiellement atteignable par un dispositif donné, ainsi que pour la largeur $\Delta\nu$ d'une raie d'absorption (et donc le facteur de qualité) [41, 42, 49]. Le SNR potentiellement atteignable (équation IV.2) est un SNR limité par le bruit de grenaille des photons et du courant de la photodiode. La largeur d'absorption théorique est donnée en l'absence d'effet Doppler.

$$\text{SNR} = \Delta\alpha LP \sqrt{\frac{\eta P_s}{2eB}} \quad (\text{IV.2})$$

avec :

- η la photosensibilité de la photodiode utilisée
- e la charge de l'électron
- B la bande-passante de détection
- $\Delta\alpha$ le contraste tel que défini dans la sous-partie IV.2.4.2 (équation IV.45)
- L la longueur d'interaction avec la vapeur
- P la pression de la vapeur
- P_s la puissance du faisceau sonde

$$\Delta\nu = (\Gamma_n + \Gamma_t + \Gamma_p + \Gamma_l + \Gamma_D + \Gamma_{FO} + \Gamma_r) \sqrt{1 + S} \quad (\text{IV.3})$$

avec :

- Γ_n la largeur naturelle de la raie
- Γ_t l'élargissement dû au temps de transition des atomes dans les faisceaux optiques
- Γ_p l'élargissement dû à la pression
- Γ_l la largeur d'émission du laser
- Γ_D l'effet Doppler du second ordre
- Γ_{FO} l'effet de la courbure du front d'onde
- Γ_r l'élargissement dû au doublet de recul
- $S = I/I_S$ le paramètre de saturation avec I l'intensité des faisceaux et I_S l'intensité de saturation donnée dans la sous-partie IV.2.4.2 (équation IV.43).

Ce chapitre donnera d'abord une étude théorique du spectre d'absorption saturée de la vapeur d'iode, puis détaillera le dispositif réalisé dans le cadre de cette thèse, et enfin les caractérisations des signaux spectroscopiques obtenus. Nous essayerons de comparer nos résultats aux équations IV.2 et IV.3.

IV.1.2 Caractéristiques générales de l'iode

Parmi tous les isotopes de l'iode, seule l'espèce isotopique $^{127}\text{I}_2$ est stable. L'isotope $^{129}\text{I}_2$ a une demie-vie de 15.7 millions d'années, et n'est donc pas un isotope primordial. Il est produit principalement par l'activité humaine, dont les tests nucléaires et les accidents de centrale nucléaire. Les autres isotopes ont une demi-vie inférieure à 70 jours. La pollution des cellules aux isotopes autres que $^{127}\text{I}_2$ concerne donc seulement $^{129}\text{I}_2$ et sa prévention est facilement réalisable.

L'iode présente l'avantage d'être sous la forme d'une molécule diatomique de diiode, les états rovibrationnels permettant de dupliquer ses transitions hyperfines sur l'intégralité du spectre visible (Figure IV.1), les répliqués étant proches les uns des autres (Figure IV.2). Une transition ayant une fréquence accessible au doublage de fréquence des lasers Nd:YAG utilisés pour les opérations au sol de la mission LISA (Chapitre I) existe donc, et l'asservissement de laser Télécom à d'autres longueurs d'onde des bandes C et L est possible.

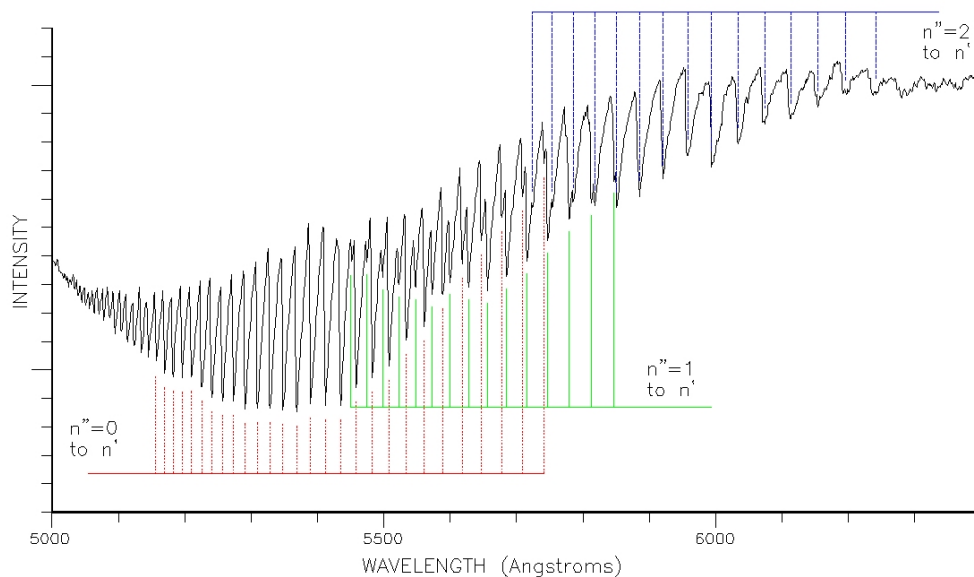


FIG. IV.1 Spectre d'absorption de l'iode dans le visible. La limite de dissociation de l'iode étant vers 500 nm. Figure extraite de la référence [70]. n'' correspond à l'état vibrationnel fondamental et n' à l'état vibrationnel excité, le détail est donné dans la Partie suivante IV.2.

Les transitions hyperfines ont une demi-largeur naturelle de 50 à 500 kHz à 500-550 nm (Figure IV.3), ce qui les rend idéales pour des utilisations comme référence de fréquence. Ainsi l'utilisation de l'iode à des fins de référence de fréquences est très mature suite aux nombreux travaux menés depuis les années 1970, et particulièrement depuis la recommandation du Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) de l'utiliser pour la mise en application de la définition du mètre dans les années 90 [37]. Les performances démontrées depuis ont ouvert le champ à de nombreuses applications, multipliant les réalisations de lasers asservis sur des vapeurs d'iode [32, 40–42].

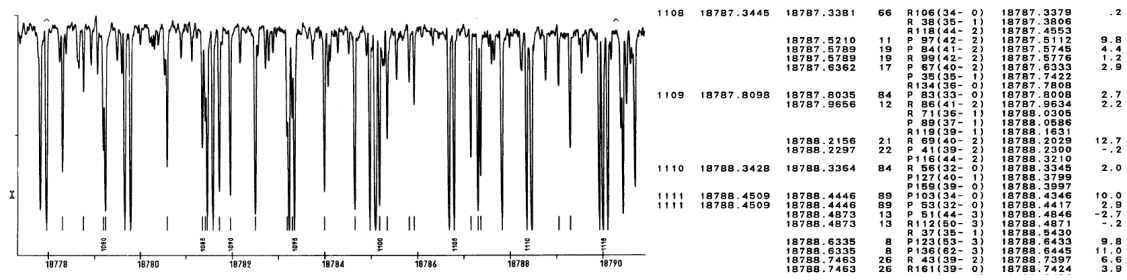


FIG. IV.2 Spectre d'absorption de l'iode à 532 nm. À gauche, les raies d'absorption sur une plage de 360 GHz (340 pm), la numéro 1110, correspondant à la transition R56(32-0), dont la fréquence est rapportée à droite dans l'atlas. Figures extraites de la référence [71].

La Figure IV.3 illustre l'élargissement des transitions hyperfines avec l'augmentation de la longueur d'onde. En effet, plus la transition est proche de la limite de dissociation (~ 500 nm), plus les transitions ont une demi-largeur naturelle faible, mais plus l'absorption est faible, comme illustré par la Figure IV.1. Ainsi en supposant un dispositif parfaitement égal aux travaux réalisés au SYRTE à 514 nm [2, 3] et une stabilité à une seconde limitée seulement par le bruit de grenaille, on pourrait s'attendre d'après l'équation IV.1 et en prenant un rapport des largeurs naturelles des raies à 514 et 532 nm à un bruit résiduel de fréquence d'environ 5×10^{-14} à une seconde en terme de variance d'Allan. Cela dit, des lasers Nd:YAG doublés asservis sur l'iode, ont démontrés des instabilités résiduelles de fréquence inférieures à 10^{-14} entre 1 et 10,000 s [48].

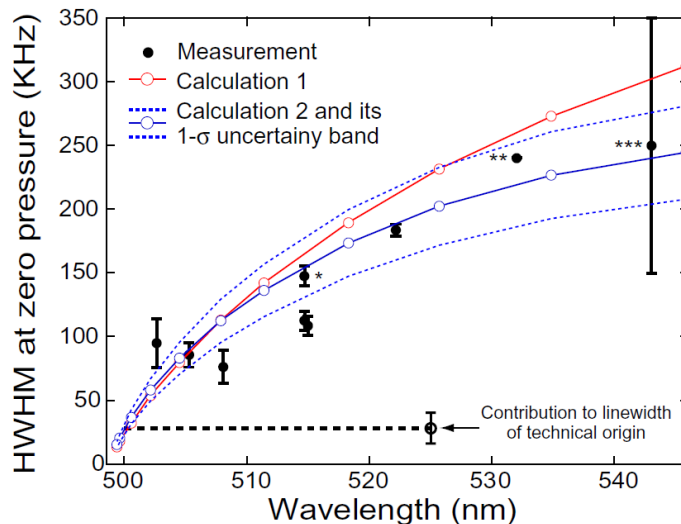


FIG. IV.3 Largeur naturelle des transitions hyperfines de l'iode entre 500 et 550 nm. Figure extraite de la référence [49].

IV.2 Étude théorique des transitions hyperfines

Cette partie a été rédigée à l'aide des références [72–77].

Cette partie fournit les grandes lignes pour comprendre le spectre d'absorption de l'iode, ainsi que son spectre d'absorption saturée. Nous détaillerons donc les quatre énergies composant l'énergie d'une molécule diatomique :

- l'énergie de rotation de la molécule
- l'énergie de vibration de la molécule
- l'énergie électronique des atomes
- l'énergie de translation de la molécule

En effet la quantification de ces quatre formes d'énergie explique le spectre de l'iode entre 500 et 600 nm. La Figure IV.4 illustre le rôle de ces différentes énergies, mis à part l'énergie de translation, qui contribue elle à l'élargissement Doppler.

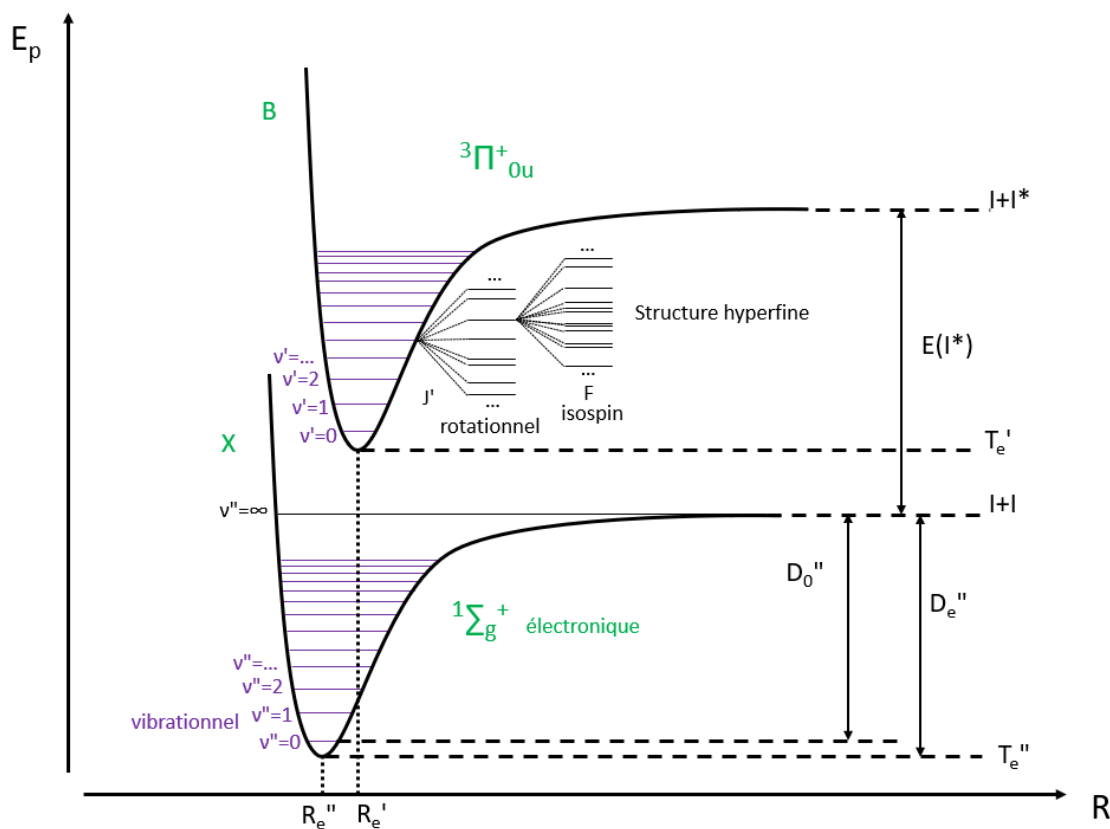


FIG. IV.4 Schéma représentatif des différents niveaux d'énergie des molécules diatomiques de l'iode pour les transitions B-X. Les différences d'énergie électronique correspondent à des transitions visibles et proches infrarouges. Les différences d'énergie vibrationnelles correspondent à des transitions infrarouges, les différences d'énergie rotationnelle à des transitions micro-ondes et les structures hyperfines correspondent à des transitions inférieures à 1 GHz. L'axe horizontal est la distance internucléaire R et l'axe vertical l'énergie potentielle.

IV.2.1 Énergie de vibration

Une molécule diatomique peut être représentée comme deux masses liées par un ressort linéaire. Elle possède alors une énergie qu'on donnera dans cette sous-partie. On déduit alors à partir de la loi de Hooke le potentiel de la liaison entre les deux masses tel que :

$$V(r) = \frac{1}{2}k(r - R_e)^2 \quad (\text{IV.4})$$

avec r la distance internucléaire, R_e celle au repos et k la "raideur" de la liaison. En se plaçant dans un repère de coordonnées cartésiennes tel que \mathbf{r} soit aligné avec l'axe internucléaire, on peut poser les opérateurs :

$$\hat{V} = \frac{1}{2}k\mathbf{r}^2 \quad \text{et} \quad \hat{H} = -\frac{\hbar\nabla^2}{2\mu} \quad (\text{IV.5})$$

avec μ la masse réduite de la molécule, c'est-à-dire dans notre cas :

$$\mu = \frac{M_{I_2}^2}{2M_{I_2}} = \frac{M_{I_2}}{2} \quad (\text{IV.6})$$

On peut alors écrire l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar}{2\mu} \frac{\partial^2 \rho(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}^2} + \frac{1}{2}k\mathbf{r}^2 \rho(\mathbf{r}) = E\rho(\mathbf{r}) \quad (\text{IV.7})$$

avec ρ la fonction d'onde de notre système, dont les solutions sont les fonctions polynômes d'Hermite amorties :

$$\rho_\nu(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \frac{1}{\sqrt{2^\nu \nu!}} e^{-r^2/2} H_\nu(r) \quad (\text{IV.8})$$

avec ν le nombre quantique vibrationnel indiquant les modes de vibrations de la molécule. Les niveaux d'énergie sont les suivants :

$$E_\nu = \hbar\omega \left(\nu + \frac{1}{2} \right) \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (\text{IV.9})$$

Ces solutions sont en fait celles d'un oscillateur harmoniques, et ne décrivent notre système que pour des distances r proches de R_e . En réalité, nous avons un oscillateur anharmonique, avec les niveaux d'énergie :

$$G_\nu = \hbar\omega \left(\nu + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega\chi \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots \quad (\text{IV.10})$$

avec le terme $\omega\chi$ correspondant à la correction à l'approximation de l'oscillateur harmonique. On remarque tout de suite que la différence d'énergie entre deux niveaux n'est plus constante :

$$\Delta G_\nu = \hbar\omega - 2\hbar\omega\chi(\nu + 1) \quad (\text{IV.11})$$

On peut aussi donner le potentiel de Morse :

$$V_M(r) = D_e \left[1 - e^{-a(r-R_e)} \right]^2 \quad (\text{IV.12})$$

avec le paramètre de Morse $a = \sqrt{\frac{8\pi^2 c \mu \omega \chi}{h}}$ et l'énergie de dissociation $D_e = \omega/4\chi$, énergie à partir de laquelle la liaison diatomique est rompue.

La population des états vibrationnels est donnée par la statistique de Maxwell-Boltzmann (équation IV.13) et le recouvrement vibrationnel (probabilité de transition) est donné par les facteurs de Franck-Condon. L'intensité des transitions peut-être modélisée à partir de ces données.

$$N_\nu = e^{-G_\nu 100hc/kT} \quad (\text{IV.13})$$

IV.2.2 Énergie de rotation

La molécule diatomique tourne aussi sur elle-même dans l'espace. Elle possède donc une énergie liée à sa rotation. On supposera pour étudier cette énergie que la molécule se trouve en absence de potentiel, c'est-à-dire que l'on supposera la distance internucléaire r fixe. On a alors l'Hamiltonien en coordonnées sphériques :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar \nabla^2}{2\mu} = \frac{\hat{L}^2}{2I} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \quad (\text{IV.14})$$

avec $I = \mu r^2$ le moment inertiel et \hat{L} l'opérateur de moment angulaire. Pour résoudre l'équation de Schrödinger, on écrit la fonction d'onde sous la forme d'un produit de fonctions d'onde indépendantes (équation IV.15). On appellera les solutions de l'équation de Schrödinger les harmoniques sphériques.

$$Y(\theta, \varphi) = \Theta(\theta) \Phi(\varphi) \quad (\text{IV.15})$$

On peut alors écrire l'équation de Schrödinger sous la forme :

$$\frac{1}{\Theta(\theta) \Phi(\varphi)} \left[\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \Theta(\theta) \Phi(\varphi) = -\frac{2IE \sin^2 \theta}{\hbar^2} \quad (\text{IV.16})$$

qu'on peut réécrire telle que :

$$\frac{1}{\Theta(\theta)} \left[\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{2IE \sin^2 \theta}{\hbar^2} \right] \Theta(\theta) = -\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \Phi(\varphi) \quad (\text{IV.17})$$

Comme les deux fonctions dépendent de variables indépendantes, les seules solutions telles que les deux termes soient égaux impliquent que les deux termes soient constants. On posera leur valeur m_J^2 , nombre quantique secondaire de moment angulaire total, c'est-à-dire la projection du moment angulaire total \mathbf{J} sur l'axe internucléaire. La participation de la rotation autour de l'axe internucléaire à l'énergie totale étant extrêmement faible, elle sera négligée. On a alors le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \Theta(\theta) + (\lambda \sin^2 \theta - m_J^2) \Theta(\theta) = 0 \\ \frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \Phi(\varphi) + m_J^2 \Phi(\varphi) = 0 \end{cases} \quad (\text{IV.18})$$

avec $\lambda = 2EI/\hbar^2$. On trouve alors facilement la solution pour $\Phi(\varphi)$:

$$\Phi(\varphi)_{m_J} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im_J\varphi} \quad (\text{IV.19})$$

avec le moment dipolaire un entier relatif afin de pouvoir respecter la condition cyclique $e^{im_J\varphi} = e^{im_J(\varphi+2\pi)}$.

Les solutions de $\Theta(\theta)$ sont les fonctions de Legendre qu'on notera $\Theta_J^{m_J}(\theta)$, avec J un entier naturel tel que $\lambda = J(J+1)$ et $J \geq |m_J|$. On définit alors le moment angulaire total M :

$$M^2 = 2IE = J(J+1)\hbar^2 \quad \text{tel que} \quad \hat{L}Y = M^2Y \quad (\text{IV.20})$$

Comme les niveaux d'énergie dépendent principalement de J , on écrira :

$$E_J = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R_e^2} = BJ(J+1) \quad (\text{IV.21})$$

On notera les harmoniques sphériques :

$$Y_J^{m_J}(\theta, \varphi) = \Phi(\varphi)_{m_J} \Theta_J^{m_J}(\theta) \quad (\text{IV.22})$$

En réalité, la distance de la liaison internucléaire n'est pas fixe : il faudra corriger l'énergie d'un état rotationnel en apportant une correction de distortion centrifuge :

$$E_J = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 \quad (\text{IV.23})$$

La population des états vibrationnels est donnée par la statistique de Maxwell-Boltzmann (équation IV.24) et le recouvrement rotationnel (probabilité de transition) est donné par les facteurs de Hönl-London. L'intensité des transitions peut-être modélisée à partir de ces données.

$$N_J = (2J+1)e^{-E_J 100hc/kT} \quad (\text{IV.24})$$

IV.2.3 Énergie électronique

La transition permettant l'absorption dans le visible est celle permettant le changement d'état électronique de la molécule. Lors de l'absorption d'un photon dans le visible ou proche infrarouge, un des deux atomes va passer de l'état fondamental à l'état excité : $I + I \rightarrow I + I^*$. La transition électronique $B \leftarrow X$ est celle qui nous intéressera dans le cas de l'absorption d'un photon vert, comme illustré par la Figure IV.5. Pour décrire cette transition électronique, nous utiliserons la notation spectroscopique moléculaire.

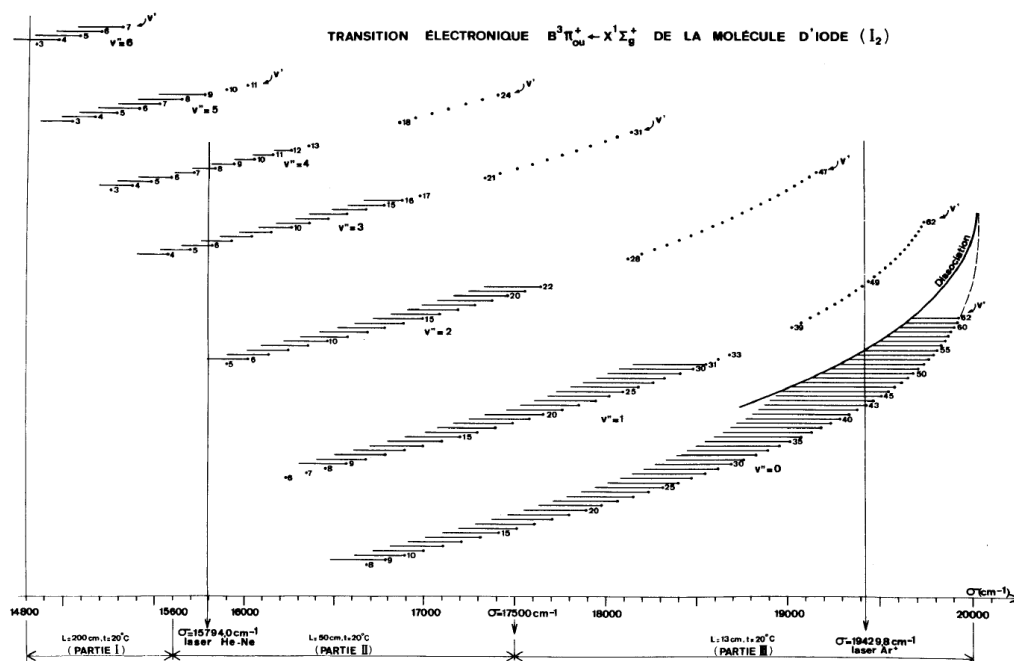


FIG. IV.5 Description détaillée de la transition $B \leftarrow X$, dont la notation spectroscopique moléculaire est $^3\Pi_{0u}^+ \leftarrow ^1\Sigma_g^+$. v'' correspond à l'état vibrationnel fondamental et v' l'état vibrationnel excité. L'axe horizontal correspond à des longueurs d'onde comprises entre 500 et 675 nm. Figure extraite de la référence [71].

IV.2.3.1 Moment angulaire et représentation de Hund

Trois moments angulaires nous permettent de décrire l'état électronique de la molécule :

- \vec{L} le moment angulaire électronique total
- \vec{J} le moment angulaire total
- \vec{S} le spin électronique total

Leurs projections sur l'axe internucléaire sont respectivement Λ , Ω , Σ , avec $\Omega = \Sigma + \Lambda$. Parmi les 5 couplages idéaux définis par Hund, le cas (c), observable pour les molécules lourdes, correspond le mieux à la molécule diatomique de l'iode : seulement Ω et \vec{J} sont bien définis. Dans le cas de la molécule diiode, il se peut que le moment angulaire électronique total \vec{L} et le spin électronique total \vec{S} soient couplés à l'axe internucléaire. Ce cas correspond au cas (a) de Hund, et Λ et Σ deviennent alors des bons nombres quantiques.

La notation spectroscopique moléculaire associe à chaque valeur de Λ une lettre grecque, à la manière de la notation spectroscopique atomique : pour $\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$ on utilise les symboles $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$. À cela s'ajoute la multiplicité $(2S + 1)$, qui correspond au nombre de sous-états, ainsi que la projection du moment angulaire total dans le cas de Hund approprié, et enfin les parités de symétrie : g/u pour la parité selon le centre de symétrie, $+/-$ pour la parité selon un plan contenant l'axe internucléaire. On obtient alors la notation suivante :

$$2S+1\Lambda_{\Omega}^{+/-}g/u$$

Les deux états électroniques B et X sont des notations simplifiées des états ${}^3\Pi_{0u}^+$ et ${}^1\Sigma_g^+$ respectivement. D'autres transitions électroniques de l'iode existent, et les plages de longueurs d'onde correspondantes sont données par le Tableau IV.1.

Transitions	Plage d'absorption [nm]
$A - X$	800-1400
$B - X$	500-700
$E - B$	400-430
$D' - A'$	310-345
$F - X$	250-272
$D - X$	182-240

TABLEAU IV.1 – Transitions électroniques de l'iode et leurs longueurs d'onde d'absorption. Données extraites des références [2, 3].

Nous noterons enfin Q'' l'état fondamental et Q' l'état excité, avec Q un nombre quantique. Cette notation s'applique à tous les nombres quantiques utilisés dans notre cas.

IV.2.3.2 Transitions hyperfines : règles de sélection et isospin

Les règles de sélection permettent de décrire les transitions possibles entre deux niveaux d'énergie. Dans notre cas les règles de sélection sont les suivantes :

$$\Delta J = J'' - J' = -1, 0, +1$$

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta \Lambda = -1, 0, +1$$

$$\Delta \Omega = 0$$

La valeur $\Delta J = -1, 0, +1$ est associée aux notations P , Q et R respectivement. On notera enfin les transitions ro-vibrationnelles sous la forme $XJ''(\nu' - \nu'')$. Ainsi la transition sur laquelle nous allons travailler à 532.245 nm est la transition $R56(32 - 0)$. Au sein des transitions ro-vibrationnelles, on peut trouver des raies hyperfines, qu'on appellera composante hyperfine a_n , n un entier représentant la position de la raie hyperfine au sein de la transition ro-vibrationnelle. Ces raies hyperfines sont issues du spin de chaque noyau des atomes d'iode, appelé l'isospin I . Le moment angulaire \vec{J} et le moment angulaire de l'isospin \vec{I} se couplent pour former le moment angulaire $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. En suivant les règles d'addition on obtient l'isospin total $I = 0, 1, 2, 3, 4, 5$, car l'isospin de l'iode naturel est de $5/2$.

La molécule diatomique de diiode étant homonucléaire, certaines règles de symétrie s'appliquent. La fonction d'onde totale de la molécule s'écrit :

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, I_1, I_2) = \psi_{trans}(\mathbf{R}) \psi_{el} \psi_{vib}(\mathbf{r}) \psi_{rot}(\theta, \varphi) \psi_{nucl}(I_1, I_2) \quad (\text{IV.25})$$

avec :

- ψ_{trans} la fonction d'onde de translation
- ψ_{el} la fonction d'onde électronique
- ψ_{vib} la fonction d'onde vibrationnelle
- ψ_{rot} la fonction d'onde rotationnelle
- ψ_{nucl} la fonction d'onde nucléaire

Les fonctions d'onde sont inchangées avec la permutation des atomes sauf pour ψ_{rot} et ψ_{nucl} . En effet une permutation des atomes revient à réaliser les opérations suivantes :

$$\theta \rightarrow \pi - \theta, \quad \varphi \rightarrow \varphi + \pi, \quad I_1 \longleftrightarrow I_2 \quad (\text{IV.26})$$

Les harmoniques sphériques, solutions des fonctions d'onde rotationnelles (équation IV.22) ont les propriétés de symétrie suivantes :

$$Y_J^{m_J}(\pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^J Y_J^{m_J}(\theta, \varphi) \quad (\text{IV.27})$$

Enfin le spin de l'iode étant de $5/2$, la fonction d'onde totale est antisymétrique avec l'opération de permutation des atomes décrite par les opérations IV.26. Ainsi lorsque J est pair, ψ_{nucl} est nécessairement antisymétrique (on parle d'états ortho, $\psi_{nucl}(I_1, I_2) = -\psi_{nucl}(I_2, I_1)$), et inversement : si J est impair alors ψ_{nucl} est symétrique (on parle d'états para, $\psi_{nucl}(I_1, I_2) = \psi_{nucl}(I_2, I_1)$). En suivant les règles d'addition on obtient alors :

$$\sum_{I \text{ pairs}} 2I + 1 \quad \text{états para} \quad (\text{IV.28})$$

$$\sum_{I \text{ impairs}} 2I + 1 \quad \text{états ortho} \quad (\text{IV.29})$$

Appliqué à l'iode, on a 15 états para pour les transitions avec J'' impair, et 21 transitions pour J'' pair. Pour la transition $R56(32 - 0)$ on a donc 15 raies hyperfines, dont les fréquences relatives à la composante a_{10} sont données avec la Figure IV.6.

$\lambda \approx 532 \text{ nm } ^{127}\text{I}_2 \text{ R}(56) 32-0 \text{ [no 1110]}$

a_n	$[f(a_n) - f(a_1)] / \text{MHz}$	u_c / MHz	a_n	$[f(a_n) - f(a_1)] / \text{MHz}$	u_c / MHz
a_1	-571.542	0.0015	a_{10}	0	—
a_2	-311.844	0.0015	a_{11}	126.513	0.0015
a_5	-260.176	0.0015	a_{12}	131.212	0.0015
a_6	-170.064	0.0015	a_{13}	154.488	0.0015
a_7	-154.548	0.0015	a_{14}	160.665	0.0015
a_8	-131.916	0.0015	a_{15}	286.412	0.0015
a_9	-116.199	0.0015			

FIG. IV.6 Composantes hyperfines de la transition $R56(32 - 0)$ avec leurs fréquences relatives à la composante a_{10} . Tableau extrait de la référence [31].

IV.2.4 Énergie de translation

L'énergie de translation des molécules ne va pas directement impacter le spectre d'absorption de l'iode, car elle ne changera pas la différence d'énergie entre les deux états d'une transition. La distribution des vitesses, expression de la température, couplée à l'effet Doppler, élargira cependant fortement les raies d'absorption de l'iode. On parle d'élargissement Doppler. Ce phénomène est rédhibitoire sans contre mesure. En effet l'élargissement Doppler divise le facteur de qualité par 1000, et les transitions hyperfines étant espacées d'au mieux quelques centaines de MHz ne peuvent plus être résolues. L'utilisation de la technique de spectroscopie par absorption saturée permet d'interroger les transitions hyperfines sans être affecté par cet élargissement Doppler, en n'interrogeant seulement les molécules de classe de vitesse nulle.

IV.2.4.1 Élargissement Doppler

La distribution des vitesses des molécules selon l'axe de propagation de la lumière à une température T suit la loi de Boltzmann :

$$dn(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-mv^2/2k_B T} dv \quad (\text{IV.30})$$

Le profil d'absorption des raies en fonction de la fréquence du faisceau étant des Lorentziennes, la raie élargie aura le profil d'une convolution entre une Gaussienne (loi de Boltzmann) et une Lorentzienne (profil naturel des transitions hyperfines), autrement appelé profil de Voigt, de largeur :

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_{opt}}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 RT}{M}} \quad (\text{IV.31})$$

dans notre cas, $\nu_{opt} = 563$ THz, $T \approx -15^\circ\text{C}$, et $M_{I_2} = 253.8$ g mol⁻¹, on obtient un élargissement de 205 MHz, alors que la largeur naturelle sub-Doppler à 532 nm a été mesurée à 230 kHz [49] !

IV.2.4.2 Spectroscopie par absorption saturée

La loi de Beer-Lambert est donnée par :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I \quad \Rightarrow \quad I_{out} = I_{in} e^{-\alpha(\nu)l} \quad (\text{IV.32})$$

On définit alors la profondeur $\tau(\nu) = \alpha(\nu)l$ qu'on peut réécrire sous la forme infinitésimale :

$$d\tau(\nu, v) = l\sigma(\nu, v) dn(v) \quad (\text{IV.33})$$

avec $dn(v)$ le nombre de molécules de classe de vitesse v , issu de l'équation IV.30 et $\sigma(\nu, v)$ le coefficient d'absorption, sur lequel on retrouve le profil d'une Lorentzienne de largeur Γ , et avec un décalage en fréquence à cause de l'effet Doppler :

$$\sigma(\nu, v) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(\nu - \nu_0 - \nu_0 v/c)^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{IV.34})$$

avec σ_0 la section efficace de l'absorption en résonance, mesurée à 3×10^{-18} cm².

On peut aussi écrire le nombre de molécules dans les états fondamentaux et excités :

$$\begin{cases} \dot{N}_g = \Gamma N_e - \sigma\Phi(N_g - N_e) \\ \dot{N}_e = -\Gamma N_e + \sigma\Phi(N_g - N_e) \end{cases} \quad (\text{IV.35})$$

avec ΓN_e le terme d'émission spontanée, le terme $\sigma\Phi(N_g - N_e)$ issu de l'émission stimulée et de l'absorption, $\Phi = I/h\nu$ le flux de photons incident et $N_e + N_g = N$ le nombre de molécules dans l'état excité et dans l'état fondamental respectivement. On trouve alors la solution pour le nombre de molécules excitées :

$$N_e(t) = \left[\Gamma N_e(0) - \frac{N\sigma\Phi}{\Gamma + 2\sigma\Phi} \right] e^{-(\Gamma + 2\sigma\Phi)t} + \frac{N\sigma\Phi}{\Gamma + 2\sigma\Phi} \quad (\text{IV.36})$$

$$\xrightarrow{t \rightarrow +\infty} \frac{N\sigma\Phi}{\Gamma + 2\sigma\Phi} \quad (\text{IV.37})$$

Avec un flux de photons infini, on obtient le résultat selon lequel seulement la moitié des molécules seront excitées :

$$N_e \xrightarrow{\Phi \rightarrow +\infty} \frac{N}{2} \quad (\text{IV.38})$$

Le principe de la spectroscopie par absorption saturée repose sur cette idée : plus le flux sera important, plus les molécules seront saturées, et ne pourront donc absorber plus. Or la distribution de vitesse des molécules selon un axe nous montre qu'un maximum de molécules ont une vitesse nulle. Donc les molécules en résonance d'un faisceau très intense et ayant une classe de vitesse nulle (vitesse transverse au vecteur d'onde) seront les plus saturées. Ainsi un faisceau contrapropageant de plus faible intensité ne pourra être absorbé que par les molécules de classes de vitesse non nulles. On verra donc apparaître un pic de transmission pour les atomes de classe de vitesse nulle en résonance, comme illustré par la Figure IV.7.

Mathématiquement, on peut donc remplacer l'expression de $\sigma\Phi$ dans l'équation IV.36 pour prendre en compte un faisceau contrapropageant :

$$\sigma\Phi = \sigma(v)\Phi_s + \sigma(-v)\Phi_P \quad (\text{IV.39})$$

avec Φ_s le flux de la sonde (signal utile) et Φ_P le flux de la pompe (le signe moins sur la vitesse traduit le fait que le faisceau est contrapropageant au faisceau utile).

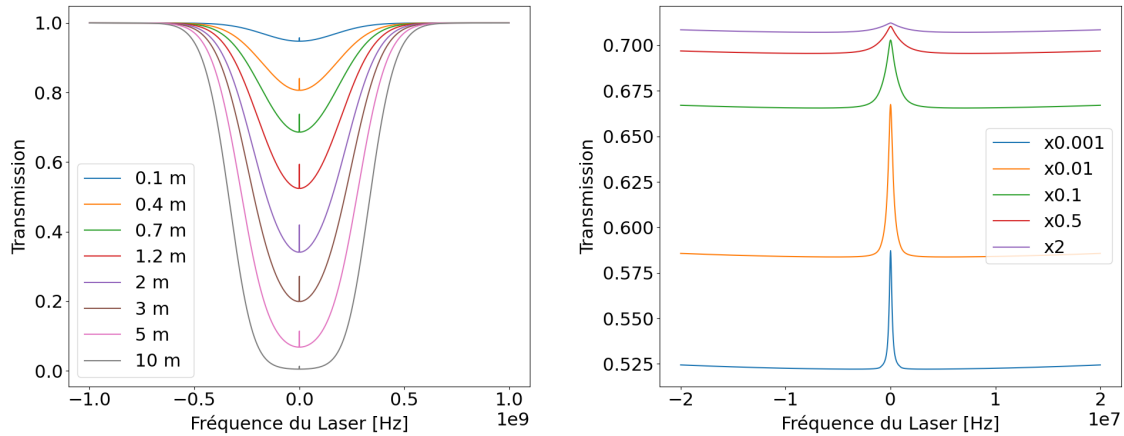


FIG. IV.7 Courbes théoriques de l'absorption saturée d'une transition hyperfine de l'iode ($\Gamma = 230$ kHz, $T = -15^\circ\text{C}$, $\sigma_0 = 3 \times 10^{-18}$ m²). À gauche le signal en fonction de la longueur d'interaction avec l'iode : plus la longueur est importante, plus l'absorption est forte. À droite le signal en fonction de la puissance optique (la puissance sonde est un dixième de la puissance pompe, elle même facteur de l'intensité de saturation calculée à partir de l'équation IV.43). Plus la puissance est élevée, moins les molécules absorberont car les molécules seront saturées. On observe bien l'élargissement dû à la puissance optique. Dans tous les cas un compromis est à faire pour optimiser le SNR.

Seules les molécules à l'état fondamental pouvant absorber, on peut alors multiplier par un facteur $1 - N_e/N$ les termes de l'équation IV.33. Enfin en intégrant $d\tau$ sur l'ensemble des classes de vitesse on peut calculer l'absorption saturée en fonction de la fréquence du laser :

$$\tau(\nu) = l \sqrt{\frac{m}{2k_B T}} \int \left(1 - \frac{N_e}{N}\right) \sigma(\nu, v) e^{-mv^2/2k_B T} dv \quad (\text{IV.40})$$

Si la puissance optique devient trop importante, on va assister à un élargissement de la raie hyperfine : en effet en remplaçant σ dans l'équation IV.36 par son expression donnée par l'équation IV.34, et en posant $\Delta\nu = \nu - \nu_0 - \nu_0 v/c$, on obtient alors :

$$\frac{N_e(\infty)}{N} = \frac{\sigma_0 \Phi \Gamma / 4}{\Delta\nu^2 + \Gamma^2 / 4 + \sigma_0 \Phi \Gamma / 2} \quad (\text{IV.41})$$

qui est l'équation d'une Lorentzienne avec une demi-largeur à mi-hauteur :

$$\Delta_{1/2} = \frac{\Gamma}{2} \sqrt{1 + \frac{2\sigma_0 \Phi}{\Gamma}} \quad (\text{IV.42})$$

Ce phénomène est bien illustré par la Figure IV.7. On définit alors l'intensité de saturation I_S , intensité à partir de laquelle l'élargissement contribue significativement ($\frac{2\sigma_0 \Phi}{\Gamma} = 1$).

$$I_S = \frac{2\pi^2 hc \Gamma}{3\lambda^3} = \frac{h\nu_0 \Gamma}{2\sigma_0} \quad (\text{IV.43})$$

Une quantité mesurable utile à l'étude de la spectroscopie par absorption saturée est le contraste de saturation $\Delta\alpha_{sat}$ [41] :

$$\Delta\alpha_{sat} = \alpha_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 + S_s}} - \frac{1}{\sqrt{1 + S_s + S_P}} \right) \quad (\text{IV.44})$$

avec α_0 le coefficient d'absorption linéaire, $S_s = I_s/I_S$ le paramètre de saturation de la sonde et $S_P = I_P/I_S$ le paramètre de saturation de la pompe ; ainsi que le contraste $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha = \frac{P_{sig}}{L P_s} \quad (\text{IV.45})$$

avec P_{sig} la puissance optique du signal d'absorption saturée, soit la hauteur du pic de transmission en W.

IV.2.5 Influence du recouvrement intra-faisceaux optiques

Comme mentionné dans le Chapitre II, des revêtements réfléchissants en couche minces ont été déposés sur les faces internes des hublots de la cellule afin de réaliser le multipassages sans pertes aux interfaces, avec une cellule plus compacte, et avec moins de risques de réflexions parasites. L'inconvénient de cette technique est l'existence d'un volume de recouvrement entre le faisceau sonde incident et réfléchi par le revêtement (Figure II.43). Pour 8 passages, soit 4 allers-retours, ce volume représente 8% du volume total d'interaction entre la lumière et les molécules d'iode, et l'angle entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi est de 5°.

L'équation IV.39 peut encore être adaptée pour prendre en compte un nombre indéfini de faisceaux, ayant des directions de propagations quelconques :

$$\sigma\Phi = \sigma(\nu, v)\Phi + \sum_i \sigma(\nu, v\vec{u} \cdot \vec{u}_i)\Phi_i \quad (\text{IV.46})$$

le premier terme correspondant au faisceau utile, \vec{u} étant le vecteur de direction de propagation normé du faisceau utile, et \vec{u}_i les vecteurs de direction de propagation des autres faisceaux. On peut alors appliquer cette formule à notre cas. On aura le flux parasite $\Phi_p = 0.16\Phi_s$ car le faisceau sonde se recouvre dans 8% à l'aller et au retour, il faut donc compter 16%, et $\vec{u} \cdot \vec{u}_p = \cos(180 - 5) = -\cos 5^\circ$ pour prendre en compte les directions opposées des faisceaux. On a alors :

$$\sigma\Phi = \sigma(\nu, v)\Phi_s + \sigma(\nu, -v)\Phi_p + 0.16\sigma(\nu, -v\cos 5^\circ)\Phi_s \quad (\text{IV.47})$$

L'effet de l'apparition de cette raie parasite (Figure IV.8) n'est pas bien compris. Il est indéniable que la raie parasite déforme la raie principale, mais l'effet sur la stabilité en fréquence n'est pas évident. Tout d'abord ce phénomène est a priori stationnaire, ensuite nous n'avons jamais pu observer cette raie parasite en induisant un décalage de fréquence entre la pompe et la sonde. Cela peut-être expliqué par le fait que les raies hyperfines étaient très larges (≈ 1 MHz), que la bande passante des AOM visibles ne nous permettait pas de faire sortir la raie parasite de la raie principale, ou que le SNR avec le laser libre trop faible (>100).

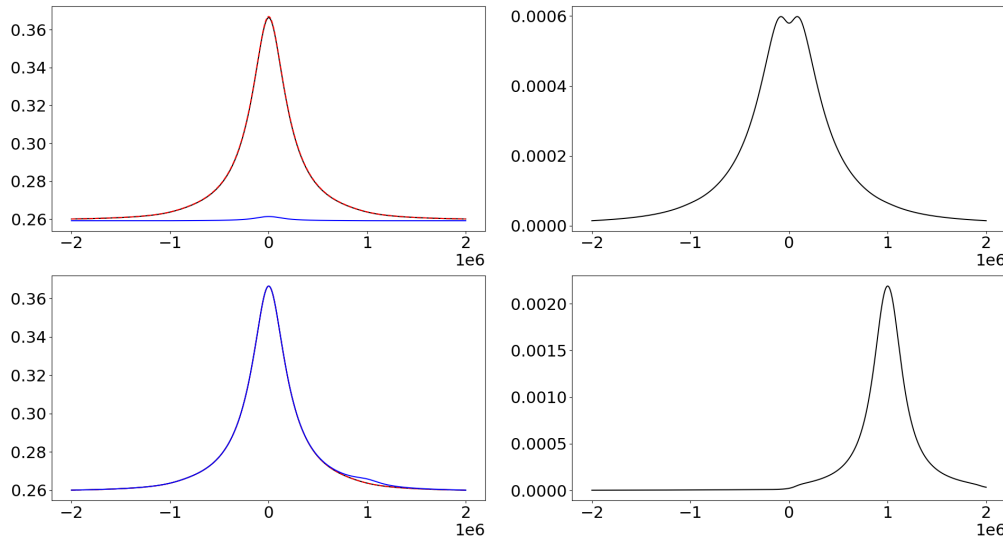


FIG. IV.8 Courbes théoriques de l'absorption saturée d'une transition hyperfine de l'iode avec recouvrement du faisceau sonde ($\Gamma = 230$ kHz, $T = -15^\circ\text{C}$, $\sigma_0 = 4.2 \times 10^{-21}$ m², $\Phi_p = 0.16\Phi_s$, $\theta = 5^\circ$). En haut, le cas pour lequel les fréquences de la pompe et de la sonde sont égales, avec à gauche : en noir la courbe sans recouvrement intra-faisceaux, en rouge pointillé avec le recouvrement, et en bleu sans la pompe. À droite le résidu entre sans et avec le recouvrement. En bas, les fréquences de la pompe et de la sonde sont décalées de 2 MHz. À gauche : en bleu, le recouvrement intra-faisceaux est présent, en noir il est absent, et en rouge pointillés ni le recouvrement ni le décalage en fréquence ne sont présents. À droite : le résidu entre sans et avec le recouvrement.

IV.3 Réalisation de la spectroscopie par absorption saturée

La spectroscopie par absorption saturée nécessite donc un faisceau pompe pour "saturer" les molécules d'iode et un faisceau sonde pour "interroger" la transition hyperfine ciblée. Afin de maximiser le nombre de molécules interrogées, les faisceaux sont contrapropageants, pour maximiser leur recouvrement. Il faut ainsi pouvoir superposer et séparer les faisceaux, et une méthode simple à mettre en place est d'utiliser des faisceaux aux polarisations croisées. On peut alors réaliser la superposition et la séparation à l'aide de séparateur de polarisation. L'alignement des faisceaux a été optimisé de manière à maximiser le signal. Cette sous partie se concentrera sur les signaux de spectroscopie obtenus. Les choix critiques faits pour la réalisation de ce banc ont été détaillés dans le Chapitre II. La longueur d'interaction avec les atomes utilisée pour réaliser la spectroscopie de l'iode est de 1.2 m.

IV.3.1 Dispositif détaillé

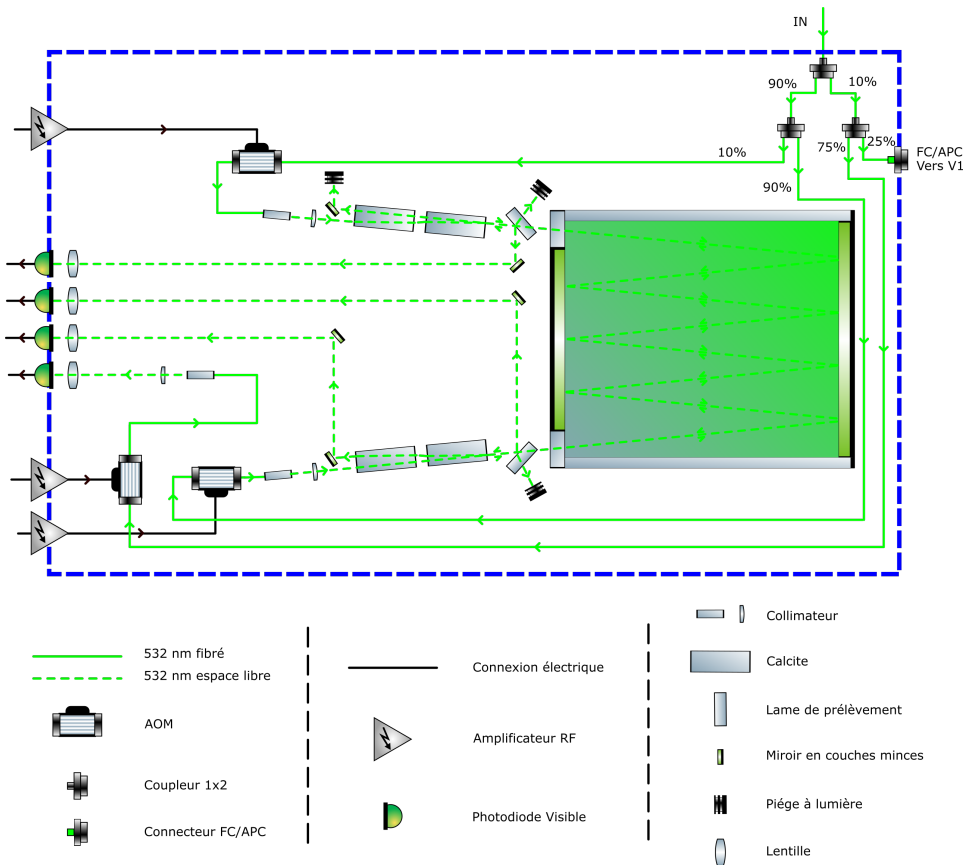


FIG. IV.9 Schéma détaillé du banc de spectroscopie. En haut à droite la fibre d'entrée en sortie du système laser. A l'aide de 3 coupleurs fibrés, 4 voies sont réalisées : une pour la pompe, une pour la sonde, une pour la référence, et une pour la boucle à verrouillage de phase avec le banc V1. Les faisceaux pompe et sonde ont des polarisations croisées et sont superposés et séparés à l'aide de calcites. À gauche les photodiodes permettant avec les AOM les asservissements en puissance et la détection équilibrée.

Le banc a été assemblé à l'aide des techniques d'assemblage "Kylia" : un bloc monolithique de silice permet une homothétie de l'ensemble du dispositif avec les variations de température, garantissant un maintien des alignements (stabilité de pointé $< 10 \mu\text{rad}$). Les puissances disponibles pour la pompe et la sonde en entrée de cellule sont respectivement de 7 mW et 700 μW . Des pièges à lumière ont été disposés autour des composants diffusant de la lumière, ainsi que pour les faisceaux inutiles et les réflexions parasites.

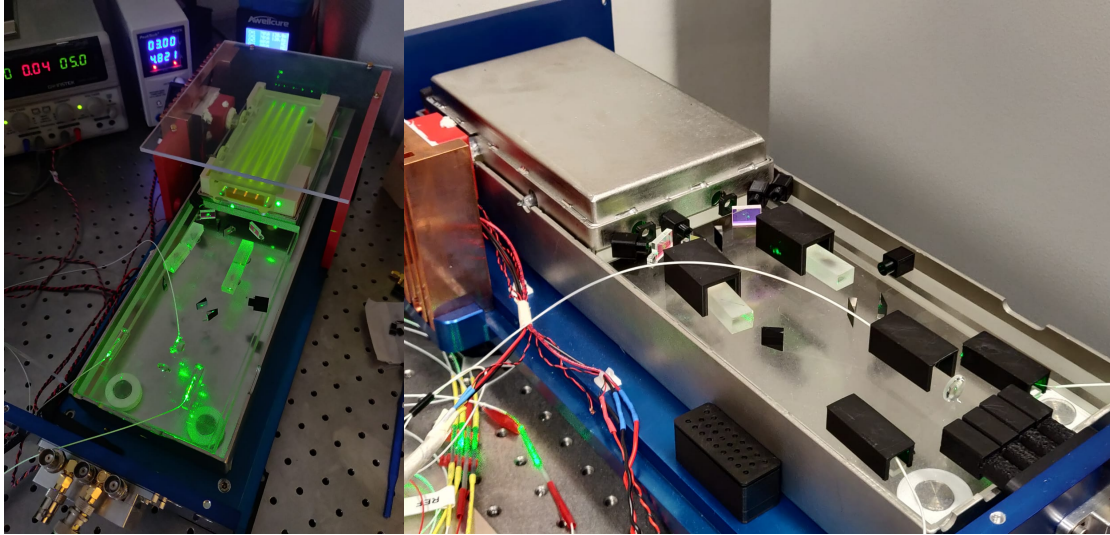


FIG. IV.10 Photographie du banc de spectroscopie. À droite avec les pièges à lumières et le blindage interne.

Le coefficient d'absorption linéaire a été mesuré à $9.5 \pm 0.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$, en mesurant pour différentes longueurs d'interaction (Figure IV.11), et différentes pressions (Figure IV.11). La pression est déduite de la température du doigt froid à partir de la formule suivante [78] :

$$\log P = -\frac{3512.830}{T} - 2.012 \log T + 13.374 \quad (\text{IV.48})$$

Pour l'iode à 532 nm, la largeur naturelle des transitions hyperfines est de 230 kHz [49]. On peut donc évaluer l'intensité de saturation à 250 mW cm^{-2} avec l'équation IV.43 en prenant le coefficient d'absorption linéaire donné au-dessus. Les recommandations du BIPM pour l'intensité du faisceau pompe sont de $17 \pm 11 \text{ mW cm}^{-2}$ [31]. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les transitions hyperfines sont proches les unes des autres et donc que leur absorption par élargissement Doppler se superposent, impactant ainsi le coefficient d'absorption linéaire. Avec le premier terme de l'équation IV.43 et une largeur de raie de 230 kHz on trouve une intensité de saturation de 0.2 mW cm^{-2} , et en ajustant l'élargissement par saturation $\sqrt{1+S}$ aux mesures de largeur de raie en fonction de l'intensité (Figure IV.19), on trouve une intensité de saturation de : $2.6 \pm 1.08 \text{ W cm}^{-2}$, ce qui peut être expliqué par le fait que nous avons une largeur de raie importante ($\Gamma \approx 2 \text{ MHz}$). À partir de cette valeur on peut donner le contraste de saturation donné

par l'équation IV.44 : $\Delta\alpha_{sat} = 0.0026 \text{ m}^{-1}$, ce qui correspond au contraste donné par l'équation IV.45 : $\Delta\alpha = 0.002 \pm 0.001 \text{ m}^{-1}$ pour 1 Pa, une puissance pompe de 7 mW et l'utilisation de la composante a_1 . En effet le signal d'absorption saturée était de $2 \pm 1 \text{ } \mu\text{W}$ et la puissance de la sonde de 700 μW .

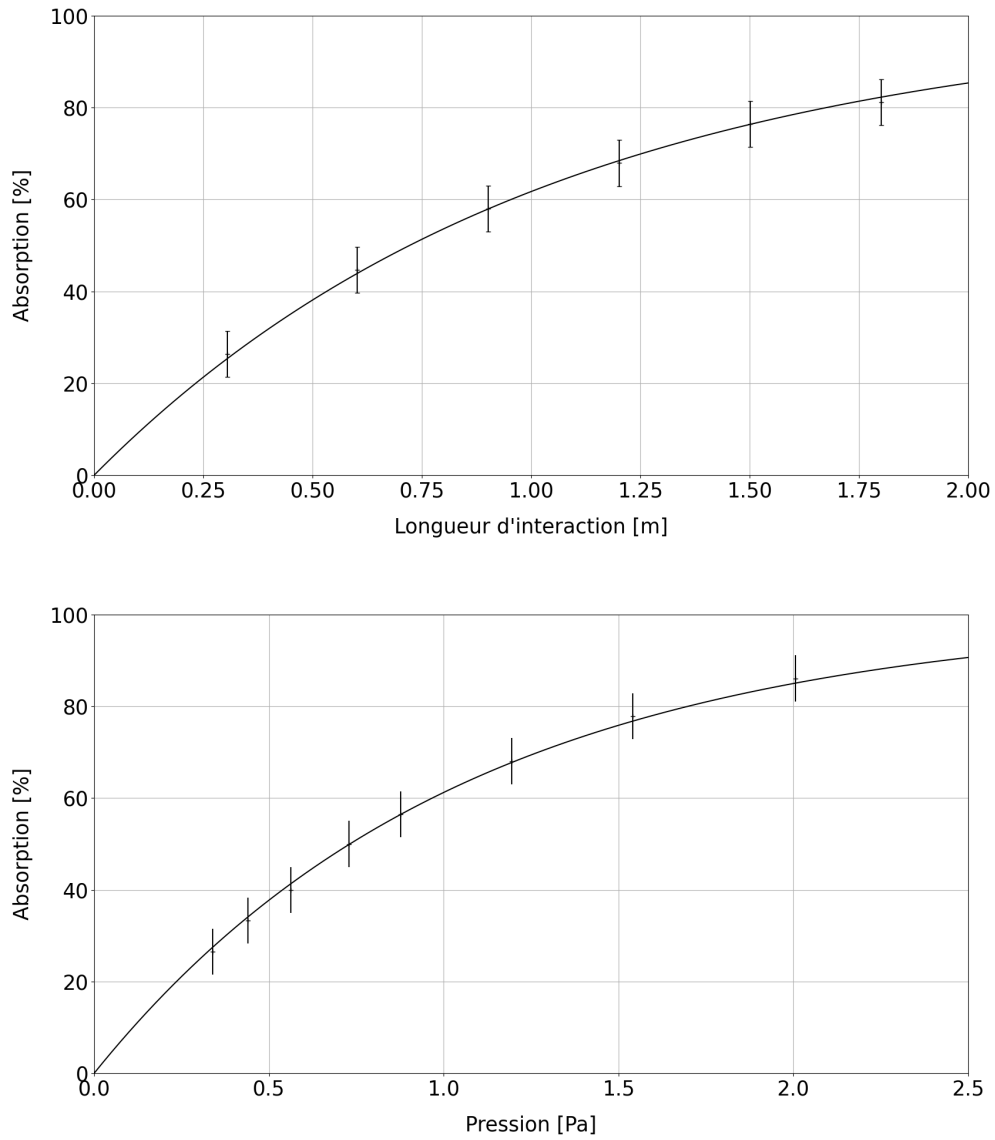


FIG. IV.11 Mesures d'absorption de l'iode. Les mesures en fonction de la longueur d'interaction sont faites à 0.7 Pa. Les mesures en fonction de la pression sont faites pour 8 passages, soit 1.2 m d'interaction.

IV.3.2 Spectroscopie par absorption saturée de l'iode

La pente et le bruit du signal d'erreur sont les deux paramètres déterminants les performances court-terme (< 1 s) ultimes de l'asservissement en fréquence. La suite de ce chapitre est dédié à la caractérisation de ces deux grandeurs en fonction des paramètres propres à la spectroscopie de l'iode par absorption saturée :

- La pression de la vapeur d'iode (température du doigt froid)
- La puissance optique (pompe et sonde)
- Les paramètres de modulation (déviaton et fréquence).

Les performances long-terme (> 10 s) ultimes de la stabilité en fréquence sont habituellement fonctions de la dérive en pression et en puissances optiques. La stabilité des désalignements potentiellement limitant pour les montages de laboratoire n'est pas limitante pour le dispositif développé dans cette thèse, car les techniques d'assemblage d'exail permettent des stabilités d'alignement très bonnes (quelques dizaines de μ rad sur des variations de températures de plusieurs dizaines de degrés celsius). La caractérisation de la dépendance en fréquence à la pression - PIFS et à l'intensité optique - POIFS seront aussi données.

IV.3.2.1 Contribution à la largeur de la raie hyperfine

La pente du signal est inversement proportionnelle à la largeur de la raie (équation IV.1 et équation IV.52). La largeur de raie expérimentale de la raie hyperfine obtenue par absorption saturée est principalement issue de la largeur naturelle de la transition et l'élargissement collisionnel (pression, Figure IV.23). Les contributions des différents élargissements sont donnés dans le Tableau IV.2.

Notation	Expression	Application numérique (demi-largeur) [kHz]
Γ_n	Γ_n	270
Γ_t	$\frac{1}{2\pi} \sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{\pi k T}{2m}} \frac{1}{2\omega}$	9
Γ_p	$aP + bP^2$	435 ± 20 (à 1 Pa)
Γ_l	Γ_l	5 ± 2
Γ_D	$\left(\frac{\nu \langle v \rangle}{c}\right)^2$	0.2
Γ_{FO}	$\Gamma_t \left(\frac{\pi \omega^2}{R\lambda}\right)^2$	0.8
Γ_r	$\frac{h\nu^2}{2mc^2}$	3
$\Delta_{1/2}$	$\sqrt{1 + S}$	1.036 ± 0.015 (sans unité)
$\Delta\nu$	$(\Gamma_n + \Gamma_t + \Gamma_p + \Gamma_l + \Gamma_D + \Gamma_{FO} + \Gamma_r) \sqrt{1 + S}$	750

TABLEAU IV.2 – Contributions à la largeur de raie expérimentale, données pour les conditions finales d'utilisation du dispositif.

Afin de déterminer les contributions et les largeurs de raie dans différentes configurations, une mesure du signal en sortie de détection synchrone est nécessaire. La mesure réalisée dans notre cas se fait par balayage de la fréquence du laser, et une acquisition du signal obtenu à l'oscilloscope. Un étalonnage du balayage est réalisé grâce aux composantes a_6 , a_7 , a_8 et a_9 . Un ajustement des raies à l'aide de la somme des dérivées premières de deux Lorentziennes est réalisé, et l'écart temporel entre les deux raies est rapporté à l'écart fréquentiel donné par les recommandations du BIPM [31]. Une illustration est donnée par la Figure IV.12.

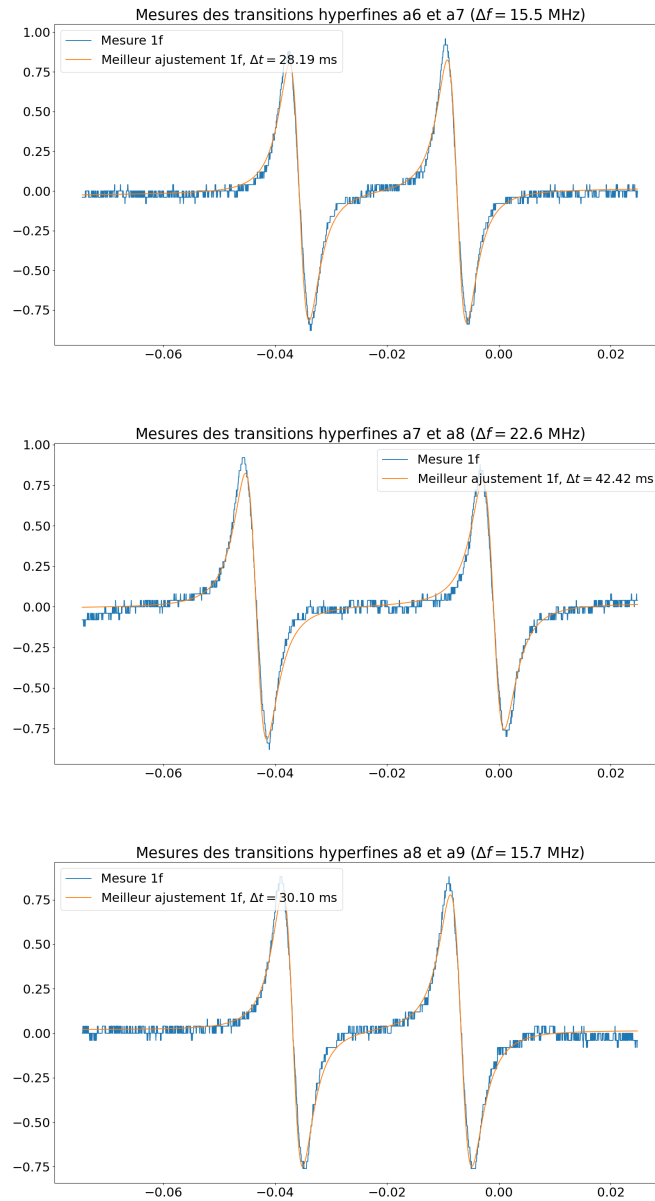


FIG. IV.12 Exemple de calibration du balayage avec les raies a_6, a_7, a_8 et a_9 . Dans ce cas, le balayage est de 530 MHz s^{-1} .

Enfin, pour mesurer la largeur de raie, un ajustement entre la dérivée première d'une Lorentzienne et la mesure est réalisée. Une Lorentzienne est définie telle que :

$$L(\nu) = \frac{\frac{2}{\pi\Gamma}}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Gamma/2}\right)^2} \quad (\text{IV.49})$$

avec ν_0 la fréquence centrale, et Γ la demi-largeur à mi-hauteur. On peut calculer ses dérivées première et troisième :

$$L'(\nu) = -\frac{\frac{16}{\pi\Gamma^3}(\nu - \nu_0)}{\left(1 + \frac{4}{\Gamma^2}(\nu - \nu_0)^2\right)^2} \quad \text{et} \quad L'''(\nu) = -\frac{\frac{384}{\pi\Gamma^5}(\nu - \nu_0)\left(2 - \frac{8}{\Gamma^2}(\nu - \nu_0)^2\right)}{\left(1 + \frac{4}{\Gamma^2}(\nu - \nu_0)^2\right)^4} \quad (\text{IV.50})$$

Et finalement obtenir la pente maximale du signal :

$$L^{(2)}(\nu_0) = \frac{16}{\pi\Gamma^3} \quad \text{et} \quad L^{(4)}(\nu_0) = \frac{768}{\pi\Gamma^5} \quad (\text{IV.51})$$

La notion de pente est intéressante car elle trahit non seulement le signal effectivement utile à l'asservissement en fréquence, mais elle permet de s'affranchir des problèmes d'éta-lonnage en amplitude, et de l'élargissement de mesure de la raie. En effet la modulation en fréquence utile à la détection synchrone, ainsi que les différents gains de la boucle d'asservissement vont artificiellement élargir la raie mesurée. Mathématiquement on peut trouver la formule de la pente expérimentale aux équations II.19, IV.1 et IV.2 :

$$L_{exp}^{(2i)}(\nu_0) \approx \frac{G \times L \times P \times P_s \times R \times \Delta\alpha \times \eta}{2\Delta\nu \times n!} \left(\frac{\Delta f}{4\pi f_m}\right)^n \quad (\text{IV.52})$$

avec :

- G le gain de la boucle
- Δf la profondeur de modulation
- f_m la fréquence de modulation
- η la photosensibilité de la photodiode utilisée
- $\Delta\alpha$ le contraste
- L la longueur d'interaction avec la vapeur
- P la pression de la vapeur
- R la résistance de l'amplificateur trans-impédance
- P_s la puissance du faisceau sonde
- $\Delta\nu$ la largeur de raie de la transition moléculaire
- n l'harmonique de démodulation

On voit tout de suite qu'en doublant la profondeur de modulation, la pente du signal de la dérivée première est deux fois plus importante, et donc que la demi-largeur mesurée est doublée. Mais dans la réalité, la demi-largeur de la transition moléculaire n'est pas affectée. Ainsi, lorsqu'on voudra déterminer la contribution de certains paramètres à la largeur de raie, il sera parfois important de prendre en compte cet élargissement de mesure. Il est aussi important de noter que $\Delta\alpha$ dépend de la puissance pompe et de la pression. La pression est prise en compte dans la formule à cet effet.

IV.3.2.2 SNR théorique

Le SNR théoriquement limité par le bruit de grenaille a été donné par l'équation IV.2. Les valeurs ultimes des différents paramètres de cette équation sont données avec le Tableau IV.3. Pour un temps d'intégration de 1 s, la bande passante de détection est de $B = 1/2\pi = 0.16$ Hz. On trouve alors une valeur de $\text{SNR} = 161500$ (SNR d'amplitude, 104 dB en puissance). Le signal en sortie de détection synchrone observé sur l'oscilloscope est filtré à 20 kHz, et celui envoyé vers l'asservissement de fréquence est filtré à 100 kHz. Dans ces conditions, on doit observer un SNR respectivement de 1142 (61 dB) et de 510 (54 dB).

Paramètres	Valeur
η	0.35 A W^{-1}
$\Delta\alpha$	0.002 m^{-1}
L	1.2 m
P_s	700 μW
P	1 Pa

TABLEAU IV.3 – Valeurs des paramètres pour le calcul du SNR dans les conditions finales d'utilisation du dispositif.

Les mesures de SNR seront principalement données à travers l'étude du signal d'erreur sur un oscilloscope en balayant la fréquence du laser, comme décrit dans la sous-partie précédente. Le SNR est donc dégradé par le bruit de fréquence du laser converti en bruit d'amplitude (basse fréquence, principalement de la marche aléatoire). La méthode permettant d'extraire le SNR à partir du signal d'erreur est détaillée par l'Annexe B. Cette méthode est limitée par la résolution en tension des mesures avec une dynamique suffisamment bonne pour pouvoir mesurer entièrement le signal d'erreur.

IV.3.2.3 Modulation de fréquence

Malgré le fait que la technique de modulation de fréquence n'ait pas pu aboutir à cause des effets de rétro-réflexions dans les EDFA (Partie II.6.2), des mesures de la pente en fonction des paramètres de modulation ont été réalisées afin de comparer les performances entre la dérivée première et la dérivée troisième. Cette étude est intéressante car bien que moins de puissance soit transférée à la troisième harmonique lors de la modulation de fréquence, la pente est plus forte. En effet, en reprenant l'équation IV.52, on peut exprimer le rapport des pentes théoriques, donné par l'équation IV.53, et le tracer en fonction de l'indice de modulation, telle qu'illustré par la Figure IV.13.

$$\frac{L^{(4)}(\nu_0)}{L^{(2)}(\nu_0)} \approx 6 \left(\frac{\Delta f}{4\pi f_m} \right)^2 \quad (\text{IV.53})$$

Les gains des détections synchrones étant différents, les fréquences de démodulation, et donc les bruits liés à la détection, étant différents, et une profondeur de modulation adaptée à la détection de la dérivée troisième pouvant surmoduler la raie pour la détection première, une comparaison des rapports reste difficile à faire de manière rigoureuse.

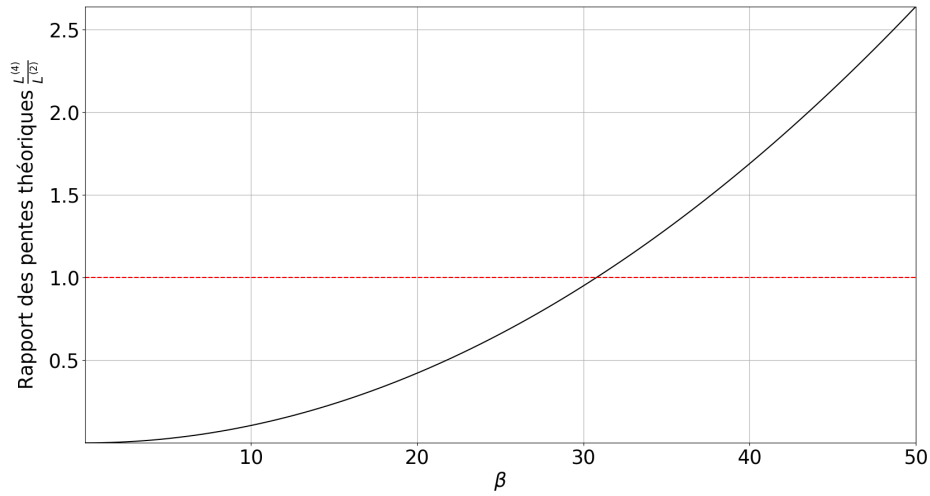


FIG. IV.13 Rapport théorique entre les mesures des pentes des dérivées troisième et première. Le calcul de l'indice en fonction de la tension crête aux bornes de l'EOM est donnée par l'équation IV.54.

Néanmoins les mesures expérimentales concordent avec les rapports théoriques, comme illustré par la Figure IV.14. La modulation en fréquence se fait à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique (voir Chapitre II). L'indice de modulation est donné par l'équation IV.54. Les résultats obtenus pour la dérivée première avec la technique de modulation de fréquence correspondent aux résultats obtenus pour la dérivée première avec la technique de transfert de modulation. L'influence des autres paramètres (pression, puissances optiques) n'a été étudiée que pour la technique de transfert de modulation.

$$\beta = \frac{\pi V_{pp}}{2V_{\pi}} \quad (\text{IV.54})$$

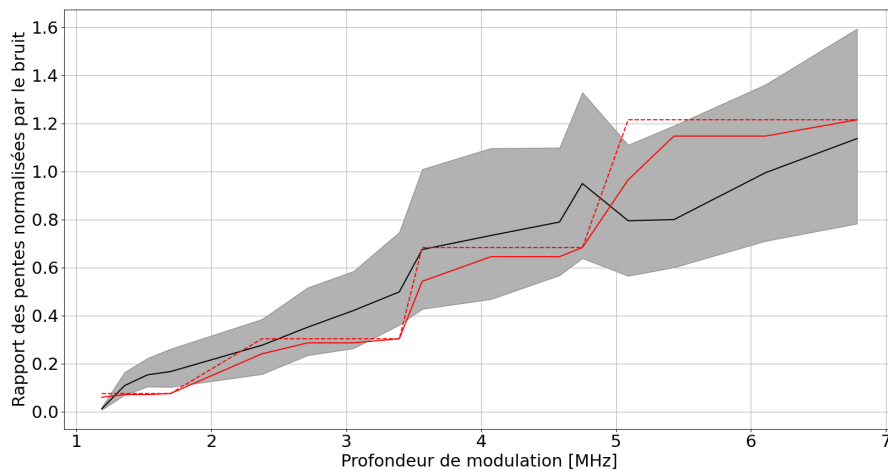


FIG. IV.14 Courbes du rapport des pentes normalisées par le bruit. En noir la courbe des mesures expérimentales avec l'aire noire l'incertitude liée à la méthode de mesure, en pointillés rouges le rapport théorique tel que donné par l'équation IV.54, en trait plein rouge le rapport théorique normalisé par le rapport des bruits aux différentes fréquences de démodulation.

IV.3. RÉALISATION DE LA SPECTROSCOPIE PAR ABSORPTION SATURÉE 129

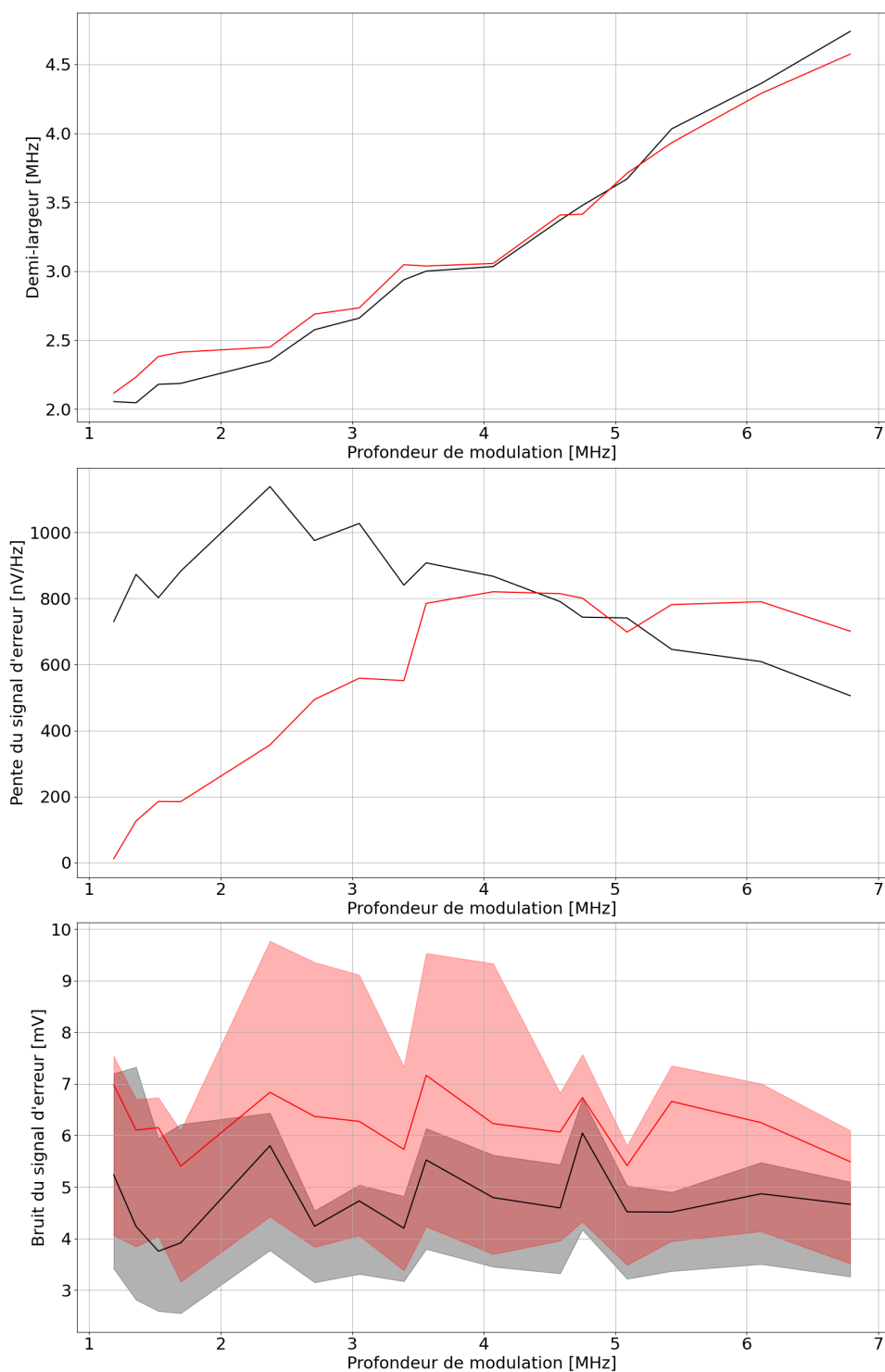


FIG. IV.15 Mesures de spectroscopie en fonction de la profondeur de modulation pour un signal d'absorption saturée obtenu par technique de modulation de fréquence. En noir les résultats pour la dérivée première et en rouge pour la dérivée troisième. En haut la largeur de raie rapportée au signal non dérivé, au centre la pente du signal d'erreur, et en bas le bruit du signal. Les mesures sont faites à l'aide d'un oscilloscope et en balayant la fréquence du laser, tel que décrit dans l'Annexe B.

Afin d'améliorer les performances de l'asservissement utilisant la technique de modulation de fréquence, nous souhaitons utiliser un signal de correction issu de la dérivée première pour la contre-réaction rapide, et un signal de correction issu de la dérivée troisième pour la contre-réaction lente. En effet le SNR de la dérivée première peut être meilleur que le meilleur SNR de la dérivée troisième (Figure IV.16), mais comme expliqué dans la Partie II.4, la technique de modulation de fréquence est sujette à une dérive de la fréquence du laser asservi lorsqu'elle est combinée à l'utilisation de la dérivée première. On voit aussi que le SNR correspond aux valeurs théoriques attendues dans les conditions expérimentales auxquelles les mesures ont été réalisées ($P = 0.55 \text{ Pa}$, $P_s = 450 \text{ } \mu\text{W}$, $\Rightarrow \text{SNR} = 510$), mais cette information est à prendre avec du recul en considérant tous les problèmes liés à la mesure mentionnés précédemment, et l'algorithme permettant d'obtenir ces valeurs.

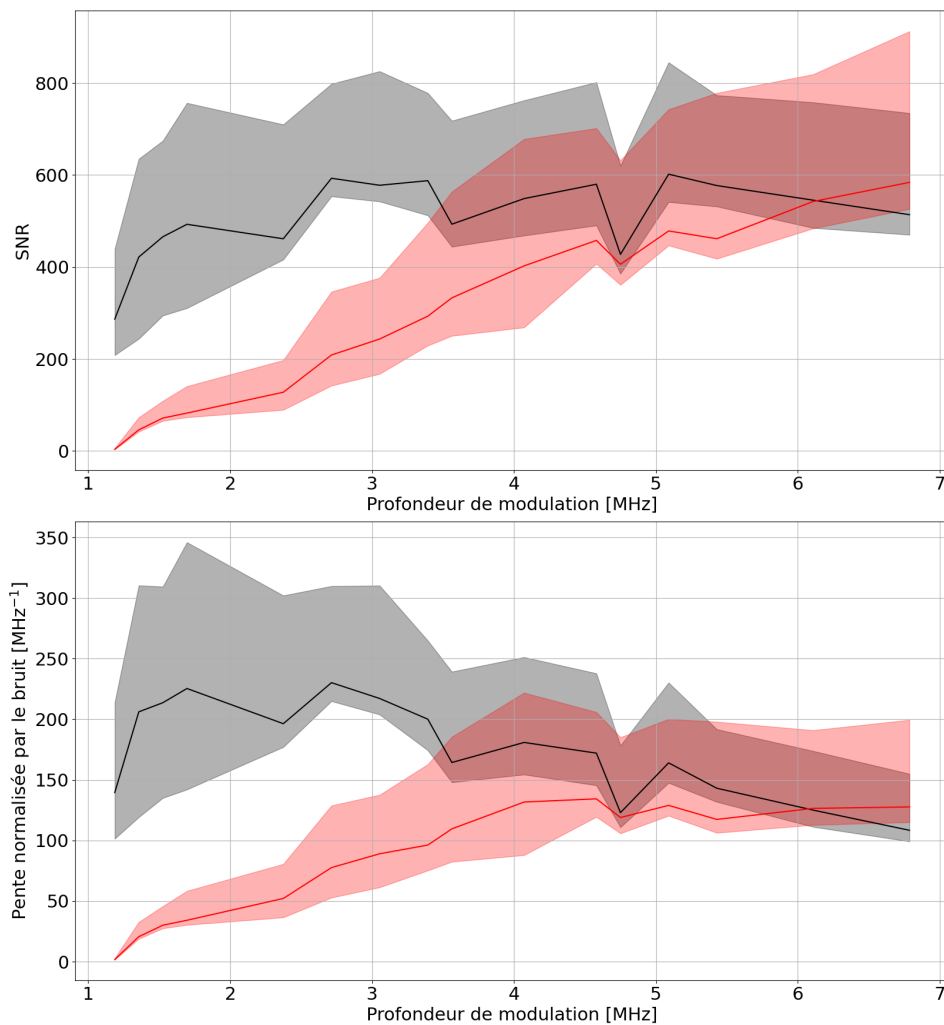


FIG. IV.16 SNR des signaux d'erreur pour la dérivée première (en noir) et la dérivée troisième (en rouge) du signal d'absorption saturée obtenu par technique de modulation de fréquence. Les aires représentées les incertitudes liées à l'algorithme de mesure. En haut le SNR, en bas la pente du signal d'erreur normalisée par le bruit. Les mesures ont été réalisées avec une puissance pompe de 5 mW.

IV.3.2.4 Transfert de modulation

Le transfert de modulation permettant de s'affranchir des effets de variation du fond Doppler (Partie II.5), seule la dérivée première du signal d'absorption est étudiée. Les mesures réalisées en fonction des paramètres de modulation correspondent bien avec celles de la technique de modulation de fréquence, bien qu'on puisse observer une légère différence sur la fréquence de modulation optimale pour la pente du signal d'erreur. Cet écart provient peut-être du fait que l'estimation de la profondeur de modulation est bien meilleure pour la technique de transfert de modulation que pour la technique de modulation de fréquence, car l'amplificateur RF de l'EOM n'a pas été caractérisé par nos moyens, et nous nous en sommes tenus aux spécifications du fabricant pour évaluer la tension crête-à-crête appliquée aux bornes de l'EOM. Les mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions que celles des caractérisations pour la technique de modulation de fréquence.

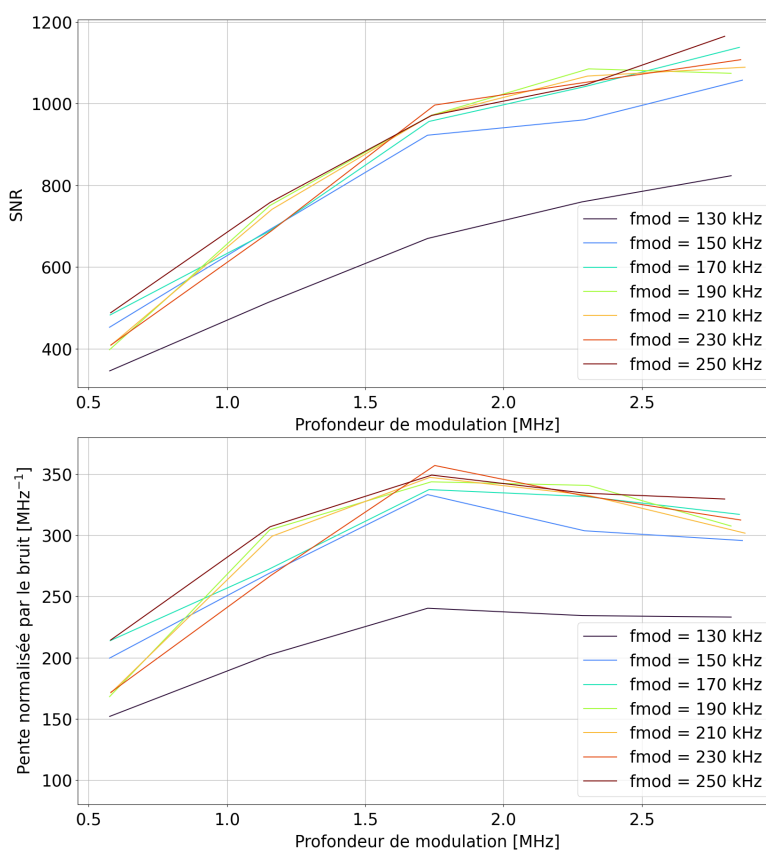


FIG. IV.17 SNR des signaux d'erreur pour la dérivée première du signal d'absorption saturée obtenu par transfert de modulation. En haut le SNR, en bas la pente du signal d'erreur de fréquence normalisée par le bruit.

Les incertitudes n'ont pas été représentées sur les Figures contenant les résultats de ces caractérisations par soucis de clarté, mais elles sont équivalentes à celles montrées pour la technique de modulation de fréquence. La différence entre le SNR obtenu (> 500) et le SNR attendu (500) n'est pas expliquée.

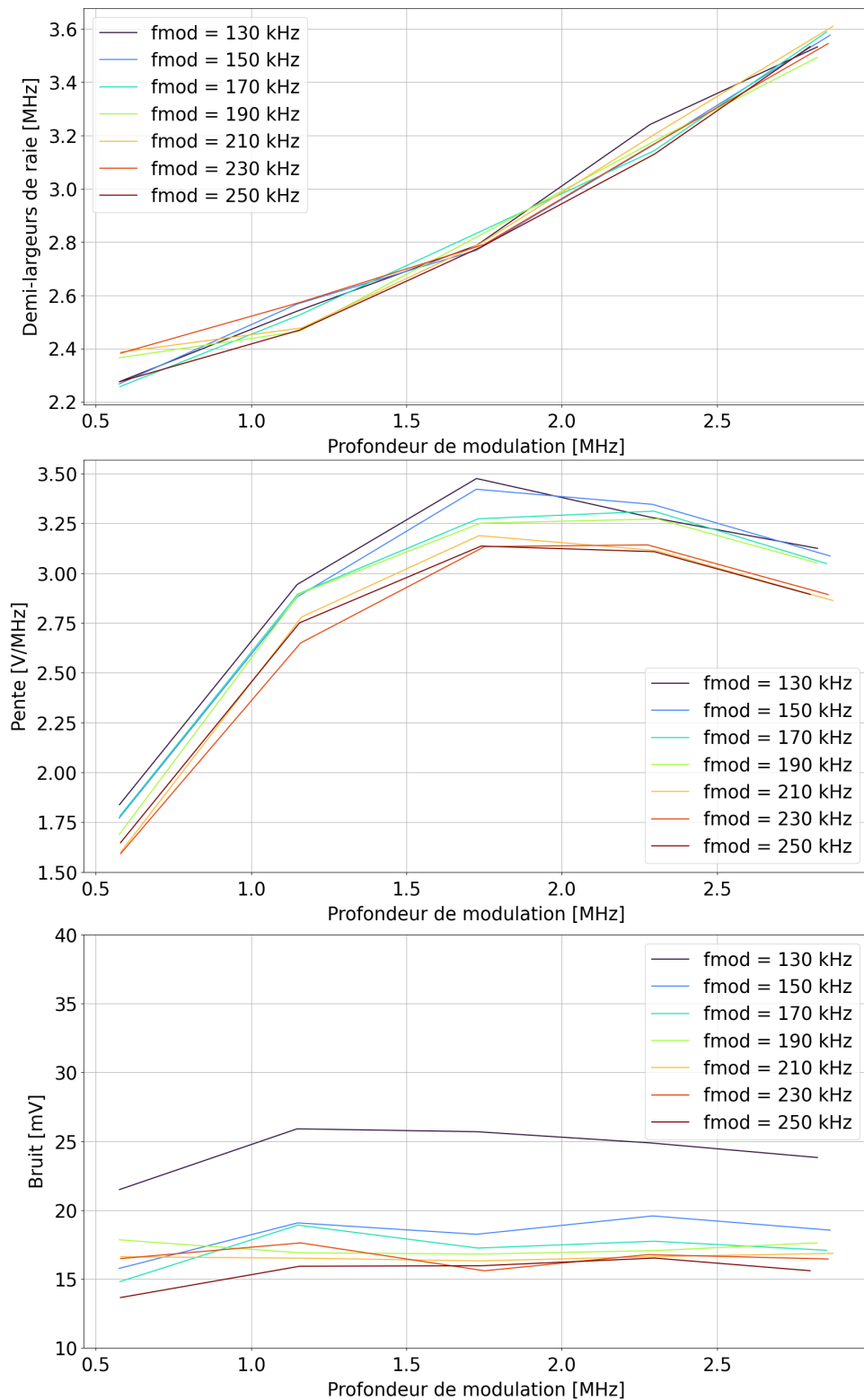


FIG. IV.18 Mesures de spectroscopie en fonction de la profondeur de modulation pour la dérivée première du signal d'absorption saturée obtenu par transfert de modulation. En haut la largeur de raie rapportée au signal non dérivé, au centre la pente du signal d'erreur, et en bas le bruit du signal. Les mesures sont faites à l'aide d'un oscilloscope et en balayant la fréquence du laser, tel que décrit dans l'Annexe B. On observe bien l'effet du bruit résiduel d'intensité du laser avec une fréquence de relaxation à 110 kHz : plus la fréquence de modulation est proche de la fréquence de relaxation plus le bruit est élevé.

IV.3.2.5 Paramètres physiques

Les caractérisations de l'influence de la pression et des puissances optiques ont été réalisées avec la technique de transfert de modulation. Les caractérisations se portent sur le SNR et la pente des signaux d'erreur, mais aussi sur l'influence des bruits résiduels de pression et de puissances sur la fréquence centrale de la transition hyperfine. Ces caractérisations sont décrites dans les deux paragraphes suivants : un pour l'influence des puissances optiques et un pour l'influence de la pression.

IV.3.2.5.1 Influence de la puissance optique

La puissance optique vue par les molécules va engendrer deux phénomènes qui vont influencer la stabilité en fréquence du laser asservi. Comme vu dans la partie précédente (équation IV.42), la raie hyperfine issue de l'absorption saturée est élargie avec une augmentation de la puissance optique. Par ailleurs, le potentiel vu par les molécules induit un décalage des niveaux d'énergie des molécules différent selon les états et donc un décalage en fréquence de la transition (POIFS). Des variations de puissance optique peuvent donc entraîner des instabilités résiduelles de fréquence.

Les mesures de l'influence de la puissance optique sur la demi-largeur du signal d'absorption sont données avec la Figure IV.19. Un ajustement avec l'expression $\sqrt{1+S}$ nous permet de donner une intensité de saturation $I_S = 8.2 \pm 3.4 \text{ W cm}^{-2}$. L'effet est quantifié à une augmentation de la demi-largeur de 3% dans les conditions d'utilisation nominales du dispositif, et reste donc faible relativement à l'élargissement par collision.

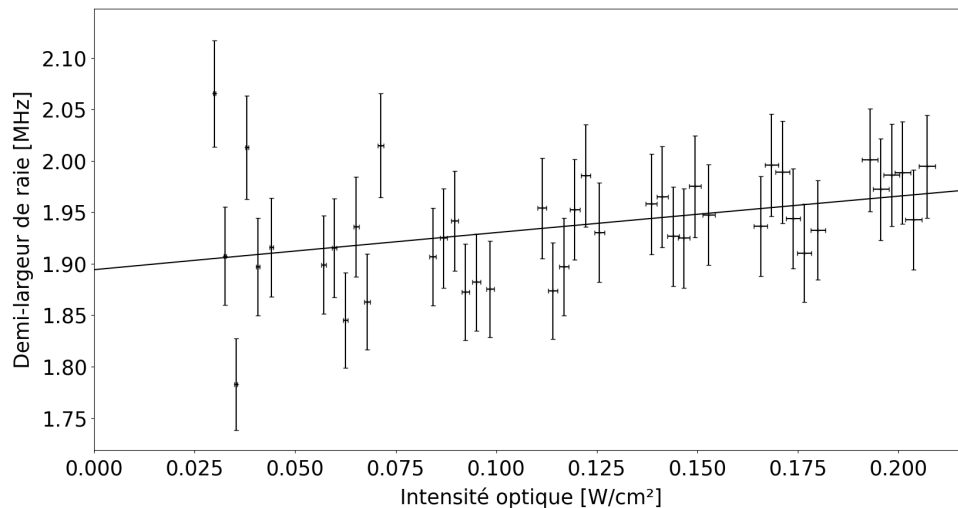


FIG. IV.19 Largeur naturelle de la raie hyperfine a_1 en fonction de l'intensité optique avec une pression de 0.5 Pa et un indice de modulation $\beta = 6.6$.

La mesure de l'influence de la puissance pompe sur la fréquence centrale de la transition hyperfine est réalisée en comparant le laser asservi aux références de fréquences primaires du SYRTE. Le décalage en fréquence du battement multiplié par 3 en fonction de la puissance optique nous donne le POIFS du dispositif, c'est-à-dire 1.23 kHz mW^{-1} ou encore $300 \text{ Hz mW}^{-1} \text{ mm}^{-2}$. Les mesures sont données par la Figure IV.20. L'impact du bruit résiduel d'intensité des deux faisceaux sur le bruit résiduel de fréquence est donné par la Figure V.5.

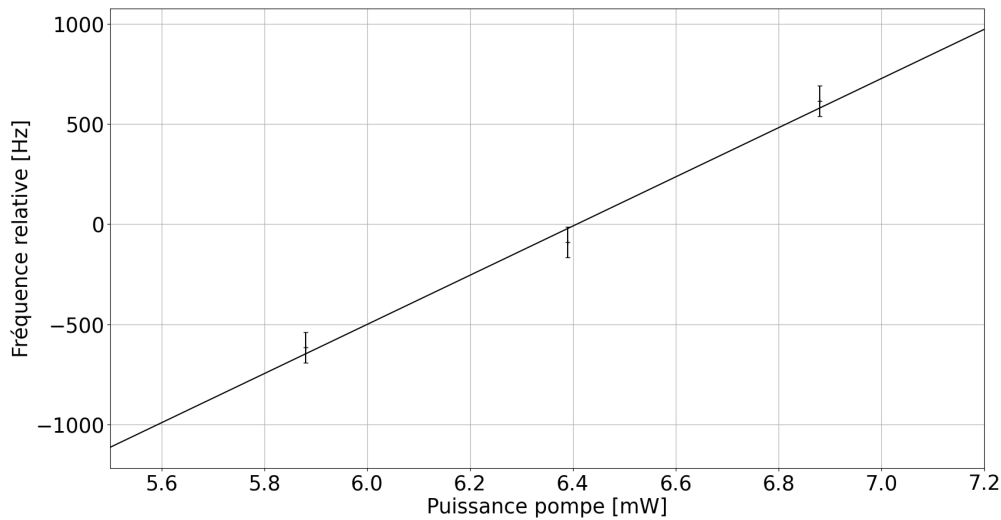


FIG. IV.20 Décalage en fréquence de la composante a_1 en fonction de la puissance optique de la pompe.

L'effet de l'élargissement de la transition hyperfine par augmentation de la puissance optique restant faible devant l'augmentation du contraste avec l'augmentation de la puissance optique, il est apparu que travailler au maximum de la puissance disponible était le meilleur choix pour réduire au mieux les instabilités résiduelles de fréquence. De plus le bruit blanc d'intensité dans la boucle d'asservissement est proportionnel à la puissance optique, on peut donc en déduire que le bruit court-terme est limité par le bruit de grenaille de la détection. Les résultats des caractérisations sont donnés par les Figures suivantes. À nouveau par soucis de clarté, les incertitudes liées aux mesures et à la méthode pour évaluer le SNR n'ont pas été ajoutées. Les mesures ont été effectuées avec une profondeur de modulation de 1.1 MHz et une fréquence de modulation de 170 kHz.

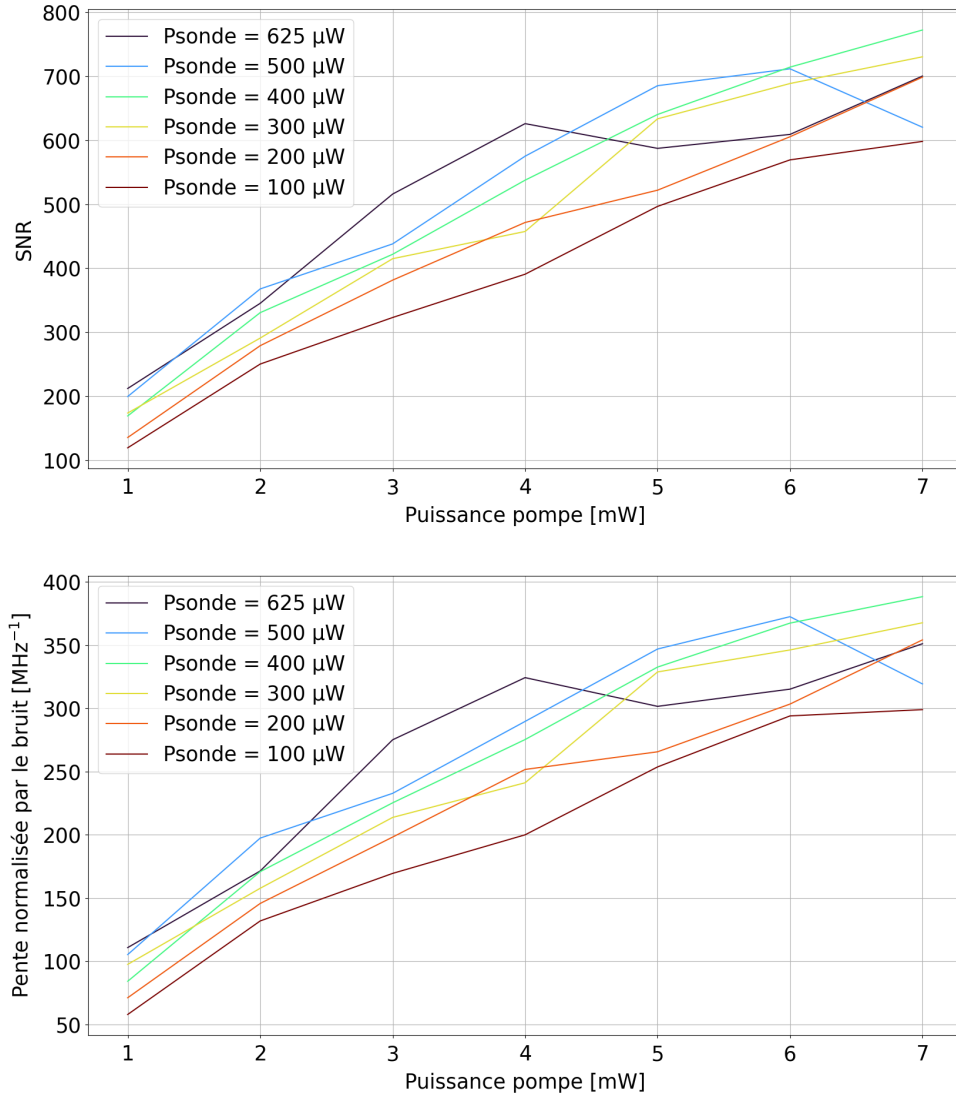


FIG. IV.21 Caractérisations de l'amplitude du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation rapporté au bruit de la détection en fonction des puissances optiques des faisceaux sondes et pompes. En haut le SNR, en bas la pente normalisée par le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$ et une pression de 0.5 Pa.

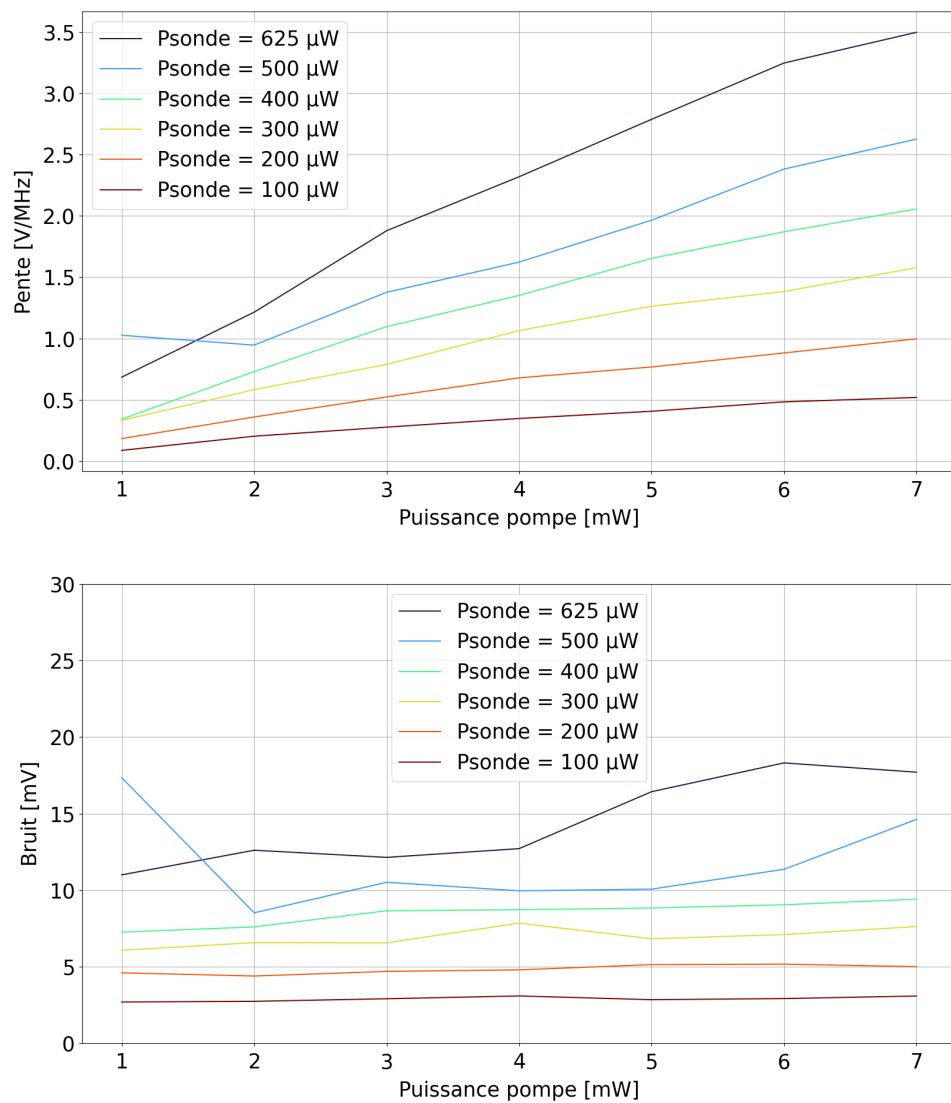


FIG. IV.22 Caractérisations du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation en fonction des puissances optiques des faisceaux sondes et pompes. En haut la pente du signal d'erreur et en bas le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$ et une pression de 0.5 Pa.

IV.3.2.5.2 Influence de la pression

L'augmentation de la pression engendre une augmentation de la densité de molécules, ce qui a deux effets sur le signal d'absorption saturé. Le premier, est d'améliorer le contraste du signal, et le second d'augmenter le nombre de collisions entre les molécules. L'élargissement de la raie à cause des effets de collisions peut être approchée par une loi polynômiale d'ordre 2, dont les coefficients ont été évalués par ajustement des mesures de largeur en fonction de la pression Figure IV.23. Afin d'obtenir les bons coefficients, il a fallu s'affranchir de l'élargissement par détection explicite par l'équation IV.52 dans la sous-partie précédente. On obtient alors $\Gamma_p = 0.398P + 0.035P^2$.

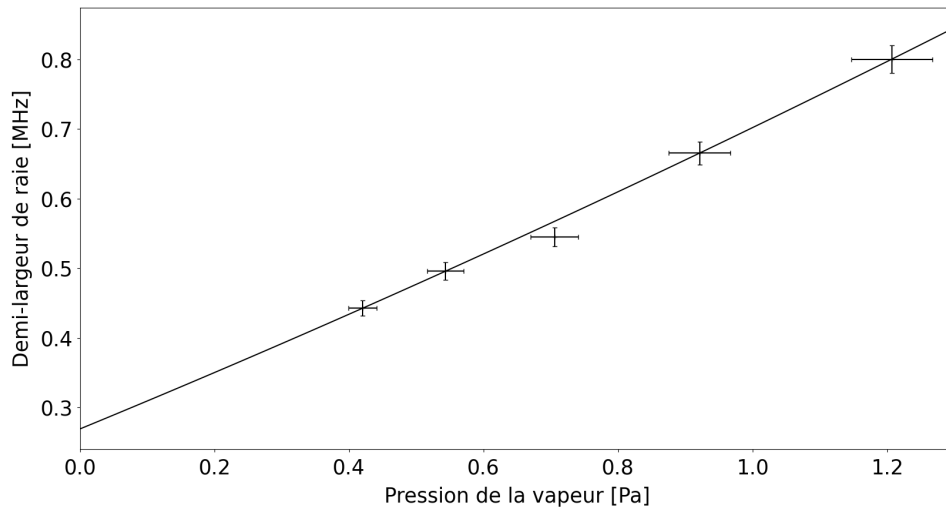


FIG. IV.23 Largeur de la raie hyperfine a_1 en fonction de la pression.

Les mesures ont été réalisées avec $P_P = 5$ mW, $P_s = 500$ μ W, et $\beta = 6.6$ pour $f_m = 170$ kHz. La compétition entre les deux phénomènes est bien illustrée par le fait que bien que l'absorption linéaire varie beaucoup, la pente normalisée par le bruit varie peu (Figure IV.25). Le laser étant asservi en fréquence sur la transition a_1 , une réduction du bruit résiduel de fréquence de 25% en terme d'écart-type d'Allan à 1 s a été observée en passant de 0.5 à 1.2 Pa. Aux pressions plus élevées, la puissance optique en sortie de cellule d'iode devenait trop faible et le SNR était considérablement dégradé.

La pression influence aussi le centre de la transition hyperfine PIFS. Cette influence a été caractérisée à -6.55 kHz Pa $^{-1}$ (Figure IV.24), et son impact sur le bruit résiduel de fréquence est donné par la Figure V.5. Comme pour le POIFS, le PIFS est caractérisé à partir du décalage en fréquence du battement avec la référence primaire du SYRTE.

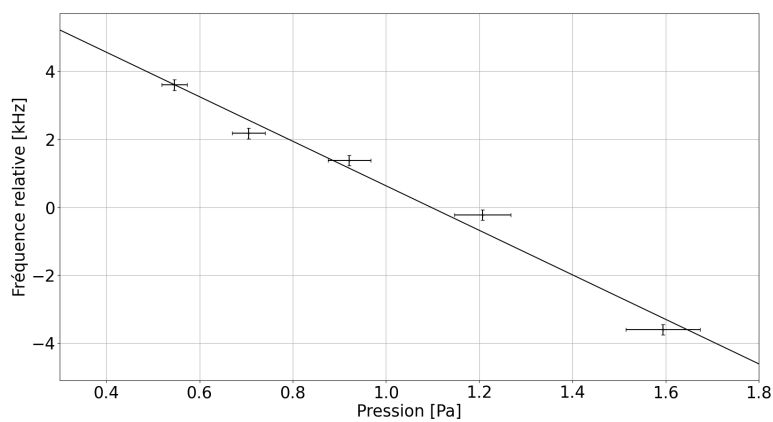


FIG. IV.24 Influence de la pression sur la fréquence de la composante a_1 .

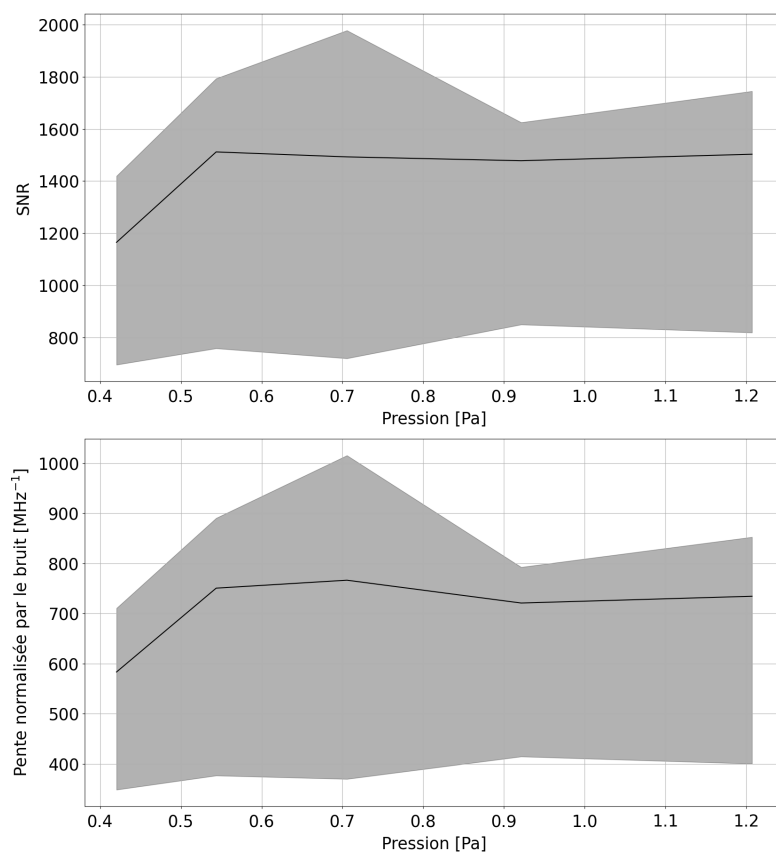


FIG. IV.25 Caractérisations de l'amplitude du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation rapporté au bruit de la détection en fonction de la pression de la vapeur d'iode. En haut le SNR, en bas la pente normalisée par le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$, une puissance pompe $P_P = 5$ mW et une puissance sonde $P_s = 500$ μ W.

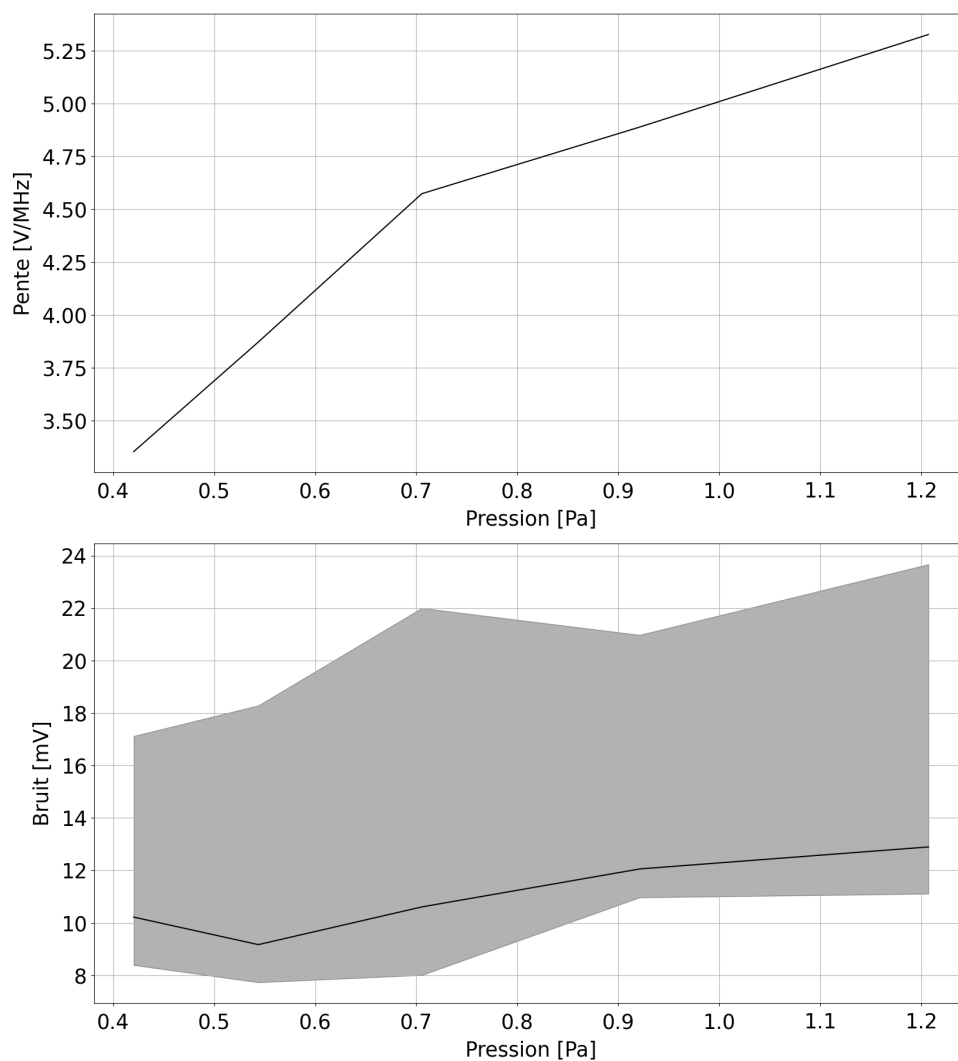


FIG. IV.26 Caractérisations du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation en fonction de la pression de la vapeur d'iode. En haut la pente du signal d'erreur et en bas le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$, une puissance pompe $P_P = 5$ mW et une puissance sonde $P_s = 500$ μ W.

IV.4 Conclusion

En utilisant la technique de transfert de modulation, nous avons pu ajuster les paramètres finaux du dispositif grâce aux études de spectroscopie. Ces paramètres ont été vérifiés et validés par des mesures de comparaison entre le laser asservi en fréquence et une référence primaire de fréquence comme décrit dans le Chapitre V. Les paramètres ultimes du dispositif sont les suivants :

- La longueur d'interaction avec la vapeur d'iode a été choisie à 1.2 m pour correspondre aux travaux précédents, et pour correspondre avec une pression d'environ 1 Pa à une absorption de quelques dizaines de pourcents, afin d'avoir des puissances optiques raisonnables pour la génération du signal d'erreur.
- Les puissances optiques ont été choisies pour être maximales car aucun effet de saturation n'a été observé et le SNR était amélioré en les augmentant. On avait donc 7 mW de puissance pompe en entrée de cellule, ce qui correspond à une intensité de 170 mW cm^{-2} . La puissance sonde était de 700 μW .
- La pression a été réglée à 1.2 Pa, ce qui correspond à une température de doigt froid de -11.2°C car le bruit résiduel de fréquence était optimal à cette pression. La spectroscopie en fonction de la pression n'indiquait pas une augmentation du SNR mais une bonne augmentation de la pente avec l'augmentation de la pression.
- La fréquence de modulation avait initialement été choisie à 170 kHz afin de réaliser un compromis entre la dérivée première et la dérivée troisième pour la technique de modulation de fréquence. Les électroniques de la boucle d'asservissement avaient été adaptées à cette fréquence de modulation, et elle a donc été conservée par manque de temps lors de la transition à la technique de transfert de modulation.
- La profondeur de modulation est de 1.25 MHz et a été choisie de manière à maximiser la pente normalisée par le bruit sans déformer la raie.

Bien que la largeur de la raie soit supérieure à la valeur attendue ($>2 \text{ MHz}$ contre $<1 \text{ MHz}$ habituellement [2, 3, 49]), le bruit résiduel de fréquence attendu en appliquant l'équation IV.1 est de 5×10^{-14} en terme de variance d'Allan à 1 s. Les comparaisons avec les références primaires de fréquence du SYRTE donneront un bruit résiduel de fréquence de 7.5×10^{-14} à 1 s, ce qui correspond au calcul théorique. Cette largeur de raie est expliquée par une pression et une profondeur de modulation importantes, et potentiellement par une pollution de la cellule d'iode après deux casses du doigt froid.

Certaines modifications sont envisageables pour de nouvelles réalisations, mais qui dépendent principalement d'éventuels nouveaux développements sur la génération de somme de fréquence. En effet si plus de puissance était disponible, une augmentation de la longueur d'interaction avec la vapeur pourrait être envisagée, ainsi que l'utilisation d'un EOM fibré pour réaliser la technique de transfert de modulation. Ce dernier aspect est important car comme mentionné dans le Chapitre V, la stabilité long-terme du laser est potentiellement limitée par le bruit résiduel d'amplitude de modulation qui est beaucoup plus important pour un AOM qu'un EOM. Enfin, l'utilisation d'une cellule non refroidie est un développement intéressant car elle permettrait de simplifier le dispositif. Ce développement bien que compliqué car il faut mettre la bonne quantité d'iode pour avoir la bonne pression, a déjà été réalisé par l'ISI [79].

Chapitre V

Métrologie de fréquence

V.1 Introduction

Afin de réaliser les opérations au sol de la mission LISA, le CNES a besoin d'un tandem de laser Nd:YAG verrouillés en phase et avec un bruit résiduel de $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ entre 30 mHz et 1 Hz (Chapitre I), soit $7.5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ à 1064 nm (Partie II.1.2.2). Pour réaliser ce dispositif le SYRTE a décidé de séparer les fonctionnalités : avoir deux lasers Nd:YAG verrouillés en phase d'une part, et le laser Télécom triplé en fréquence asservi sur une vapeur d'iode agissant comme référence de fréquence pour le laser Nd:YAG maître d'autre part (Partie II.1). Ces bancs sont nommés respectivement Banc V1 et Banc V2 (Figure II.50). Avant la livraison au CNES du système laser, une étude métrologique de la stabilité en fréquence est nécessaire, pour vérifier que le système réponde au cahier des charges du CNES. Cette caractérisation se fait à l'aide de la chaîne de fréquence du SYRTE, référence primaire, participant aux campagnes européennes de comparaison métrologique temps/fréquence [80, 81].

Le Banc V1 ayant été livré à l'APC en 2020, le bruit de phase résiduel de la boucle à verrouillage de phase avait déjà été caractérisé avant livraison. Le Banc V1 est néanmoins revenu au SYRTE avant d'être envoyé au LAM pour les mesures sur le banc ZIFO. Pendant ce retour, un laser fibré dopé à l'ytterbium a été remplacé par un second laser Nd:YAG de la gamme Mephisto de Coherent. Une mesure du bruit de phase du battement optique entre les deux lasers Nd:YAG verrouillés en phase a donc à nouveau été réalisée lors du développement de la référence de fréquence.

Afin de s'assurer du bon déroulement du développement du système complet, le Banc V2 a été caractérisé à 1596.7 nm indépendamment des lasers Nd:YAG. Puis le bruit résiduel de phase du battement à 532.245 nm entre le laser Nd:YAG maître et le Banc V2 a été caractérisé, et enfin le bruit résiduel de fréquence du laser Nd:YAG maître verrouillé en phase avec le laser Télécom asservi sur l'iode a été caractérisé à 1064.49 nm.

Dans ce Chapitre nous détaillerons d'abord la référence primaire de fréquence utilisée pour la réalisation des comparaisons en fréquences, puis nous donnerons les caractérisations métrologiques du système laser.

V.1.1 Chaîne de fréquence pour la caractérisation du bruit résiduel de fréquence

La comparaison avec la référence primaire de temps se fait à l'aide d'un peigne de fréquence asservi sur une Cavité Ultra-Stable (CUS) ainsi qu'une référence micro-onde. Le schéma détaillant cette chaîne de fréquence est donné par la Figure V.1. La référence micro-onde consiste en un maser actif dont la dérive est compensée par les fontaines atomiques. Ces dernières utilisaient un oscillateur cryogénique ultra-stable [82], mais la pénurie mondiale d'hélium a causé l'arrêt de ce dernier. Le schéma complet de la chaîne de fréquence du SYRTE est donné par la Figure V.2.

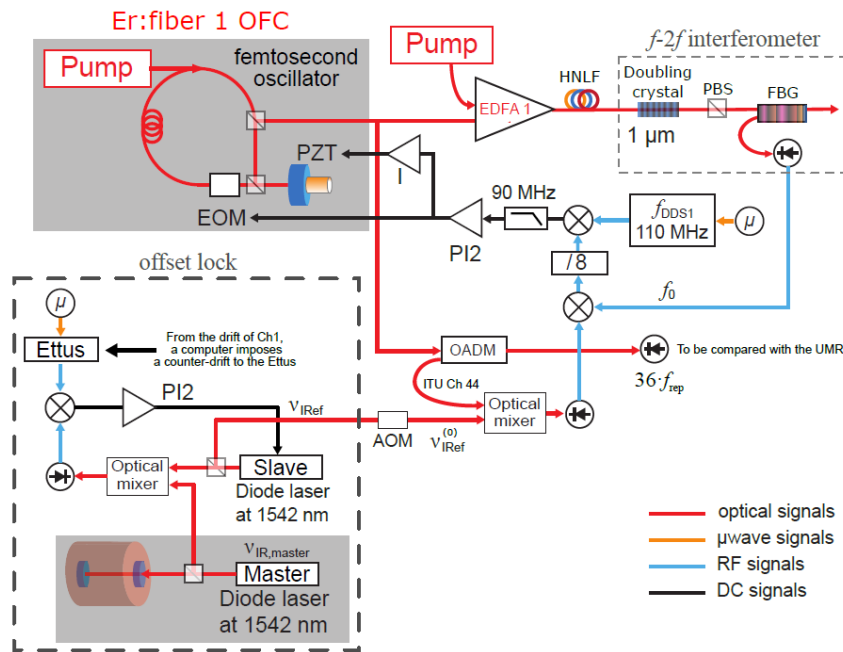


FIG. V.1 Chaîne de fréquence du SYRTE utilisée pour la caractérisation du bruit résiduel de fréquence. μ correspond au signal micro-onde issu des masers. Figure issue de la référence [83].

Grâce à l'utilisation d'un peigne de fréquence, il est possible de comparer des oscillateurs optiques ayant une longueur d'onde comprise entre 1 et 2 μm . La comparaison se fait avec un battement optique converti en fréquence à l'aide d'un mélange hétérodyne afin de pouvoir rentrer dans la bande passante d'un filtre passe-bande en amont du compteur Λ K+K FXE, permettant la mesure de la fréquence du battement. Le bruit de fréquence du battement est principalement dû au bruit de nos lasers car la chaîne de fréquence décrite plus haut présente du bruit résiduel de fréquences cent fois inférieures à celles de nos lasers [83] (Caractérisation des instabilités en fréquences de la chaîne optique en cours. Des travaux équivalents au PTB [84] rapportent des bruits résiduels de fréquence de 8×10^{-18} à 1 s.

Une caractérisation du bruit de fréquence des lasers libres de notre système n'a pas été possible car la bande des filtres en sortie de photodiode et en entrée de compteur était trop étroite pour que la mesure soit représentative.

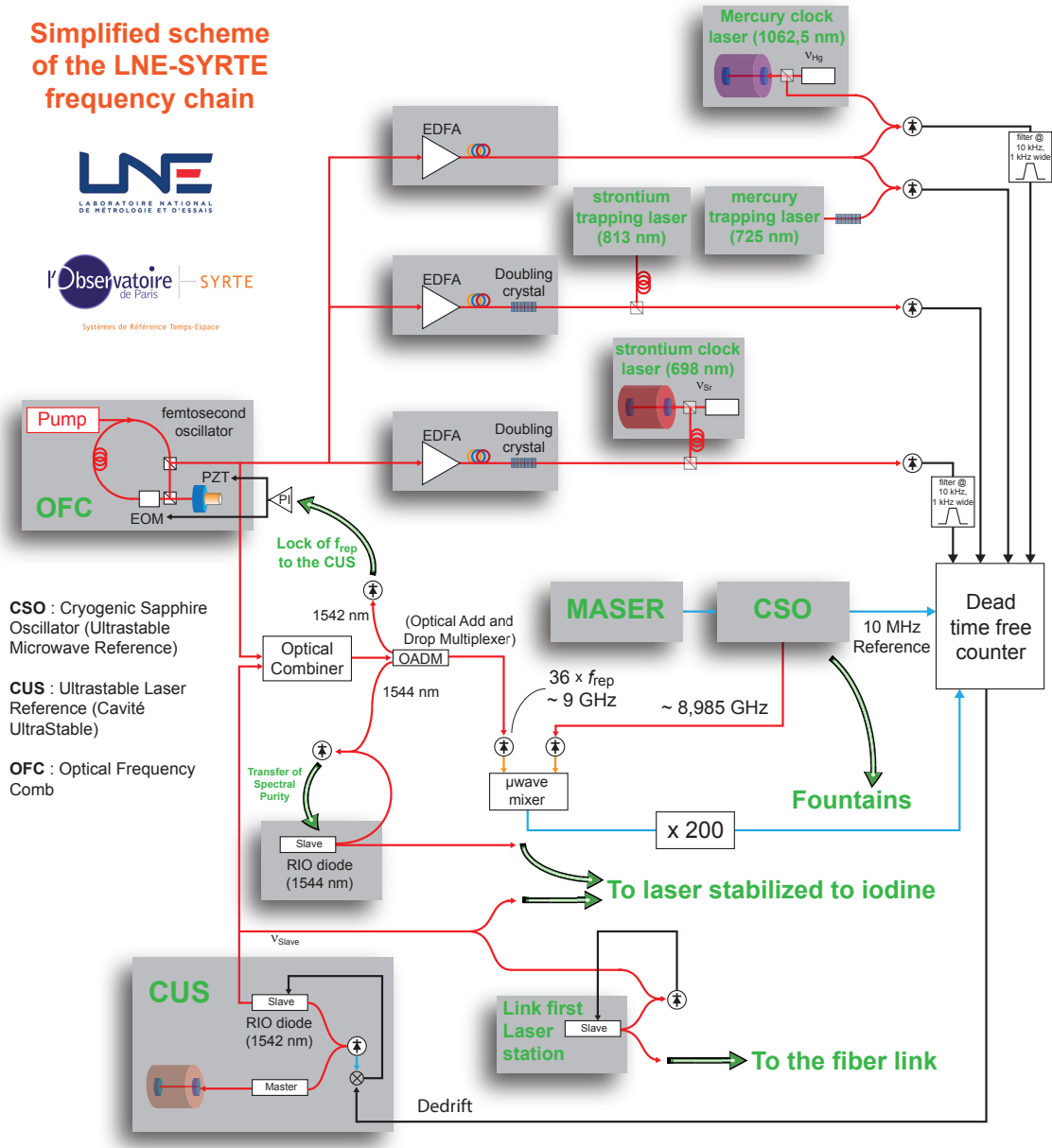


FIG. V.2 Chaîne de fréquence complète du SYRTE.

V.1.2 Lien fibré

La chaîne de fréquence et notre système laser n'étant pas dans les mêmes bâtiments, un fibre de 200 m permet de réaliser le battement entre le peigne et nos lasers. Chaque dent du peigne ayant une puissance faible, la puissance de nos lasers aux longueurs d'onde de la comparaison étant élevée, et l'expertise de l'équipe responsable de la chaîne de fréquence nous ont encouragés à réaliser le battement dans le bâtiment de la chaîne de fréquence. Pour s'assurer que le bruit propre au lien fibré ne vienne pas affecter la caractérisation du bruit résiduel de nos lasers, une caractérisation du lien et une compensation active du bruit du lien ont été réalisées.

Pour réaliser la caractérisation du lien, l'équipe de la chaîne de fréquence nous a envoyé à travers le lien fibré le signal issu de la diode laser à 1542 nm esclave (dérive de la CUS compensée à l'aide du signal micro-onde des masers). En utilisant un miroir de Faraday fibré et un AOM, nous leur renvoyons le signal décalé en fréquence pour qu'ils puissent réaliser un mélange hétérodyne. La caractérisation du bruit résiduel de fréquence de ce battement permettait d'obtenir la contribution du lien fibré au bruit de la mesure. Cette caractérisation est donnée par la Figure V.3.

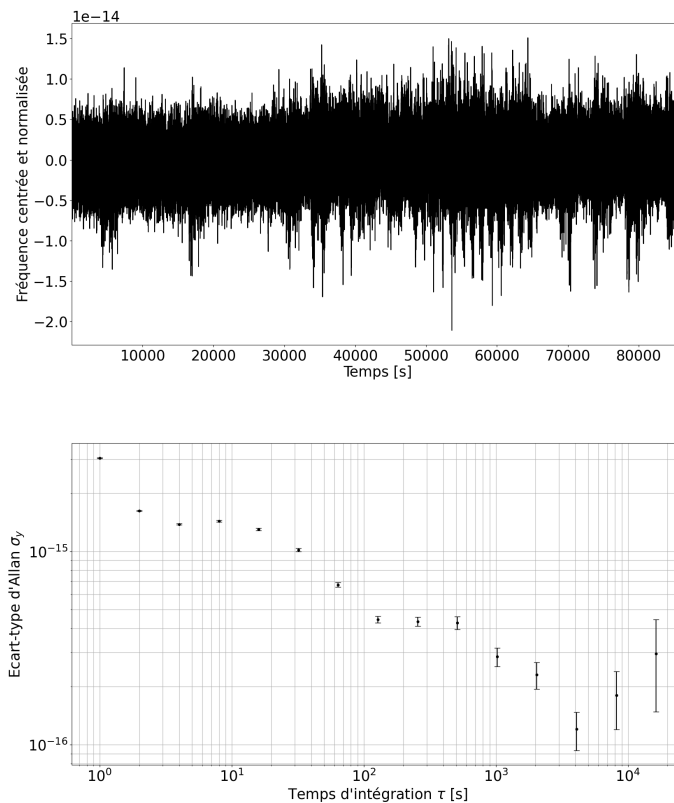


FIG. V.3 Caractérisation du bruit résiduel de fréquence du lien fibré. Pour les caractérisations de lien, le compteur a des courbes de moyennage en format II. L'écart-type d'Allan est donc normal et non pas modifié.

La compensation du lien se faisait en sens inverse : l'équipe de la chaîne de fréquence nous renvoyait un prélèvement de notre laser et nous réalisons le battement hétérodyne. Un AOM en amont du lien permettait la rétroaction de la compensation : la description complète du dispositif est donné par la Figure V.4.

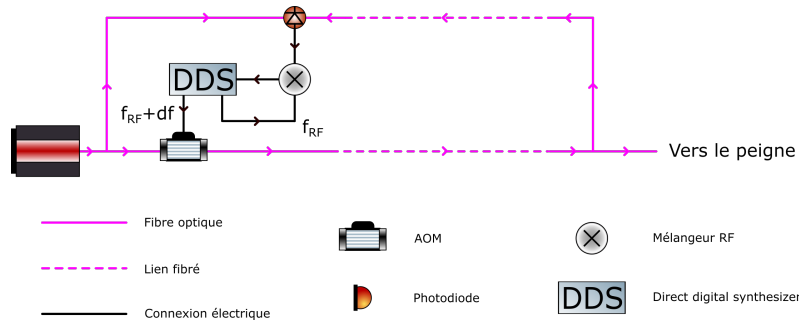


FIG. V.4 Schéma détaillant le fonctionnement de la compensation active du bruit du lien fibré. La voie de la Direct Digital Synthesis (DDS) envoyée vers l'AOM comprend une correction df issue de la modulation de la fréquence RF par le battement RF entre le battement optique et la sortie de la DDS non modulée.

Cette compensation n'a pas été conservée par soucis de simplicité et car la contribution du lien au bruit de la mesure était plus d'un ordre de grandeur inférieure au bruit résiduel de fréquence de notre système.

V.2 Mesure de stabilité du dispositif Télécom

Suite aux résultats obtenus avec la spectroscopie de l'iode détaillée par le Chapitre IV, les paramètres suivant ont été choisis :

- Fréquence de modulation : 170 kHz
- Déviation maximale de modulation : 1.2 MHz
- Puissance pompe en entrée de cellule : 7.1 mW
- Puissance sonde en entrée de cellule : 680 μ W
- Température du doigt froid (pression de l'iode) : -11.5°C (1.2 Pa)

Une validation rapide du bruit résiduel de fréquence en fonction de ces paramètres a été réalisée et les résultats obtenus lors de la spectroscopie ont été confirmés.

V.2.1 Contributions de bruit

Plusieurs facteurs contribuent au bruit résiduel de fréquence du laser asservi. À court-terme, l'équation II.3, rappelée ci-après, prévaut. Le facteur de qualité $Q = \nu/\Delta\nu$ est dans notre cas impacté par une largeur de raie très importante : $\Delta\nu = 2$ MHz (Chapitre IV). Le SNR est de 120 dans une bande de 1 kHz, lorsque le laser n'est pas asservi. Le niveau de la densité spectrale de puissance en sortie de photodiode à la fréquence de modulation au maximum du signal est de -60 dBV_{RMS}/Hz, une fois asservi le résidu est de -90 dBV_{RMS}/Hz, et le palier de bruit est de -105 dBV_{RMS}/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

$$\sigma = \frac{\eta}{Q \times \text{SNR}} \quad (\text{V.1})$$

Sur le long terme, la stabilité est impactée par la dérive des différents paramètres du système. Dans le cas idéal, aucun paramètre ne dérive et on atteint alors un palier de bruit de scintillation de fréquence (Tableau II.1). Dans notre cas, une dérive apparaît nettement après quelques dizaines de secondes (Figure V.7). Les contributions du POIFS et du PIFS sont un ordre de grandeur inférieures au niveau de dérive observée et ces phénomènes ne sont donc pas ceux limitants aujourd'hui (Figure V.5).

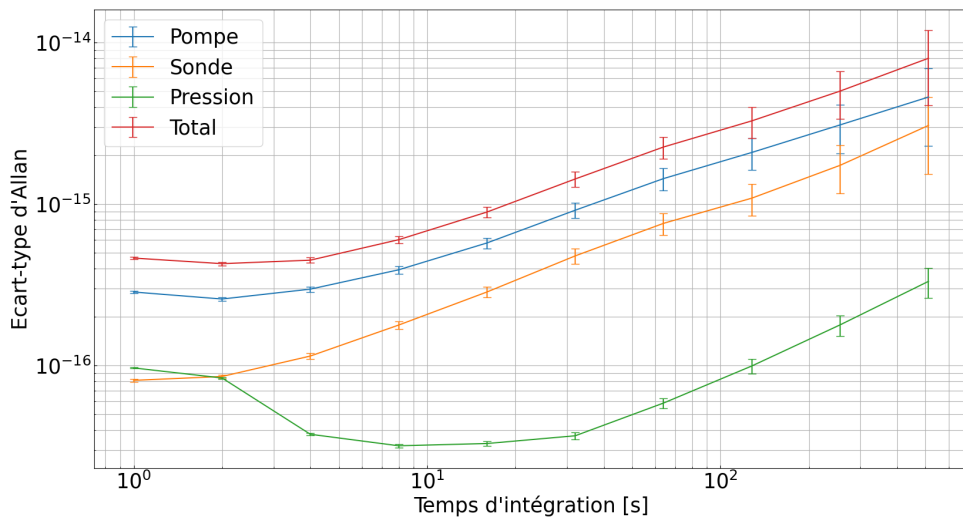


FIG. V.5 Contribution du PIFS et du POIFS au bruit résiduel de fréquence à 1596 nm à partir des mesures données dans le Chapitre II et dans le Chapitre IV.

V.2.2 Caractérisation du bruit de fréquence à 1596 nm

Le SNR du battement avec le peigne était à la limite de ce qui est acceptable pour le compteur : 25 dB (Figure V.6) dans une bande de 5 kHz. Trois raisons sont soupçonnées d'être responsables du niveau de bruit élevé du battement : le laser Télécom asservi est simplement bruyant, le peigne n'est pas optimisé pour être utilisé à 1596.7 nm, et les contraintes temporelles imposées pour la livraison du dispositif n'ont pas permis une optimisation approfondie du battement. Afin de s'assurer que le niveau de bruit du battement ne rajoute pas du bruit sur la mesure de stabilité du laser Télécom, un dispositif de "tracking oscillator" a été mis en place. Le principe de ce dispositif est d'asservir un oscillateur RF ayant une grande pureté spectrale sur le battement entre le peigne et le laser à tester. On peut ainsi filtrer le bruit haute fréquence. Les performances restant inchangées après la mise en place de ce dispositif il a été retiré par souci de simplicité.

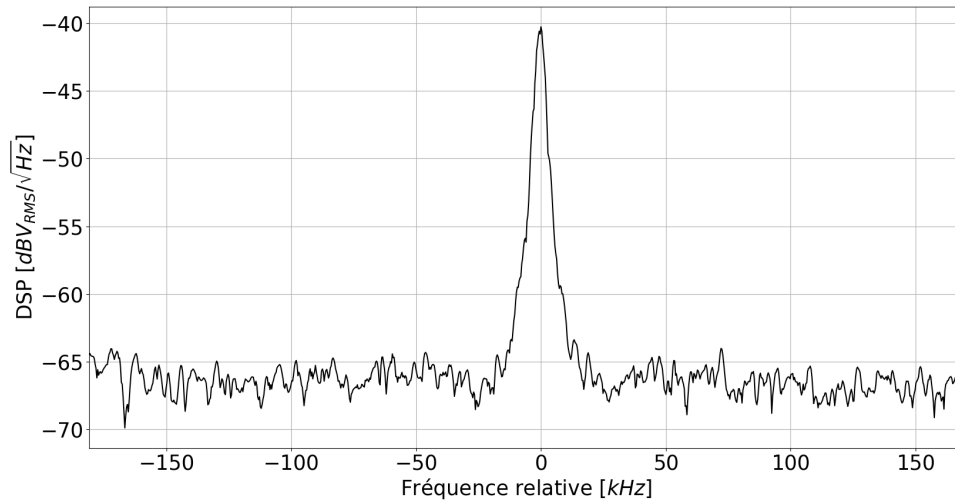


FIG. V.6 *Battement à 118 MHz entre le peigne et le laser télécom à 1596 nm. La bande passante en résolution de l'analyseur de spectre est réglée à 5 kHz.*

Dans ces conditions, et avec une bande-passante de l'asservissement de fréquence à 6 kHz pour l'AOM IR, et 100 Hz pour la PZT du laser Télécom, la largeur du battement est d'environ 3-5 kHz

V.2.3 Conclusion

Le bruit résiduel de fréquence du laser Télécom répond aux spécifications de la mission LISA au très court terme : pour des fréquences supérieures à 0.3 Hz. Cette valeur correspond par ailleurs assez bien aux travaux réalisés précédemment au SYRTE : avec le même contraste les transitions hyperfines de l'iode à 532 nm sont trois fois plus larges que celle à 514 nm, et les travaux menés au SYRTE à nm ont permis d'obtenir un bruit résiduel de fréquence de 3×10^{-14} à une seconde.

Aux fréquences inférieures, une oscillation avec une période d'environ 1500 s, accompagnée d'une marche aléatoire qui domine après 1000 s sur l'écart-type d'Allan, limite la stabilité du laser à 3×10^{-14} à 60 s. Cette contribution moyen/long-terme au bruit résiduel de fréquence n'a pas pu être étudiée en détail par manque de temps. Deux pistes intéressantes sont : la RAM due à l'AOM du faisceau pompe qui sert au transfert de modulation (Partie II.5), et l'effet étalon présent dans les EDFA (Partie II.6.2).

Enfin, l'asservissement de fréquence est extrêmement robuste : le seul moyen de le faire sauter qu'on ait pu observer sont les micro-coupures de courant. Sinon, le laser est resté asservi plus d'une centaine d'heures avant que l'on interrompe volontairement l'asservissement.

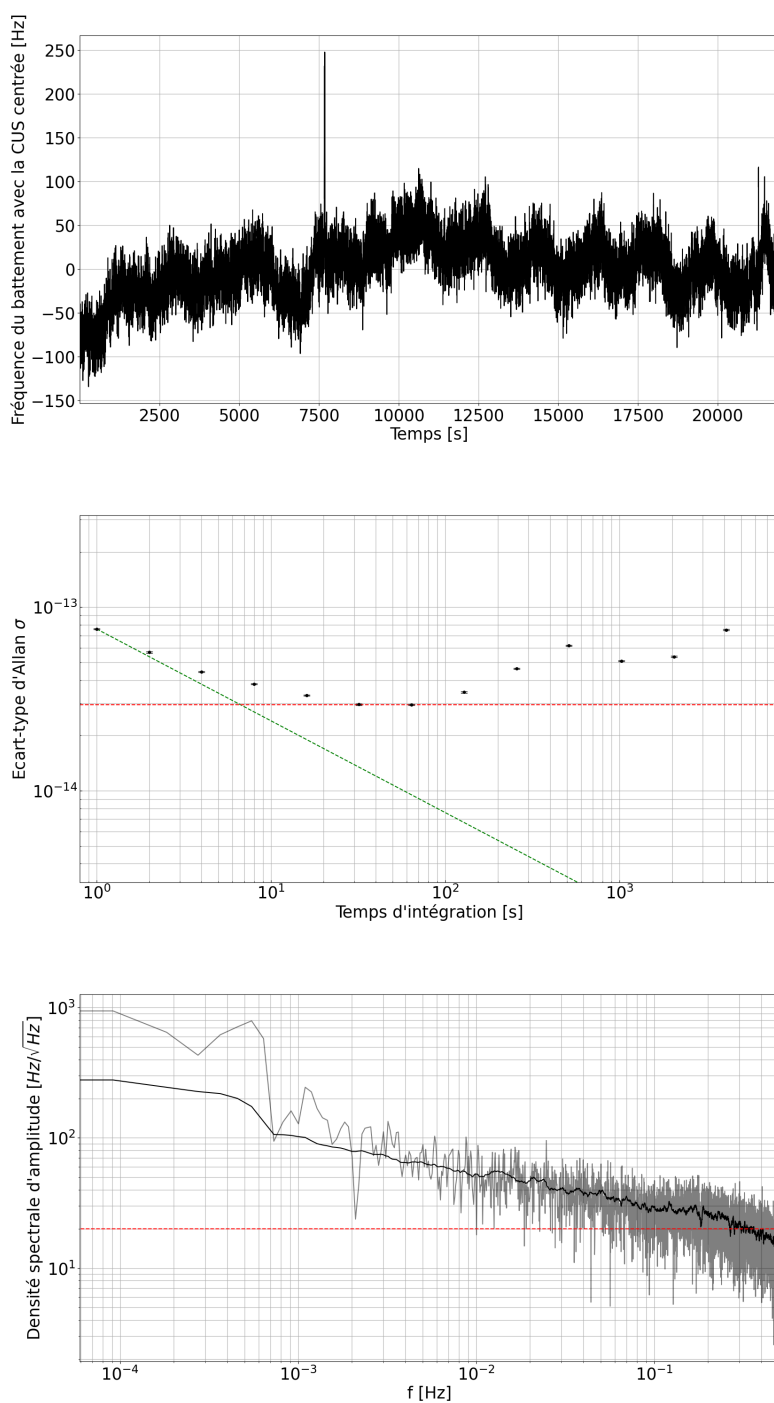


FIG. V.7 Caractérisation de la comparaison de fréquence avec les références primaires du SYRTE. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Télécom. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données, avec en pointillés verts la droite $7.6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$, et en pointillés rouges le palier à 2.9×10^{-14} . En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA mise à l'échelle pour 1596.7 nm : $20 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

V.3 Mesure de stabilité du laser Nd:YAG maître

V.3.1 Boucle à verrouillage de phase avec le laser Télécom

La boucle à verrouillage de phase entre le laser Nd:YAG maître et le laser Télécom se fait à 532 nm comme décrit dans la Partie II.1. Une partie de l'émission triplée du laser destinée à la spectroscopie de l'iode est prélevée afin de réaliser un battement avec le laser Nd:YAG doublé. Une boucle à verrouillage de phase est réalisée entre ce battement et un signal RF de référence. L'asservissement consiste simplement en un proportionnel double intégrateur, avec le proportionnel intégrateur permettant l'asservissement rapide sur la PZT de la cavité du laser, et l'asservissement lent sur la température de la cavité du laser est réalisée après une seconde intégration.

Le doublage de fréquence est réalisé à l'aide d'un cristal PPLN en guide d'onde fabriqué et intégré par NTT dont les caractérisations sont données en Partie III.2.3. Le dispositif complet de la boucle à verrouillage de phase est donné par la Figure V.8. Un prélèvement du battement optique à 532 nm a été mis en place lors de la caractérisation de la boucle afin de pouvoir réaliser un contrôle hors boucle. Ce prélèvement a été supprimé après les caractérisations.

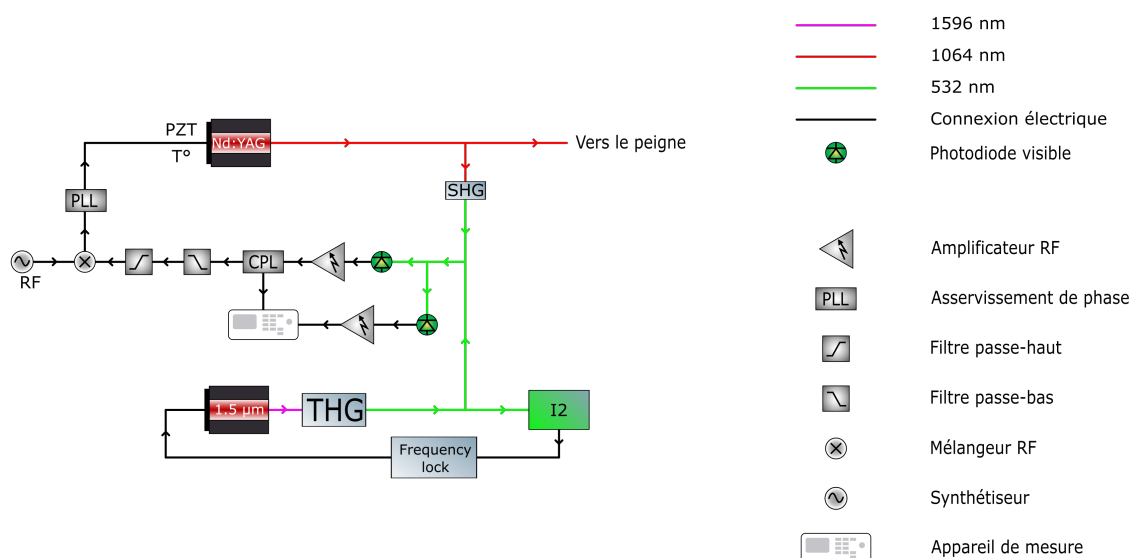


FIG. V.8 Schéma de la boucle à verrouillage de phase entre le laser Télécom et le laser Nd:YAG maître. Le coupleur fibré et la photodiode permettant le contrôle hors boucle du battement sont retirés après caractérisations du battement.

V.3.2 Performances

V.3.2.1 Bruit de fréquence du battement à 532 nm

La caractérisation du battement a été réalisée avec un battement à 55 MHz. Les performances sont les mêmes aux fréquences comprises dans la bande des filtres de la chaîne de fréquence du SYRTE. Le SNR du battement était aussi médiocre, ce qui semble confirmer que le laser Télécom asservi n'a pas une très bonne pureté spectrale. La contribution du bruit en fréquence de la boucle est bien en deçà de la spécification de bruit résiduel de fréquence du CNES (20 dB), et bien inférieure au bruit résiduel de fréquence du laser Télécom.

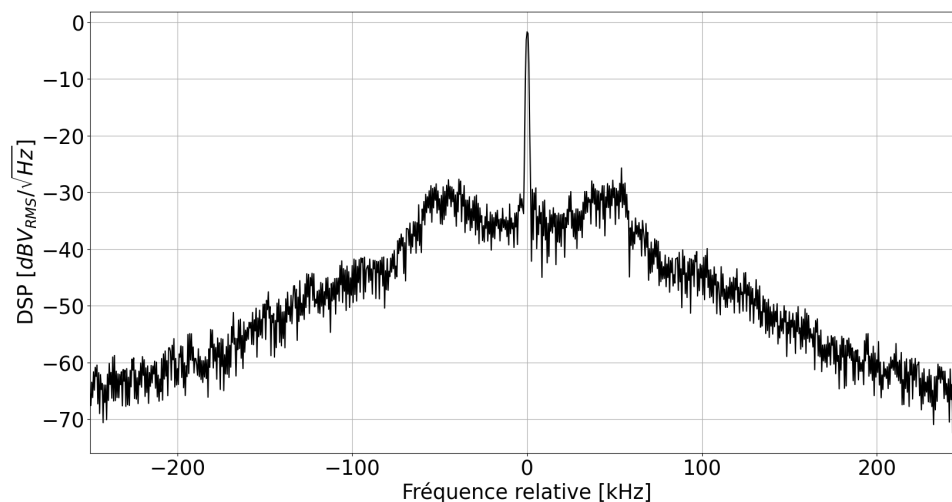


FIG. V.9 *Battement à 532.245 nm entre le laser télécom et le laser maître avec une bande passante de résolution de 1 kHz.*

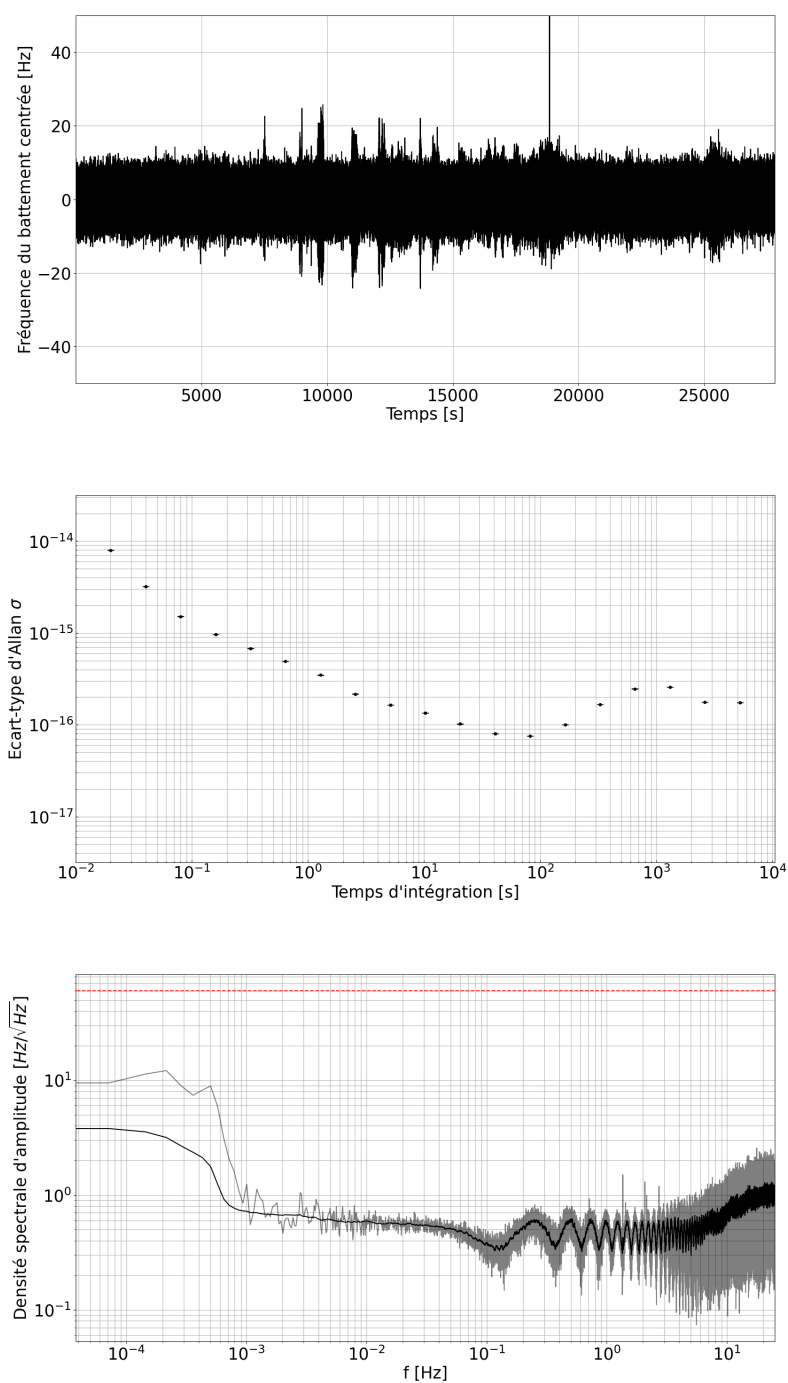


FIG. V.10 Caractérisation du battement entre le laser Télécom triplé et le laser Nd:YAG doublé. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Nd:YAG maître. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données normalisé à 532 nm. En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA mise à l'échelle pour 532.2 nm : $60 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

V.3.2.2 Mesures de la stabilité du laser à 1064 nm

Pour les mesures de comparaison de fréquence avec le peigne, la fréquence du battement avec le laser Télécom était choisie afin d'optimiser le battement avec le peigne. Comme la contribution de la boucle à verrouillage de phase au bruit de fréquence est négligeable on retrouve la même PSD de bruit de fréquence que celle du laser Télécom au rapport des fréquences près. On retrouve donc sensiblement le même écart-type d'Allan.

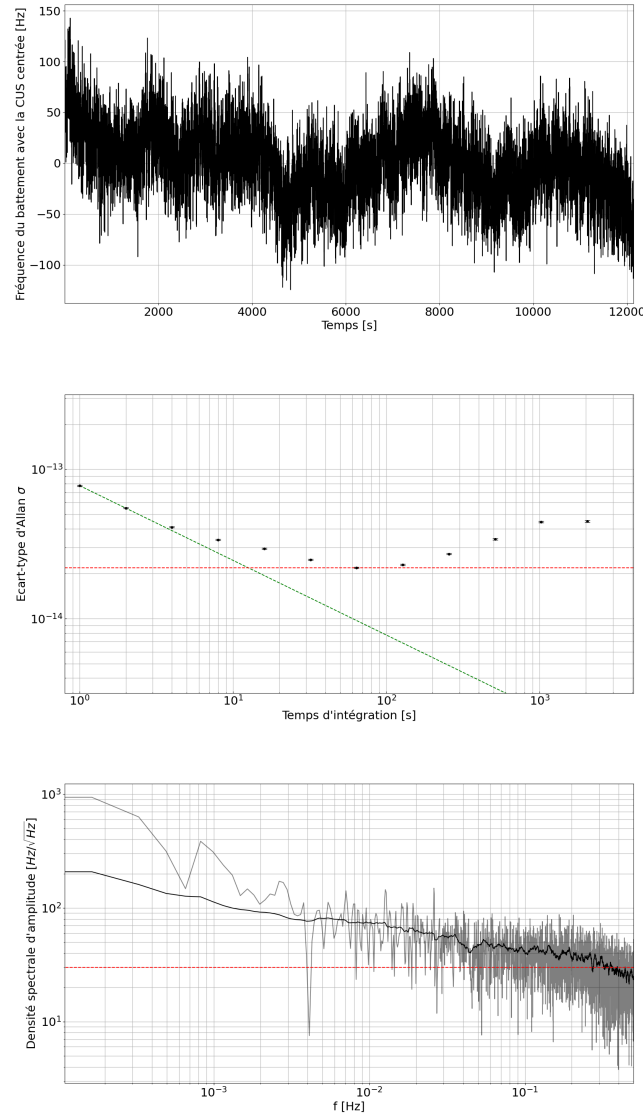


FIG. V.11 Caractérisation de la comparaison de fréquence avec les références primaires du SYRTE. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Nd:YAG maître. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données, avec en pointillés verts la droite $7.8 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$, et en pointillés rouges le palier à 2.2×10^{-14} . En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA : $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

V.3.3 Conclusion

La contribution au bruit de fréquence de la boucle à verrouillage de phase étant négligeable le laser Nd:YAG maître répond aux spécifications de la mission LISA de la même manière que le laser Télécom : jusqu'à 0.3 Hz. Le laser étant un laser à cavité, il est assez sensible aux perturbations environnementales. De plus, le SNR du battement avec le laser Télécom étant relativement faible, la boucle à verrouillage de phase peut s'ouvrir. Dans un environnement calme (sans claquement de porte, ou variations brutales de température), la boucle s'est maintenue fermée pendant 90 heures.

V.4 Boucle à verrouillage de phase entre les deux lasers Nd:YAG

Le Banc V1 ayant dû partir au LAM pour réaliser les premiers tests du Banc ZIFO, une caractérisation du laser Nd:YAG esclave asservi en phase sur le laser Nd:YAG maître lui-même asservi au laser Télécom n'a pas pu être possible.

V.4.1 Bruit de fréquence du battement

Une mesure du bruit de fréquence du battement entre les deux lasers a été réalisée après le rapatriement du Banc V1 entre les caractérisations du banc MIFO et du banc ZIFO et est donnée par la Figure V.13. La contribution au bruit de fréquence de la boucle est inférieure aux spécifications de la mission LISA de plus de 40 dB.

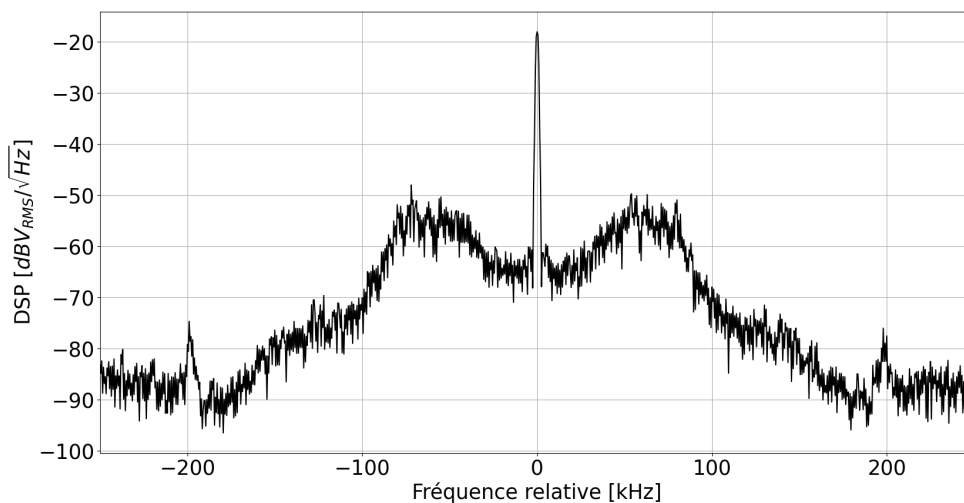


FIG. V.12 Battement de 16 MHz à 1064 nm entre les deux lasers Nd:YAG avec une bande passante de résolution de 1 kHz.

V.4.2 Conclusion

Malgré l'absence de mesure du bruit résiduel du laser Nd:YAG esclave, les mesures de contribution au bruit des deux boucles à verrouillage de phase, et les bruits résiduels

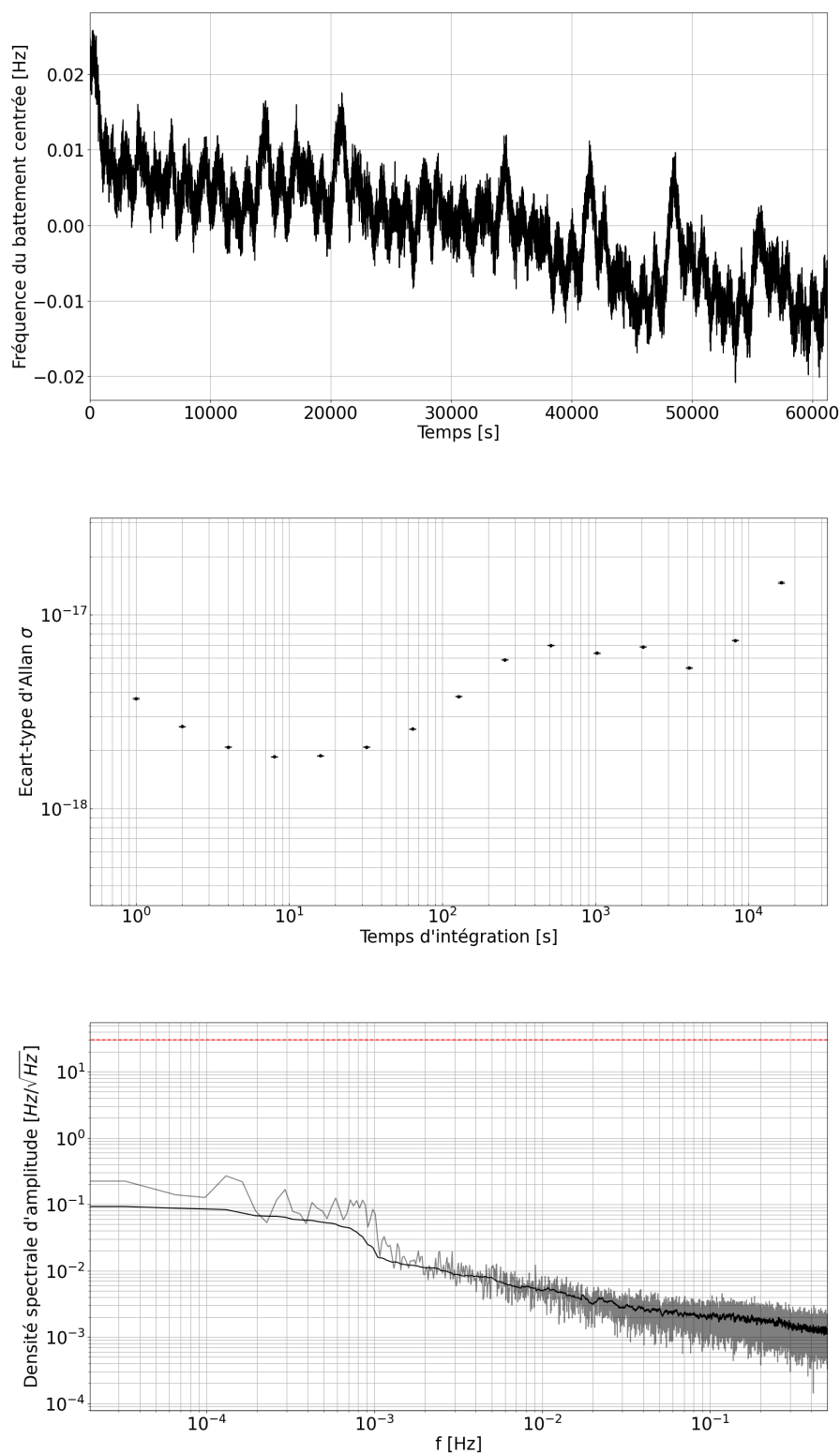


FIG. V.13 Caractérisation du battement entre les deux lasers Nd:YAG. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données. En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA : $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

de fréquence mesurés du laser maître et du laser Télécom laissent peu de doute quant au bruit résiduel du laser esclave une fois toutes les boucles fermées. La boucle est cependant plus sensible et peut s'ouvrir au bout d'une journée. Suite à un remplacement de la diode de pompe du laser Nd:YAG, la boucle se maintient fermée jusqu'à interruption de l'asservissement.

V.5 Conclusion

Mis à part le bruit résiduel du laser Nd:YAG esclave asservi, chaque élément du système laser fourni au CNES a été caractérisé avec les références primaires de fréquence du SYRTE.

Le laser Télécom asservi sur l'iode est clairement l'élément limitant la stabilité en fréquence du système, avec un bruit résiduel de fréquence à 1596 nm de 10 à 20 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ entre 0.3 à 1 Hz et de 20 à 100 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ entre 3 mHz à 0.3 Hz.

Les boucles à verrouillage de phase ayant une contribution au bruit plusieurs ordres de grandeurs inférieures aux spécifications de la mission LISA et au bruit du laser Télécom, le laser Nd :YAG maître recopie le laser Télécom et présente donc un bruit résiduel de fréquence de 20 à 30 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ entre 0.3 à 1 Hz et de 30 à 100 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ entre 8 mHz à 0.3 Hz. Il n'y a que peu de doute sur le fait que le laser esclave présente les mêmes performances.

Le système complet reste asservi au moins une journée, et des tests empiriques ont montrés que les deux lasers Nd:YAG restent asservis malgré un changement de la fréquence RF de leur boucle à verrouillage de phase, permettant ainsi de simuler l'effet Doppler entre les satellites de la mission LISA.

Bien que les spécifications de la mission LISA ne soient pas respectées entre 20 et 300 mHz, les performances actuelles du banc permettront de réaliser les tests du banc ZIFO et d'avancer avec les opérations au sol de la mission. De plus, des temps morts entre les opérations permettront de tester les pistes d'amélioration des performances du laser Télécom, élément limitant aujourd'hui.

Chapitre VI

Conclusion générale et perspectives

VI.1 Référence de fréquence livrée

L'objectif du développement présenté ici a été partiellement atteint : la référence de fréquence répondant aux spécifications de la mission LISA a été livrée, mais les performances du dispositif sont hors spécifications sur les temps d'intégration supérieurs à quelques dizaines de secondes : en effet, la stabilité de la fréquence est de 7.5×10^{-14} à 1 seconde mais la présence d'une dérive après quelques dizaines de secondes fait passer la densité spectrale d'amplitude de bruit résiduel de fréquence au dessus de $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1064 nm pour des fréquences inférieures à 300 mHz (Chapitre V). La partie optique de la référence de fréquence est intégrée dans un volume de 30 L, et l'ensemble consomme 120 W. Le transfert de stabilité de fréquence à 1064 nm est assuré, le laser Télécom asservi sur l'iode étant limitant pour le bruit résiduel de fréquence. L'ensemble du dispositif optique est fibré, et les deux assemblages en espace libre (couplés à des fibres), développements au coeur de cette thèse, sont assemblés avec des techniques éprouvées et qualifiées pour des applications spatiales. Enfin, il est extrêmement simple d'utilisation, avec une mise en service de seulement quelques heures après plusieurs jours d'arrêt complet et un transport Paris-Marseille.

Le module de génération de somme de fréquence, permettant de sommer la source infrarouge avec sa seconde harmonique, et donc de générer la troisième harmonique nécessaire à la spectroscopie de l'iode permet l'obtention de 30 mW de vert en sortie de connecteur fibré à partir de 1.5 W d'infrarouge (Chapitre III). En deux ans d'utilisation, de nombreux allers-retours entre le site de production parisien d'exail et l'Observatoire de Paris, et un trajet à Marseille pour les opérations au sol de la mission LISA, il n'a présenté aucune dégradation des performances.

Le banc de spectroscopie monolithique permet l'obtention de signaux d'une qualité au moins égale à l'état de l'art (Chapitre IV). La technique de modulation de fréquence a été remplacée par la technique de transfert de modulation (Chapitre II). Ce dernier changement, n'ayant pu bénéficier du temps nécessaire à la mise en place d'une compensation de la modulation résiduelle d'amplitude due à la modulation en fréquence de la pompe, est peut-être la source de la dérive moyen-long terme. L'assemblage en espace libre a prouvé être transportable, car aucune dégradation apparente des performances n'a pu être observée après le transport du banc à Marseille.

VI.2 Opérations au sol de la mission LISA

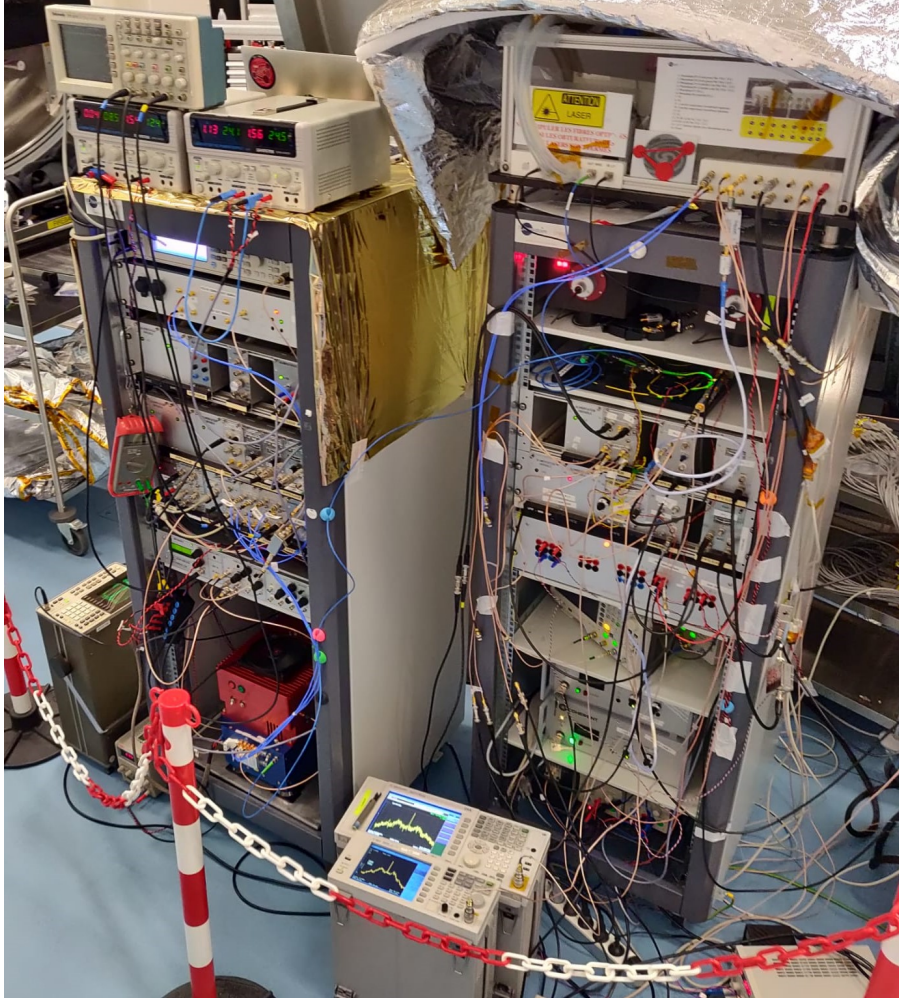


FIG. VI.1 Système laser complet livré au pied de la cuve ERIOS du LAM pour la caractérisation du banc ZIFO par l'APC. À gauche la référence de fréquence et à droite le banc VI constitué des lasers Nd:YAG.

La livraison du dispositif complet à Marseille s'inscrit dans le cadre des opérations au sol de la mission LISA. Le banc a été apporté au LAM, pour être couplé au banc ZIFO (Chapitre I, Figure VI.1) situé dans l'enceinte à vide ERIOS, afin de réaliser les tests permettant de préparer la communauté Française aux AIVT de la mission. Les tests ont été réalisés, et les résultats de la campagne de mesure sont donnés par la Figure VI.2. L'asservissement en fréquence des lasers permet effectivement de grandement réduire le bruit de phase des mesures réalisées par les phasemètres. En fait, le bruit de phase associé à des spécifications de $10 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le bruit de la différence de marche optique de l'interféromètre correspond au bruit de phase associé à un interféromètre idéal présentant une différence de marche de 100 m et couplé à une source laser présentant un bruit résiduel de fréquence de $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. La différence de marche du banc ZIFO est bien inférieure à 100 m.

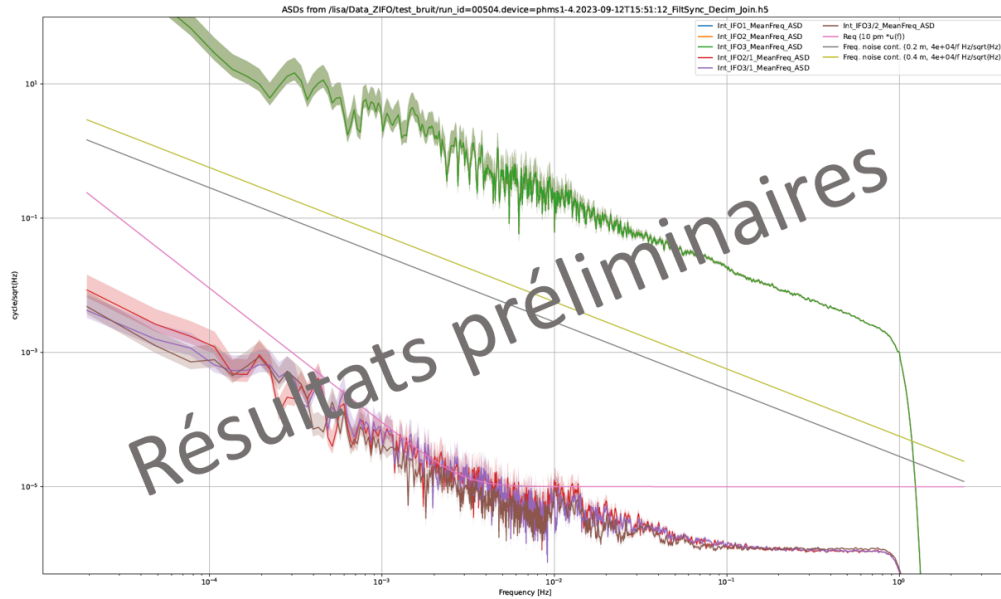


FIG. VI.2 Résultats préliminaires des campagnes de mesures menées par le consortium LISA-France pour les opérations au sol de la mission LISA. En vert la densité spectrale d'amplitude du bruit résiduel des chemins optiques du banc MIFO, en gris et en kaki le bruit de phase attendu en sortie de banc ZIFO avec les deux lasers Nd:YAG libres, en rose les spécifications à $10 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ et en rouge, violet et marron la densité spectrale d'amplitude du bruit résiduel des chemins optiques du banc ZIFO avec les lasers asservis en fréquence.

VI.3 Perspectives

Plusieurs perspectives sont considérées pour la suite de ce développement, se déclinant en deux catégories : les perspectives sur l'aspect technique du dispositif, et les perspectives sur l'aspect commercial.

Les perspectives d'améliorations techniques sont les suivantes :

- suppression de la dérive de la fréquence (piste principale : modulation résiduelle d'amplitude),
- de manière générale, meilleure intégration : interventions plus simples, électronique et mécanique plus intégrées, système adapté à ce qu'on a appris (suppression des composants inutiles car utilisation de la technique de transfert de modulation),
- utilisation d'une cellule non-refroidie (simplification du système, moins de risques de défautuosité, mais bonne répétabilité de la pression).

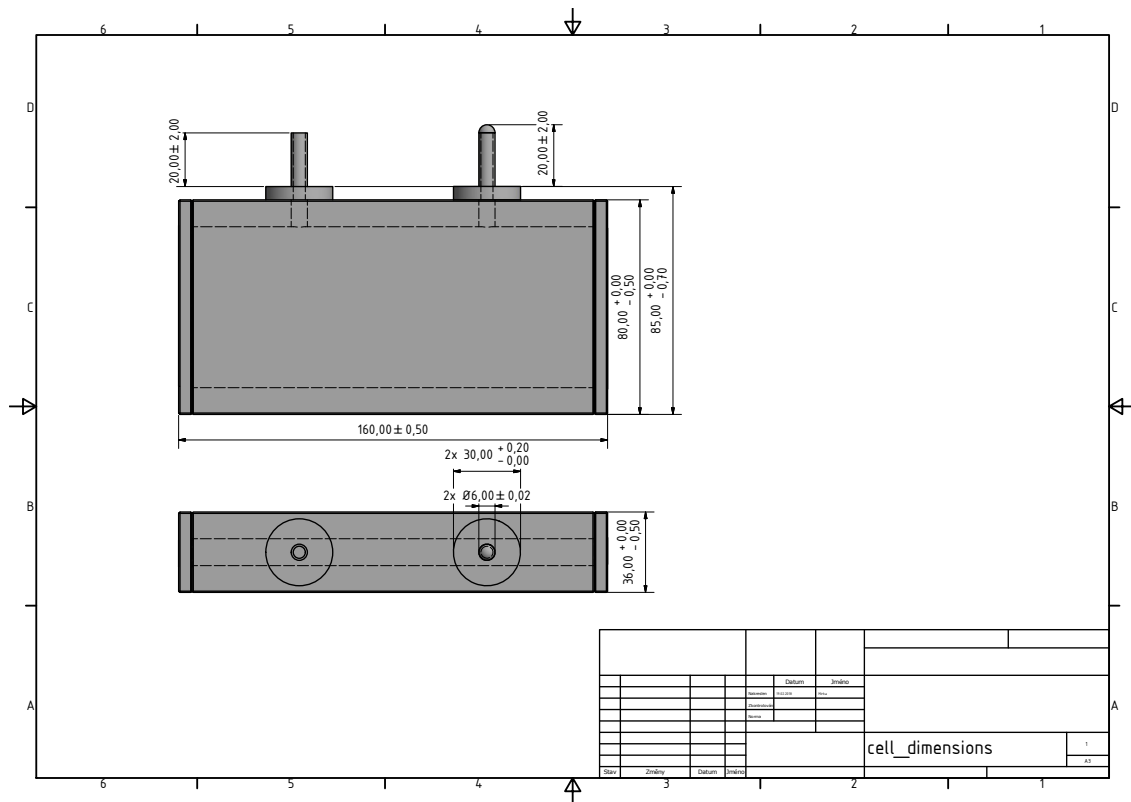
En 2022, la mission LISA est entrée dans la phase de conception finale de la mission. Suite au succès des campagnes de mesures sur le banc ZIFO, la Phase B1 de la mission s'est terminée, et la Phase B2 débutera en 2025 et durera jusqu'en 2027. Ainsi le système laser va retourner à l'APC pour finaliser les tests sur le banc ZIFO, et le CNES devrait le récupérer en 2025. Les opérations au sol menées aujourd'hui par le CNES permettent de préparer les communautés scientifiques et industrielles françaises aux futurs AIVT de la mission. Ces AIVT mobiliseront certainement plus de personnel et se dérouleront

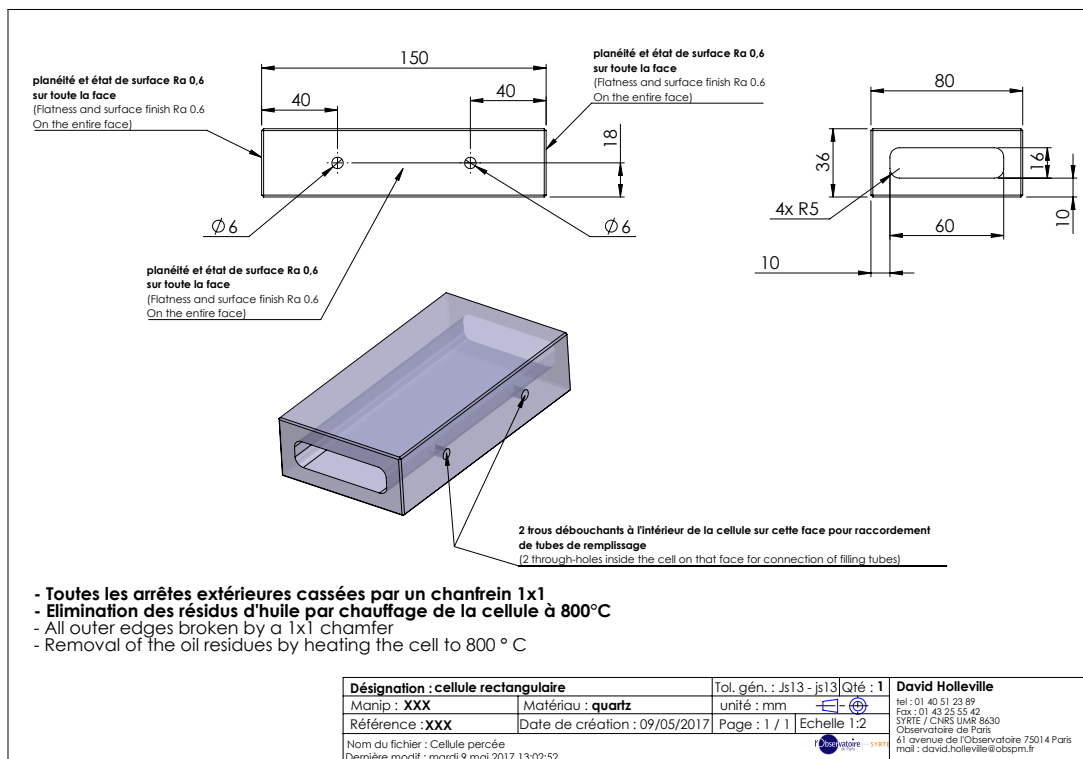
dans différents laboratoires en France (et potentiellement en Europe). Le CNES va donc potentiellement vouloir s'équiper avec plus de sources lasers ultrastables.

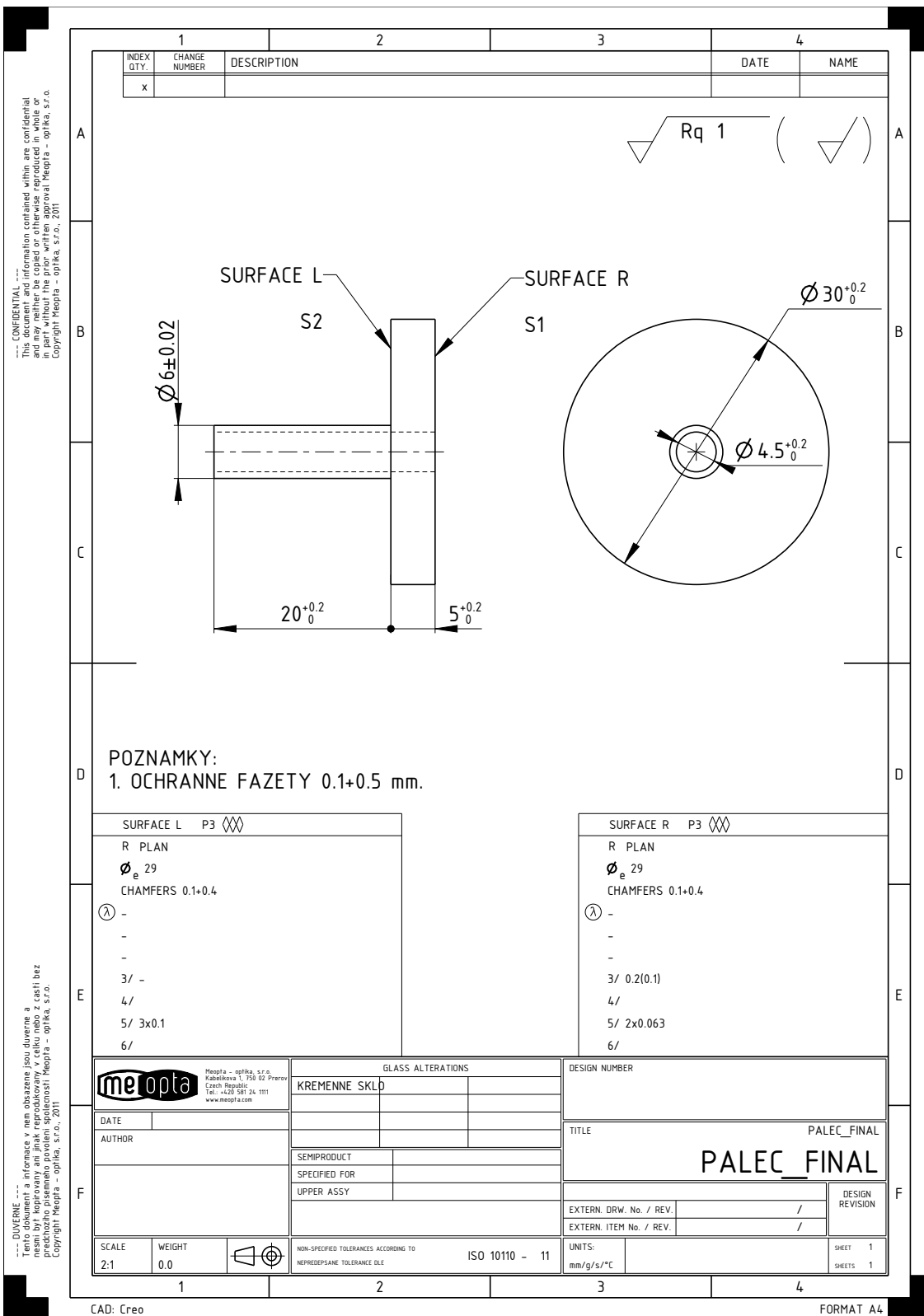
Parallèlement, la démonstration d'un banc robuste et transportable ouvre la voie pour d'autres applications et missions. Dans la même thématique, une application est l'emploi de lasers ultrastables pour des interféromètres extraterrestres de détection d'ondes gravitationnelles. Les applications classiques de métrologie et de transfert temps-fréquence bénéficieraient aussi d'un laser clé en main ultrastable. La génération de la seconde harmonique ainsi que de la troisième harmonique permet aussi l'utilisation de peignes de fréquences, ouvrant encore la voie à d'autres applications, bien que des développements conséquents soient nécessaires. Le système développé peut aussi viser des applications comme la télémétrie et la vélocimétrie. Enfin, le banc laser de triplage de fréquence touche encore de nouvelles applications, avec des utilisations sous-marines pour la génération du vert, ou d'autres applications comme la manipulation d'atomes à des longueurs d'onde exotiques avec l'exploitation des opérations de somme de fréquences et de différence de fréquences. Un développement conséquent sera aussi nécessaire sur la montée en puissance générée avec ces opérations.

Annexe A

Cellule d'iode







--- CONFIDENTIAL ---
 This document and information contained within are confidential and may neither be copied or otherwise reproduced in whole or in part without the prior written approval of Meopta - optika, s.r.o. Copyright Meopta - optika, s.r.o., 2011

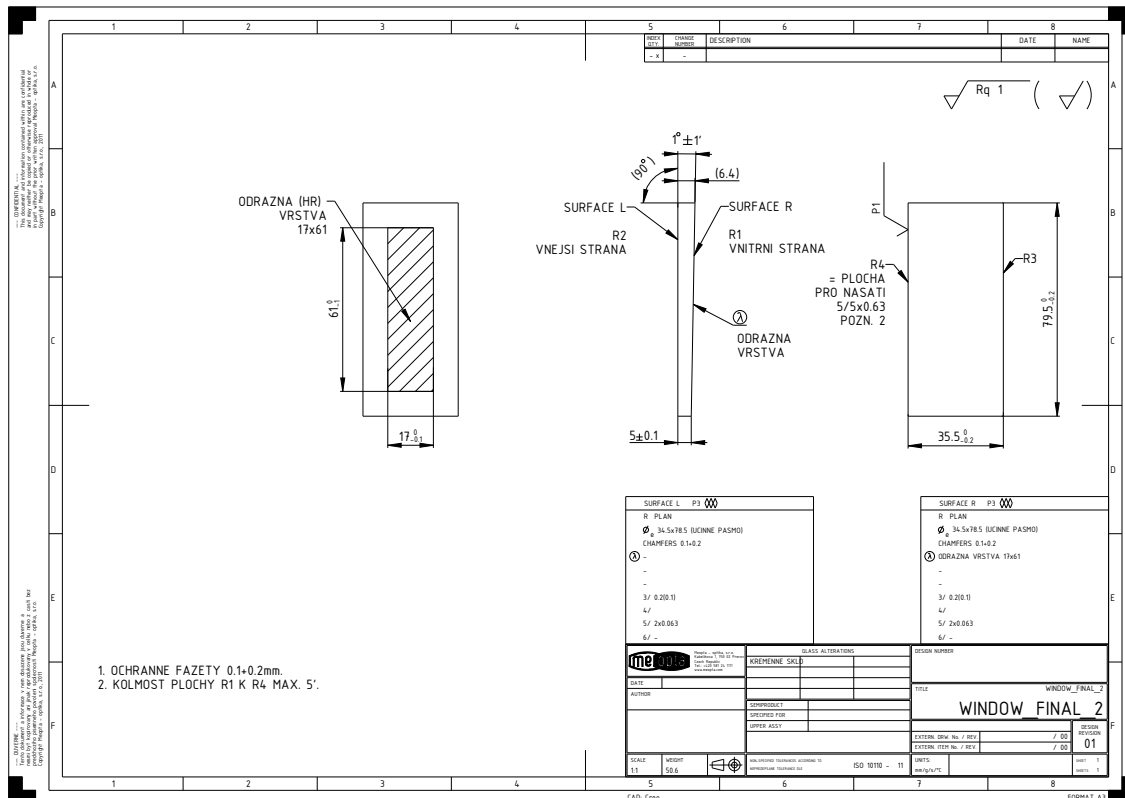
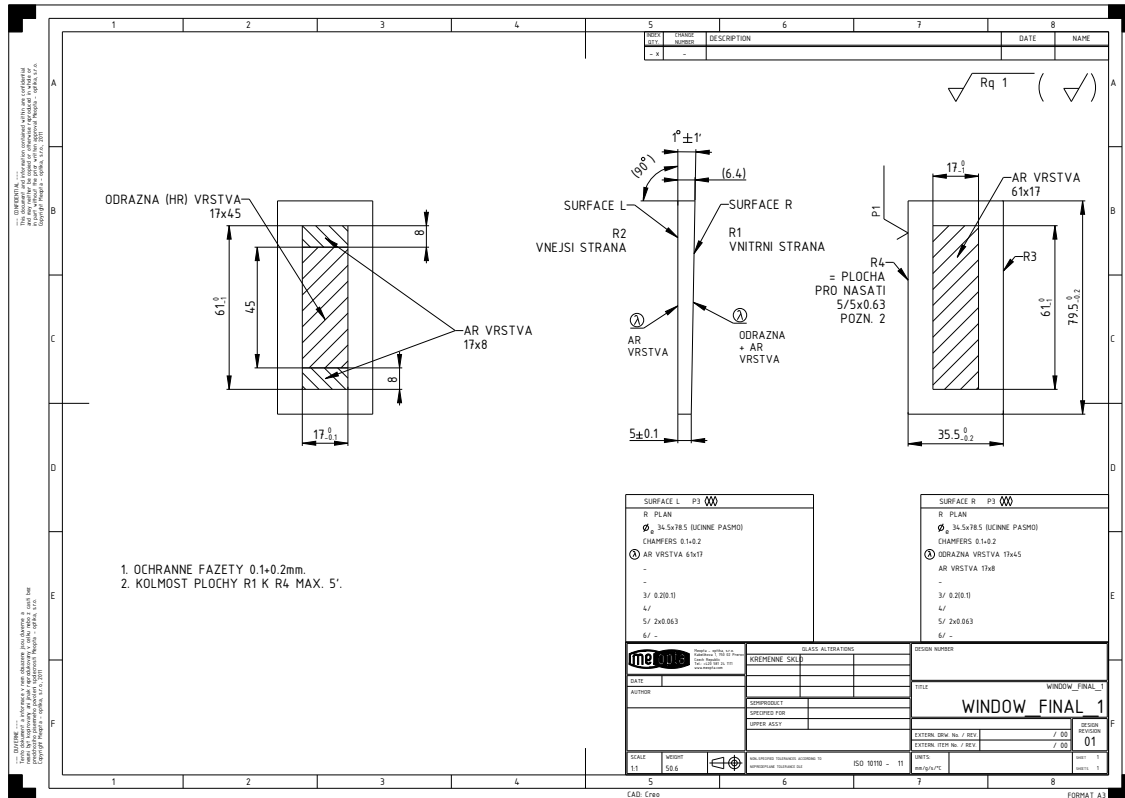
--- DUVĚRNĚ ---
 Tento dokument a informace v něm obsažené jsou duševně a nezávisle chráněny právními předpisy České republiky v celku nebo z části bez souhlasu společnosti Meopta - optika, s.r.o. Copyright Meopta - optika, s.r.o., 2011

POZNAMKY:
 1. OCHRANNE FAZETY 0.1+0.5 mm.

SURFACE L P3 $\diamond\diamond$	
R PLAN	
ϕ_e 29	
CHAMFERS 0.1+0.4	
① -	
-	
-	
3/ -	
4/	
5/ 3x0.1	
6/	

SURFACE R P3 $\diamond\diamond$	
R PLAN	
ϕ_e 29	
CHAMFERS 0.1+0.4	
① -	
-	
-	
3/ 0.2(0.1)	
4/	
5/ 2x0.063	
6/	

Meopta - optika, s.r.o. Kapslečská 1, 750 02 Přerov Czech Republic Tel: +20 581 24 1111 www.meopta.com		GLASS ALTERATIONS		DESIGN NUMBER	
DATE		KREMENNE SKLO		TITLE	
AUTHOR				PALEC_FINAL	
		SEMPRODUCT		PALEC_FINAL DESIGN REVISION	
		SPECIFIED FOR			
		UPPER ASSY			
SCALE	WEIGHT	NON-SPECIFIED TOLERANCES ACCORDING TO ISO 10110 - 11		EXTERN. DRW. No. / REV.	DESIGN REVISION
2:1	0.0	NEPŘEDPSANÉ TOLERANCE DLE		/	
				EXTERN. ITEM No. / REV.	
				/	
				UNITS:	SHEET 1
				mm/g/s/°C	SHEETS 1



Annexe B

Algorithme d'extraction du SNR

L'extraction du SNR à partir des acquisition faites à l'oscilloscope se fait de la manière suivante :

- On calcule la transformée de Fourier rapide du signal qu'on sépare en deux parties : la partie basse fréquence, c'est-à-dire notre signal filtré, et la partie haute-fréquence, c'est-à-dire le bruit résiduel B .
- On calcule la pente à partir des extrema $L^{(n+1)}$.
- On fait ensuite un meilleur ajustement du signal non filtré avec une Lorentzienne, en faisant attention à la surmodulation. On a alors la largeur de la Lorentzienne $\Delta\nu$.
- On peut alors calculer le $\text{SNR} = L^{(n+1)}(\nu_0) \times \Delta\nu/B$.

Le filtrage est nécessaire à la détermination du SNR afin de s'affranchir de la marche aléatoire du laser libre et des problèmes de surmodulation (Figure B.5). La fréquence de filtrage a été choisie empiriquement, en traçant le SNR en fonction de la fréquence de filtrage (Figure B.1), et en observant visuellement les données extraites. On peut par exemple voir que pour un filtrage inférieur à 250 Hz, des résidus du signal subsistent dans le bruit résiduel (Figure B.3), et qu'inversement si la fréquence de filtrage est trop élevée, le signal filtré recopie le signal et le bruit résiduel s'annule (Figure B.4). On calcul ainsi les incertitudes du SNR : l'incertitude inférieure sera le SNR pour une fréquence de filtrage de 250 Hz et l'incertitude supérieure sera le SNR pour une fréquence de filtrage de 2 kHz. Le calcul de la pente se fait à l'aide des extrema du signal. La pente doit alors être corrigée pour correspondre à la pente réelle. Cette correction se fait à partir des équations B.1, qui se déduisent facilement du calcul des dérivées n-ièmes :

$$\frac{p_r^1}{p_m^1} = \frac{16}{9} \approx 1.77 \quad \text{et} \quad \frac{p_r^3}{p_m^3} = \frac{(2 - \sqrt{0.8})^4}{\sqrt{0.8}} \approx 1.67 \quad (\text{B.1})$$

où p_r^n correspond à la pente réelle de la dérivée n-ième et p_m^n à la pente calculée à partir des extrema. Ce principe est illustré par la Figure B.2.

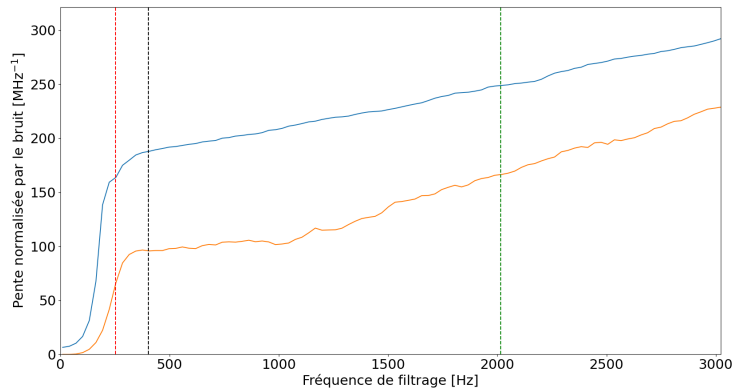


FIG. B.1 Résultat de l'algorithme du calcul du SNR en fonction de la fréquence de filtrage. L'algorithme est appliqué au calcul de la pente normalisée. En bleu pour la dérivée première du signal, en orange pour la dérivée troisième. En pointillés rouges la fréquence de coupure pour la borne inférieure de l'incertitude sur le SNR, en pointillés verts la fréquence de coupure pour la borne supérieure de l'incertitude sur le SNR.

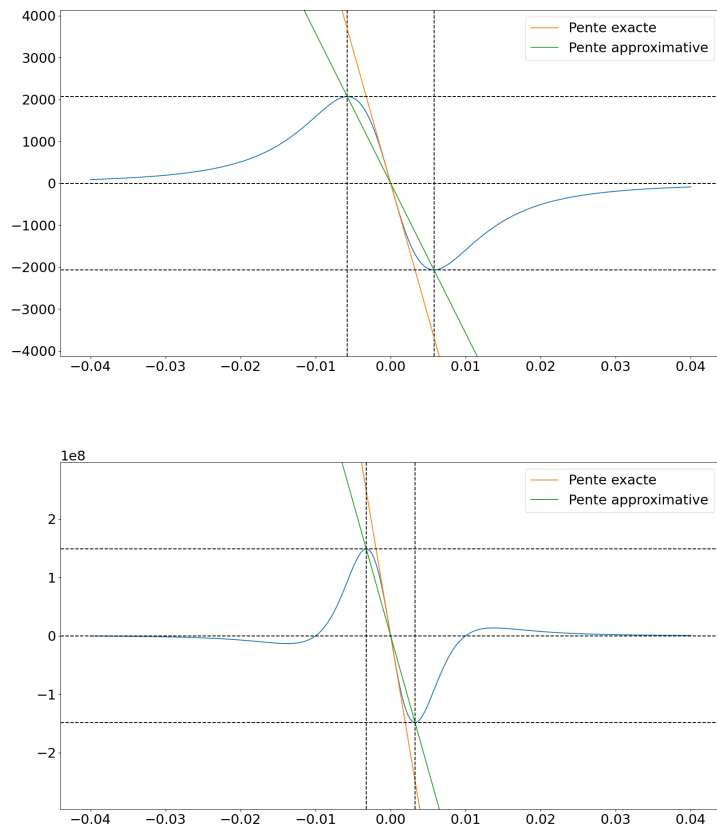


FIG. B.2 Comparaison des pentes réelles et des pentes calculées à partir des extrema du signal. En haut la comparaison pour la dérivée première, en bas pour la dérivée troisième.

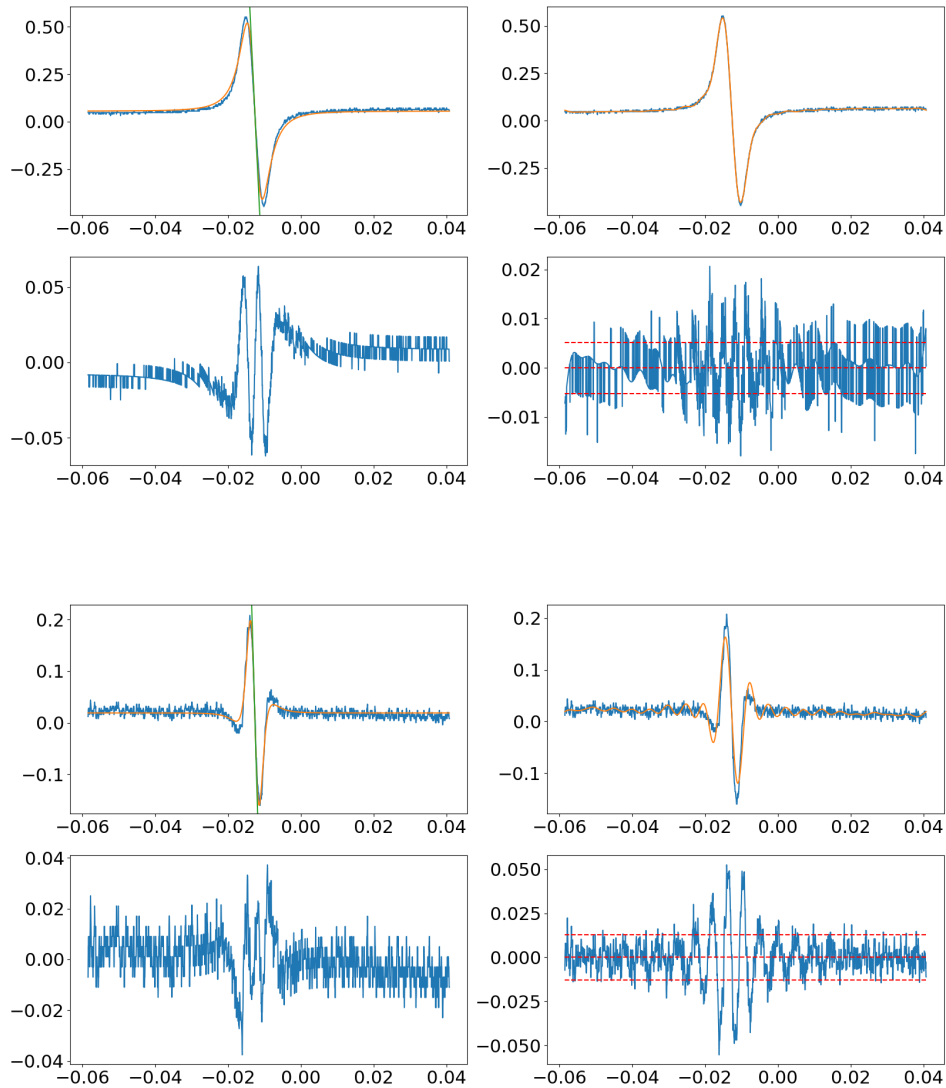


FIG. B.3 Exemple de l'effet d'une fréquence de coupure trop basse pour l'algorithme d'extraction du SNR. Les quatre graphiques du haut correspondent à la dérivée première du signal, les quatre graphiques du bas à la dérivée troisième. Dans ces quatre graphiques : en haut à gauche, le signal, son meilleur ajustement par une Lorentzienne et la droite correspondant à la pente, en bas à gauche le résidu entre le signal et le meilleur ajustement. En haut à droite le signal et le signal filtré, en bas à droite le bruit résiduel, avec en pointillés rouge l'écart-type standard. On voit que le bruit résiduel conserve une information sur le signal et que l'écart-type est surévalué par rapport au bruit blanc.

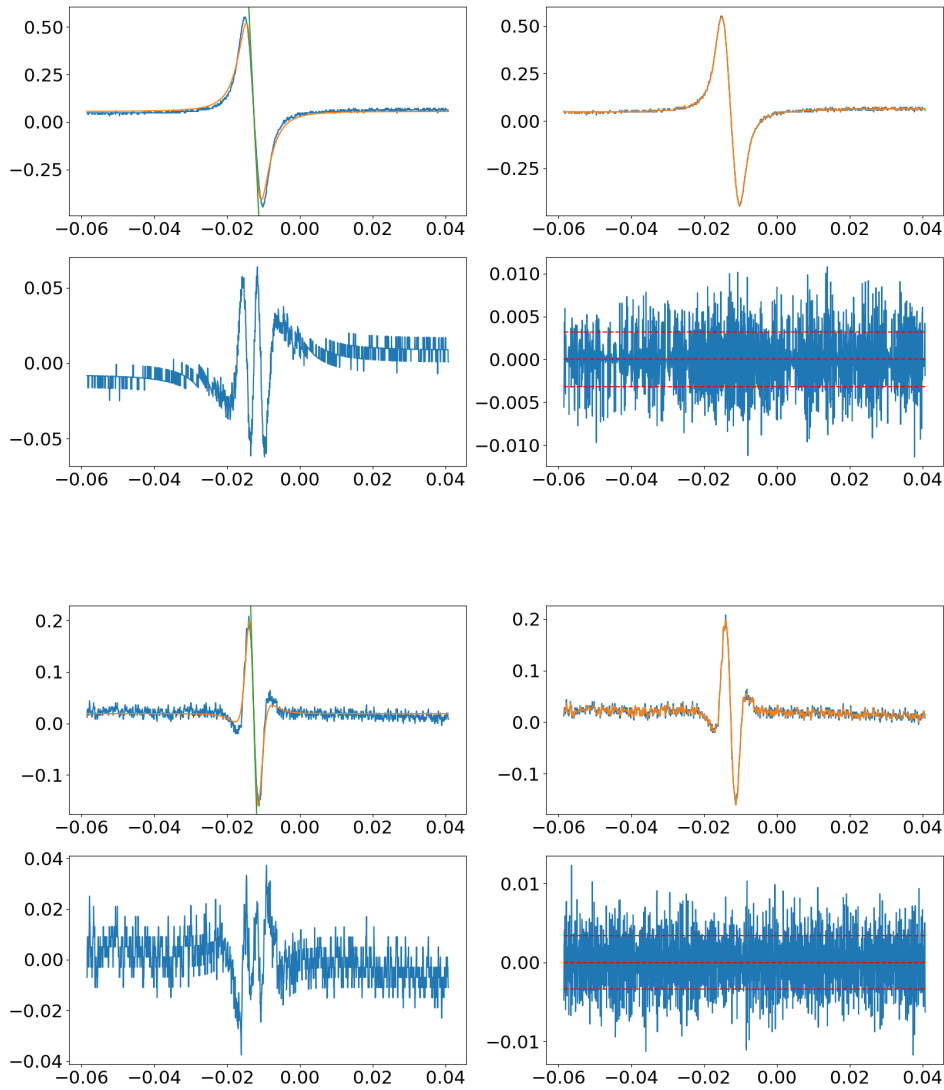


FIG. B.4 Exemple de l'effet d'une fréquence de coupure trop haute pour l'algorithme d'extraction du SNR. Les quatre graphiques du haut correspondent à la dérivée première du signal, les quatre graphiques du bas à la dérivée troisième. Dans ces quatre graphiques : en haut à gauche, le signal, son meilleur ajustement par une Lorentzienne et la droite correspondant à la pente, en bas à gauche le résidu entre le signal et le meilleur ajustement. En haut à droite le signal et le signal filtré, en bas à droite le bruit résiduel, avec en pointillés rouge l'écart-type standard. On voit que le signal filtré recopie presque exactement le signal.

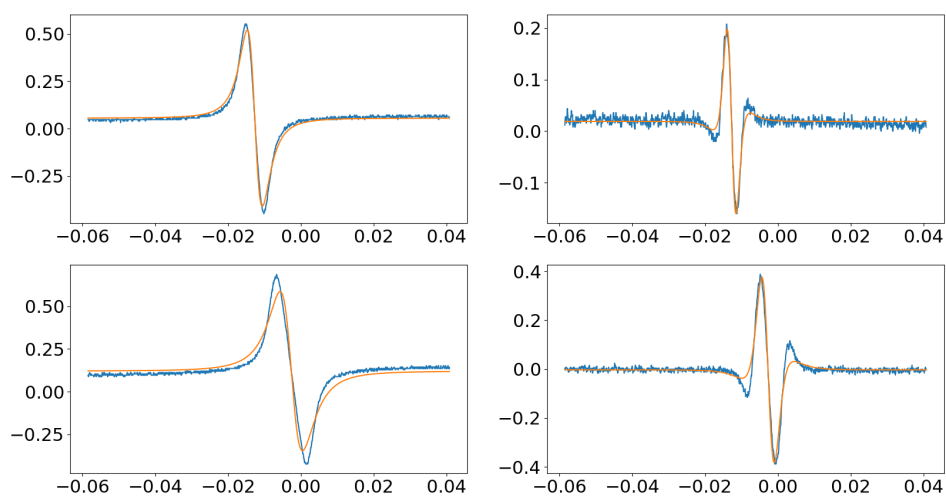


FIG. B.5 Effet d'une surmodulation sur les signaux. En haut les signaux avec une profondeur de modulation de 3.4 MHz et en bas avec une modulation de 6.1 MHz. En bleu les signaux et en orange les meilleurs ajustements par des Lorentziennes. À gauche la dérivée première et à droite la dérivée troisième. On voit que le signal s'élargit et se déforme par rapport à une Lorentzienne idéale.

Bibliographie

- [1] Charles Philippe, Rodolphe Le Targat, David Holleville, Michel Lours, Tuan Minh-Pha, Jan Hrabina, Frederic Du Burck, Peter Wolf, Ouali Acef "Frequency tripled 1.5 μm telecom laser diode stabilized to iodine hyperfine line in the 10^{-15} range, 2016 European Frequency and Time Forum (EFTF)". pp. 1-3, (2016)
- [2] Charles Philippe, "Sources laser à 1.5 μm stabilisées en fréquence sur l'iode moléculaire, Thèse de doctorat, Astro-physique, Université Paris sciences et lettres". (2017)
- [3] Joannès Barbarat, "Développement d'une source laser IR visible, compacte, fibrée et stabilisée en fréquence, Thèse de doctorat, Astro-physique, Université Paris sciences et lettres". (2020)
- [4] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration) "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger Phys. Rev. Lett.". 116, 061102 (11 February 2016)
- [5] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration "GW170814 : A three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence"
- [6] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, Fermi Gamma-ray Burst Monitor, and INTEGRAL "Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A, The Astrophysical Journal Letters". 848 :L13 (27pp), 20 Octobre 2017
- [7] E. Gustafson, D. Shoemaker, K. Strain, R. Weiss "LSC White Paper on Detector Research and Development, LIGO T990080-00-D" 11 Septembre 1999
- [8] W. Chaibi, R. Geiger, B. Canuel, A. Bertoldi, A. Landragin et P. Bouyer "Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays Physical Review D". 93,021101(R), Jan. 2016
- [9] Heng Xu and Siyuan Chen and Yanjun Guo and Jinchun Jiang and Bojun Wang and Jiangwei Xu and Zihan Xue and R. Nicolas Caballero and Jianping Yuan and Yonghua Xu and Jingbo Wang and Longfei Hao and Jingtao Luo and Kejia Lee and Jinlin Han and Peng Jiang and Zhiqiang Shen and Min Wang and Na Wang and Renxin Xu and Xiangping Wu and Richard Manchester and Lei Qian and Xin Guan and Menglin Huang and Chun Sun and Yan Zhu, "Searching for Nano-Hertz Stochastic Gravitational Wave Background with the Chinese Pulsar Timing Array Data Release I, Research in Astronomy and Astrophysics" Vol. 23, No. 7 pp. 075024 (June 2023)

- [10] Daniel J. Reardon and Andrew Zic and Ryan M. Shannon and George B. Hobbs and Matthew Bailes and Valentina Di Marco and Agastya Kapur and Axl F. Rogers and Eric Thrane and Jacob Askew and N. D. Ramesh Bhat and Andrew Cameron and Małgorzata Curyło and William A. Coles and Shi Dai and Boris Goncharov and Matthew Kerr and Atharva Kulkarni and Yuri Levin and Marcus E. Lower and Richard N. Manchester and Rami Mandow and Matthew T. Miles and Rowina S. Nathan and Stefan Osłowski and Christopher J. Russell and Renée Spiewak and Songbo Zhang and Xing-Jiang Zhu "Search for an Isotropic Gravitational-wave Background with the Parkes Pulsar Timing Array, The Astrophysical Journal Letters" Vol. 951, No. 1, pp. L6 (June 2023)
- [11] J. Antoniadis and P. Arumugam and S. Arumugam and S. Babak and M. Bagchi and A. -S. Bak Nielsen and C. G. Bassa and A. Bathula and A. Berthereau and M. Bonetti and E. Bortolas and P. R. Brook and M. Burgay and R. N. Caballero and A. Chalumeau and D. J. Champion and S. Chanlaridis and S. Chen and I. Cognard and S. Dandapat and D. Deb and S. Desai and G. Desvignes and N. Dhanda-Batra and C. Dwivedi and M. Falxa and R. D. Ferdman and A. Franchini and J. R. Gair and B. Goncharov and A. Gopakumar and E. Graikou and J. -M. Grießmeier and L. Guillemot and Y. J. Guo and Y. Gupta and S. Hisano and H. Hu and F. Iraci and D. Izquierdo-Villalba and J. Jang and J. Jawor and G. H. Janssen and A. Jessner and B. C. Joshi and F. Kareem and R. Karuppusamy and E. F. Keane and M. J. Keith and D. Kharbanda and T. Kikunaga and N. Kolhe and M. Kramer and M. A. Krishnakumar and K. Lackeos and K. J. Lee and K. Liu and Y. Liu and A. G. Lyne and J. W. McKee and Y. Maan and R. A. Main and M. B. Mickaliger and I. C. Nitu and K. Nobleson and A. K. Paladi and A. Parthasarathy and B. B. P. Perera and D. Perrodin and A. Petiteau and N. K. Porayko and A. Possenti and T. Prabu and H. Quelquejay Leclere and P. Rana and A. Samajdar and S. A. Sanidas and A. Sesana and G. Shaifullah and J. Singha and L. Speri and R. Spiewak and A. Srivastava and B. W. Stappers and M. Surnis and S. C. Susarla and A. Susobhanan and K. Takahashi and P. Tarafdar and G. Theureau and C. Tiburzi and E. van der Wateren and A. Vecchio and V. Venkatraman Krishnan and J. P. W. Verbiest and J. Wang and L. Wang and Z. Wu "The second data release from the European Pulsar Timing Array III. Search for gravitational wave signals, arXiv" June 2023
- [12] Gabriella Agazie and Akash Anumalapudi and Anne M. Archibald and Zaven Arzoumanian and Paul T. Baker and Bence Bécsy and Laura Blecha and Adam Brazier and Paul R. Brook and Sarah Burke-Spolaor and Rand Burnette and Robin Case and Maria Charisi and Shami Chatterjee and Katerina Chatziioannou and Belinda D. Cheeseboro and Siyuan Chen and Tyler Cohen and James M. Cordes and Neil J. Cornish and Fronefield Crawford and H. Thankful Cromartie and Kathryn Crowter and Curt J. Cutler and Megan E. DeCesar and Dallas DeGan and Paul B. Demorest and Heling Deng and Timothy Dolch and Brendan Drachler and Justin A. Ellis and Elizabeth C. Ferrara and William Fiore and Emmanuel Fonseca and Gabriel E. Freedman and Nate Garver-Daniels and Peter A. Gentile and Kyle A. Gersbach and Joseph Glaser and Deborah C. Good and

- Kayhan Gültekin and Jeffrey S. Hazboun and Sophie Hourihane and Kristina Islo and Ross J. Jennings and Aaron D. Johnson and Megan L. Jones and Andrew R. Kaiser and David L. Kaplan and Luke Zoltan Kelley and Matthew Kerr and Joey S. Key and Tonia C. Klein and Nima Laal and Michael T. Lam and William G. Lamb and T. Joseph W. Lazio and Natalia Lewandowska and Tyson B. Littenberg and Tingting Liu and Andrea Lommen and Duncan R. Lorimer and Jing Luo and Ryan S. Lynch and Chung-Pei Ma and Dustin R. Madison and Margaret A. Mattson and Alexander McEwen and James W. McKee and Maura A. McLaughlin and Natasha McMann and Bradley W. Meyers and Patrick M. Meyers and Chiara M. F. Mingarelli and Andrea Mitridate and Priyamvada Natarajan and Cherry Ng and David J. Nice and Stella Koch Ocker and Ken D. Olum and Timothy T. Pennucci and Benetge B. P. Perera and Polina Petrov and Nihan S. Pol and Henri A. Radovan and Scott M. Ransom and Paul S. Ray and Joseph D. Romano and Shashwat C. Sardesai and Ann Schmiedekamp and Carl Schmiedekamp and Kai Schmitz and Levi Schult and Brent J. Shapiro-Albert and Xavier Siemens and Joseph Simon and Magdalena S. Siwek and Ingrid H. Stairs and Daniel R. Stinebring and Kevin Stovall and Jerry P. Sun and Abhimanyu Susobhanan and Joseph K. Swiggum and Jacob Taylor and Stephen R. Taylor and Jacob E. Turner and Caner Unal and Michele Vallisneri and Rutger van Haasteren and Sarah J. Vigeland and Haley M. Wahl and Qiaohong Wang and Caitlin A. Witt and Olivia Young and The NANOGrav Collaboration "The NANOGrav 15 yr Data Set : Evidence for a Gravitational-wave Background, The Astrophysical Journal Letters" Vol. 951, No. 1, pp. L8 (June 2023)
- [13] Bender, P. L., et al. "LISA. laser Interferometer Space Antenna for the detection and observation of gravitational waves. An international project in the field of Fundamental Physics in Space." (1998)
- [14] A. W. Yu and K. Numata, "Progress of the US laser Development for the laser Interferometer Space Antenna (LISA) Program," IGARSS 2022 - 2022 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Kuala Lumpur, Malaysia, 2022, pp. 4276-4279, doi : 10.1109/IGARSS46834.2022.9883473.
- [15] Luc Blanchet "Introduction à la Relativité Générale" (2009)
- [16] Albert Einstein "Über Gravitationswellen, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften" p. 154-167, jan. 1918
- [17] Sean M. Carroll "Spacetime and Geometry" 2004
- [18] I.H. Park "Detection of low-frequency gravitational waves. J. Korean Phys. Soc." 78, 886–891 (2021)
- [19] <https://www.cosmos.esa.int/web/2016-13-mission-call>
- [20] Pau Amaro-Seoane et al. "laser Interferometer Space Antenna, arXiv" 2017
- [21] Otto Markus "Time-delay interferometry simulations for the laser interferometer space antenna, annover : Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover" Thèse défendue en 2015
- [22] Hubert Halloin "Petits et Grands Satellites Scientifiques : Dimensionnement et développements instrumentaux pour les missions LISA et IGOSat, Université Paris Cité" HDR soutenue le 26 Novembre 2021

- [23] Oliver Jennrich, Nora Luetzgendorf, James Ira Thorpe, Jacob Slutsky, Curt Cutler "Sensitivity limits of space-based interferometric gravitational wave observatories from the solar wind, Phys. Rev. D" 104, 062003 – Published 3 September 2021
- [24] M. Armano et al. "Beyond the Required LISA Free-Fall Performance : New LISA Pathfinder Results down to 20 μ Hz, Phys. Rev. Lett." 120, 061101 – Published 5 February 2018
- [25] J. W. Armstrong, F. B. Estabrook, and Massimo Tinto "Time-Delay Interferometry for Space-based Gravitational Wave Searches, The Astrophysical Journal" Volume 527, Number 2, 1999
- [26] Massimo Tinto, Michele Vallisneri, and J. W. Armstrong "Time-delay interferometric ranging for space-borne gravitational-wave detectors, Phys. Rev. D" 71, 041101(R) – Published 9 February 2005
- [27] Antoine Petiteau, Gérard Auger, Hubert Halloin, Olivier Jeannin, Eric Plagnol, Sophie Pireaux, Tania Regimbau, and Jean-Yves Vinet "LISACode : A scientific simulator of LISA, Phys. Rev. D" 77, 023002 – Published 17 January 2008
- [28] Folkner, W. M. ; deVine, G. ; Klipstein, W. M. ; McKenzie, K. ; Shaddock, D. ; Spero, R. ; Thompson, R. ; Wuchenich, D. ; Yu, N. ; Stephens, M. ; Leitch, J. ; Davis, M. ; deCino, J. ; Pace, C. ; Pierce, R. "laser Frequency Stabilization for GRACE-II, JPL Open Repository" 2010
- [29] Présentation par Hubert Halloin au Conseil Scientifique de l'IN2P3 sur la mission LISA https://atrium.in2p3.fr/nuxeo/nxpath/default/Atrium/sections/Public/CSI/Conseil%20Scientifique%20oct/Rapports/9-Doc-LISA-Halloin.pdf@view_documents?tabIds=%3A
- [30] Chapitre 5 du cours sur la mission LISA donné par Hubert Halloin https://indico.in2p3.fr/event/22776/timetable/?print=1&view=standard_numbered
- [31] "Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the definition of the second" https://www.bipm.org/documents/20126/41549514/M-e-P_I2_532.pdf/16c7ddb8-4854-9f16-34cc-5bcebe299ce8
- [32] Suzanne Picard, Lennart Robertsson, Long-Sheng Ma, Kaj Nyholm, Mikko Merimaa, Tero E. Ahola, Petr Balling, Petr Křen, Jean-Pierre Wallerand "Comparison of $^{127}\text{I}_2$ -stabilized frequency doubled Nd :YAG lasers at the Bureau International des Poids et Mesures, Applied Optics". Vol. 42, No. 6 (20 February 2003)
- [33] Enrico Rubiola, Francois Vernotte "The Companion of Enrico's Chart for Phase Noise and Two-Sample Variances," IEEE Trans. Microwave Theory Techniques, early access, February 22, 2023
- [34] Ch. Chardonnet "laser monofréquence et stabilisation, SFO" Volume 4, p. 189-217 (1996)
- [35] https://content.coherent.com/legacy-assets/pdf/COHR_Prometheus_DS_0321_1.pdf

- [36] <https://www.coherent.com/content/dam/coherent/site/en/resources/datasheet/lasers/mephisto-mephisto-s-ds.pdf>
- [37] T. J. Quinn, "Practical realization of the definition of the metre, Metrologia" Vol. 36, No. 3, p. 211 (1997)
- [38] Peter A. Jungner, Steve Swartz, Mark Eickhoff, Jun Ye, J. L. Hall, S. Waltman "Absolute Frequency of the Molecular Iodine Transition R 56[32-0], IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement". VOL. 44, NO. 2 (April 1995)
- [39] Mark L. Eickhoff, J. L. Hall "Optical Frequency Standard at 532 nm, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement". VOL. 44, NO. 2 (April 1995)
- [40] Jun Ye, Lennart Robertsson, Susanne Picard, Long-Sheng Ma, John L. Hall "Absolute Frequency Atlas Molecular I_2 Lines at 532 nm, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement". VOL. 48, NO. 2 (April 1999)
- [41] Chikako Ishibashi, Jun Ye, John L. Hall "Issues and applications in ultrasensitive molecular spectroscopy, SPIE". VOL. 4634 (2002)
- [42] T. Schuldt, C. Braxmaier et al. "Frequency stabilized Nd :YAG laser for space applications, ICSO". Proc of SPIE Vol. 10568, (2004)
- [43] Klaus Döringshoff, Franz B. Gutsch, Vladimir Schkolnik, Christian Kürbis, Markus Oswald, Benjamin Pröbster, Evgeny V. Kovalchuk, Ahmad Bawamia, Robert Smol, Thilo Schuldt, Matthias Lezius, Ronald Holzwarth, Andreas Wicht, Claus Braxmaier, Markus Krutzik, Achim Peters "Iodine Frequency Reference on a Sounding Rocket, Physical Review Applied". 11, 054068 (2019)
- [44] Thilo Schuldt, Klaus Abich, Tasmim Alam, Jonas Bischof, Tim Blomberg, Ludwig Blümel, Alec Boac, Andre Bußmeier, Martin Gohlke, Frederik Kuschewski, Markus Oswald, Jan Wüst, Thomas Zechel, Xavier Amigues, Andreas Eckardt, Winfried Halle, Bernd Zender, Jan Hrabina, Jindrich Oulehla, Ahmad Bawamia, Klaus Döringshoff, Christian Kürbis, Markus Krutzik, Andreas Wicht, Stefan Oschker, Michael Jentsch, Salome Schweikle, Christopher Speidel, Norbert Beller, Christian Dahl, Martin Großmann, Timo Liebherr, Kai-Christian Voss, Claus Braxmaier, "In-orbit verification of an optical frequency reference on the ISS Bartolomeo platform," Proc. SPIE 12777, International Conference on Space Optics — ICSO 2022, 127772A (12 July 2023)
- [45] Technical Note : Residual Amplitude Modulation of an optical phase modulator <https://www.ixblue.com/wp-content/uploads/2022/02/tn-pdh-ram-0024.pdf> Edition 0 - 06/2023
- [46] T. Toyoda, M. Yabe "The temperature dependence of the refractive indices of fused silica and crystal quartz, Journal of Physics D : Applied Physics" Vol. 16, No. 5 (1983)
- [47] S. Fredin-Picard, "A Study of Contamination in $^{127}I_2$ Cells Using laser-Induced Fluorescence, Metrologia" Vol. 26, No. 4 (1989)
- [48] Thilo Schuldt, Klaus Döringshoff, Evgeny V. Kovalchuk, Anja Keetman, Julia Pahl, Achim Peters, Claus Braxmaier "Development of a compact optical absolute frequency reference for space with 10^{-15} instability, Applied Optics". Vol. 56, No. 4 (2017)

- [49] Lisheng Chen "High-Precision Spectroscopy of Molecular Iodine From Optical Frequency Standards to Global Descriptions of Hyperfine Interactions and Associated Electronic Structure, PhD Thesis, Faculty of the Graduate School of the University of Colorado, Beijing Polytechnic Univ., Univ. of Colorado". (2005)
- [50] R.J Jones, W.-Y Cheng, K.W. Holman, L. Chen, J. L. Hall, J. Ye "Absolute-frequency measurement of the iodine-based length standard at 514.67 nm, Appl. Phys. B". 74, 597-601 (2002)
- [51] A. Yarive, "Quantum Electronics". Third edition, Chapter 5
- [52] David N. Nikogosyan, "Nonlinear Optical Crystals - a complete survey" Springer, 2003
- [53] Nicolas Dubreuil, "Introduction to Nonlinear Optics", supports de cours Institut d'Optique Graduate School
- [54] Armstrong, J. A. and Bloembergen, N. and Ducuing, J. and Pershan, P. S., "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric, American Physical Society". Vol. 127, No. 6, p. 1918-1939 (Septembre 1962)
- [55] Daniel Mayer, traced by User :Stannered — Image :Rhombohedral.png, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1723409>
- [56] DrBob https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Body-centered_orthorhombic.svg#/media/Fichier:Body-centered_orthorhombic.svg
- [57] Dr. Rüdiger Paschotta, Nonlinear Crystal Materials, https://www.rp-photonics.com/nonlinear_crystal_materials.html RP Photonics Encyclopedia
- [58] <https://www.laser-crylink.com/laser-products/nonlinear-crystal/knbo3/>
- [59] L. E. Busse, L. Goldberg, M. R. Surette, G. Mizell, "Absorption losses in MgO-doped and undoped potassium niobate, Journal of Applied Physics". Vol. 75 p. 1102–1110 (1994)
- [60] <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/>
- [61] Velsko, S. P., Webb, M., Davis, L., Huang, C. "Phase-matched harmonic generation in lithium triborate (LBO), IEEE Journal of Quantum Electronics". Vol. 27(Issue 9), p. 2182–2192 (1991)
- [62] Ichiro Shoji, Hirotaka Nakamura, Keisuke Ohdaira, Takashi Kondo, Ryoichi Ito, Tsutomu Okamoto, Koichi Tatsuki, and Shigeo Kubota, "Absolute measurement of second-order nonlinear-optical coefficients of β -BaB₂O₄ for visible to ultraviolet second-harmonic wavelengths, J. Opt. Soc. Am. B" Vol. 16, Issue 4, p. 620-624 (1999)
- [63] <https://www.alphalas.com/products/laser-components/nonlinear-crystals.html>
- [64] D. J. Gettemy, W. C. Harker, G. Lindholm and N. P. Barnes, "Some optical properties of KTP, LiIO₃, and LiNbO₃, IEEE Journal of Quantum Electronics" Vol. 24, no. 11, pp. 2231-2237, Nov. 1988

- [65] I. Dolev, A. Ganany-Padowicz, O. Gayer, A. Arie, J. Mangin, G. Gadret, Linear and nonlinear optical properties of $\text{MgO}:\text{LiTaO}_3$, *Appl. Physics B lasers and Optics*. 96, p.423-432 (2009)
- [66] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, "Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients, *Journal of the Optical Society of America B*". Vol. 14, Issue 9, pp. 2268-2294 (1997)
- [67] <https://www.ntt-review.jp/archive/ntttechnical.php?contents=ntr200901sf4.html>
- [68] <https://covesion.com/en/resource/material-properties-of-lithium-niobate/>
- [69] G. D. Boyd ; D. A. Kleinman "Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams, *Journal of Applied Physics*" Vol. 39, p. 3597–3639 (1968)
- [70] <http://academics.wellesley.edu/Physics/Tbauer/LIF/>
- [71] S. Gerstenkorn, P. Luc, "Atlas du spectre d'absorption de molécule d'iode" Éditions CNRS, 1978
- [72] Susanne Fredin-Picard, "Rapport sur la molécule diatomique, BIPM" Rapport BIPM 89/6, Juillet 1989
- [73] Librairie de chimie en libre accès : <https://chem.libretexts.org/>
- [74] Clément Baruteau, cours en ligne de physique statistique : <http://clement.baruteau.free.fr/physstat/node90.html>
- [75] Michel Le Bellac, "Physique quantique" EDP Sciences/CNRS Éditions, 3ème édition, 2013
- [76] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Franck Laloë, "Mécanique quantique" EDP Sciences/CNRS Éditions, Nouvelle édition, 2018
- [77] Thomas Rieger, Thomas Volz "Doppler-Free Saturation Spectroscopy" Support de cours du Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching
- [78] Susanne Fredin-Picard, "A Study of $^{127}\text{I}_2$ Cells using laser Induced Fluorescence Techniques, BIPM" Rapport BIPM 89/5, Juillet 1989
- [79] Vladimir Schkolnik, Klaus Döringshoff, Franz Balthasar Gutsch, Markus Oswald, Thilo Schuldt, Claus Braxmaier, Matthias Lezius, Ronald Holzwarth, Christian Kürbis, Ahmad Bawamia, Markus Krutzik and Achim Peters "JO-KARUS - design of a compact optical iodine frequency reference for a sounding rocket mission, *EPJ Quantum Technology*" Vol. 4, Article number : 9 (2017)
- [80] Lisdat, C., Grosche, G., Quintin, N. et al. "A clock network for geodesy and fundamental science. *Nat*", *Commun* 7, 12443 (2016)
- [81] Anne Amy-Klein, Olivier Lopez, Christian Chardonnet, Émilie Camisard, Giorgio Santarelli, Paul-Éric Pottie, "La lumière des meilleurs horloges accessible par les fibres du réseau Internet", https://www.refimeve.fr/images/stories/Reflets_47-48_Anne_Amy-Klein.pdf
- [82] G. D. Rovera, S. Bize, B. Chupin, J. Guéna, Ph. Laurent, P. Rosenbusch., . Urich. and M. Abgrall, "UTC(OP) based on LNE-SYRTE atomic fountain primary frequency standards, *Metrologia*" Vol. 53, No. 3 (2016)

- [83] Héctor Álvarez Martínez, "Characterization of optical frequency comb based measurements and spectral purity transfer for optical atomic clocks", Thèse de doctorat, Ecole Doctorale de Physique d'Île de France, Sorbonne Université et Universidad Autonoma de Madrid". (2021)
- [84] Erik Benkler, Burghard Lipphardt, Thomas Puppe, Rafał Wilk, Felix Rohde, Uwe Sterr, "End-to-end topology for fiber comb based optical frequency transfer at the 10^{21} level, arXiv" (2020)

Table des figures

1	Dispositif laser complet livré au CNES pour la réalisation des opérations au sol de la mission. "ZIFO" correspond à l'interféromètre représentatif de la mission utilisé pour la première phase des opérations au sol.	x
2	Exemples de produits assemblés par Kyliia.	xi
I.1	Contributions au bruit de détection du détecteur LIGO II, Figure extraite de la référence [7].	1
I.2	Schéma de la configuration spatiale de la mission LISA, extraite de la redéfinition de la mission en 1998 [13]	2
I.3	Figure issue de la publication des résultats de la première mesure d'onde gravitationnelle : GW150914 détectées par les deux détecteurs LIGO [4]. La première ligne correspond aux contraintes mesurées. La deuxième aux mêmes mesures avec un filtrage entre 35 et 350 Hz. La troisième ligne représente le résidu, et la dernière l'analyse fréquentielle des signaux. On observe bien les phases spiralantes et de coalescence. . .	5
I.4	Sensibilités des différents types de détecteurs avec les sources d'ondes attendues. Figure extraite de la référence [18].	5
I.5	Configuration de la constellation pour la mission LISA, telle que proposée par la référence [20], dont les schémas sont extraits.	6
I.6	Représentation schématique de la mission LISA. Trois satellites forment une constellation triangulaire dont le centre d'inertie suit une orbite héliocentrique représentée par la courbe bleue. Chaque satellite comprend un OB, un télescope, deux lasers, et une TM. Les signaux générés par les photodiodes sont numérisés par le PM. Figure extraite de la référence [21]	7
I.7	Détail du principe de fonctionnement des OB de la mission LISA. Figure extraite de la référence [21].	9
I.8	Schéma optique d'une constellation en mode transpondeur, extrait de la référence [21]	10
I.9	Simulation des signaux de la mission LISA. La courbe rouge représente la densité spectrale de puissance du signal en sortie de phasemètre, et la courbe noire celle du signal après avoir appliqué le TDI de seconde génération. On peut voir à 1 mHz une onde gravitationnelle. Figure extraite de la référence [27].	12
I.10	Cavité des lasers ultrastables de la mission Grace Follow-On [28].	13
I.11	Diagramme des rôles des différents partenaires du consortium de la mission LISA, pour la phase A (étude de faisabilité) de la mission. En rose le rôle de la France, menée par le CNES. Figure extraite de la référence [29].	13
I.12	Activités menées par la France pour la mission LISA, et leur déroulement. Figure extraite de la référence [29].	14

I.13	A gauche, schéma du banc ZIFO, extrait de la référence [30]. A droite une photographie du banc réalisé par Winlight Bertin dans la cuve ERIOS.	15
II.1	Dispositif laser complet livré au CNES pour la réalisation des opérations au sol de la mission. Les deux AOM à 1064 nm permettent l'asservissement en puissance des faisceaux envoyés vers le banc ZIFO (voir Chapitre précédent I.3.1).	18
II.2	Photographie du système laser et du banc de spectroscopie dans leur boîtier respectif (rouge et bleu).	19
II.3	Schéma fonctionnel complet de la référence de fréquence. L'encadré rouge correspond au boîtier rouge de la Figure II.2, c'est-à-dire le système laser ; l'encadré bleu correspond au boîtier bleu de la Figure II.2, c'est-à-dire le banc de spectroscopie. A l'extérieur des encadrés se trouve l'électronique de contrôle, disposée dans un rack comme illustré par la Figure II.50. Les asservissements de température, pour la SHG, la SFG, et la température du doigt froid de la cellule d'iode, n'ont pas été inclus par soucis de lisibilité, car ils n'affectent pas fondamentalement le principe de fonctionnement du dispositif.	20
II.4	Schéma de principe du fonctionnement de l'asservissement en fréquence du laser sur la vapeur d'iode. La comparaison en fréquence se fait à l'aide de la spectroscopie par absorption saturée de l'iode, la génération du signal d'erreur se fait à l'aide d'une détection synchrone, et les signaux de contre-réaction sont générés par un régulateur proportionnel double intégrateur et sont appliqués à l'AOM IR et la PZT. Plus de détails sont donnés dans la Partie suivante II.3.	21
II.5	A gauche, laser Prometheus fabriqué par Coherent, à droite, les performances données par Coherent [35]	26
II.6	A gauche photographie du banc Jokarus et à droite son écart-type d'Allan en fréquence.	27
II.7	À gauche photographie du banc télécom compact développé au SYRTE avant cette thèse et à droite son écart-type d'Allan en fréquence [3].	27
II.8	Schéma de principe du système laser entièrement fibré, boîtier rouge de la Figure II.2. En suivant la marche des photons : on a d'abord la source laser, un laser fibré dopé à l'Erbium fourni par NKT, vient ensuite l'AOM IR permettant la contre-réaction rapide de l'asservissement en fréquence. Puis la lumière est séparée en deux par un coupleur 1x2 90/10. La voie 10% alimente un premier EDFA qui à son tour alimentera un module SHG, la seconde harmonique étant renvoyée vers le module SFG. L'autre voie passe par un EOM, ainsi que l'ensemble des composants pour limiter la RAM, avant d'alimenter le second EDFA qui va générer la puissance IR nécessaire pour le module SFG.	28
II.9	laser fibré BASIK NKT. À gauche les plans mécaniques fournis par NKT, en haut à droite le modèle 3D et en bas à droite le laser utilisé dans cette thèse en cours d'intégration dans le boîtier mécanique rouge.	29
II.10	Schéma de principe de la génération du signal d'erreur à l'aide d'une détection synchrone.	30
II.11	Schéma électronique du boîtier d'asservissement en fréquence. Il permet de générer les signaux de commandes de rétro-actions.	32

II.12	PSD du signal d'erreur lorsque le laser est asservi en fréquence. Entre 0 et 500 Hz, on voit l'effet du PI^2 avec une pente très forte, et entre 500 Hz et 5 kHz on voit l'effet du PI avec une pente moins forte. La rupture à 500 Hz n'est pas représentative de la bande passante de la PZT car l'appareil n'a pas une très bonne résolution fréquentielle aux basses fréquences avec une dynamique de 10 kHz.	33
II.13	En haut : plan mécanique de l'AOM IR conditionné. En bas à gauche : Photographie de l'AOM IR, à droite : AOM et amplificateur RF en cours d'intégration dans le boîtier rouge.	33
II.14	34
II.15	Illustration de l'effet de l'absorption linéaire sur le signal d'erreur en sortie de détection synchrone. On observe bien la pente causée par le fond Doppler. À cela se rajoute le déséquilibre de la détection équilibrée (voir Partie II.7.2.2) qui détériore le SNR.	36
II.16	Illustration de la dégénérescence en sortie de SFG des bandes latérales dues à la modulation. En violet le signal infrarouge en entrée de SFG, en rouge le signal doublé en fréquence et en vert la sommation du signal infrarouge et du signal rouge. En haut, le cas pour lequel seulement un des deux bras est modulé, en bas le cas pour lequel les deux bras sont modulés. Les bandes latérales sont calculées à l'aide des coefficients de Bessel. Les échelles horizontales sont conservées sur les 6 graphes.	37
II.17	En haut : plan mécanique du conditionnement de l'EOM. En bas : photographie de l'EOM en cours d'intégration.	38
II.18	Schéma de principe de la source principale de la RAM selon exail. Le mode en sortie de fibre se sépare en un mode fondamental se propageant le long du niobate de lithium, et en un mode secondaire se propageant dans un guide induit par un couplage électro-optique. Les deux modes parcourent des distances optiques différentes, et l'interférence de leur superposition dans la fibre de sortie génère de la RAM. Figure extraite de la référence [45].	38
II.19	Puissance de la RAM à 180 kHz en sortie d'EOM en fonction du temps.	39
II.20	Schéma de principe du fonctionnement d'un AOM fourni avec la notice d'utilisation des AOM commercialisés par Gooch and Housego.	41
II.21	Performances d'un des AOM visibles utilisés dans cette thèse mesurées au SYRTE. Les performances sont sensiblement les mêmes pour les trois AOM.	42
II.22	Photographie des deux EDFA en cours d'intégration.	43
II.23	En rouge les variations de fréquences du laser mesurée à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu le niveau de puissance de la RAM du signal équilibré en sortie de photodiodes.	44
II.24	En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu le signal démodulé en quadrature de phase, c'est-à-dire telle que l'amplitude du signal issue de la comparaison avec la transition hyperfine soit minimisée. Les oscillations très rapides sont dues à des fluctuations de températures importantes des EDFA, et leurs mesures ont nécessité de réduire le taux d'échantillonnage du compteur sinon elles étaient moyennées et la fréquence du laser paraissait alors plus stable qu'en réalité.	45
II.25	En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu la puissance de la RAM sur la lumière à 532 nm envoyée vers le Banc V1.	45

II.26	En rouge les variations de fréquences du laser mesurées à l'aide d'un battement avec une référence primaire de fréquence (voir Chapitre V), en bleu la puissance de la RAM sur la lumière à 1596 nm, en sortie d'EOM, soit avant les amplificateurs.	46
II.27	Mesures de l'ISL avant l'intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. Le déséquilibre de la détection équilibrée met en exergue les oscillations dues à l'effet étalon. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div ⁻¹).	47
II.28	Mesures de l'ISL après la première intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. En haut la mesure d'ISL d'un des deux EDFA : à gauche le signal avec un bon équilibrage permettant de réaliser l'étalonnage du balayage, à droite le signal avec un mauvais équilibrage permettant de mesurer l'ISL. En bas la mesure d'ISL pour l'autre EDFA. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div ⁻¹).	47
II.29	Mesures de l'ISL après la seconde intervention du fournisseur. En bleu le signal démodulé en phase, et en violet en quadrature de phase. En orange le signal envoyé sur la PZT pour le balayage en longueur d'onde du laser. Mesures faites après l'ajout du démultiplexeur. L'oscillation est bien moins nette. L'axe vertical correspond à la tension du signal, et l'axe horizontal au temps (10 ms div ⁻¹).	48
II.30	Évolution théorique de l'amplitude des oscillations en fréquence dues à un effet étalon en amont de l'amplification par les EDFA. Le signal d'erreur est généré avec la troisième harmonique de la fréquence de modulation (dérivée troisième). En pointillés verts, le coefficient de réflexion de la cavité, en supposant que la directivité du multiplexeur et la réflexion sur la diode soient égales. Cette hypothèse est certainement fautive, mais cela permet d'obtenir un ordre de grandeur des phénomènes observés. En pointillés bleus l'amplitude en fréquence des oscillations avec notre dispositif. En pointillés rouges l'amplitude en fréquence des oscillations afin qu'elles ne soient pas limitantes à une seconde.	49
II.31	Schéma détaillé du banc de spectroscopie. En haut à droite la fibre d'entrée en sortie du système laser. A l'aide de 3 coupleurs fibrés, 4 voies sont réalisées : une pour la pompe, une pour la sonde, une pour la référence, et une pour la boucle à verrouillage de phase avec le banc V1. Les faisceaux pompe et sonde ont des polarisations croisées et sont superposés et séparés à l'aide de calcites. À gauche les photodiodes permettant avec les AOM les asservissements en puissance et la détection équilibrée.	50
II.32	Dispositif fibré permettant la séparation de la lumière à 532 nm en 4 voies. Tous les composants sont soudés.	51
II.33	Effet du déséquilibre du signal et de la référence sur le bruit en sortie de photodiodes. La ligne en pointillés rouges marque 200 kHz, fréquence approximative à laquelle le signal est modulé. Le pic à 110 kHz est dû à la relaxation des atomes d'erbium du laser fibré.	52
II.34	Système électronique des photodiodes. À gauche la détection équilibrée, avec en haut deux sorties DC, du signal et de la référence seuls pour les asservissements en puissances, et en bas la sortie équilibrée AC. À droite en haut les photodiodes pour les asservissements en puissance de la pompe et de la sonde.	53

II.35	Densité spectrale de puissance du bruit de la détection équilibrée, avec les puissances de la référence et du signal équilibrées. En haut avec les photodiodes Hamamatsu S1227-66BR, en bas avec les photodiodes Hamamatsu S1223-1.	54
II.36	Plan mécanique de la lame de phase à cristaux liquides LCC1111U-A.	55
II.37	Dispositif de test de lame à retard de phase variable. La lame demie-onde était réglée de manière à ce que la puissance en sortie de polariseur soit maximisée avec une tension nulle aux bornes de la lame à cristaux liquides. Les encadrés en pointillés sont des isolations thermiques.	56
II.38	Caractérisation de la dynamique du dispositif d'atténuation avec la lame de phase.	56
II.39	Mesures de la stabilité de la détection équilibrée avec la lame de phase à retard variable. Les puissances ne sont pas asservies. La tension du signal et de la référence sont d'environ 530 mV. En haut : la différence de tension temporelle. On voit nettement l'effet de la climatisation. En bas l'écart-type d'Allan de cette mesure. L'estimation de l'effet sur la fréquence du laser asservi est faite pour une pente du signal d'erreur de 1 V MHz ⁻¹ (voir Chapitre IV).	57
II.40	Effet du gain de l'asservissement en puissance de la sonde sur le signal de la détection équilibrée.	58
II.41	Schéma de principe des asservissements en puissance réalisés pour ce banc de spectroscopie.	59
II.42	Schéma électronique des photodiodes pour l'asservissement en puissance de la sonde et de la pompe. Les sorties DC de la référence et du signal suivent le même schéma, voir la Figure II.34.	60
II.43	Schéma du recouvrement des faisceaux dans la cellule dû au revêtements réfléchissants intégrés à la cellule.	61
II.44	Caractérisation de l'asservissement en puissance de la pompe. En haut : PSD en sortie de la photodiode d'asservissement de puissance pompe. Au centre une mesure de la tension en sortie de photodiode de contrôle du faisceau pompe, en bas son écart-type d'Allan.	62
II.45	Caractérisation de l'asservissement en puissance de la sonde. En haut : PSD en sortie de la photodiode d'asservissement de puissance sonde. Au centre une mesure de la tension en sortie de photodiode de contrôle du faisceau sonde, en bas son écart-type d'Allan.	63
II.46	Estimation de la stabilité de la pression de l'iode. La pression est donnée selon la formule IV.48 [47] et est calculée à partir d'une thermistance de contrôle du doigt froid.	64
II.47	Mesures du champ magnétiques dans l'environnement du laboratoire du SYRTE. En haut : mesures d'étalonnage entre les deux sondes, celle de référence et celle pour la mesure. Au milieu : la sonde de mesure est placée dans le blindage interne. En bas : la sonde de mesure est placée dans les deux blindages. Les périodes de calme sont dues à l'arrêt des transports en commun dans Paris, avec une activité résiduelle due aux travaux d'été sur les voies ferrées du RER B. La dernière mesure du champs dans les deux blindages est limitée par la résolution de l'appareil.	65
II.48	Photographie du système laser ouvert et en fonctionnement.	67
II.49	Photographie du banc de spectroscopie.	67
II.50	Photographie du dispositif complet livré au CNES lors de son développement au SYRTE (schéma en Figure II.1). À gauche la référence de fréquence, à droite les lasers Nd:YAG.	68

III.1	Influence de l'accord de phase Δk sur la conversion pour une conversion de fréquence optique, avec L la longueur du cristal.	79
III.2	Maximum d'intensité convertie en fonction de l'accord de phase pour une conversion de fréquence optique.	80
III.3	Intensité de l'onde générée dans le cas d'un cristal périodiquement orienté. En pointillé et avec la couleur correspondante, les courbes dans le cas d'un cristal non périodiquement orienté. En pointillé et en noir l'inversion de la polarisation macroscopique. . .	82
III.4	Comparaison de l'effet d'un désaccord de phase pour du quasi-accord de phase et pour un accord de phase parfait. Dans tous les cas, la correspondance III.30 est respectée, et le facteur $\frac{4}{\pi^2}$ apparaissant dans l'équation III.25 et mis en évidence avec la Figure III.3 est pris en compte.	84
III.5	Procédé de fabrication des cristaux PPLN en guides d'onde de NNT Electronics [67]. Le traitement mécanique permet un saut d'indice important, donc un meilleur guidage, et ne détériore pas les performances non-linéaires du cristal.	90
III.6	Performances mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1596 nm. Aucune dégradation des performances n'a été observée en trois ans d'utilisation. Les mesures ont été faites avec un laser fibré dopé à l'erbium NKT injecté dans un amplificateur fibré dopé à l'erbium Lumibird - Keopsys.	91
III.7	Conditions d'accord de phase mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1596 nm. La bande passante en longueur d'onde est de 220 pm et en température de 1.4 °C.	92
III.8	Module de doublage de fréquence totalement fibré vendu par NTT Electronics. Le conditionnement est le même pour une pompe à 1596 nm ou 1064 nm.	93
III.9	Performances mesurées au SYRTE du module de doublage de fréquence NTT à 1064 nm. Les mesures ont été faites directement en sortie d'un laser Prometheus de Coherent.	93
III.10	Cristaux Covesion de 20 et 40 mm intégrés dans des fours et protégés par une plaque de silice qui permet aussi d'uniformiser la température.	94
III.11	Spécifications données par Covesion pour le cristal SFG utilisé dans cette thèse.	95
III.12	Représentation schématique du SFG.	98
III.13	Dispositif expérimental utilisé pour mesurer les performances du SFG. Le laser est un laser fibré NKT, le coupleur est un coupleur 50/50 vendu par Thorlabs, les Amplificateurs à Fibre Dopée à l'Erbium (EDFA) sont fabriqués par Lumibird (Keopsys) et le SHG est celui dont les performances sont données plus haut (NTT, ZnSe:PPLN). Le dispositif est entièrement fibré.	99
III.14	Evolution de la puissance en sortie du SFG sur plusieurs heures.	100
III.15	À gauche : photographie du SFG utilisé dans cette thèse, en cours d'intégration dans le boîtier mécanique. À droite : Photographie d'un SFG réalisé dans le cadre d'un projet pour le ROA, débouché du développement réalisé pour cette thèse.	100
III.16	Performances du SFG utilisé dans cette thèse.	101
III.17	Conditions d'accord de phase du SFG utilisé dans cette thèse. Les mesures ont été effectuées sans réoptimisation des conditions d'accord de phase du SHG. Le module présente une bande passante de 50 pm et 0.4 °C.	102

IV.1 Spectre d'absorption de l'iode dans le visible. La limite de dissociation de l'iode étant vers 500 nm. Figure extraite de la référence [70]. n correspond à l'état vibrationnel fondamental et n' à l'état vibrationnel excité, le détail est donné dans la Partie suivante IV.2. 107

IV.2 Spectre d'absorption de l'iode à 532 nm. À gauche, les raies d'absorption sur une plage de 360 GHz (340 pm), la numéro 1110, correspondant à la transition R56(32-0), dont la fréquence est rapportée à droite dans l'atlas. Figures extraites de la référence [71]. 108

IV.3 Largeur naturelle des transitions hyperfines de l'iode entre 500 et 550 nm. Figure extraite de la référence [49]. 108

IV.4 Schéma représentatif des différents niveaux d'énergie des molécules diatomiques de l'iode pour les transitions B-X. Les différences d'énergie électronique correspondent à des transitions visibles et proches infrarouge. Les différences d'énergie vibrationnelles correspondent à des transitions infrarouges, les différences d'énergie rotationnelle à des transitions micro-ondes et les structures hyperfines correspondent à des transitions inférieures à 1 GHz. L'axe horizontal est la distance internucléaire R et l'axe vertical l'énergie potentielle. 109

IV.5 Description détaillée de la transition $B \leftarrow X$, dont la notation spectroscopique moléculaire est ${}^3\Pi_{0u}^+ \leftarrow {}^1\Sigma_g^+$. ν correspond à l'état vibrationnel fondamental et ν' l'état vibrationnel excité. L'axe horizontal correspond à des longueurs d'onde comprises entre 500 et 675 nm. Figure extraite de la référence [71]. 113

IV.6 Composantes hyperfines de la transition R56(32 - 0) avec leurs fréquences relatives à la composante a_{10} . Tableau extrait de la référence [31]. 116

IV.7 Courbes théoriques de l'absorption saturée d'une transition hyperfine de l'iode ($\Gamma = 230$ kHz, $T = -15^\circ\text{C}$, $\sigma_0 = 3 \times 10^{-18}$ m²). À gauche le signal en fonction de la longueur d'interaction avec l'iode : plus la longueur est importante, plus l'absorption est forte. À droite le signal en fonction de la puissance optique (la puissance sonde est un dixième de la puissance pompe, elle même facteur de l'intensité de saturation calculée à partir de l'équation IV.43). Plus la puissance est élevée, moins les molécules absorberont car les molécules seront saturées. On observe bien l'élargissement dû à la puissance optique. Dans tous les cas un compromis est à faire pour optimiser le SNR. 118

IV.8 Courbes théoriques de l'absorption saturée d'une transition hyperfine de l'iode avec recouvrement du faisceau sonde ($\Gamma = 230$ kHz, $T = -15^\circ\text{C}$, $\sigma_0 = 4.2 \times 10^{-21}$ m², $\Phi_p = 0.16\Phi_s$, $\theta = 5^\circ$). En haut, le cas pour lequel les fréquences de la pompe et de la sonde sont égales, avec à gauche : en noir la courbe sans recouvrement intra-faisceaux, en rouge pointillé avec le recouvrement, et en bleu sans la pompe. À droite le résidu entre sans et avec le recouvrement. En bas, les fréquences de la pompe et de la sonde sont décalées de 2 MHz. À gauche : en bleu, le recouvrement intra-faisceaux est présent, en noir il est absent, et en rouge pointillés ni le recouvrement ni le décalage en fréquence ne sont présents. À droite : le résidu entre sans et avec le recouvrement. 120

IV.9 Schéma détaillé du banc de spectroscopie. En haut à droite la fibre d'entrée en sortie du système laser. A l'aide de 3 coupleurs fibrés, 4 voies sont réalisées : une pour la pompe, une pour la sonde, une pour la référence, et une pour la boucle à verrouillage de phase avec le banc V1. Les faisceaux pompe et sonde ont des polarisations croisées et sont superposés et séparés à l'aide de calcites. À gauche les photodiodes permettant avec les AOM les asservissements en puissance et la détection équilibrée. 121

IV.10	Photographie du banc de spectroscopie. À droite avec les pièges à lumières et le blindage interne.	122
IV.11	Mesures d'absorption de l'iode. Les mesures en fonction de la longueur d'interaction sont faites à 0.7 Pa. Les mesures en fonction de la pression sont faites pour 8 passages, soit 1.2 m d'interaction.	123
IV.12	Exemple de calibration du balayage avec les raies a_6, a_7, a_8 et a_9 . Dans ce cas, le balayage est de 530 MHz s^{-1}	125
IV.13	Rapport théorique entre les mesures des pentes des dérivées troisième et première. Le calcul de l'indice en fonction de la tension crête aux bornes de l'EOM est donnée par l'équation IV.54.	128
IV.14	Courbes du rapport des pentes normalisées par le bruit. En noir la courbe des mesures expérimentales avec l'aire noire l'incertitude liée à la méthode de mesure, en pointillés rouges le rapport théorique tel que donné par l'équation IV.54, en trait plein rouge le rapport théorique normalisé par le rapport des bruits aux différentes fréquences de démodulation.	128
IV.15	Mesures de spectroscopie en fonction de la profondeur de modulation pour un signal d'absorption saturée obtenu par technique de modulation de fréquence. En noir les résultats pour la dérivée première et en rouge pour la dérivée troisième. En haut la largeur de raie rapportée au signal non dérivé, au centre la pente du signal d'erreur, et en bas le bruit du signal. Les mesures sont faites à l'aide d'un oscilloscope et en balayant la fréquence du laser, tel que décrit dans l'Annexe B.	129
IV.16	SNR des signaux d'erreur pour la dérivée première (en noir) et la dérivée troisième (en rouge) du signal d'absorption saturée obtenu par technique de modulation de fréquence. Les aires représentent les incertitudes liées à l'algorithme de mesure. En haut le SNR, en bas la pente du signal d'erreur normalisée par le bruit. Les mesures ont été réalisées avec une puissance pompe de 5 mW.	130
IV.17	SNR des signaux d'erreur pour la dérivée première du signal d'absorption saturée obtenu par transfert de modulation. En haut le SNR, en bas la pente du signal d'erreur de fréquence normalisée par le bruit.	131
IV.18	Mesures de spectroscopie en fonction de la profondeur de modulation pour la dérivée première du signal d'absorption saturée obtenu par transfert de modulation. En haut la largeur de raie rapportée au signal non dérivé, au centre la pente du signal d'erreur, et en bas le bruit du signal. Les mesures sont faites à l'aide d'un oscilloscope et en balayant la fréquence du laser, tel que décrit dans l'Annexe B. On observe bien l'effet du bruit résiduel d'intensité du laser avec une fréquence de relaxation à 110 kHz : plus la fréquence de modulation est proche de la fréquence de relaxation plus le bruit est élevé.	132
IV.19	Largeur naturelle de la raie hyperfine a_1 en fonction de l'intensité optique avec une pression de 0.5 Pa et un indice de modulation $\beta = 6.6$	133
IV.20	Décalage en fréquence de la composante a_1 en fonction de la puissance optique de la pompe.	134
IV.21	Caractérisations de l'amplitude du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation rapporté au bruit de la détection en fonction des puissances optiques des faisceaux sondes et pompes. En haut le SNR, en bas la pente normalisée par le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$ et une pression de 0.5 Pa.	135

IV.22	Caractérisations du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation en fonction des puissances optiques des faisceaux sondes et pompes. En haut la pente du signal d'erreur et en bas le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$ et une pression de 0.5 Pa.	136
IV.23	Largeur de la raie hyperfine a_1 en fonction de la pression.	137
IV.24	Influence de la pression sur la fréquence de la composante a_1	138
IV.25	Caractérisations de l'amplitude du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation rapporté au bruit de la détection en fonction de la pression de la vapeur d'iode. En haut le SNR, en bas la pente normalisée par le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$, une puissance pompe $P_P = 5$ mW et une puissance sonde $P_s = 500$ μ W.	138
IV.26	Caractérisations du signal d'erreur issu de la technique de transfert de modulation en fonction de la pression de la vapeur d'iode. En haut la pente du signal d'erreur et en bas le bruit. Les mesures ont été effectuées avec une fréquence de modulation de 170 kHz, un indice de modulation $\beta = 6.6$, une puissance pompe $P_P = 5$ mW et une puissance sonde $P_s = 500$ μ W.	139
V.1	Chaîne de fréquence du SYRTE utilisée pour la caractérisation du bruit résiduel de fréquence. μ correspond au signal micro-onde issu des masers. Figure issue de la référence [83].	142
V.2	Chaîne de fréquence complète du SYRTE.	143
V.3	Caractérisation du bruit résiduel de fréquence du lien fibré. Pour les caractérisations de lien, le compteur a des courbes de moyennage en format II. L'écart-type d'Allan est donc normal et non pas modifié.	144
V.4	Schéma détaillant le fonctionnement de la compensation active du bruit du lien fibré. La voie de la DDS envoyée vers l'AOM comprend une correction df issue de la modulation de la fréquence RF par le battement RF entre le battement optique et la sortie de la DDS non modulée.	145
V.5	Contribution du PIFS et du POIFS au bruit résiduel de fréquence à 1596 nm à partir des mesures données dans le Chapitre II et dans le Chapitre IV.	146
V.6	Battement à 118 MHz entre le peigne et le laser télécom à 1596 nm. La bande passante en résolution de l'analyseur de spectre est réglée à 5 kHz.	147
V.7	Caractérisation de la comparaison de fréquence avec les références primaires du SYRTE. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Télécom. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données, avec en pointillés verts la droite $7.6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$, et en pointillés rouges le palier à 2.9×10^{-14} . En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA mise à l'échelle pour 1596.7 nm : 20 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$	148
V.8	Schéma de la boucle à verrouillage de phase entre le laser Télécom et le laser Nd:YAG maître. Le coupleur fibré et la photodiode permettant le contrôle hors boucle du battement sont retirés après caractérisations du battement.	149
V.9	Battement à 532.245 nm entre le laser télécom et le laser maître avec une bande passante de résolution de 1 kHz.	150

V.10	Caractérisation du battement entre le laser Télécom triplé et le laser Nd:YAG doublé. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Nd:YAG maître. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données normalisé à 532 nm. En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA mise à l'échelle pour 532.2 nm : 60 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$	151
V.11	Caractérisation de la comparaison de fréquence avec les références primaires du SYRTE. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement entre le peigne et le laser Nd:YAG maître. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données, avec en pointillés verts la droite $7.8 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$, et en pointillés rouges le palier à 2.2×10^{-14} . En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA : 30 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$	152
V.12	Battement de 16 MHz à 1064 nm entre les deux lasers Nd:YAG avec une bande passante de résolution de 1 kHz.	153
V.13	Caractérisation du battement entre les deux lasers Nd:YAG. En haut l'évolution temporelle de la fréquence du battement. Au centre l'écart-type d'Allan de ces données. En bas la densité spectrale d'amplitude de ces données, avec en noir la moyenne glissante sur 50 points et en pointillés rouges la spécification de la mission LISA : 30 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$	154
VI.1	Système laser complet livré au pied de la cuve ERIOS du LAM pour la caractérisation du banc ZIFO par l'APC. À gauche la référence de fréquence et à droite le banc V1 constitué des lasers Nd:YAG.	158
VI.2	Résultats préliminaires des campagnes de mesures menées par le consortium LISA-France pour les opérations au sol de la mission LISA. En vert la densité spectrale d'amplitude du bruit résiduel des chemins optiques du banc MIFO, en gris et en kaki le bruit de phase attendu en sortie de banc ZIFO avec les deux lasers Nd:YAG libres, en rose les spécifications à 10 pm/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et en rouge, violet et marron la densité spectrale d'amplitude du bruit résiduel des chemins optiques du banc ZIFO avec les lasers asservis en fréquence.	159
B.1	Résultat de l'algorithme du calcul du SNR en fonction de la fréquence de filtrage. L'algorithme est appliqué au calcul de la pente normalisée. En bleu pour la dérivée première du signal, en orange pour la dérivée troisième. En pointillés rouges la fréquence de coupure pour la borne inférieure de l'incertitude sur le SNR, en pointillés verts la fréquence de coupure pour la borne supérieure de l'incertitude sur le SNR.	166
B.2	Comparaison des pentes réelles et des pentes calculées à partir des extrema du signal. En haut la comparaison pour la dérivée première, en bas pour la dérivée troisième.	166
B.3	Exemple de l'effet d'une fréquence de coupure trop basse pour l'algorithme d'extraction du SNR. Les quatre graphiques du haut correspondent à la dérivée première du signal, les quatre graphiques du bas à la dérivée troisième. Dans ces quatre graphiques : en haut à gauche, le signal, son meilleur ajustement par une Lorentzienne et la droite correspondant à la pente, en bas à gauche le résidu entre le signal et le meilleur ajustement. En haut à droite le signal et le signal filtré, en bas à droite le bruit résiduel, avec en pointillés rouge l'écart-type standard. On voit que le bruit résiduel conserve une information sur le signal et que l'écart-type est surévalué par rapport au bruit blanc.	167

B.4 Exemple de l'effet d'une fréquence de coupure trop haute pour l'algorithme d'extraction du SNR. Les quatre graphiques du haut correspondent à la dérivée première du signal, les quatre graphiques du bas à la dérivée troisième. Dans ces quatre graphiques : en haut à gauche, le signal, son meilleur ajustement par une Lorentzienne et la droite correspondant à la pente, en bas à gauche le résidu entre le signal et le meilleur ajustement. En haut à droite le signal et le signal filtré, en bas à droite le bruit résiduel, avec en pointillés rouge l'écart-type standard. On voit que le signal filtré recopie presque exactement le signal. 168

B.5 Effet d'une surmodulation sur les signaux. En haut les signaux avec une profondeur de modulation de 3.4 MHz et en bas avec une modulation de 6.1 MHz. En bleu les signaux et en orange les meilleurs ajustements par des Lorentziennes. À gauche la dérivée première et à droite la dérivée troisième. On voit que le signal s'élargi et se déforme par rapport à une Lorentzienne idéale. 169

Liste des tableaux

II.1	Correspondance entre les différentes variances d'Allan et les coefficients de la pente de la densité spectrale de puissance de différents types de bruit de fréquence. La correspondance ne se fait que des vers les variances d'Allan et non l'inverse. AVAR correspond à la variance d'Allan telle que définie par la suite, MVAR correspond à la variance d'Allan modifiée. D_y est la dérive normalisée, et s'exprime donc en s^{-1}	24
III.1	Comparaison des différents cristaux habituellement utilisés en optique non-linéaire. Les données sont prises à 1064 nm [52].	72
III.2	Systèmes cristallins [52] et tenseurs de susceptibilité [51] (tels que définis par III.13) des cristaux étudiés.	87
III.3	Paramètres pour la mise en forme des faisceaux pour le SFG avec le cristal Coversion de 40 mm. La distance entre la fibre et le cristal est donnée dans l'air et pour la face d'entrée du cristal. La distance entre la lentille et waist est égale à la somme de la focale et du defocus algébrique.	97
IV.1	Transitions électroniques de l'iode et leurs longueurs d'onde d'absorption. Données extraites des références [2,3].	114
IV.2	Contributions à la largeur de raie expérimentale, données pour les conditions finales d'utilisation du dispositif.	124
IV.3	Valeurs des paramètres pour le calcul du SNR dans les conditions finales d'utilisation du dispositif.	127

Glossaire

AC Alternative Current.

AIVT Assemblage, l'Intégration, la Validation et les Tests.

AOM Modulateur Acousto-Optique.

AOM Modulateurs Acousto-Optiques.

APC AstroParticule et Cosmologie.

BIPM Bureau International des Poids et Mesures.

CEA Centre à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives.

CIFRE Convention Industrielle de Formation par la REcherche.

CNES Centre National d'Études Spatiales.

CNRS Centre National de la Recherche Scientifique.

CTN Thermistance à Coefficient Négatif.

CUS Cavité Ultra-Stable.

DC Direct Current.

DDS Direct Digital Synthesis.

DFACS Drag Free Attitude Control System.

DLR Deutsches zentrum fur Luft- und Raumfahrt.

EDFA Amplificateur à Fibre Dopée à l'Erbium.

EDFA Amplificateurs à Fibre Dopée à l'Erbium.

eLISA evolving LISA.

EOM Modulateur Électro-Optique.

EOM Modulateurs Électro-Optiques.

ERIOS Étalonnage Réglage et Intégration pour l'Optique Spatiale.

ESA Agence Spatiale Européenne.

GRS Gravitationnal Reference Sensor.

GSTP General Support Technology Programme.

IR InfraRouge.

- ISI** Institut des Instruments Scientifique.
- ISL** Intervalle Spectral Libre.
- ISS** Station Spatiale Internationale.
- JAXA** Agence d'eXploration Aérospatiale Japonaise.
- KTP** Titanyl Phosphate de Potassium.
- LAM** Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.
- LIGO** Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory.
- LISA** Light Interferometer Space Antenna.
- MgO:PPLN** Magnesium Oxide doped Periodically Poled Lithium Niobate.
- MIFO** InterFerOmètre en Métal.
- MOSA** Moving Optical Sub-Assembly.
- NASA** National Aeronautics and Space Administration.
- Nd:YAG** Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet.
- NGO** New Gravitational Observatory.
- OB** Optical Bench.
- ONL** Optique Non-Linéaire.
- PBS** Polarization Beam Splitter.
- PER** Ratio d'Extinction de la Polarisation.
- PIFS** Pressure Induced Frequency Shift.
- PLL** Phase Lock Loop.
- PM** Phasemètre.
- POIFS** POver Induced Frequency Shift.
- PPKTP** Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate.
- PPLN** Periodically Poled Lithium Niobate.
- PSD** Densité Spectrale de Puissance.
- PTA** Pulsar Timing Arrays.
- PZT** céramique en Titano-Zirconates de Plomb.
- RAM** Modulation Résiduelle d'Amplitude.
- RF** Radio-Fréquence.
- ROA** Real Instituto y Observatorio de la Armada.
- SFG** Génération de Somme de Fréquences.
- SHG** Génération de Seconde Harmonique.

SNR Rapport Signal à Bruit.

SYRTE SYstème de Référence Temps-Espace.

TDI Time Delay Interferometry.

THG Génération de Troisième Harmonique.

TM Test Mass.

TRL Technology Readiness Level.

TTL Tilt-To-Length.

USO Phasemètre.

VCO Oscillateur Contrôlé en Tension.

ZIFO InterFerOmètre en Zérodur.

ZnSe:PPLN Zinc Selenide doped Periodically Poled Lithium Niobate.

Sujet : Développement d'un système de lasers stabilisés en fréquence, compact, fibré, à vocation transportable

Résumé : Cette thèse porte sur le développement d'un laser ultrastable en fréquence asservi sur l'iode, transportable et intégrant des composants Télécoms fibrés avec un haut niveau de maturité technologique - TRL. Ce système laser est une référence de fréquence ultrastable pour l'assemblage, l'intégration, la validation et les tests de la charge utile de la mission LISA et est développé par le laboratoire du SYRTE pour les activités françaises de la mission, activités réalisées par un consortium de partenaires mené par le CNES. Le banc sera compact et transportable pour être rapidement utilisé sur différents sites.

Le système livré par le SYRTE au CNES est composé d'un tandem de lasers Nd:YAG verrouillés en phase, et dont le laser maître est verrouillé en phase sur une référence de fréquence. Cette référence de fréquence est un laser Télécom fibré triplé en fréquence grâce à l'optique non-linéaire et asservi sur une vapeur d'iode. Le bruit résiduel de fréquence du dispositif est dans la gamme de 10^{-14} en dessous de 30 s en terme de variance d'Allan. La partie optique occupe un volume de 30 L et l'ensemble a été prouvé transportable.

Mots clés : ultrastable, ONL, non-linéaire, iode, transportable, compacte, fibres, référence, fréquence, LISA

Subject : Ultrastable compact, fibered and transportable laser system

Abstract: This PhD reports on the development of a transportable iodine frequency stabilized laser setup, based on compact and fibered Telecom components with a TRL. This laser system is an ultra-stable frequency reference for the assembly, integration, validation and tests (AIVT) of the payload of the LISA mission as part of the SYRTE laboratory contribution to the French activities carried out by a consortium of several partners lead by the French Space Agency (CNES). The compact design of the whole setup will make it easily transportable and can be readily used on different sites.

The solution delivered by the SYRTE to the CNES comprises two Nd:YAG lasers phase locked on each other, with the master itself being phase locked on a frequency reference. The frequency reference is a telecom fiber laser which frequency has been tripled using non-linear optics and frequency locked to a hyperfine transition of an iodine vapour. The frequency residual noise of this setup is in the 10^{-14} range below 30 s in terms of Allan Standard Deviation. Its optical setup fits in 30 L and it has proven to be transportable.

Keywords : ultrastable, non-linear, iodine, transportable, compact, fibered, reference, frequency, LISA
