HAL open science

Lidar 2μm à source hybride fibrée/solide pour la télédétection du CO2 atmosphérique

Julien Lahyani

To cite this version:

Julien Lahyani. Lidar 2μm à source hybride fibrée/solide pour la télédétection du CO2 atmosphérique. Physique [physics]. Institut Polytechnique de Paris, 2021. Français. NNT : 2021IPPAX088 . tel-03697504

HAL Id: tel-03697504

https://theses.hal.science/tel-03697504v1

Submitted on 17 Jun 2022

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.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

NNT : 2021IPPAX088

Thèse de doctorat

Lidar 2µm à source hybride fibrée/solide pour la télédétection du CO_2 atmosphérique

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°626
École Doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)
Spécialité de doctorat : Optique, Laser et Plasma

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 10 Décembre 2021, par

Julien Lahyani

Composition du Jury :

François Balembois Professeur des Universités, Université Paris-Saclay (LCF)	Président/Rapporteur
Georges Durry Professeur des Universités, Université de Reims (GSMA)	Rapporteur
Sandrine Galtier Maître de conférences, Université de Lyon 1 (iLM)	Examinatrice
Jean-Michel Hartmann Directeur de recherche, CNRS (LMD)	Directeur de thèse
Jacques Berthon Chef de service, CNES (OOE)	Invité
Nicolas Cézard Ingénieur de recherche, ONERA (DOTA)	Invité
Fabien Gibert Chargé de recherche, CNRS (LMD)	Invité
Julien Le Gouët Ingénieur de recherche, ONERA (DOTA)	Invité

Thèse préparée sous la direction de Jean-Michel Hartmann (CNRS-LMD), co-encadrée par Nicolas Cézard (ONERA-DOTA), Fabien Gibert (CNRS-LMD), Julien Le Gouët (ONERA-DOTA) et Benoit Faure (CNES), co-financée ONERA-CNES.

Remerciements

En premier lieu, je souhaiterais remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer ce travail, d'avoir lu ce manuscrit et également de m'avoir aidé à en améliorer le contenu à travers leurs questions pendant la soutenance. Je remercie tout particulièrement François Balembois pour le temps qu'il m'a accordé avant ma soutenance, qui m'a aidé à rendre mon exposé plus accessible et mon manuscrit plus complet.

Je voudrais remercier l'ensemble des personnes qui ont participé à l'encadrement de cette thèse. Nicolas, merci de m'avoir fait confiance il y a trois ans, merci d'avoir été aussi consciencieux dans cet exercice d'encadrement, je te dois beaucoup dans ma progression en tant que scientifique et communiquant. Je m'efforcerai d'encadrer les futurs thésards avec autant de soin.

Julien, il y a eu l'accompagnement scientifique, la relecture du manuscrit, celle du papier, la préparation de la soutenance et plein d'autre choses, mais par-dessus tout il y a eu le soutien. Plus particulièrement dans cette dernière année chargée de doutes et de craintes, tu m'as beaucoup aidé à garder le cap (et je ne te parle pas de planche à voile). Merci !

Fabien, merci pour toutes ces discussions indispensables pour mener à bien ce travail. Les travaux menés au LMD n'auraient jamais pu avancer aussi vite sans ton aide. Merci également de m'avoir permis de mieux comprendre les enjeux de ce travail qui ont, pour moi aussi, une importance particulière.

Merci Benoit pour le suivi de ces travaux depuis le CNES.

Jean-Michel, merci pour ton accompagnement et tes conseils tout au long de ce parcours scientifique (et administratif !).

L'unité SLS, quelle chance d'être tombé avec vous !

François, t'es clairement le best co-bureau ever et le plus grand scientifique dudit bureau. Mille mercis Simon, d'avoir passé autant de temps à discuter lidar, ça a été un booster pour le début de ma thèse. Laurent, un grand merci de m'avoir pris en stage et tu verras qu'elle fonctionnera cette simu laser (sans bidouiller les paramètres). Un Grand Merci au Grand Anasthase (c'est assez flatteur comme ça ?) pour ton aide sur le lidar Raman. Merci Philippe pour la rigolade.

Merci Didier G. et Christophe pour votre aide, sans vous, ça aurait été beaucoup plus compliqué de faire une belle thèse expérimentale. Merci Béatrice, Agnès et Matthieu pour votre aide à comprendre les mystères du lidar hétérodyne. Et merci à Anne, Pierre, Tomline, Didier F., vous avez tou.te.s joué un rôle dans la réussite de cette thèse. Je suis très heureux (et pas peu fière) de continuer mon chemin avec vous tou.te.s.

Je voudrais remercier Léna pour son travail de stage sur la source laser qui m'a beaucoup aidé à avancer dans les premiers mois de thèse. Merci Léa pour ton très beau travail sur le traitement de signal et je te souhaite le meilleur pour ta thèse.

Merci Claire et Dimitri pour votre accueil au LMD et votre aide dans le montage expérimental.

Je remercie très chaleureusement l'ensemble des thésards (et désormais Docteurs !) que j'ai côtoyés à l'ONERA, Bastien, Rodwane, Edouard, Vignesh, Georges, Louis, et les autres.

Thank you Henry and Mathias for welcoming and supervising me at the UEF during 3 months. Working with you has encouraged me to pursue in a Ph.D.

Même si je ne les connais qu'à travers le petit écran, je voudrais remercier Sabine, Frédéric, Jamy, Marcel et toutes les équipes du programme « C'est pas Sorcier » d'avoir participé, pendant mes plus jeunes années, à me faire découvrir et aimer les sciences.

Il reste ceux sans qui je n'y serais pas arrivé. Les mots ne suffiront pas pour vous témoigner ma gratitude.

Amélie, ton soutien au quotidien a été le plus important qui soit. Tu m'as aidé à faire mieux, à me sentir bien et à prendre confiance en moi. Je ne te remercierais jamais assez pour ça. C'est une chance incroyable d'avoir croisé ta route et de la partager désormais.

Maman, merci pour ton soutien et tes encouragements depuis toujours. Je mesure aujourd'hui la chance d'avoir eu des parents aussi aimants et attentionnés.

Papa, j'aurais tellement aimé que tu sois là pour voir ce travail, que tu vois qui je suis devenu. Je ne serais pas là où j'en suis sans toi. Merci du fond du cœur.

À mon Papa,

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE **1**

CHAPITRE 1. TELEDETECTION DU CO_2 ATMOSPHERIQUE PAR LIDAR DIAL HETERODYNE **7**

INTRODUCTION 7
PARTIE 1.1 PRINCIPE DU LIDAR ATMOSPHERIQUE 7
1.1.1 Physique du lidar atmosphérique *8*
1.1.1.1 Diffusion 8
1.1.1.2 Absorption 10
1.1.1.3 Expression de la puissance reçue par le télescope 10
1.1.1.4 Puissance détectée pour un lidar hétérodyne 12
1.1.2 Statistique du signal hétérodyne *16*
PARTIE 1.2 MESURE DE CONCENTRATION PAR ABSORPTION DIFFERENTIELLE 17
1.2.1 Equation DIAL *18*
1.2.2 Spectroscopie du CO_2 ..... *20*
1.2.3 Précision de mesure *21*
1.2.3.1 Cadre de l'étude 21
1.2.3.2 Biais 22
1.2.3.3 Erreur aléatoire 26
PARTIE 1.3 EXIGENCES POUR LA SOURCE LASER 26
1.3.1 Fondamentaux pour la source laser *27*
1.3.2 Sensibilité de mesure aux paramètres laser *27*
1.3.2.1 Biais 27
1.3.2.2 Erreur aléatoire 31
CONCLUSION 36

CHAPITRE 2. DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION D'UN LASER FIBRE A 2.05µM POUR LA MESURE DIAL EN DETECTION HETERODYNE **37**

INTRODUCTION 37
PARTIE 2.1 AMPLIFICATION MOPA DANS DES FIBRES OPTIQUES 37
2.1.1 Injection *38*
2.1.2 Amplification *38*
2.1.3 Effets non-linéaires *41*
2.1.3.1 Diffusion Brillouin stimulée et méthode de suppression 41
2.1.3.2 Mélange à quatre ondes 42
2.1.3.3 Auto-modulation de phase 43
PARTIE 2.2 CARACTERISATION D'UNE SOURCE LASER PREEXISTANTE 43
2.2.1 Injection *44*
2.2.2 Amplificateur continu *45*
2.2.3 Mise en forme des impulsions *48*
2.2.4 Amplificateurs impulsionnels *48*
2.2.5 Bilan *49*
PARTIE 2.3 MISE EN ŒUVRE D'UN LASER FIBRE A 2.05µM POUR LA TELEDETECTION DU CO_2 ATMOSPHERIQUE 50
2.3.1 Modifications apportées et caractérisation *50*
2.3.1.1 Injection 50
2.3.1.2 Amplification continue – OL 51
2.3.1.3 Pré-amplification impulsionnelle et filtrage des impulsions parasites 53
2.3.1.4 Amplification impulsionnelle 54
2.3.1.5 Accordabilité spectrale du laser 54
2.3.1.6 Mise en forme du faisceau 55
2.3.1.7 Bilan 55
2.3.2 Sources de bruit *56*
2.3.2.1 Elément d'origine spectrale – largeur spectrale 57
2.3.2.2 Eléments d'origine spatiale 62

2.3.3 Sources de biais *63*
2.3.3.1 Dérive en longueur d'onde 63
2.3.3.2 Puissances parasites 64
2.3.4 Performances lidar théoriques *67*
2.3.4.1 Erreur aléatoire 67
2.3.4.2 Biais 67
CONCLUSION 69

CHAPITRE 3. VALIDATION EXPERIMENTALE DE L'APTITUDE DU LASER FIBRE A SONDER LE CO_2 ATMOSPHERIQUE ET LA VITESSE DU VENT PAR LIDAR DIAL/DOPPLER EN DETECTION HETERODYNE 71

INTRODUCTION 71
PARTIE 3.1 MISE EN ŒUVRE DE L'ARCHITECTURE LIDAR 71
3.1.1 Emission et réception des signaux *72*
3.1.2 Détection hétérodyne *74*
3.1.3 Système de référence spectrale *75*
3.1.3.1 Estimation de la fonction de poids 76
3.1.3.2 Estimation de la différence d'énergie 79
3.1.4 Algorithme de traitement *80*
3.1.4.1 Calcul de la puissance rétrodiffusée 81
3.1.4.2 Calcul numérique du rapport de mélange résolu spatialement (mesure DIAL) 83
3.1.4.3 Calcul numérique du rapport de mélange moyenné entre le lidar et une cible (mesure IPDA) 85
3.1.4.4 Calcul numérique du décalage Doppler 85
PARTIE 3.2 RESULTATS LIDAR 85
3.2.1 Résultats lidar avec la méthode DIAL *86*
3.2.1.1 Etude des biais sur la mesure DIAL 86
3.2.2 Résultats lidar avec la méthode IPDA *92*
3.2.3 Mesure de vent *94*
3.2.3.1 Estimation du biais de mesure 95
3.2.3.2 Estimation de l'erreur statistique 95
CONCLUSION 97

CHAPITRE 4. DEVELOPPEMENT ET CARACTERISATION D'UN AMPLIFICATEUR LASER SIMPLE PASSAGE EN ESPACE LIBRE, INJECTE PAR UN LASER FIBRE POUR LA MONTEE EN PUISSANCE DU RAYONNEMENT LASER .. 99

INTRODUCTION 99
PARTIE 4.1 MECANISMES D'AMPLIFICATION DE L'HOLMIUM 100
4.1.1 Equations de taux *100*
4.1.2 Modèle numérique *103*
4.1.3 Validité du modèle *103*
4.1.3.1 Temps de vie du niveau $^5I_7$ 104
4.1.3.2 Upconversion 104
4.1.3.3 Température 104
4.1.3.4 Considération sur la longueur du cristal 105
4.1.3.5 Divergence des faisceaux et lentille thermique 105
PARTIE 4.2 AMPLIFICATION DANS UN CRISTAL D'HOLMIUM 105
4.2.1 Montage expérimental *105*
4.2.2 Résultats expérimentaux d'amplification *106*
4.2.2.1 Amplification dans un cristal de 8cm 107
4.2.2.2 Amplification dans un cristal de 13cm 110
4.2.2.3 Discussions 112
PARTIE 4.3 PERFORMANCES DE L'ARCHITECTURE LASER HYBRIDE 113
4.3.1 Largeur spectrale *113*
4.3.2 Puissances parasites *115*
4.3.2.1 ASE et SMSR 115
4.3.2.2 Fuite du switch optique et mélange à quatre ondes 116
4.3.3 Qualité de faisceau et polarisation *116*

4.3.3.1 Qualité de faisceau 116
4.3.3.2 Polarisation 117
4.3.4 Efficacité de l'amplificateur 117
4.3.5 Performances lidar théoriques avec le laser hybride 118
CONCLUSION 121

CONCLUSION GENERALE 123

ANNEXE A : PERFORMANCES LASER OBTENUES DANS CETTE THESE ET COMPARAISON AVEC L'ETAT DE L'ART 125

REFERENCES 126

Introduction générale

Dans une perspective de réchauffement climatique global, il est essentiel de mieux comprendre et caractériser, à l'échelle locale et planétaire, les cycles des principaux gaz à effet de serre. Le dioxyde de carbone (CO_2) est le deuxième gaz contributeur (concentration moyenne dans l'atmosphère supérieure à 400ppm) après la vapeur d'eau (H_2O), et le premier d'origine partiellement anthropique. L'augmentation de sa concentration dans l'atmosphère est principalement due à la combustion d'énergie fossile et semble largement corrélée avec l'augmentation de la température observée à la surface de la terre [1]. Les modèles climatiques actuels prévoient une augmentation de l'ordre de quelques degrés sur une centaine d'années. L'apport de données sur la dynamique des gaz à effet de serre, essentiellement au niveau des sources et des puits, naturels et anthropiques, pourrait permettre d'affiner ces modèles et les rendre plus fiables.

Ainsi, différents développements de systèmes spatiaux ont vu le jour pour répondre aux besoins d'observation des gaz à effet de serre. Les instruments passifs ont été les premiers à fournir une mesure globale du CO_2 atmosphérique. Parmi ces systèmes, on peut notamment citer l'instrument IASI (Interféromètre Atmosphérique de Sondage dans l'Infrarouge) placé en orbite dès 2006, GOSAT (Greenhouse Gases Observing Satellite) en 2009 ou OCO-2 (Orbiting Carbon Observatory) en 2014, ainsi que les futures missions : MicroCarb prévu pour 2021 et CO_2M (CO_2 Monitoring) vers 2025. Ces systèmes passifs, selon leur mode de fonctionnement, n'offrent pas une couverture spatiale de jour comme de nuit et/ou à toutes les latitudes et peuvent présenter des biais importants en fonction des conditions atmosphériques (présence de nuages, charge en aérosols, angle du soleil, etc.).

Les systèmes actifs pourraient permettre une couverture spatiale et une précision de mesure accrues par rapport aux systèmes passifs [2,3]. Ainsi, l'emploi d'un LIDAR (LIght Detection And Ranging) par absorption différentielle (DIAL - DIfferential Absorption Lidar) s'impose comme une alternative prometteuse. Cependant, ce sont des instruments complexes, moins éprouvés que leurs homologues passifs, dont la spatialisation est particulièrement délicate. La faisabilité technique d'une telle mission est recherchée par les agences spatiales depuis près de 20 ans, notamment à travers les projets A-SCOPE (Advanced Space Carbon and Climate Observation of Planet Earth) [2] et ASCENDS (Active Sensing of CO_2 Emissions over Nights, Days, and Seasons) [3] pour le CO_2 et la future mission MERLIN (MEthan Remote sensing LIdar Mission, >2025) [4] pour le CH_4.

L'application spatiale représente probablement le défi le plus important pour les systèmes de télédétection active. Cependant, ils présentent également un intérêt pour des mesures à l'échelle locale depuis le sol. Par exemple, le département de physique de l'université d'État du Montana [5] a publié un article sur la surveillance de sites de séquestration du CO_2 avec un lidar. En Italie, un groupe de recherche a démontré l'estimation de flux de CO_2 sur un site volcanique [6,7]. Récemment, notre groupe de recherche a développé un lidar permettant la surveillance des fuites de méthane industriel, et a démontré des profils simultanés CH_4/vent résolus en distance [8]. Également, des études géophysiques à l'échelle régionale des gaz à effet de serre représentent un enjeu important, notamment pour affiner les modèles de transport entre la couche limite atmosphérique et les couches supérieures [9]. Pour ces études au sol, la mesure conjointe gaz/vent résolue en distance facilite l'estimation de flux d'un gaz, c'est-à-dire la quantité de gaz transportée par unité de temps à travers une surface [10].

On distingue deux modes de fonctionnement pour faire la mesure de gaz par lidar à absorption différentielle (schématisés sur la figure ci-dessous) : la méthode dite DIAL (DIfferential Absorption Lidar), qui permet de résoudre spatialement la mesure le long de la ligne de visée, et la mesure dite IPDA (Integrated Path Differential Absorption), qui fournit une moyenne le long de la ligne de visée. La première est plus souvent utilisée pour des études au sol. Elle permet de visualiser des structures

atmosphériques fines (dizaines à centaines de mètres) et, lorsqu'elle est couplée à l'utilisation d'une détection hétérodyne, de fournir en plus une mesure de vent par effet Doppler. La seconde est privilégiée pour des études à l'échelle plus globale (depuis un avion ou l'espace par exemple) car elle permet d'obtenir un signal important et une importante précision de mesure malgré la distance de propagation du faisceau.

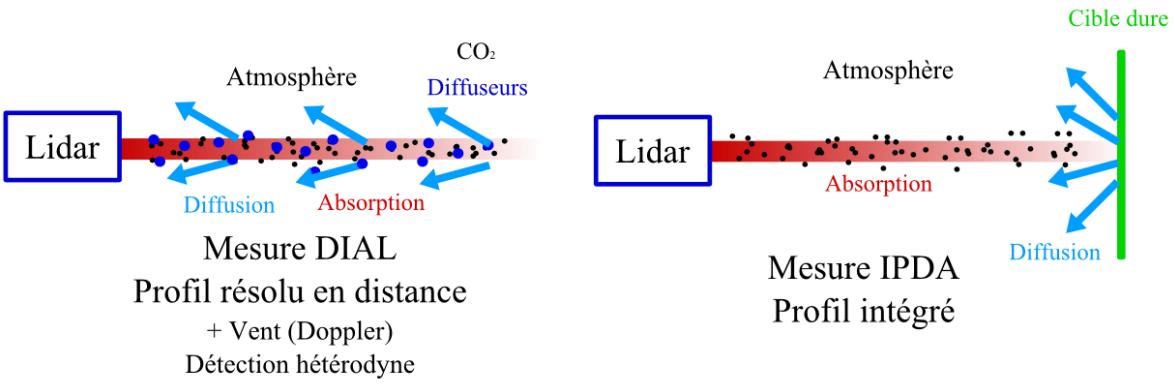


Figure 0-1 : Schéma des deux méthodes de mesure : résolue en distance (DIAL, gauche) et intégrée dans une colonne d'atmosphère (IPDA, droite)

Pour réaliser un lidar capable de répondre aux objectifs scientifiques mentionnés, le développement du laser représente un défi majeur. De manière non-exhaustive, le laser doit présenter : un fonctionnement monomode longitudinal et spatial, une importante pureté spectrale, une accordabilité en longueur d'onde autour d'une raie d'absorption du CO_2, une polarisation linéaire et une forte énergie. Dans le cadre de l'application spatiale, on peut ajouter : une faible sensibilité à un environnement vibratoire (lancement du satellite) et spatial (radiation), une faible consommation électrique et une longueur d'onde autour de 1.57µm ou 2.05µm, qui sont les deux régions identifiées à ce jour comme les plus propices pour une mesure spatiale.

De façon générale, à propriétés optiques spectrales et spatiales équivalentes, les lasers présentant une forte énergie (quelques mJ à dizaines de mJ requises pour l'application spatiale selon [2,3]) présentent également une complexité mécanique importante (laser en espace libre). Les lasers plus robustes (laser à fibre) présentent des énergies plus faibles (centaines de µJ typiquement).

Différentes approches pour la conception d'un laser ont été proposées ces dernières années. Dans la bande 2.05 µm, le Langley Research Centre (LaRC, NASA) est un des pionniers. Il a notamment contribué à mieux comprendre la spectroscopie fondamentale des matériaux dopés thulium (Tm) et/ou holmium (Ho) pour le développement de lasers et d'amplificateurs en espace libre pour la mesure de CO_2 et de vent depuis l'espace. Ces lasers sont pompés par des diodes laser à 792nm et atteignent quelques dizaines/centaines de mJ par impulsion à des fréquences de répétition relativement faibles (5-10Hz) [11–13]. Le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) a mis en œuvre un laser en cavité, associé à un amplificateur, avec des cristaux dopés Holmium et pompé par un laser fibré commercial à 1940nm. Le laser émet des impulsions de 40mJ à 300Hz et 10mJ à 4kHz [14]. Cette architecture offre une meilleure compacité et limite la complexité du système en espace libre par rapport à celle du LaRC. Cependant, les contraintes mécaniques liées à la grande sensibilité à l'alignement représentent un challenge important pour l'intégration de ces architectures. De plus, elles nécessitent un nombre important d'éléments optiques et électroniques ce qui les rend particulièrement complexes.

Pour ce type d'architecture, différentes études lidar ont été menées. Depuis le sol, des mesures résolues en distance, en détection hétérodyne avec une mesure conjointe de vent [12,15,16] et en détection directe [17], ont montré une erreur statistique de l'ordre de quelques pourcents et une portée de 1 à 4 km. Également des systèmes embarqués ont permis de montrer des mesures intégrées en utilisant la réflexion

de la surface terrestre (scénario spatial) avec une erreur de l'ordre du pourcent dans [18] et 0.2% dans [19].

Dans la bande 2µm [7,20] et 1.57µm [21–23], l'approche par génération non linéaire (OPO/OPA – Optical Parametric Oscillator/Amplifier) a montré des performances similaires aux lasers présentés ci-dessus. Un des intérêts de cette architecture est une accordabilité importante en longueur d'onde permettant d'adresser, plus facilement qu'avec d'autres types de laser, plusieurs espèces chimiques avec un seul instrument [24,25,20]. Ces lasers atteignent également des dizaines de mJ à des fréquences de répétition faibles (<100Hz). Généralement ils ne permettent pas une mesure conjointe de vent par détection hétérodyne, ils sont donc quasiment toujours utilisés en détection directe. Comme pour les oscillateurs classiques (avec un milieu amplificateur), la principale problématique rencontrée avec ces lasers est la complexité mécanique et la sensibilité à l'alignement.

Dans [26], des mesures résolues et intégrées depuis le sol ont montré respectivement de 2-10% et 1% d'erreur aléatoire. Avec le lidar CHARM-F (démonstrateur de la mission MERLIN, qui mesure le CH_4 mais également le CO_2) [23], une mesure intégrée avec une erreur aléatoire inférieure au pourcent a été démontrée. De façon générale, les performances obtenues avec ces systèmes sont comparables à celles obtenues avec les lasers présentés ci-dessus.

À 1.57µm, des études d'architectures entièrement fibrées ont été menées, notamment à travers l'évaluation de la mission spatiale ASCENDS [3]. Sur la base du développement des systèmes de télécommunication à 1.5µm, ces lasers ont profité d'une grande disponibilité de composants optiques et de détection. En régime impulsionnel, l'entreprise Fibertek ainsi que l'ONERA [27,28] ont démontré des énergies de quelques centaines de µJ, avec des fréquences de répétition autour de 10kHz. Ils présentent une robustesse et une simplicité dans la mise en œuvre remarquable. Il a été largement démontré l'intérêt des fibres optiques pour des systèmes embarqués grâce à leur insensibilité aux vibrations [29]. Cependant la montée en puissance crête de ces lasers, nécessaire pour des études spatiales, est limitée par des effets non-linéaires dans les fibres optiques. Pour atteindre les objectifs spatiaux, une approche analogue à celle présentée dans cette thèse a été rapportée dans [30]. Elle consiste à associer à un laser entièrement fibré, un amplificateur constitué d'un guide d'onde plan, co-dopé Erbium-Ytterbium, permettant de s'affranchir partiellement des effets non-linéaire présents dans les fibres optiques. Ce système a permis d'atteindre environ 6.7mJ à 10kHz dans la bande 1.57µm, mais il requiert une mise en forme complexe du faisceau (géométrie non-circulaire) ce qui peut engendrer un nombre important d'éléments optiques en espace libre. Aucune démonstration lidar n'est rapportée à ce jour avec ce système. A ma connaissance, seule une étude (en plus de celle que nous avons publiée) expose le développement d'un laser fibré pour la mesure de CO_2 par lidar DIAL dans la bande 2µm [31]. Ce laser fournit des impulsions de 34µJ à 10kHz autour de 1950nm.

Malgré la faible puissance de ces lasers, la haute cadence de répétition permet d'atteindre des performances lidar en IPDA similaires aux autres architectures présentées, grâce à une accumulation plus rapide [32]. Cependant, pour des études spatiales, ces niveaux d'énergie restent insuffisants.

Le choix de la bande spectrale pour l'application spatiale ne fait pas consensus dans la communauté scientifique. Cependant, la bande 2.05µm présente un double intérêt. D'une part, la contribution à l'absorption du rayonnement laser dans la basse troposphère, où sont situés les puits et les sources de CO_2, est plus importante à 2.05µm qu'à 1.57µm et permet donc de sonder cette zone avec une meilleure précision [33,34]. D'autre part, la bande 2.05µm présente une raie d'absorption de la vapeur d'eau très proche de celle du CO_2 (Figure 0-2), qui pourrait permettre d'envisager une mesure simultanée H_2O/CO_2 avec le même instrument [35]. La vapeur d'eau étant le principal gaz contributeur à l'effet de serre, sa concentration est une donnée importante pour l'étude du climat. De plus, la mesure de CO_2 étant plus sensible à la vapeur d'eau dans la bande 2.05µm qu'à 1.57µm, la mesure complémentaire de H_2O quelle offre permet de compenser ce défaut.

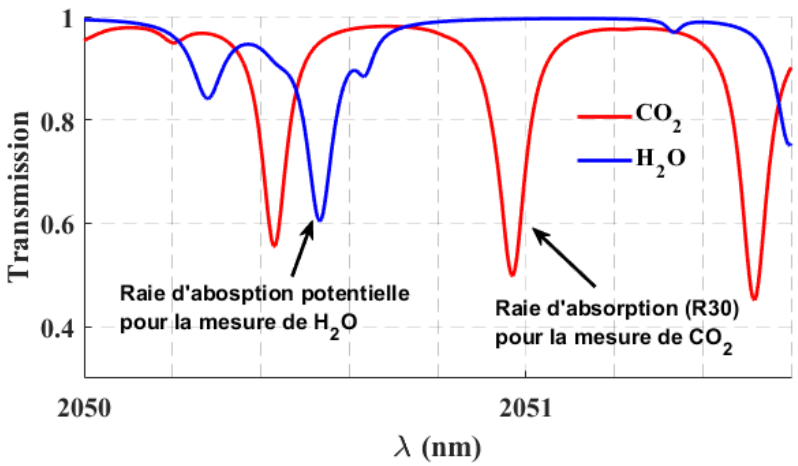


Figure 0-2 : Transmission optique du CO_2 (rouge) et de H_2O (bleu) pour une propagation horizontale de 2 km dans une atmosphère standard.

En résumé, plusieurs approches ont été proposées. Les développements de lasers en espace libre (Ho:Tm et OPO/OPA) ont démontré la possibilité d'atteindre les niveaux d'énergie et les propriétés optiques requises dans la bande 2.05µm et 1.57µm pour des études spatiales. Dans la bande 1.57 µm, le développement de lasers à fibre a démontré tout l'intérêt de cette technologie pour de futurs systèmes embarqués. Pour tous ces systèmes, les démonstrations lidar confirment leur aptitude à répondre aux besoins observationnels. Toutefois, aucun de ces développements n'a, pour le moment, répondu à la double exigence performance/robustesse imposée par une mesure spatiale dans la bande 2.05µm. Les lasers en espace libre sont très sensibles à l'alignement et les lasers à fibre ne sont pas assez puissants.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à tirer profit de la robustesse offerte par les fibres optiques et de la haute puissance crête atteignable dans des cristaux dopés Holmium dans la bande 2.05µm. Cela permet d'atteindre les exigences optiques requises pour une application spatiale tout en conservant un système particulièrement simple et facile à mettre en œuvre. L'objectif de cette thèse est d'associer une source laser à base de fibres optiques dopées Thulium à un amplificateur cristallin dopé Holmium et de caractériser ses performances. En vue de faire des mesures lidar, depuis le sol dans un premier temps, et considérant l'intérêt de la mesure conjointe de gaz/vent ainsi que l'expérience de l'unité de recherche dans laquelle j'ai fait ma thèse, il est apparu qu'il serait judicieux d'employer la détection hétérodyne.

Cette thèse est décomposée en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, l'objectif est de décrire la sensibilité de la mesure DIAL en détection hétérodyne aux propriétés optiques du laser. Pour cela, je fais un bref rappel des phénomènes physiques mis en jeu dans le cadre de la mesure DIAL en détection hétérodyne et je définis le cadre mathématique utilisé tout au long de cette thèse permettant d'estimer les grandeurs physiques d'intérêt. J'évalue ensuite l'effet des propriétés optiques du laser sur l'estimation de ces grandeurs physiques puis sur la mesure de CO_2.

Le deuxième chapitre est dédié à la partie entièrement fibrée du laser. L'objectif est de décrire le fonctionnement de ce laser ainsi que les performances attendues pour la mesure DIAL. Pour cela, je détaille l'architecture du laser et la caractérisation fine de ses propriétés optiques. Cette caractérisation permet d'attribuer, à chacune des propriétés optiques du laser, une incidence sur la mesure DIAL grâce aux résultats du Chapitre 1. Ainsi, j'évalue l'aptitude de la source à sonder le CO_2 atmosphérique et identifie les points d'amélioration.

Dans le Chapitre 3, la démarche consiste à mettre en œuvre un lidar DIAL en détection hétérodyne utilisant la source laser fibrée présentée dans le Chapitre 2. L'objectif est de démontrer expérimentalement sa compatibilité avec l'application DIAL et de mettre en évidence d'éventuels défauts instrumentaux majeurs. Pour cela, je détaille l'architecture du lidar et les sous-systèmes mis en œuvre, nécessaires pour la mesure DIAL. Puis, je décris les méthodes de traitement utilisées et analyse les données de CO_2 et de vent obtenues. Enfin, je compare ces résultats à ceux attendus d'après le Chapitre 2 ainsi qu'à un capteur in-situ.

Le Chapitre 4 est dédié à la mise en œuvre et la caractérisation de la source laser dans sa version « hybride ». L'objectif est de montrer l'intérêt de l'association laser fibré/amplificateur cristallin pour un lidar DIAL. Pour cela, je commence par un rappel théorique sur l'amplification dans un cristal Ho:YLF. Je décris ensuite le montage expérimental et les résultats obtenus. Ils sont comparés à un outil de simulation et discutés. Je présente une caractérisation fine des propriétés optiques de ce laser afin d'évaluer, comme pour la partie fibrée, son aptitude à sonder le CO_2 atmosphérique. Enfin, je le compare à l'état de l'art présenté ci-dessus.

Chapitre 1. Télédétection du CO_2 atmosphérique par lidar DIAL hétérodyne

Introduction

Dans ce chapitre, je décris la sensibilité de la mesure de concentration de gaz par lidar hétérodyne à absorption différentielle (DIAL – DIfferential Absorption Lidar), aux propriétés optiques du laser.

Dans un premier temps, je fais un bref rappel des phénomènes physiques mis en jeu pour l'étude d'un lidar atmosphérique en détection hétérodyne. Je définis le cadre mathématique utilisé tout au long de cette thèse, permettant de déterminer la puissance du signal détecté et l'incertitude associée.

Dans un deuxième temps, j'explique le fonctionnement d'un lidar DIAL pour la mesure de concentration de CO_2. J'exprime la sensibilité de la mesure de CO_2 et son incertitude respectivement en fonction de la variation et de l'erreur de chacun des paramètres de l'équation DIAL.

Dans un dernier temps, je détermine l'influence des paramètres optiques du laser sur les grandeurs physiques mesurées pour l'estimation de la concentration en CO_2. En m'appuyant sur la deuxième partie, je fais le lien entre les paramètres optiques du laser et l'exactitude de la mesure de concentration en CO_2.

L'ensemble des calculs présentés ici permettra, dans les chapitres suivants, d'évaluer l'aptitude du laser développé à sonder le CO_2 atmosphérique.

Partie 1.1 Principe du lidar atmosphérique

L'objectif de cette première partie est de donner une vision générale de ce qu'est un lidar atmosphérique et des différentes applications possibles. En particulier je décris les processus physiques mis en jeu dans la mesure de gaz par absorption différentielle.

Le LIDAR (LIght Detection And Ranging) est un instrument analogue au RADAR (RAdio Detection And Ranging) qui utilise le spectre électromagnétique de l'UV (Ultra-Violet) à l'IR (Infra-Rouge) à la place des radiofréquences. Il tire son intérêt de l'émetteur utilisé, un laser, qui présente une grande directivité, permettant ainsi de sonder avec une grande précision spatiale son environnement. Le lidar atmosphérique permet de qualifier et quantifier les propriétés physiques et chimiques de l'atmosphère. Pour ce faire, on s'appuie sur l'interaction laser-matière. Au cours de sa propagation, les propriétés optiques d'un flux de photons émis sont modifiées par interaction avec l'atmosphère. Une fraction du flux de photon est diffusée vers le récepteur (qui est co-localisé avec l'émetteur) et détectée par effet photo-électrique. Tout l'enjeu d'un lidar atmosphérique consiste à détecter les variations des propriétés optiques du flux laser rétrodiffusé. La Figure 1-1 présente un schéma général du fonctionnement d'un lidar atmosphérique.

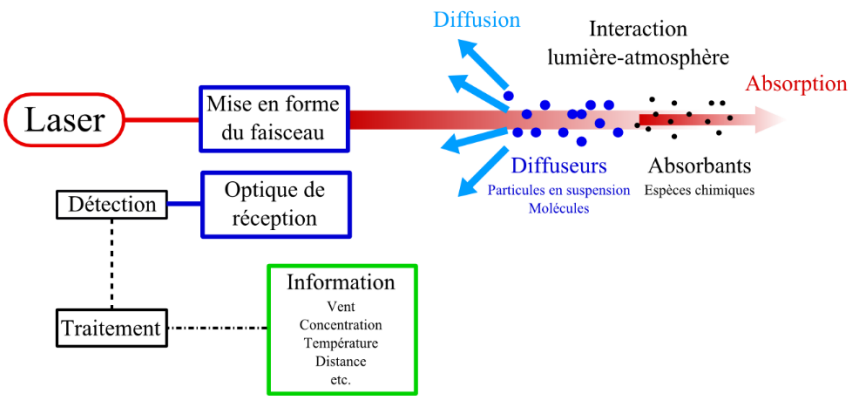


Figure 1-1: Schéma d'un lidar atmosphérique

Parmi les lidars atmosphériques, on distingue les lidars profileurs, qui fournissent le profil d'un paramètre physique ou chimique, le long de la ligne de visée du laser et les lidars « intégrés colonne » qui fournissent une mesure intégrée dans la colonne d'atmosphère formée par le faisceau laser entre le lidar et une cible.

1.1.1 Physique du lidar atmosphérique

Dans cette partie, le but est de préciser, de manière succincte, les différents processus physiques mis en jeu dans un lidar atmosphérique.

Le lidar atmosphérique repose sur les mécanismes de diffusion et d'absorption du milieu qu'il sonde. La diffusion est assurée par des particules en suspension dans l'atmosphère (aérosols ou molécules) ou bien par une cible dure (surface terrestre par exemple). L'absorption est le résultat de la correspondance entre la longueur d'onde du laser et une transition d'énergie d'une molécule en présence. A partir de ces deux processus physiques, de nombreuses applications ont été imaginées depuis la découverte du laser dans les années 1960, parmi lesquelles (liste non exhaustive) :

- la mesure de vitesse par effet Doppler
- la mesure de distance (télémétrie)
- la mesure de concentration de gaz
- la mesure de température
- la mesure de densité atmosphérique.

1.1.1.1 Diffusion

La diffusion est un terme utilisé en physique pour décrire le processus selon lequel une onde est déviée de sa trajectoire, dans diverses directions, par des structures matérielles dans le milieu qu'elle traverse. Dans la communauté scientifique des lidars, on parle souvent de la rétrodiffusion qui désigne la diffusion dans le sens opposé à l'onde incidente.

On distingue deux types de diffusions : la diffusion élastique et inélastique qui se font respectivement avec et sans modification de la longueur d'onde (hors effet Doppler). Dans cette thèse, seule la diffusion élastique est mise à profit.

On distingue deux régimes en diffusion élastique : le régime où la taille des diffuseurs est supérieure ou égale à la longueur d'onde (théorie de Mie, diffusion par les aérosols), et le régime où les diffuseurs sont petits devant la longueur d'onde (diffusion Rayleigh par les molécules ou les atomes). On peut

notamment dire que le bilan de liaison en diffusion Rayleigh évolue en $1/\lambda^4$ et pour la diffusion de Mie en $1/\lambda^2$ (valeur typique). Egalement la distribution angulaire de diffusion varie : elle est symétrique selon le plan perpendiculaire à l'onde incidente en diffusion Rayleigh et favorisée dans le sens incident en diffusion de Mie. En raison de l'agitation des éléments diffusants, le rayonnement est élargi spectralement. Les molécules, plus légères que les aérosols, engendrent une dispersion de vitesse bien plus importante. La polarisation de l'onde diffusée est dépendante de la géométrie de l'élément diffusant : elle est conservée pour des particules sphériques et altérée sinon [36]. Les principales différences qu'impliquent ces régimes de diffusion sont listées dans le Tableau 1-1.

Tableau 1-1: Diffusion de Mie et de Rayleigh: impact sur le signal rétrodiffusé

Mie	**Rayleigh**
Diffusion par des **aérosols** $\lambda \sim \phi_{diffuseurs}$	Diffusion par des **molécules** $\lambda > \phi_{diffuseurs}$
Intensité rétrodiffusée proportionnelle à $\mathbf{1/\lambda^x}$ (x typ. = 1,2 – 2.5)	Intensité rétrodiffusée proportionnelle à $\mathbf{1/\lambda^4}$
Faible dispersion de vitesse (~ 1m/s) Spectre faiblement élargi	Forte dispersion de vitesse (~700m/s) **Spectre fortement élargi** (700MHz @ 2µm)

Pour étudier un système lidar, on cherche souvent, pour les besoins de la modélisation numérique et de l'estimation des performances, à connaitre le coefficient de diffusion, noté β, qui détermine la quantité de lumière diffusée. Il est fortement dépendant de la charge en éléments diffusants dans l'atmosphère, et des paramètres discutés dans le paragraphe précédent. Pour la suite, je restreins l'étude à la diffusion de Mie qui est largement dominante dans la basse couche de l'atmosphère. Egalement on cherche à connaitre le paramètre d'extinction, induit par la diffusion, noté α_{ext}. Le but étant de prévoir la puissance de flux lumineux qui va être captée par le lidar. On note d'après [37] :

$$\beta(\theta) = \int_0^{r_{max}} \pi r^2 Q_{diff}(r,\theta) N(r) dr \qquad 1.1$$

exprimé en $sr^{-1}.m^{-1}$ et

$$\alpha_{ext} = \int_0^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext}(r) N(r) dr \qquad 1.2$$

exprimé en m^{-1}, avec θ l'angle de diffusion par rapport à l'onde incidente (rétrodiffusion pour $\theta = \pi$), r le rayon caractéristique des particule (m), Q_{diff} l'efficacité de diffusion ($m^{-1}.sr^{-1}$), Q_{ext} l'efficacité d'extinction (m^{-1}) et N la densité de particule (m^{-3}). Pour la suite on écrira $\beta(\theta=\pi)=\beta_\pi$, le coefficient de rétrodiffusion. A titre d'exemple, j'ai listé dans le Tableau 1-2 des valeurs standards pour β_π et α_{ext} en diffusion de Mie.

Tableau 1-2: Exemples de coefficients de diffusion de Mie et d'extinction typiques à 2.05µm (issus de la thèse de F.Gibert [37])

Altitude	**1.5 km**	**10 km**
$\boldsymbol{\beta_\pi}$	$1.5.10^{-6}$ $sr^{-1}.m^{-1}$	8.10^{-10} $sr^{-1}.m^{-1}$
$\boldsymbol{\alpha_{ext}}$	5.10^{-5} m^{-1}	$2.7.10^{-8}$ m^{-1}

La charge en aérosol étant plus importante à basse altitude, les coefficients de rétrodiffusion β_π et d'extinction α_{ext} y sont plus importants.

1.1.1.2 Absorption

L'absorption du rayonnement électromagnétique par une espèce chimique intervient s'il y a correspondance entre le niveau d'énergie des photons et une transition énergétique de la molécule en présence (ou de l'atome). Les raies d'absorption d'une molécule sont définies par ses transitions électroniques, rotationnelles et vibrationnelles, elles-mêmes définies par la structure moléculaire. Ces raies sont élargies par effet Doppler (agitation) et par collisions. Ainsi la pression, la température ainsi que la densité de molécules ont une influence sur les propriétés spectroscopiques d'une espèce chimique dans son milieu. La section efficace d'absorption σ_{abs} (m²) d'une espèce chimique peut être définie comme :

$$\sigma_{abs}(\nu) = S_{ij}.f(\nu) \qquad 1.3$$

Où S_{ij} est l'intensité de la raie d'absorption (cm) pour la transition du niveau d'énergie i vers j et $f(\upsilon)$ est le profil spectral (cm) (fonction d'intégrale unitaire). On peut opérer une conversion d'unité de σ_{abs} pour l'exprimer en $ppm^{-1}.m^{-1}$:

$$\sigma_{abs}(ppm^{-1}.m^{-1}) = \sigma_{abs}(m^2).\frac{p}{10^6.k_B.T} \qquad 1.4$$

Où p est la pression (Pa), k_B la constante de Boltzmann ($J.K^{-1}$) et T la température (K). Je privilégie l'utilisation de cette unité pour le reste de la thèse afin de simplifier l'écriture des calculs.

Dans la suite, S_{ij} provient de la base de données HITRAN [38]. L'élargissement des raies est le résultat de l'effet Doppler (profil Gaussien) et des collisions (profil Lorentzien). Ainsi, $f(\upsilon)$ est une convolution d'un profil Gaussien avec un profil Lorentzien appelée profil de Voigt. Des modèles plus complexes (Profil de Rautian, profil de Galatry) permettent une estimation plus fidèle de la section efficace d'absorption d'un gaz. Cependant, ces considérations sont au-delà de la portée de cette thèse qui traite avant tout de l'architecture laser.

Pour la suite, on utilisera le profil de Voigt VanVleck-Huber tronqué à $25cm^{-1}$ pour estimer les sections efficaces, en utilisant l'approximation de Whiting [39] pour calculer la fonction de Voigt. Cette modélisation est le fruit d'un travail antérieur au début de cette thèse.

1.1.1.3 Expression de la puissance reçue par le télescope

La puissance optique reçue par le télescope du lidar, notée P_{pup}, correspond à la fraction du rayonnement diffusée par la cible (illuminée par le laser, de luminance L_C) dans l'angle solide formé avec la pupille de réception noté Ω. La Figure 1-2 représente les grandeurs physiques utilisées ci-après pour calculer la puissance captée par un lidar.

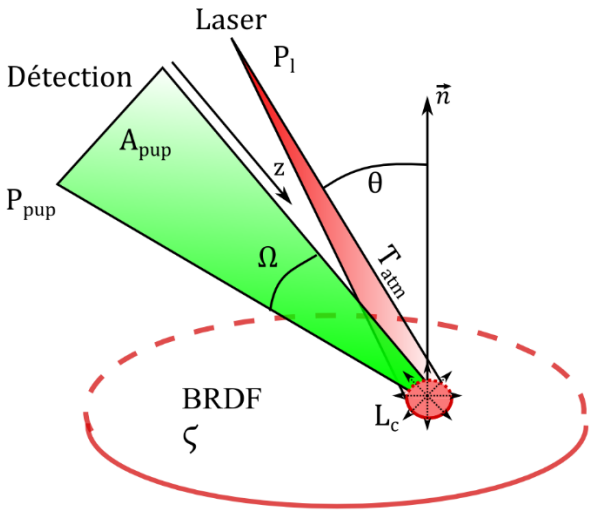


Figure 1-2: Représentation des différentes grandeurs physiques utilisées pour calculer la puissance captée par un lidar. P_l est la puissance optique émise par le laser, Θ est l'angle formé entre la normale à la cible (représentée par le vecteur $\vec{n}$) et la ligne de visée du laser, T_{atm} est la transmission atmosphérique, L_c est la luminance de la cible, Ω est l'angle solide de la cible vu par la pupille de réception, A_{pup} est l'aire de la pupille de réception, P_{pup} est la puissance optique sur la pupille de réception et BRDF et ζ représentent respectivement la Bi-directionnal Reflectance Distribution Function et l'albédo

On écrit alors pour une cible surfacique :

$$P_{pup} = L_c . A_{pup} . \Omega \qquad 1.5$$

Avec L_c la luminance de la cible surfacique (W.m^{-2}.sr^{-1}), A_{pup} l'aire de la pupille du télescope (m²) et Ω, l'angle solide de la cible vu par la pupille (sr). Pour une cible volumique (aérosols dans un volume d'atmosphère) on écrit :

$$dP_{pup} = L_v . A_{pup} . dz . \Omega \qquad 1.6$$

Avec L_v la luminance de la cible volumique (W.m^{-3}.sr^{-1}), dz la longueur du volume d'atmosphère sondé. Dans le cadre d'un lidar atmosphérique profileur ou intégré colonne, on peut faire l'approximation d'une cible lambertienne (aérosols ou surface rugueuse) afin de simplifier les calculs. Cela permet de faire les hypothèses suivantes :

- la cible diffuse dans toutes les directions,
- la luminance de la cible est indépendante de la direction de réflexion,
- la luminance de la cible est dépendante de la direction du flux incident.

Dans cette approximation, et pour une cible surfacique, on définit la BRDF (Bi-directionnal Reflectance Distribution Function) comme la proportion de signal diffusé par unité d'angle solide :

$$BRDF = \frac{\zeta}{\pi} . \cos(\theta) \qquad 1.7$$

Avec ζ, l'albédo de la cible et θ, l'angle formé par le laser et la normale à la surface de diffusion. Par définition, on peut exprimer la luminance de la cible comme le produit de la BRDF et l'éclairement de la cible par le laser :

$$L_c(\theta) = BRDF(\theta) . I_c \qquad 1.8$$

Avec I_c l'éclairement de la cible en W.m^{-2}.

$$I_c = \frac{P_l}{\pi w^2(z)} . T_{atm}(z) \qquad 1.9$$

Avec P_l la puissance du laser (W), w son rayon à 1/e^2 (m), T la transmission atmosphérique et z la distance entre le laser et la cible (m). D'après la partie 1.1.1, la transmission atmosphérique est le résultat de deux composantes : l'extinction, due à la diffusion, et l'absorption moléculaire. On peut écrire :

$$T_{atm}(z,\lambda) = \exp\left(-\int_0^z \left[\alpha_{ext}(z) + \sum_{i=1}^{n} VMR_{X_i} . \sigma_{abs,\, X_i}(z,\lambda) \right] . dz \right) \qquad 1.10$$

Avec n le nombre d'espèces absorbantes en présence, VMR_X (Volume Mixing Ratio) le rapport de mélange du composé X (ppm) et $\sigma_{abs,\, X}$ la section efficace d'absorption du composé X (exprimée en ppm^{-1}.m^{-1}).

Dans la situation où la cible est plus grosse que la taille du faisceau incident (la zone de diffusion est égale à la taille du faisceau laser sur la cible) on a alors :

$$P_{pup} = \frac{\zeta}{\pi} . \cos(\theta) . \frac{P_e . A_{pup}}{z^2} . T_{atm}^2(z) \qquad 1.11$$

Avec A_{pup}, l'aire de la pupille de réception. Pour une cible volumique, on remplace la BRDF par β_π, le coefficient de rétrodiffusion atmosphérique :

$$dP_{pup} = \beta_\pi . dz . \frac{A_{pup} . P_e}{z^2} . T_{atm}^2(z) \qquad 1.12$$

Où dz est la profondeur du volume d'atmosphère sondé. En pratique, à 2 µm on peut prendre $\beta_\pi = 10^{-6}$sr^{-1}.m^{-1} pour une atmosphère très chargée en aérosol, $\beta_\pi = 10^{-8}$sr^{-1}.m^{-1} pour une atmosphère peu chargée en aérosols (par exemple après une averse).

1.1.1.4 Puissance détectée pour un lidar hétérodyne

En détection hétérodyne, on utilise l'interférence produite par le signal reçu avec un signal continu extrait du laser, appelé Oscillateur Local (OL, de fréquence optique ν_{OL}, voir Figure 1-3). Cette méthode de détection présente une sensibilité accrue par rapport à la détection directe ainsi qu'un accès relativement simple à la mesure de vitesse de vent radiale (projetée sur la ligne de visée) qui peut s'avérer particulièrement attrayante dans le cadre de l'étude de flux [10]. Cette méthode de détection a été largement étudiée et documentée dans de précédentes études [40–42]. Je rappellerai ici les résultats les plus utiles pour cette étude, en particulier afin de discuter des performances du laser d'un lidar DIAL en détection hétérodyne. Le schéma d'un lidar en détection hétérodyne est présenté sur la Figure 1-3.

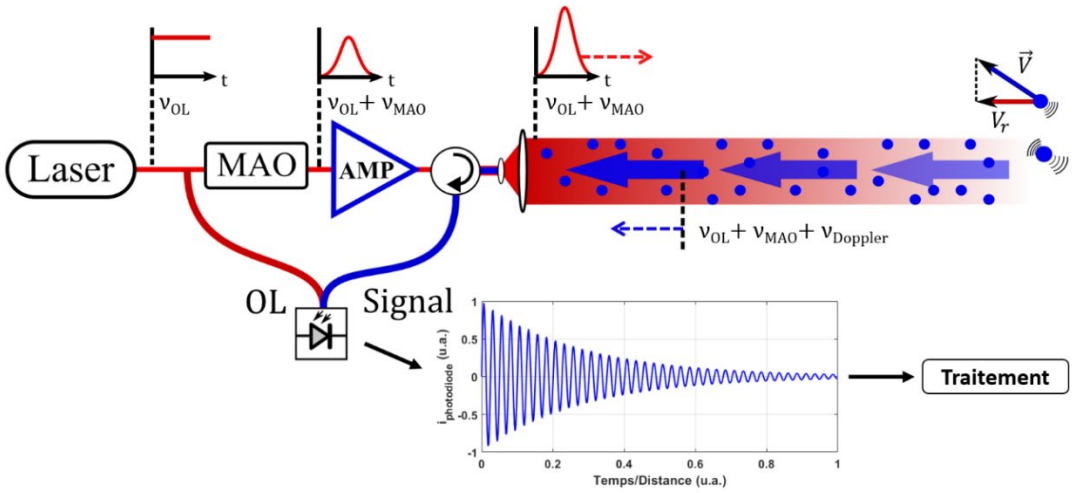


Figure 1-3: Schéma d'un lidar impulsionnel en détection hétérodyne. Les notations sont définies ci-après.

Comme expliqué dans [43], l'OL et le signal émis sont décalés en fréquence de la quantité notée υ_{MAO}. Ce décalage est généré au niveau du laser, souvent avec un Modulateur Acousto-Optique (MAO) dans la bande des radiofréquences (dizaines de MHz). De plus, le signal atmosphérique est affecté par le décalage Doppler qui est proportionnel à la composante radiale (notée V_r) du vecteur vitesse du vent (noté $\vec{V}$). La fréquence optique du signal reçu peut être vue comme la somme de la fréquence du laser (ν_{OL}), la fréquence MAO (ν_{MAO}) et la fréquence Doppler ($\nu_{Doppler}$). L'OL ne partage que la fréquence du laser avec le signal. Le mélange entre le signal et l'OL contient la somme et la différence des fréquences OL et signal. Au niveau du détecteur, la somme est filtrée car bien supérieure à la fréquence de coupure du détecteur. La différence correspond à la somme du décalage Doppler et de la fréquence MAO, et tombe ainsi dans la bande radiofréquence, facilement mesurable électroniquement. L'enveloppe temporelle du signal mesuré correspond à la puissance captée par le détecteur en fonction du temps (proportionnel à la distance) et est inversement proportionnel à la distance au carré (Eq.1.12).

Pour analyser le signal obtenu, on calcule sa Densité Spectrale de Puissance (DSP, représentée sur la Figure 1-4).

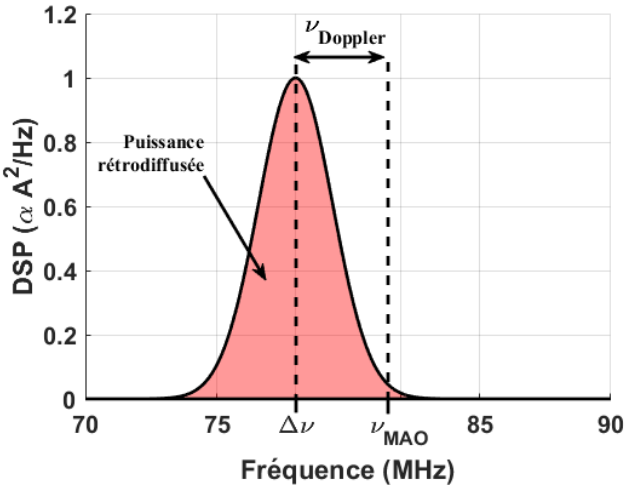


Figure 1-4: DSP du signal délivré par la photodiode en détection hétérodyne et représentation des informations extraites ($\nu_{Doppler}$ et puissance rétrodiffusée)

La puissance rétrodiffusée est déterminée à partir de l'intégrale de la DSP et la vitesse du vent par l'écart entre la fréquence ν_{MAO} et la fréquence de battement mesurée $\Delta\nu$. L'extraction de ces informations depuis la DSP est schématisée sur la Figure 1-4.

Le courant généré par une photodiode issu d'un champ incident E s'écrit :

$$i = S_{det}.\frac{\epsilon_0.c}{2}\int_0^{R_{pupille}} |E(\vec{r})^2|.d\vec{r} \qquad 1.13$$

Où i est le courant généré par la photodiode (A), S_{det} est la sensibilité du détecteur (A/W), c la vitesse de la lumière, ε_0 la permittivité du vide (F.m^{-1}), E le champ incident et r le vecteur position du point considéré. Dans l'approximation d'un champ spatialement gaussien, on peut écrire :

$$E(\vec{r}) = \sqrt{\frac{4.P}{\epsilon_0.c.\pi.w^2}e^{-\frac{|\vec{r}|^2}{w^2}}} \qquad 1.14$$

Où P est la puissance laser (W) et w la largeur à $1/e^2$ du champ (m). En détection hétérodyne, le champ E incident sur le détecteur s'exprime comme la somme des champs OL et signal :

$$E(\vec{r},t) = E_s(\vec{r}).e^{2.i.\pi.(\nu_{OL}+\Delta\nu).t} + E_{OL}(\vec{r}).e^{2.i.\pi.(\nu_{OL}).t} \qquad 1.15$$

Où ν_{OL} est la fréquence optique du laser et $\Delta\upsilon$ la somme de la fréquence MAO υ_{MAO} et du décalage Doppler $\upsilon_{Doppler}$. Le courant total généré, noté i_{tot}, s'écrit :

$$i_{tot}(t) = i_s(t) + i_{OL} + 2\sqrt{i_s(t).i_{OL}.\gamma_{het}}.\cos(2.\pi.\Delta\nu.t + \phi) \qquad 1.16$$

Où i_s et i_{OL} sont respectivement les courants générés par le signal et l'OL, γ_{het} le paramètre de recouvrement des ondes signal et OL (appelé rendement hétérodyne), $\Delta\upsilon$ la différence de fréquence entre le signal et l'OL et ϕ un paramètre de phase. γ_{het} est dépendant de la distance et peut être calculé par rétro-propagation de l'OL [41]. Toujours dans l'approximation d'un champ spatialement gaussien, on a :

$$\gamma_{het}(z) = \frac{2.\lambda^2}{\pi.A_{pup}}.z^2.\left(\frac{1}{w_l^2(z) + w_{OL}^2(z)}\right) \qquad 1.17$$

En pratique le rendement hétérodyne n'excède pas 0.4 à cause de la limite de diffraction et de la troncature du faisceau [44]. Une fois filtré autour de la fréquence $\Delta\upsilon$, seule la composante transitoire de i_{tot} est analysée en détection hétérodyne, appelée courant hétérodyne, notée i_{het} (voir Figure 1-5). Comme la moyenne temporelle de i_{het} est nulle (signal oscillant autour de 0), on caractérise la force du signal par la moyenne temporelle de sa puissance :

$$\langle i_{het}^2\rangle(t) = 2.i_s(t).i_{OL}.\gamma_{het} \qquad 1.18$$

Pour déterminer la puissance moyenne de i_{het}, on intègre le signal reçu pendant un intervalle de temps τ_c, correspondant à un volume d'atmosphère de profondeur $\Delta z=\tau_c.c/2$ à la distance z.

En injectant l'expression de la puissance reçue par le télescope (Eq.1.12), on peut écrire la puissance du courant généré par le détecteur à la distance z, intégrée sur la distance Δz, en fonction des puissances laser émise et OL :

$$\langle i_{het}^2\rangle_{\Delta z}(z) = \int_{z-\frac{\Delta z}{2}}^{z+\frac{\Delta z}{2}} 2.P_{l\left(t-\frac{2z}{c}\right)}.P_{OL}.S_{det}^2.(\beta_\pi(z).dz).z^{-2}.A_{pup}.\gamma_{het}(z).T_{atm}^2(z,\lambda) \qquad 1.19$$

Avec les hypothèses suivantes :

- les paramètres atmosphériques et instrumentaux ne varient pas sur un temps τ_c,
- z est assez grand pour négliger la variation de A_{pup}/z^2,
- τ_c est égale à la durée de l'impulsion laser ce qui permet d'écrire : $P_l.\Delta z \sim E_l.c/2$ (avec E_l l'énergie émise),

on peut simplifier l'équation du courant hétérodyne moyen par :

$$\langle i_{het}^2 \rangle_{\Delta z}(z) = 2.E_l.\frac{c}{2}.P_{OL}.S_{det}^2.\beta_\pi(z).z^{-2}.A_{pup}.\gamma_{het}(z).T_{atm}^2(z,\lambda) \qquad 1.20$$

Avec E_l l'énergie laser émise. Pour l'étude du lidar DIAL, on exprime souvent le courant hétérodyne moyen de la manière suivant :

$$\langle i_{het}^2 \rangle_{\Delta z}(z) = E_l.K(z).T_{atm}^2(z,\lambda) \qquad 1.21$$

Avec :

$$K(z) = c.P_{OL}.S_{det}^2.\beta_\pi(z).z^{-2}.A_{pup}.\gamma(z) \qquad 1.22$$

En détection hétérodyne, on utilise le Carrier-to-Noise Ratio (CNR), rapport porteuse à bruit en français, pour quantifier la force du signal :

$$CNR(z) = \frac{\langle i_{het}^2 \rangle}{\langle i_{bruit}^2 \rangle} \qquad 1.23$$

Sur la Figure 1-5, $\langle i_{het}^2 \rangle$ et $\langle i_{bruit}^2 \rangle$ sont représentées graphiquement sur les DSP du signal hétérodyne (DSP_{het}) et du bruit (DSP_{bruit}).

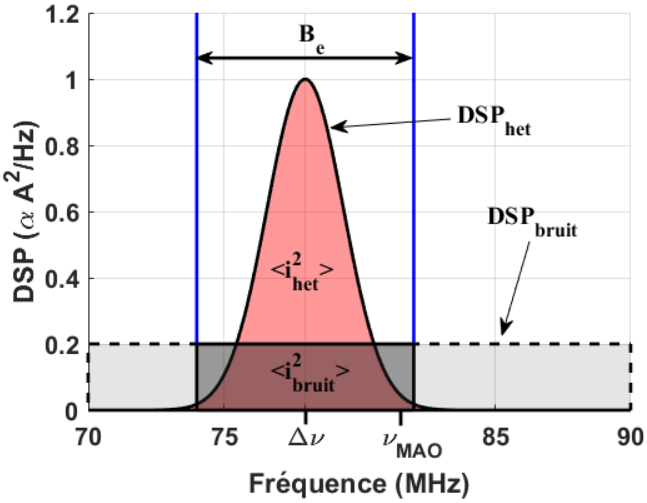


Figure 1-5: Représentation des données extraites ($\langle i_{het}^2 \rangle$ et $\langle i_{bruit}^2 \rangle$) depuis la DSP_{het} et la DSP_{bruit} pour le calcul du CNR

La puissance du courant de bruit $\langle i_{bruit}^2 \rangle$ s'écrit comme l'intégrale de la DSP_{bruit} sur la bande B_e qui correspond à la somme des variances du bruit d'intensité de l'OL (notée σ_{RIN}^2), du bruit de photon (notée σ_{shot}^2) et du bruit du détecteur (notée σ_{det}^2), intégrée sur la bande B_e (Hz) :

$$\langle i_{bruit}^2 \rangle = \int_{\Delta\nu-\frac{B_e}{2}}^{\Delta\nu+\frac{B_e}{2}} DSP_{bruit}.df = \left(\sigma_{shot}^2 + \sigma_{RIN}^2 + \sigma_{det}^2\right).B_e \qquad 1.24$$

où :

$\sigma_{shot}^2 = 2.e.S_{det}.P_{OL}$

$\sigma_{RIN}^2 = 10^{\frac{RIN}{10}}.S_{det}^2.P_{OL}^2$

$\sigma_{det}^2 = (S_{det}.NEP)^2$

Avec σ^2 la variance (A^2/Hz), e la charge électrique élémentaire (A), RIN le bruit d'intensité relatif (Relative Intensity Noise) (dB/Hz) et NEP la puissance de bruit équivalente du détecteur (Noise Equivalent Power) ($W/Hz^{1/2}$). Finalement et pour la suite de cette thèse, on définira la formule suivante pour le CNR :

$$CNR(z) = \frac{c.E_l.P_{OL}.S_{det}^2.\gamma_{het}(z).\beta(z).z^{-2}.A_{pup}.T_{atm}^2(z)}{\left[2.e.S_{det}.P_{OL} + 10^{\frac{RIN}{10}}.S_{det}^2.P_{OL}^2 + (S_{det}.NEP)^2\right].B_e} \qquad 1.25$$

On notera P_s et P_{bruit} les puissances de courant (A^2) du signal hétérodyne et du bruit :

$$P_s(z) = \langle i_{het}^2 \rangle_{\Delta z}(z) \qquad 1.26$$

$$P_{bruit} = \langle i_{bruit}^2 \rangle \qquad 1.27$$

On peut également noter que la puissance du courant total s'écrit : $P_{tot} = P_S + P_{bruit}$.

1.1.2 Statistique du signal hétérodyne

En lidar atmosphérique, le champ rétrodiffusé est une somme de champs électriques déphasés aléatoirement en raison de la rugosité de la cible diffusante. C'est ce que l'on appelle le phénomène de speckle (ou de tavelure transverse en français). La figure de speckle est constituée de taches sombres et brillantes, appelées grains de speckle, dont l'intensité I suit une loi de probabilité exponentielle négative. On a donc :

$$\sigma_I = \langle I \rangle \qquad 1.28$$

Où σ_I est l'écart type de la variable aléatoire I et $<I>$ sa moyenne. D'après [45], la puissance du signal hétérodyne P_S partage le même caractère aléatoire :

$$\sigma_{P_S} = \langle P_S + P_{bruit} \rangle \qquad 1.29$$

A partir de l'expression du CNR (Eq.1.23), on peut écrire :

$$\sigma_{P_S} = \langle P_S \rangle.\left(1 + \frac{1}{\langle CNR \rangle}\right) \qquad 1.30$$

Cette expression est valable pour un signal issu d'une tranche d'atmosphère infiniment fine. Lorsqu'on sonde un volume d'atmosphère de profondeur δd=c.δt/2, d'après [45], le rapport signal à bruit de P_S, noté SNR_P, s'exprime comme :

$$SNR_P = \frac{\langle P_S \rangle}{\sigma_{P_S}} = \frac{\sqrt{M_t}}{1 + \frac{1}{\langle CNR \rangle}} \qquad 1.31$$

Où M_t est le nombre de cellules de speckle indépendantes moyennes prises en compte pour l'estimation de P_S. D'après [15], M_t peut s'exprimer par :

$$M_t = \sqrt{1 + \left(\frac{\delta t}{\tau_c}\right)^2} \qquad 1.32$$

Où δt est la largeur temporelle de la porte numérique d'intégration et τ_c le temps de cohérence du laser. Ainsi, en intégrant sur une porte temporelle égale au temps de cohérence du signal, on obtient M_t=1.4. Pour augmenter le SNR, il faut moyenner plusieurs tirs. S'ils sont indépendants temporellement (speckle renouvelé), on obtient :

$$SNR_P = \frac{\sqrt{M_t N_{acc}}}{1 + \frac{1}{CNR}} \qquad 1.33$$

Avec N_{acc} le nombre de tirs moyennés.

Partie 1.2 Mesure de concentration par absorption différentielle

Le schéma général d'un lidar DIAL en détection hétérodyne est présenté sur la Figure 1-6.

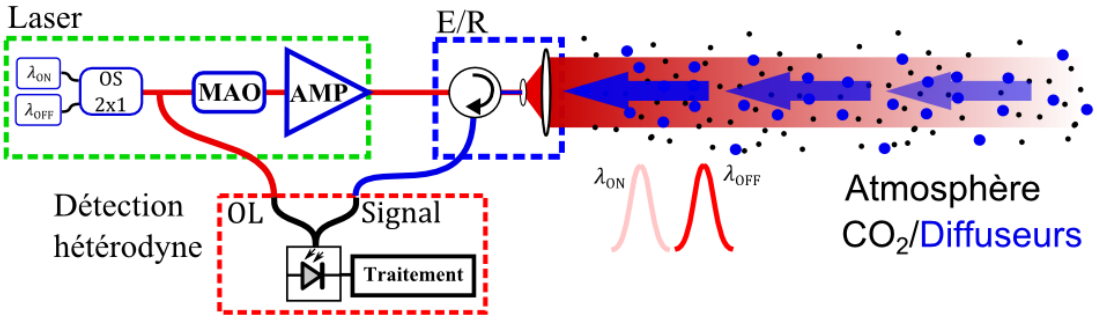


Figure 1-6: Schéma d'un lidar DIAL en détection hétérodyne

Le principe général de la mesure de concentration par absorption différentielle repose sur l'émission successive de rayonnements lasers à deux longueurs d'onde (ou plus), voisines d'une raie d'absorption du gaz d'intérêt. Sur la Figure 1-6, la bascule entre les longueurs d'onde est assurée par l'élément noté OS (pour Optical Switch). Au cours de la propagation dans l'atmosphère, la longueur d'onde notée λ_{ON} est progressivement absorbée par le gaz d'intérêt et l'autre ne l'est pas (λ_{OFF}). La transmission atmosphérique du CO_2 autour de 2051nm (bande d'intérêt dans cette thèse) est représentée sur la Figure 1-7 pour 2km de propagation ainsi que les longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}.

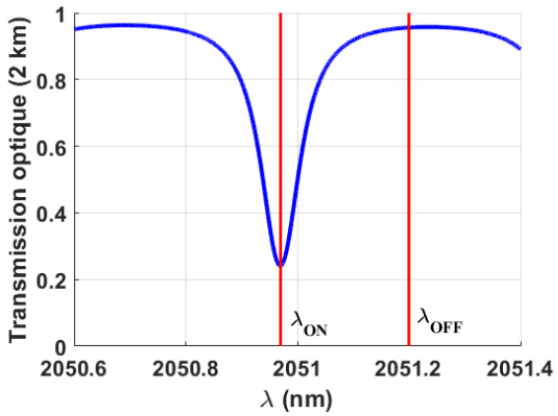


Figure 1-7: Transmission optique du CO_2 dans une atmosphère standard pour 2km de propagation (bleu) et positionnement des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} (rouge)

La différence de puissance des signaux rétrodiffusés par l'atmosphère ou par une cible dure, permet de déterminer la concentration du gaz d'intérêt par la loi de Beer-Lambert.

D'un point de vue sémantique, on distingue souvent la mesure DIAL (DIfferential Absorption Lidar) qui est résolue en distance sur la ligne de visée du lidar et la mesure IPDA ou IP-DIAL (Integrated-Path Differential Absorption ou Integrated-Path DIfferential Absorption Lidar) qui est intégrée spatialement entre le lidar et une cible.

1.2.1 Equation DIAL

L'équation DIAL permet de lier la puissance rétrodiffusée, mesurée par le lidar, à la concentration du gaz d'intérêt. D'après la loi de Beer-Lambert, l'absorption d'un flux de photon par un gaz dépend : de la section efficace d'absorption du gaz, de la longueur d'onde du rayonnement laser, de la concentration du gaz et de la distance de propagation. On peut écrire la loi de Beer-Lambert de la manière suivante :

$$T(R,\lambda) = \exp\left[-\int_0^R (VMR(z).\sigma_{abs}(z,\lambda))dz\right] \qquad 1.34$$

Avec T la transmission, R la distance de propagation, λ la longueur d'onde, VMR le rapport de mélange du gaz d'intérêt dans l'air sec, σ_{abs} la section efficace d'absorption (exprimée ici en $ppm^{-1}.m^{-1}$). On appelle épaisseur optique la variable notée τ qui s'exprime de la manière suivante :

$$\ln(T) = -\tau \qquad 1.35$$

A partir de l'équation 1.21, on peut écrire la puissance moyenne du courant hétérodyne à la distance R en faisant apparaitre l'épaisseur optique du gaz d'intérêt :

$$P_s(R,\lambda) = E_l(\lambda).K(R).\exp\left(-2\int_0^R \alpha_{ext}(z).dz\right).\exp[-2.\tau(R,\lambda)] \qquad 1.36$$

Où $E_l(\lambda)$ est l'énergie émise à la longueur d'onde λ, K(R) regroupe les paramètres du lidar qui sont indépendants de la longueur d'onde et α_{ext} l'extinction du faisceau par diffusion défini par l'équation 1.2. Le ratio des puissances aux longueurs d'onde λ_{OFF} et λ_{ON} à la distance R s'exprime alors :

$$\frac{P_s(R,\lambda_{OFF})}{P_s(R,\lambda_{ON})} = \frac{E_l(\lambda_{OFF})}{E_l(\lambda_{ON})}.\exp\left[2.\left(\tau(R,\lambda_{ON}) - \tau(R,\lambda_{OFF})\right)\right] \qquad 1.37$$

On note :

$$\Delta\tau(R) = \tau(R,\lambda_{ON}) - \tau(R,\lambda_{OFF}) = \int_0^R \left(VMR(z).\left(\sigma_{abs}(z,\lambda_{ON}) - \sigma_{abs}(z,\lambda_{OFF})\right)\right)dz \qquad 1.38$$

Où $\Delta\tau$ est l'épaisseur optique différentielle induite par le gaz d'intérêt. On note également :

$$WF(z) = \sigma_{abs}(z,\lambda_{ON}) - \sigma_{abs}(z,\lambda_{OFF}) \qquad 1.39$$

Où WF est la fonction de poids (Weighting Function) exprimée en $ppm^{-1}.m^{-1}$. Ainsi, à partir des puissances rétrodiffusées à la distance R aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}, on peut exprimer le rapport de mélange moyen entre le lidar et la distance R, $<VMR>_R$ exprimé en ppm avec la formule suivante :

$$\langle VMR\rangle_R = \frac{\Delta\tau(R)}{\int_0^R WF(z)dz} \qquad 1.40$$

A partir de l'équation 1.37, et l'expression de $\Delta\tau$ (Eq.1.38), on peut écrire le rapport de mélange moyen $<VMR>_R$ en fonction de $P_s(R\ ,\ \lambda_{ON/OFF})$:

$$\langle VMR\rangle_R = \frac{\frac{1}{2}\ln\left(\frac{P_s(R,\lambda_{OFF})}{P_s(R,\lambda_{ON})}.\frac{E_l(\lambda_{ON})}{E_l(\lambda_{OFF})}\right)}{\int_0^R WF(z)dz} \qquad 1.41$$

Cette équation donne le rapport de mélange moyen entre le lidar et la distance R (méthode IPDA). On peut noter que pour une mesure IPDA, il est nécessaire de connaitre le rapport des énergies émises $E_l(\lambda_{ON})/ E_l(\lambda_{OFF})$.

En combinant les rapports des puissances rétrodiffusées entre deux cases distances, on peut exprimer le rapport de mélange moyen dans un intervalle spatiale ΔR à la distance R du lidar (méthode DIAL) comme :

$$\langle VMR(R)\rangle_{\Delta R} = \frac{\frac{1}{2}\ln\left(\frac{P_s\left(R-\frac{\Delta R}{2},\lambda_{OFF}\right)}{P_s\left(R-\frac{\Delta R}{2},\lambda_{ON}\right)}.\frac{P_s\left(R+\frac{\Delta R}{2},\lambda_{ON}\right)}{P_s\left(R+\frac{\Delta R}{2},\lambda_{OFF}\right)}\right)}{\int_{R-\frac{\Delta R}{2}}^{R+\frac{\Delta R}{2}} WF(z)dz} \qquad 1.42$$

L'écriture non discrétisée de l'équation 1.42 donne :

$$VMR(z) = \frac{1}{2.WF(z)}.\frac{d}{dz}\ln\left(\frac{P_s(z,\lambda_{OFF})}{P_s(z,\lambda_{ON})}\right) \qquad 1.43$$

Par la suite, on notera α, le coefficient d'absorption différentiel (m^{-1}) :

$$\alpha(z) = \frac{1}{2}.\frac{d}{dz}\ln\left(\frac{P_s(z,\lambda_{OFF})}{P_s(z,\lambda_{ON})}\right) \qquad 1.44$$

1.2.2 Spectroscopie du CO_2

Pour optimiser la mesure DIAL, il faut répondre à une double contrainte : le choix d'une raie d'absorption adaptée pour l'application visée et la disponibilité d'une source laser adéquate à cette longueur d'onde.

Le choix de la raie d'absorption est fondamental pour la mesure de la concentration de CO_2. Plusieurs études se sont penchées sur cette question, en particulier au regard d'une application spatiale qui est l'une des plus exigeantes [33]. Le cahier des charges général est le suivant :

- faible absorption des autres espèces chimiques aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF},
- faible absorption de λ_{OFF},
- sécurité oculaire du laser (λ>1400 nm).

D'autres contraintes s'ajoutent dans le cadre d'une mesure spatiale :

- faible sensibilité à la température,
- dépendance de la raie à la pression adéquate avec la zone de l'atmosphère à sonder (par exemple pour l'analyse des flux de surface, il est préférable que la fonction de poids soit plus forte dans la basse troposphère).

Dans le cas du CO_2, plusieurs travaux ont permis d'identifier les régions du spectre les plus propices pour la télédétection spatiale. A travers les projets A-SCOPE [2] (ESA) et ASCENDS [46] (NASA), les raies d'absorption R16 à 1.57µm et R30 à 2.05µm ont été reconnues comme les plus favorables pour une mission spatiale.

La raie d'absorption R16 présente notamment une faible interaction avec la vapeur d'eau. La forte variabilité de sa concentration induit donc peu de biais sur la mesure de CO_2. La raie R30 quant à elle présente des propriétés spectroscopiques particulièrement adaptées à l'étude de la basse troposphère depuis l'espace, permettant de relâcher les exigences sur les propriétés optiques de la source laser (énergie et stabilité en fréquence essentiellement).

Les études de la raie R30, qui sera celle utilisée pour cette thèse, ont montré que la longueur d'onde optimale pour le signal $P_S(\lambda_{OFF})$ est à 2051.2 nm et que le flanc « hautes longueurs d'onde » de la raie est le plus adéquat pour le positionnement de λ_{ON} en particulier pour limiter l'interaction avec la vapeur d'eau [33,34] (Figure 1-8).

Le laser développé dans cette thèse émet précisément autour de la raie d'absorption R30. Dans le cadre de ce travail, l'application spatiale n'est pas encore envisagée dans le détail. Cependant, cela pourrait devenir l'une des perspectives principales (et probablement la plus exigeante) de ce travail. En ce sens, l'étude des performances du lidar est donc faite ici pour les mêmes positionnements des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} que ceux précisés dans le paragraphe précédent (λ_{OFF} à 2051.2nm et λ_{ON} entre le centre de la raie R30 et λ_{OFF}). Ils sont représentés sur la Figure 1-8.

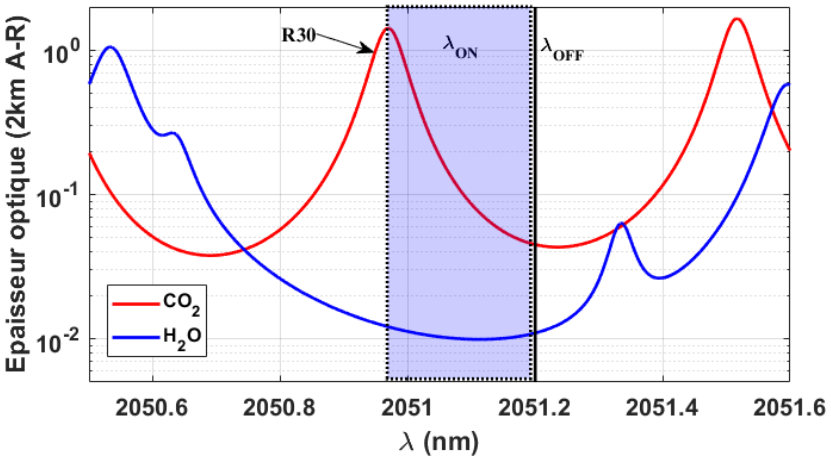


Figure 1-8: Positionnement des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} pour cette étude. La courbe rouge représente l'épaisseur optique du CO_2 dans une atmosphère standard pour 2 km de propagation, la courbe bleue représente l'épaisseur optique de la vapeur d'eau (atmosphère saturée en humidité) et la zone coloriée en violet est la zone où peut être positionnée λ_{ON}.

1.2.3 Précision de mesure

Dans cette partie, je mets en évidence les différentes sources de biais et d'erreur aléatoire qui influent sur la mesure DIAL. Pour cela, je détaille pour chaque paramètre de l'équation DIAL, définie dans la partie 1.2.1, la sensibilité de la mesure de CO_2 et son incertitude associée.

1.2.3.1 Cadre de l'étude

En fonction du scénario de mesure considéré, les performances d'un lidar DIAL sont susceptibles de largement différer. Cette thèse n'ayant pas pour but d'étudier un scénario précis, je me place dans un cas simple où la ligne de visée du lidar est horizontale. On considère les conditions de pression et température sur la ligne de visée invariables. La pression est fixée à 1020 hPa (pression atmosphérique de surface moyenne en Île-de-France) et une température de 20°C. Ainsi la fonction de poids WF est considérée constante sur toute la ligne de visée. L'impact de la concentration en vapeur d'eau est étudié dans la partie associée et considérée nulle dans le reste du chapitre. Également, je détaille la précision de mesure DIAL dans le cadre de l'utilisation de la raie d'absorption R30 du CO_2 autour de 2051 nm. On peut noter que cette raie d'absorption a été largement étudiée dans de précédents travaux en particulier pour une application spatiale [2,33,46]. L'ensemble de ces paramètres est résumé dans le Tableau 1-3.

Tableau 1-3: Scénario de mesure

Paramètre	Valeur	Commentaire
CO_2	420 ppm	Valeur moyenne en 2020 Variation journalière max ~ 30 ppm
H_2O	0%	Profil sec sauf pour l'étude associée
Pression	1020 hPa	Pression de surface
Température	20°C	~
Ligne de visée	Horizontale	Paramètres atmosphériques supposés invariables
Raie d'absorption	R30 (2051 nm)	~

1.2.3.2 Biais

Dans cette sous-partie, je détaille les différentes sources de biais. Je fais référence à ces sources de biais dans la section 1.3.2.1 pour faire le lien entre les performances du lidar et les propriétés optiques de la source laser.

Biais sur l'estimation de la fonction de poids

Si l'estimation de la fonction de poids est biaisée, alors le VMR l'est aussi. On rappelle que WF est la fonction de poids ($ppm^{-1}.m^{-1}$) et on note WF_{biais} le biais sur cette dernière ($ppm^{-1}.m^{-1}$). D'après l'équation 1.43, la variation relative du VMR est égale à la variation relative de la WF. On a donc :

$$VMR_{biais} = VMR.\frac{\mathrm{WF_{biais}}}{WF} \qquad 1.45$$

Où VMR_{biais} est le biais de mesure du VMR et WF_{biais} le biais sur la WF. Les liens entre les paramètres instrumentaux et le biais sur la fonction de poids sont détaillés dans la partie 1.3.2.1. Deux sources de biais y sont discutées : le positionnement spectral des longueurs d'onde ainsi que la largeur spectrale de rayonnement émis.

A titre d'exemple, la principale source de biais pour l'estimation de la fonction de poids est le positionnement de la longueur d'onde λ_{ON}. Pour un positionnement de λ_{ON} aux alentours du centre de raie ($WF \sim 1.65 \cdot 10^{-6} ppm^{-1}.m^{-1}$), un biais sur la fonction de poids de $0.5.10^{-8} ppm^{-1}.m^{-1}$ (soit 1.25ppm de biais sur le VMR) correspond à une dérive en longueur d'onde inférieure à 0.3pm (20MHz).

Effet de la vapeur d'eau

Comme mentionné dans la partie précédente, il est important de sélectionner une bande spectrale dans laquelle l'absorption du gaz d'intérêt est largement dominante devant celle des autres gaz. Il faut accorder une attention particulière à la vapeur d'eau dont la concentration atmosphérique peut varier de 0% (au niveau des pôles par exemple) à plus de 5% (profil tropical).

Si on ne prend pas en compte la concentration en vapeur d'eau pour une mesure DIAL, cela est équivalent à biaiser l'estimation de l'épaisseur optique de la manière suivante :

$$VMR_{mesuré} = \frac{1}{2.\mathrm{WF_{CO_2}}.\Delta z}\left(\Delta\tau_{CO_2} + \Delta\tau_{H_2O}\right) \qquad 1.46$$

Le biais entre le VMR du CO_2 et la valeur mesurée s'écrit :

$$VMR_{biais} = \frac{1}{2.\mathrm{WF}_{\mathrm{CO}_2}.\Delta z}.\Delta\tau_{H_2O} \qquad 1.47$$

Sur la Figure 1-9 sont tracées, à pression et température constante, les épaisseurs optiques pour 2km de propagation, de la vapeur d'eau pour des concentrations de 1%, 1.6% et 2.3% (saturation en humidité pour le profil P/T° choisi), ainsi que celle du CO_2 pour une concentration de 420 ppm autour de 2051 nm.

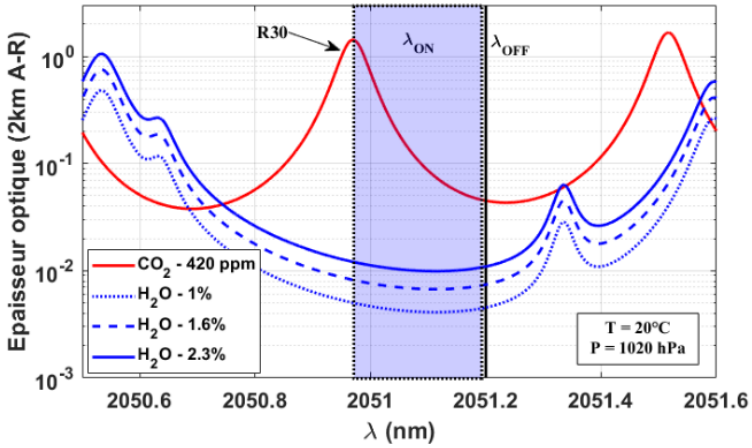


Figure 1-9: Epaisseur optique du CO_2 (rouge, pour 2km de propagation) et épaisseur optique de la vapeur d'eau pour différentes concentrations (bleu, pour 2km de propagation). La température est de 20°C, pour laquelle la saturation en humidité est de 2.3% à pression atmosphérique de surface (1020hPa). La longueur d'onde λ_{OFF} est représentée par le trait plein vertical (2051.2nm) et le positionnement de λ_{ON} est représenté par le rectangle coloré en violet.

A partir des données de la Figure 1-9, on peut calculer, pour les différentes concentrations en vapeur d'eau, le biais induit sur la mesure de CO_2 à partir de l'équation 1.47. La Figure 1-10 représente ce biais en ppm (isocontours) en fonction des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} pour une concentration en vapeur d'eau de 1% et 2.3% (saturation).

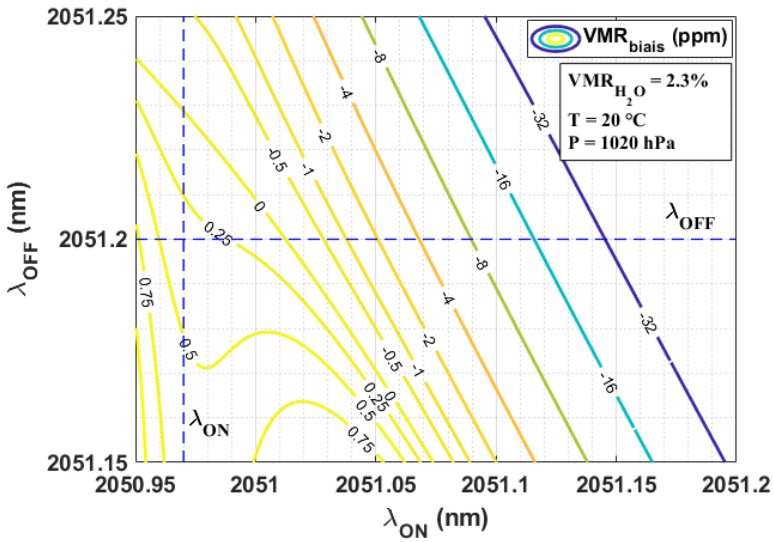


Figure 1-10: Biais induit par la vapeur d'eau en ppm (isocontours) en fonction du positionnement de λ_{ON} et λ_{OFF} pour une humidité de 2.3% (saturation en humidité). La ligne horizontale bleue pointillée représente le positionnement de λ_{OFF} mentionné dans la partie 1.2.2 et la ligne verticale, le centre de la raie R30

On peut voir que si la concentration en vapeur d'eau n'est pas prise en compte dans l'équation DIAL, on peut obtenir plusieurs ppm de biais. Pour λ_{OFF} placée à 2051.2nm et λ_{ON} au centre de raie, une concentration en vapeur d'eau de 2.3% engendre moins de 0.5ppm de biais. Pour un scénario où la fonction de poids ne varie pas sur la ligne de visée, on peut annuler le biais induit par la vapeur d'eau en positionnant λ_{ON} à 2051.01nm.

Cependant, ces biais sont relativement faibles comparés aux différentes sources de biais qui sont évoquées dans la partie 1.3.2.1.

Pureté spectrale

Dans l'équation 1.43 (équation DIAL), on suppose que le rayonnement aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} est purement monochromatique. A ces longueurs d'onde, la puissance reçue sur le détecteur est notée $P_S(\lambda_{ON})$ et $P_S(\lambda_{OFF})$. Cependant, le rayonnement laser contient d'autres composantes spectrales, identifiées par l'exposant ξ, notées $\lambda^{(\xi)}$. On note $P_\xi(\lambda^{(\xi)})$, la puissance reçue sur le détecteur provenant de la composante spectrale secondaire $\lambda^{(\xi)}$. En pratique, la principale composante spectrale secondaire $\lambda^{(\xi)}$ est à la longueur d'onde λ_{ON} quand on émet λ_{OFF} et inversement. Ceci étant le résultat de la capacité du dispositif utilisé pour basculer d'une longueur d'onde à l'autre (en l'occurrence le switch optique noté OS sur la Figure 1-6), à isoler optiquement une voie par rapport à l'autre.

On note P(λ,z), la puissance mesurée à la distance *z*, interprétée comme étant à la longueur d'onde *λ* :

$$P(\lambda, z) = P_S(\lambda, z) + \sum_{\xi=1}^{n} P_\xi(\lambda^{(\xi)}, z) \qquad 1.48$$

Où *n* est le nombre de composantes spectrales secondaires. A partir de cette notation de P(λ,z), on peut écrire l'équation 1.43 de la manière suivante :

$$VMR + VMR_{biais} = \frac{1}{2.WF} \cdot \frac{\mathrm{d}}{dz} \ln\left(\frac{P_S(\lambda_{OFF}, z) + \sum_{\xi=1}^{n} P_\xi(\lambda_{\mathrm{OFF}}^{(\xi)}, z)}{P_S(\lambda_{ON}, z) + \sum_{\xi=1}^{n} P_\xi(\lambda_{\mathrm{ON}}^{(\xi)}, z)}\right) \qquad 1.49$$

On introduit la notation suivante :

$$\epsilon(\lambda, z) = \frac{\sum_{\xi=1}^{n} P_\xi(\lambda^{(\xi)}, z)}{P_S(\lambda, z)} = \frac{\sum_{\xi=1}^{n} \chi(\lambda^{(\xi)}).T_{atm}^2(z, \lambda^{(\xi)})}{T_{atm}^2(z, \lambda)} \qquad 1.50$$

Où ϵ(λ,z) est le ratio entre la puissance des composantes secondaires ($\lambda^{(\xi)}$) et la composante spectrale principale (λ) à la distance z et $\chi(\lambda^{(\xi)})$ représente le ratio entre la composante spectrale secondaire $\lambda^{(\xi)}$ et la composante principale en sortie de laser. En d'autres termes, $\chi(\lambda^{(\xi)})$ représente l'extinction de la composante spectrale $\lambda^{(\xi)}$ par rapport à la composante principale. On peut noter que : $\sum_{\xi=1}^{n} \chi(\lambda^{(\xi)}) = \epsilon(\lambda, 0)$. Dans la littérature, on trouve souvent le terme « pureté spectrale », qui correspond à la puissance laser à la longueur d'onde désirée (dans un intervalle donné) divisée par la puissance totale. On peut lier la pureté spectrale à $\chi(\lambda^{(\xi)})$ et *n* de la manière suivante :

$$Pureté\ spectrale\ (\lambda) = 1 - \sum_{\xi=1}^{n} \chi(\lambda^{(\xi)}) \qquad 1.51$$

Par identification dans l'équation 1.49, on peut écrire VMR_{biais} de la manière suivante :

$$VMR_{biais} = \frac{1}{2.WF}.\frac{\mathrm{d}}{dz}\ln\left(\frac{1+\epsilon(\lambda_{OFF},z)}{1+\epsilon(\lambda_{ON},z)}\right) \qquad 1.52$$

Ce raisonnement est valable en détection directe (qui intègre tout le spectre du signal rétrodiffusé). Cependant, en détection hétérodyne il faut également considérer la pureté spectrale de l'OL qui joue un rôle de filtre spectral.

D'après l'équation 1.19, le courant hétérodyne est proportionnel au produit $P_L.P_{OL}$ donc si on ajoute la pureté spectrale discutée précédement on a :

$$\langle i_{het}^2\rangle(z)\ \alpha\ \left(1+\sum_{\xi=1}^{n}\chi_l(\lambda^{(\xi)})\right).P_l.\left(1+\sum_{\xi=1}^{n}\chi_{OL}(\lambda^{(\xi)})\right).P_{OL} \qquad 1.53$$

Où χ_l et χ_{OL} sont respectivement les ratios entre les *n* composantes spectrales secondaires et la composante principale du signal émis et de l'OL. A partir de l'équation 1.50, on peut écrire :

$$\epsilon(\lambda,z) = \frac{\sum_{\xi=1}^{n}\chi_l(\lambda^{(\xi)}).\chi_{OL}\left({}^{\xi}\lambda\right).T_{atm}^2(z,\lambda^{(\xi)})}{T_{atm}^2(z,\lambda)} \qquad 1.54$$

Ainsi, en détection hétérodyne, le biais induit par la pureté spectrale du laser dépend à la fois de celle du rayonnement émis et de celle de l'OL. Le biais induit sur le VMR est donné sur la Figure 1-11 en fonction de la distance de propagation et du produit $\chi_l.\chi_{OL}$ pour la détection hétérodyne et χ_l uniquement pour la détection directe.

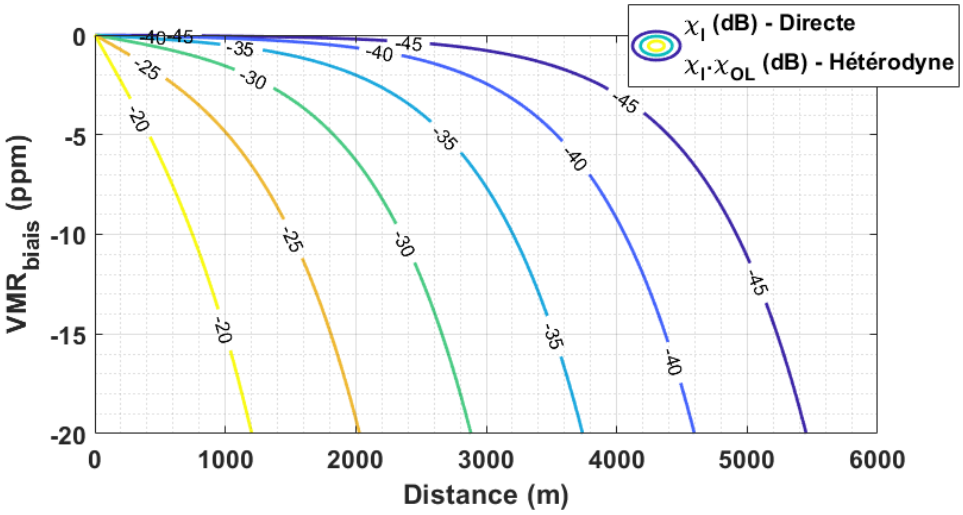


Figure 1-11: Biais en fonction de la distance de propagation induit par la pureté spectrale en dB avec λ_{OFF} positionnée à 2051.2nm et λ_{ON} est au centre de raie (cas le plus défavorable).

Ici, on ne considère qu'une seule composante spectrale secondaire (n=1) pour chacun des signaux $P(\lambda_{ON},z)$ et $P(\lambda_{OFF},z)$ et que la pureté spectral du signal émis et de l'OL sont égales aux deux longueurs d'onde. Comme mentionné ci-dessus, la principale composante secondaire est à la longueur d'onde λ_{ON} quand on émet λ_{OFF} et inversement. On a alors :

$$\lambda_{ON}^{(\xi)} = \lambda_{OFF}$$

$$\lambda_{OFF}^{(\xi)} = \lambda_{ON}$$

1.2.3.3 Erreur aléatoire

Nous allons maintenant nous intéresser aux sources d'erreurs statistiques dans l'équation DIAL. L'objectif ici est uniquement de montrer comment l'erreur statistique associée aux grandeurs physiques mesurées (en particulier la puissance du signal rétrodiffusé P_S) se répercute sur la mesure de CO_2. Les liens entre les propriétés optiques du laser et l'erreur statistique des grandeurs physiques mesurées sont détaillés dans la partie 1.3.2.2.

Pour une variable aléatoire f, fonction de variables aléatoires indépendants x_i d'écart type σ_i, l'écart type de la variable aléatoire f s'écrit :

$$\sigma_f^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2 \qquad 1.55$$

En appliquant l'équation 1.55 à l'équation 1.43, on obtient l'erreur aléatoire commise sur le VMR :

$$\sigma_{VMR} = \frac{1}{2.WF.\Delta z}.\sqrt{\frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{ON})} + \frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{ON})}} \qquad 1.56$$

Où SNR_P est le rapport signal à bruit explicité dans l'équation 1.31. Les dispersions statistiques de WF et Δz sont supposées faibles devant celle de P_S. Cette équation est valable dans l'hypothèse où tous les tirs aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} sont statistiquement indépendants. Dans le cas contraire, l'erreur aléatoire sur le VMR s'écrit comme suit d'après [37] :

$$\sigma_{VMR} = \frac{1}{2.WF.\Delta z}.\sqrt{\frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{ON})} + \frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{ON})} - \frac{2.\rho_{ON-OFF}\left(P_S(\lambda_{ON}), P_S(\lambda_{ON})\right)}{SNR_P(\lambda_{ON}).SNR_P(\lambda_{OFF})}} \qquad 1.57$$

Où $\rho_{ON-OFF}\left(P_S(\lambda_{ON}), P_S(\lambda_{ON})\right)$ est le coefficient de corrélation entre les puissances rétrodiffusées aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}. Le coefficient de corrélation s'exprime de la manière suivante :

$$\rho(X,Y) = \frac{cov(X,Y)}{\sigma_X.\sigma_Y} \qquad 1.58$$

Où X et Y sont des variables aléatoire et cov est la fonction de covariance.

Il apparait directement qu'une mesure intégrée sur une grande distance permet de réduire l'erreur statistique. C'est généralement ce qu'on cherche à faire en utilisant une méthode intégrée (IPDA) qui permet, au détriment de la résolution spatiale du lidar, d'améliorer drastiquement sa précision de mesure. De plus, dans le cadre d'une mesure intégrée, on a généralement des signaux de plus grandes amplitudes (diffusion sur une cible dure et non sur un volume d'atmosphère) ce qui peut également augmenter le rapport signal à bruit.

On peut également augmenter la fonction de poids mais dans ce cas on réduit la portée du lidar à la longueur d'onde λ_{ON} en raison de l'augmentation de l'absorption.

Partie 1.3 Exigences pour la source laser

Dans cette partie, je définis les exigences pour une source laser visant à répondre à l'application DIAL. Dans un premier temps, je discute les exigences fondamentales que requière cette application puis les

exigences plus spécifiques au mode de détection hétérodyne qui sera utilisé dans cette thèse. Enfin, je fais le lien entre les propriétés optiques d'un laser et son aptitude à répondre à l'application DIAL au regard des sources de biais et d'erreur aléatoire décrites précédemment.

1.3.1 Fondamentaux pour la source laser

Comme nous l'avons vu, la mesure DIAL requière l'estimation de trois paramètres :

- la télémétrie (Δz),
- la fonction de poids (WF),
- la puissance des signaux rétrodiffusés ($\Delta\tau$ à travers P_S).

L'une des exigences fondamentales pour la source laser est de pouvoir fournir au système lidar associé un moyen télémétrique. Parmi les études menées, notamment dans le programme ASCENDS [46], deux méthodes sont référencées. La première, la plus répandue et qui sera utilisée dans cette thèse, consiste à fournir la mesure télémétrique par l'émission d'impulsions lasers et le principe de chronométrie du temps d'aller-retour des impulsions. La seconde consiste à émettre un flux laser continu avec une modulation en amplitude. La modulation en amplitude suit par exemple une rampe de fréquence qui, une fois démodulée, fournit la mesure télémétrique.

Il existe également plusieurs approches pour l'estimation de la WF. La stabilisation en fréquence du laser est souvent utilisée car elle permet de fixer la WF ce qui présente un avantage important pour des applications à forte contraintes comme la mesure spatiale [47,48]. On peut également recourir à une calibration préalable des longueurs d'onde comme dans [42] ou à une mesure simultanée (en continu) de la WF comme présentée dans le Chapitre 3.

La mesure de $\Delta\tau$ est extraite de la mesure des puissances rétrodiffusées aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}.

Il est essentiel de fournir un rayonnement de faible largeur spectrale. En première intention, on peut poser comme exigence que la largeur spectrale du laser doit être faible devant la largeur de la raie d'absorption. A 2.05µm, et à pression atmosphérique, la raie R30 fait environ 4GHz de large (FWHM – Full Width Half Maximum). Pour des lasers impulsionnels, on cherche souvent à atteindre la limite de Fourier. Cet aspect permet également de maximiser le contraste entre le signal hétérodyne et le plancher de bruit en détection hétérodyne, ce qui améliore la qualité du signal.

Le laser doit également être accordable en longueur d'onde. A minima, il doit couvrir les longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}.

On peut également ajouter que la source laser doit être linéairement polarisée pour l'utilisation d'une détection hétérodyne. En effet, la détection hétérodyne suppose un battement interférentiel entre une onde de référence et le signal qui doivent partager le même état de polarisation.

1.3.2 Sensibilité de mesure aux paramètres laser

1.3.2.1 Biais

Positionnement spectral

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3.2, un biais sur l'estimation de la fonction de poids engendre un biais sur l'estimation du VMR (Eq.1.45). Le biais sur l'estimation de la fonction de poids (WF_{biais}) peut être induit par une dérive de la longueur d'onde du laser. A partir de l'équation 1.39, on peut écrire

le biais sur la fonction de poids en fonction d'une dérive sur la fréquence optique *dv* de la manière suivante :

$$\frac{WF_{biais}}{d\nu} = \frac{dWF}{d\nu} = \frac{d\sigma_{abs}(\lambda_{ON})}{d\nu} - \frac{d\sigma_{abs}(\lambda_{OFF})}{d\nu} \qquad 1.59$$

Le biais sur la section efficace d'absorption pour une dérive *dv* de la fréquence optique en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la Figure 1-12.

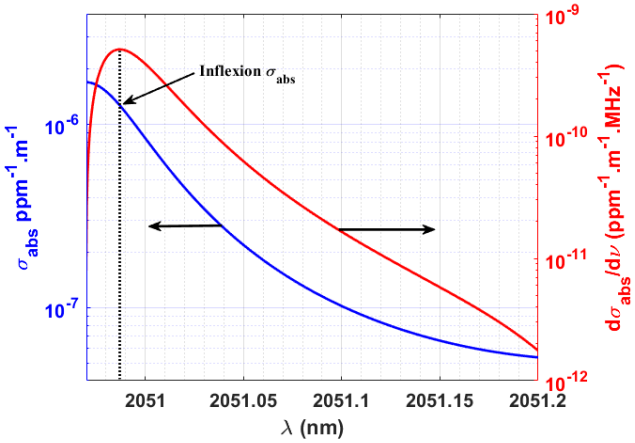


Figure 1-12: Biais sur l'estimation de σ_{abs} pour une dérive de la fréquence optique dv (MHz) en fonction de la longueur d'onde (rouge) et σ_{abs} (bleu).

Le biais sur $\sigma_{abs}(\lambda_{OFF})$ (2051.2nm) est marginal devant celui de $\sigma_{abs}(\lambda_{ON})$ en particulier pour λ_{ON} proche du point d'inflexion de σ_{abs}, à 2050.99nm, définit par l'annulation de sa dérivée seconde. A partir des équations 1.59 et 1.45, on peut déterminer le biais sur le VMR pour une dérive en longueur d'onde *dv* :

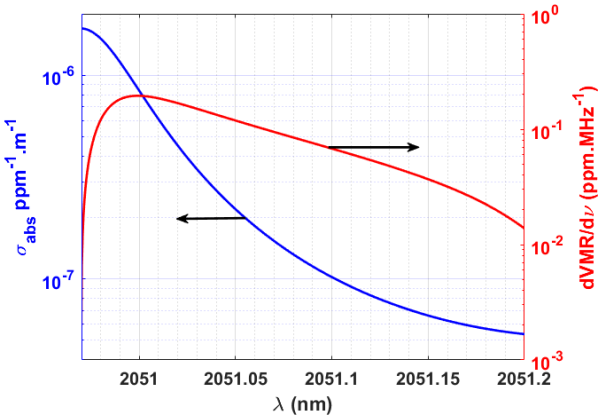


Figure 1-13 : Biais sur le VMR (ppm/MHz) pour une dérive de la fréquence optique dv (rouge) et σ_{abs} (bleu).

La Figure 1-13 montre que le biais sur le VMR (courbe rouge) représente au maximum 0.2ppm/MHz pour un positionnement de λ_{ON} proche du point d'inflexion de σ_{abs} à 2051.0nm. Dans le Tableau 1-4, j'ai regroupé des exemples numériques de dérive en longueur d'onde sur λ_{ON} et λ_{OFF} qui engendre un biais sur le VMR de 1% (4ppm) et 0.1% (0.4ppm).

Tableau 1-4: Dérive en en fréquence de λ_{ON} et λ_{OFF} engendrant 1% et 0.1% de biais sur le VMR. Deux positions de λ_{ON} sont mentionnées : une au centre de raie et l'autre sur au point d'inflexion de σ_{abs} (flanc)

λ fixée	**λ_{OFF} = 2051.2 nm**		**λ_{ON} (centre)**	**λ_{ON} (flanc)**
λ dérivante	**λ_{ON} (centre)**	**λ_{ON} (flanc)**	**λ_{OFF} = 2051.2 nm**	
Dérive pour 1% d'erreur (±)	200 MHz	20 MHz	7 GHz	5 GHz
Dérive pour 0.1% d'erreur (±)	7 MHz	2 MHz	2 GHz	1.5 GHz

Largeur spectrale

La largeur spectrale du laser est également un vecteur de biais pour l'estimation de la fonction de poids et donc pour le VMR comme expliqué dans la partie 1.2.3.2. Dans l'équation 1.43, la fonction de poids WF est donnée à partir des sections efficaces aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} qui correspondent à la longueur d'onde centrale d'émission du laser. En d'autres termes, on assimile le spectre du laser à un Dirac. Pour un rayonnement laser de répartition spectrale en intensité S_l (m^{-1}, d'intégrale unitaire) et de longueur d'onde central λ_0, la section efficace d'absorption effective σ_{abs}^{eff} s'exprime :

$$\sigma_{abs}^{eff} = \int_0^{\infty} S_l(\lambda, \lambda_0).\sigma_{abs}(\lambda)d\lambda \qquad 1.60$$

Où λ_0 est la longueur d'onde centrale d'émission du laser. On note σ_{abs}^{biais}, la différence entre la section efficace d'absorption à la longueur d'onde λ_0 et la section efficace d'absorption effective du rayonnement de répartition spectrale en intensité S_l :

$$\sigma_{abs}^{biais} = \sigma_{abs}(\lambda_0) - \sigma_{abs}^{eff} \qquad 1.61$$

La fonction de poids WF est alors biaisée de la quantité WF_{biais} :

$$WF_{biais} = \sigma_{abs}^{biais}(\lambda_{OFF}) - \sigma_{abs}^{biais}(\lambda_{ON}) \qquad 1.62$$

A partir de l'équation 1.45, on peut déterminer le biais induit par la largeur spectrale du laser sur le VMR. Pour calculer ce biais, je considère un rayonnement dont la répartition en intensité S_l est gaussienne et de largeur à mi-hauteur Δν (Hz). La Figure 1-14 donne le biais en ppm sur le VMR en fonction de la longueur d'onde λ_{ON} et de la largeur spectrale du laser par application numérique des équations 1.45, 1.60 et 1.62.

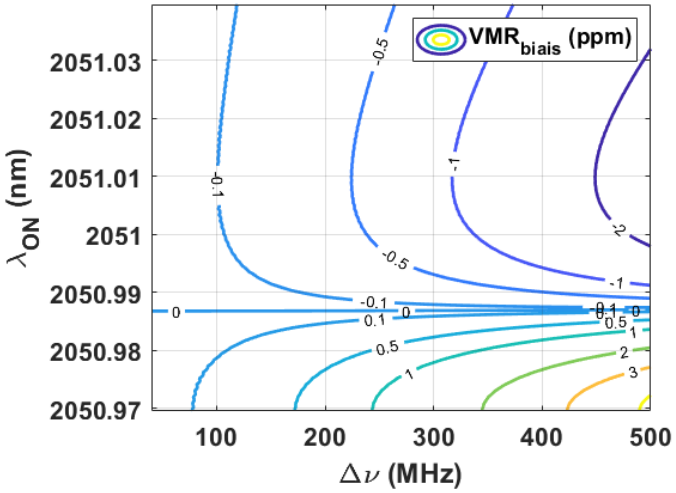


Figure 1-14: Biais sur le VMR en ppm (isocontour) induit par la largeur spectrale du laser (abscisse) en fonction de la longueur d'onde λ_{ON} (ordonné).

Le biais induit par la largeur spectrale du laser n'excède pas 4ppm pour une largeur spectrale inférieure à 500MHz et est inférieur à 1ppm pour une largeur spectrale inférieure à 250MHz.

Par la suite, nous allons voir que le biais induit par la largeur spectrale du laser est marginal devant les autres sources de biais, notamment car le laser utilisé présente une largeur spectrale inférieur à 10MHz. Cependant, ce calcul permet de justifier, en partie, l'utilisation d'un laser avec une grande finesse spectrale, qui est une contrainte importante en particulier pour la montée en puissance des sources laser fibrées.

<u>Pureté spectrale</u>

Dans la partie 1.2.3.2, nous avons également montré l'impact de la pureté spectrale du laser sur la mesure de CO_2. En détection hétérodyne, le battement interférentiel permet de filtrer spectralement le signal très finement. Seules les composantes spectrales présentes à la fois dans l'OL et le signal donnent naissance à un battement interférentiel et donc à un courant hétérodyne. En d'autres termes, on peut dire que le spectre de l'OL joue le rôle de filtre spectral, dont les composantes représentent les pics de transmission et dont la largeur est imposée par la bande d'intégration numérique sur le signal hétérodyne.

En pratique, dans le cadre du développement d'un laser pour une application DIAL en détection hétérodyne, le spectre de l'OL et du signal sont affectés conjointement par :

- le degré d'isolation du switch optique,
- le niveau de suppression des modes secondaires de l'injecteur.

Dans un laser à base d'amplificateurs fibrés (comme celui représenté sur la Figure 1-6), la pureté spectrale du laser est en partie conditionnée par celle obtenue à la sortie du switch optique (OS). A titre d'exemple, un switch optique commercial permet d'obtenir une pureté spectrale de l'ordre de 20dB. Le ratio de suppression des modes secondaire pour une diode laser est supérieure à 40dB.

<u>Différence des puissances OL</u>

Dans le cadre d'une mesure IPDA en détection hétérodyne, une différence de puissance de l'OL aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} est également une source de biais. D'après l'équation 1.19, la puissance du signal $P_S(\lambda,z)$ dépend de la puissance optique de l'OL. On peut alors écrire le biais sur le VMR induit par la différence des puissances OL comme :

$$VMR_{biais} = \frac{1}{2.WF.R}.\ln\left(\frac{P_{OL}(\lambda_{OFF})}{P_{OL}(\lambda_{ON})}\right) \qquad 1.63$$

Le biais induit est donc dépendant de la fonction de poids et de la distance R entre le lidar et la cible. La Figure 1-15 montre le biais induit par une différence des puissance OL en fonction de la distance. Pour cette application numérique, λ_{ON} est au centre de raie.

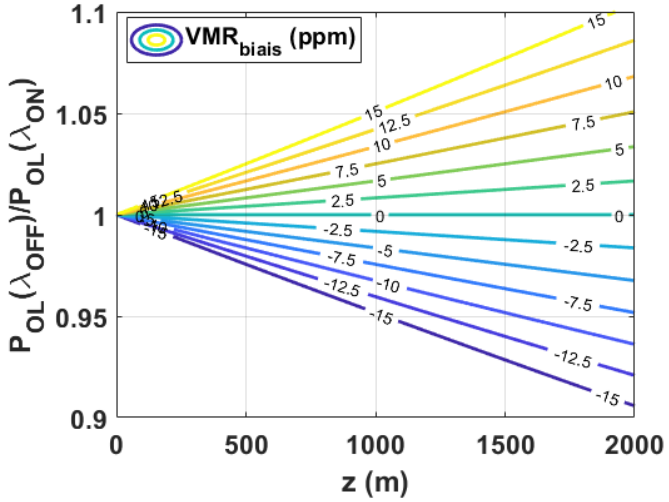


Figure 1-15 : Biais en ppm (isocontour) induit par une différence des puissances OL aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} en fonction de la distance

En pratique, il est difficile de limiter à moins de 5% le ratio des puissances OL. Pour une mesure intégrée sur 1km, une différence entre les puissances OL de 5% engendre 15ppm de biais pour une longueur d'onde λ_{ON} positionnée au centre de raie. Cette source de biais est donc non négligeable devant celles présentées précédemment.

Pour une mesure résolue, une différence entre les puissances OL n'engendre pas de biais.

Bilan

Le bilan des différents postes de biais sur le VMR induit par les propriétés optiques du laser est présenté dans le Tableau 1-5.

Tableau 1-5: Sources de biais induites par le laser sur la mesure de CO_2

Caractéristique	Biais sur le VMR	Commentaire
Positionnement	0.2ppm/MHz	Cas le plus défavorable
Pureté spectrale	< 10ppm sur 4km @ -20dB (signal et OL)	Dépend de la distance de propagation et de la fonction de poids
Différence P_{OL} λ_{ON}/ λ_{OFF}	< 6ppm/% au-delà de 500m	Valable uniquement en IPDA Dépend de la distance et de la fonction de poids
Largeur spectrale	< 0.5ppm @ Δυ=150MHz	~

1.3.2.2 Erreur aléatoire

Dans la partie 1.2.3.3, j'ai rappelé l'expression de l'erreur aléatoire sur le VMR. Ici, je vais considérer une corrélation nulle des signaux (cas le plus défavorable). Par souci de clarté, je vais commencer par

montrer comment se comporte l'erreur aléatoire en fonction du CNR puis j'étudierai l'impact des propriétés laser sur ce dernier.

A partir des équations 1.33 et 1.56, on peut écrire l'erreur DIAL en fonction de CNR_{ON} et CNR_{OFF} pour des signaux statistiquement indépendants :

$$\sigma_{VMR} = \frac{1}{2.WF.\Delta z.\sqrt{M_t.N_{acc}}}.\sqrt{\left(1+\frac{1}{CNR_{ON}}\right)^2+\left(1+\frac{1}{CNR_{OFF}}\right)^2} \qquad 1.64$$

Dans le régime forts signaux (CNR grand devant 1), l'erreur est limitée par le bruit de speckle, et les paramètres de résolutions spatio-temporels. Les paramètres optiques du laser ne sont alors pas limitants. Nous ne nous intéresserons donc qu'au cas petits signaux (CNR<<1). Une façon d'estimer l'impact du CNR sur l'erreur DIAL est de déterminer, pour une variation ΔCNR du CNR, la variation d'erreur DIAL. Cela permet notamment de sortir de l'équation 1.64 les paramètres spatio-temporels et la fonction de poids. Egalement, et une fois de plus par soucis de simplicité, on se place dans le cas où $CNR_{ON} << CNR_{OFF}$ car le signal à la longueur d'onde λ_{ON} est fortement absorbé.

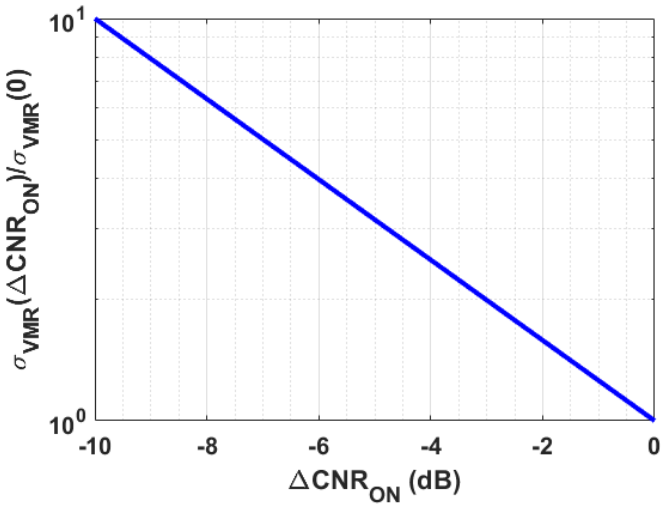


Figure 1-16 : Facteur d'erreur aléatoire en fonction d'une dégradation du CNR_{ON}

Sur la Figure 1-16 est tracée la variation relative de l'erreur aléatoire sur la concentration de CO_2 (ordonné) en fonction de la variation du CNR_{ON} (abscisse). Ainsi, à partir de la variation du CNR induite par les propriétés optiques du laser, on peut quantifier l'augmentation de l'erreur statistique sur la concentration de CO_2 à partir de l'équation 1.64. A titre d'exemple, une variation du CNR_{ON} de -5dB entraine une augmentation de l'erreur statistique d'un facteur trois.

On va maintenant regarder l'effet des paramètres optiques sur le CNR. On reviendra à cette courbe afin d'en extraire la variation induite de l'erreur statistique.

Largeur spectrale

La largeur spectrale du laser impose la largeur de la bande spectrale d'intégration B_e dans l'équation 1.26. En effet on cherche à intégrer « l'ensemble » du spectre hétérodyne utile, c'est-à-dire la bande comportant une information sur le signal rétrodiffusé. Cette bande est d'autant plus grande que le spectre du laser est large. En parallèle on intègre également le bruit sur cette bande. De ce fait, à puissance de signal rétrodiffusé constante, plus la bande est large, plus on dégrade le CNR.

On peut donc écrire l'effet d'un élargissement spectral sur le CNR comme le ratio d'un CNR optimal (largeur spectrale limitée par Transformée de Fourier - TF) avec le CNR d'un spectre de largeur Δυ (facteur d'élargissement par rapport à la TF ε_{TF}) :

$$\epsilon_{TF} = \frac{\Delta\nu}{TF} = \frac{CNR(\Delta\nu)}{CNR(TF)} \qquad 1.65$$

Le CNR est donc dégradé linéairement avec le facteur d'élargissement spectrale. Un laser dont la largeur spectrale serait deux fois supérieure à la limite de Fourrier engendrerait donc 3dB de pertes sur le CNR ce qui correspond à un facteur 2 sur l'erreur aléatoire d'après la Figure 1-16.

On peut définir comme optimal, un spectre dont la largeur serait limitée uniquement par la forme de l'impulsion et donc en limite de Fourier.

Bruit

Le bruit en détection hétérodyne s'exprime :

$$< i_{bruit}^2 > = \left(2.e.S.P_{OL} + 10^{\frac{RIN}{10}}.S^2.P_{OL}^2 + (S.NEP)^2\right).B_e \qquad 1.66$$

Le bruit de photon est la limite absolue et ne dépend pas des propriétés optiques du laser, seulement de la puissance de l'OL. Le RIN (Relative Intensity Noise) est le bruit d'intensité relatif de l'OL. Le NEP (Noise Equivalent Power) est le bruit électronique du détecteur. La dégradation du CNR par rapport au bruit de photon est affichée sur la Figure 1-17 :

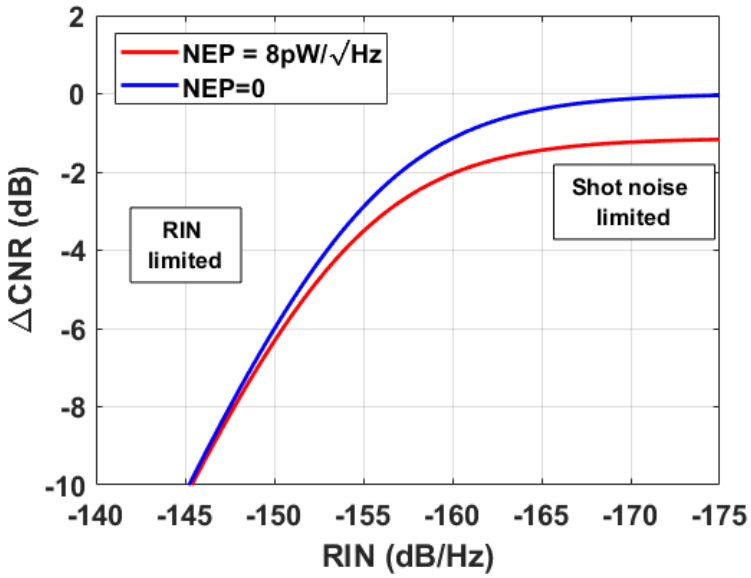


Figure 1-17: Dégradation du CNR en fonction du bruit d'intensité de l'OL. Les paramètres fixés sont : S=1.2A/W et P_{OL}=800µW

Le détecteur qui sera utilisé pour les démonstrations lidar du Chapitre 3 présente un NEP de 8pW/Hz. Ce bruit ne peut pas être considéré comme négligeable, c'est pourquoi j'ai affiché deux courbes sur la Figure 1-17, une pour laquelle le bruit du détecteur est nul (bleu) et l'autre avec la valeur mesurée du NEP du détecteur utilisé dans cette thèse (rouge). Le RIN est négligeable pour des valeurs inférieures à -170dB/Hz auquel cas, le bruit de photon domine. Au-dessus de -150dB/Hz il devient dominant et la détection n'est plus optimale. A titre d'exemple, à -150dB/Hz, on perd 6dB sur le CNR ce qui correspond à un facteur 4 sur l'erreur statistique du CO_2.

M²

La qualité spatiale du faisceau s'exprime à travers le M^2 qui lie la divergence du faisceau θ à la limite de diffraction θ_{diff} :

$$\theta = M^2.\theta_{diff} \qquad 1.67$$

La puissance détectée est directement liée au recouvrement entre le signal émis et l'OL à travers le rendement hétérodyne (Eq.1.17). Pour le faisceau OL, on peut dire que le M^2 vaut 1 car il provient d'une fibre parfaitement monomode. Par conséquent, l'impact du M^2 du signal sur le CNR s'exprime comme [49] :

$$\frac{CNR(M^2)}{CNR(1)} = \frac{2}{1+(M^2)^2} \qquad 1.68$$

La variation du CNR avec le M^2 est affichée sur la Figure 1-18.

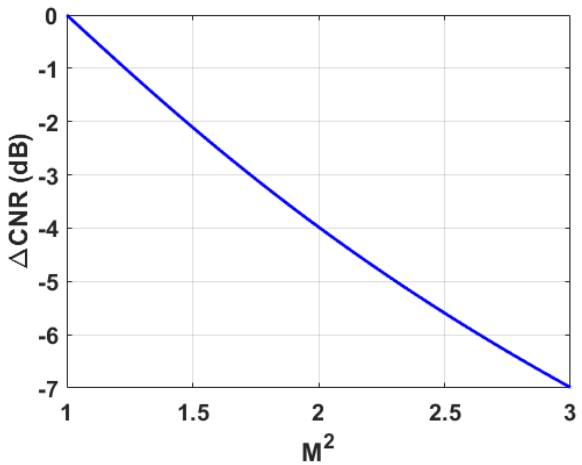


Figure 1-18: Dégradation du CNR en fonction du facteur de qualité spatiale M^2

On peut noter qu'un M^2 de 2 engendre 4 dB de perte sur le CNR soit un facteur 2.4 sur l'erreur DIAL.

Polarisation

Comme nous l'avons vu, la détection hétérodyne requière une polarisation linéaire du laser. Seule la projection de l'axe de polarisation de l'OL sur le signal engendre un battement hétérodyne. On peut interpréter la puissance polarisée sur l'axe croisé comme de la puissance laser « non utile » qu'il faut supprimer du bilan de liaison. Comme le CNR est proportionnel à la puissance laser, on peut écrire :

$$\frac{CNR(PER)}{CNR(\infty)} = 1 - \frac{1}{PER} \qquad 1.69$$

Avec PER le Polarization Extinction Ratio qui s'exprime comme :

$$PER = \frac{P_{principal}}{P_{orthogonal}} \qquad 1.70$$

La Figure 1-19 montre l'effet du PER sur le CNR

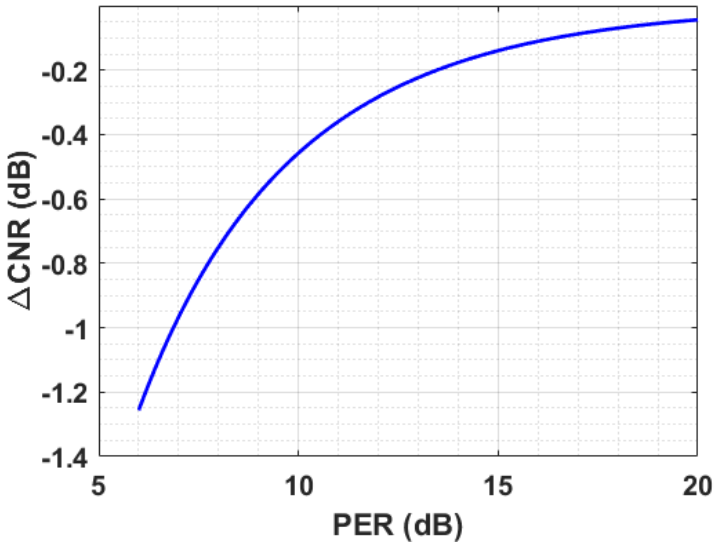


Figure 1-19: Dégradation du CNR en fonction du ratio de polarisation PER

A ma connaissance, le degré de polarisation du laser ne représente généralement pas un poste de dégradation important du CNR par rapport aux autres éléments évoqués. En effet, quel que soit l'architecture du laser utilisé (fibrée ou espace libre), les technologies actuelles permettent d'atteindre des PER supérieurs à 10dB sans difficulté.

Bilan

Le bilan des différentes sources d'erreur aléatoire sur le VMR induit par les propriétés optiques du laser est présenté dans le Tableau 1-6. Pour chacun des paramètres, la valeur spécifiée induit une augmentation de l'erreur d'un facteur deux (100%) et 1.1 (10%) par rapport à l'optimale.

Tableau 1-6 : Sources d'erreur aléatoire induites par le laser sur la mesure de CO_2

Caractéristique	Valeur pour une augmentation d'un facteur 2 de l'erreur aléatoire	Valeur pour une augmentation d'un facteur 1.1 de l'erreur aléatoire	Equation/Figure associée
ΔCNR	-3dB	-1dB	Figure 1-16
Largeur spectrale	$2.TF_{limit}$	$1,1.TF_{limit}$	Eq.1.65
RIN	-155 dB/Hz	-160 dB/Hz	Figure 1-17
M^2	1,7	1,1	Eq.1.68, Figure 1-18
Polarisation (PER)	< 6 dB	9.5 dB	Eq.1.69, Figure 1-19

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai mis en évidence la sensibilité de la mesure DIAL aux paramètres optiques du laser dans le cadre d'une détection hétérodyne.

J'ai d'abord défini le formalisme mathématique qui permet de décrire les processus physiques mis en jeu puis j'ai mis en évidence les différentes sources qui influencent la précision et l'exactitude de la mesure de CO_2 en m'appuyant sur l'équation DIAL.

J'ai défini un scénario de mesure simple qui est résumé dans le Tableau 1-7 (idem que le Tableau 1-3). Ce scénario correspond à une mesure dans la couche limite atmosphérique sans variation des constantes atmosphériques sur la ligne de visée.

Tableau 1-7: Scénario de l'étude

Paramètre	Valeur	Commentaire
CO_2	420 ppm	Valeur moyenne en 2020 Variation journalière max ~ 30 ppm
H_2O	0%	Profil sec sauf pour l'étude associée
Pression	1020 hPa	Pression de surface
Température	20°C	~
Ligne de visée	Horizontale	Paramètres atmosphériques supposés invariable
Raie d'absorption	R30 (2051 nm)	~

Ensuite, j'ai déterminé les sources de biais et d'erreur aléatoire sur le VMR induites par les propriétés optiques de la source laser. Le bilan est résumé dans le Tableau 1-8 (idem que le Tableau 1-5) pour les sources de biais et dans le Tableau 1-9 (idem que le tableau Tableau 1-6) pour les sources d'erreur aléatoire.

Tableau 1-8: Sources de biais induites par le laser sur la mesure de CO_2

Caractéristique	Biais sur le VMR	Commentaire
Positionnement	0.2ppm/MHz	Cas le plus défavorable
Pureté spectrale	< 10ppm sur 4km @ -20dB (signal et OL)	Dépend de la distance de propagation et de la fonction de poids
Différence OL	< 6ppm/% au-delà de 500m	Valable uniquement en IPDA Dépend de la distance et de la fonction de poids
Largeur spectrale	< 0.5ppm @ $\Delta\upsilon$=150MHz	~

Tableau 1-9 : Sources d'erreur aléatoire induites par le laser sur la mesure de CO_2

Caractéristique	Valeur pour une augmentation d'un facteur 2 de l'erreur aléatoire	Valeur pour une augmentation d'un facteur 1.1 de l'erreur aléatoire	Equation/Figure associée
ΔCNR	-3dB	-1dB	Figure 1-16
Largeur spectrale	$2.TF_{limit}$	$1,1.TF_{limit}$	Eq.1.65
RIN	-155 dB/Hz	-160 dB/Hz	Figure 1-17
M²	1,7	1,1	Eq.1.68, Figure 1-18
Polarisation (PER)	< 6 dB	9.5 dB	Eq.1.69, Figure 1-19

Chapitre 2. Développement et caractérisation d'un laser fibré à 2.05µm pour la mesure DIAL en détection hétérodyne

Introduction

Cette partie est dédiée à l'étude d'un laser entièrement fibré en configuration MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) à 2.05µm pour répondre à une application lidar DIAL en détection hétérodyne. Ce laser constitue la fraction fibrée de ce qui deviendra un laser hybride dans le dernier chapitre et a fait l'objet d'une publication en fin de 2e année de thèse [50]. Pour l'essentiel, ce chapitre reprend les résultats présentés dans l'article.

Dans la première partie de ce chapitre, je rappelle brièvement le principe d'une source de puissance basée sur l'amplification d'un oscillateur maître. Je présente aussi les effets non-linéaires qui peuvent affecter les performances du système lidar. La deuxième partie est dédiée à la caractérisation de la source laser fibrée qui a constitué le point de départ de ma thèse. Je détaille plus particulièrement les points limitants pour la mesure DIAL en détection hétérodyne. Dans la troisième partie, je liste les modifications apportées à cette source ainsi que l'analyse exhaustive des sources de bruit et de biais induites par le laser sur nos mesures. Dans la dernière partie, j'utilise cette caractérisation pour prévoir les performances du lidar DIAL associé à cette nouvelle source laser.

Publication associée : J. Lahyani, J. Le Gouët, F. Gibert, and N. Cézard, "2.05-µm all-fiber laser source designed for CO_2 and wind coherent lidar measurement," Appl. Opt., AO 60, C12–C19 (2021).

Partie 2.1 Amplification MOPA dans des fibres optiques

Le terme MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) désigne un type d'architecture laser où un rayonnement de faible intensité (issu d'un laser appelé oscillateur maitre) est amplifié par un ou plusieurs étages d'amplification optique en régime continu ou impulsionnel. Le terme MOFA (Master Oscillator Fiber Amplifier) désigne un MOPA constitué de fibre optique. La Figure 2-1 représente une architecture MOPA injectée par un laser continu puis amplifié en régime impulsionnel.

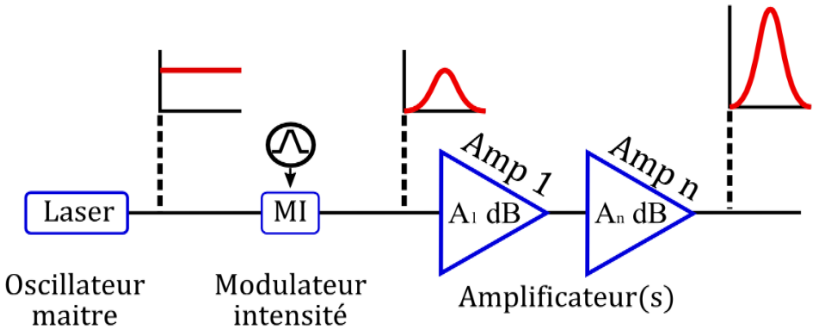


Figure 2-1: Schéma d'une architecture laser en configuration MOPA

Dans une architecture fibrée, le milieu à gain est une fibre optique dont le cœur est dopé aux terres-rares. Le signal se propage dans le cœur et le pompage optique est assuré par un rayonnement laser qui est guidé, soit dans le cœur (guidage monomode), soit dans la gaine (guidage multimode). Pour cette

deuxième méthode, l'utilisation de fibres à double gaine permet le guidage de la pompe [51]. Ces fibres à double gaine sont constituées d'un cœur dopé dont le diamètre est de quelques µm de diamètre pour assurer la condition de guidage monomode, entouré par une première gaine de silice non dopée avec un diamètre de quelques dizaines ou centaine de µm. Cette première gaine est elle-même entourée par une seconde gaine, de plus faible indice de réfraction, généralement obtenue par un polymère. L'intérêt principal de ces fibres à double gaine est de permettre l'utilisation de diodes laser de pompe à grande étendue géométrique (multimodes), plus puissantes que les diodes monomodes. Cependant ce pompage par la gaine implique un plus faible recouvrement entre faisceau de pompe et cœur dopé. Il requiert des longueurs de fibre plus importantes que pour un pompage par le cœur.

Pour des applications comme les lidars en détection hétérodyne, il est important de générer un faisceau polarisé. L'utilisation de fibres optiques à maintien de polarisation (dites PMF pour « Polarization Maintaining Fiber ») dans une architecture MOFA permet de conserver l'état de polarisation tout au long de la fibre. La biréfringence des fibres optiques classiques (non-PM) est induite par les mouvements de distorsion de cette dernière. Ainsi, dans une fibre non-PM, la polarisation n'est pas maintenue. Des barreaux de contraintes sont ajoutés dans les fibres PM, rendant le milieu très biréfringent. Ainsi, le couplage des modes séparés en polarisation est rendu très inefficace et la polarisation est maintenue [52].

Cette architecture fibrée présente plusieurs avantages comparée aux architectures laser en espace libre :

- fonctionnement monomode/mono-fréquence facile à mettre en œuvre,
- flexibilité d'utilisation (durée d'impulsion, fréquence de répétition, etc),
- faible sensibilité aux vibrations et aux variations de température.

2.1.1 Injection

L'injection consiste à générer un rayonnement de faible puissance, le plus souvent en régime continu, dont les propriétés optiques sont adaptées à l'application visée. Tout l'enjeu du MOPA est de maintenir ces performances tout en augmentant significativement la puissance laser. On peut citer trois types d'injecteurs :

- les diodes laser à semi-conducteur (DFB, DBR, ECDL),
- les lasers à fibres,
- les lasers en cavité espace libre.

On privilégiera le plus souvent des injecteurs fibrés, plus robustes, et plus faciles à intégrer dans un système. Les diodes laser sont souvent privilégiées pour la facilité de mise en œuvre et leur compacité. Nous verrons par la suite qu'à 2µm, il est parfois nécessaire de considérer l'utilisation de laser fibrés pour atteindre une meilleure finesse spectrale.

L'asservissement en longueur d'onde d'un MOPA peut être réalisé directement via l'injecteur. Cela permet d'envisager un asservissement de la longueur d'onde indépendant des éléments d'amplification. La méthode communément utilisée est celle de Pound-Drever-Hall (PDH) [53] et a déjà été mise en œuvre pour une DFB à 2051nm [48]. Il a été montré que pour une mission DIAL spatiale une telle stabilisation est nécessaire [2].

2.1.2 Amplification

Une fois couplé dans une fibre dopée, le faisceau de pompe est absorbé, induisant une inversion de population dans le cœur. Le milieu devient donc une réserve d'énergie pour le signal qui peut être amplifié par émission stimulée.

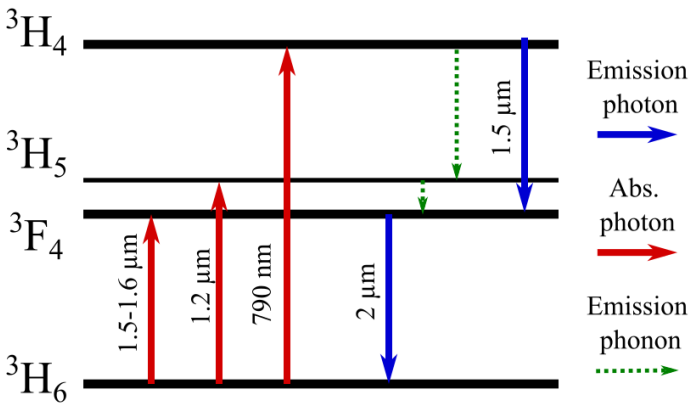


Figure 2-2: Diagramme d'énergie simplifié du Thulium dans la silice avec les processus d'émission et d'absorption. Seuls les quatre premiers niveaux sont représentés.

La Figure 2-2 montre le diagramme d'énergie du thulium dans la silice. L'émission autour de 2µm se fait par désexcitation du niveau $^3F_4$ vers le niveau $^3H_6$. Le niveau $^3F_4$, peut être peuplé par un pompage à 1.5µm ou 1.2µm ou bien en tirant parti d'un effet de relaxation croisée entre le niveau $^3H_4$ et $^3F_4$ par pompage à 790nm. Le processus de relaxation croisée est décrit sur la Figure 2-3.

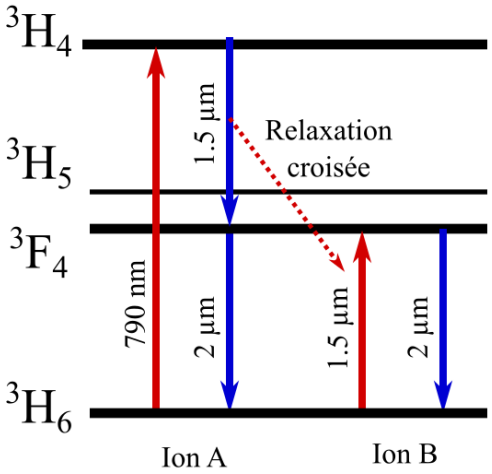


Figure 2-3: Mécanisme de relaxation croisée du Thulium pour un pompage autour de 790nm

Ce schéma a été choisi pour les amplificateur fibrés décrits dans ce chapitre (hors amplificateur commercial), car le pompage par des diodes laser à 790 nm permet de simplifier notablement l'architecture laser.

Pour tout amplificateur, le phénomène d'émission spontanée génère un rayonnement hors de la longueur d'onde d'injection. Dans le cadre des amplificateurs à fibre, la fraction de l'émission spontanée qui est guidée dans le cœur est amplifiée (en anglais Amplified Spontaneous Emission, ASE). Par définition, l'ASE est un rayonnement non polarisé. Pour une mesure lidar, notamment par détection directe, l'ASE peut représenter une source de bruit non négligeable. Ce phénomène est largement atténué dans des amplificateurs solides qui ne guident pas l'émission spontanée.

Pour un amplificateur en simple passage, on peut écrire pour la puissance P le long de la fibre [54]:

$$\frac{1}{P(z)}\frac{dP}{dz} = 2\alpha = \frac{2\alpha_0}{1+\frac{P(z)}{P_{sat}}} \qquad 2.1$$

Avec α le coefficient d'amplification, α_0 le coefficient d'amplification non saturé et P_{sat} la puissance de saturation qui peut s'exprimer [55]:

$$P_{sat} = \frac{A.h.\nu}{\Gamma.\tau.(\sigma_{12} + \sigma_{21})} \qquad 2.2$$

Avec A l'aire du cœur, h la constante de Planck, ν la fréquence, Γ le facteur de recouvrement du mode avec le cœur, τ le temps de vie des ions dans le niveau excité, σ_{12} et σ_{21} les sections efficaces d'absorption et d'émission.

Le gain non saturé G_0 (aussi appelé gain petit signal) s'écrit :

$$\ln(G_0) = 2\alpha_0 L \qquad 2.3$$

Le gain G de l'amplificateur ne peut cependant pas s'écrire analytiquement en intégrant α car il varie avec la puissance P. Cependant, la puissance injectée, la puissance de sortie, le gain et la puissance de saturation sont liées par les relations suivantes [54]:

$$\frac{P_{IN}}{P_{sat}} = \frac{1}{G-1}\ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \qquad 2.4$$

$$\frac{P_{OUT}}{P_{sat}} = \frac{G}{G-1}\ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \qquad 2.5$$

Le gain petit-signal G_0 est imposé par la puissance de pompe et les paramètres physiques de la fibre optique (section efficace, temps de vie, longueur de la fibre, etc). La Figure 2-4 illustre le gain en fonction de la puissance injectée.

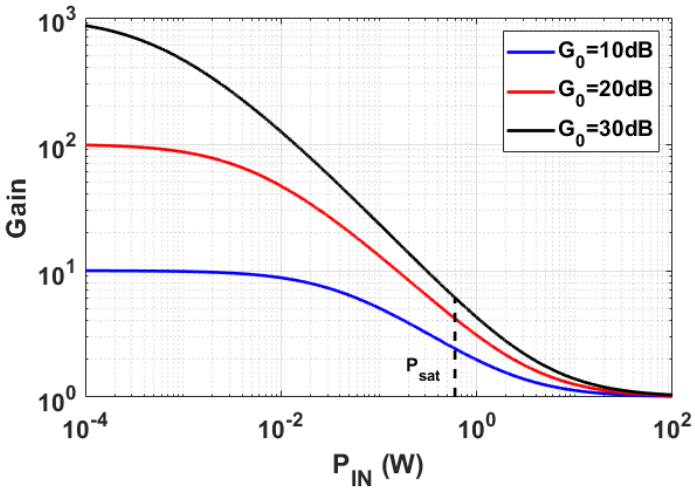


Figure 2-4: Gain en fonction de la puissance signal injectée pour différentes valeurs de G_0 dans une fibre de 1m et une puissance de saturation de 600mW.

Le gain G_0 constitue le gain maximum, obtenu tant que l'inversion de population n'est pas saturée. Par ailleurs, si le signal injecté P_{IN} est grand devant la puissance de saturation, la transition laser est « blanchie », la puissance signal est en grande partie transmise et le gain tend vers 1.

Ainsi, le gain d'un amplificateur est plus important si le signal injecté est inférieur à la puissance de saturation et donc plus efficace. Cependant, dans ce régime non saturé, le signal amplifié est plus

sensible aux variations de puissance du signal injecté et de la pompe. Aussi, un amplificateur en régime saturé est plus stable.

Les variations de température dans la fibre dopée peuvent aussi causer des variations de puissance. Plusieurs paramètres déterminant le gain d'amplification varient en fonction de la température, notamment les sections efficaces d'interaction (absorption et émission) [56,57] et le taux de relaxation non-radiative [58]. Or une variation d'absorption ou d'émission peut à son tour entraîner une variation de température. Pour réduire l'influence de ces effets en chaîne sur la stabilité de puissance, il est à nouveau préférable de choisir un régime de gain saturé ($P_{IN}>P_{Sat}$), au prix d'un gain plus faible.

2.1.3 Effets non-linéaires

Dans les amplificateurs fibrés, les effets non-linéaires peuvent constituer une limitation pour la montée en puissance. Dans le régime spectral et temporel de la mesure DIAL/Doppler, l'effet Brillouin stimulé limite la puissance crête de la source fibrée, tandis que le mélange à quatre ondes peut dégrader la pureté spectrale.

2.1.3.1 Diffusion Brillouin stimulée et méthode de suppression

Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée est un effet non linéaire d'ordre trois. Il se manifeste par la rétrodiffusion d'une fraction de la puissance injectée dans la fibre, avec une fréquence optique décalée vers les basses fréquences, de quelques GHz par rapport à l'onde signal.

Dans l'état initial, l'agitation thermique du milieu génère des ondes de pression (ondes acoustiques) dans toutes les directions. Ces ondes acoustiques induisent des modulations d'indice de réfraction, qui peuvent être assimilées à des réseaux de Bragg mobiles, susceptibles de réfléchir une fraction de l'onde optique injectée. L'onde diffusée subit un décalage en fréquence équivalent à la vitesse de propagation de l'onde acoustique par effet Doppler. L'onde diffusée est appelée onde signal, tandis que l'onde optique initiale est dénommée onde pompe (à ne pas confondre avec le faisceau de pompage qui génère l'inversion de population). Si l'onde acoustique est co-propagative avec l'onde pompe, l'onde signal est décalée vers les basses fréquences (onde Stokes). Si l'onde acoustique est contra-propagative avec l'onde pompe, l'onde signal est décalée vers les hautes fréquences (onde anti-Stokes).

La conservation de l'énergie et l'accord de phase lors de la diffusion Brillouin imposent les relations suivantes :

$$\omega_p = \omega_s \pm \Omega \qquad 2.6$$

$$\boldsymbol{k}_p = -\boldsymbol{k}_s \pm \boldsymbol{q} \qquad 2.7$$

où les indices p et s représentent respectivement la pompe (faisceau incident) et le signal (ondes Stokes ou anti-Stokes). ω et Ω la pulsation des ondes électromagnétiques et acoustique et $\boldsymbol{k}$ et $\boldsymbol{q}$ le vecteur d'onde des ondes électromagnétiques et acoustique. La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour Stimulated Brillouin Scatering) provient alors de l'interférence entre l'onde Stokes (signe positif) et l'onde signal dans le milieu. Par électrostriction, cette superposition renforce l'amplitude de l'onde acoustique initiale et donc l'efficacité de la diffusion, initiant un cycle d'augmentation des amplitudes de l'onde rétrodiffusée et de l'onde acoustique. Dans le cas de l'onde Stokes, la puissance injectée peut ainsi être intégralement rétrodiffusée.

Pour l'onde anti-Stokes (signe négatif dans les équations 2.6 et 2.7), on peut montrer que la puissance est au contraire atténuée [59], et que cette composante peut être négligée.

L'évolution spatiale des amplitudes des ondes pompe et signal est régie par un système d'équations couplées. Dans le régime où l'amplitude de l'onde signal reste négligeable par rapport à celle de la pompe, c'est-à-dire où la pompe n'est guère atténuée, la résolution de ces équations montre que la puissance signal augmente de façon exponentielle [60]. Lorsque la puissance de pompe excède une valeur définie comme la puissance seuil SBS, la conversion d'énergie de la pompe vers le signal n'est plus négligeable. Pour des fibres optiques standards, de longueur inférieure à quelques km, la définition de la puissance seuil communément utilisée est la suivante [60] :

$$P_{\text{seuil}} = \frac{21.\,A_{\text{eff}}}{L_{\text{eff}}.\,G_B} \qquad 2.8$$

où A_{eff} est l'aire effective du guidage dans la fibre, L_{eff} sa longueur effective et G_B le gain Brillouin.

Pour réaliser un amplificateur à fibre efficace, il est inutile de générer une puissance supérieure à P_{seuil}, puisque cette puissance est alors rétrodiffusée. Concernant l'influence des dimensions de la fibre, on comprend aisément que plus l'aire est grande, plus l'intensité du faisceau dans la fibre diminue et plus haute sera la puissance de seuil. De la même manière, on peut augmenter P_{seuil} en tâchant de réduire la longueur de fibre.

Augmentation de la limite Brillouin

Pour notre application, la diffusion Brillouin limite la puissance des amplificateurs à fibres et donc la portée du lidar. On cherche donc à diminuer son efficacité pour augmenter la puissance de seuil. Différentes méthodes d'augmentation du seuil Brillouin sont décrites dans [60], qui consistent en général à réduire la longueur d'interaction entre l'onde Stokes et l'onde incidente. Par exemple on peut élargir spectralement le faisceau de pompe ou diminuer la durée d'impulsion, de façon à réduire le recouvrement entre les ondes optiques et acoustique, ce qui revient à détériorer l'accord de phase entre les ondes. En revanche l'augmentation du seuil de diffusion Brillouin se fait alors au détriment des propriétés spectrales du signal.

D'autres méthodes proposent de modifier longitudinalement les propriétés de la fibre (gradient de température ou de contrainte mécanique par exemple). Ainsi, on modifie la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans la fibre ce qui élargi le spectre de l'onde Stokes. L'interaction avec l'onde acoustique est donc plus faible et P_{seuil} augmente. Dans notre source, la fibre du dernier étage d'amplification est enroulée sur un cylindre qui applique une contrainte mécanique longitudinale sur la fibre. Les détails sur la mise en œuvre et les performances de cette méthode sont exposés dans [61,62].

2.1.3.2 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes est également un phénomène non-linéaire d'ordre trois. Il intervient lorsqu'au moins deux composantes spectrales sont simultanément présentes dans un milieu de sensibilité d'ordre trois non nulle.

Le commutateur optique (noté OS pour Optical Switch sur la Figure 1-6), indispensable à la mesure DIAL, présente une « faible » extinction (environ 20dB), ce qui engendre la présence simultanée dans les amplificateurs des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}. Au regard de l'importance de la pureté spectrale du laser pour l'application DIAL, il est alors nécessaire de s'intéresser au mélange à quatre ondes.

On écrit la polarisation non-linéaire :

$$P^{(3)}(t) = \chi^{(3)} E^3(t) \qquad 2.9$$

L'effet se manifeste par la génération de nouvelles composantes spectrales formées de combinaison linéaire des fréquences initiales. Pour un couple de fréquences υ_1, υ_2 on aura en particulier les

composantes spectrales supplémentaires : $\upsilon_3=2.\upsilon_1-\upsilon_2$ et $\upsilon_4=2.\upsilon_2-\upsilon_1$. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, la pureté spectrale est source de biais pour la mesure DIAL. Je discuterai dans la partie 2.3.3.2 comment le mélange à quatre ondes est susceptible de limiter les performances de la mesure DIAL.

2.1.3.3 Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase, appelée Self Phase Modulation en anglais (SPM), est un phénomène non-linéaire ayant pour effet la modification du spectre optique d'une impulsion [63]. En se propageant, l'impulsion laser induit une modification de l'indice optique du milieu par effet Kerr. Cette variation de l'indice optique peut s'écrire de la manière suivante :

$$n(t) = n_0 + n_2.I(t) \qquad 2.10$$

Où n est l'indice optique, n_0 est l'indice optique linéaire, n_2 l'indice optique non-linéaire et I l'intensité du faisceau. Cette variation de l'indice optique entraine un décalage non-linéaire de la phase instantanée du champ (en plus de sa variation linéaire). La fréquence instantanée peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{2\pi L}{\lambda}.\frac{dn(t)}{dt} \qquad 2.11$$

Où ω est la fréquence instantanée, ϕ la phase, ω_0 la fréquence de la porteuse, L la distance sur laquelle se propage l'impulsion et λ la longueur d'onde. La SPM est souvent caractérisée par l'apparition de bande latérales sur le spectre optique comme représenté sur la Figure 2-5.

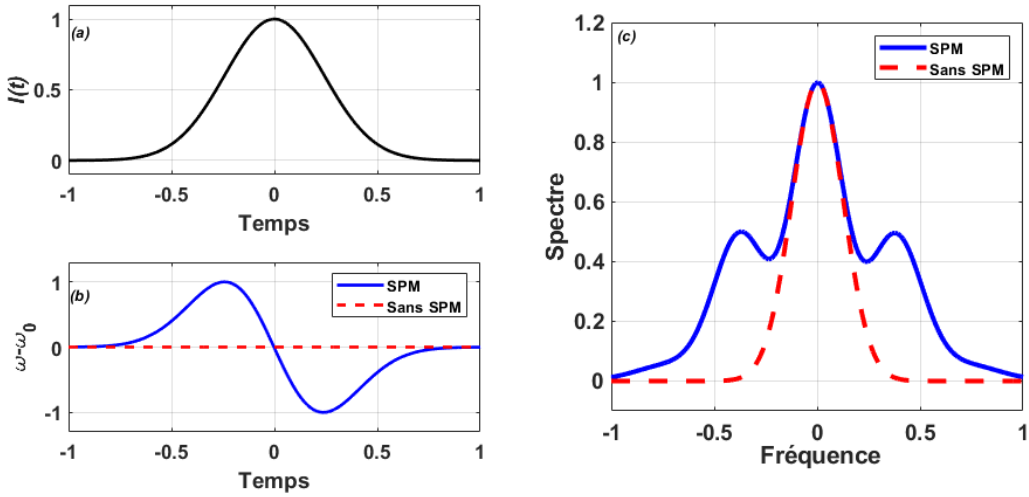


Figure 2-5 : Principe de l'auto-modulation de phase. (a) Profil temporel de l'impulsion. (b) Variation induite par effet Kerr de la fréquence instantanée de l'impulsion en fonction du temps. (c) Spectre optique de l'impulsion avant et après auto-modulation de phase

On notera que dans un amplificateur, la déformation temporelle de l'impulsion peut engendrer une variation non symétrique de l'indice optique et ainsi un spectre optique non symétrique [64].

Partie 2.2 Caractérisation d'une source laser préexistante

La source laser préexistante à ma thèse est décrite sur le schéma suivant.

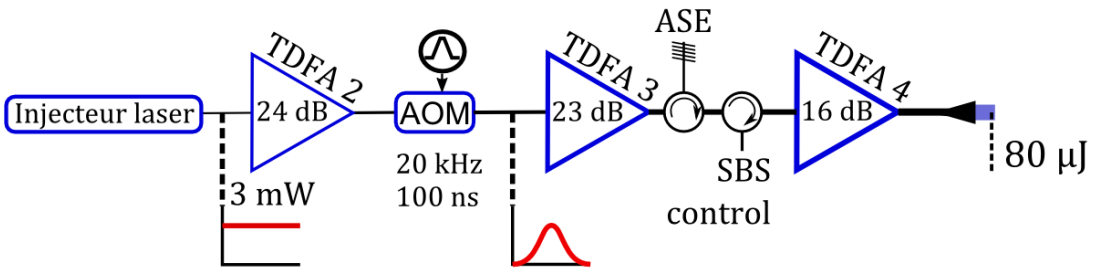


Figure 2-6: Source laser fibrée initiale (E.Lucas – 2014 [62]). TDFA : Thulium Doped Fiber Amplifier, MAO : Modulateur Acousto-Optique, ASE : Amplified Spontaneous Emission, SBS: Stimulated Brillouin Scattering. Le "cornet" à droite avant le passage en espace libre représente un collimateur fibré.

Sur ce schéma, le premier amplificateur est nommé « TDFA2 ». La raison vient du fait que par la suite cette architecture à trois étages va devenir une architecture à quatre étages. Les trois amplificateurs montrés ici seront tous utilisés mais avec l'ajout d'un amplificateur en amont.

L'ensemble des caractéristiques fondamentales pour une application lidar en détection hétérodyne sont satisfaites. En effet, la structure MOPA utilisée offre deux possibilités pour un accès à un OL : soit directement à la sortie de l'injecteur laser soit à la sortie du premier amplificateur (TDFA2). Le Modulateur Acousto-Optique (MAO) permet de former les impulsions et également d'ajouter la fréquence d'offset (ici fixée à 80MHz). Ensuite, deux amplificateurs impulsionnels permettent la montée en puissance de la source. Dans le dernier étage, un système d'étirement de la fibre permet d'augmenter le seuil Brillouin.

Cependant, certaines caractéristiques de la source n'étaient pas optimales ou évaluées pour une mesure lidar hétérodyne. Dans les sous-parties suivantes, je détaille l'ensemble des aspects sur lesquels j'ai dû intervenir.

2.2.1 Injection

Par principe, une mesure de concentration par lidar DIAL requiert l'émission d'au moins deux faisceaux lasers, l'un à résonance de la transition moléculaire étudiée (λ_{ON}), et l'autre hors résonance (λ_{OFF}). Dans sa version initiale, la source était injectée par une diode laser unique, ne permettant pas de produire les longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}.

Par ailleurs, nous avons analysé les propriétés des injecteurs dans la perspective des mesures lidar DIAL et Doppler. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la largeur spectrale du laser est cruciale pour limiter la bande d'intégration du signal hétérodyne. La valeur optimale est atteinte si la largeur de l'injecteur est négligeable devant l'élargissement spectral induit par l'impulsion. Pour les diodes laser utilisées ici (Distributed Feed Back, DFB) la largeur spectrale est de l'ordre de 2 MHz. Cette valeur est donc optimale pour des durées d'impulsion inférieures à 20ns (soit une largeur supérieure à environ 20MHz). Cependant pour des impulsions plus longues, les alternatives existantes à ce jour sont soit très onéreuses (External Cavity Laser Diode – ECDL par exemple), soit moins robustes et plus difficiles d'utilisation (laser fibré). On considèrera donc ce point comme une perspective d'amélioration pour la suite ne relevant pas directement de l'architecture du laser.

Il a fallu d'autre part mesurer le bruit d'intensité des injecteurs. Pour ce faire, nous avons mesuré la Densité Spectrale de Puissance (DSP) du signal issu d'une photodiode sous éclairement, puis nous avons évalué toutes les sources de bruit (bruit de photon et bruit de détection principalement). D'après le Chapitre 1, on peut écrire :

$$RIN = \frac{DSP_{tot} - DSP_{shot} - DSP_{det}}{S^2 . P_{OL}^2} \qquad 2.12$$

Autour de la fréquence MAO, le RIN est d'environ -170dB/Hz. Dans le Chapitre 1, j'ai montré que cette caractéristique a un impact négligeable sur la mesure DIAL.

En ce qui concerne la puissance optique de l'injecteur, elle doit être assez grande pour fournir un OL d'environ 1 mW sur la photodiode de la détection hétérodyne. Or le coupleur qui collecte l'OL et le signal rétrodiffusé transmet 90% du signal (très faible), et 10% de l'OL. La puissance requise pour l'OL est donc d'au moins 10 mW, alors que les diodes laser d'injection ne délivrent que quelques mW.

L'OL ne peut donc pas être prélevé directement à la sortie de l'injecteur, mais un étage d'amplification continue peut être mis en œuvre en amont du coupleur séparant signal et OL. Cet étage de pré amplification devant fournir la référence à la détection cohérente (OL), la stabilité de puissance à court et moyen termes doit être le plus proche possible de celle de l'injecteur.

2.2.2 Amplificateur continu

L'amplificateur continu initial est décrit sur la Figure 2-7.

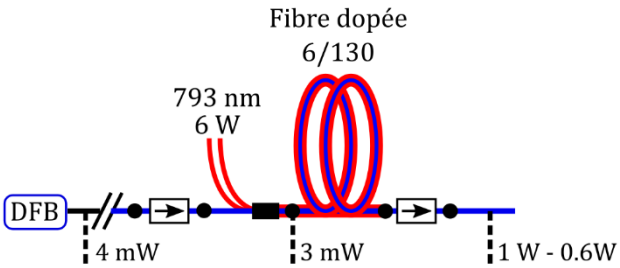


Figure 2-7: Schéma du TDFA2 dans sa version initiale (2014). L'injecteur est une diode DFB (Distributed Feed-Back) de 4mW. Deux barres obliques : connexion manuelle des fibres, rectangle avec une flèche : isolateur, rectangle plein : combineur, cercle plein : soudure.

Comme pour tous les autres étages d'amplification, les faisceaux de pompe à 793nm sont couplés avec un coupleur multimode dans la gaine (diamètre 130µm) de la fibre dopée, et le signal est couplé dans le cœur (diamètre 6µm). La puissance de pompe est de 6W et permet d'obtenir un gain petit signal G_0 de 24dB. Le signal en entrée de la fibre dopée est de 3mW. A la longueur d'onde signal, la puissance de saturation P_{Sat} (définie dans la partie 2.1.2) de cette fibre est de 220mW, donc l'amplificateur fonctionne en régime non saturé.

J'ai pu observer que cet amplificateur était sujet à des variations importantes de puissance. Pendant les premières minutes de fonctionnement la puissance chute de 40% puis oscille avec une amplitude de 20% autour de 600mW. En réduisant la puissance de pompe d'un facteur 2 (à 3W), l'amplitude des variations est réduite à 10% pendant les premières minutes puis à 5% ensuite.

Des variations de puissance importantes seraient problématiques dans les étages d'amplification suivants, où la puissance crête est proche du seuil de diffusion Brillouin. Or un dépassement régulier de ce seuil peut endommager les composants de la source. Une fluctuation de puissance du TDFA2 poserait aussi problème pour la puissance OL dirigée sur le détecteur qui doit être maitrisée pour ne pas dépasser la puissance de dommage de la photodiode.

Par ailleurs nous avons constaté que le bruit d'intensité relative (RIN) de l'OL est dégradé en sortie de l'étage TDFA2. Dans la bande spectrale d'analyse (80+/-30MHz), j'ai mesuré une amplitude de RIN d'environ -150dB/Hz en sortie d'amplificateur (Figure 2-8), au lieu de -170dB/Hz pour l'injecteur.

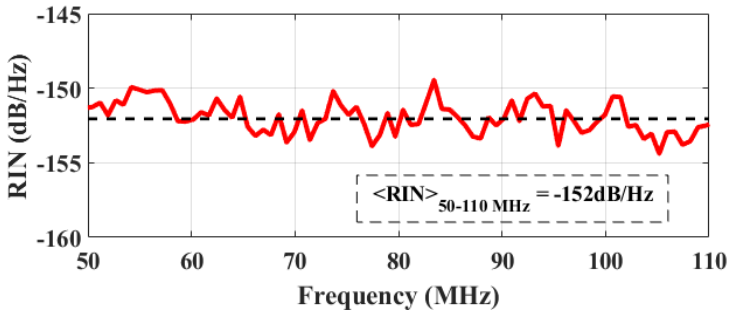


Figure 2-8: RIN du TDFA2 en régime continu

Or cette augmentation du RIN dégrade le CNR de 6dB (Chapitre 1), et le RIN devient le bruit dominant en détection hétérodyne. La dégradation du RIN dans l'étage TDFA2 peut s'expliquer par le niveau important d'ASE dans cet amplificateur à fort gain, car l'OL interfère avec l'ASE. Les composantes spectrales de l'ASE proches de la longueur d'onde de l'OL produisent un bruit d'intensité par battement interférométrique dans le domaine des radio fréquences. Afin de déterminer la variance de bruit induite par l'interaction OL-ASE, j'utilise la description mathématique des références [55,65] :

$$\sigma^2_{OL-ASE}[\nu_1;\nu_2] = 4.P_{OL}.P_{ASE}[\nu_{OL}+\nu_1;\nu_{OL}+\nu_2].S^2_{det} \qquad 2.13$$

où $\sigma^2_{OL\text{-}ASE}$ est la variance du battement ASE-OL (A^2/Hz) dans la bande de fréquence [ν_1 ; ν_2], P_{OL} la puissance de l'OL (W), $P_{ASE}[\nu_{OL}+\nu_1 ; \nu_{OL}+\nu_2]$ la densité spectrale de puissance (DSP) d'ASE dans la bande spectrale [$\nu_{OL}+\nu_1$; $\nu_{OL}+\nu_2$] (W/Hz) et S_{det} la sensibilité du détecteur (A/W). La DSP $P_{ASE}[\nu_{OL}+\nu_1 ; \nu_{OL}+\nu_2]$ peut s'exprimer en faisant apparaître la puissance d'ASE totale (mesurable avec un analyseur de spectre) :

$$P_{ASE}[\nu_{OL}+\nu_1;\nu_{OL}+\nu_2] = P_{ASE}.B_o^{-1}.r \qquad 2.14$$

où B_o est la largeur spectrale de l'ASE (Hz) et r le ratio entre les puissances d'ASE au pic d'émission de l'ASE et proche de la fréquence OL. Les grandeurs B_o et r sont représentés sur la Figure 2-9. En introduisant le ratio $\xi=P_{ASE}/P_{OL}$, on peut réécrire la variance de bruit en faisant apparaitre les paramètres mesurables depuis le spectre optique de l'OL :

$$\sigma^2_{OL-ASE}[\nu_1;\nu_2] = 4.\xi.P^2_{OL}.B_o^{-1}.r.S^2 \qquad 2.15$$

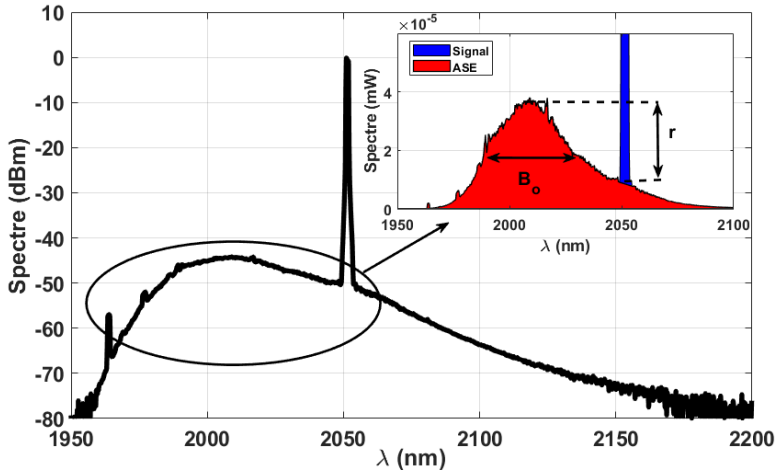


Figure 2-9: Spectre du TFDA2 en échelle logarithmique (principale) et linéaire (secondaire).

En considérant cette contribution du battement OL-ASE comme un bruit au même titre que le bruit de photon, le RIN et le bruit électronique, on peut alors écrire pour le bruit d'intensité total :

$$\sigma_{RIN}^2 = \left(RIN_{injecteur} + RIN_{OL-ASE}\right) S_{det}^2 . P_{OL}^2 \qquad 2.16$$

avec

$$RIN_{OL-ASE} = 4.\xi.r.B_O^{-1} \qquad 2.17$$

Dans le Tableau 2-1 sont répertoriées les valeurs mesurées depuis la Figure 2-8 pour estimer le RIN_{OL-ASE} ainsi que le RIN total ($RIN_{OL-ASE} + RIN_{injecteur}$) mesuré à partir de la DSP du signal reçu par une photodiode (Eq.2.12).

Tableau 2-1: Paramètres pour le calcul du RIN issue de l'interaction OL-ASE du TDFA2

Paramètres	Valeur
ξ	0.19%
B_O	3.15 THz (42 nm)
r	0.25
RIN_{OL-ASE} calculé depuis Eq.2.17	-152 dB/Hz
RIN_{OL-ASE} +$RIN_{injecteur}$ calculée depuis Eq.2.12	-152 dB/Hz
Pertes induites sur le CNR (d'après Chapitre 1)	-6 dB

Etant donné que le RIN est dominé par le bruit issu de l'interaction OL-ASE, on peut dire que $RIN_{OL-ASE} + RIN_{injecteur} \approx RIN_{OL-ASE} \approx RIN$. Ainsi, la mesure du RIN depuis Eq.2.12 est équivalente à celle de Eq.2.17.

Les deux méthodes de mesure donnent le même résultat, ce qui confirme que l'ASE, dans cet étage, dégrade notablement le CNR.

Ainsi, il est donc essentiel de limiter au maximum le niveau d'ASE de l'amplificateur qui fournit l'OL ou, à minima, de limiter la puissance spectrale d'ASE autour de la longueur d'onde signal. Dans [55], l'interaction ASE-ASE est également décrite comme un bruit d'intensité au même titre que le battement

OL-ASE. On pourra la considérer négligeable dans notre cas car la puissance de l'OL est très grande devant celle de l'ASE.

2.2.3 Mise en forme des impulsions

La mise en forme des impulsions se fait avec un Modulateur Acousto-Optique (MAO). Un MAO est constitué d'un cristal dans lequel est produite une onde acoustique qui génère un réseau d'indice épais. Au passage d'une onde électromagnétique, celle-ci est diffractée selon les conditions de Bragg. Le réseau de diffraction formé par l'onde acoustique est mobile et induit donc sur le signal diffracté une variation de la fréquence. A l'ordre un de diffraction, la différence de fréquences correspond à la fréquence de l'onde acoustique par conservation de l'énergie et du moment cinétique. En modulant l'amplitude de l'onde acoustique, il est possible de façonner des impulsions.

Lors des premiers tests lidar en détection hétérodyne, j'ai pu remarquer un signal parasite (un « rebond ») environ 3µs après l'impulsion principale, environ 50dB plus faible que le signal principal. Ce rebond est problématique car il est réfléchi par les optiques du télescope puis couplé dans la voie réception. Il génère une « zone aveugle » à une distance de 400m (correspondant à un délai de 3µs). Ce signal parasite est généralement attribué au MAO dont l'extinction en régime continu est supérieure à 70dB, mais est réduite à 50dB en régime impulsionnel. Dans le MAO, l'onde acoustique est générée par un élément piézo-électrique puis se propage dans le cristal jusqu'à un élément absorbant qui doit limiter la réflexion de l'onde acoustique. Cependant, une petite fraction est tout de même réfléchie, qui génère une nouvelle impulsion très atténuée par rapport au signal principal.

2.2.4 Amplificateurs impulsionnels

La partie amplification impulsionnelle était initialement décomposée en deux étages. Le premier est constitué d'une fibre similaire à celle utilisée dans l'amplificateur continu, avec un seuil SBS d'environ 70W (Figure 2-10). La puissance de saturation est de 600mW et l'amplificateur est injecté par environ 200mW de puissance crête (régime non saturé). Le pompage est contra-propagatif. Ce choix est justifié par le fait que la puissance en configuration co-propagatif est moins stable, et présente un effet laser parasite au pic de gain [62]. Le montage contra-propagatif permet de mieux saturer l'amplificateur et ainsi de le rendre plus stable mais il génère également une forte proportion d'ASE (~50%). Pour limiter la proportion d'ASE injectée dans le dernier étage, un filtre de Bragg associé à un circulateur est positionné en amont, et permet de réduire la proportion d'ASE à 0.5%.

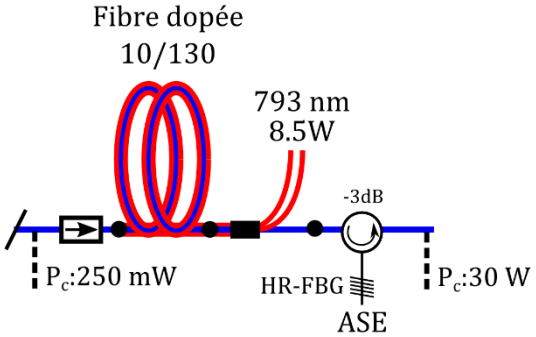


Figure 2-10: Schéma du TDFA3. Les puissances affichées sont en puissance crête (P_c). HR-FBG: High-Reflectivity Fiber Bragg Gratting, ASE: Amplified Spontaneous Emission

De la même manière que pour le TDFA2, le TDFA3 présentait initialement des instabilités de puissance attribuées à l'échauffement de la fibre qui est pompée avec 8.5W, en régime non saturé. La stabilité de

puissance de cet amplificateur ne peut pas être directement mesurée car la sortie est soudée. Cependant, en laissant éteint le TDFA4, on peut observer à sa sortie les variations de TDFA3. J'ai pu mesurer une variation de la puissance de 30% après 5min de fonctionnement. En sortie du circulateur, la puissance crête des impulsions est de 30W.

Le dernier étage TDFA4 est constitué d'une fibre LMA (Large Mode Area) ainsi que d'un système d'étirement longitudinal de la fibre afin d'augmenter le seuil Brillouin (Figure 2-11). Le TDFA4 a une puissance de saturation de 3.3W et est injecté par 15W crête (régime saturé). Le pompage est co-propagatif et permet de limiter la puissance d'ASE qui ne pourrait pas être filtrée ici (niveaux de puissance trop important et nécessité de limiter au maximum la longueur de fibre). La fibre LMA a un cœur de 25µm de diamètre pour réduire l'intensité dans la fibre. Le seuil Brillouin est ainsi porté à 500W. L'étirement de la fibre permet d'augmenter le seuil Brillouin à plus de 800W.

Au début de ma thèse, la durée d'impulsion retenue était de 100 ns ce qui correspond à une énergie de 80µJ par impulsion. Ce dernier amplificateur est saturé et permet donc de limiter en partie les instabilités des amplificateurs précédents. Cependant, j'ai pu mesurer des variations de puissance de l'ordre de 20% qui résultent probablement des instabilités des TDFA2 et TDFA3.

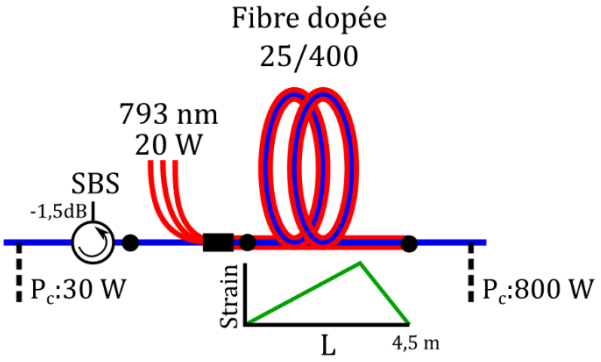


Figure 2-11: Schéma du TDFA4. La courbe verte en dessous de la fibre dopée représente le gradient de contrainte pour l'augmentation du seuil Brillouin. SBS : Stimulated Brillouin Scatering

La fibre dopée était ensuite soudée à une fibre passive à laquelle était adaptée un collimateur de focale 7mm. Le faisceau signal présentait alors un diamètre de 1mm à $1/e^2$. Ce système n'est en soit pas limitant mais non modulable. Or, pour maximiser le rendement hétérodyne, les faisceaux signal et OL doivent avoir la même taille. Le faisceau OL est issu d'une fibre monomode classique dont le mode fondamental à un diamètre de 8.6µm. Considérant la divergence du faisceau, mettre en forme le faisceau OL avec un diamètre de 1mm demanderait l'utilisation d'une lentille avec une focale de 3mm. Une focale aussi courte n'est pas disponible commercialement avec une monture de connectorisation pour fibre optique (plus simple et plus robuste de mise en œuvre).

2.2.5 Bilan

Les limitations, étage par étage, de la source laser disponible au début de ma thèse sont listées dans le Tableau 2-2.

Tableau 2-2: Bilan des problématiques rencontrées dans la source laser initiale [62] pour une application lidar en détection hétérodyne

Etage	Limitations	Cause
Injection	Longueur d'onde unique	
	Puissance insuffisante pour alimenter l'OL	TDFA2 non saturé, avec beaucoup d'ASE
TDFA2	Puissance fluctuante (de 1W à 600mW pendant les premières minutes) Instabilité de 20%	Échauffement de la fibre (forte puissance de pompe)
	RIN élevé (-150dB/Hz)	Interaction OL-ASE dominante dans le RIN
MAO	Impulsion parasite	Rebond acoustique dans le MAO
TDFA3	Instabilité de puissance (30%)	Fort niveau de pompage
TDFA4	Instabilité de puissance (20%)	Instabilités des amplificateurs précédents
Interface espace libre	Non modulable Taille de faisceau inadaptée	

En conclusion, la source laser dans son état initial n'est pas directement utilisable. D'une part, le RIN élevé en sortie de l'étage d'amplification continue (TDFA2) ne permet pas d'y prélever l'OL. D'autre part les fluctuations de puissance peuvent affecter les mesures lidar. Or ces deux effets sont des conséquences du gain élevé dans les premiers étages du MOFA dans sa configuration initiale (Figure 2-6).

Partie 2.3 Mise en œuvre d'un laser fibré à 2.05µm pour la télédétection du CO_2 atmosphérique

Dans la partie précédente, j'ai listé les points limitants de la source laser initiale pour une application DIAL en détection hétérodyne. Dans cette partie je présente les modifications apportées en les justifiant à partir des résultats du Chapitre 1. Ensuite je détaille les caractéristiques pertinentes de cette nouvelle source et les performances théoriques du lidar qui peuvent en être déduites.

2.3.1 Modifications apportées et caractérisation

2.3.1.1 Injection

Depuis la fin de la thèse portant sur la version initiale de la source d'impulsions laser à 2050 nm en 2014, sont arrivées sur le marché des diodes laser type DFB délivrant plus de 10mW avec des propriétés spectrales et de RIN identiques à celles mentionnées dans la partie précédente (respectivement de 2MHz et -170dB/Hz). J'ai donc d'abord remplacé la diode laser initiale par deux nouvelles diodes de 10 mW chacune accordable sur environ 1.6 nm autour de la raie d'absorption R30. Cependant cette puissance de 10mW n'est toujours pas suffisante pour fournir l'OL. Le recourt à un OL amplifié reste donc justifié.

Un interrupteur optique (ou switch optique, SO) a également été ajouté et caractérisé. Les pertes totales entre les DFB et le premier amplificateur sont de 2dB (6mW transmis) et l'isolation sur chacune des voies (cross-talk isolation en anglais) est supérieure à 20dB.

Le temps de commutation est d'une centaine de ns et la fréquence de répétition maximum est de 100kHz (spécification constructeur). Or la puissance crête maximale est atteinte pour une fréquence de répétition de 20 kHz. Ainsi le switch optique permet de commuter la longueur d'onde tir à tir.

2.3.1.2 Amplification continue – OL

Les deux problématiques décrites dans la partie précédente concernant l'amplification continue sont liées. En effet la variation d'efficacité de l'amplificateur est induite par les variations de température de la fibre, elles-mêmes favorisées par une forte puissance de pompe (cf Figure 2-4). Le taux d'ASE augmente avec le gain de l'amplificateur, donc avec la puissance de pompe. Une solution est donc de limiter le gain de cet amplificateur. D'une part, cela permet de limiter la puissance de pompe et donc l'échauffement et d'autre part de réduire le taux d'ASE et donc le RIN.

Conserver une architecture à 3 étages impliquerait d'augmenter le gain des amplificateurs impulsionnels. Cependant, nous avons vu qu'augmenter la puissance de pompe est une source d'instabilité en puissance. De plus, le TDFA3 est sujet à des oscillations parasites en raison du haut niveau d'ASE, il n'est donc pas envisageable d'augmenter son gain. C'est pourquoi j'ai ajouté un nouvel amplificateur (TDFA1) de gain plus faible et déplacé le TDFA2 (amplificateur initialement continu) après le MAO. Ainsi la nouvelle architecture est constituée de 4 étages d'amplification, dont trois en régime impulsionnel.

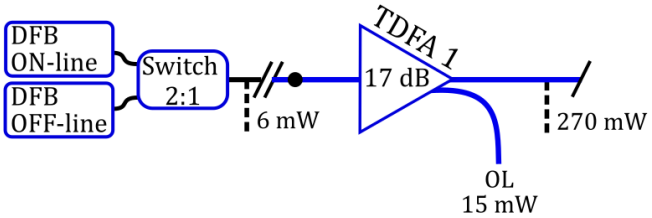


Figure 2-12: Schéma du système de commutation des longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} (gauche) et TDFA1 (droite).

Le TDFA1 a d'abord été un amplificateur réalisé à l'ONERA (données reportées dans l'article associé à la source fibrée [50]) puis a été remplacé par un amplificateur commercial. La puissance en sortie principale de l'amplificateur est de 270mW pour une puissance injectée de 6mW soit un gain de 17dB. L'OL est extrait par un coupleur 95:5 intégré à l'amplificateur, ce qui permet de délivrer une puissance de 15mW pour cette fonction. La stabilité en puissance spécifiée par le constructeur est de 3% et a été vérifiée expérimentalement.

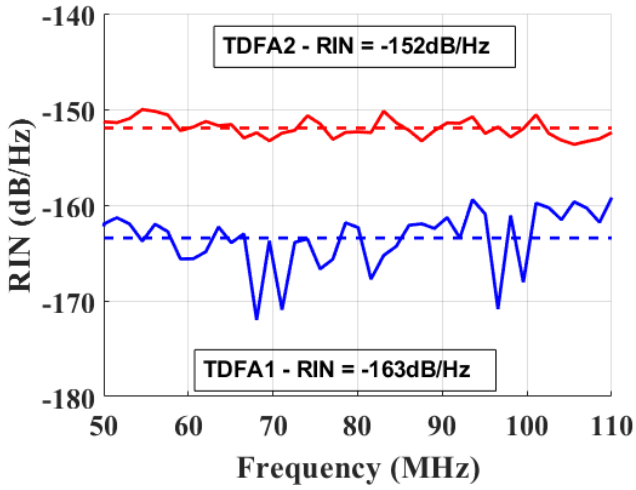


Figure 2-13: Comparaison des RIN autour de la fréquence MAO pour le TDFA2 (rouge) et le TDFA1 (bleu). Le TDFA2 est injecté par 3mW et émet 600mW, le TDFA1 est injecté par 6mW et émet 285mW.

La Figure 2-13 illustre la comparaison entre le RIN en sortie du TDFA2, dans son fonctionnement continu initial, et le RIN en sortie du TDFA1. Le niveau d'ASE obtenu pour cet amplificateur est de 0.05%.

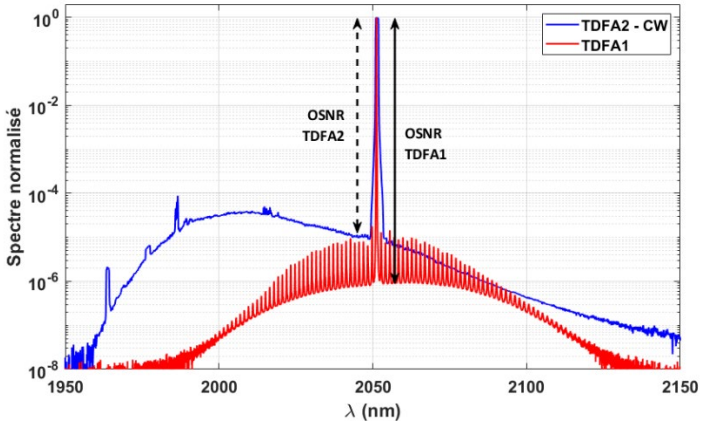


Figure 2-14: Spectre du TDFA1 comparé à celui du TDFA2 en régime continu. OSNR : Optical Signal to Noise Ratio

On peut voir sur la Figure 2-14 que le rapport signal sur bruit optique (OSNR pour Optical Signal to Noise Ratio) du TDFA1 est meilleur que celui du TDFA2 (respectivement 62dB et 50dB). Le Tableau 2-3 répertorie par ailleurs les paramètres nécessaires à l'estimation du RIN en présence d'ASE (Eq.2.17).

Tableau 2-3 : Paramètres pour le calcul du RIN issue de l'interaction OL-ASE du TDFA1

Paramètres	Valeur
ξ	0.05%
B_O	4.5 THz (60 nm)
r	1
$RIN_{OL\text{-}ASE}$ (Eq.2.17)	-163 dB/Hz
RIN mesuré en sortie de TDFA1 (Eq.2.12)	-163 dB/Hz
Variation du CNR (d'après Chapitre 1)	-1 dB

Comme pour le TDFA2, les deux méthodes de mesure du RIN donnent le même résultat. Le CNR est alors dégradé de 1dB avec cet amplificateur au lieu de 6dB avec le TDFA2.

2.3.1.3 Pré-amplification impulsionnelle et filtrage des impulsions parasites

Le TDFA2 est maintenant un amplificateur impulsionnel. Il est injecté par 100mW de puissance crête (sortie de MAO) et le seuil Brillouin est de 10W. La puissance de pompe de 2.2W (6W initialement) permet d'atteindre le seuil Brillouin. L'échauffement de la fibre est donc limité ce qui permet d'améliorer la stabilité en puissance. Aucune chute d'efficacité n'est observée après l'allumage et les fluctuations de puissance représentent moins de 5% de la valeur moyenne.

Dans la partie 2.2.3, je relevé que l'extinction du MAO n'est pas satisfaisante. A ce jour, il n'existe pas de produit commercial avec une meilleure extinction. Aussi nous atténuons l'écho parasite issu du MAO en ajoutant un modulateur d'amplitude électro-optique (MEO). Ce modulateur a une extinction supérieure à 20dB et des temps de commutation courts devant la durée de l'impulsion. Temporellement, la transmission du MEO est une porte centrée sur l'impulsion principale produite par l'MAO. La Figure 2-15 représente le chronogramme des éléments pilotés électroniquement ainsi que le signal laser.

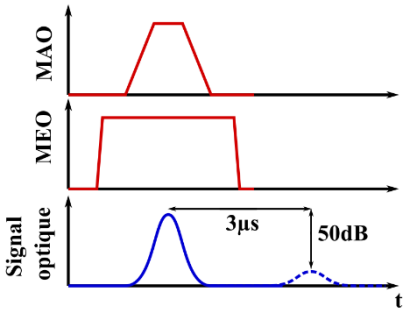


Figure 2-15: Signaux électroniques de commande du MAO et du MEO (rouge) et signal optique (bleu). La partie du signal optique en pointillé est atténuée par le MEO

Le choix de l'emplacement du MEO après le TDFA2 est justifié par deux arguments. D'une part, les pertes induites par le MEO sont de l'ordre de 2dB et celles du MAO de 4dB. Si le MAO et le MEO étaient contigus, alors la puissance injectée dans le TDFA2 serait moins importante et nécessiterait de pomper plus fort pour atteindre une puissance crête de 10W. Cependant, comme mentionné au début de cette partie, le TDFA2 ne peut pas être pompé avec plus de 2.5W en régime impulsionnel pour éviter les oscillations parasites. Il est donc préférable que les pertes du MEO soient induites après l'amplificateur. D'autre part, l'amplificateur génère environ 15% d'ASE. La majeure partie de la puissance ASE est produite entre les impulsions, temps pendant lequel la fibre dopée est pompée de manière continue. Le positionnement du MEO après l'amplificateur permet d'atténuer cette ASE inter-impulsion à moins de 2%.

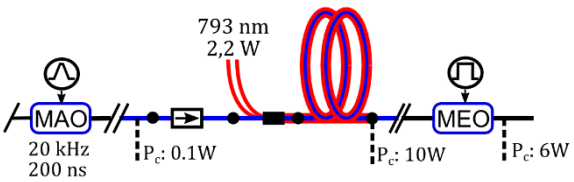


Figure 2-16: TDFA2 en configuration impulsionnelle avec le MEO pour filtrer les impulsions parasites

A ce niveau, nous avons également décidé de porter la durée des impulsions (initialement de 100ns) à 200ns afin d'augmenter l'énergie par impulsion et donc d'obtenir un meilleur CNR, en acceptant de réduire la résolution spatiale (voir Chapitre 1).

2.3.1.4 Amplification impulsionnelle

Le TDFA3 est injecté avec une puissance crête de 6W (régime saturé – P_{sat} = 600mW) soit 20 fois plus qu'avec l'architecture initiale. Cela permet de limiter la puissance de pompe du TDFA3 (3.5W au lieu de 8.5W pour atteindre le seuil Brillouin) et ainsi de limiter l'échauffement de la fibre dopée, les instabilités de puissance, la production d'ASE et d'éventuels effets laser parasites.

Le TDFA4 n'a subi aucune modification mais la puissance injectée est plus stable que précédemment. Le seuil de diffusion Brillouin est atteint pour une puissance crête de sortie de 800W (soit une énergie de 160µJ pour des impulsions de 200ns). Cependant pour prévenir de l'échauffement de la fibre dopée et des diodes de pompe sur des temps de mesure longs, un point de fonctionnement de 120µJ, 200ns, 20kHz a été choisi (P_c=600W, P_{moy}=2.4W). La puissance de pompe est de 23W soit 3W de plus que pour des impulsions de 100ns. Je n'ai pas observé de variation de la stabilité de la puissance avec cette augmentation de la puissance de pompe. Pour la suite, l'ensemble des caractérisations ont été faites pour ce point de fonctionnement. Les TDFA3 et TDFA4 sont représentés sur la Figure 2-17 avec les puissances crêtes correspondantes pour l'architecture finale du laser fibré.

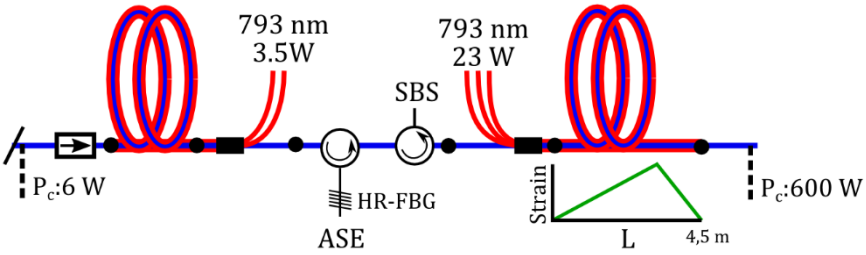


Figure 2-17: Schéma des TDFA3 et TDFA4

2.3.1.5 Accordabilité spectrale du laser

La bande spectrale d'accordabilité de la source laser complète est limitée par la largeur du filtre de Bragg en amont du TDFA4. Sur la Figure 2-18 sont représentées : la bande d'accordabilité des DFB, la bande de transmission du filtre de Bragg (Fiber Bragg Grating - FBG) ainsi que les raies d'absorption du CO_2 et de la vapeur d'eau dans une atmosphère standard pour 2km de propagation.

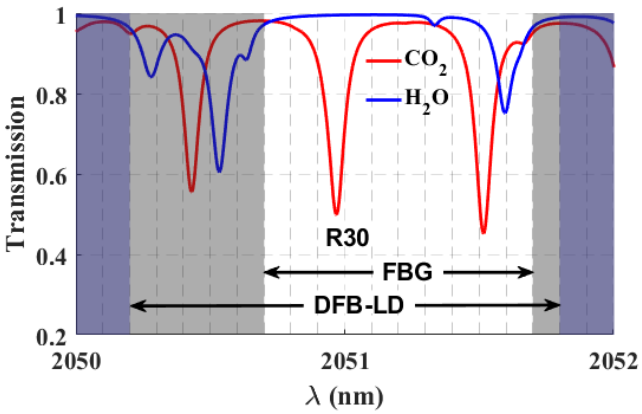


Figure 2-18: Transmission horizontale du CO_2 (rouge) et de H_2O (bleu) pour une propagation de 2 km dans une atmosphère standard. Le fond blanc représente la bande spectrale d'accordabilité laser.

L'accordabilité de notre source laser permet bien de couvrir la raie d'absorption R30 du CO_2. Une évolution possible de cette source laser serait de décaler la bande du filtre de Bragg pour accéder à la raie d'absorption de la vapeur d'eau à 2050.5nm pour faire un lidar multi-espèce CO_2/H_2O comme décrit dans [24].

2.3.1.6 Mise en forme du faisceau

Afin de faciliter l'intégration de la source laser dans un système lidar, une fibre passive simple gaine connectorisée a été soudée à la place du collimateur fibré. La longueur de fibre ajoutée (~20cm) n'implique pas de variation significative sur le seuil Brillouin. La fibre de sortie à un diamètre de cœur de 25µm et une ouverture numérique de 0.07 soit un diamètre de mode fondamentale de 25µm.

2.3.1.7 Bilan

La source laser fibrée dans sa version finale est représentée sur la Figure 2-19.

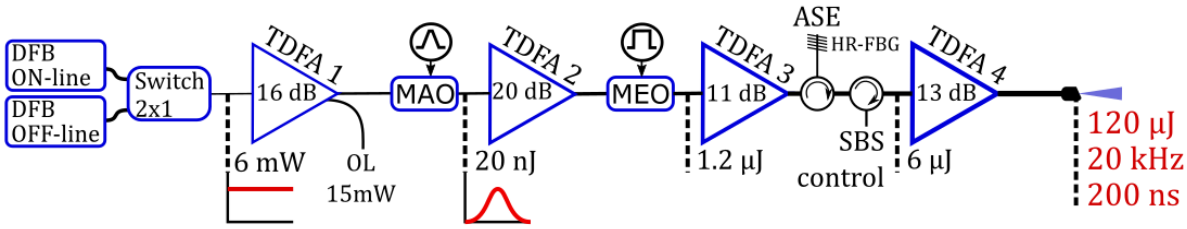


Figure 2-19: Schéma global de la source laser fibrée avec l'énergie des impulsions associée entre les étages

L'effet des modifications que j'ai apportées à la source laser peut être listé ainsi :

- l'utilisation du switch optique permet de commuter la longueur d'onde du laser à une fréquence ajustable allant jusqu'au tir à tir (20kHz),
- l'ajout du TDFA1 permet de fournir un rayonnement laser dont les propriétés permettent d'alimenter l'OL. En particulier, le bruit d'intensité qui n'est pas dominant devant le bruit de photon pour la détection hétérodyne,
- de façon corollaire, l'architecture à quatre étages permet de limiter l'échauffement individuel des TDFA2 et TDFA3 où la puissance de pompe a été réduite de 60%. Cela limite les variations de puissance signal induites par effet thermique,
- l'ajout du MEO permet d'atténuer les impulsions parasites générées par le MAO d'un facteur 100, ce qui est sous le seuil de détection,
- la sortie optique est connectorisée.

Les principales caractéristiques de notre source sont répertoriées ci-dessous et comparées aux autres travaux rapportés dans la littérature, pour des études de lasers tout-fibrés dans la bande 2µm.

Tableau 2-4:Principales caractéristiques du laser et résultats bibliographiques de développement laser, dans la bande 2µm et entièrement fibré

Caractéristiques	Lahyani et al, 2021 [50]	Li et al, 2015 [66]	Yan et al, 2021 [31]
Technologie	**Fibre TDFA**	Fibre TDFA	Fibre TDFA
Longueur d'onde	**2051 nm**	2050 nm	1950 nm
Nombre d'étage	**4**	2	3
Energie	**120 µJ**	1 mJ	34 µJ
Durée des impulsions	**200 ns**	100 ns	150 ns
PRF	**20 kHz**	40 kHz	10 kHz
Puissance crête **Puissance moyenne**	**600 W** **2.4 W**	10 kW 40.5 W	230 W 300 mW
Remarque	~	Δν = 5 GHz	

Li et al. [66], présentent une architecture entièrement fibrée à 2050nm délivrant des impulsions avec une puissance crête de 10kW, non limitée par la diffusion Brillouin. L'augmentation du seuil Brillouin est obtenue grâce à un spectre très large (5GHz). Bien que ce spectre soit trop large pour notre application, cet article démontre la possibilité d'extraire des énergies importantes des fibres dopées thulium dans une architecture monolithique.

L'étude de Yan et al. [31], est, à ma connaissance, la plus proche du travail que j'ai effectué. En effet, une des applications visées est le lidar en détection hétérodyne et il est également fait mention de la mesure de gaz (H_2O et CO_2). L'architecture présentée est similaire à celle proposée dans cette thèse (injecteur type DFB, pré-amplificateur continu, MAO, amplificateurs impulsionnels, etc), mais aucun système d'augmentation du seuil Brillouin n'est mis en œuvre. La puissance crête est de 230W (2.6 fois moins que dans [50]), non limité par le SBS.

A ma connaissance, l'étude présentée dans cette thèse constitue l'état de l'art des sources à 2.05µm pour une application lidar en détection hétérodyne adaptée à la mesure de CO_2.

2.3.2 Sources de bruit

Dans cette partie, je détaille l'influence des propriétés optiques du laser présenté dans la Partie 2.3 sur le bruit de la mesure lidar. L'analyse porte d'abord sur la contribution de la distribution spectrale de puissance du signal émis et de l'OL puis sur les éléments d'origine spatiale (qualité de faisceau et polarisation).

Pour rappel, la contribution du bruit d'intensité (RIN) de l'OL a été traitée dans la partie 2.3.1.2. J'ai montré que cette contribution entraine une variation du CNR de -1dB.

Pour l'ensemble des mesures effectuées dans cette partie, le régime de fonctionnement du laser est celui décrit dans le Tableau 2-4.

2.3.2.1 Elément d'origine spectrale – largeur spectrale

Comme indiqué dans le Chapitre 1, il faut minimiser la largeur spectrale du laser pour maximiser le CNR et minimiser l'erreur aléatoire. Nous avons également vu que la largeur spectrale est un vecteur de biais via l'estimation de la fonction de poids sur la mesure de CO_2. Cependant, la largeur spectrale considérée ici (quelque MHz) est suffisamment faible pour ne pas introduire de biais significatif (Chapitre 2).

La largeur spectrale Δν d'un laser peut être définie comme la largeur à mi-hauteur de sa densité spectrale de puissance DSP_{laser}. Cette DSP résulte du produit de convolution des DSP associées aux différents bruits de phase qui affectent le rayonnement laser. Pour l'architecture étudiée, les trois contributions majeures sont : le bruit de phase de l'injecteur (DSP_{DFB}), le bruit de phase induit par la forme de l'impulsion (DSP_{imp}) et un éventuel bruit de phase induit par l'amplification (DSP_{amp}).

$$\mathrm{DSP}_{\mathrm{laser}} = DSP_{DFB} \otimes DSP_{imp} \otimes DSP_{amp} \qquad 2.18$$

Dans cette équation, l'opérateur ⊗ est le produit de convolution et la DSP s'exprime comme :

$$DSP = TF\big(R_y(\tau)\big) \qquad 2.19$$

Où $R_y(\tau)$ est l'auto-corrélation du signal temporel *y* et TF est la transformée de Fourier.

Démarche

Mon objectif est de déterminer l'élargissement spectral induit par chacune des contributions au bruit de phase de l'équation 2.18. Cela permet, d'une part de déterminer la largeur spectrale du battement hétérodyne et ainsi évaluer les performances lidar, et d'autre part de hiérarchiser les contributions à l'élargissement spectral pour définir les points d'améliorations.

Je propose une méthode permettant de déterminer l'ensemble des contributions à partir de trois mesures. Dans un premier temps, on mesure DSP_{imp} pour déterminer l'élargissement spectral induit par le découpage temporel des impulsions avec l'équation 2.19. Dans un deuxième temps, on mesure l'élargissement spectral induit par l'amplificateur complet, en sortie de TDFA4, (DSP_{amp}) à partir d'un interféromètre équilibré et connaissant DSP_{imp}.

Pour finir, on cherche à déterminer DSP_{DFB}. La méthode classiquement utilisée pour déterminer la largeur spectrale d'une DFB (*self heterodyne technique* [67]) ne peut pas être mise en œuvre car je ne dispose pas de ligne à retard suffisamment longue. Ainsi, j'utilise le battement hétérodyne entre l'OL et le signal amplifié (en sortie de TDFA4) rétrodiffusé par une cible lointaine pour créer un interféromètre déséquilibré. On peut alors retrouver DSP_{DBF} connaissant DSP_{imp} et DSP_{amp}.

Contribution du découpage temporel : DSP_{imp}

Pour un laser impulsionnel, DSP_{imp} impose la largeur spectrale minimale (limite de Fourier). Celle-ci peut être calculée en appliquant l'opération de l'équation 2.19 sur le signal temporel.

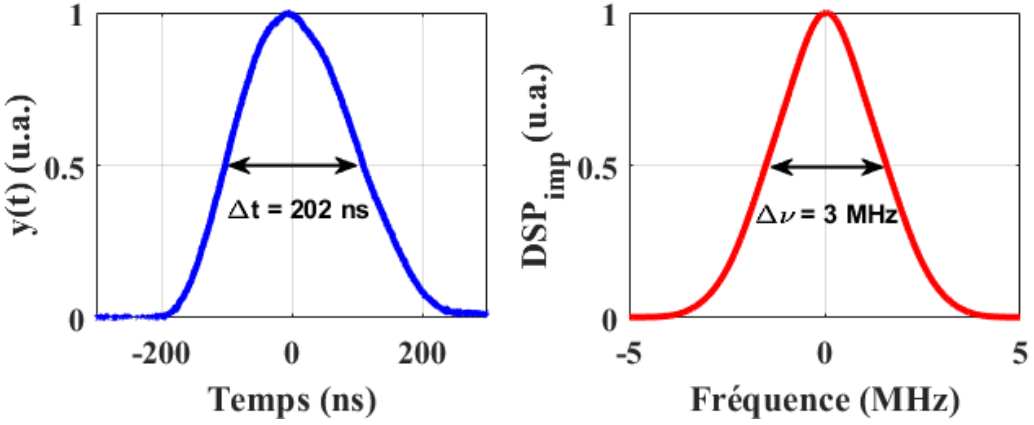


Figure 2-20:Signal temporel à la sortie du TDFA4 (gauche) et DSP associée (droite) pour calculer la limite de Fourier

Sur la Figure 2-20 sont représentées la forme d'impulsion (gauche – moyennée sur 10 traces) et sa DSP (droite – moyennée sur 10 DSP) calculée avec l'équation 2.19. La durée d'impulsion à mi-hauteur est de 202 ns et la limite de Fourier pour cette impulsion vaut 3MHz à mi-hauteur.

Contribution de la chaîne d'amplification : DSP_{amp}

Pour déterminer des largeurs spectrales d'un laser de quelques MHz, il est possible de recourir à une mesure interférométrique auto-hétérodyne [67]. Le schéma de cette expérience est donné en Figure 2-21.

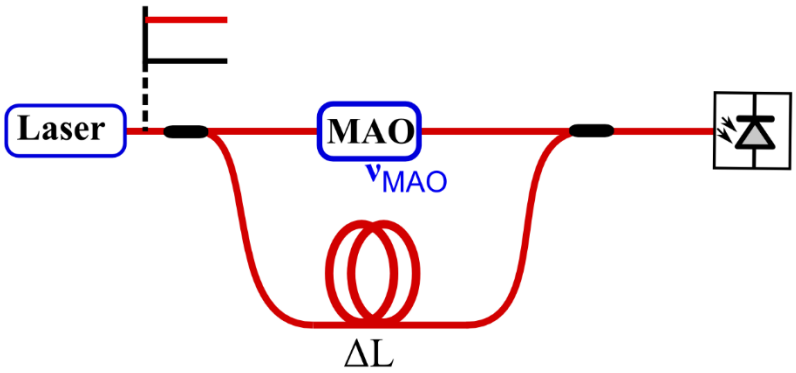


Figure 2-21: Schéma d'un montage hétérodyne pour mesurer la largeur spectrale d'un laser continu

Le MAO est utilisé en régime continu et permet de faire le décalage en fréquence. En choisissant une différence de marche ΔL grande devant la longueur de cohérence L_C du laser à caractériser, les bruits de phase des deux bras sont décorrélés. La DSP de ce battement auto-hétérodyne DSP_{self} s'écrit alors :

$$\mathrm{DSP}_{\mathrm{self}} = DSP_{laser} \otimes DSP_{laser} \qquad 2.20$$

La largeur à mi-hauteur de DSP_{self} renseigne directement sur celle du laser, et la relative simplicité de cette méthode justifie son emploi pour mesurer des largeurs d'émission relativement étroites.

Cependant, pour une source de largeur spectrale Δν inférieure à 1.5MHz (donnée constructeur pour notre DFB), la longueur de cohérence L_C=c/Δν est supérieure à 200m. Or pour un champ lumineux à 2050nm, l'absorption par les groupes OH résiduels dans la silice devient importante [68]. La fabrication de grandes longueurs de fibre optique en silice à faible teneur en OH est délicate et coûteuse, aussi nous ne disposons pas de ligne à retard assez longue.

En revanche il est possible de déterminer l'élargissement spectral induit par les étages d'amplification seuls. Pour cela, j'ai équilibré les longueurs des deux chemins optiques (L_{MOPA}=L_{OL}, Figure 2-22) pour mesurer les interférences entre l'OL et le signal de sortie de la source laser.

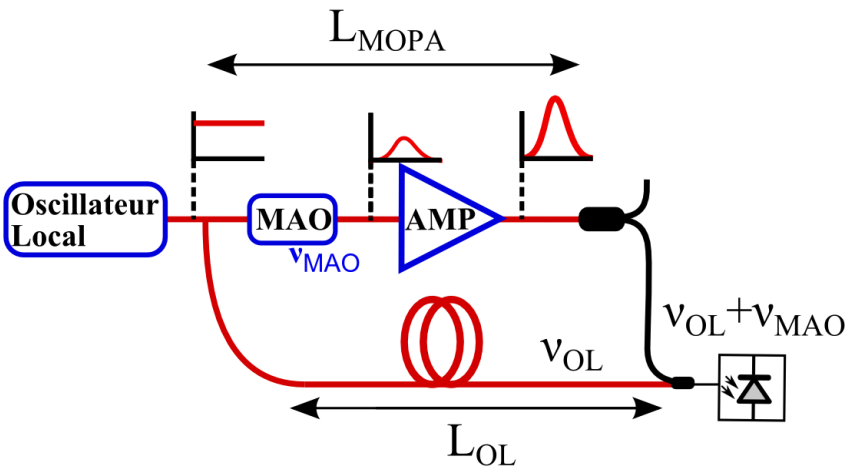


Figure 2-22: Schéma du montage expérimental pour déterminer $DSP_{het\text{-}correlated}$

Dans cette configuration, le bruit de phase issu de la DFB est corrélé entre les deux bras de l'interféromètre. Le battement hétérodyne, alors noté $DSP_{het\text{-}correlated}$, ne contient plus que les contributions au bruit de phase propres à la chaîne d'amplification (Figure 2-23) :

$$\mathrm{DSP}_{\mathrm{het-correlated}} = DSP_{imp} \otimes DSP_{amp} \qquad 2.21$$

Connaissant DSP_{imp}, il devient possible de déterminer DSP_{amp} et donc l'élargissement spectral induit par l'amplification.

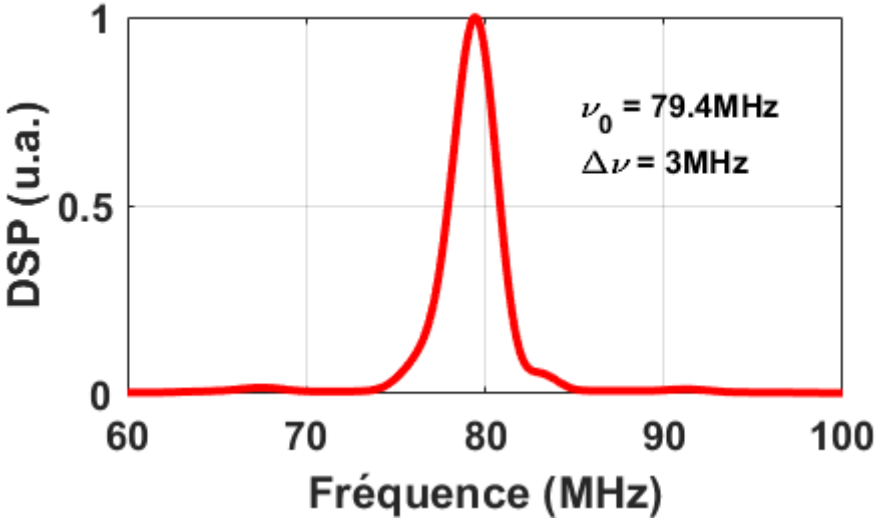


Figure 2-23: $DSP_{het\text{-}correlated}$ obtenue depuis avec le montage expérimental de la Figure 2-22. 10 DSP sont moyennées

La largeur spectrale à mi-hauteur est identique à celle calculée pour DSP_{imp} (3MHz), ce qui indique que l'amplification n'induit pas d'élargissement à mi-hauteur.

On remarque que la position du pic de la $DSP_{het\text{-}correlated}$ est décalée de 0.6MHz par rapport à la fréquence MAO de 80MHz (la comparaison avec DSP_{imp} est donnée sur la Figure 2-26). Ce décalage est probablement dû à un *chirp* en fréquence de l'impulsion lors de l'amplification par auto-modulation de

phase [63,64]. Sur la Figure 2-26, qui compare les différentes DSP mesurées dans cette partie, on observe pour $DSP_{het\text{-}correlated}$ un élargissement sur les flancs du spectre qui est également un marqueur de l'auto-modulation de phase. Son effet est discuté dans la partie « Comparaison ».

Contribution de l'injecteur : DSP_{DFB}

DSP_{imp} et DSP_{amp} étant connues, on peut déterminer DSP_{DFB} à partir de l'équation 2.18 et d'une mesure auto-hétérodyne avec un chemin optique en espace libre plus long que la longueur de cohérence. Pour obtenir une ligne à retard en espace libre, j'ai donc utilisé l'écho d'une cible dure située à 500m du laser, soit une différence de marche entre l'OL et le signal d'environ 1km (Figure 2-24).

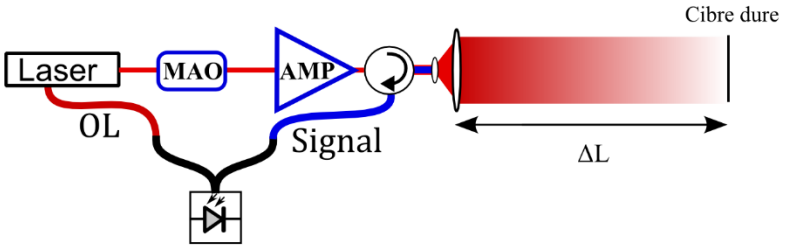


Figure 2-24: Schéma expérimental pour l'estimation de DSP_{het} avec un délai sur la voie signal

On obtient ainsi l'équation suivante pour la DSP du battement hétérodyne (DSP_{het}) :

$$DSP_{\text{het}} = DSP_{DFB} \otimes (DSP_{DFB} \otimes DSP_{imp} \otimes DSP_{amp}) = DSP_{DFB} \otimes DSP_{laser} \qquad 2.22$$

Le laser fonctionne à son régime nominal (200ns – 120µJ pour conserver le même bruit lié à l'amplification et un rapport porteuse à bruit (CNR) élevé (typiquement > 10) sur la mesure de la puissance rétrodiffusée.

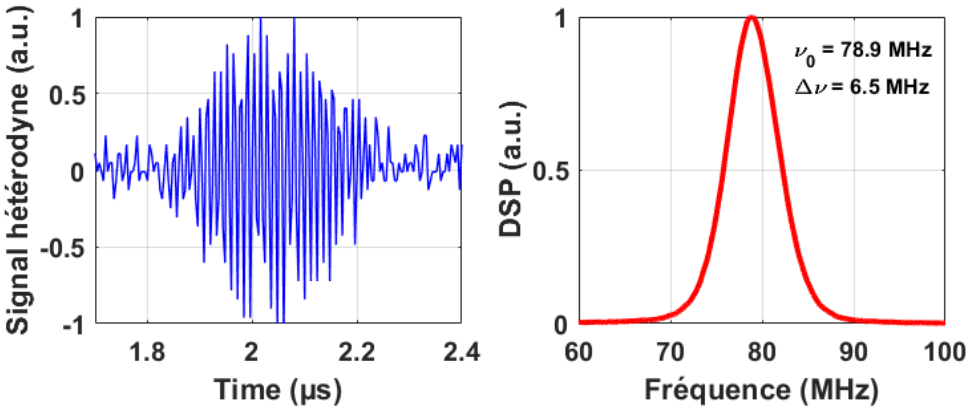


Figure 2-25:Battement hétérodyne entre le signal réfléchi à 500m et l'OL (gauche) et DSP_{het} (droite)

Sur la Figure 2-25 sont représentés le signal hétérodyne issu de la cible dure (gauche) ainsi que la DSP associée (droite). La largeur spectrale de la DSP vaut 6.5MHz.

La DSP_{het} du battement hétérodyne résulte du produit de convolution des différentes contributions de bruit de phase. En faisant l'hypothèse que le spectre d'émission de la DFB la (DSP_{DFB}) est un profil Lorentzien [54], il est alors possible de déduire la largeur spectrale de la DFB. Considérant la largeur spectrale de 6.5 MHz pour DSP_{het}, et en utilisant le spectre de l'impulsion mesuré pour DSP_{imp}, j'ai calculé numériquement une largeur spectrale pour la DFB de 2.5MHz. Cette valeur est compatible avec la valeur indiquée par le constructeur (1.5MHz<$\Delta\nu_{DFB}$<10MHz).

Comparaison

Pour analyser plus en détail les différents effets d'élargissement spectral, j'ai représenté sur la figure ci-dessous les deux DSP_{het} calculées précédemment. J'ai transposé à 80MHz la DSP_{imp} pour la superposer aux spectres hétérodynes.

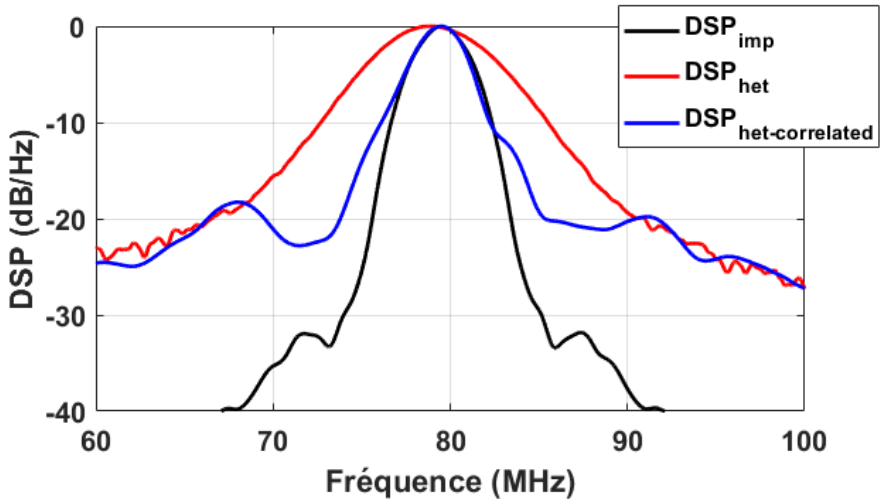


Figure 2-26: Comparaison des différentes DSP

Cette courbe en échelle logarithmique met en évidence l'élargissement sur les flancs de $DSP_{het\text{-}correlated}$ par rapport à DSP_{imp}. On peut également voir sur les flancs de $DSP_{het_correlated}$ des bandes latérales décalées d'environ 13 MHz par rapport au pic central. Cet élargissement des flancs et les bandes latérales semblent dus à une auto-modulation de phase (voir partie 2.1.3.3). L'auto-modulation de phase est le résultat d'une variation de l'indice de réfraction d'un milieu, proportionnelle à la variation d'un flux lumineux qui le traverse. Ainsi, l'auto-modulation de phase est d'autant plus importante que la puissance crête est élevée à durée d'impulsion constante. L'effet des bandes latérales et de l'élargissement des flancs sur la mesure lidar n'a pas été évalué, mais il est probable qu'il soit source de biais pour la mesure de CO_2. Empiriquement, on peut supposer que la part d'information contenue dans les flancs peut être perdue et faire sous-estimer le courant hétérodyne moyen. Pour une raison non identifiée, les bandes latérales de l'auto-modulation de phase ne sont pas visibles dans DSP_{het}.

Bilan

Grace à la démarche présentée au début de cette partie, j'ai pu déterminer et quantifier les sources de bruit de phase du laser. A partir de la mesure du spectre hétérodyne avec l'interféromètre déséquilibré, on connaît la largeur spectrale du battement hétérodyne qui nous renseigne sur les performances atteignables pour le lidar.

Pour résumer, le laser a une largeur spectrale à mi-hauteur de 4.7MHz dont les contributions sont : le façonnage temporel des impulsions, l'amplification (négligeable) et la largeur spectrale de la DFB. Etant donnée les formes spectrales des différentes contributions au bruit de phase (courbe en cloche représentée sur la Figure 2-20 pour le façonnage des impulsions et lorentzienne pour la DFB), la largeur spectrale du laser n'est pas une combinaison linéaire des différentes contributions. Le façonnage des impulsions entraine un élargissement spectral de 3MHz. La largeur spectrale de la DFB est de 2.5MHz mais n'entraine que 1.7MHz d'élargissement sur la largeur spectrale globale du laser (valeur déterminée numériquement).

Le spectre hétérodyne entre l'OL (DFB de largeur spectrale 2.5MHz) et le signal amplifié (4.7MHz) a une largeur spectrale de 6.5MHz, avec une contribution de 3.5MHz (~ deux fois 1.7MHz) du bruit de phase de la DFB.

Dans le Chapitre 1, j'ai rappelé que le facteur de dégradation du CNR correspond au rapport entre la largeur du spectre hétérodyne (ici 6.5MHz) et la largeur de sa transformée de Fourier (ici 3MHz). Cela représente donc une dégradation du CNR de 3.2dB.

Hormis la limite théorique sur le bruit de phase imposée par la forme d'impulsion, seul le bruit de phase des DFB est une source de dégradation substantielle pour les performances lidar comme décrit dans le Chapitre 1. Sans modifier le reste de l'architecture MOPA, il serait possible d'utiliser des injecteurs plus fins spectralement (laser fibré, ECDL). La contribution au bruit de phase due à l'amplificateur (au niveau des flancs du spectre) n'est pas quantifiée mais est une possible source de biais sur la mesure lidar.

Le Tableau 2-5 donne la largeur spectrale du battement hétérodyne, utile pour l'estimation des performances lidar, la largeur spectrale du laser et résume ses différentes contributions.

Tableau 2-5: Résumé des propriétés spectrales de la source laser fibrée

	Largeur spectrale à mi-hauteur	**Commentaire**
Battement hétérodyne	**$\Delta\nu_{het}$ = 6.5 MHz**	**2.2 fois plus que la limite théorique**
Laser	**$\Delta\nu_{laser}$ = 4.7 MHz**	**Résultat des trois contributions ci-dessous**
DFB	**$\Delta\nu_{DFB}$** = 2.5 MHz	Principale source de dégradation
Limite de Fourier	**$\Delta\nu_{imp}$** = 3 MHz	Limite théorique
Amplification	**$\Delta\nu_{amp}$** ~ 0 MHz	Faible effet de l'amplification

En conclusion, la largeur spectrale de la DFB est l'élément limitant pour le bruit de mesure d'origine spectral.

2.3.2.2 Eléments d'origine spatiale

Qualité de faisceau

Usuellement, la qualité spatiale d'un faisceau monomode est quantifiée par le paramètre M^2, défini comme le ratio de la divergence du faisceau par rapport à la limite de diffraction :

$$M^2 = \frac{\theta_{laser}}{\theta_{diff}} \qquad 2.23$$

Avec θ_{laser} la divergence du faisceau et θ_{diff}, la limite de diffraction. Or la limite de diffraction s'écrit :

$$\theta_{diff} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \qquad 2.24$$

Avec λ la longueur d'onde et w_0 le rayon à $1/e^2$ du faisceau à l'origine. En sortie de laser, le signal est collimaté par une lentille asphérique optimisée pour conserver une bonne qualité de faisceau. Pour mesurer le M^2, j'ai focalisé ce signal puis j'ai mesuré sa taille le long de la propagation. Une régression aux moindres carrés permet d'estimer la taille du faisceau (de laquelle on calcule la limite de diffraction) ainsi que la divergence du faisceau.

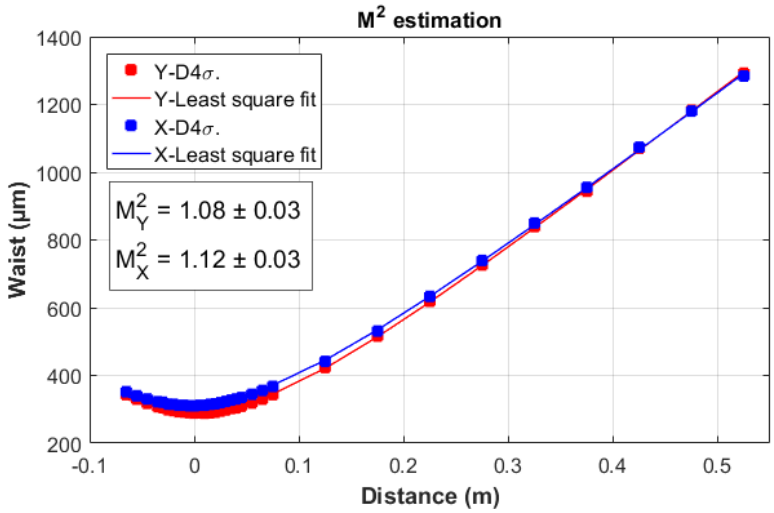


Figure 2-27: Estimation du M² du faisceau laser dans les deux directions orthogonales

On peut voir que sur les deux axes, le paramètre M^2 est inférieur à 1,15. Ainsi, d'après le Chapitre 1, cela induit 0.5dB de perte sur le CNR.

Polarisation

La polarisation du faisceau est mesurée avec un polariseur rotatif positionné sur le chemin du faisceau collimaté. L'extinction du polariseur est de 50dB (donnée constructeur). On mesure alors la puissance du faisceau sur les deux axes de polarisation *s* (perpendiculaire au plan de réflexion) et *p* (parallèle au plan de réflexion) et le PER (Polarization Extinction Ratio) s'écrit :

$$PER_{dB} = 10.\log\left(\frac{P_p}{P_s}\right) \qquad 2.25$$

Le PER du faisceau de sortie est supérieur 16dB. Cela induit une perte sur le CNR de 0,1dB.

2.3.3 Sources de biais

Dans cette partie, je détaille l'analyse des propriétés optiques du laser présenté dans la Partie 2.3 pouvant induire un biais sur la mesure DIAL. Seuls des éléments d'origine spectrale sont susceptibles d'induire un biais (Chapitre 1).

Pour l'ensemble des mesures effectuées dans cette partie, le régime de fonctionnement du laser est celui décrit dans le Tableau 2-4.

2.3.3.1 Dérive en longueur d'onde

Afin de mesurer la dérive en fréquence du laser, j'ai utilisé l'absorption d'une cellule de CO_2 pour déterminer la fréquence absolue du laser. La méthode est détaillée dans le chapitre suivant.

.

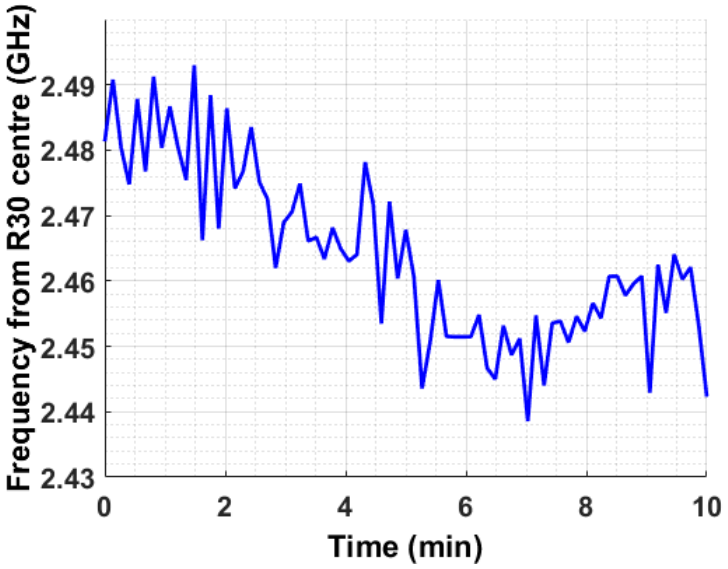


Figure 2-28: Dérive de la longueur d'onde du laser en fonction du temps. La valeur en ordonné correspond à l'écart avec le centre de la raie d'absorption du CO_2 R30.

Sur la Figure 2-28 est représentée la fréquence de la DFB par rapport au centre de la raie R30. Sur le temps de mesure de 10min, on observe une dérive d'environ 50MHz. D'après le Chapitre 1, sur le flanc de raie, le biais induit par le positionnement spectral est de 0.2ppm/MHz. Ainsi, le biais induit par cette amplitude de dérive de la DFB vaut 10ppm sur le flanc de raie. Au centre de la raie R30, où la sensibilité de la section efficace à la dérive spectrale est plus faible, cette dérive représente moins de 1ppm d'erreur.

La méthode que nous utilisons actuellement pour estimer la fréquence absolue du laser nous permet cependant déjà de calculer la section efficace d'absorption en temps réel, et de corriger partiellement les dérives de l'injecteur. Cependant, à moyen terme nous projetons d'appliquer une méthode de stabilisation de la fréquence d'émission [47,48] dans le système lidar pour réduire l'incertitude sur ce biais.

2.3.3.2 Puissances parasites

Emission spontanée amplifiée (ASE)

La Figure 2-29 illustre la densité spectrale de puissance du laser mesurée avec un analyseur de spectre.

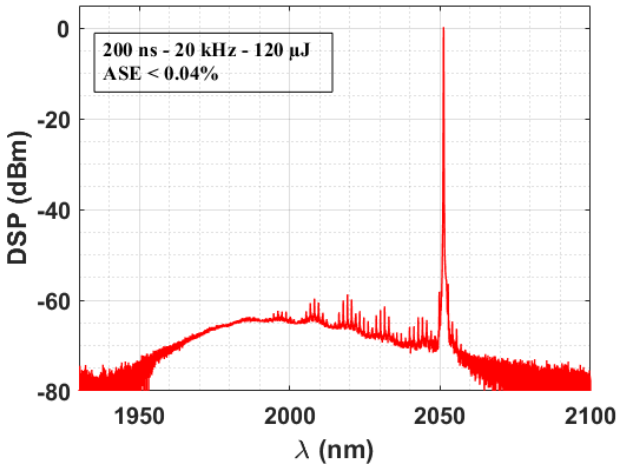


Figure 2-29: Spectre optique du laser à la sortie de la fibre

En sortie de laser, la proportion d'ASE dans le signal total représente 0.04%. L'ASE peut être une source de bruit car, une fois réfléchie par les optiques du télescope, elle est partiellement couplée dans la voie retour et arrive sur le détecteur. Cependant, un tel niveau d'ASE représente moins de 1mW en puissance continue. Les optiques du télescope sont traitées anti-reflets (puissance réfléchie <1% de la puissance incidente) et l'efficacité de couplage des signaux réfléchis par le télescope n'excède pas quelques pourcents. La puissance d'ASE arrivant sur le détecteur est donc de l'ordre du nW et est négligeable devant la puissance d'ASE de l'OL.

Les questions relatives à l'ASE de l'OL sont traitées dans la partie 2.3.1.2.

Fuite du commutateur (switch) optique et mélange à quatre ondes

On appelle fuite du switch (Cross-Talk en anglais) la proportion de signal de la voie théoriquement bloquée dans la voie de sortie. La Figure 2-30 montre le spectre en sortie du switch avec une résolution de 10pm pour les deux positions du switch (voie 1 active et voie 2 bloquée et inversement).

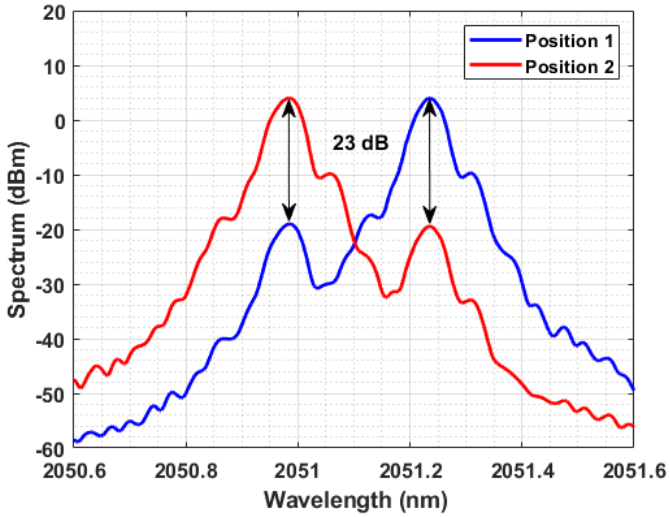


Figure 2-30: Spectre optique en sortie du switch optique avec les deux DFBs allumées. Les courbes rouge et bleue montrent les deux positions du switch

La fuite est de -23dB sur les deux voies. J'ai également mesuré l'impact de la fuite du switch optique sur le signal amplifié (Figure 2-31).

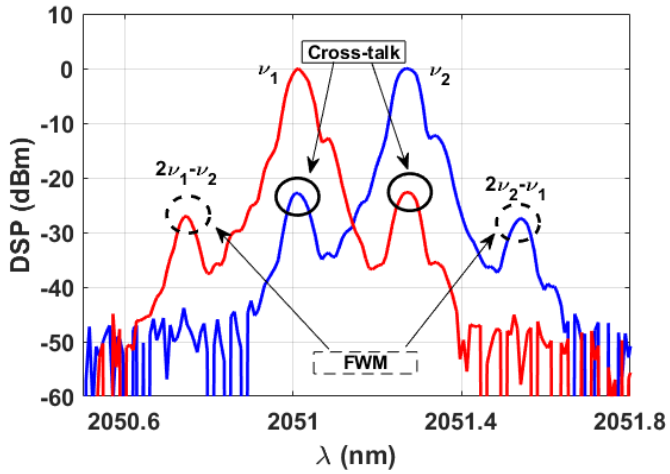


Figure 2-31: Spectre du signal amplifié (sortie de TDFA4) pour les deux positions du switch

On retrouve les raies issues de la fuite du switch (notées « cross-talk » sur la Figure 2-31 aux fréquences υ_1 et υ_2) avec le même taux d'atténuation qu'avant l'amplificateur.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, le fait que le signal émis ainsi que l'OL soient tous deux affectés par la fuite du switch, induit un biais sur l'amplitude du signal lidar aux deux longueurs d'ondes λ_{ON} et λ_{OFF} et donc un biais sur la mesure de CO_2. Pour un taux d'isolation de 23dB dans l'OL et dans le signal émis, le biais est inférieur à 1% sur 4km de propagation.

On remarque également des bandes latérales que nous attribuons au mélange à quatre ondes (FWM) décrit dans la section 2.1.3.2. Ces bandes latérales ne sont pas présentes dans le spectre de l'OL et ne génèrent pas de signal dans la bande de détection du signal hétérodyne. Le FWM est un processus dont l'efficacité dépend de l'intensité lumineuse (W/m²) dans le milieu. Dans le premier étage d'amplification la taille du mode est d'environ 10µm pour une puissance de 270mW, dans le TDFA4, la taille du mode est de 25µm pour une puissance crête de 600W soit une intensité supérieure de trois ordres de grandeurs d'où leur absence dans le spectre de l'OL.

Bien que le FWM n'ait pas d'impact sur la mesure de vent (détection hétérodyne), nous verrons dans le chapitre suivant qu'il peut fausser l'estimation de la fréquence absolue du laser et donc de la section efficace d'absorption. Il me semble également important de mentionner que le FWM serait une source de biais en détection directe qui est, à ce jour, le mode de détection privilégié pour une application spatiale [2,46].

Enfin il est important de noter que le FWM est directement lié à la puissance des ondes pompe et signal (ici υ_1 et υ_2) elle-même dépendante de l'isolation du switch optique. Il parait donc possible, moyennant l'utilisation d'un switch avec une meilleure isolation, d'augmenter la pureté spectrale de ce laser.

Ratio de suppression des modes secondaires

Au même titre que l'isolation du switch, la présence de modes secondaires issus de la DFB dans l'OL et le signal lidar est une source de biais pour la mesure DIAL. Le spectre de la DFB est représenté sur la Figure 2-32

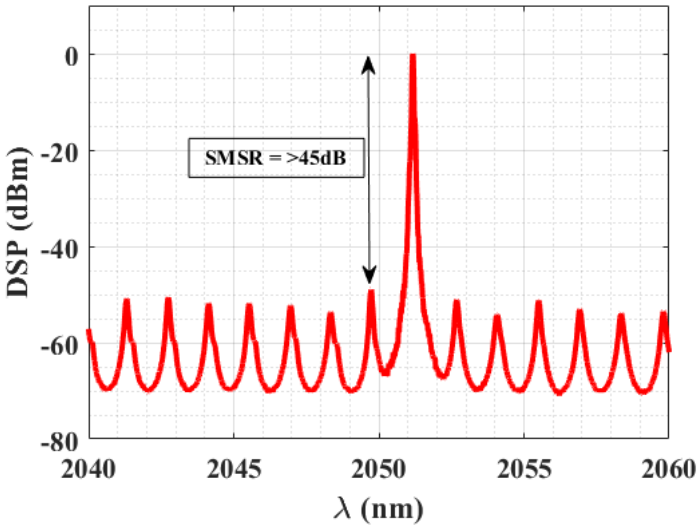


Figure 2-32: Spectre optique de la DFB

Le SMSR (Side-Mode Suppression Ratio) est le rapport entre la densité spectrale de puissance maximale du mode primaire et celle des modes secondaires de la DFB. Les deux DFB utilisées ont un SMSR supérieur à 45dB. Ces modes secondaires sont également visibles dans le signal amplifié (Figure 2-29).

Cependant, l'ensemble des modes secondaires sont hors de la bande spectrale du filtre de Bragg et sont donc fortement atténués. Le signal amplifié présente un SMSR de 60dB.

Chacun de ces modes secondaires de l'OL interfère avec son homologue dans le signal amplifié à la fréquence ν_{MAO}. Dans l'OL, j'ai compté 250 modes secondaires au-dessus du bruit de l'analyseur de spectre. D'après le Chapitre 1, en considérant ces 250 modes secondaires et les SMSR de l'OL et du signal (45dB et 60dB respectivement), on obtient une erreur relative sur la concentration de 0.01ppm sur 4km, que l'on va considérer négligeable.

2.3.4 Performances lidar théoriques

Dans cette partie, je résume les caractéristiques du laser fibré ainsi que l'erreur aléatoire et le biais associé. L'ensemble des valeurs données ici découlent directement des résultats du Chapitre 1.

2.3.4.1 Erreur aléatoire

A partir des caractéristiques du laser mesurées dans ce chapitre, j'ai calculé et résumé dans le Tableau 2-6 les différentes causes de dégradation du CNR ainsi que le facteur d'augmentation de l'erreur aléatoire sur la mesure de CO_2. Ce facteur est un majorant valable dans l'hypothèse où $CNR_{ON} \ll CNR_{OFF}$ et $CNR_{ON} \ll 1$.

Tableau 2-6: Erreur aléatoire induite par le laser sur la mesure lidar

Caractéristique	Valeur		Dégradation du CNR	Facteur d'augmentation de l'erreur aléatoire (d'après Chapitre 1)
RIN	-160dB/Hz		**1dB**	**1.26**
Largeur spectrale	Laser	4.7MHz	**3.2dB**	**2.1**
	Mélange hétérodyne	6.5MHz		
Qualité spatiale du faisceau	<1.15		**<0.5dB**	**<1.12**
Polarisation	Linéaire - PER>16 dB		**<0.11dB**	**1.02**
Total			**<4.81 dB**	**3.02**
Total sans contribution DFB			**<1.61**	**1.45**

La dégradation du CNR induite par la largeur spectrale du laser est, en quasi-totalité, due à la largeur spectrale de la DFB. Elle n'est donc pas inhérente à l'architecture des amplificateurs mais à la caractéristique d'un matériel (la DFB en l'occurrence).

2.3.4.2 Biais

Comme pour l'erreur aléatoire j'ai évalué le biais induit par le laser sur la mesure de CO_2 à partir des caractéristiques mesurées dans ce chapitre.

Tableau 2-7: Biais induit par le laser sur la mesure de CO_2

Caractéristique	Valeur			Biais VMR
Positionnement spectral	50MHz @ 10min			**0.2% (centre R30)** **2.4% (flanc de raie)**
Pureté spectrale		OL	Signal	
	ASE	0.05%	0.04%	**Négligeable**
	Switch	0.5%	0.5%	**<1% sur 4km**
	FWM	~0%	1%	**Négligeable**
	SMSR	45dB	60dB	**Négligeable**
Largeur spectrale	<5MHz			**Négligeable**
Différence OL	Non évalué			**Non évalué**
Total				**1.2% (centre R30)** **3.4% (flanc de raie)**

J'ai isolé les causes de biais dominantes. Le défaut de pureté spectrale induit par la fuite du switch est responsable d'un biais inférieur à 1% sur 4km de propagation. Pour un positionnement de λ_{ON} sur le flanc de la raie, la dérive en longueur d'onde du laser devient la principale source de biais. Le biais relatif total est alors inférieur à 3.4% soit 10ppm pour une concentration de CO_2 dans l'atmosphère de 420ppm.

Conclusion

Au début de ma thèse, la source laser existante présentait une architecture adéquate pour l'application visée (longueur d'onde, fonctionnement monomode, haute puissance, linéairement polarisée, accordable autour de la raie d'absorption R30). Cependant, cette source n'avait pas été optimisée en vue d'une application DIAL. Le diagnostic de la source a montré, d'une part l'impossibilité de prélever un OL avec des propriétés optiques optimales, et d'autres part des instabilités de puissance importantes pouvant mener à un endommagement de la source.

Les modifications que j'ai apportées ont permis de rendre plus stable la source laser en distribuant le gain total sur un étage supplémentaire. Dans sa version finale, la source est constituée de quatre étages d'amplification dont trois fonctionnent en régime impulsionnel. L'OL est amplifié et présente des caractéristiques optimales pour la détection hétérodyne.

Le laser fourni une énergie de 120µJ à 20kHz soit 2.4W continu. La durée des impulsions est de 200ns ce qui correspond à une puissance crête de 600W. La principale limitation de ce laser est inhérente à l'utilisation de fibres optiques dans lesquelles l'effet Brillouin stimulé rend difficile la montée en puissance. Cependant, l'architecture fibrée constitue également son atout principal, le rendant plus robuste que ses homologues en espace libre. A ma connaissance, ce laser est le premier entièrement fibré à 2.05µm pouvant répondre à une application DIAL en régime impulsionnel.

J'ai ensuite caractérisé la source laser en vue de faire le bilan des erreurs induites par le laser sur la mesure DIAL à partir des résultats du Chapitre 1. Les propriétés optiques du laser engendrent une augmentation de l'erreur aléatoire d'un facteur 3.02. Deux tiers sont attribués à la largeur spectrale des injecteurs utilisés (2.5MHz). Le biais induit par le laser est inférieur 1,2% pour un positionnement de λ_{ON} au centre de raie sur 4km de propagation et provient d'une part de la fuite du switch et d'autre part du positionnement spectral du laser. Le biais est de 7% sur le flanc de raie.

Les différentes modifications apportées à la source laser ainsi que les éléments de caractérisation permettent de dire que l'objectif fixé en début de chapitre, qui consiste à répondre à l'application DIAL en détection hétérodyne, est rempli. Ce travail ouvre la voie au développement d'un lidar utilisant cette source entièrement fibrée à 2.05µm pour la mesure de CO_2 en détection hétérodyne d'une part (Chapitre 3), et d'autre part, à son hybridation avec un étage d'amplification en espace libre permettant de gagner significativement en puissance (Chapitre 4).

Le chapitre suivant est consacré à l'architecture lidar dans laquelle ce laser prend place ainsi qu'aux résultats obtenus.

Chapitre 3. Validation expérimentale de l'aptitude du laser fibré à sonder le CO_2 atmosphérique et la vitesse du vent par lidar DIAL/Doppler en détection hétérodyne

Introduction

Dans ce chapitre, je mets en œuvre un démonstrateur lidar en détection hétérodyne, intégrant la source laser fibrée présentée dans le Chapitre 2. L'objectif est de vérifier expérimentalement l'aptitude du laser fibré à sonder le CO_2 atmosphérique et la vitesse du vent. En particulier, je cherche à mettre en évidence d'éventuelles sources de dégradation de la mesure qui n'auraient pas été décelées lors de la caractérisation du laser.

Dans un premier temps, je décris les différents sous-systèmes qui constituent le démonstrateur lidar : émission/réception des signaux, détection des signaux, référence spectrale et traitement des données. Ces deux derniers sous-systèmes sont particulièrement détaillés car ils constituent des limites pour la restitution du rapport de mélange du CO_2 (VMR pour Volume Mixing Ratio).

Dans un second temps, j'analyse les résultats obtenus sur la mesure de CO_2 et de vent. A chaque fois, j'essaie d'estimer le biais en utilisant une mesure de référence puis je compare l'erreur statistique observée et celle calculée théoriquement.

Publication associée : J. Lahyani, N. Cézard, B. Faure, F. Gilbert, and J. L. Gouët, "2-µm hybrid laser emitter for future carbon dioxide space-borne lidar measurement," in International Conference on Space Optics — ICSO 2020 (International Society for Optics and Photonics, 2021), Vol. 11852, p. 68.

Partie 3.1 Mise en œuvre de l'architecture lidar

Le système lidar présenté ici est décomposé en cinq sous-systèmes :

- le laser fibré,
- le système en espace libre pour la mise en forme, l'émission et la collection des signaux (E/R),
- la détection des signaux optiques,
- un système de calibration spectrale,
- le traitement numérique des données.

Un schéma général est présenté sur la Figure 3-1.

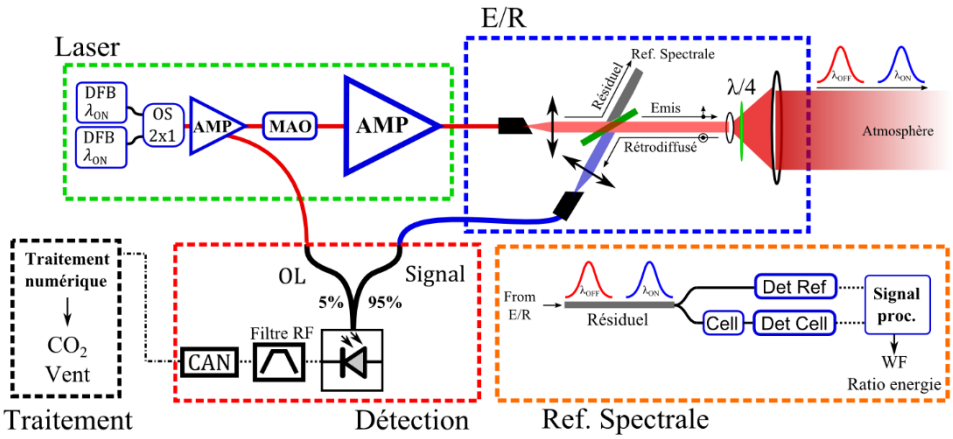


Figure 3-1: Schéma général de l'architecture lidar

A l'exception du laser, l'ensemble des sous-systèmes constituant ce lidar sont détaillés ci-après.

Comme pour la caractérisation du laser dans le Chapitre 2, le régime de fonctionnement est le suivant : durée des impulsions - 200ns, fréquence de répétition - 20kHz, énergie part impulsion - 120µJ et fréquence de commutation - 20kHz (tir à tir). L'OL (Oscillateur Local) en sortie d'amplificateur continu (TDFA1) a une puissance de 15mW et de 0.7mW après le coupleur 95:5.

3.1.1 Emission et réception des signaux

Il existe différentes architectures pour l'émission et la réception des signaux optiques. En détection hétérodyne, il est avantageux de recourir à une architecture dite « mono-statique » qui permet de maximiser le rendement hétérodyne sur toute la ligne de visée. Pour cet arrangement, la pupille d'émission et de réception est la même et permet de maximiser le recouvrement du signal et de l'OL. Le schéma de la partie E/R est donné en Figure 3-2.

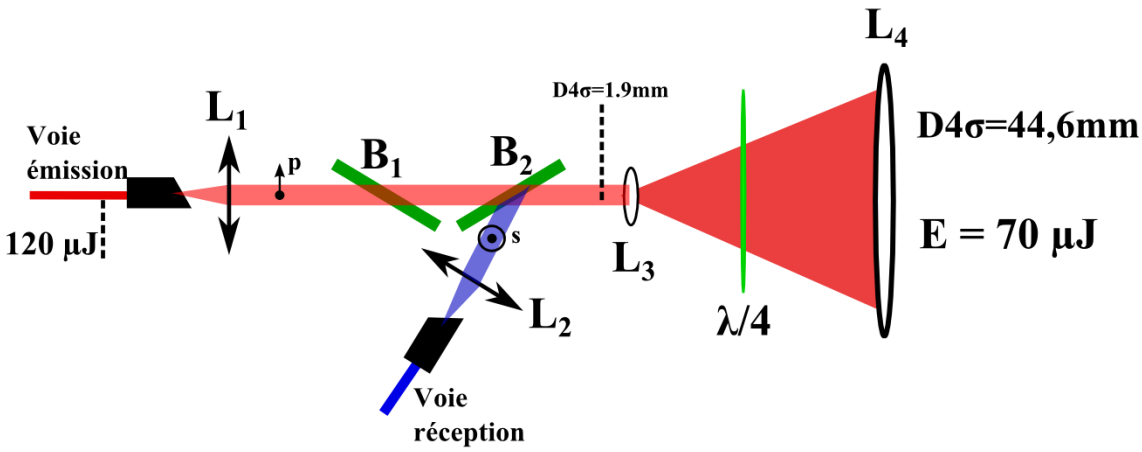


Figure 3-2: Schéma de la partie E/R en configuration mono-statique. L : lentille, B : lame à angle de Brewster, λ/4 : lame quart d'onde

Le signal en sortie de la fibre d'émission est polarisé *p* (parallèle au plan de réflexion) et collimaté par la lentille L_1. Les lames B_1 et B_2 sont à l'angle de Brewster et transmettent la polarisation *p*. Les lentilles L_3 et L_4 forment le télescope du lidar. La lame quart d'onde (λ/4) circularise la polarisation du faisceau transmis dans l'atmosphère puis, au retour, la linéarise sur l'axe *s* (perpendiculaire au plan de réflexion).

La lame B_2 réfléchit le signal rétrodiffusé vers la voie réception à travers la lentille L_2. La transmission entre la voie émission et la lentille L_4 est de 60%.

Pour maximiser le recouvrement, et donc le rendement hétérodyne, il faut égaliser la taille du faisceau OL et celle du signal en trouvant un couple de lentilles L_1/L_2 adéquates. Pour ce faire, il faut satisfaire l'égalité 3.1.

$$\frac{MFD_{signal}}{MFD_{OL}} = \frac{f_{signal}}{f_{OL}} \qquad 3.1$$

Où MFD désigne le diamètre de mode dans la fibre (Mode Field Diameter) et *f* la focale de la lentille associée pour la collimation. Pour calculer le MFD (à 1/e²) d'une fibre optique monomode, on utilise la relation de Marcuse [69] :

$$MFD = a.\left(0.65 + \frac{1.619}{V_C^{2/3}} + \frac{2.879}{V_C^6}\right) \qquad 3.2$$

Avec a le diamètre de cœur et V_C la fréquence de coupure normalisée de la fibre qui s'exprime de la manière suivante :

$$V_C = \frac{2\pi}{\lambda}.a.ON \qquad 3.3$$

Pour notre application la fibre d'émission est une fibre LMA (Large Mode Area) dont le diamètre de cœur est de 25µm et l'ouverture numérique (ON) de 0.07. La fibre de collection a un cœur de 8µm et une ouverture numérique de 0.2. Le faisceau OL est plus divergent que le faisceau signal et requière donc une focale f_{OL} plus courte que f_{signal}. La contrainte qui s'est imposée a été de trouver un couple de lentille « sur étagère » avec les traitements antireflets adaptés.

Tableau 3-1: Choix des focales pour l'optimisation du rendement hétérodyne

	MFD	**f**	**MFD/f**
OL	8.68 µm	6.25 mm	$1.39.10^{-3}$
Signal	25.66 µm	18.4 mm	$1.39.10^{-3}$

Le signal collimaté fait environ 1,9mm de diamètre à 1/e². Le faisceau passe ensuite dans un télescope dont le grandissement vaut 23.6. La lentille L_4 est placée sur une table de translation permettant de modifier la géométrie du signal dans l'atmosphère.

La pupille d'émission fait 7.62cm de diamètre. Son remplissage est de 0.6 et est conditionné par la conception optique de la lentille L_4 (visant à conserver la qualité spatiale du faisceau). Dans [44], il est montré que l'optimal pour le remplissage de la pupille est de 0.75. Le rendement hétérodyne vaut alors au plus 0.4. Pour un remplissage de 0.6, le rendement hétérodyne vaut au plus 0.32. Ainsi, l'architecture lidar dégrade le CNR de 1.25dB.

3.1.2 Détection hétérodyne

Une fois couplé dans la fibre monomode, le signal lidar est mélangé avec l'OL grâce à un coupleur dont le ratio de couplage est fortement déséquilibré pour maximiser la transmission du signal lidar (Figure 3-3).

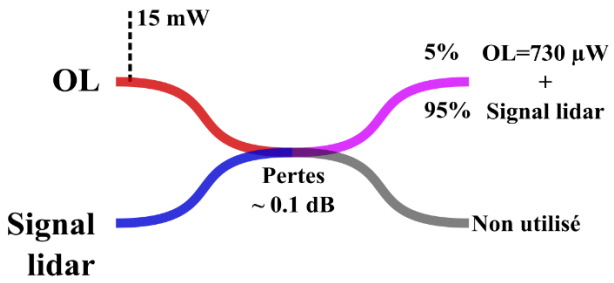


Figure 3-3: Coupleur monomode utilisé pour le mélange hétérodyne

L'OL pris à la sortie du TDFA1 a une puissance de 15mW et de 730µW après le coupleur. La transmission du signal lidar est de 93% en prenant en compte les pertes d'insertion du coupleur (~0,1dB).

Une fois mélangé avec l'OL, le signal est détecté avec une photodiode rapide dont la fréquence de coupure est aux alentours de 250MHz, permettant de résoudre le battement au voisinage de la fréquence du MAO (80MHz). La sensibilité *S* du détecteur vaut 1.2A/W et le NEP (Noise Equivalent Power) vaut 8pW/Hz$^{1/2}$. Le RIN (Relative Intensity Noise) de l'OL vaut -160dB/Hz (Chapitre 2). Par rapport à une détection uniquement affectée par le bruit de photon, le CNR est dégradé de 2dB (1dB engendré par le RIN et 1dB par le NEP, Figure 3-4).

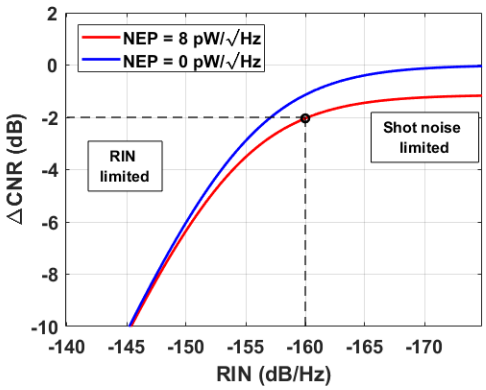


Figure 3-4 : Dégradation du CNR en fonction du NEP et du RIN

Le signal analogique est ensuite filtré par un filtre passe bande pour supprimer la composante continue du signal et limiter le repliement de spectre. Il est ensuite numérisé par une carte 12 bits à une fréquence d'échantillonnage f_{ech} de 250MHz soit une fréquence de coupure de 125MHz. Chaque tir est numérisé sur *N* échantillons temporels, ce qui donne une distance de visibilité maximale z_{max} au lidar :

$$z_{max} = \frac{N.c}{2.f_{ech}} \qquad 3.4$$

Où *c* est la vitesse de la lumière. Pour les essais lidar présentés dans la Partie 3.2, nous ne pouvons pas acquérir plus de 3072 points par tir à f_{ech}=250MHz soit z_{max}=1800m.

3.1.3 Système de référence spectrale

Le système de référence spectrale permet de déterminer, en temps réel, la fréquence d'émission du laser. Il est nécessaire dans notre système car les longueurs d'onde d'émission ne sont pas stabilisées. Il permet donc de corriger au cours du temps une éventuelle dérive de la fonction de poids WF. Également, l'architecture du système permet de déterminer la différence des énergies émises aux deux longueurs d'onde. Le système de référence spectrale est représenté sur la Figure 3-5.

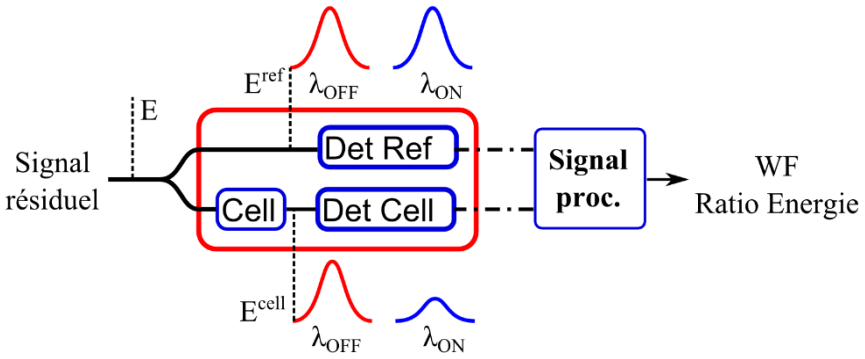


Figure 3-5: Schéma du système de référence spectrale.

Le signal optique utilisé provient de la réflexion résiduelle induite par la lame B_2. Le signal est couplé dans une fibre monomode de la même façon que le signal lidar. On note *E*, l'énergie par impulsion couplée dans la fibre. Le signal est ensuite séparé en deux avec un coupleur monomode. Une partie va vers le détecteur de référence (Det Ref). L'énergie captée par le détecteur est notée E^{ref}. La seconde partie passe dans une cellule de gaz de 80cm remplie de CO_2 pur à une pression de 740 Torr à température ambiante et est captée par un second détecteur (Det Cell, énergie du signal notée E^{cell}).

L'absorption de la cellule est directement liée à la section efficace d'absorption et donc à la longueur d'onde du laser. La voie référence permet de normaliser les puissances et également de déterminer la différence d'énergie des signaux $E(\lambda_{ON})$ et $E(\lambda_{OFF})$ utile pour la mesure IPDA.

Spectralement, le rayonnement utilisé possède les mêmes propriétés que le signal émis à l'exception du niveau d'ASE qui est de 0.2% contre 0.04% à la sortie du laser. Le spectre du rayonnement utilisé pour la calibration spectrale est représenté sur la Figure 3-6.

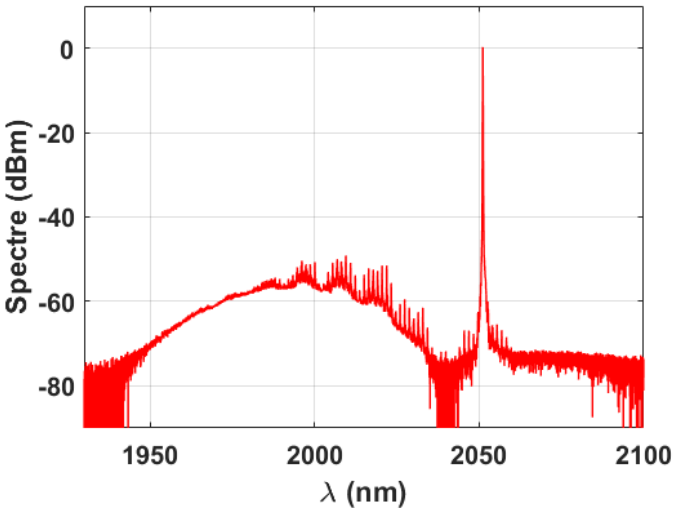


Figure 3-6: Spectre du signal utilisé pour la référence spectrale

Les signaux sont numérisés sur une carte FPGA qui est synchronisée avec le déclenchement des impulsions laser. La carte FPGA effectue un moyennage sur 1000 tirs/λ avant d'enregistrer séparément les signaux $E(\lambda_{ON})$ et $E(\lambda_{OFF})$.

Dans la partie 3.1.3.1, je vais détailler la méthode d'estimation de la section efficace d'absorption et dans la partie 3.1.3.2 la différence des puissances.

3.1.3.1 Estimation de la fonction de poids

La fonction de poids WF dans un environnement donné est définie dans le Chapitre 1 comme la différence des sections efficaces d'absorption aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}. La fonction de poids s'exprime également en fonction de la transmission différentielle ΔT des signaux aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF}, du rapport de mélange du milieu VMR et de la distance de propagation L :

$$WF = \sigma_{abs}(\lambda_{ON}) - \sigma_{abs}(\lambda_{OFF}) = \frac{\ln(\Delta T)}{VMR.L} \qquad 3.5$$

La transmission différentielle ΔT_{cell} des signaux $E(\lambda_{ON})$ et $E(\lambda_{OFF})$ à travers la cellule de gaz est donnée par :

$$\Delta T_{cell} = \frac{E^{cell}(\lambda_{ON})}{E^{cell}(\lambda_{OFF})} \cdot \frac{E^{ref}(\lambda_{OFF})}{E^{ref}(\lambda_{ON})} \qquad 3.6$$

La fonction de poids dans la cellule WF_{cell} s'écrit d'après l'équation 3.5 :

$$WF_{cell} = \frac{\ln(\Delta T_{cell})}{VMR_{cell}.L_{cell}} \qquad 3.7$$

La longueur de la cellule L_{cell} et la concentration VMR_{cell} sont connues et on peut mesurer ΔT_{cell} avec l'équation 3.6.

Les conditions de P/T°/VMR ne sont pas les mêmes dans l'atmosphère et dans la cellule de gaz. Les données spectrales ainsi que les fonctions de poids y sont donc différentes. Les sections efficaces d'absorption dans la cellule de gaz et dans une atmosphère standard sont représentées sur la Figure 3-7.

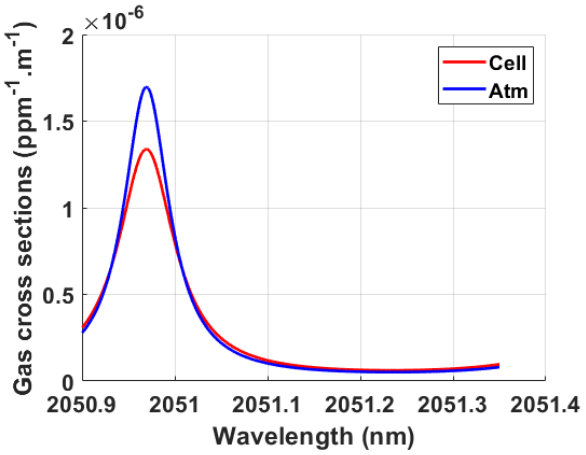


Figure 3-7: Section efficace d'absorption dans la cellule remplie de CO_2 pur à 740 Torr/20°C et dans l'atmosphère avec un rapport de mélange de 420ppm, à pression atmosphérique et 20°C.

L'estimation de WF se fait donc par l'intermédiaire d'une fonction de transfert entre la transmission différentielle de la cellule et la section efficace d'absorption dans l'atmosphère. Cette fonction de transfert est représentée sur la Figure 3-8 (bleu). Elle permet également de déterminer la fréquence optique du laser (rouge).

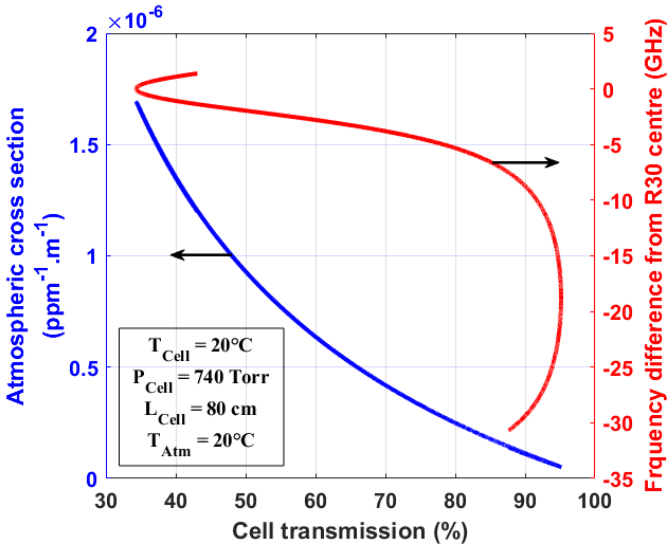


Figure 3-8: Fonction de transfert entre la transmission de la cellule de gaz et la section efficace d'absorption dans l'atmosphère

La fonction de transfert qui lie la transmission de la cellule à la section efficace d'absorption dans l'atmosphère n'est pas linéaire. Aussi, pour déterminer la fonction de poids dans l'atmosphère, je dois faire l'hypothèse que la longueur d'onde λ_{OFF} est connue et positionnée à -18GHz (2051.2nm) de la raie R30.

Le positionnement de λ_{OFF} a été déterminé via une calibration préalable avec la cellule de gaz. J'ai fait varier la température et le courant dans la diode laser DFB pour faire des abaques donnant la longueur d'onde en fonction des paramètres de contrôle. La précision avec laquelle je positionne λ_{OFF} est de 70MHz. J'ai calculé cette valeur à partir de la sensibilité en fréquence de la DFB au courant et à la température (4GHz/mA et 15GHz/°K) et de la précision des drivers courant/température (respectivement 10µA et 2mK). Cela donne une précision de 40MHz induite par la précision du courant et 30MHz pour la température. Une telle précision engendre sur l'estimation de λ_{ON} avec le système de référence spectrale, un biais inférieur à 1MHz quel que soit son positionnement spectral sur la raie.

Cependant, la principale source de biais pour l'estimation de WF vient de la pureté spectrale du signal, qui engendre un biais sur l'estimation de ΔT_{cell}. En effet, les composantes spectrales parasites mentionnées dans le Chapitre 2 (ASE, mélange à quatre ondes et isolation du switch optique) ne sont pas absorbées dans les mêmes proportions. Comme dans le Chapitre 1, on peut décrire l'énergie totale captée par le détecteur comme la somme des énergies pour chaque composante spectrale :

$$E_{totale}^{ref}(\lambda) = E^{ref}(\lambda) + \sum_{\xi=1}^{n} E_{\xi}^{ref}(\lambda^{(\xi)}) \qquad 3.8$$

Où λ est la composante spectrale dont la puissance est dominante et ξ permet d'identifier les n composantes spectrales parasites ($\lambda^{(\xi)}$). On mesure alors une transmission différentielle $\Delta T_{cell,mesurée}$ d'après les équations 3.6 et 3.8 :

$$\Delta T_{cell,mesurée} = \frac{E^{cell}(\lambda_{ON}) + \sum_{\xi=1}^{n} E_{\xi}^{cell}(\lambda_{ON}^{(\xi)})}{E^{cell}(\lambda_{OFF}) + \sum_{\xi=1}^{n} E_{\xi}^{cell}(\lambda_{OFF}^{(\xi)})} \cdot \frac{E^{ref}(\lambda_{OFF}) + \sum_{\xi=1}^{n} E_{\xi}^{ref}(\lambda_{OFF}^{(\xi)})}{E^{ref}(\lambda_{ON}) + \sum_{\xi=1}^{n} E_{\xi}^{ref}(\lambda_{ON}^{(\xi)})} \qquad 3.9$$

Le système de référence spectrale ne permet pas de mesurer $E_{\xi}(\lambda^{(\xi)})$ car le détecteur intègre l'ensemble du spectre. Cependant, j'ai déterminé dans le Chapitre 2 la puissance relative de ces éléments spectraux par rapport à la composante principale. Par ailleurs, on peut faire des hypothèses sur leurs longueurs d'onde permettant de corriger le biais sur la mesure spectrale. Le spectre optique en sortie de laser, centré autour de 2051nm, est représenté sur la Figure 3-9.

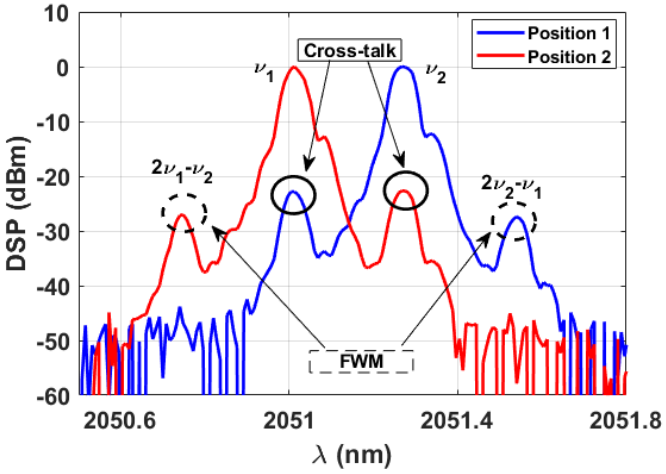


Figure 3-9: Spectre optique du faisceau laser entrant dans le système de référence spectrale. Les courbes bleue et rouge identifient les deux positions du switch optique

Dans le Tableau 3-2, j'ai résumé pour chaque composante spectrale parasite, sa longueur d'onde, sa section efficace d'absorption et sont extinction par rapport à la composante principale. L'extinction du switch optique et du FWM sont déterminés à partir du spectre optique de la Figure 3-9. L'extinction de l'ASE est déterminée à partir du spectre optique de la Figure 3-6.

Tableau 3-2: Longueur d'onde et section efficace d'absorption des composantes spectrales parasites

λ	λ_{ON}			λ_{OFF}		
	λ	Ext.(4)	σ_{abs} ($ppm^{-1}.m^{-1}$)	λ	Ext.(2)	σ_{abs} ($ppm^{-1}.m^{-1}$)
FWM(1)	2050.8 nm	27 dB	$4{,}45.10^{-8}$	2051.4 nm	27 dB	$>1.5.10^{-6}$
OS(2)	λ_{OFF}	23 dB	$6{,}53.10^{-8}$	λ_{ON}	23dB	σ_{abs} (λ_{ON})
ASE(3)	1.95 – 2.04 µm	27 dB	$6{,}15.10^{-7}$	1.95 – 2.04 µm	27 dB	$6{,}15.10^{-7}$

(1) *Four Waves Mixing*, (2) *Optical switch*, (3) *Amplified Spontaneous Emission*, (4) Extinction

Pour la longueur d'onde λ_{ON} positionnée proche du centre de raie, la composante spectrale du FWM est à 2050.8nm. A cette longueur d'onde, la section efficace d'absorption est de $4.5.10^{-8} ppm^{-1}.m^{-1}$. La composante spectrale issue du défaut d'isolation du switch optique est à la longueur d'onde λ_{OFF} donc la section efficace d'absorption est supposée connue. La section efficace d'absorption de l'ASE est déterminée avec l'équation suivante :

$$\sigma_{abs}^{ASE} = \int_{-\infty}^{\infty} S_{ASE}(\lambda).\sigma_{abs}(\lambda).d\lambda \qquad 3.10$$

Où S_{ASE} est le profile spectral de l'ASE extrait de la Figure 3-6 (m^{-1}, d'intégrale unitaire). On obtient ainsi une section efficace équivalente pour l'ASE de $6{,}15.10^{-7}$ $ppm^{-1}.m^{-1}$.

Ainsi, on connait sans biais les valeurs de $E^{ref}(\lambda_{OFF})$, $E^{ref}(\lambda_{ON})$ et $E^{cell}(\lambda_{ON})$. Cependant, il est plus difficile de connaitre sans biais $E^{cell}(\lambda_{OFF})$ car le positionnement spectral de la composante issue du mélange à quatre ondes à 2051.4nm correspond au flanc de la raie d'absorption R31 (centrée à 2051.5nm). Toutefois, $E^{cell}(\lambda_{OFF})$ est dominé par le signal à la longueur d'onde λ_{OFF} et le biais induit par le FWM sur $E^{cell}(\lambda_{OFF})$ représente un biais sur ΔT_{cell} de 0.1%. D'après la Figure 3-8 cela introduit moins de 150MHz de biais sur l'estimation de la fréquence optique au centre de raie. Dans le Chapitre 1, j'ai montré qu'un tel biais représente moins de 4ppm de biais sur le VMR.

On obtient alors, en fonction du temps, une estimation de WF à partir de ΔT_{cell} ainsi que la fréquence optique du laser (voir Figure 3-10).

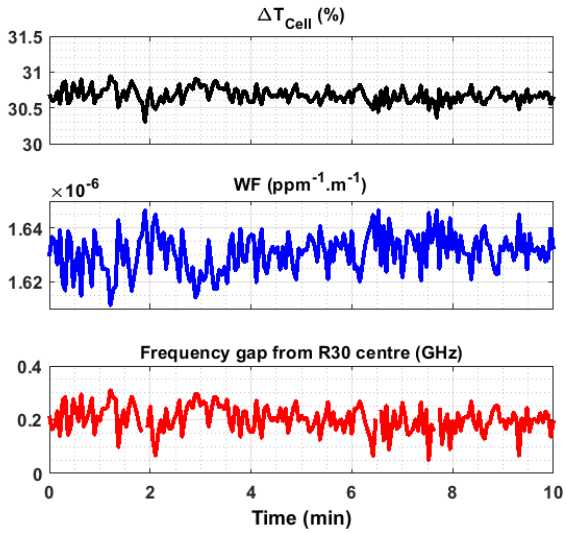


Figure 3-10: Données extraites du module de référence spectral. De haut en bas, la transmission différentielle de la cellule de gaz, la section efficace d'absorption à la longueur d'onde λ_{ON} et la fréquence optique du laser exprimée en GHz depuis le centre de la raie R30

Il est important de noter que ce système de référence spectrale a pour but de contrôler une éventuelle dérive importante en longueur d'onde pouvant engendrer des biais de plusieurs dizaines de ppm sur la mesure de CO_2. Pour aller au-delà, l'asservissement en longueur d'onde restera, dans de futurs travaux, le moyen le plus robuste et le plus précis pour contrôler la longueur d'onde d'émission du laser [47,48].

3.1.3.2 Estimation de la différence d'énergie

L'estimation de la différence des énergies émises aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} est nécessaire pour la mesure IPDA comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1. L'équation IPDA est rappelée ci-dessous :

$$\langle VMR \rangle_R = \frac{\frac{1}{2}\ln\left(\frac{P_s(R,\lambda_{OFF})}{P_s(R,\lambda_{ON})}.\frac{E_l(\lambda_{ON})}{E_l(\lambda_{OFF})}\right)}{\int_0^R WF(z)dz} \qquad 3.11$$

L'estimation du rapport des énergies est faite à partir de la voie référence du module de référence spectral :

$$\frac{E^{ref}(\lambda_{OFF})}{E^{ref}(\lambda_{ON})} = \frac{E_l(\lambda_{OFF})}{E_l(\lambda_{ON})} \qquad 3.12$$

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, cette estimation peut se faire sans biais connaissant la pureté spectrale du laser. La Figure 3-11 montre, au cours du temps, l'évolution du rapport des énergies :

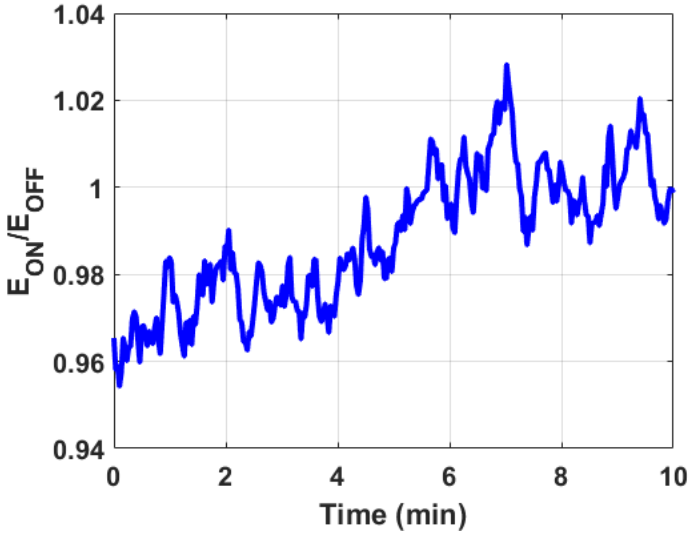


Figure 3-11: Ratio des énergies déterminé depuis le module de référence spectrale

On peut voir ici qu'il y a une dérive de quelques % sur les 10 min de mesure. Si une telle dérive n'est pas corrigée au cours du temps pour une mesure IPDA, celle-ci peut être biaisée de plusieurs dizaines de ppm. Pour les mesures avec la méthode IPDA présentée dans la partie 3.2.2 (distance à la cible dure d'environ 400m), le biais potentiel est de 8ppm/%. Dans le cadre d'une mesure DIAL, cette différence d'énergie émise n'engendre pas de biais.

Ici encore, ce système a été mis en place pour contrôler une éventuelle dérive importante du rapport des énergies. Pour accroitre la précision de cette mesure, et de cette correction de biais, une méthode plus adéquate (en particulier dans le cadre d'une mission spatiale) pourra consister, dans de futurs travaux, à mesurer l'énergie laser à travers deux sphères intégrantes [70].

3.1.4 Algorithme de traitement

L'algorithme de traitement du signal est similaire à celui décrit et analysé dans [42]. Je détaille donc succinctement son fonctionnement. Il prend en entrée les signaux temporels numérisés par la carte d'acquisition ainsi que la fréquence d'échantillonnage. La fonction de poids ainsi que le rapport des énergies sont fournis par le module de référence spectrale. Il donne en sortie la puissance rétrodiffusée, la concentration en CO_2 ainsi que la vitesse du vent projetée sur la ligne de visée. La résolution spatio-temporelle du lidar, imposée par le laser (durée d'impulsion et PRF), peut être dégrader pour améliorer la précision de mesure.

Tableau 3-3: Glossaire des symboles utilisés pour le traitement de signal

Symbole	Signification
f_{ech}	Fréquence d'échantillonnage
$nfft$	Nombre de points dans une case distance
N	Nombre de points numérisés par tir
N_{DSP}	Nombre de DSP moyennées
N_P	Nombre d'échantillons de puissance rétrodiffusée (P_S) moyennées
N_{VMR}	Nombre de VMR moyennés
ΔR	Résolution spatiale du lidar
ΔR_{VMR}	Résolution spatiale pour la mesure du VMR
n_{fit}	Nombre d'échantillons pour la régression linéaire de $\Delta\tau$
Δt_{VMR}	Résolution temporelle pour la mesure du VMR
DSP	Densité spectrale de puissance
DSP_{bruit}	Densité spectrale de puissance de bruit
DSP_{het}	Densité spectrale de puissance du courant hétérodyne
B_e	Bande de fréquence pour le calcul de la puissance rétrodiffusée
B_V	Bande de fréquence pour le calcul du décalage Doppler

3.1.4.1 Calcul de la puissance rétrodiffusée

Le calcul de la puissance rétrodiffusée se décompose en deux phases. Dans un premier temps, les *N* échantillons temporels enregistrés sont découpés en portes temporelles de *nfft* points comme représentés sur la Figure 3-12.

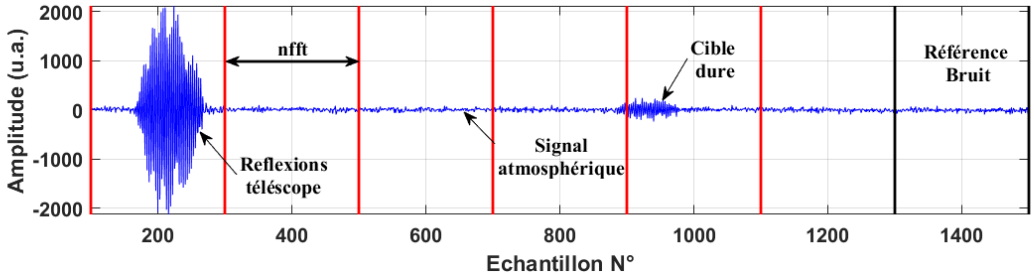


Figure 3-12: Découpage temporel d'un signal lidar. La taille des cases distance est de 300 points sur cette figure par souci de clarté visuelle.

Dans cette étude, *nfft* est fixé à 50 points et corresponds à une durée de 200ns comme le temps de cohérence de l'impulsion laser. Le lidar possède donc une résolution spatiale ΔR de 30m :

$$\Delta R = \frac{nfft}{f_{ech}} \cdot \frac{c}{2} \qquad 3.13$$

Sur la Figure 3-12, on peut voir que dans la première case distance il y a un battement de fréquence d'amplitude importante. Il correspond aux réflexions parasites induites par les optiques du télescope. Ensuite, on trouve le signal atmosphérique qui, en raison de sa faible amplitude, n'est pas visible directement sur la trace temporelle. A la cinquième case distance, on trouve un battement hétérodyne qui est issu d'une réflexion sur une cible dure (d'où une amplitude importante). La dernière case distance sert de référence de bruit pour le traitement de signal exposé ci-après.

Comme cela est mentionné dans le Chapitre 1, on a recours à la Densité Spectrale de Puissance (DSP) pour calculer la puissance du signal rétrodiffusé ainsi que le décalage Doppler. Pour chaque case distance, la DSP est calculée par *FFT* (Fast Fourier Transform). Les DSP sont interpolées par ajout de

zéros sur la trace temporelle de chaque cases distance (zeros-padding en anglais) et moyennées afin d'augmenter le SNR. Il est important de moyenner les DSP sur un temps où le vent ne varie pas significativement afin de ne pas élargir le spectre hétérodyne. On note N_{DSP} le nombre de DSP moyennées. Dans cette thèse, j'ai fixé de manière empirique une limite supérieure pour N_{DSP} à 2000 (soit 0.2s) telle que je n'ai pas observé de variation de la largeur spectrale de DSP_{het}.

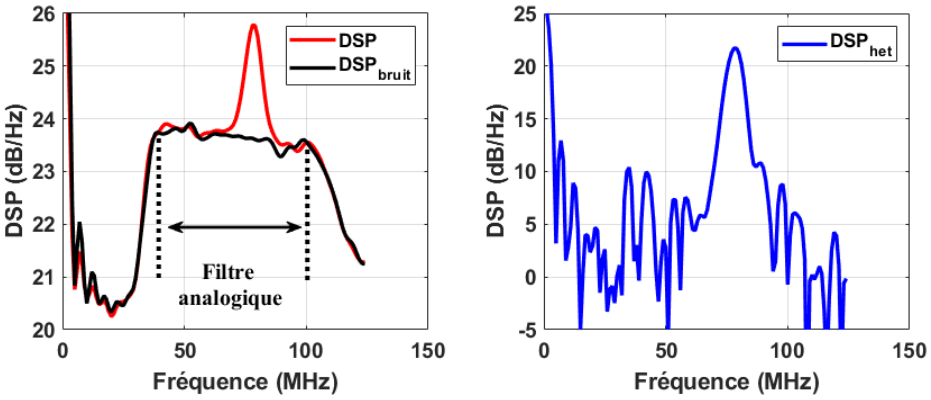


Figure 3-13: DSP moyennée (N_{DSP}=2000) d'une case distance (50 points + 200 zéros pour l'interpolation) contenant du signal avant soustraction du bruit (DSP, rouge), DSP_{bruit} (noir) et DSP_{het} (bleu)

La DSP moyennée de la dernière case distance, notée DSP_{bruit}, est utilisée comme référence de bruit et soustraite à l'ensemble des autres DSP. La Figure 3-13 représente la DSP avant soustraction du bruit (gauche, rouge) d'une case distance contenant du signal et la DSP_{bruit} (gauche, rouge). On appelle DSP_{het} (droite, bleu) la soustraction de la DSP_{bruit} à la DSP.

Lors de certains essais, le nombre d'échantillons temporels *N* s'est avéré trop faible pour que la dernière case distance soit parfaitement dépourvue de signal (résultat d'un problème lié à l'acquisition). Dès lors, on introduit un biais dans la DSP_{het} qui peut se répercuter sur la mesure de CO_2 (voir 3.2.1.1). Afin de déterminer, sans biais, le niveau de bruit, j'applique une méthode de traitement explicitée dans [71]. Elle consiste à corriger la DSP_{bruit} avec une régression linéaire appliquées aux zones de la DSP_{bruit} non affectées par ce signal résiduel. L'évaluation de cette méthode de traitement est donnée dans la partie 3.2.1.1.

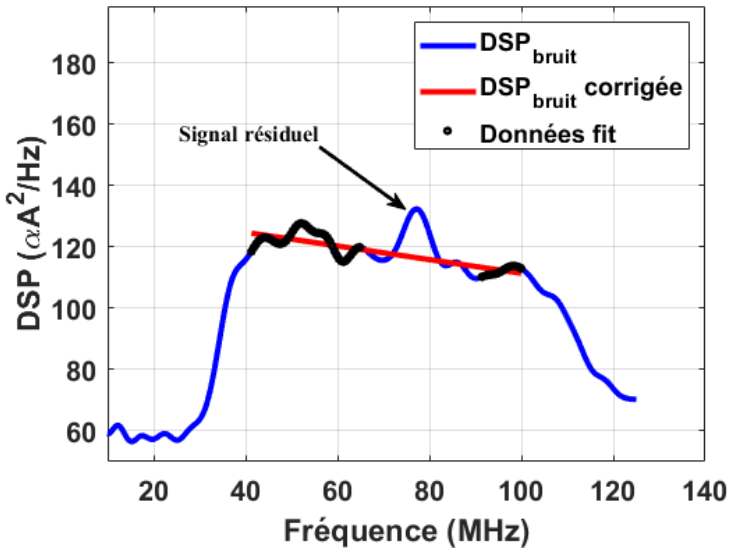


Figure 3-14 : Représentation du problème de signal résiduel dans la case distance de bruit (DSP_{bruit}) et de la méthode de correction par régression linéaire de DSP_{bruit}

Sur cette figure, j'ai représenté la $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$ (bleu, qui est la DSP de la dernière case distance à la longueur d'onde λ_{OFF}) obtenue lors d'essais lidar ainsi que la $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$ corrigée, obtenue par régression linéaire sur les zones de $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$ en noir.

Dans un second temps, comme mentionné dans le Chapitre 1, la puissance du courant hétérodyne P_S pour chaque case distance est calculée en intégrant DSP_{het} sur une bande B_e autour de la fréquence centrale de battement notée f_{max}. La bande d'intégration est fixée à 20MHz soit trois fois la largeur spectrale du spectre hétérodyne (6.5MHz). P_S est moyennées sur N_P tirs pour augmenter SNR_P (rapport signal à bruit de P_S). L'optimal pour N_P est donné pour un temps caractéristique où P_S ne dérive pas. Cette dérive est imposée par les conditions atmosphériques et/ou les fluctuations de puissance du laser. Comme pour N_{DSP}, j'ai déterminé empiriquement une limite supérieure pour le moyennage de P_S de 2s soit N_P=10 pour N_{DSP}=2000. Les équations 3.14 et 3.15 donnent le calcul de DSP_{het} et P_S :

$$DSP_{het,j,k} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{DSP}} DSP_{i,j,k} - \sum_{i=1}^{N_{DSP}} DSP_{bruit,i,j,k}}{N_{DSP}} \qquad 3.14$$

$$P_S = \frac{\sum_{k=1}^{N_P}\left(\sum_{j=q}^{q'} DSP_{het,j,k}\right)}{N_P} \qquad 3.15$$

Où les indices i, j et k représentent respectivement le i-ième tir laser, le j-ième échantillon spectral et le k-ième regroupement de N_{DSP}. Les indices q et q' identifies la bande d'intégration B_e pour le calcul de P_S.

Le CNR est calculé en divisant P_S par la puissance de courant de bruit dans la même bande spectrale B_e. On obtient ainsi, pour chaque longueur d'onde, une courbe sur le CNR et une courbe sur P_S.

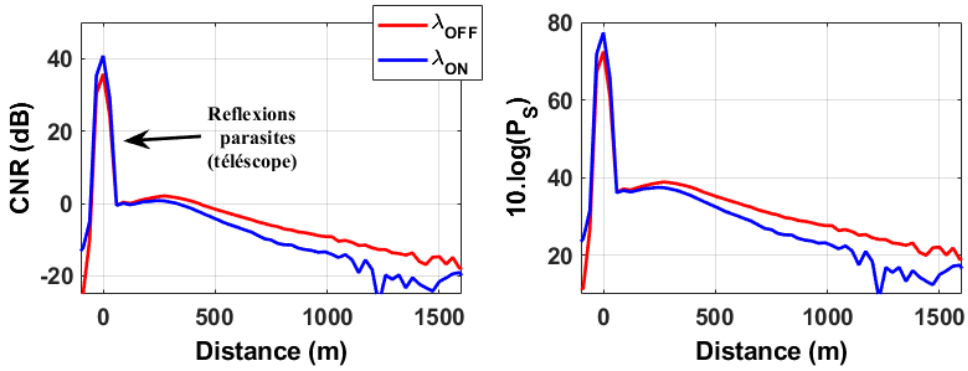


Figure 3-15: CNR et P_S expérimentaux pour chaque longueur d'onde. Résolution spatiale : 30m, résolution temporelle : 1s/λ, 2s au total

A partir des courbes de P_S, on détermine le rapport de mélange du CO_2 et le CNR nous permet de calculer l'erreur statistique théorique.

3.1.4.2 Calcul numérique du rapport de mélange résolu spatialement (mesure DIAL)

L'équation de la mesure DIAL est rappelée ci-après :

$$VMR(z) = \frac{1}{2.WF(z)} \cdot \frac{d}{dz} \ln\left(\frac{P_s(z,\lambda_{OFF})}{P_s(z,\lambda_{ON})}\right) \qquad 3.16$$

Pour rappel, le terme logarithmique est appelé épaisseur optique différentielle notée $\Delta\tau$. WF est estimée à partir du module de référence spectrale présenté dans la partie 3.1.3.1 et est considérée constante sur toute la ligne de visée. La figure suivante présente la mesure de $P_S(\lambda_{ON})$ et $P_S(\lambda_{OFF})$ ainsi que l'épaisseur optique différentielle associée.

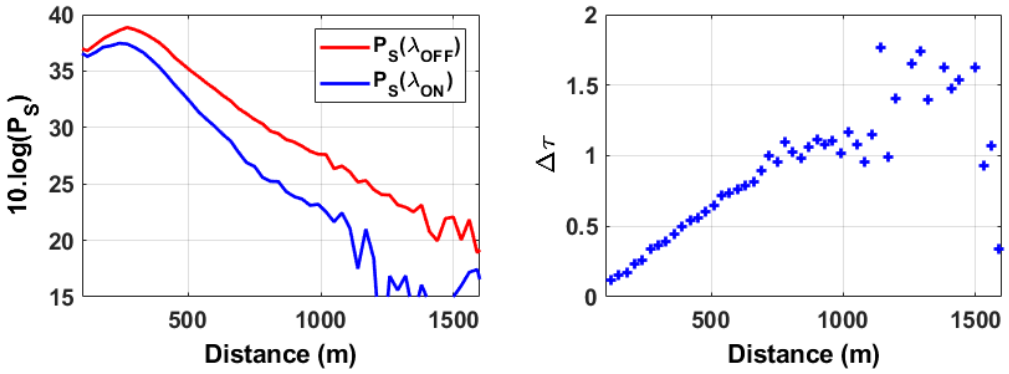


Figure 3-16: Puissance calculée des signaux expérimentaux aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} (gauche) et épaisseur optique différentielle associée (droite). Résolution spatiale : 30m, résolution temporelle : 1s/λ, 2s au total

Sur la figure de gauche ($P_S(\lambda_{ON})$ et $P_S(\lambda_{OFF})$), on voit nettement que le signal $P_S(\lambda_{ON})$ est plus absorbé que $P_S(\lambda_{OFF})$. Sur la figure de droite, on voit que $\Delta\tau$ forme une droite (ce qui signifie qu'il y a peu de variation de la concentration en CO_2) jusqu'à 750m environ. Au-delà, le bruit devient important et il est difficile d'exploiter les données.

Ensuite, pour déterminer la pente de $\Delta\tau$, nécessaire à l'estimation du VMR, j'utilise une régression linéaire sur n_{fit} points (au moins deux) de $\Delta\tau$. Pour la suite n_{fit} est fixé à quatre. La résolution ΔR_{VMR} pour la mesure de CO_2 est alors de 90m.

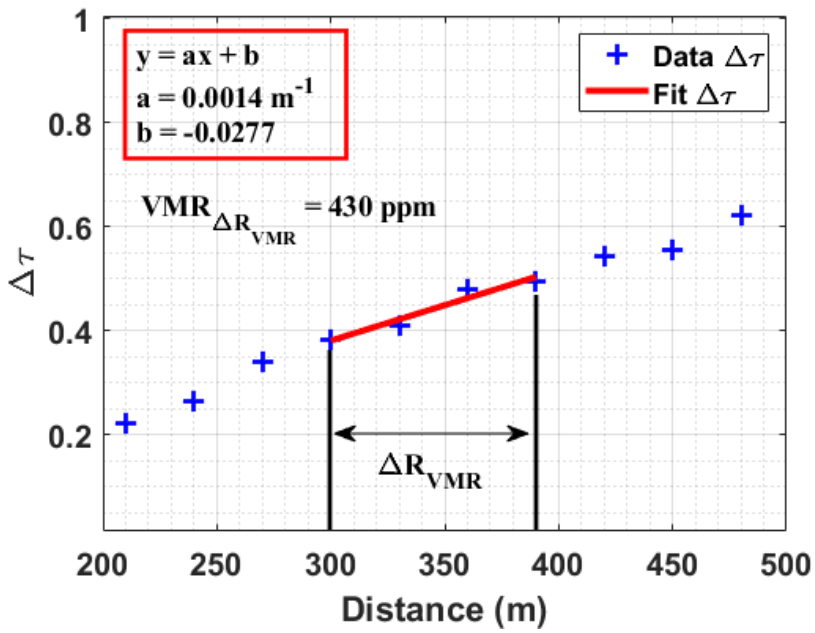


Figure 3-17: Régression linéaire sur $\Delta\tau$ pour déterminer sa pente et le VMR

On applique ensuite l'équation 3.16 pour déterminer le VMR. On peut moyenner également le VMR sur N_{VMR} points pour diminuer l'erreur statistique. In fine, la résolution temporelle Δt_{VMR} du lidar pour la mesure de CO_2 est donnée par :

$$\Delta t_{VMR} = \frac{2.N_{DSP}.N_P.N_{VMR}}{PRF} \qquad 3.17$$

3.1.4.3 Calcul numérique du rapport de mélange moyenné entre le lidar et une cible (mesure IPDA)

Pour la mesure IPDA, nous avons vu qu'il est nécessaire de connaitre le ratio des énergies émises. Il est déterminé à partir de la voie référence du module de référence spectrale décrit dans la partie 3.1.3.2. L'estimation des puissances rétrodiffusées est identique à celle décrite dans la partie 3.1.4.1. Le VMR est calculé en utilisant l'équation suivante :

$$\langle VMR \rangle_{L_{cible}} = \frac{1}{2.\mathrm{WF}.\mathrm{L_{cible}}} \ln\left(\frac{P_s(R,\lambda_{OFF})}{P_s(R,\lambda_{ON})}.\frac{E_l(\lambda_{ON})}{E_l(\lambda_{OFF})}\right) \qquad 3.18$$

Où L_{cible} est la distance entre le lidar et la cible.

3.1.4.4 Calcul numérique du décalage Doppler

Pour déterminer la vitesse du vent sur la ligne de visée, on estime la fréquence centrale de battement à partir de DSP_{het}. Pour ce faire, on commence par restreindre la bande de recherche, notée B_V, autour de la fréquence f_{max} pour laquelle l'amplitude de DSP_{het} est la plus importante. On détermine ensuite f_{bary}, le barycentre de DSP_{het} dans cette bande de fréquence et qui s'exprime par :

$$f_{bary} = \frac{\int_{f_{max}-\frac{B_v}{2}}^{f_{max}+\frac{B_v}{2}} DSP_{het}(f).f.df}{\int_{f_{max}-\frac{B_v}{2}}^{f_{max}+\frac{B_v}{2}} DSP_{het}(f).df} \qquad 3.19$$

Pour notre étude, B_v=B_e.

En principe, la vitesse du vent est déterminée à partir de l'écart entre la fréquence du MAO et f_{bary}. Cependant, on a pu voir dans le Chapitre 2 que l'amplification peut légèrement décaler la fréquence centrale d'émission du laser (moins de 1MHz). Ainsi, pour éviter que ce biais ne se répercute sur la mesure de vent, on utilise la réflexion parasite du télescope pour calibrer la fréquence du battement hétérodyne notée f_{ref}. Ainsi, la vitesse du vent V est donnée par la formule du décalage Doppler [72] :

$$V(z) = \frac{\lambda}{2}.\left(f_{ref} - f_{bary}\right) \qquad 3.20$$

A 2.05µm, un décalage de 1MHz correspond à une vitesse de 1m/s.

Partie 3.2 Résultats lidar

Les essais lidar ont été effectués à Palaiseau en septembre 2020. Afin de fournir une « vérité terrain » pour la mesure de CO_2, j'ai placé une sonde Picarro (modèle G2301) proche du lidar et en extérieure. La sonde Picarro fournit une mesure in-situ du rapport de mélange dans l'air du CO_2 avec une exactitude de mesure inférieure au ppm. Pour la mesure de vent, la « vérité terrain » est donnée par une cible statique.

3.2.1 Résultats lidar avec la méthode DIAL

3.2.1.1 Etude des biais sur la mesure DIAL

Pour les essais lidar DIAL, le nombre de points numérisés à chaque tir est de 3072 soit une portée maximale de 1800m. Or, à cette distance, la $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$ est affectée par un signal résiduel. Comme la DSP_{bruit} permet de calculer la DSP_{het} et donc P_S, ce signal résiduel est une source de biais pour l'estimation pour la mesure de CO_2. Une façon simple de résoudre ce problème est d'allonger l'acquisition des signaux jusqu'à une distance où le signal est suffisamment faible. Cependant, pour des raisons logicielles, cela n'a pas été possible pendant la thèse. Comme mentionné dans la partie 3.1.4.1, pour corriger ce biais je fais une régression linéaire de la DSP_{bruit}.

Biais introduit par le signal résiduel dans $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$

Pour estimer le biais introduit par une mauvaise estimation de $P_S(\lambda_{OFF})$, j'écris le VMR mesuré de la manière suivante :

$$VMR_{mesuré} = \frac{1}{2.WF}.\frac{d}{dz}\ln\left(\frac{P_S(z,\lambda_{OFF}) - P_S^{biais}(\lambda_{OFF})}{P_S(z,\lambda_{ON})}\right) \qquad 3.21$$

Où $P_S^{biais}(\lambda_{OFF})$ est le biais sur $P_S(\lambda_{OFF})$. De manière analogue au calcul du biais introduit par la pureté spectrale dans le Chapitre 1, on peut écrire le biais sur le VMR de la manière suivante :

$$VMR_{biais} = \frac{1}{2.WF}.\frac{d}{dz}\ln\left(1 - \frac{P_S^{biais}(\lambda_{OFF})}{P_S(z,\lambda_{OFF})}\right) \qquad 3.22$$

Il est important de remarquer que le biais sur le VMR dépend directement de la dérivée d'une fonction de $P_S(z,\lambda_{OFF})$. Ainsi, la géométrie de propagation du faisceau dans l'atmosphère joue un rôle sur le biais induit par le signal résiduel dans la dernière case distance. Pour les essais présentés ci-après, le faisceau est focalisé à environ 270m du lidar ce qui confère à la courbe de P_S une forme en cloche. D'après l'équation 3.22, le biais est donc nul au point d'annulation de la dérivée de P_S. Pour quantifier ce biais, j'ai estimé la valeur de $P_S^{biais}(\lambda_{OFF})$ en calculant l'écart sur P_{bruit} avec et sans correction du bruit. Ainsi, en appliquant l'équation 3.22 à un signal réel $P_S(z,\lambda_{OFF})$, on obtient la courbe noire sur la Figure 3-18.

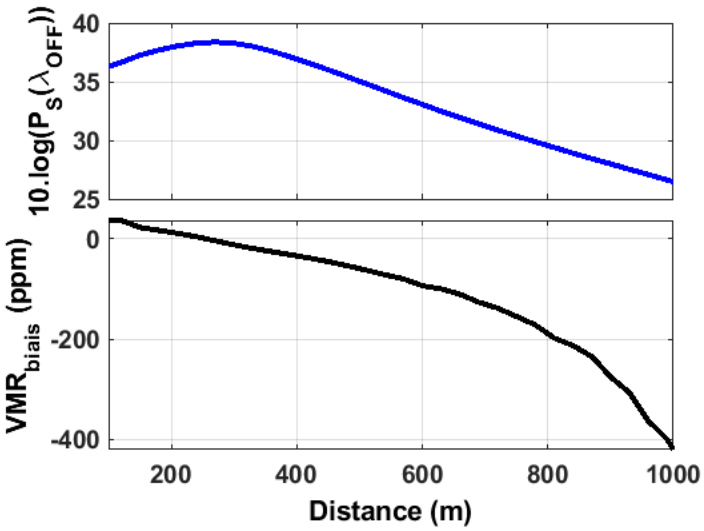


Figure 3-18 : $P_S(\lambda_{OFF})$ expérimental en haut et biais sur le VMR déterminé numériquement introduit par $P_S^{biais}(\lambda_{OFF})$ d'après l'équation 3.22

Le biais est positif et vaut environ 30ppm à la première case distance, il devient nul à 270m car la dérivée de $P_S(\lambda_{OFF})$ est nulle et il est négatif au-delà. A 600m, le biais vaut environ -100ppm ce qui représente environ 25% d'erreur relative. Cette erreur est importante devant celle induite par les propriétés optiques du laser. Il apparait alors essentiel de corriger ce biais pour évaluer l'aptitude du laser à sonder le CO_2 atmosphérique.

<u>Validité de la méthode de correction du bruit</u>

Afin d'évaluer la validité de la méthode de correction du bruit sur la $DSP_{bruit}(\lambda_{OFF})$, exposée dans la partie 3.1.4.1, je propose la méthodologie suivante :

- A partir d'un signal de test, dont la dernière case distance n'est pas affectée par un signal résiduel (signal à la longueur d'onde λ_{ON} par exemple), on calcul P_S avec la méthode de correction du bruit (valeur à contrôler) et sans la méthode de correction du bruit (valeur de référence)
- L'écart obtenu entre les deux estimations de P_S correspond au biais induit par la correction du bruit
- On extrapole ce résultat à notre signal $P_S(\lambda_{OFF})$, qui est affecté par un signal résiduel, en faisant l'hypothèse que l'effet de la correction du bruit sera le même que pour notre signal test
- A partir de l'équation 3.22, on détermine le biais induit par la correction du bruit à la longueur d'onde λ_{OFF} sur le VMR

Le signal test est à la longueur d'onde λ_{ON}. L'intérêt d'utiliser ce signal vient du fait que la dernière case distance n'est pas affectée par un signal résiduel car le rayonnement est fortement absorbé. On écrit le biais relatif sur P_S induit par la correction du bruit comme :

$$\frac{\Delta P_S}{P_S} = \frac{P_S^{fitted} - P_S}{P_S} \qquad 3.23$$

Où P_S est estimé sans correction du bruit, P_S^{fitted} avec correction du bruit et ΔP_S est le biais induit par la correction du bruit. Sur la Figure 3-19 sont représentées P_S (bleu) et P_S^{fitted} (rouge pointillé) en haut, et l'écart relatif sur la courbe du bas.

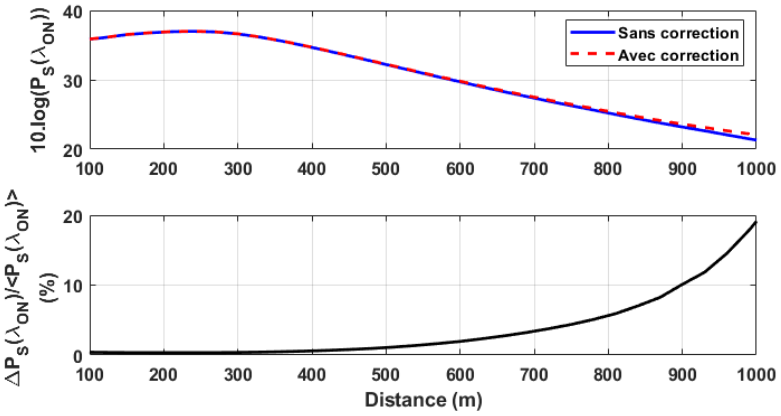


Figure 3-19: Comparaison de l'estimation de P_s avec et sans correction du bruit pour un signal à la longueur d'onde λ_{ON}. Résolution spatiale : 30m, résolution temporelle : 20s

Jusqu'à 500m, l'écart relatif entre P_S et P_S^{fitted} est inférieur à 1%. Au-delà, il augmente exponentiellement et atteint environ 20% à 1000m. Il est possible que l'écart observé soit due au fait que DSP_{bruit} n'est pas parfaitement linéaire. Ainsi, la régression linéaire ne peut pas restituer avec exactitude la courbe de bruit et induit donc un biais sur l'estimation de P_S.

Pour extrapoler l'effet de la correction du bruit au signal $P_S(\lambda_{OFF})$, je fais l'hypothèse que le biais $\Delta P_S(\lambda_{ON})$ est identique à $\Delta P_S(\lambda_{OFF})$ à CNR équivalent. Pour valider cette hypothèse, j'ai calculé les DSP_{bruit} aux deux longueurs d'onde en obstruant la voie réception du lidar pour s'assurer qu'il n'y ait pas de signal résiduel (Figure 3-20).

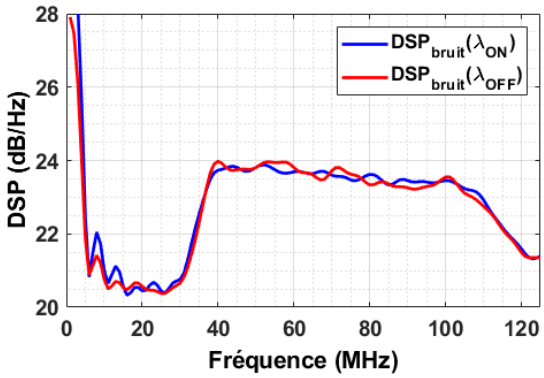


Figure 3-20 : Comparaison des DSP_{bruit} expérimentales aux deux longueurs d'onde en obstruant la voie réception du lidar

La figure ci-dessus montre que les bruits aux deux longueurs d'onde sont similaires. Ainsi, l'hypothèse $\Delta P_S(\lambda_{ON})=\Delta P_S(\lambda_{OFF})$ peut être considérée comme valide. On peut alors estimer le biais relatif induit par la correction de bruit sur $P_S(\lambda_{OFF})$. Le biais sur le VMR s'écrit :

$$VMR_{biais} = \frac{1}{2.WF}.\frac{d}{dz}\ln\left(1+\frac{\Delta P_S(\lambda_{OFF})}{P_S(\lambda_{OFF})}\right) \qquad 3.24$$

A partir des données mesurées de $P_S(\lambda_{OFF})$, on peut estimer le biais sur le VMR (Figure 3-21).

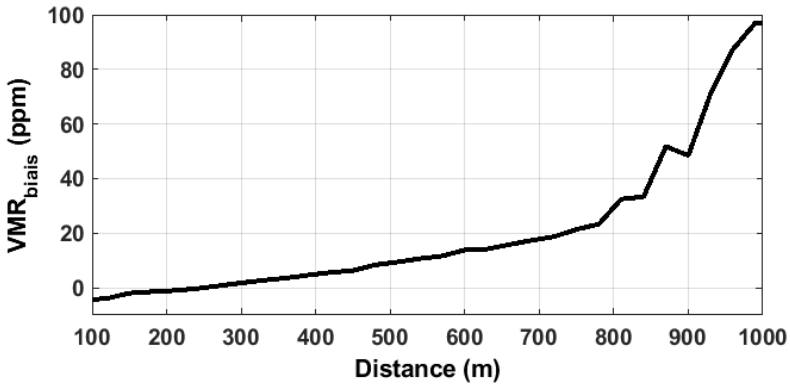


Figure 3-21: Biais sur le VMR induit par la correction du bruit sur le signal $P_S(\lambda_{OFF})$

Le biais est de l'ordre de -4ppm à 100m puis nul vers 220m et passe la barre des 10ppm à 500m et 20ppm vers 750m. Le biais induit par la correction du bruit est inférieur à celui introduit par le signal résiduel dans la dernière case distance du signal $P_S(\lambda_{OFF})$. L'utilisation de la méthode de correction du bruit est donc justifiée.

Il est important de noter qu'il est possible de supprimer le signal résiduel dans la case distance de bruit en augmentant le nombre de points d'acquisition pour ainsi s'affranchir de la méthode de correction exposée ici.

Résultats DIAL

La méthode retenue pour effectuer le traitement des signaux atmosphériques consiste à corriger l'estimation du bruit uniquement sur le signal $P_S(\lambda_{OFF})$.

La Figure 3-22 montre l'épaisseur optique différentielle obtenue avec et sans correction du bruit ainsi que la courbe théorique en prenant un VMR de 420ppm, constant sur la ligne de visée, avec un positionnement de λ_{ON} au centre de la raie.

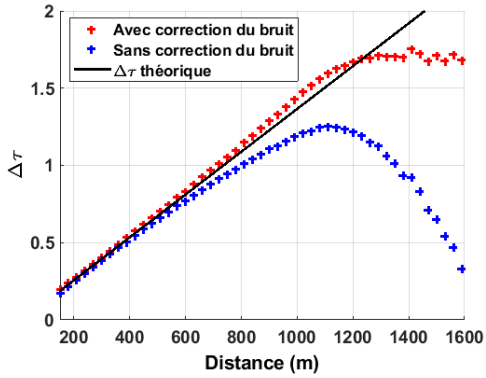


Figure 3-22:Comparaison entre l'épaisseur optique calculée avec et sans correction du bruit (respectivement rouge et bleu) et valeur théorique (noir). Résolution spatiale : 30, résolution temporelle : 30s/λ

On peut voir que $\Delta\tau$ mesuré avec correction du bruit rend une estimation plus fidèle de la valeur théorique. Sans la correction du bruit (courbe bleue), on observe qu'autour de 500m, $\Delta\tau$ décroit par rapport à la courbe théorique. Le biais induit est donc négatif comme attendu à partir de la Figure 3-19. La courbe rouge surestime, dans une proportion moindre, $\Delta\tau$ au-delà de 800m. Le biais induit est donc positif comme attendu d'après la Figure 3-21. La figure suivante compare les VMR obtenus avec et sans correction du bruit.

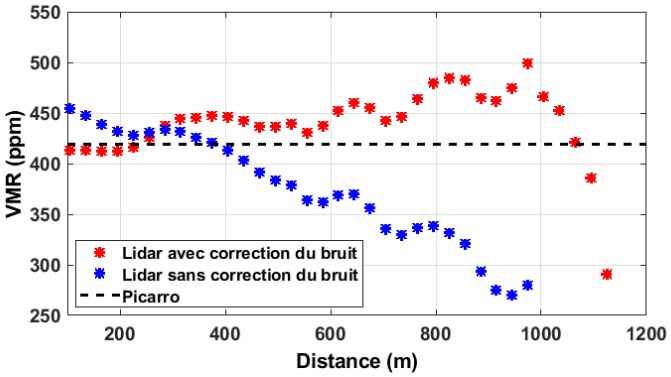


Figure 3-23: VMR mesuré avec et sans correction du bruit (respectivement rouge et bleu). La courbe en pointillés donne la valeur fournie par la sonde Picarro. Résolution spatiale : 90m (affichage en moyenne glissante tous les 30m), résolution temporelle : 10 minutes

D'après la Figure 3-18, la méthode de traitement sans la correction du bruit engendre un biais de 30ppm à 100m et décroit avec la distance. A 270m il est nul et atteint -90ppm à 600m. Sur la Figure 3-23, courbe bleue (sans correction), on retrouve ce biais dans des proportions similaires en se référant à la valeur indiquée par la sonde Picarro (~420ppm).

La courbe rouge restitue une mesure plus cohérente avec la mesure de la sonde Picarro. Jusqu'à 250m, l'écart est négatif et inférieur à 10ppm. Au-delà, on observe une tendance à la surestimation du VMR comme attendu sur la Figure 3-21. A 600m, la Figure 3-21 donne un biais d'environ 15ppm et semble en accord avec l'observation faite ici.

La sonde Picarro effectue sa mesure à proximité du lidar, ce qui rend hasardeux la comparaison à plusieurs centaines de mètres. En outre, la ligne de visée passe au-dessus d'une zone résidentielle pouvant potentiellement présenter des sources d'émissions anthropiques. Ceci pourrait expliquer, au moins partiellement, les augmentations locales du VMR (vers 350m, 650m et 820m). Des mesures complémentaires devront être faites dans le future pour formuler une meilleure interprétation des données observées notamment en augmentant le nombre de points d'acquisition à chaque tir.

Afin de confirmer que la mesure donnée par le lidar est reproductible, j'ai effectué sur une journée quatre séries de mesures sans modification des paramètres du laser ou du traitement de données. Ces mesures sont affichées sur la Figure 3-24 avec la vérité terrain donnée par la sonde Picarro.

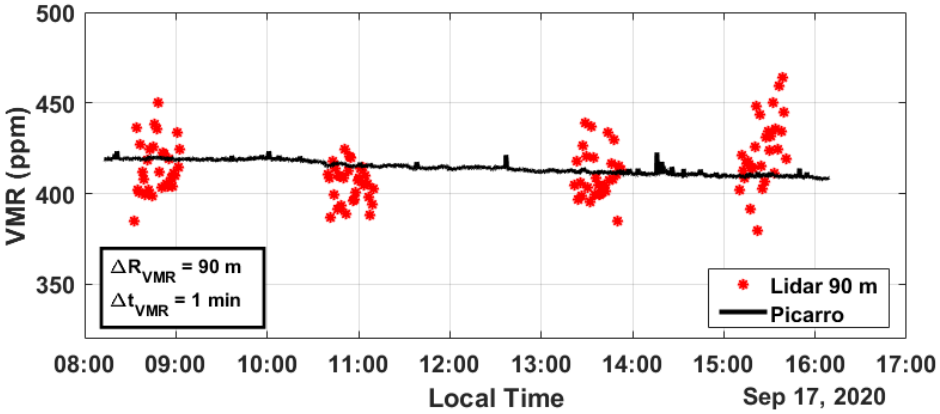


Figure 3-24: Estimation du VMR à plusieurs moments de la journée. Pour chacune des mesures, les paramètres du laser ainsi que le traitement de données sont identiques (n_{fit} = 4, N_{DSP} = 2000, N_P = 10, N_{VMR} =30)

Les données fournies par le lidar sont à 90m de distance (première case distance de mesure) avec une résolution spatiale de 90m et 1min de temps d'intégration. L'erreur statistique observée sur les quatre

mesures oscille entre 10 ppm et 20 ppm (l'analyse de l'erreur statistique est présentée dans la partie suivante) et l'écart avec la sonde Picarro de 2 ppm à 15ppm. Les vecteurs de biais exposés dans le Chapitre 2 ainsi que les difficultés rencontrées pour le traitement de signal peuvent expliquer les biais observés.

Ainsi, les différentes mesures du VMR présentées ne mettent pas en évidence de défaut instrumental majeur du laser mais ne permettent pas, pour le moment, de statuer sur les performances métrologiques réelles du lidar.

Erreur aléatoire

Dans le Chapitre 1, l'erreur aléatoire sur la mesure DIAL est définie de la manière suivante :

$$\sigma_{VMR} = \frac{1}{2.WF.\Delta z.\sqrt{N_{VMR}}}.\sqrt{\frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{ON})}+\frac{1}{SNR_P^2(\lambda_{OFF})}-\frac{2.\rho_{ON-OFF}\left(P_S(\lambda_{ON}),P_S(\lambda_{OFF})\right)}{SNR_P(\lambda_{ON}).SNR_P(\lambda_{OFF})}} \quad 3.25$$

Où SNR_P est définit comme :

$$SNR_P = \frac{\sqrt{M_t N_{DSP} N_P}}{1+\frac{1}{CNR}} \quad 3.26$$

Où M_t est le nombre de cellules de speckle cohérentes dans une case distance. Pour des mesures atmosphériques, le terme de corrélation $\rho_{ON\text{-}OFF}$ entre les puissances P_S mesurées aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} peut être considéré comme nul car le déplacement des particules en suspension dans l'air est supérieur à la longueur d'onde, d'un tir à l'autre, et donc la figure de speckle se renouvelle [15].

Afin d'évaluer l'erreur statistique de la mesure DIAL, j'ai représenté sur la Figure 3-25 l'écart type mesuré et estimé avec l'équation 1.56 en fonction de la moyenne des CNR aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} mesurées. Le temps d'intégration est de 1min pour une résolution spatiale de 90m. Afin d'obtenir, pour chaque case distance, une série temporelle représentative pour calculer un écart-type, la série a été faite sur 90 minutes.

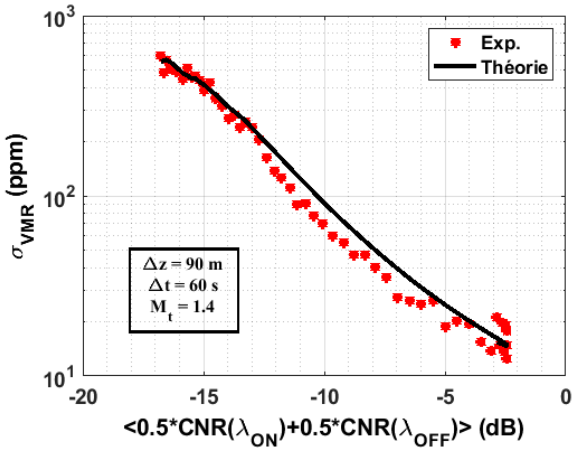


Figure 3-25: Erreur statistique sur le VMR en fonction du CNR. La courbe noire est l'application numérique de l'équation 1.56 et les points rouges sont les résultats expérimentaux pour une résolution spatiale de 90m et temporelle de 1min (n_{fit} = 4, N_{DSP} = 2000, N_P = 10, N_{VMR} =30)

On retrouve une bonne correspondance entre la courbe théorique en noir et les points de mesures en rouge avec un écart relatif inférieur à 40%. Au point de focalisation où les CNR sont les plus importants

(~ -2dB pour cette série de 90 minutes), les erreurs statistiques théoriques et mesurées sont de 15ppm soit 3.5% d'erreur relative.

L'évolution de l'erreur statistique en fonction du temps d'intégration peut être extraite de l'écart type d'Allan. Celle-ci est représentée sur la figure suivante.

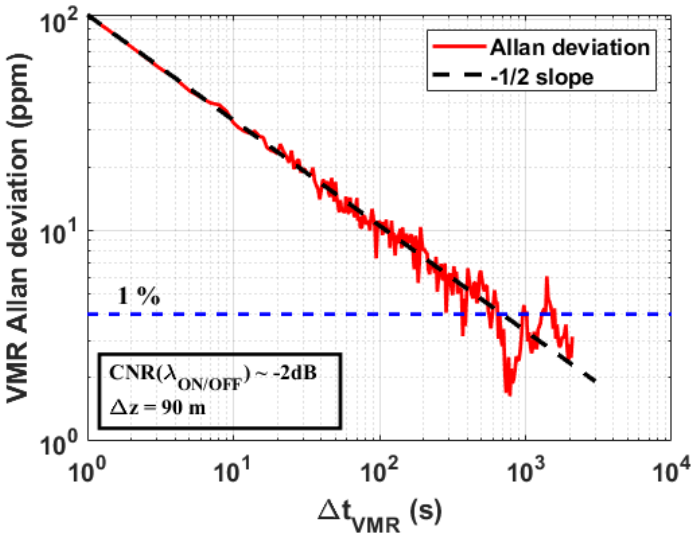


Figure 3-26: Ecart type d'Allan sur la mesure de CO_2 (n_{fit} = 4, N_{DSP} = 2000, N_P = 5)

On utilise souvent la variance d'Allan pour qualifier le type de bruit qui affecte une série statistique. Le comportement stationnaire de la série statistique se traduit par une évolution de la variance d'Allan en $\Delta t_{VMR}^{-1/2}$. En d'autres termes, pour la série utilisée ici, la concentration en CO_2 ne varie pas sur les 90 minutes de mesure (confirmé par la sonde Picarro) et il n'y a pas de dérive induite par le lidar lui-même. A 60s d'intégration on retrouve une erreur statistique de 15ppm. La limite symbolique des 1% d'erreur est atteinte pour un temps d'intégration de 800s pour une résolution spatiale de 90m et à une distance de 90m du lidar.

En définitive, on retrouve une bonne correspondance entre l'erreur statistique prévue par l'équation 1.56 et celle mesurée pendant les différents tests.

Cependant, je n'ai pas évalué, via la mesure lidar, la dégradation des performances induite par les propriétés optiques du laser mentionnée dans le chapitre précédent (-4.8dB). Une telle mesure est délicate en raison de la dépendance des performances du lidar aux paramètres atmosphériques (charge en aérosols, homogénéité de la charge en aérosols, turbulence d'indice, etc.). Cependant, on a pu retrouver des valeurs de CNR proches de celles obtenues par d'autres lidars développés dans l'unité de recherche (à énergie équivalente) lors de tests dans des conditions similaires (visée horizontale depuis la même zone géographique Cette comparaison ne peut pas constituer une preuve scientifique forte, mais elle offre une indication rassurante quant aux bonnes performances du lidar.

3.2.2 Résultats lidar avec la méthode IPDA

La méthode IPDA permet, en principe, d'obtenir une précision de mesure supérieure à la méthode DIAL au détriment de la résolution spatiale. L'intérêt d'effectuer une telle mesure ici est de valider un autre scénario de mesure et également la robustesse du traitement de signal.

Pour ces essais, la case distance utilisée pour quantifier le bruit n'est pas affectée par un signal résiduel car les faisceaux sont totalement réfléchis/absorbés par la cible dure située sur la ligne de visée. Ainsi,

aucune correction du bruit n'est appliquée. La fonction de poids ainsi que le rapport des énergies $E(\lambda_{ON})/E(\lambda_{OFF})$ sont calculées de la même manière que celle décrite dans la partie 3.1.3.

La cible dure est un mur situé à environ 420m du lidar. Sur une telle cible, la statistique du signal est défavorable. En effet, comme la cible est statique, la figure de speckle n'est pas renouvelée à chaque tir ce qui implique un fort degré de corrélation d'un tir à l'autre. Le degré de corrélation tir à tir s'écrit :

$$\rho_{t-t}(P_{S,i}, P_{S,i+1}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_t-1} cov(P_{S,i}, P_{S,i+1})}{(N_t - 1).\sigma_{P_S}^2} \qquad 3.27$$

Où $P_{s,i}$ est la puissance du signal du tir i et N_t est le nombre de tirs pris en compte. Sur cible dure, j'ai mesuré pour les deux longueurs d'onde, $\rho_{t-t} \sim 0.9$. Pour un signal atmosphérique, le degré de corrélation mesuré est nul. Le résultat de cette corrélation est une diminution de l'erreur statistique plus lente qu'avec des échantillons parfaitement décorrélés (cas d'un signal atmosphérique par exemple). J'ai représenté l'évolution de l'erreur relative de P_S pour un signal sur cible dure (rouge) et sur signal atmosphérique (bleu) en fonction du nombre N_P de tirs moyennés (Figure 3-27).

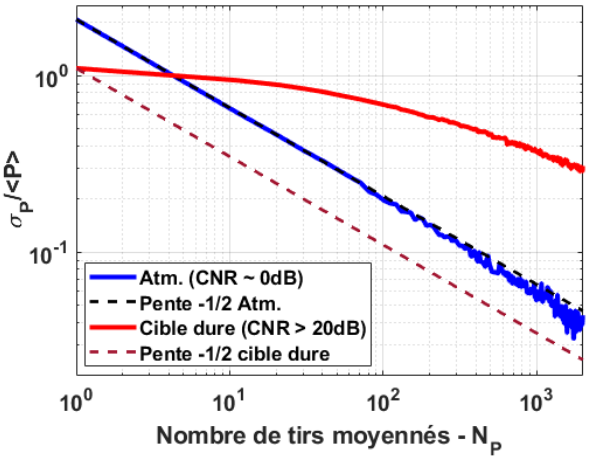


Figure 3-27 : Comparaison expérimentale de l'évolution de l'erreur relative pour un signal atmosphérique et sur cible dure en fonction du nombre de tirs moyennés. (N_{DSP} = 1)

Pour le signal atmosphérique on retrouve bien l'évolution en $N_P^{-1/2}$ comme attendue. Pour le signal sur cible dure, l'erreur décroit beaucoup plus lentement en raison de la corrélation du signal tir à tir. Malgré la différence significative des CNR, après seulement quelques tirs moyennés, on a une erreur relative plus faible pour le signal atmosphérique. Ainsi, la mesure IPDA dans la configuration décrite ici est très sous-optimale et ne permet pas de bénéficier pleinement de l'intérêt de ce scénario. Cependant, l'erreur sur le VMR étant inversement proportionnelle à la distance L_{cible}, on peut tout de même bénéficier d'une erreur plus faible que pour la mesure DIAL.

La série temporelle du VMR ainsi que sa variance d'Allan sont affichées sur la Figure 3-28.

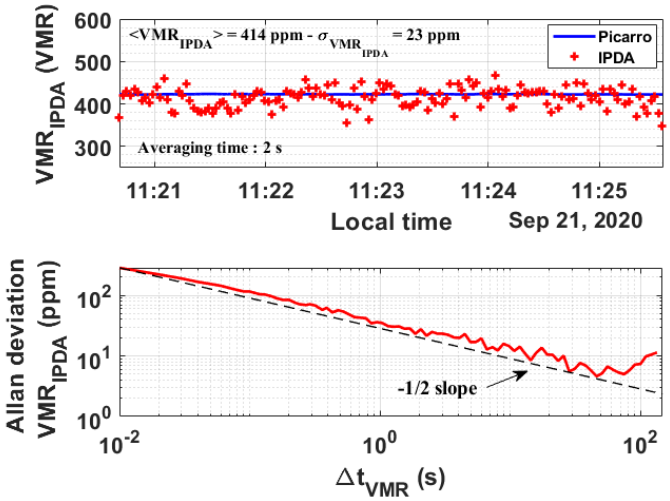


Figure 3-28: VMR mesuré avec la méthode IPDA (haut, rouge, N_{DSP} = 100, N_P = 1, N_{VMR} = 200), valeurs fournies par la sonde Picarro (haut, bleu) et écart type d'Allan associé à la mesure IPDA (bas, rouge)

P_S est calculée en moyennant 100 tirs pour chaque longueur d'onde. Ici, en raison de l'évolution lente du SNR_P avec N_P, il est préférable de moyenner directement le VMR (N_{VMR}=200). Le temps total d'intégration pour une mesure du VMR est de 2s. La moyenne obtenue est de 414ppm contre 422.5ppm pour la sonde Picarro. Cet écart est très satisfaisant car il est explicable par les différentes sources de biais évoquées précédemment (propriétés optiques du laser et estimation de la fonction de poids) et ne montre pas de défaut instrumental majeur. La corrélation $\rho_{ON\text{-}OFF}$ des signaux aux longueurs d'onde λ_{ON} et λ_{OFF} est de 0.64.

La courbe du bas montre la variance d'Allan. La mesure lidar montre un comportement stationnaire sur les 5 minutes de mesure. Les caractéristiques statistiques calculées et observées pour cette mesure sont résumées dans le Tableau 3-4.

Tableau 3-4: Analyse de l'erreur IPDA

λ_{ON}		λ_{OFF}		$\rho_{ON\text{-}OFF}$ N_{DSP}=100	Erreur IPDA			
					N_{DSP}=100, N_{VMR}=1 10 ms		N_{DSP}=100, N_{VMR}=200 2 s	
CNR	SNR_P	CNR	SNR_P	Observée	Calculée	Observée	Calculée	Observée
26,64 dB	2.0	29,02 dB	2.0	0.64	316 ppm	309 ppm	22 ppm	23 ppm

Les SNR_P sont similaires car la distance de propagation n'engendre pas une absorption significative du signal $P_S(\lambda_{ON})$. De plus, le signal de la cible dure est suffisamment fort pour que le bruit de speckle soit limitant. Le degré de corrélation $\rho_{ON\text{-}OFF}$ observé de 0,64 est la conséquence d'une PRF et d'un taux de commutation élevés qui maintiennent l'état de l'atmosphère et la réflectivité de la cible partiellement "gelés" entre les signaux $P_S(\lambda_{ON})$ et $P_S(\lambda_{OFF})$. L'erreur IPDA observée est en bon accord avec les calculs.

3.2.3 Mesure de vent

La mesure de vent est également délicate à analyser notamment en termes de biais. En effet, obtenir une « vérité terrain » est particulièrement complexe et je n'ai pas eu l'occasion de faire une mesure avec des

données de référence. Ainsi, je propose deux éléments de validation de la mesure de vent : une estimation du biais de mesure via l'estimation d'une vitesse nulle (cible dure utilisée pour la mesure IPDA) et une estimation sur l'erreur statistique comparée à une valeur théorique.

3.2.3.1 Estimation du biais de mesure

Pour estimer le biais de mesure j'ai utilisé la cible dure utilisée dans la partie précédente pour la mesure IPDA. Comme la cible n'est pas en mouvement, elle constitue une référence de vitesse. L'estimation de la vitesse de la cible dure est donnée sur la Figure 3-29.

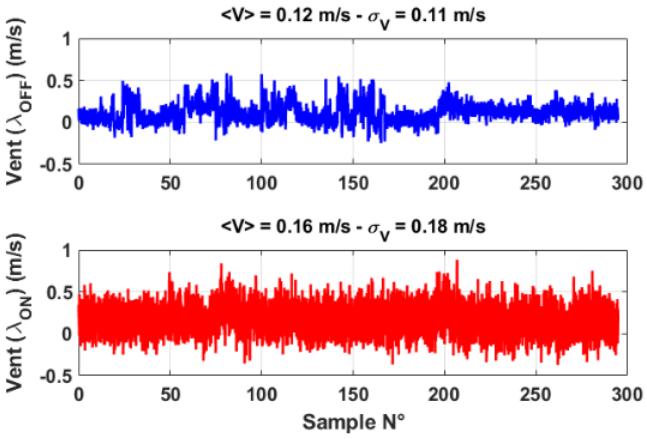


Figure 3-29: Vitesse cible dure (N_{DSP} = 1000). La courbe du haut est obtenue avec le signal à la longueur d'onde λ_{OFF} et celle du bas avec le signal à la longueur d'onde λ_{ON}

Pour les deux longueurs d'onde, on remarque un biais positif de 0.12m/s et 0.16m/s. Le fait que ce biais soit présent aux deux longueurs d'onde suggère qu'il soit le résultat d'un dénominateur commun, par exemple issu du processus d'amplification et/ou du traitement de signal.

La déformation du spectre du laser, induite par auto-modulation de phase, observée en sortie d'amplificateur (voir Chapitre 2) pourrait être un élément d'explication. En effet, elle entraine un décalage du spectre du laser de quelques centaines de kHz soit l'équivalent du décalage Doppler observé ici. Le traitement de signal devrait compenser cet effet grâce à la calibration de la vitesse nulle avec les réflexions parasites du télescope comme présenté dans la partie 3.2.3. Cependant l'amplitude du signal parasite est de deux ordres de grandeurs supérieure à celle du signal sur cible dure. Ainsi, il est possible que le signal parasite fasse sortir du bruit des éléments spectraux non visibles sur cible dure et fasse légèrement varier l'estimation du barycentre f_{bary} de DSP_{het}. Cependant, cette hypothèse n'a pas été testée.

3.2.3.2 Estimation de l'erreur statistique

L'erreur statistique théorique sur la mesure de vent est souvent calculée par l'intermédiaire de la borne de Cramer-Rao (BCR). Cette borne constitue, pour un estimateur sans biais, la limite théorique sur sa précision. Dans [73], la BCR peut être calculée à partir du CNR ainsi que de la largeur spectrale du signal hétérodyne de la manière suivante :

$$\sigma_{V,BCR} = \frac{\lambda}{2}.\frac{f_2}{\sqrt{N_{DSP}.2.\pi.f_2.T_{imp}}}.\left(\int_{-\frac{B_V}{2.f_2}}^{\frac{B_V}{2.f_2}} \frac{\gamma^2.x^2.e^{-x^2}}{\left(1+\gamma.\sqrt{2.\pi}e^{-\frac{x^2}{2}}\right)}.dx\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad 3.28$$

Avec

$$\gamma = B_V.\frac{CNR}{2.\pi.f_2} \text{ et } x = \frac{f-f_{bary}}{f_2}$$

Où λ est la longueur d'onde, f_2 est la demi largeur à 1/e du spectre hétérodyne, T_{imp} la durée de l'impulsion, f le vecteur fréquence et f_{bary} l'estimation du barycentre de la DSP_{het}.

Pour déterminer l'écart type expérimental sur la vitesse du vent, je soustrais pour chaque case distance la moyenne glissante du vent sur un intervalle de temps de 0.5s. L'objectif est de supprimer les variations lentes de vitesse du vent pour ne garder que le bruit de mesure. Cependant, cette méthode intègre tout de même les variations rapides de vitesse du vent (turbulence de vent de Kolmogorov) et ainsi, on peut s'attendre à ce que la BCR soit inférieure à notre erreur mesurée.

La BCR est calculée à partir du CNR expérimental. La comparaison entre la BCR et l'erreur expérimentale est donnée sur la Figure 3-30.

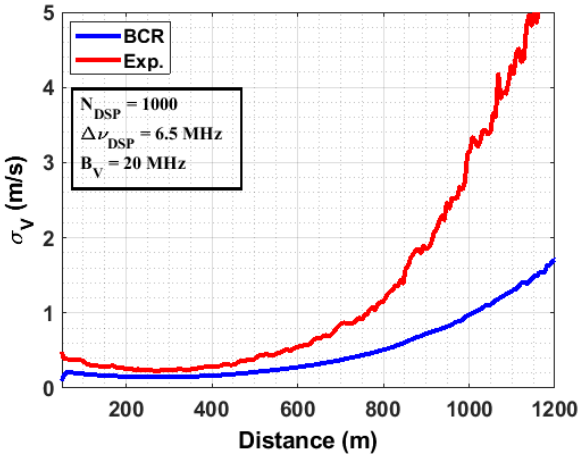


Figure 3-30 : Erreur statistique sur la mesure de vent calculée théoriquement avec la BCR (bleu) et erreur mesurée expérimentalement (rouge)

On remarque que l'estimation est plutôt fidèle autour du point de focalisation, à 300m l'erreur théorique est de 0.15m/s et l'erreur expérimentale de 0.24m/s soit un peu moins d'un facteur deux d'écart. Au-delà, l'erreur relative augmente, à 1000m il y a un facteur trois de différence entre l'erreur mesurée et la BCR. Un élément d'explication de cette augmentation vient de la largeur spectrale du signal hétérodyne. Dans le calcul de la BCR, cette largeur spectrale est constante. Cependant, on peut observer une augmentation de la largeur spectrale avec la distance ce qui va dans le sens de ce qui est observé ici.

On peut noter que l'erreur calculée sur la vitesse de la cible dure (0.11m/s pour la longueur d'onde λ_{ON} et 0.18m/s pour la longueur d'onde λ_{OFF}) dans la partie précédente est également en accord avec la BCR calculée pour le niveau de signal correspondant (CNR~20dB).

Dans cette thèse, la mesure de vent n'a pas été étudiée dans le détail. Elle représente un intérêt important de l'architecture hétérodyne mais a également été largement étudiée [40,41,73]. C'est pourquoi

l'attention a été plus largement portée sur la mesure de gaz, moins référencée, en particulier en détection hétérodyne.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai mis en œuvre un démonstrateur lidar en détection hétérodyne intégrant la source laser fibrée présentée dans le Chapitre 2. J'ai détaillé le fonctionnement de l'ensemble des sous-systèmes mis en œuvre et plus particulièrement, le module de référence spectrale ainsi que le traitement de signal. J'ai réalisé et analysé des mesures de CO_2 dans l'atmosphère en configuration DIAL et IPDA ainsi que des mesures de vent. A chaque fois j'ai fait une analyse du biais grâce à une mesure de référence ainsi qu'une analyse de l'erreur statistique.

Le module de référence spectrale permet de suivre une éventuelle dérive du laser avec une précision de l'ordre de 150MHz soit une erreur sur la mesure de CO_2 de l'ordre de 1%. Le traitement du signal lidar représente une source de biais assez importante. J'ai estimé qu'il est inférieur à 20ppm jusqu'à 700m. Cependant, ce biais est le résultat d'un problème facilement solvable lié à l'acquisition des signaux lidar. Il est donc souhaitable que ces tests soient réitérés après correction de ce défaut.

En configuration DIAL (mesure résolue dans l'atmosphère), le système lidar restitue une mesure biaisée d'environ 15ppm avec une valeur de référence (sonde Picarro). L'écart type mesuré est inférieur à 20ppm pour une résolution spatio-temporelle de 90m, 60s et en accord avec la prédiction théorique. La mesure IPDA présente un biais de 10ppm avec la mesure de référence et un bon accord avec les prédictions théoriques de l'erreur statistique. On peut noter que les mesures DIAL et IPDA donnent une erreur statistique similaire alors que la mesure IPDA est faite en seulement 2s contre 60s avec la méthode DIAL.

Le biais sur la mesure de vent est inférieur à 0.2m/s et l'erreur statistique représente 0.23m/s au point de focalisation du faisceau et est inférieur à 1m/s sur 800m. Cette erreur est cohérente avec l'erreur théorique calculé avec la borne de Cramer-Rao. Le Tableau 3-5 résume les différents résultats obtenus pour la validation expérimentale des mesures lidar.

Tableau 3-5 : Résumé des biais et erreur pour les différentes mesures effectuées

Mesure	Résolution spatiale	Résolution temporelle	Biais	Erreur	Commentaire
DIAL	90 m	60 s	< 15 ppm	< 20 ppm	@ 90m
IPDA	426 m	2 s	< 10 ppm	23 ppm	L_{cible} = 426 m
Vent	30 m	0.1 s	< 0.2 m/s	0.23 m/s < 1 m/s	@ 300 m @ < 800 m

Quelques idées de mesures additionnelles ont été exposées pour permettre une analyse plus fine du système. Cependant, les essais que j'ai pu réaliser au cours de cette thèse n'ont pas montré de défauts instrumentaux majeurs ni pour le laser, ni pour le système lidar. Ainsi, on peut conclure que le laser développé dans le Chapitre 2 est bien apte à réaliser des mesures de CO_2 et de vent par lidar hétérodyne DIAL/Doppler.

Chapitre 4. Développement et caractérisation d'un amplificateur laser simple passage en espace libre, injecté par un laser fibré pour la montée en puissance du rayonnement laser

Introduction

Dans ce chapitre, j'ajoute à la sortie du laser fibré, un étage d'amplification en espace libre pour la montée en puissance du laser. L'amplificateur espace libre est constitué d'un cristal dopé Holmium et d'un laser de pompe commercial, entièrement fibré.

L'Holmium est particulièrement intéressant pour la montée en puissance des lasers à 2.05µm car il permet de stocker beaucoup d'énergie grâce à un long temps de vie du niveau excité. De plus, la section efficace d'émission élevée permet d'obtenir une efficacité d'amplification importante. Le schéma global de l'architecture hybride est présenté Figure 4-1.

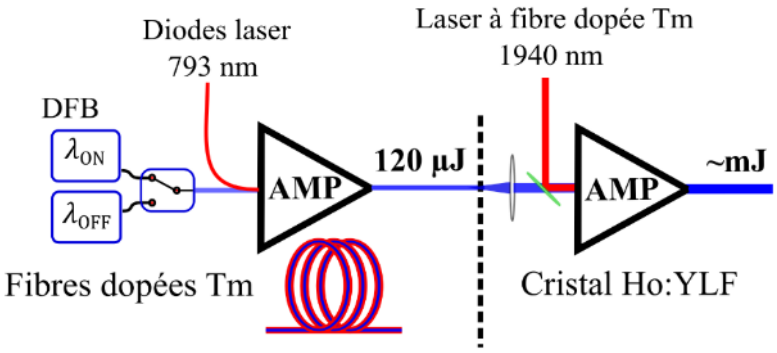


Figure 4-1: Schéma global de la source laser hybride. A gauche, la source fibrée délivrant 120µJ et à droite, l'amplificateur solide mis en œuvre dans ce chapitre

Dans un premier temps, je rappelle quelques éléments conceptuels sur l'amplification dans un cristal dopé Ho, en m'appuyant sur les équations de taux de peuplement des niveaux de la transition laser. Je décris également l'algorithme de simulation qui est utilisé pour prévoir les performances de cet amplificateur. J'apporte des éléments bibliographiques permettant d'expliquer les choix de paramétrisation de la simulation.

Dans un deuxième temps, je décris le montage expérimental et je compare les résultats expérimentaux à ceux prévus par la simulation. Fort de cette comparaison, je présente des éléments qualitatifs permettant de mieux comprendre les écarts observés en m'appuyant toujours sur les éléments bibliographiques mis en avant dans la première partie.

Dans la dernière partie, je caractérise la source hybride, avec les mêmes procédures que pour le laser fibré. Cela permet de prévoir les performances théoriques d'un lidar DIAL utilisant la source hybride présentée ici.

Partie 4.1 Mécanismes d'amplification de l'holmium

Dans l'holmium, l'émission de photon autour de 2µm se fait par désexcitation du niveau d'énergie $^5I_7$ vers le niveau $^5I_8$. Le pompage du niveau $^5I_7$ se fait autour de 1940nm. Un diagramme d'énergie simplifié de l'holmium est représenté sur la Figure 4-2.

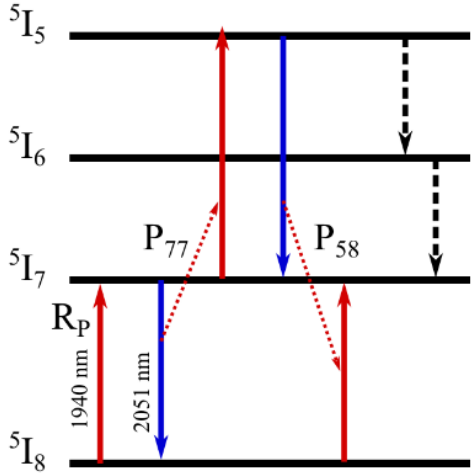


Figure 4-2: Diagramme d'énergie des quatre niveaux d'énergie les plus bas de l'Ho^{3+}. Les flèches rouges représentent l'absorption de photons, les bleues l'émission de photon et les noires pointillées l'émission non radiative.

Lorsque deux ions Ho^{3+} sont assez proches et que l'intensité de pompe est assez forte pour pomper simultanément les deux ions dans le niveau $^5I_7$, la désexcitation d'un des ions vers le niveau $^5I_8$ (appelé activateur ou sensitizer en anglais) peut entrainer l'excitation de l'autre vers le niveau $^5I_5$ (appelé receveur ou activator en anglais) par un processus nommé « Energy Transfert Upconversion (ETU) », appelé par la suite « upconversion ». Il a pour effet de dépeupler le niveau $^5I_7$ et donc de limiter l'efficacité d'amplification laser à 2.05µm. Le terme P77 est le paramètre d'upconversion (m^3/s) qui décrit l'efficacité de ce phénomène. La conversion inverse, pompage du niveau $^5I_7$ par désexcitation du niveau $^5I_5$ vers le niveau $^5I_7$, est notée P58 (processus de *self-quenching*). Cependant, la désexcitation non radiative du niveau $^5I_5$ vers le niveau $^5I_6$ puis $^5I_7$ est plus probable. On peut donc négliger le processus de *self-quenching* [74].

4.1.1 Equations de taux

Dans cette partie, j'expose les équations et les paramètres physiques d'intérêt, utilisées pour simuler numériquement l'amplification dans un cristal dopé holmium. L'algorithme de simulation est décrit dans la section suivante.

La dynamique du niveau $^5I_7$ (de densité de population N_7) est décrite par l'équation de taux suivante [74] :

$$\frac{dN_7}{dt} = -\frac{N_7}{\tau_7} - P_{77}N_7^2 + R_P - \frac{d\phi_L}{dz} \qquad 4.1$$

N_k représente la densité de population du niveau k (m^{-3}), τ_7 est le temps de vie de fluorescence du niveau $^5I_7$ (s), P_{77} est le paramètre d'upconversion décrit sur la Figure 4-2 (m^3/s), R_P est le taux de pompage ($m^{-3}.s^{-1}$), ϕ_L le flux de photon amplifié ($m^{-2}.s^{-1}$) et z est l'axe de propagation dans le cristal. Dans cette étude,

nous utilisons une matrice Yttrium Lithium Fluoride ($LiYF_4$ ou YLF), dans laquelle le temps de vie radiatif a été estimé autour de 14 ms [75] et sera utilisé comme valeur pour le temps de vie de fluorescence (τ_7). Ce choix est justifié dans la partie 4.1.3.1.

Comme la grande majorité des ions sont dans les niveaux $^5I_7$ et $^5I_8$, on peut écrire :

$$N_7 + N_8 = [Ho] \qquad 4.2$$

où [Ho] est la concentration en ion Holmium (m^{-3}). Le taux de pompage s'exprime de la manière suivante :

$$R_P = \sigma_P \phi_P (f_l N_8 - f_b N_7) = -\frac{d\phi_P}{dz} \qquad 4.3$$

où σ_P est la section efficace d'absorption du faisceau de pompe, ϕ_P le flux de photons de pompe le long du cristal, f_l et f_b, le taux d'occupation des sous-niveaux Stark, et N_8 et N_7 les densités de population des niveaux $^5I_8$ et $^5I_7$. Les sous niveaux Stark impliqués dans l'absorption de la pompe et l'émission à 2051nm sont représentés sur la Figure 4-3.

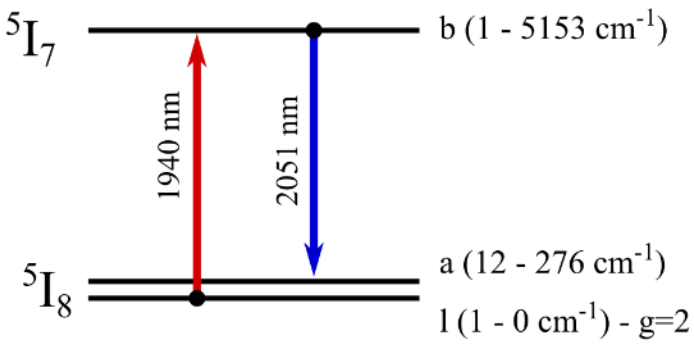


Figure 4-3: Diagramme d'énergie des deux premiers niveaux de l'Holmium avec les sous niveaux Stark associés à l'absorption de la pompe à 1940nm et l'émission à 2051nm. Les sous-niveaux sont nommés, l, a et b. Les niveaux l et a appartiennent au niveau $^5I_8$, le sous-niveau b appartient au niveau $^5I_7$. Les valeurs entre parenthèses représentent le numéro du sous-niveau et son énergie (exprimé par convention en cm^{-1}). Pour le sous-niveau l, g est la dégénérescence. Les valeurs sont tirées de [76].

Le taux d'occupation du sous-niveau i, noté $f_{manifold,i}$, est calculé à partir de la loi de Boltzmann :

$$f_{manifold,i}(T) = \frac{g_i . \exp(-E_i/k_b T)}{\sum_m g_m . \exp(-E_m/k_b T)} \qquad 4.4$$

où g_i est la dégénérescence du sous-niveau i, E_i l'énergie du sous-niveau i (J), k_b la constante de Boltzmann (J/K), T la température (K) et m le nombre de sous-niveau Stark du niveau considéré. Par la suite, les valeurs de l'énergie E_i de chaque sous-niveau i ainsi que g_i et m pour la transition $^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ de l'holmium dans la matrice YLF à 300K sont tirés de [76].

La variation du flux de photon à la longueur d'onde signal (2051nm) au cours de la propagation dans le cristal est donnée par :

$$\frac{d\phi_L}{dz} = \sigma_L \phi_L (f_b N_7 - f_a N_8) \qquad 4.5$$

où σ_L est la section efficace d'émission (m^2). Ainsi, à partir des équation 4.1, 4.3 et 4.5, on peut écrire :

$$\frac{dN_7}{dt} = -\frac{N_7}{\tau_7} - P_{77}N_7^2 + \sigma_P\phi_P(f_lN_8 - f_bN_7) - \sigma_L\phi_L(f_bN_7 - f_aN_8) \qquad 4.6$$

On introduit ensuite la notation $n = \frac{N_7}{[Ho]}$. A partir de l'équation 4.2, on peut réécrire l'équation 4.6 de la manière suivante :

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_7} - P_{77}[Ho]n^2 + \sigma_p\phi_p(-n(f_l + f_b) + f_l) - \sigma_L\phi_L(n(f_b + f_a) - f_a) \qquad 4.7$$

Par identification, on peut réécrire la variation des flux de pompe et signal :

$$\frac{d\phi_P}{dz} = -\sigma_P\phi_P(-n(f_l + f_b) + f_l) \qquad 4.8$$

$$\frac{d\phi_L}{dz} = \sigma_L\phi_L(n(f_b + f_a) - f_a) \qquad 4.9$$

Dans cette étude, nous utilisons une matrice Yttrium Lithium Fluoride ($LiYF_4$ ou YLF), dans laquelle l'Holmium présente une dépendance des sections efficaces en fonction de l'état de polarisation du faisceau. On note π et σ les deux axes de polarisation. Pour prendre en compte la différence d'absorption selon les polarisations, le flux de pompe ϕ_P est divisé en deux parties, l'une représentant la puissance de pompe polarisée sur l'axe π (ϕ_P^π) et l'autre sur l'axe σ (ϕ_P^σ). L'équation 4.8 s'écrit alors :

$$\frac{d\phi_P}{dz} = \frac{d\phi_P^\pi}{dz} + \frac{d\phi_P^\sigma}{dz} = -(\sigma_P^\pi\phi_P^\pi + \sigma_P^\sigma\phi_P^\sigma)(-n(f_l + f_b) + f_l) \qquad 4.10$$

Où ϕ_P^π est le flux de photon de pompe sur l'axe π, ϕ_P^σ est le flux de photon de pompe sur l'axe σ, σ_P^π la section efficace d'absorption de la pompe sur l'axe π et σ_P^σ la section efficace d'absorption de la pompe sur l'axe σ. Les valeurs des sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Holmium en fonction de l'axe du cristal sont données dans le Tableau 4-1. Le temps de vie de fluorescence est rappelé pour compléter les données qui sont fixées par la suite. Ces valeurs sont utilisées dans la partie 4.2.2 pour faire les simulations numériques.

Tableau 4-1: Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Holmium dans l'YLF en fonction des axes σ et π du cristal et temps de vie de fluorescence du niveau $^5I_7$ (τ_7)

Section efficace (λ) [ref]	***π***	***σ***
Absorption (1940 nm) **[75]**	**1.00^{-20} cm²**	**$3,6.10^{-21}$ cm²**
Emission (2051 nm) **[76]**	**$1,55.10^{-20}$ cm²**	**$6,2.10^{-21}$ cm²**
τ_7 **[75]**	**14 ms**	

Par la suite, les faisceaux de pompe et signal seront considérés spatialement gaussiens, et de diamètre constant sur toute la longueur du cristal. Le flux de photons de pompe en régime continu est alors donné par :

$$\phi_P(z,r) = \frac{P(z)}{h\nu}.\frac{2}{\pi w_P^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{w_P^2}\right) \qquad 4.11$$

où z est la distance de propagation dans le cristal (m), r la coordonnée radiale (m), P la puissance intégrée sur toute la surface du faisceau (W), h la constante de Planck, ν la fréquence optique (Hz) et w_P le rayon à 1/e² du faisceau de pompe (m).

Pour le faisceau signal en régime impulsionnel de durée à mi-hauteur Δt, le flux de photon s'écrit :

$$\phi_L(z,r,t) = \frac{E_L(z)}{\sigma_t\sqrt{2\pi}}.\frac{1}{h\nu}.\frac{2}{\pi w_L^2}.\exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}-\frac{2r^2}{w_L^2}\right) \qquad 4.12$$

où E_L (J) est l'énergie de l'impulsion, w_L est la largeur à 1/e² (m) du faisceau de pompe et où :

$$\sigma_t = \frac{\Delta t}{2\sqrt{2\ln(2)}} \qquad 4.13$$

4.1.2 Modèle numérique

L'algorithme de simulation utilisé a été développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) lors d'un projet antérieur à cette thèse. Seuls des modifications mineures ont été apportées afin de l'adapter à notre montage expérimental.

La simulation est itérative afin de déterminer un régime stationnaire d'amplification. A chaque itération (notée R_i), l'amplification du faisceau laser est déterminé en deux étapes. Dans un premier temps, on calcule l'inversion de population générée par la pompe en intégrant, sur la période entre deux impulsions (1/PRF) et toute la longueur du cristal, les équations 4.8 et 4.7 avec ϕ_L=0. On détermine alors, sur toute la longueur du cristal, la population d'ions dans le sous-niveau b (décrit par la variable n) du niveau $^5I_7$. Dans un deuxième temps, on intègre l'équation 4.9 pour calculer l'amplification de l'impulsion. A l'issue de l'amplification, on calcule l'évolution de la population du sous-niveau b du niveau $^5I_7$.

Lors de la première itération du code (R_0), avant pompage, l'inversion de population est considérée nulle, l'ensemble des ions sont dans le niveau d'énergie N_8 ($N_8(R_0)=[H_O]$ ou autrement dit, $N_7(R_0)=0$). A partir de cette condition initiale, on applique les deux étapes mentionnées ci-dessus. On obtient alors le gain $G(R_0)$ et la répartition de population entre les niveaux N_7 et N_8 à l'issus de l'itération R_0. On utilise alors cette nouvelle répartition de population comme condition initiale pour l'itération suivante pour laquelle le gain $G(R_1)$ sera différent de $G(R_0)$. Afin de définir le résultat du régime stationnaire, on pose comme condition d'arrêt $|G(R_i) - G(R_{i-1})| < 0{,}01$.

Les résultats de la simulation sont comparés aux résultats expérimentaux dans la partie 4.2.2.

4.1.3 Validité du modèle

Plusieurs hypothèses sont faites dans ce modèle :

- le temps de vie de fluorescence du niveau $^5I_7$ est égal au temps de vie radiatif,
- seul le processus d'upconversion P77 est pris en compte et il dépend uniquement de la matrice utilisée. En particulier, il ne dépend pas de la configuration d'amplification choisie (taille des faisceaux, puissance de pompe, etc.),
- le cristal est à température ambiante,
- le paramètre d'upconversion et les sections efficaces sont constants sur la longueur du cristal,
- la taille des faisceaux est constante sur la longueur du cristal.

Les paramètres choisis, ainsi que la validité de ces hypothèses sont discutés ci-après.

4.1.3.1 Temps de vie du niveau $^5I_7$

Le temps de vie de fluorescence noté τ_7 dans l'équation 4.1 est donné par :

$$\frac{1}{\tau_7} = \frac{1}{\tau_7^r} + \frac{1}{\tau_7^{nr}} \qquad 4.14$$

Où τ_7^r et τ_7^{nr} sont les temps de vie radiatif et non radiatif du niveau $^5I_7$. Le temps de vie radiatif peut être mesuré à partir de la théorie de Judd-Ofelt [77] et des mesures expérimentales confirment qu'il se situe autour de 14ms [75]. Ces mesures ont été réalisées à basse température pour que le temps de vie de fluorescence soit dominé par le temps de vie radiatif. A température ambiante, le temps de vie non-radiatif est susceptible de devenir non négligeable, diminuant alors le temps de vie de fluorescence. Cependant, les mesures réalisées à température ambiante semblent suggérer qu'à 300K, le temps de vie radiatif reste largement dominant [78,79] avec un temps de vie de fluorescence mesuré de 15ms. Ainsi, il semble raisonnable de considérer que le temps de vie de fluorescence est égal au temps de vie radiatif, soit 14ms.

4.1.3.2 Upconversion

Le paramètre d'upconversion P_{77} est délicat à estimer. Selon [74], la probabilité d'upconversion est inversement proportionnelle à la distance entre les deux atomes qui échangent leur énergie à la puissance six. Fondamentalement, cette distance moyenne dépend de la densité/l'arrangement de la structure cristalline ainsi que du taux de dopage [74,80]. Etant donné que le processus d'upconversion considéré ici implique deux atomes dans l'état excité, on peut faire l'hypothèse que la probabilité d'upconversion est également dépendante de l'inversion de population au voisinage de l'atome receveur. En effet, plus l'inversion de population est importante plus la distance moyenne entre deux atomes dans l'état excité est faible.

Les résultats expérimentaux présentés par la suite ont été obtenus en faisant varier la longueur du cristal, la taille des faisceaux et la fréquence de répétition des impulsions. Ces trois paramètres jouent un rôle dans l'absorption de la pompe et ainsi, peuvent avoir une influence sur le paramètre d'upconversion « moyen » sur la longueur du cristal. Pour tenter d'évaluer l'hypothèse faite ci-dessus, j'ai évalué la variation nécessaire sur l'upconversion pour obtenir un bon accord entre la simulation et les données expérimentales pour chacune des configurations. La valeur de référence que j'utilise est celle donnée dans [74] ($3{,}2.10^{-24}$ m^3/s). A noter que cette valeur a été mesurée pour un dopage de 2% et qu'il est donc très probable que cette valeur soit surestimée pour notre montage (dopage de 0.5%). On note $P77_{fac}$ le facteur d'upconversion qui permet d'ajuster le paramètre d'upconversion pour chaque configuration :

$$P_{77} = P77_{fac} \,.\, 3{,}2.10^{-24}\ m^3/s \qquad 4.15$$

De plus, il existe d'autres processus d'upconversion qui peuplent des niveaux d'énergie supérieurs [81]. Ces processus d'upconversion expliquent notamment la fluorescence rouge-orangée observée à l'œil nu. A priori, ces processus sont marginaux pour notre configuration notamment car le dopage du cristal utilisé est trop faible.

4.1.3.3 Température

D'après [82], la température joue un rôle sur les sections efficaces d'absorption et d'émission. Ainsi, si la température n'est pas uniforme sur toute la longueur du cristal, l'efficacité d'amplification (diminution des sections efficaces) varie et peut fausser nos résultats. L'élévation de température est due aux désexcitations non radiatives, induites principalement par l'upconversion et le défaut quantique, dont la puissance peut être calculée à partir du code de simulation d'amplification. A partir des équations

de transfert de la chaleur exprimées dans [83], on peut déterminer l'élévation de température dans le cristal. D'après les calculs numériques pour notre configuration d'amplifications, l'élévation de température maximale entre les bords du cristal et son centre est de 20°K. Dans [82], à 2060 nm, une telle amplitude engendre une diminution des sections efficaces de l'ordre de 10%.

4.1.3.4 Considération sur la longueur du cristal

Dans la simulation, on fait l'hypothèse que l'ensemble des paramètres (upconversion, section efficace, température) sont constants sur toute la longueur du cristal. Cependant la longueur des cristaux utilisés (8cm et 13cm dans cette étude) pourrait altérer cette hypothèse. Par exemple, il semble probable qu'il y ait une dépendance entre le paramètre d'upconversion et la puissance de pompe absorbée. Cette dernière n'étant pas nécessairement constante sur tout le cristal, il en est de même pour le taux d'upconversion. On peut également penser aux sections efficaces qui semblent présenter une dépendance avec la température qui n'est pas nécessairement constante sur toute la longueur du cristal.

4.1.3.5 Divergence des faisceaux et lentille thermique

Dans le modèle, la divergence des faisceaux n'est pas prise en compte. Cela n'a pas d'effet notable si la longueur de Rayleigh des faisceaux est supérieure à la longueur du cristal. En plus de la divergence naturelle des faisceaux, il peut exister une lentille thermique dans la matrice qui a pour effet de faire diverger les faisceaux [83]. Le rayon des faisceaux considéré dans la simulation est celui mesuré au centre du cristal (rayon minimal). Comme le gain est plus important quand l'intensité des faisceaux augmente, le gain trouvé par la simulation est potentiellement surestimé.

Partie 4.2 Amplification dans un cristal d'holmium

4.2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental pour l'amplificateur cristallin est présenté sur la Figure 4-4.

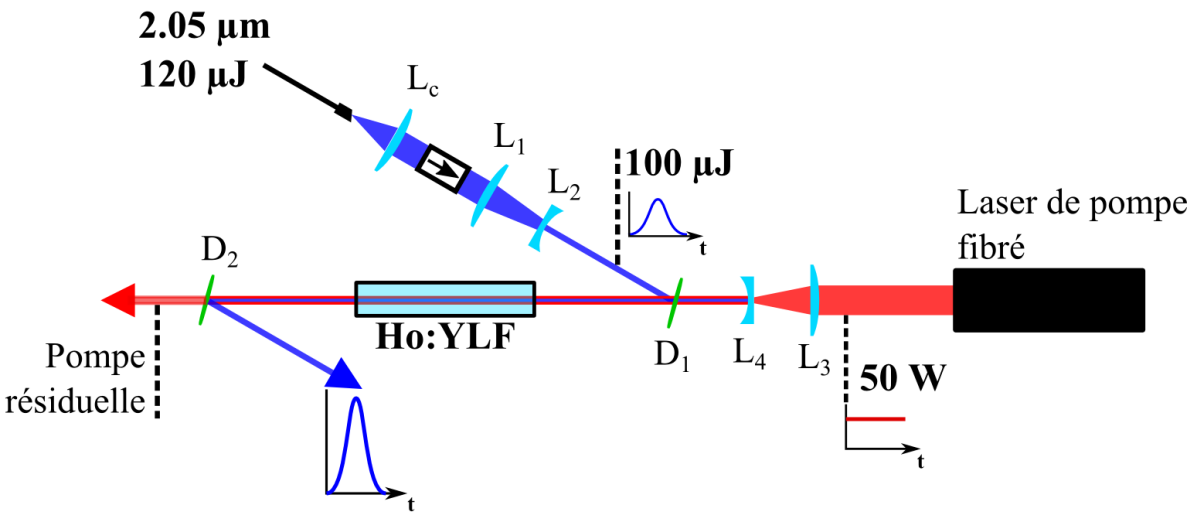


Figure 4-4: Schéma expérimental de l'amplificateur cristallin

Le faisceau laser impulsionnel à 2.05µm est collimaté par la lentille L_c (identique à celle utilisée précédemment). Par sécurité, j'ai positionné un isolateur pour atténuer un éventuel flux de lumière rétrodiffusé par les éléments optiques. Cet isolateur est polarisant, le PER du signal à sa sortie est de

23dB (soit 5dB de plus qu'en sortie du laser fibré). Le signal est ensuite focalisé au centre du cristal avec un diamètre de 600µm ou 1000µm grâce aux lentilles L_1 et L_2.

Le laser de pompe est un système commercial entièrement fibré. Il émet à 1940nm avec une largeur spectrale de 0.4nm. Le faisceau est monomode et présente un M^2 proche de 1 (donnée constructeur). Ce laser n'est pas polarisé mais présente une légère asymétrie entre la puissance projetée sur l'axe π et l'axe σ du cristal. La puissance est maximisée sur l'axe π (60% de la puissance totale) pour maximiser l'absorption (plus importante que sur l'axe σ). Le couple de lentilles L_3/L_4 permet de superposer le faisceau de pompe au faisceau signal.

Le milieu à gain est un cristal de fluorure d'Yttrium-Lithium ($LiYF_4$ ou YLF) dopé à 0.5% d'ions holmium (Ho^{3+}). Le traitement anti-reflets sur les faces du cristal nous impose une limite sur l'énergie surfacique du faisceau de 5J/cm^2. Les faces du cristal sont coupées à angle (3°) afin d'éviter une cavité parasite. Le cristal dopé est fixé dans une monture en cuivre et refroidi par une circulation d'eau.

Les faisceaux de pompe et signal sont combinés avec la lame dichroïque D_1, puis séparés après amplification par la lame D_2. La puissance du signal ainsi que la puissance de pompe résiduelle sont mesurées avec des calorimètres. Une photo du montage expérimental est donnée sur la Figure 4-5.

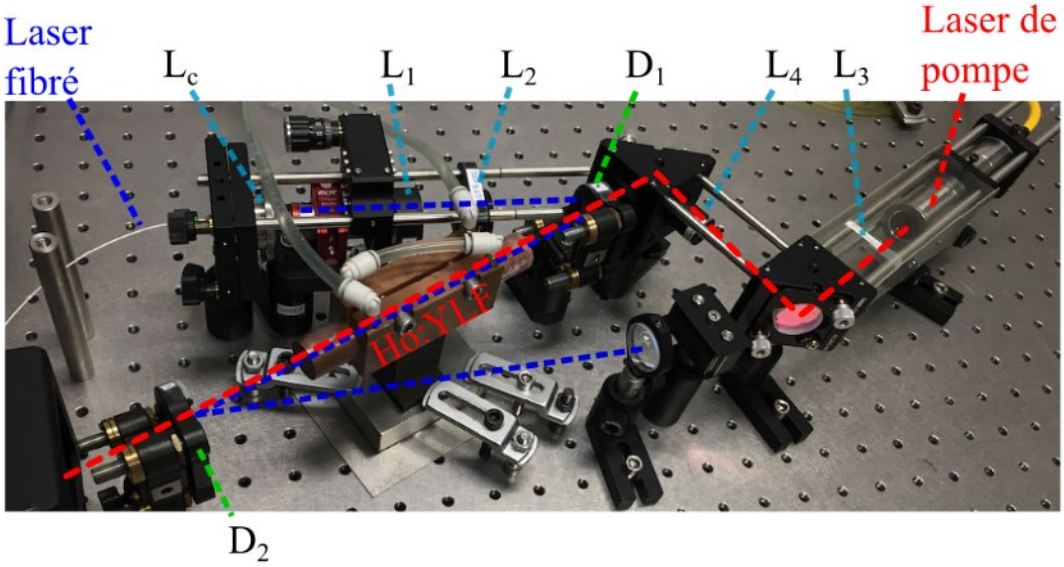


Figure 4-5: Photo de l'amplificateur Ho:YLF

4.2.2 Résultats expérimentaux d'amplification

L'étude de cet amplificateur consiste à faire varier différents paramètres, d'évaluer le gain obtenu et de le comparer à la simulation. Quatre paramètres sont ainsi modulés, indépendamment les uns des autres :

- la fréquence de répétition du laser fibré (PRF pour Pulse Repetition Frequency),
- la taille des faisceaux (signal et pompe) dans le cristal,
- la longueur du cristal.

Remarquons qu'avec cette architecture MOPA injectée par une source fibrée, contrairement au cas d'une cavité Q-switch, il est possible de faire varier la PRF sans modifier la durée ou l'énergie des impulsions. Seule la proportion d'ASE augmente quand on diminue la PRF. Cependant, même à la plus basse PRF évaluée (100Hz), la proportion d'ASE en sortie de la source laser fibrée n'excède pas 10% de la puissance totale et moins de 1% au-delà de 1kHz. Cette agilité du laser fibré à 2.05µm présente un avantage important pour l'étude de l'amplificateur cristallin.

Pour l'ensemble des mesures effectuées dans cette partie, j'ai regroupé dans le tableau suivant les paramètres laser qui ne varient pas.

Tableau 4-2: Paramètres statiques pour l'étude de l'amplificateur espace libre

Paramètre	Valeur
λ_{signal}	2051 nm
λ_{pompe}	1940 nm
Δt	200 ns
E_{IN}	100 µJ (entrée cristal)
Polarisation signal	Linéaire sur π - 23dB
Polarisation pompe	Non polarisé – $P_P^{\pi}/P_P^{\sigma} \sim 1.5$
P_P	48.5W (entrée cristal)

L'amplificateur a été mis en œuvre pour deux longueurs de cristal (8cm et 13cm). Pour ces deux longueurs, j'ai étudié le gain de l'amplificateur pour deux niveaux de focalisation (diamètre de 1mm et 0.6mm). Cela donne donc quatre configurations pour lesquelles j'ai fait varier la PRF du laser. En sortie de cristal, je mesure la puissance moyenne du signal ainsi que la puissance de pompe résiduelle. Cette dernière information est un point de comparaison supplémentaire avec les résultats de la simulation. La précision de mesure de la puissance optique est de 100mW et est reportée sur les figures pour lesquelles les barres d'erreur sont visibles.

Pour la suite, on note *E* l'énergie par impulsion obtenue en sortie d'amplificateur :

$$E = \frac{\langle P \rangle}{PRF} \qquad 4.16$$

Où <*P*> est la puissance moyenne en sortie d'amplificateur (W) et PRF la fréquence de répétition des impulsions (Hz). On note également $P_P\ abs$, la puissance de pompe absorbée :

$$P_P\ abs = P_P - P_p\ res \qquad 4.17$$

Ou P_P est la puissance de pompe envoyée dans l'amplificateur et $P_P\ res$ la puissance de pompe résiduelle mesurée derrière la lame D_2.

Les valeurs expérimentales sont comparées aux résultats de la simulation qui est décrite dans la partie 4.1.2. Pour l'ensemble des simulations, les paramètres qui ne varient pas sont données dans le Tableau 4-2.

4.2.2.1 Amplification dans un cristal de 8cm

Le cristal de 8cm est monolithique.

Diamètre de 1mm

Dans cette configuration où le cristal fait 8cm de long et les faisceaux focalisés à 1mm au centre du cristal, j'ai ajusté le facteur d'upconversion à 0.9 pour minimiser l'écart relatif avec les données expérimentales. Par soucis de simplicité, le paramètre d'upconversion n'est pas ajusté pour chacune de PRF. La Figure 4-6 représente l'énergie à la longueur d'onde signal, en sortie d'amplificateur. La courbe bleue est issue de la simulation et les points rouges sont les résultats expérimentaux.

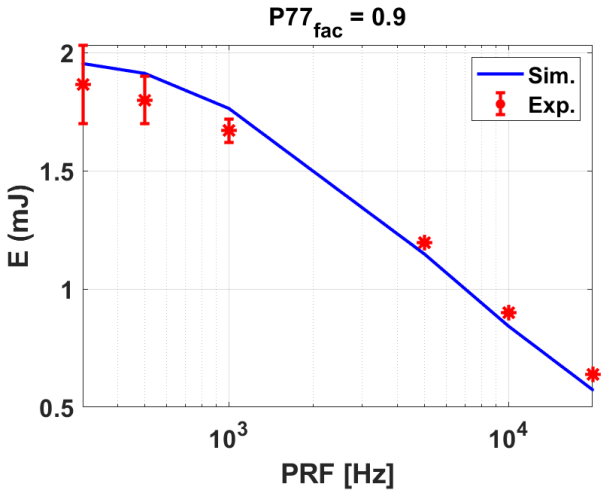


Figure 4-6: Energie obtenue en sortie d'amplificateur pour un cristal de 8cm. Les faisceaux font 1mm de diamètre à 1/e²

Pour cette configuration, on observe une très bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et ceux simulés, avec un écart relatif inférieur à 10%. A basse PRF, l'énergie par impulsion atteint une valeur de 1.85mJ ± 0.16mJ, soit un gain d'environ 18.

Les incertitudes sur les paramètres physiques de notre cristal (section efficace et taux d'upconversion), utilisés pour la simulation, ainsi que les incertitudes sur la mesure de l'énergie permettent d'expliquer les écarts observés ici.

La courbe suivante représente la puissance de pompe absorbée en fonction de la PRF.

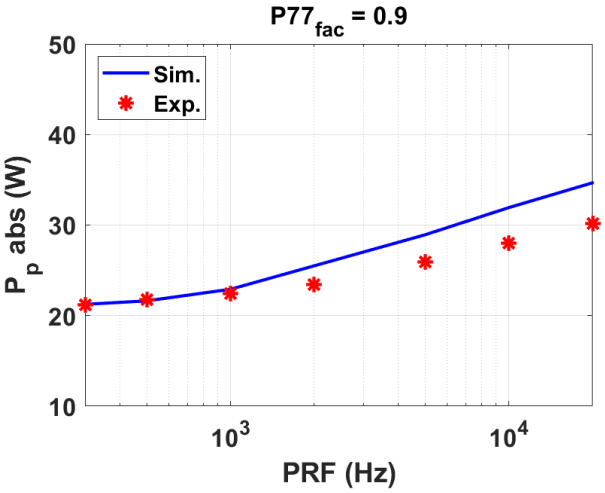


Figure 4-7 : Puissance de pompe absorbée en sortie d'amplificateur pour un cristal de 8cm. Les faisceaux font 1mm de diamètre à 1/e²

Ici, on peut voir qu'expérimentalement le cristal absorbe moins de puissance de pompe à haute PRF que ce que prévoit la simulation. En s'appuyant sur l'hypothèse selon laquelle le paramètre d'upconversion augmente avec l'inversion de population, on peut expliquer qualitativement l'écart observé à haute PRF. Dans ce régime haute cadence, l'inversion de population est plus faible (moins de gain) d'où un paramètre d'upconversion potentiellement plus faible. Ainsi, l'état excité est moins « vidangé » par upconversion et la puissance de pompe absorbée est plus faible que ce que prévoie la simulation.

Cependant, la dépendance du paramètre d'upconversion à la puissance de pompe absorbée ne permet pas à elle seule d'expliquer l'écart observé. En effet, même en négligeant le processus d'upconversion,

on ne retrouve pas la puissance de pompe absorbée à 20kHz. Une mauvaise estimation des sections efficaces ou du dopage pourrait être à l'origine de l'écart observé.

Diamètre de 0.6mm

En focalisant d'avantage les faisceaux dans le cristal de 8cm, on obtient une meilleure efficacité. A 300Hz, l'énergie est de 2.4mJ contre 1.85mJ pour un faisceau focalisé à 1mm. Les résultats sont donnés sur la Figure 4-8.

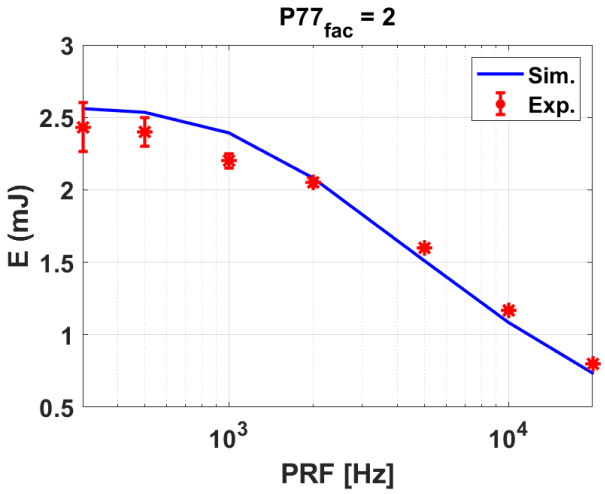


Figure 4-8 : Energie obtenue en sortie d'amplificateur pour un cristal de 8cm. Les faisceaux font 0.6mm de diamètre à 1/e²

Ici, il est nécessaire d'adapter le paramètre d'upconversion d'un facteur 2 pour faire correspondre les deux courbes. Cette augmentation du paramètre d'upconversion par rapport à la configuration avec une focalisation de 1mm ($P77_{fac} = 0.9$) est en accord avec l'augmentation observée de la puissance de pompe absorbée par unité de surface et donc du gain.

Les valeurs théoriques et expérimentales de la puissance de pompe absorbée sont représentées sur la Figure 4-9.

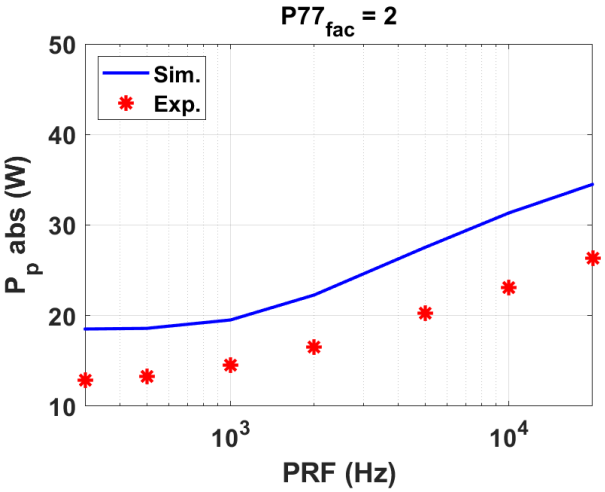


Figure 4-9 : Puissance de pompe absorbée en sortie d'amplificateur pour un cristal de 8cm et des diamètres de faisceau de 0.6mm à 1/e²

Ici, la simulation donne une puissance de pompe absorbée supérieure à celle mesurée quelle que soit la PRF. Si on applique un facteur d'upconversion de 1, on retrouve le même comportement que

précédemment sur la puissance de pompe absorbée, mais on ne retrouve pas une bonne correspondance sur l'énergie.

Des travaux supplémentaires devront être menés pour proposer une explication au comportement de cette courbe.

4.2.2.2 Amplification dans un cristal de 13cm

Etant donnée la puissance de pompe résiduelle mesurée précédemment (>20 W pour 48.5 W en entrée quelle que soit la PRF), l'allongement du cristal est une solution simple pour obtenir un gain supérieur.

Pour former un cristal de 13cm, j'ai ajouté un cristal de 5cm à la suite de celui de 8cm.

Diamètre de 1mm

Ici, le facteur $P77_{fac}$ vaut 0.6 et permet de retrouver des valeurs cohérentes sur l'énergie.

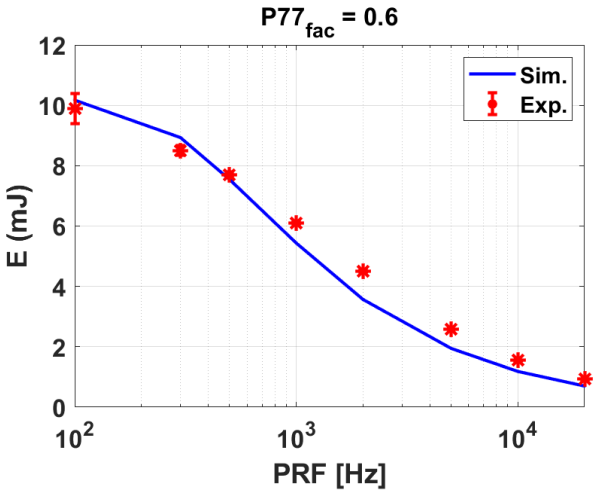


Figure 4-10: Energie obtenue en sortie d'amplificateur pour un cristal de 13cm. Les faisceaux font 1mm de diamètre à 1/e²

Pour les PRF inférieures ou égales à 1kHz, l'écart relatif avec la simulation est inférieur à 10%, et il est inférieur à 20% au-delà.

La Figure 4-11 donne la puissance de pompe absorbée en fonction de la PRF.

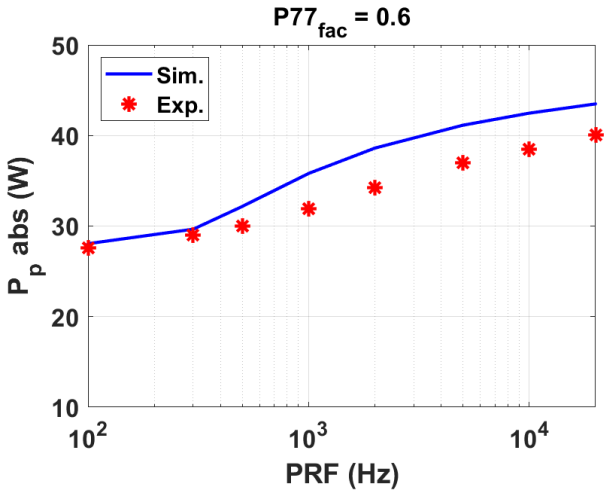


Figure 4-11: Puissance de pompe absorbée en sortie d'amplificateur pour un cristal de 13cm. et des diamètres de faisceau de 0.6mm à 1/e²

On observe ici le même comportement entre la simulation et les résultats expérimentaux que dans la première configuration (cristal de 8cm et focalisation à 1mm).

Diamètre de 0.6mm

Ici, l'énergie surfacique du faisceau s'approche de la limite de dommage des traitements anti-reflets (5J/cm²). Par mesure de sécurité j'ai donc limité à 10mJ l'énergie laser, ce qui empêche de réduire la PRF à moins de 1kHz. Les résultats sont donnés sur la Figure 4-12.

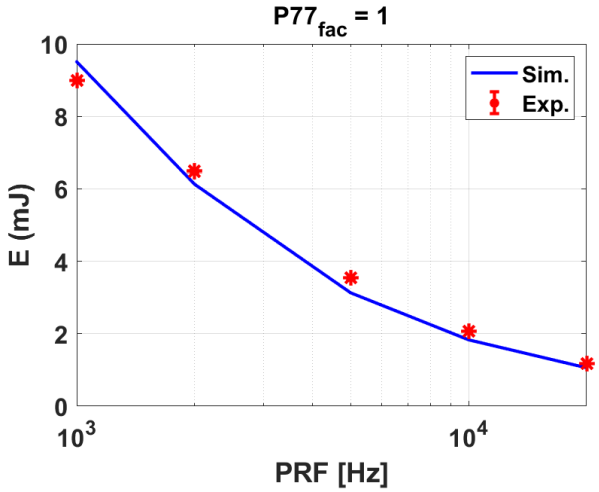


Figure 4-12: Energie obtenue en sortie d'amplificateur pour un cristal de 13cm et des diamètres de faisceau de 0.6mm à 1/e²

On obtient ici, pour toutes les PRF, un écart relatif entre la simulation et les résultats expérimentaux inférieur à 10%. Comme avec le cristal de 8cm, le paramètre d'upconversion doit être augmenté par rapport à la configuration avec une focalisation de 1mm pour que la simulation soit plus fidèle aux résultats expérimentaux.

Des gains de 19.5dB et 10.8dB à 1kHz et 20kHz ont été obtenus soit des énergies de 9mJ et 1.2mJ respectivement (9W et 24W continu). Dans la Partie 4.3, j'utilise une PRF de 1kHz pour caractériser les propriétés spatiales et spectrales du faisceau.

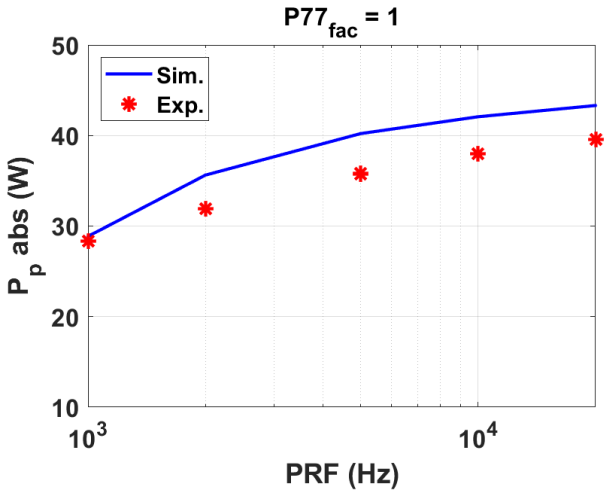


Figure 4-13: Puissance de pompe absorbée en sortie d'amplificateur pour un cristal de 13cm. Les faisceaux font 0.6mm de diamètre à 1/e²

Sur la Figure 4-13, on retrouve également le même comportement pour la puissance de pompe absorbée que pour les autres configurations.

4.2.2.3 Discussions

L'énergie par impulsion atteint une valeur de 9mJ à 1 kHz, soit un gain de 90, inédite pour une source hybride à 2.05µm et qui confirme la pertinence de cette architecture. A 20kHz, qui est la PRF de référence dans les chapitres 2 et 3, l'énergie atteint 1.2mJ soit un gain de 12.

A l'exception de la configuration 8cm-0.6mm, j'ai observé un comportement similaire entre les résultats de simulation et expérimentaux, pour toutes les configurations.

Processus d'upconvertion P77

Pour l'ensemble des configurations, le paramètre d'upconversion doit être augmenté avec la diminution de la taille du faisceau (Tableau 4-3). Cela est en accord avec l'hypothèse selon laquelle le paramètre d'upconversion est lié à l'inversion de population et donc à la densité d'énergie déposée dans le cristal.

Les valeurs utilisées ici varient d'un facteur 0.6 à 2 autour de la valeur reportée dans [74]. Dans le Tableau 4-3, j'ai résumé pour chaque configuration, le facteur d'upconversion appliqué à la simulation.

Tableau 4-3: Facteur d'upconversion utilisé pour les différentes configurations

Longueur cristal	Focalisation (mm)	$P77_{fac}$
8 cm	1	**0.9**
	0.6	**2.0**
13 cm	1	**0.6**
	0.6	**1.0**

Les données expérimentales montrent que la puissance de pompe absorbée est surestimée par la simulation à haute PRF. L'hypothèse mentionnée ci-dessus peut expliquer qualitativement la tendance observée. En effet, la chute du paramètre d'upconversion à haute PRF induit un peuplement du niveau excité plus important et donc moins d'absorption de la pompe. Cependant, cela ne constitue pas une hypothèse suffisante. En effet, la paramétrisation de l'upconversion en fonction de la PRF ne suffit pas pour faire correspondre la puissance de pompe absorbée à toutes les PRF.

Cas de la configuration 8cm-0.6mm

Dans la configuration 8cm-0.6mm, le comportement relatif entre les simulations et les données expérimentales sur la puissance de pompe absorbée est différent des autres configurations. La simulation prévoit, pour toutes les PRF, environ 7W de pompe absorbée de plus que pour les résultats expérimentaux. Une étude complémentaire devra être menée pour expliquer cet écart.

Bilan

En somme, l'outil de simulation est délicat d'utilisation pour le dimensionnement d'un futur système. A ce jour, je n'ai pas pu valider l'hypothèse faite sur l'upconversion ni pu évaluer une loi empirique pour ajuster sa valeur. De plus, il réside des incertitudes sur les paramètres physiques réels de nos cristaux (temps de vie, sections efficaces et dopage). L'évaluation des sections efficaces par mesure en régime « petits signaux » sera une première étape en vue de lever une partie de ces incertitudes.

Les résultats d'amplification sont quant à eux particulièrement prometteur pour atteindre des énergies importantes avec cette architecture hybride. Il est prévu de changer le laser de pompe pour une version polarisée permettant ainsi de simplifier le modèle numérique en ne considérant qu'un axe du cristal. De plus, on pourra obtenir une meilleure efficacité en alignant la polarisation sur l'axe π du cristal pour lequel la section efficace d'absorption est plus importante.

Partie 4.3 Performances de l'architecture laser hybride

Dans cette partie, je répète sur l'architecture hybride les analyses effectuées sur l'amplificateur fibré (voir Chapitre 2) afin d'en évaluer les performances. Les procédures sont les mêmes que celles décrites précédemment. La fréquence de répétition du laser est ici fixée à 1kHz pour la configuration d'amplification suivante : cristal de 13cm et focalisation de 0.6mm. Dans cette configuration, le gain de l'amplificateur est de 19.5dB (valeur maximale obtenue).

4.3.1 Largeur spectrale

Pour la mesure de la largeur spectrale, l'objectif est de s'assurer qu'il n'y a pas d'élargissement significatif au regard de la limite de Fourier. Dans un premier temps, je mesure donc le profil temporel des impulsions pour calculer sa DSP et déterminer la limite de Fourier correspondante.

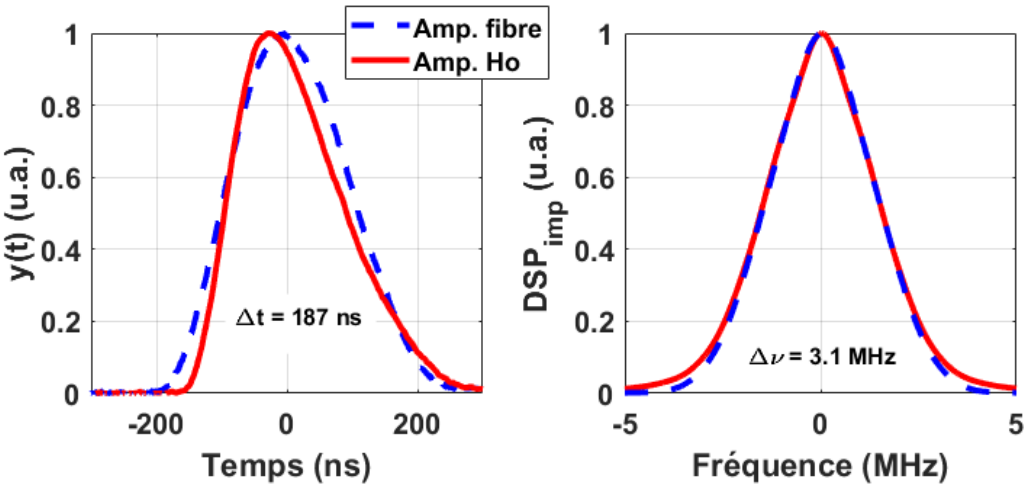


Figure 4-14: Profil temporel (gauche) et DSP (droite) de l'impulsion en sortie du laser fibré (courbe bleue pointillée) et en sortie de l'amplificateur espace libre (courbe rouge)

Sur la Figure 4-14, je compare les profils temporels (gauche) ainsi que leurs DSP (droite), en sortie d'amplificateur Ho:YLF (rouge) et en sortie d'amplificateur fibré (bleu). La comparaison temporelle montre une légère compression de l'impulsion dans l'étage Ho:YLF [84], avec un front montant un peu plus raide que le front descendant. La durée d'impulsion à mi-hauteur est de 187ns contre 202ns en sortie de l'amplificateur fibré. Pour obtenir un profil plus symétrique, il sera possible de pré-compenser la distorsion d'un étage d'amplification en modifiant la forme d'impulsion commandée par le MAO [85]. Etant donnée la faible variation de la durée d'impulsion, le spectre en sortie d'amplificateur espace libre est similaire à celui à la sortie du laser fibré.

Dans un second temps, je cherche à mesurer la largeur spectrale du rayonnement laser par méthode interférométrique. La mesure s'effectue avec le dispositif décrit sur la Figure 2-22 du Chapitre 2. Les deux bras de l'interféromètre sont équilibrés pour supprimer le bruit de phase issu de la DFB. La DSP du battement interférométrique ($DSP_{het\text{-}corr}$) ainsi que la DSP de l'impulsion (DSP_{imp}) sont représentées sur la Figure 4-15.

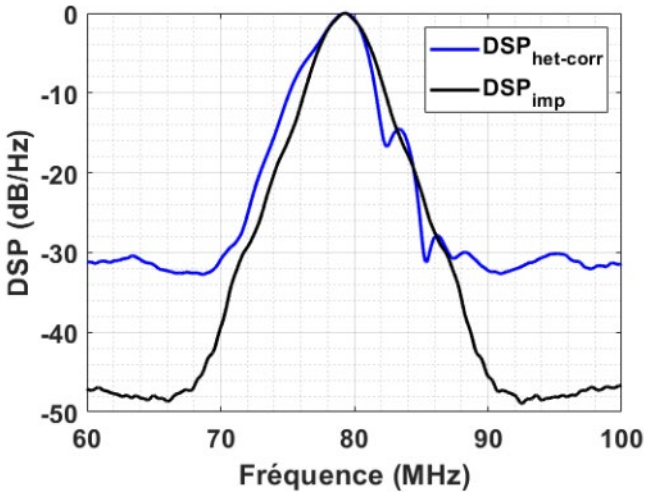


Figure 4-15 : DSP mesurée depuis la forme de l'impulsion (courbe noire) et depuis le battement hétérodyne avec un interféromètre équilibré (courbe bleue)

Comme en sortie d'amplificateur fibré, il n'y a pas d'élargissement significatif du spectre hétérodyne (bleu) par rapport à la limite de Fourier de l'impulsion (noir). On retrouve également l'élargissement des flancs du spectre qui, comme pour le laser fibré, semble dû à une auto-modulation de phase. La Figure 4-16 compare les spectres hétérodynes en sortie de laser fibré et d'amplificateur cristallin.

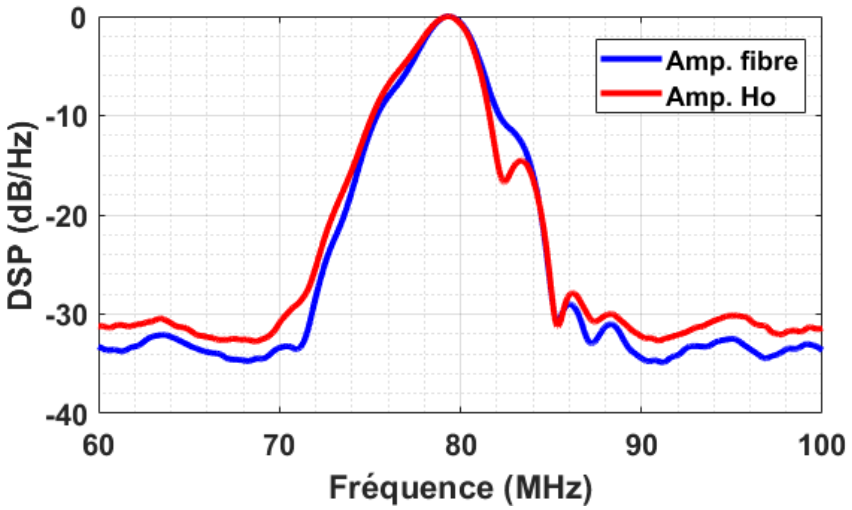


Figure 4-16: DSP du battement hétérodyne avec un interféromètre équilibré de l'amplificateur fibré (courbe bleue) et en sortie de l'amplificateur espace libre (courbe rouge)

Il n'y a pas de variation significative du spectre en sortie de l'amplificateur en espace libre par rapport à l'amplificateur fibré. Le pic à 84MHz, identifié dans le Chapitre 2 comme un effet résultant de l'auto-modulation de phase, semble renforcé en sortie de l'amplificateur hybride.

4.3.2 Puissances parasites

4.3.2.1 ASE et SMSR

La proportion d'ASE dans le signal est mesurée avec un analyseur de spectre optique.

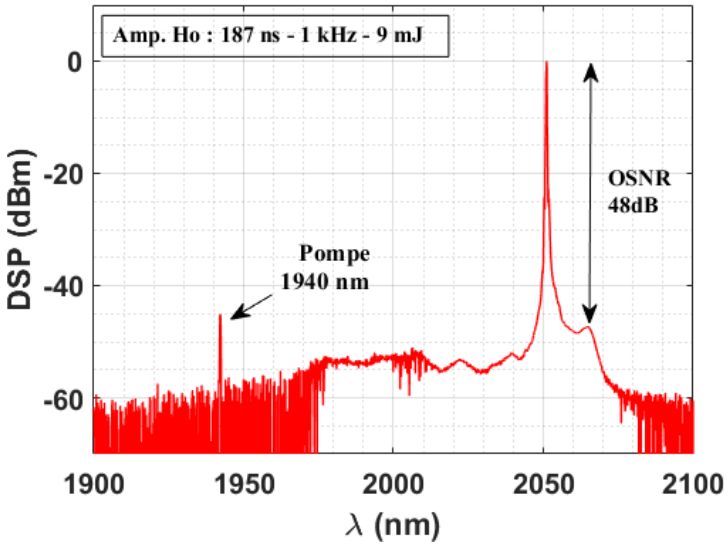


Figure 4-17: Spectre optique du laser hybride. La fréquence de répétition est de 1kHz pour une énergie par impulsion de 9mJ. Le spectre est mesuré après deux réflexions sur des lames dichroïques

Le spectre Figure 4-17 est obtenu après la lame dichroïque D_2 dont la fréquence de coupure est à 2020nm (donnée constructeur). Elle joue un rôle de filtre pour l'ASE en dessous de la fréquence de coupure et

on arrive à obtenir un ratio ASE/Signal de 0.4%. Comme cela est évoqué dans le Chapitre 2, cette caractéristique n'affecte pas la mesure lidar en détection hétérodyne.

Ici, on ne résout pas les modes secondaires issus de la DFB comme en sortie de laser fibrée. Cependant, on peut estimer la borne inférieure du SMSR à partir du OSNR, qui vaut 48dB. Ainsi, SMSR>48dB et implique un biais négligeable sur la mesure de CO_2 (Chapitre 1).

4.3.2.2 Fuite du switch optique et mélange à quatre ondes

Comme dans le Chapitre 2, j'ai mesuré le spectre dans une bande plus étroite que sur la Figure 4-17 pour pouvoir quantifier l'extinction des composantes spectrales issues de la fuite du switch et du mélange à quatre ondes.

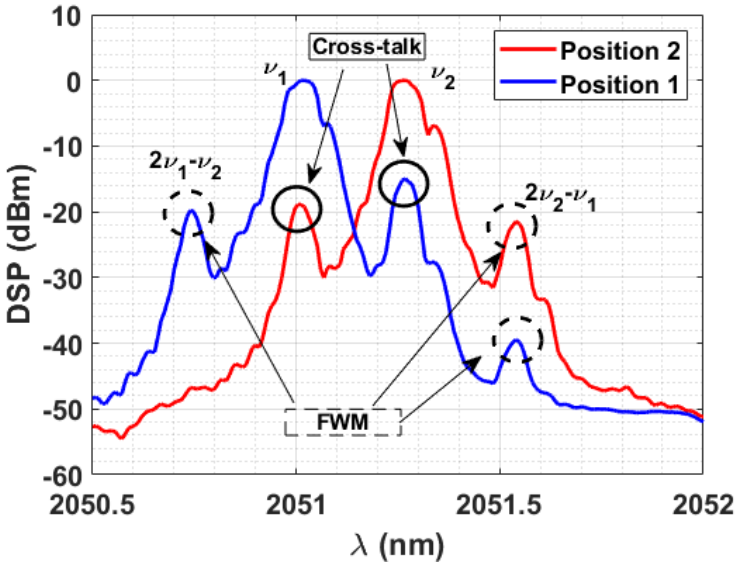


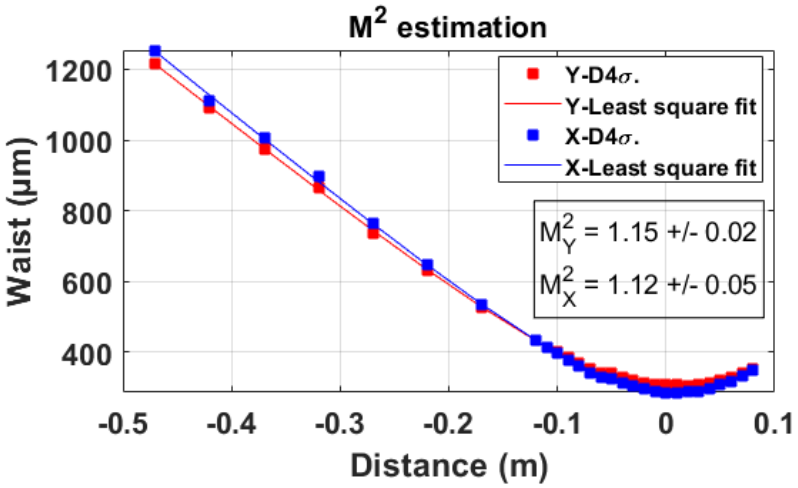
Figure 4-18:Spectre du signal en sortie d'amplificateur cristallin pour les deux positions du commutateur

On retrouve bien les deux composantes spectrales aux longueurs d'onde ν_1 et ν_2 issues de l'isolation du switch optique. Dans la position 1, l'isolation est de 15dB et dans la position 2 de 19dB, ce qui correspond à une dégradation de l'isolation de 7dB et 4dB respectivement par rapport à la sortie du laser fibré. L'origine de cette différence n'est pas encore identifiée et devra faire l'objet d'investigations. Comme évoqué dans le Chapitre 1, si le signal émis ainsi que l'OL sont tous deux affectés par la fuite du switch, alors le signal lidar est biaisé aux deux longueurs d'ondes λ_{ON} et λ_{OFF} et induit un biais sur la mesure de CO_2. Toutefois, pour une isolation de 23dB dans l'OL (Chapitre 2) et 15dB dans le signal émis (sortie de l'amplificateur Ho:YLF), le biais est inférieur à 1% sur 3km de propagation. Comme décrit dans le Chapitre 2, les composantes spectrales du mélange à quatre ondes sont présentes ($2.\upsilon_1$-υ_2 et $2.\upsilon_2$-υ_1) avec la même extinction que précédemment. Ainsi, il n'y a pas de variation significative de la pureté spectrale du faisceau en sortie de l'amplificateur espace libre par rapport au laser fibré.

4.3.3 Qualité de faisceau et polarisation

4.3.3.1 Qualité de faisceau

Le paramètre M^2 a été estimé de la même manière que dans le Chapitre 2.



Le paramètre M² est inférieur à 1.17 sur les deux axes et est quasiment identique à celle du laser fibré seul (<1.15). Cette excellente qualité spatiale illustre la pertinence de l'approche hybride pour une source monomode spatiale. Par rapport à un faisceau parfaitement gaussien, le CNR n'est dégradé que de 0.5dB.

4.3.3.2 Polarisation

La polarisation du faisceau laser est supérieure à 21dB et induit une variation négligeable du CNR.

4.3.4 Efficacité de l'amplificateur

L'efficacité optique d'un amplificateur peut être définie comme la variation de la puissance du signal à travers l'amplificateur divisée par la puissance de pompe :

$$Eff_{o-o} = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_{pompe}} \qquad 4.18$$

Où Eff_{o-o} est l'efficacité optique-optique, $P_{in/out}$ est la puissance à l'entrée/la sortie de l'amplificateur et P_{pompe} la puissance de pompe. On peut également définir l'efficacité électro-optique en prenant en compte l'efficacité électro-optique du laser de pompe η_{pompe} :

$$Eff_{e-o} = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_{pompe}} . \eta_{pompe} \qquad 4.19$$

L'efficacité de l'amplificateur Ho:YLF a été évalué pour la configuration où le cristal fait 13cm et les faisceaux 0.6mm de diamètre.

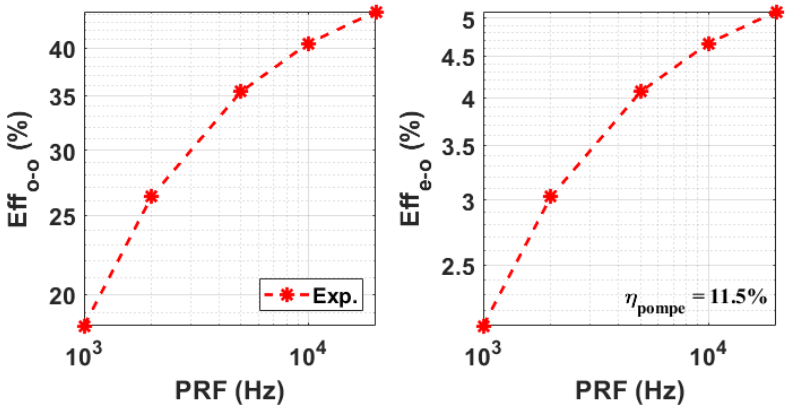


Figure 4-19 : Efficacité optique-optique (gauche) et électro-optique (droite) de l'amplificateur solide pour un cristal de 13cm et des diamètres de faisceau de 0.6mm à 1/e²

Les efficacités optique-optique et électro-optique sont supérieures à 18% et 2% pour une PRF supérieure à 1kHz. Etant donné la puissance de pompe résiduelle en sortie d'amplificateur pour cette configuration (>10W), on peut espérer obtenir de meilleurs résultats en augmentant la longueur du cristal.

La consommation électrique du laser de pompe représente environ 430W (Eff_{e-o} = 11.5%, sans compter l'électronique). Celle du laser fibré n'excède pas 60W à 20kHz et 40W à 1kHz, en prenant exclusivement en compte la puissance optique des diodes de pompe dont l'efficacité électro-optique est de 50%. Ainsi, la puissance électrique totale de la source hybride représente moins de 490W (sans compter l'électronique) soit une efficacité électro-optique supérieure à 1.9% à 1kHz et proche de 5% à 20kHz.

A titre de comparaison, le laser ALADIN mis en orbite dans le cadre de la mission ADM-AEOLUS présente une puissance optique de 12W pour une consommation électrique d'environ 500W (sans électronique) soit une efficacité électro-optique de 2.3%. Dans le cadre de la mission MERLIN, pour laquelle le laser présente une puissance moyenne de 360mW, l'efficacité électro-optique est de 2.3% (sans électronique).

4.3.5 Performances lidar théoriques avec le laser hybride

L'évaluation du laser hybride n'a montré aucune variation significative des propriétés spectrales et spatiales du laser en comparaison au laser fibré. Ceci implique que les Tableau 2-6 et Tableau 2-7 dans le Chapitre 2, concernant le bruit et le biais, sont inchangés pour la source laser hybride.

Un gain de 13dB a été obtenu à une fréquence de répétition de 10kHz et de 19.5dB à 1kHz. En théorie, le CNR se voit donc augmenté de 13dB et 19.5dB pour ces deux régimes de fonctionnement, et implique une portée largement accrue. Pour un faisceau collimaté purement gaussien (M^2=1) et hors considération d'absorption et d'extinction du rayonnement par l'atmosphère, on obtient un allongement de la portée en racine carré du gain. Pour un faisceau focalisé, ou dont le M^2 est supérieur à 1 (comme c'est le cas dans le Chapitre 3), l'allongement de la portée du lidar est réduit.

Les performances théoriques pour la longueur d'onde λ_{OFF} en termes de CNR obtenues avec le laser hybride sont affichées et comparées à celles obtenues avec le laser fibré seul sur la Figure 4-20. Les paramètres atmosphériques de rétrodiffusion (β_π) et d'extinction (α_{ext}) sont ajustés en utilisant le CNR obtenu expérimentalement dans le Chapitre 3 (courbe rouge sur la Figure 4-20).

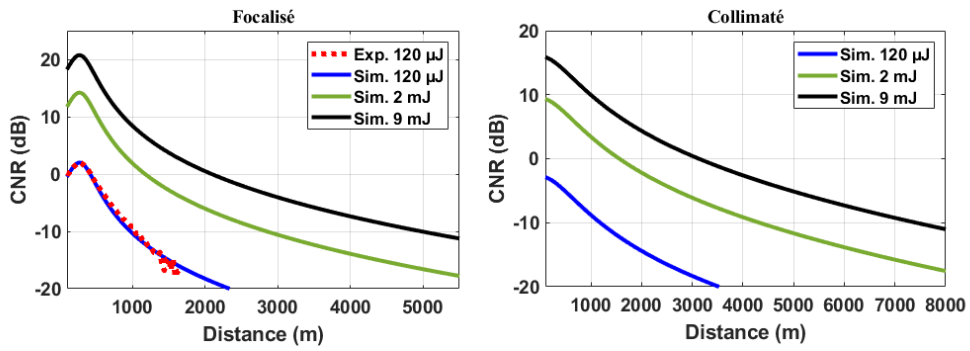


Figure 4-20 : CNR obtenu expérimentalement à la longueur d'onde λ_{OFF} pour un faisceau focalisé à 250m avec le laser entièrement fibré (rouge pointillé, résultat du Chapitre 3) et CNRs théoriques, obtenus pour 120µJ, 2mJ et 9mJ (bleu, vert et noir) à la longueur d'onde λ_{OFF} pour deux géométries de faisceau (focalisé à 250m à gauche et collimaté à droite)

Afin d'établir une analyse de la portée du lidar à la longueur d'onde λ_{OFF} (z_{max}), nous prenons comme critère : $CNR(z_{max}, \lambda_{OFF}) = -10dB$. Pour des faisceaux focalisés, comme dans le Chapitre 3, le laser hybride permet d'obtenir une portée de l'ordre de 3km avec 2mJ et 5km avec 9mJ contre 1km avec le laser fibré seul soit un facteur d'augmentation de trois et cinq. Pour des faisceaux collimatés, le laser hybride permet d'obtenir une portée supérieure à 4km avec 2mJ et 7km à 9mJ contre un peu plus de 1km avec le laser fibré, soit un facteur quatre et sept d'augmentation.

Sur la figure suivante sont comparées les performances en termes d'erreur aléatoire sur le rapport de mélange (VMR) du CO_2 pour un temps d'intégration de 60 secondes et une résolution spatiale de 90 mètres. Pour ces simulations, le VMR vaut 420ppm.

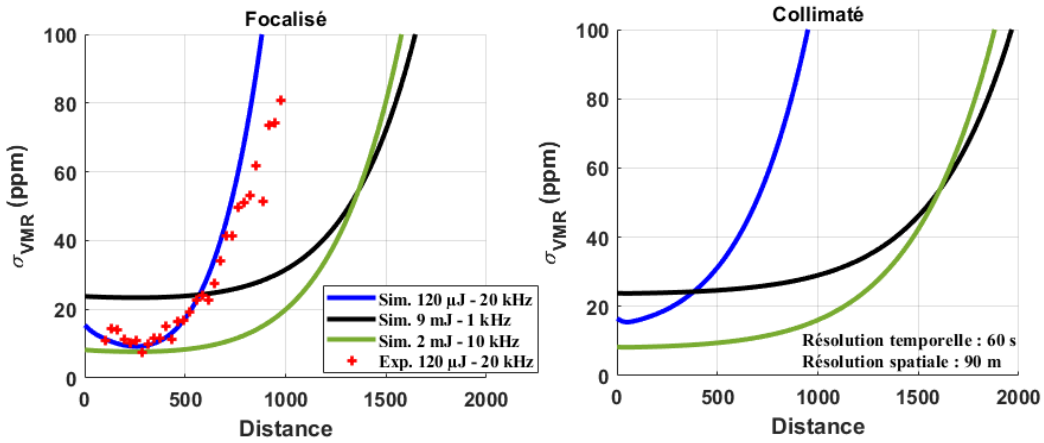


Figure 4-21 : Erreur obtenue expérimentalement sur le VMR du CO_2 (σ_{VMR}, points rouges) et simulation de σ_{VMR} pour le laser fibré seul (bleu) dans la même configuration que pour le Chapitre 3 (120µJ/impulsion – 20kHz) et pour le laser hybride (vert et noir) pour les configurations : 2mJ/impulsion – 10kHz et 9mJ/impulsion – 1kHz. Pour les simulations, le VMR vaut 420ppm

Pour une géométrie de faisceau focalisé (Figure 4-21, gauche), l'erreur sur le VMR est plus faible avec le laser fibré qu'avec le laser hybride en configuration 9mJ/1kHz jusqu'à 600m. Dans cette situation où l'ensemble des CNR sont supérieurs ou proches de 1, l'utilisation d'un régime haute cadence est à privilégier (courbe verte, 2mJ – 10kHz par exemple) car le bruit limitant est le bruit de speckle et il ne décroit pas avec l'augmentation de la puissance laser. L'intérêt d'une forte augmentation de l'énergie au détriment de la cadence est visible à plus longue distance, où le laser fibré seul présente des CNR très faibles (<-10dB). Pour une géométrie de faisceau collimaté (Figure 4-21, droite), on voit nettement l'intérêt d'une cadence élevée à courte portée (courbes bleue et verte) qui s'estompe à mesure que la distance augmente, où l'emploi d'une forte puissance laser est préférable.

Pour obtenir une erreur aléatoire inférieure à 100ppm en 60s et avec une résolution spatiale de 90m, le laser hybride permet d'allonger la portée d'un facteur 1.8 en faisceaux focalisés (1.6km) et d'un facteur 2.1 pour des faisceaux collimatés (~2km). On peut noter que ces simulations supposent un positionnement de λ_{ON} au centre de raie (forte absorption), ce qui n'est pas optimal pour sonder l'atmosphère sur une longue distance.

Le Tableau 4-4 compare ces résultats avec ceux tirés de la littérature. La dernière ligne est une estimation des performances pour la résolution spatio-temporelle mentionnée ci-dessus (1min – 90m).

Tableau 4-4 : Performances lidar DIAL sur la mesure de CO_2 simulées avec le laser hybride et principaux résultats bibliographiques en détection hétérodyne à 2.05µm

	Laser hybride 2021	**Koch et al, [12] - 2004**	**Ishii et al, [16] - 2010**	**Gibert et al, [86] - 2016**
Energie	**9 mJ**	75 mJ	80 mJ	10 mJ
PRF	**1 kHz**	5 Hz	30 Hz	2 kHz
Tirs accumulés	**1.10^3**	2.10^3	9.10^3	$1.8.10^6$
Res. temporelle (Δt)	**1 min**	6.7 min	5 min	15 min
Res. spatiale (Δz)	**90 m**	200 m	1250 m	100 m
Précision CO_2	**25%**	1-3%	0.7%	5%
Distance	**2 km**	**2.8 km**	**0.5 – 2 km**	**1.3 km**
Précision CO_2 extrapolée pour une résolution : Δt =1 min – Δz = 90m	**25% @ 2 km**	**5-15% @ 2.8 km**	**23% @ 0.5 - 2 km**	**20% @ 1.3 km**

Les performances lidar obtenues dans ces différentes études sont comparables. Pour [12], l'énergie laser est près d'un ordre de grandeur supérieure ce qui offre une portée accrue au prix d'une faible fréquence de répétition et une complexité du laser importante. De la même manière, [16] présente une énergie très importante avec une architecture laser complexe mais une portée inférieure à [12]. On notera que la mesure est intégrée sur 1.25km ce qui rend l'estimation de performance à Δt = 1 min – Δz = 90m optimiste. Dans [86], les performances laser sont plus proches de celles de notre laser hybride et les performances lidar sont similaires. Ainsi, la source laser hybride présente des performances théoriques proches de l'état de l'art des lidars DIAL à 2.05µm en détection cohérente, avec un atout majeur de robustesse et de versatilité.

Conclusion

Dans ce Chapitre, j'ai décrit le principe et les performances de notre source laser hybride fibré/solide, compatible avec l'application lidar en détection hétérodyne pour la mesure du CO_2 atmosphérique. J'ai pu montrer expérimentalement un gain de 19.5dB avec l'amplificateur en espace libre, sans dégradation des propriétés spectrales et spatiales du faisceau laser issu de la partie fibrée.

J'ai montré une bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et les simulations réalisées à partir de grandeurs physiques trouvées dans la littérature, pour les différentes configurations mises en œuvre. Les limites du modèle sont discutées, la dépendance du paramètre d'upconversion avec la fréquence de répétition des impulsions laser est plus particulièrement détaillée.

Dans l'état de l'art des sources laser adaptées à la mesure lidar DIAL du CO_2, cette architecture hybride est unique à 2.05µm. L'Annexe A répertorie des résultats importants de développement de sources laser impulsionnelles pour la mesure lidar par absorption différentielle du CO_2. Parmi ces résultats, il existe une approche analogue à la source hybride présentée dans cette thèse mais dans la bande 1.57µm [30]. Un laser fibré analogue à celui présenté dans cette thèse est utilisé pour injecter un guide d'onde plan (Planar Wave Guide - PWG). Le laser fibré atteint une puissance crête de 100W sans mise en œuvre d'un système d'augmentation du seuil Brillouin. Le PWG est co-dopé Er:Yb et permet d'atteindre une puissance crête de 6.7kW. A l'instar de notre architecture, cet étage d'amplification permet d'obtenir un gain significatif sur la puissance crête ainsi qu'un nombre assez limité d'éléments en espace libre. Cependant, à ma connaissance, une telle architecture n'a pas encore été mise en œuvre dans la bande 2.05µm.

Dans la bande 2.05µm, deux approches ont été largement référencées, la conversion de fréquence (OPO et OPA) [26] et le Q-switch également associé à un amplificateur [14]. Pour ces deux architectures, la puissance crête dépasse, notablement, celles obtenues par les autres architectures, au prix de la robustesse du montage (cavités, ligne à retard, etc. en espace libre). L'énergie obtenue (dizaines de mJ) est comparable à celle obtenue avec notre architecture hybride, qui présente en plus un nombre très limité d'éléments en espace libre.

L'architecture hybride présentée ici constitue donc une solution prometteuse, alliant performance, robustesse et compacité, en particulier pour des études spatiales.

Conclusion générale

Cette thèse a permis de mettre en évidence l'intérêt de l'association d'un laser fibré avec un amplificateur cristallin pour la télédétection du CO_2 atmosphérique par lidar DIAL dans la bande 2.05µm. Tout l'intérêt de cette architecture repose sur la dualité robustesse/performance, généralement contradictoire pour le développement d'un laser pour la mesure DIAL à 2.05µm.

La partie fibrée, intrinsèquement compacte, robuste et exempte d'alignement optique, est limitée par des effets non-linéaires pour atteindre des hautes puissances crêtes (>kW). L'amplification cristalline permet d'atteindre des puissances crêtes supérieures et ainsi d'accroitre les performances lidar. L'amplification en espace libre, contrairement à un oscillateur est, elle aussi, peu sensible à l'alignement, nécessite peu d'éléments optiques et est très simple de mise en œuvre. Ainsi, la source laser hybride conserve une importante robustesse, tout en atteignant des puissances crête inaccessibles aux amplificateurs fibrés mono-fréquence.

Trois grands objectifs ont été atteints dans cette thèse.

Premièrement, la mise en œuvre d'un laser entièrement fibré pour répondre aux exigences de l'application DIAL en détection hétérodyne à 2.05µm. A ma connaissance, ce laser dont les performances ont été publiées dans [50], est le premier entièrement fibré dans la bande 2.05µm pour l'application DIAL en détection hétérodyne. Il fournit des impulsions de 120µJ pour une durée d'impulsion de 200ns à 20kHz de répétition. Grâce aux résultats du Chapitre 1, dans lequel est exposé le lien entre les propriétés optiques du laser et les performances de la mesure DIAL, j'ai pu montrer que le laser développé présente des propriétés optiques quasi-optimales (hors énergie) : spectre limité par transformée de Fourier, divergence limitée par la diffraction, bruit d'intensité de l'oscillateur local limité par le bruit de photon et degrés de polarisation supérieur à 16dB. La principale source de dégradation des performances provient de la largeur spectrale de l'injecteur laser qui amplifie l'erreur statistique de la mesure DIAL d'un facteur deux. Cependant, il existe sur le marché des injecteurs suffisamment fins spectralement pour corriger ce défaut. Le biais de mesure théorique est essentiellement le résultat de la pureté spectrale du laser ainsi que de la dérive en longueur d'onde. Ils peuvent tout deux être améliorés via l'utilisation respectivement d'un commutateur optique à deux étages et d'un dispositif de stabilisation en fréquence.

Le deuxième résultat important est la mise en œuvre d'un démonstrateur lidar en détection hétérodyne incluant le laser fibré, qui a permis de démontrer sa compatibilité avec la mesure DIAL [87]. En raison d'une acquisition tir à tir trop courte (résultant d'un problème logiciel), les mesures de CO_2 sont fortement biaisées, mais un traitement de signal spécifique a été développé et appliqué sur les données défectueuses, permettant de limiter ce biais. Les mesures DIAL montrent une bonne correspondance avec un capteur in-situ placé proche du lidar. La différence relative est inférieure à 4% (différence absolue sur le rapport de mélange du CO_2 ~15ppm) avec une erreur statistique inférieure à 20ppm pour une résolution spatio-temporelle de 90m/60s. En configuration IPDA (cible dure située à 420m), la comparaison avec la sonde in-situ a montré un biais inférieur à 10ppm et une erreur statistique de 23ppm à 2s d'intégration. La comparaison avec la sonde ne permet pas de statuer sur les performances réelles du lidar (notamment car la zone de mesure n'est pas co-localisée avec le capteur in-situ) mais elle constitue la démonstration qu'aucun défaut instrumental majeur n'a été observé lors des mesures. Pour la mesure de vent, le biais a été évalué par estimation de la vitesse d'une cible statique et l'erreur aléatoire a été comparée à des valeurs théoriques. Le biais est inférieur à 0.2m/s et l'erreur aléatoire est inférieure à 1m/s sur 800m pour une résolution spatio-temporelle de 30m/0.1s et cohérente avec les valeurs théoriques. L'évaluation de la mesure de vent est succincte car elle a été largement étudiée par ailleurs et cette thèse se concentre plus spécifiquement sur la mesure de gaz. Pour la suite, il parait nécessaire de refaire des mesures après correction du défaut logiciel afin de s'affranchir de la correction

du biais. Pour la mesure de CO_2, il serait souhaitable d'approcher au plus près de la zone de mesure le capteur in-situ pour établir les performances réelles de l'instrument.

Le dernier résultat important de cette thèse est la mise en œuvre et la caractérisation de l'amplificateur en espace libre. Celui-ci permet d'obtenir un gain en énergie par rapport à la sortie du laser fibré proche de 90 (énergie : 9mJ, durée : 187ns, cadence de répétition : 1kHz) tout en conservant les propriétés optiques du laser fibré. Le cristal Ho:YLF est particulièrement bien adapté pour notre application car le pic d'émission est centré sur 2.05µm et la possibilité d'un pompage par laser à fibre permet de limiter le nombre d'éléments en espace libre. Ses propriétés spectroscopiques de section efficace, de temps de vie et de taux d'upconversion lui confère un fort potentiel d'amplification avec une bonne efficacité électro-optique (~ 2% à 9mJ, 187ns, 1kHz, sans compter l'électronique). L'amplificateur est évalué pour différentes configurations (taille des faisceaux dans le cristal et longueur du cristal) et à différentes fréquences de répétition. La grande flexibilité du laser fibré permet de faire varier chacun des paramètres indépendamment (fréquence de répétition, durée d'impulsion, énergie) et facilite grandement l'étude de l'amplificateur en espace libre. Les résultats d'amplification sont cohérents avec le modèle théorique ainsi qu'avec les résultats bibliographiques. L'incertitude sur les paramètres physiques de temps de vie, de taux d'upconversion et de section efficace constitue, pour le moment, la principale limitation pour formuler une interprétation rigoureuse des résultats. De nouveaux essais avec un laser de pompe polarisé devraient permettre de fiabiliser l'outil de simulation. Malheureusement, le temps a manqué pour réaliser une nouvelle démonstration lidar avec ce laser hybride. Ce sera donc le prochain objectif en vue de qualifier les performances lidar de cette nouvelle architecture.

Cette source laser présente une complémentarité robustesse/performance probablement parmi les meilleures de l'état de l'art actuel pour une application DIAL dans la bande 2.05µm. De plus sa flexibilité (fréquence de répétition, durée impulsion, énergie, etc.) et ses hautes performances optiques (spectrales et spatiales) lui donnent le potentiel de répondre à un large panel d'applications, avec différentes exigences, au sol ou en embarqué. De plus, sa compatibilité avec la détection hétérodyne offre la possibilité d'une mesure conjointe de vent, particulièrement intéressante pour réaliser des mesures de flux de CO_2. Ainsi, elle se positionne dans l'état de l'art comme une alternative prometteuse pour l'étude du CO_2 atmosphérique.

L'attention portée aux lasers à fibre à 2µm, notamment pour les télécommunications spatiales, va aussi permettre leur montée en TRL (Technologie Readiness Level), ce qui reste une nécessité pour envisager une mission spatiale. Du côté de l'amplificateur en espace libre, des travaux en cours visent une montée en TRL des cristaux Ho:YLF ainsi que de leurs traitements antireflets.

Ainsi, l'architecture laser proposée dans cette thèse pourrait être une solution prometteuse pour une future mission spatiale. Pour crédibiliser une telle candidature, il sera nécessaire dans les années à venir de développer un démonstrateur lidar embarqué et d'évaluer ses performances.

Annexe A : Performances laser obtenues dans cette thèse et comparaison avec l'état de l'art

Caractéristiques	Résultats laser hybride - 2021		Lahyani et al. [50] - 2021	Yu et al. [30] - 2015	Yu et al. [30] - 2015	Cadiou et al. [26] - 2017	Gibert et al. [14] - 2018
Technologie	**TDFA Ho:YLF**		**TDFA**	EDFA	EDFA PWG	OPO-OPA	Q-switched Ho:YLF
Longueur d'onde	**2051 nm**		**2051 nm**	1572 nm	1572 nm	2051 nm	2051 nm
Energie	**9 mJ**	**2 mJ**	**120 µJ**	156µJ	6.7 mJ	10 mJ	42/12 mJ
Durée d'impulsion	**187 ns**		**200 ns**	1.5 µs	1 µs	10 ns	33/74 ns
PRF	**1 kHz**	**10 kHz**	**20 kHz**	10 kHz	10 kHz	30 Hz	303 Hz
Puissance crête **Puissance moyenne**	**48 kW** **9 W**	**10 kW** **20 W**	**600 W** **2.4 W**	100 W 1.56 W	6.7 kW 67 W	1 MW 0.3 W	1.3/0.16 MW 16.3 W
Fréquence de switch	**1 kHz**	**10 kHz**	**20 kHz**	10 kHz (multi-λ)	10 kHz	30 Hz	5 kHz (double pulse)

TDFA : Thulium Doped Fiber Amplifier, EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier, PWG : Planar Wave Guide, OPO/OPA : Optical Parametric Oscillator/Amplifier, PRF : Pulse Repetition Rate.

Références

1. R. K. Pachauri, L. Mayer, and Intergovernmental Panel on Climate Change, eds., *Climate Change 2014: Synthesis Report* (Intergovernmental Panel on Climate Change, 2015).

2. P. Clissold and European Space Agency, eds., *Six Candidate Earth Explorer Core Missions: Reports for Assessment: A-SCOPE, BIOMASS, CoReH^{2}O, FLEX, PREMIER, TRAQ*, ESA SP No. 1313 (ESA Communications, 2008).

3. S. R. Kawa, J. B. Abshire, D. F. Baker, E. V. Browell, D. Crisp, S. M. R. Crowell, J. J. Hyon, J. C. Jacob, K. W. Jucks, B. Lin, R. T. Menzies, L. E. Ott, and T. S. Zaccheo, "Active Sensing of CO2 Emissions over Nights, Days, and Seasons (ASCENDS): Final Report of the ASCENDS," 228 (2018).

4. M. Bode, M. Alpers, B. Millet, G. Ehret, and P. Flamant, "Merlin: an integrated path differential absorption (IPDA) lidar for global methane remote sensing," in *International Conference on Space Optics — ICSO 2014* (International Society for Optics and Photonics, 2017), Vol. 10563, p. 1056309.

5. W. Johnson, K. S. Repasky, and J. L. Carlsten, "Micropulse differential absorption lidar for identification of carbon sequestration site leakage," Appl. Opt., AO **52**, 2994–3003 (2013).

6. A. Aiuppa, L. Fiorani, S. Santoro, S. Parracino, M. Nuvoli, G. Chiodini, C. Minopoli, and G. Tamburello, "New ground-based lidar enables volcanic CO 2 flux measurements," Sci Rep **5**, 13614 (2015).

7. L. Fiorani, S. Santoro, S. Parracino, M. Nuvoli, C. Minopoli, and A. Aiuppa, "Volcanic CO_2 detection with a DFM/OPA-based lidar," Opt. Lett., OL **40**, 1034–1036 (2015).

8. N. Cezard, S. L. Mehaute, J. L. Gouët, M. Valla, D. Goular, D. Fleury, C. Planchat, and A. Dolfi-Bouteyre, "Performance assessment of a coherent DIAL-Doppler fiber lidar at 1645 nm for remote sensing of methane and wind," Opt. Express, OE **28**, 22345–22357 (2020).

9. N. C. Parazoo, R. Commane, S. C. Wofsy, C. D. Koven, C. Sweeney, D. M. Lawrence, J. Lindaas, R. Y.-W. Chang, and C. E. Miller, "Detecting regional patterns of changing CO_2 flux in Alaska," Proc Natl Acad Sci USA **113**, 7733–7738 (2016).

10. F. Gibert, G. J. Koch, J. Y. Beyon, T. W. Hilton, K. J. Davis, A. Andrews, P. H. Flamant, and U. N. Singh, "Can CO2 Turbulent Flux Be Measured by Lidar? A Preliminary Study," Journal of Atmospheric and Oceanic Technology **28**, 365–377 (2011).

11. U. N. Singh, J. Yu, M. Petros, N. P. Barnes, J. A. Williams-Byrd, G. E. Lockard, and E. A. Modlin, "Injection-seeded, room-temperature, diode-pumped Ho:Tm:YLF laser with output energy of 600 mJ at 10 Hz," in *Advanced Solid State Lasers (1998), Paper ML1* (Optical Society of America, 1998), p. ML1.

12. G. J. Koch, B. W. Barnes, M. Petros, J. Y. Beyon, F. Amzajerdian, J. Yu, R. E. Davis, S. Ismail, S. Vay, M. J. Kavaya, and U. N. Singh, "Coherent differential absorption lidar measurements of CO_2," Appl. Opt., AO **43**, 5092–5099 (2004).

13. U. N. Singh, B. M. Walsh, J. Yu, M. Petros, M. J. Kavaya, T. F. Refaat, and N. P. Barnes, "Twenty years of Tm:Ho:YLF and LuLiF laser development for global wind and carbon dioxide active remote sensing," Opt. Mater. Express, OME **5**, 827–837 (2015).

14. F. Gibert, J. Pellegrino, D. Edouart, C. Cénac, L. Lombard, J. L. Gouët, T. Nuns, A. Cosentino, P. Spano, and G. D. Nepi, "2-µm double-pulse single-frequency Tm:fiber laser pumped Ho:YLF laser for a space-borne CO_2 lidar," Appl. Opt., AO **57**, 10370–10379 (2018).

15. F. Gibert, P. H. Flamant, D. Bruneau, and C. Loth, "Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO_2 mixing ratio in the boundary layer," Appl. Opt., AO **45**, 4448–4458 (2006).

16. S. Ishii, K. Mizutani, H. Fukuoka, T. Ishikawa, B. Philippe, H. Iwai, T. Aoki, T. Itabe, A. Sato, and K. Asai, "Coherent 2 µm differential absorption and wind lidar with conductively cooled laser and two-axis scanning device," Appl. Opt., AO **49**, 1809–1817 (2010).

17. T. F. Refaat, S. Ismail, G. J. Koch, M. Rubio, T. L. Mack, A. Notari, J. E. Collins, J. Lewis, R. De Young, Y. Choi, M. N. Abedin, and U. N. Singh, "Backscatter 2µm Lidar Validation for Atmospheric CO_2 Differential Absorption Lidar Applications," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing **49**, 572–580 (2011).

18. J. Yu, M. Petros, U. N. Singh, T. F. Refaat, K. Reithmaier, R. G. Remus, and W. Johnson, "An Airborne 2-µm Double-Pulsed Direct-Detection Lidar Instrument for Atmospheric CO2 Column Measurements," Journal of Atmospheric and Oceanic Technology **34**, 385–400 (2017).

19. T. F. Refaat, M. Petros, C. W. Antill, U. N. Singh, Y. Choi, J. V. Plant, J. P. Digangi, and A. Noe, "Airborne Testing of 2-µm Pulsed IPDA Lidar for Active Remote Sensing of Atmospheric Carbon Dioxide," Atmosphere **12**, 412 (2021).

20. J. Hamperl, J. F. Geus, K. M. Mølster, A. Zukauskas, J.-B. Dherbecourt, V. Pasiskevicius, L. Nagy, O. Pitz, D. Fehrenbacher, H. Schaefer, D. Heinecke, M. Strotkamp, S. Rapp, P. Denk, N. Graf, M. Dalin, V. Lebat, R. Santagata, J.-M. Melkonian, A. Godard, M. Raybaut, and C. Flamant, "High Energy Parametric Laser Source and Frequency-Comb-Based Wavelength Reference for CO2 and Water Vapor DIAL in the 2 µm Region: Design and Pre-Development Experimentations," Atmosphere **12**, 402 (2021).

21. A. Amediek, A. Fix, M. Wirth, and G. Ehret, "Development of an OPO system at 1.57 µm for integrated path DIAL measurement of atmospheric carbon dioxide," Appl. Phys. B **92**, 295–302 (2008).

22. D. Sakaizawa, C. Nagasawa, T. Nagai, M. Abo, Y. Shibata, M. Nakazato, and T. Sakai, "Development of a 1.6 μm differential absorption lidar with a quasi-phase-matching optical parametric oscillator and photon-counting detector for the vertical CO_2 profile," Appl. Opt., AO **48**, 748–757 (2009).

23. A. Amediek, G. Ehret, A. Fix, M. Wirth, C. Büdenbender, M. Quatrevalet, C. Kiemle, and C. Gerbig, "CHARM-F - a new airborne integrated-path differential-absorption lidar for carbon dioxide and methane observations: measurement performance and quantification of strong point source emissions," Appl. Opt., AO **56**, 5182–5197 (2017).

24. J. B. Barria, D. Mammez, E. Cadiou, J. B. Dherbecourt, M. Raybaut, T. Schmid, A. Bresson, J. M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, and M. Lefebvre, "Multispecies high-energy emitter for CO2, CH4, and H2O monitoring in the 2µm range," Opt. Lett., OL **39**, 6719–6722 (2014).

25. G. A. Wagner and D. F. Plusquellic, "Multi-frequency differential absorption LIDAR system for remote sensing of CO2 and H2O near 1.6 µm," Opt. Express, OE **26**, 19420–19434 (2018).

26. E. Cadiou, D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard, and M. Raybaut, "Atmospheric boundary layer CO_2 remote sensing with a direct detection LIDAR instrument based on a widely tunable optical parametric source," Opt. Lett., OL **42**, 4044–4047 (2017).

27. W. Lu, D. Engin, M. Storm, and S. Gupta, "High-power narrow linewidth 1.5-um fiber-amplifier lidar transmitter for atmospheric CO2 detection," in *Fiber Lasers XI: Technology, Systems, and Applications* (International Society for Optics and Photonics, 2014), Vol. 8961, p. 89610C.

28. G. Canat, J. L. Gouët, L. Lombard, A. Bresson, D. Goular, A. Dolfi-Bouteyre, S. Duzellier, D. Boivin, J. Nilsson, J. Sahu, and S. Bordais, "High power pulsed fiber laser development for Co2 space based dial system," in *International Conference on Space Optics — ICSO 2014* (International Society for Optics and Photonics, 2017), Vol. 10563, p. 105630T.

29. S. Gupta, D. Engin, K. Puffenberger, S. Litvinovich, F. Kimpel, and R. Utano, "Fiber laser systems for space lasercom and remote sensing," in *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments VII* (International Society for Optics and Photonics, 2013), Vol. 8876, p. 88760E.

30. A. W. Yu, J. B. Abshire, M. Storm, and A. Betin, "Laser amplifier development for IPDA Lidar measurements of CO_2 from space," in *Proc. SPIE* (2015), Vol. 9342.

31. W. Yan, S. Sun, L. Wang, M. Liu, and Y. Wang, "High-performance narrow-linewidth nanosecond pulsed fiber laser in 2 µm band," in *Seventh Symposium on Novel Photoelectronic Detection Technology and Applications* (International Society for Optics and Photonics, 2021), Vol. 11763, p. 117636P.

32. J. B. Abshire, A. K. Ramanathan, H. Riris, G. R. Allan, X. Sun, W. E. Hasselbrack, J. Mao, S. Wu, J. Chen, K. Numata, S. R. Kawa, M. Y. M. Yang, and J. DiGangi, "Airborne measurements of CO_2 column concentrations made with a pulsed IPDA lidar using a multiple-wavelength-locked laser and HgCdTe APD detector," Atmospheric Measurement Techniques **11**, 2001–2025 (2018).

33. J. Caron and Y. Durand, "Operating wavelengths optimization for a spaceborne lidar measuring atmospheric CO_2," Appl. Opt., AO **48**, 5413–5422 (2009).

34. J. Caron, Y. Durand, J.-L. Bezy, and R. Meynart, "Performance modeling for A-SCOPE: a space-borne lidar measuring atmospheric CO2," in *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing V* (International Society for Optics and Photonics, 2009), Vol. 7479, p. 74790E.

35. F. Gibert, D. Edouart, C. Cénac, and P. Monnier, "2-µm pulsed Holmium laser for a future CO2/ H2O space lidar mission," in *International Conference on Space Optics — ICSO 2018*, N. Karafolas, Z. Sodnik, and B. Cugny, eds. (SPIE, 2019), p. 192.

36. N. Cezard, "Etude de faisabilité d'un lidar Rayleigh-Mie pour la mesure à courte distance de la vitesse de l'air de sa température et de sa densité.," Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X (2008).

37. F. Gibert, "Télédétection du CO2 atmosphérique par Lidar DIAL Doppler Hétérodyne à 2 microns.," Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X (2005).

38. L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. C. Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, J.-P. Champion, K. Chance, L. H. Coudert, V. Dana, V. M. Devi, S. Fally, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, I. Kleiner, N. Lacome, W. J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S. T. Massie, S. N. Mikhailenko, C. E. Miller, N. Moazzen-Ahmadi, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. I. Perevalov, A. Perrin, A. Predoi-Cross, C. P. Rinsland, M. Rotger, M. Šimečková, M. A. H. Smith, K. Sung, S. A. Tashkun, J. Tennyson, R. A. Toth, A. C. Vandaele, and J. Vander Auwera, "The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database," Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **110**, 533–572 (2009).

39. E. E. Whiting, "An empirical approximation to the Voigt profile," Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **8**, 1379–1384 (1968).

40. R. T. Menzies and R. M. Hardesty, "Coherent Doppler lidar for measurements of wind fields," Proceedings of the IEEE **77**, 449–462 (1989).

41. M. Valla, "Etude d'un lidar doppler impulsionnel à laser Erbium fibré pour des mesures de champ de vent dans la couche limite de l'atmosphère," Thèse de doctorat, Paris, ENST (2005).

42. S. L. Méhauté, "Étude et réalisation d'un lidar dial cohérent fibré à 1.65 µm pour la mesure simultanée de la vitesse du vent et de la concentration de méthane," Thèse de doctorat, Université du Littoral Côte d'Opale (2020).

43. R. M. Measures, *Laser Remote Sensing: Fundamentals and Applications* (Krieger Pub. Co, 1992).

44. Y. Zhao, M. J. Post, and R. M. Hardesty, "Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 2: Applications," Appl. Opt., AO **29**, 4120–4132 (1990).

45. B. J. Rye and R. M. Hardesty, "Estimate optimization parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar," Appl. Opt., AO **36**, 9425–9436 (1997).

46. S. R. Kawa, J. B. Abshire, D. F. Baker, E. V. Browell, D. Crisp, S. M. R. Crowell, J. J. Hyon, J. C. Jacob, K. W. Jucks, B. Lin, R. T. Menzies, L. E. Ott, and T. S. Zaccheo, "Active Sensing of CO2 Emissions over Nights, Days, and Seasons (ASCENDS): Final Report of the ASCENDS," 228 (2018).

47. K. Numata, J. R. Chen, S. T. Wu, J. B. Abshire, and M. A. Krainak, "Frequency stabilization of distributed-feedback laser diodes at 1572 nm for lidar measurements of atmospheric carbon dioxide," Appl. Opt., AO **50**, 1047–1056 (2011).

48. E. A. Curtis, T. Bradley, G. P. Barwood, C. S. Edwards, N. V. Wheeler, R. Phelan, D. J. Richardson, M. N. Petrovich, and P. Gill, "Laser frequency stabilization and spectroscopy at 2051 nm using a compact CO_2-filled Kagome hollow core fiber gas-cell system," Opt. Express, OE **26**, 28621–28633 (2018).

49. J.-P. Cariou, B. Augere, and M. Valla, "Laser source requirements for coherent lidars based on fiber technology," Comptes Rendus Physique **7**, 213–223 (2006).

50. J. Lahyani, J. Le Gouët, F. Gibert, and N. Cézard, "2.05-µm all-fiber laser source designed for CO_2 and wind coherent lidar measurement," Appl. Opt., AO **60**, C12–C19 (2021).

51. E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, "DOUBLE CLAD, OFFSET CORE Nd FIBER LASER," in *Optical Fiber Sensors (1988), Paper PD5* (Optical Society of America, 1988), p. PD5.

52. I. Kaminow, "Polarization in optical fibers," IEEE Journal of Quantum Electronics **17**, 15–22 (1981).

53. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," Appl. Phys. B **31**, 97–105 (1983).

54. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, 1986).

55. E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications* (Wiley, 1994).

56. C. A. Millar, T. J. Whitley, and S. C. Fleming, "Thermal properties of an erbium-doped fibre amplifier," IEE Proceedings J (Optoelectronics) **137**, 155–162 (1990).

57. X. Tang, Q. Han, H. Song, X. Zhao, Y. Chen, J. Jiang, and T. Liu, "Numerical investigation of the thermal effect on Yb-cavity-copumped Er/Yb codoped fiber amplifiers," Appl Opt **57**, 1541–1547 (2018).

58. C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, and M. J. Weber, "Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses," Phys. Rev. B **16**, 10–20 (1977).

59. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed (Academic Press, 2008).

60. A. Kobyakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," Adv. Opt. Photon., AOP **2**, 1–59 (2010).

61. E. Lucas, L. Lombard, Y. Jaouën, S. Bordais, and G. Canat, "1 kW peak power, 110 ns single-frequency thulium doped fiber amplifier at 2050 nm," Appl. Opt., AO **53**, 4413–4419 (2014).

62. E. Lucas, "Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polairsée et de forte puissance à 2050nm," Thèse de doctorat, TELECOM PARIS TECH (2014).

63. R. H. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," Phys. Rev. A **17**, 1448–1453 (1978).

64. T. Schreiber, D. Schimpf, D. Müller, F. Röser, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Influence of pulse shape in self-phase-modulation-limited chirped pulse fiber amplifier systems," J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB **24**, 1809–1814 (2007).

65. S. Ryu, S. Yamamoto, H. Taga, N. Edagawa, Y. Yoshida, and H. Wakabayashi, "Long-haul coherent optical fiber communication systems using optical amplifiers," Journal of Lightwave Technology **9**, 251–260 (1991).

66. L. Li, B. Zhang, K. Yin, L. Yang, and J. Hou, "1 mJ nanosecond all-fiber thulium-doped fiber laser at 2.05 µm," Opt. Express, OE **23**, 18098–18105 (2015).

67. T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," Electronics Letters **16**, 630–631 (1980).

68. O. Humbach, H. Fabian, U. Grzesik, U. Haken, and W. Heitmann, "Analysis of OH absorption bands in synthetic silica," Journal of Non-Crystalline Solids **203**, 19–26 (1996).

69. D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splices," The Bell System Technical Journal **56**, 703–718 (1977).

70. A. Fix, M. Quatrevalet, A. Amediek, and M. Wirth, "Energy calibration of integrated path differential absorption lidars," Appl. Opt., AO **57**, 7501–7514 (2018).

71. J. Y. Beyon, G. J. Koch, and S. Ismail, "Signal processing techniques for heterodyne differential absorption lidar," in I. Kadar, ed. (2007), p. 65671N.

72. C. Werner, "Doppler Wind Lidar," in *Lidar*, C. Weitkamp, ed., Springer Series in Optical Sciences (Springer-Verlag, 2005), Vol. 102, pp. 325–354.

73. B. J. Rye and R. M. Hardesty, "Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar. I. Spectral accumulation and the Cramer-Rao lower bound," IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing **31**, 16–27 (1993).

74. N. P. Barnes, B. M. Walsh, and E. D. Filer, "Ho:Ho upconversion: applications to Ho lasers," J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB **20**, 1212–1219 (2003).

75. B. M. Walsh, N. P. Barnes, and B. Di Bartolo, "Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: Application to Tm3+ and Ho3+ ions in LiYF4," Journal of Applied Physics **83**, 2772–2787 (1998).

76. B. M. Walsh, N. P. Barnes, M. Petros, J. Yu, and U. N. Singh, "Spectroscopy and modeling of solid state lanthanide lasers: Application to trivalent Tm3+ and Ho3+ in YLiF4 and LuLiF4," Journal of Applied Physics **95**, 3255–3271 (2004).

77. B. M. Walsh, "Judd-Ofelt theory: principles and practices," in *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing* (Springer, 2006), pp. 403–433.

78. A. Brenier, J. Rubin, R. Moncorge, and C. Pedrini, "Excited-state dynamics of the Tm3+ ions and Tm3+ → Ho3+ energy transfers in LiYF4," J. Phys. France **50**, 1463–1482 (1989).

79. S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke, "Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er(3+), Tm(3+), and Ho(3+)," IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, 2619–2630 (1992).

80. W. J. Lima, V. M. Martins, D. N. Messias, N. O. Dantas, and T. Catunda, "Study of energy transfer upconvertion process on phosphate glass through z-scan technique," in *Frontiers in Optics 2013 (2013), Paper JW3A.29* (Optical Society of America, 2013), p. JW3A.29.

81. A. Guhur and S. D. Jackson, "Efficient holmium-doped fluoride fiber laser emitting 2.1 µm and blue upconversion fluorescence upon excitation at 2 µm," Opt. Express, OE **18**, 20164–20169 (2010).

82. E. Ji, Y. Shen, M. Nie, X. Fu, and Q. Liu, "Spectra- and temperature-dependent dynamics of directly end-pumped holmium lasers," Appl. Phys. B **123**, 129 (2017).

83. P. J. Hardman, W. A. Clarkson, G. J. Friel, M. Pollnau, and D. C. Hanna, "Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high-power end-pumped Nd:YLF laser crystals," IEEE Journal of Quantum Electronics **35**, 647–655 (1999).

84. L. M. Frantz and J. S. Nodvik, "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier," Journal of Applied Physics **34**, 2346–2349 (1963).

85. D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Salin, "Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers," Opt. Express, OE **16**, 17637–17646 (2008).

86. F. Gibert, D. Edouart, C. Cénac, J. Pellegrino, F. L. Mounier, and A. Dumas, "2-µm Coherent DIAL for CO2, H2O and Wind Field Profiling in the Lower Atmosphere: Instrumentation and Results," EPJ Web of Conferences **119**, 03005 (2016).

87. J. Lahyani, N. Cézard, B. Faure, F. Gilbert, and J. Le Gouët, "2-µm hybrid laser emitter for future carbon dioxide space-borne lidar measurement," in *International Conference on Space Optics — ICSO 2020* (International Society for Optics and Photonics, 2021), Vol. 11852, p. 68.

ECOLE DOCTORALE

Titre : Lidar 2µm à source hybride fibré/solide pour la télédétection du CO_2 atmosphérique

Mots clés : Lidar DIAL, CO_2 atmosphérique, Fibre optique, Amplification hybride

Résumé : Dans une perspective de réchauffement climatique global, il est essentiel de mieux comprendre et caractériser, à l'échelle planétaire, les cycles des principaux gaz à effet de serre et notamment du dioxyde de carbone (CO_2). Jusqu'ici, l'observation du CO_2 depuis l'espace a été réalisée avec des sondeurs passifs. Cependant, l'emploi d'un Lidar (radar laser) embarqué sur satellite pourrait permettre une couverture spatio-temporelle accrue ainsi qu'une réduction significative des biais de mesure. Cette thèse s'intéresse au développement d'un laser à 2.05µm, compatible avec la mesure du CO_2 par absorption différentielle (DIAL), en vue d'une future mission spatiale.

Pour répondre à la double contrainte robustesse/performance imposée par l'application spatiale, nous proposons une approche dite hybride, associant un laser entièrement fibré et un amplificateur cristallin. La partie « tout fibré », intrinsèquement compacte, robuste et exempte d'alignement optique, a les propriétés requises mais l'énergie extractible par impulsion est limitée par des effets non-linéaire dans les fibres optiques. L'amplification en espace libre consiste en un simple passage dans un cristal Ho:YLF, nettement plus simple de mise en œuvre et moins sensible à l'alignement que les lasers en cavité espace libre. Ainsi, la source laser hybride conserve une importante robustesse, tout en atteignant des énergies importantes, inaccessibles aux amplificateurs fibrés mono-fréquences à 2.05µm.

A une fréquence de répétition de 1kHz, la source laser hybride fournit des impulsions de 9mJ, pour une durée de 187ns et une efficacité électro-optique de 2%, comparable avec les lasers d'autres missions lidar spatiales. Considérant ces résultats ainsi que les récentes avancées sur les détecteurs dans le proche infrarouge, une mission spatiale aux objectifs ambitieux pourrait voir le jour dans les années à venir.

Title : 2µm lidar with hybrid fiber/solid laser for remote sensing of atmospheric CO_2

Keywords : DIAL Lidar, Atmospheric CO_2, Optical fiber, Hybrid amplification

Abstract : In a perspective of global warming, it is essential to better understand and characterize, at the global scale, the cycles of the main greenhouse gases and in particular of carbon dioxide (CO_2). Until now, passive sounders have been used for this purpose, but the use of space-borne Lidar (laser radar) could be a major step forward for the observation of CO_2, allowing a better spatial and temporal coverage and a significant reduction in the measurements biases. This thesis focuses on the development of a 2.05 µm laser, compatible with CO_2 measurement by differential absorption (DIAL), for a future space mission.

To meet the dual constraint of robustness/performance imposed by the space application, we propose a hybrid approach, combining an all-fiber laser and a bulk amplifier. The all-fiber part, intrinsically compact, robust and free of optical alignment, has the required properties but the extractable energy per pulse is limited by non-linear effects in the optical fibers. The free-space amplification consists of a simple pass through a Ho:YLF crystal, which is significantly simpler to implement and less sensitive to alignment than free-space laser cavity. Thus, the hybrid laser source keeps an important robustness, while reaching important energies, unattainable to single frequency fiber amplifiers at 2.05 µm.

At a repetition rate of 1 kHz, the hybrid laser source provides 9 mJ pulses, for a duration of 187ns and an electro-optical efficiency of 2%, comparable with other lasers for space lidar missions. Considering these results and the recent advances in near-infrared detectors, a space mission with ambitious objectives could be launched in the coming years.

Institut Polytechnique de Paris
91120 Palaiseau, France