



HAL
open science

Source paramétrique infrarouge agile en longueur d'onde pour la détection à distance de substances chimiques

Quentin Berthomé

► **To cite this version:**

Quentin Berthomé. Source paramétrique infrarouge agile en longueur d'onde pour la détection à distance de substances chimiques. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP028 . tel-03218019

HAL Id: tel-03218019

<https://theses.hal.science/tel-03218019>

Submitted on 5 May 2021

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.

Source paramétrique infrarouge agile en
longueur d'onde pour la détection à
distance de substances chimiques
*Wavelength-agile infrared parametric source for
standoff detection of chemicals*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Onde et Matière, EDOM

Spécialité de doctorat : Physique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, ONERA, Physique, Instrumentation,
Environnement, Espace, 92322, Châtillon, France.

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay,
le 25 mars 2021, par**

Quentin BERTHOMÉ

Composition du Jury

Patrick GEORGES

Directeur de recherches, Laboratoire Charles Fabry

Président

Patrice CAMY

Professeur, CIMAP

Rapporteur & Examineur

Olivier MUSSET

Professeur, Institut Carnot de Bourgogne

Rapporteur & Examineur

Christelle KIELECK

Maitre de recherches, IOSB

Examinatrice

Basile FAURE

Docteur, Teem Photonics

Examineur & Tuteur en entreprise

Direction de la thèse

Antoine GODARD

Directeur de recherches, ONERA

Directeur de thèse

Arnaud GRISARD

Docteur, TRT

Encadrant

Jean-Michel MELKONIAN

Docteur, ONERA

Encadrant



Source paramétrique agile en longueur d'onde pour la détection à distance de substances chimiques

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

Quentin Berthomé

Thèse Cifre réalisée avec Teem Photonics et l'ONERA
en partenariat avec Thales Research & Technology



Remerciements

Me voici au point final de ma thèse et je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué son aboutissement et à en faire cette expérience particulièrement riche ainsi que les nombreuses personnes avec qui j'ai eu la chance d'échanger pendant ces trois années.

Commençons par un petit peu de contexte : J'ai eu la chance de faire cette thèse CIFRE entre Teem Photonics basé à Meylan dans l'agglomération grenobloise et l'ONERA à Palaiseau en région parisienne et en partenariat avec Thalès Research & Technology également à Palaiseau. Si la répartition de la thèse entre Meylan et Palaiseau a nécessité une grande logistique (quatre déménagements en à peine plus de trois ans entre deux villes séparées de 500 km, c'est pas rien !) pour être au bon endroit au bon moment avec des résultats intéressants, cette organisation m'a permis de profiter de deux villes et de leurs avantages respectifs, de découvrir trois structures assez différentes et de rencontrer d'autant plus de monde ! (Ce qui m'a permis de progresser en termes de timidité...)

Je tiens à remercier tous les membres du jury et en particulier les rapporteurs pour avoir pris le temps d'évaluer mon travail de thèse et pour leur enthousiasme pendant ma soutenance. Merci à Olivier Musset, Patrice Camy, Patrick Georges, Christelle Kieleck et Basile Faure. J'espère avoir la chance d'échanger de nouveau avec vous.

Je souhaite remercier Grégoire et Basile pour m'avoir proposé cette thèse CIFRE à l'issue de mon stage de fin d'étude à Teem. Antoine, Arnaud et Jean-Michel, je vous remercie d'avoir soutenu cette proposition. Avec Basile, vous avez formé une équipe d'encadrement au top et avez été très complémentaires les uns des autres. Antoine, tu as été un super directeur de thèse, toujours à l'écoute et prêt à donner un conseil utile ou trouver un article. Arnaud, tes conseils et tes connaissances (et tes fonds de tiroirs dignes de la caverne d'Ali Baba) ont été d'une aide précieuse pour comprendre et surmonter les divers problèmes rencontrés et faire fonctionner le laser 2 μm et le banc SPICE. Basile, ton suivi régulier et ton sens de l'organisation m'ont aidé à ne pas m'attarder trop longtemps sur des pistes annexes et tes nombreux conseils ont bien servi à pour avancer dans mes travaux. Jean-Michel, tu as toujours été là pour m'aider que ce soit pour trouver un article, en déterrant un ancien code de calcul ou avec un conseil éclairé et tout ça avec une réactivité stupéfiante. Je n'oublie, bien sûr, pas toutes vos relectures d'abstracts, d'articles et de ce manuscrit et vos (très) nombreux retours qui ont contribué à en améliorer grandement la qualité. Je n'oublie pas non plus votre bonne humeur et votre sens de l'humour au cours de ces trois années pendant lesquelles je n'ai été enlevé ni par les russes ni par les chinois. Ça a été un réel plaisir de travailler avec vous et je suis content de continuer de travailler ensemble jusqu'à la fin de SPICE et, qui sait, sur de futurs projets.

Je souhaite également remercier tous les membres des différentes équipes avec lesquelles j'ai eu l'occasion de travailler. Commençons à Teem Photonics :

Alain, ta bonne humeur et ton sens du détail dans les mécaniques que tu conçois avec soin ont été des atouts inestimables pour mon travail. Michel, même si tu es un rôleur invétéré, c'est intéressant

de discuter avec toi et sans toi l'électronique de SPICE ne serait pas ce qu'elle est. Marine, ton travail de transfert du NesCOPO à Teem a été super et m'a été d'une grande aide pour monter mon banc rapidement et efficacement. De plus ton code de contrôle du NesCOPO était vraiment bien même s'il restait que quelques détails à finaliser quand tu me l'as passé. Je te souhaite de trouver ta voie ! Élodie, Virginie, je n'oublie pas toutes les petites astuces que vous m'avez donné et je suis content de désormais partager votre bureau. Christophe, Gautier, Adrien, les discussions le midi au Chêne m'ont souvent changé les idées. Collin, ta bonne humeur et ta curiosité rendent les discussions avec toi très intéressantes et agréables. Pierre, Alexandra, vous avez partagé le matériel de la salle ampli avec une bonne humeur et des conseils appréciés. Baptiste, je te souhaite bon courage pour la fin de ta thèse. Adrien, je te souhaite aussi bon courage pour ton stage déjà bien entamé et pour une potentielle future thèse. Merci à toutes les personnes de production sans qui divers petits montages et collages m'aurait pris bien plus de temps pour un résultat bien moindre. Merci aux équipes achat et administrative pour tout le support que vous avez apporté à cette thèse. J'aurai l'occasion d'apprécier votre compagnie durant les années à venir.

Faisons, à présent, 500 km pour rejoindre l'ONERA :

Myriam, j'ai beaucoup apprécié ta bienveillance, tes conseils et tes connaissances sur le sujet qui ont agréablement et efficacement complété l'encadrement de ma thèse. Je te remercie également pour m'avoir intégré dans les discussions à ASSL Vienne. Jean Pierre et Philippe, j'aurai aimé avoir plus de temps pour discuter avec vous. Maxime, à nous deux on aura presque réussi à occuper le bureau à mi-temps, en tout cas, ta déco a toujours été rafraichissante. Marie, même si ça a été bref et assez ponctuel du fait de la situation sanitaire ça a été un plaisir de partager le bureau avec toi et je te remercie pour les impressions et les scans et j'espère que nous aurons l'occasion de nous recroiser. Hélène, merci pour ton aide pour la préparation de la soutenance et l'impression du manuscrit. Merci aux autres membres du DPHY pour la bonne ambiance qui y règne, je n'ai peut-être pas passé tant de temps avec vous mais ça toujours été très agréable. Merci également aux doctorants et aux stagiaires que j'ai eu la chance de rencontrer, à ce titre je remercie Julie, Thomas, Vincent, Guillaume, Jérémy, Adeline, Quentin, Pier-Henri. Entre le temps que j'ai passé à Meylan et les confinements successifs cette dernière année, j'ai moins eu l'occasion de connaître la génération de doctorants suivante.

Passons, maintenant, de l'autre côté du campus de Polytechnique pour aller à TRT :

François, merci pour ton aide pour prendre en main l'AOM et les divers conseils que tu as pu me donner. Christian, merci pour ta bonne humeur et ta disponibilité pour trouver du matériel ou répondre à une question. Éric, merci pour tes conseils pour la réalisation du banc 2 μm SPICE et pour avoir pris le temps de relire une partie de mon manuscrit malgré un emploi du temps bien rempli. Muriel, j'ai beaucoup apprécié partager ton bureau pendant le temps que j'ai passé à TRT. Dominique, merci pour ton aide pour la préparation des fibres de mes diodes de pompes. Myriam, Léa, Delphin, Vincent, Max, Inès, Romain, Alexia, Oriane, ça a été un plaisir d'échanger avec vous à la pause du matin sur les affres de la thèse et moult autres sujets. Merci à tous les membres des labos OTS et MNT pour la bonne ambiance globale de l'équipe.

Enfin je tiens à remercier mes amis et ma famille pour leur soutien et tous les bons moments passés tout au long de ces trois années. Et, parce que contrairement à une pandémie, une thèse n'empêche pas de pratiquer de nombreuses activités, j'adresse un grand merci aux clubs de karaté de Palaiseau et de Grenoble avec lesquelles j'ai pu obtenir mon 2^{ème} dan, aux quatre écoles de danse que j'ai eu l'occasion de fréquenter depuis mes premiers pas en début de thèse, ainsi qu'au K Fée des Jeux où j'ai passé de nombreux après-midi et soirées du temps où on pouvait encore aller dans les cafés. Mention spéciale aux membres de la coloc « Pas les os » sans qui la rédaction de ce mémoire aurait été bien plus terne, nos discussions et nos repas copieux vont me manquer.

Liste des abréviations

Processus non linéaires

DFG	génération de différence de fréquences
OPA	amplificateur paramétrique optique
OPO	oscillateur paramétrique optique
SROPO	oscillateur paramétrique optique simplement résonnant
DROPO	oscillateur paramétrique optique doublement résonnant
NesCOPO	oscillateur paramétrique optique à cavités imbriquées
SFG	génération de somme de fréquence
SHG	génération de seconde harmonique

Matériaux et éléments optiques

CaF ₂	fluorure de calcium
ZnSe	séléniure de zinc
ZnS	sulfure de zinc
MAO	modulateur acousto-optique
VBG	réseau de Bragg en volume
TC-VBG	réseau de Bragg en volume avec une modulation (<i>chirp</i>) transverse du pas
YAG	grenat d'yttrium-aluminium

Sources lasers

QCL	laser à cascade quantique
DFB-QCL	laser à cascade quantique à rétroaction répartie
EC-QCL	laser à cascade quantique à cavité étendue
Nd:YAG	grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme
Tm:YAP	pérovskite d'yttrium-aluminium dopée au thulium

Cristaux non linéaires

QPM	quasi-accord de phase
MgO:PPLN	niobate de lithium dopé à l'oxyde de magnésium et retourné périodiquement
OP-GaAs	arséniure de gallium orienté périodiquement

Espèces chimiques

CH ₄	méthane
CO ₂	dioxyde de carbone
NH ₃	ammoniac
SF ₆	hexafluorure de soufre
CWA	<i>chemical warfare agent</i> , agent chimique de guerre
TIC	<i>toxic industrial chemical</i> , substance chimique industrielle toxique

Type de détection

Lidar	<i>light detection and ranging</i> , détection et mesure de distance par la lumière
DIAL	<i>differential absorption lidar</i> , lidar à absorption différentielle
IP-DIAL	<i>integrated-path DIAL</i> , DIAL en contenu intégré sur la colonne de visée
RR-DIAL	<i>ranged-resolved DIAL</i> , DIAL résolu spatialement
OSA	<i>optical spectrum analyser</i> , analyseur de spectre optique

Symboles

Δk	désaccord de phase
$\Delta L/L$	paramètre de dissociation
$\lambda_p, \lambda_s, \lambda_c$	longueur d'onde de pompe, signal, et complémentaire
$\omega_p, \omega_s, \omega_c$	pulsation de pompe, signal, et complémentaire

Table des matières

Remerciements	1
Liste des abréviations	3
Table des matières	5
I. Introduction	9
Chapitre 1. Description et dimensionnement global du système	17
1. Eléments d'optique non linéaire à trois ondes	18
a. Généralités	18
i. Equations couplées.....	19
ii. Amplification paramétrique optique.....	20
b. Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO)	21
i. Oscillateurs paramétriques optiques simplement résonnants	21
ii. Oscillateurs paramétriques optiques doublement résonnants	22
iii. Effets liés au retour de pompe	24
iv. NesCOPO	25
c. Quasi-accord de phase	29
i. Principe	29
ii. Le cristal d'OP-GaAs	31
2. Acquis initiaux, démarche et justification des choix du projet de thèse	32
a. MUSTARD	32
i. Source bande III MUSTARD	32
ii. Détails des éléments	33
iii. Limitations de la source.....	39
b. Etat de l'art sur les lasers 2 μm nanoseconde accordables affinés spectralement	40
3. Solutions pour améliorer la source bande III	44
a. Architecture globale du système.....	44
b. Eléments de dimensionnement du système laser de pompe pour la source améliorée	45
i. Taille des faisceaux pour le NesCOPO et pour l'OPA	45
ii. Choix du point de fonctionnement du laser de pompe	46
iii. Largeur de l'accord en longueur d'onde voulu à 2 μm	47
c. Mesure des longueurs d'ondes du laser et de l'OPO par somme et doublage de fréquence	48
4. Tests de la source bande III	50
Chapitre 2. Dimensionnement numérique des éléments pour adapter le laser 2 μm en utilisant un TC-VBG comme coupleur de sortie	53

1.	Etude théorique d'un VBG en réflexion en incidence normale.....	54
a.	Réseau de Bragg en volume en réflexion et en incidence normale.....	54
b.	Modèle des spectres de gain.....	57
c.	Détermination de la plage d'accord en longueur d'onde et de l'efficacité de diffraction du VBG.....	60
2.	Détermination de la largeur spectrale du laser avec le VBG.....	61
a.	Modèle des travelling waves.....	61
i.	Hypothèses du modèle.....	62
ii.	Inclusion du VBG dans le modèle.....	66
b.	Application du modèle à notre cavité.....	68
3.	Dimensionnement de l'étalon épais.....	70
a.	Sélection d'un étalon.....	70
b.	Test de l'étalon dans le modèle de circulation du champ.....	71
Chapitre 3. Etude expérimentale en régime continu de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde avec un TC-VBG.....		73
1.	Adaptation de la cavité laser pour inclure le VBG.....	74
a.	Cavité MUSTARD et première architecture de cavité.....	74
b.	Cavité de référence.....	75
c.	Cavités plan-plan.....	76
d.	Cavités « inversée » et « retournée ».....	76
e.	Cavité coudée.....	77
2.	Etude de la cavité de référence en régime continu.....	78
a.	Efficacité laser.....	78
b.	Réduction spectrale avec des étalons minces.....	79
c.	Couverture spectrale du Tm:YAP.....	80
3.	Etude de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde par le VBG.....	80
b.	Caractérisation spatiale du faisceau.....	82
c.	Affinement spectral avec un VBG.....	83
d.	Etude de l'accord en longueur d'onde.....	83
4.	Etude de l'impact de l'étalon sur le spectre du laser.....	86
a.	Efficacité du laser.....	86
b.	Caractérisation spectrale.....	87
Chapitre 4. Réalisation d'un laser Tm:YAP accordable entre 1,94 et 1,96 μm, monomode longitudinal et déclenché activement.....		91
1.	Etude du déclenchement actif avec un modulateur acousto-optique (MAO).....	92
b.	Eléments de comparaison entre déclenchement actif et déclenchement passif.....	92
c.	Montages des cavités avec le MAO.....	93
2.	Caractérisation du laser obtenu avec la cavité de référence à plusieurs fréquences de répétitions.....	95
3.	Etude de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde avec le TC-VBG et le MAO.....	98
4.	Etude de l'impact de l'étalon sur le spectre du laser en régime pulsé.....	100
5.	Etude de cavités linéaires utilisant un VBG hautement réfléchissant.....	103
Chapitre 5. Etude du pompage d'un NesCOPO OP-GaAs par une source laser monomode accordable autour de 2 μm.....		109
1.	Optimisation de l'oscillation du NesCOPO.....	110
a.	Mise en place de l'OPO.....	110
b.	Obtention de l'oscillation.....	111
c.	Affinement de l'alignement en minimisant le seuil d'oscillation.....	111
d.	Mise en place de la mesure de longueur d'onde par SFG et SHG.....	112

2.	Réglage de la dissociation	113
3.	Accord de la longueur d'onde complémentaire par accord de la longueur d'onde de pompe	114
4.	Poursuite de l'étude	116
a.	Caractérisation fine de l'accord en longueur d'onde du NesCOPO par la pompe	116
b.	Amplification en bande III	118
C.	Conclusion et perspectives	121
Annexe A.	Etablissement des équations couplées d'ordre 2	125
Annexe B.	Développement du modèle de simulation du spectre par propagation d'ondes en cavité	129
1.	Détail des calculs du modèle développé par Fleck.....	129
2.	Méthode de calcul.....	134
3.	Calcul avec une longueur d'onde centrale de la raie active du milieu décalée par rapport à la longueur d'onde centrale du calcul.....	135
4.	Test de l'inclusion directe du VBG dans les équations du modèle.....	137
a.	Inclusion directe du VBG dans les équations du modèle	137
b.	Inclusion directe de la fonction de transfert.....	139
Annexe C.	Éléments de théorie sur les déclenchements actifs et passifs	141
1.	Déclenchement passif	141
2.	Déclenchement actif	144
3.	Discussion sur la valeur du paramètre γ	146
Annexe D.	Éléments de dimensionnement de régulation thermique du laser de pompe à 2 μm	147
1.	Hypothèses du problème et méthode de résolution.....	147
2.	Influence de la température de la base	149
3.	Impact de la température du barreau laser ou du cristal du MAO	149
4.	Impact de la température de l'étalon	150
5.	Cas général	150
Bibliographie	153
Liste des publications et des communications	163
1.	Publications	163
2.	Communications.....	163

Introduction

Depuis l'utilisation des canaris dans les mines pour repérer les poches de gaz responsables des coups de grisou ou de l'asphyxie des mineurs dans une galerie et celle des chiens renifleurs dans de nombreux domaines, les méthodes de détection des gaz ont considérablement évolué. En effet, la détection, l'identification et la quantification des espèces chimiques dispersées dans l'air présente de nombreux enjeux environnementaux et sécuritaires. Elles permettent d'adapter la réponse donnée à une situation donnée, notamment dans le cas d'accidents industriels impliquant un dégagement de gaz toxique (noté TIC pour *Toxic Industrial Chemical*) ou polluants, comme par exemple lors de l'explosion de l'usine AZF à Toulouse en 2001 (NH_3 , HCl), ou dans le cas d'une attaque avec une arme chimique (abrégé CWA pour *Chemical Warfare Agent*) sur un champ de bataille ou dans un lieu public comme ce fut le cas lors de l'attentat au gaz sarin dans le métro de Tokyo en 1995. Dans ces cas, la détection des espèces concernées à l'état de trace (moins de quelques parties par million, ppm) permet d'identifier et circonscrire la menace plus rapidement et ainsi d'en réduire les conséquences.

La spectrométrie d'absorption

Parmi les méthodes développées, les techniques optiques basées sur la spectrométrie d'absorption ont trouvé une place de choix. En effet, elles permettent une détection rapide, non invasive et à distance. De plus, elles ont le potentiel pour discriminer différentes espèces chimiques entre elles grâce aux différences entre leurs spectres d'absorption (exemple Figure I-1). Pour la quasi-totalité des espèces chimiques organiques, on constate que la gamme entre 3 et 4 μm , contenue dans la deuxième bande de transparence de l'atmosphère ou bande II qui s'étend de 3 à 5 μm , contient de nombreuses raies d'absorption mais avec des recouvrements importants. En effet, ces raies sont dues aux vibrations des liaisons chimiques O – H, C – H ou N – H qui sont très répandues. De fait, cette gamme est peu pratique pour discriminer des hydrocarbures, des CWA ou des TIC. Pour ces derniers, la région spectrale entre 6 et 14 μm est mieux adaptée car elle contient des bandes d'absorption plus intenses (liées aux modes de vibrations fondamentaux) et plus caractéristiques des espèces chimiques (liaisons impliquant le phosphore ou le soufre par exemple). De plus, dans cette gamme, se trouve la troisième bande de transparence de l'atmosphère (bande III) qui s'étend approximativement de 8 à 12 μm et qui permet à la lumière de se propager jusqu'à plusieurs centaines de mètres voire plusieurs kilomètres pour certaines longueurs d'ondes. Par exemple, la bande d'absorption intense centrée autour de 10,55 μm du SF_6 est d'un intérêt majeur pour la détection de fuites sur des installations hautes-tension [1]. Les raies autour de 7,3 et 11,3 μm permettent la détection du HNO_3 ce qui permet d'étudier les propriétés des nuages acides. De nombreuses autres espèces peuvent également être détectées dans cette bande pour la prospection des hydrocarbures (H_2S autour de 8 μm), la surveillance de sites industriels (CH_4 , ...) ou le suivi des propriétés de l'atmosphère (CH_4 , H_2O , O_3 , NH_3 , CO_x , SO_x , NO_x , ...). De plus, les bandes d'absorption se recouvrent moins dans la bande III que dans la bande II ce qui limite les interférences. Les interférents sont des espèces chimiques différentes de l'espèce d'intérêt qui présentent une absorption à la même longueur d'onde. Par exemple, dans

l'ultraviolet, de nombreux composés organiques volatiles (styrène C_8H_8 , naphthalène $C_{10}H_8$, ...) présentent une absorption non négligeable à 254 nm, longueur d'onde utilisée pour la mesure de l'ozone (O_3) atmosphérique. De fait, la présence de ces espèces peut être interprétée par un système de détection sensible à ces seules longueurs d'ondes comme une présence de l'espèce d'intérêt et conduire à une fausse alarme. Plus un système de détection utilise un nombre élevé de canaux de mesure à des longueurs d'onde différentes, plus il pourra discriminer un nombre important d'espèces entre elles et moins il sera sensible aux interférences entre les espèces [2].

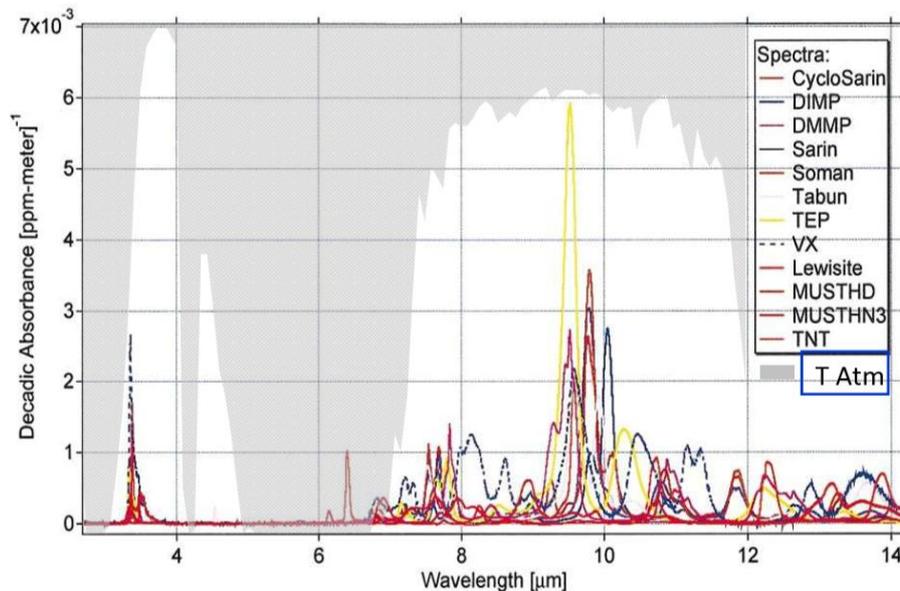


Figure I-1 Spectre d'absorption des principaux neurotoxiques, explosifs et gaz de combat dans l'infrarouge moyen et lointain [2].

La détection à distance

On distingue deux catégories de détecteurs optiques : d'une part, les détecteurs passifs qui utilisent la luminosité ambiante pour effectuer la mesure ; d'autre part, les détecteurs actifs qui génèrent l'onde lumineuse utilisée pour la détection. Des détecteurs hybrides sont des détecteurs passifs auxquels sont adjoints une source d'illumination qui peut être activée pour améliorer la détectivité ou la sélectivité de ces derniers.

Du côté des détecteurs passifs, on trouve les caméras multispectrales et hyperspectrales qui enregistrent des images d'une même scène dans plusieurs bandes de longueurs d'onde avant de calculer les différences de luminance entre les images pour déterminer l'emplacement et la densité des nuages de gaz. Les méthodes pour obtenir les images dans les différentes bandes sont variables : on peut citer l'utilisation de roues à filtres [3,4], d'un kaléidoscope [5], la séparation du détecteur en sous-images avec un filtre chacune [6,7]. Une version active de la caméra multispectrale est l'utilisation d'une caméra sans filtre avec une source d'illumination accordable. Les images obtenues sont ensuite traitées de la même manière que celles obtenues avec une roue à filtre, puisque dans les deux cas, il y a une différence de temps entre les images ce qui ajoute un biais supplémentaire aux mesures. Dans tous les cas, le nombre, la largeur et la position des bandes spectrales vont influencer la capacité du système à détecter et à discriminer un large éventail d'espèces chimiques [8,9].

Un autre type de détecteur qu'il est possible d'utiliser en mode passif comme en mode actif est le spectromètre à transformée de Fourier (abrégé FTIR pour *Fourier Transform InfraRed Spectroscopy*). Le principe est de mesurer le signal à analyser à travers un interféromètre pour une plage de retard entre les voies de ce dernier puis de faire la transformée de Fourier du signal mesuré pour obtenir le spectre du signal analysé. La résolution de mesure dépend de l'inverse du retard qu'il est possible

d'ajouter par rapport à la voie de référence et donc de la différence de longueurs optiques entre les deux bras, et la largeur du spectre mesuré dépend de l'inverse du pas de retard entre les points relevés. Cette technique est notamment utilisée par des instruments commerciaux de Bruker [10].

Les lidars, pour *Light Detection And Ranging*, et plus particulièrement, les lidars à absorption différentielle (DIAL pour *Differential Absorption Lidar*) ont également fait la preuve de leur efficacité pour la détection de gaz par spectrométrie d'absorption [11–14]. La future mission spatiale MERLIN sera ainsi équipée d'un lidar pour la détection du méthane depuis l'espace.

Dans l'équipe ONERA/DPHY/SLM, ces systèmes sont développés pour répondre aux besoins de diverses applications : pour la détection du CO₂ et de la vapeur d'eau atmosphérique, en lien avec les physiciens de l'atmosphère [15,16], pour les besoins liés à la sécurité industrielle, par exemple, la détection de méthane dans le cadre du projet Naomi pour Total [17], ou encore la détection d'agents chimiques de guerre initiée par la thèse de Quentin Clément [18] et poursuivie dans la thèse de Julie Armougom [19]. Ces lidars, dont le schéma type de mesure est illustré dans la Figure I-2.a, utilisent la différence d'absorption entre deux longueurs d'ondes λ_{ON} et λ_{OFF} , respectivement absorbée et transmise tel qu'illustré dans la Figure I-2.b, pour détecter et quantifier une espèce chimique. Si on connaît la section efficace d'absorption σ_{ON} et σ_{OFF} du gaz aux deux longueurs d'ondes, en ayant mesuré la transmission T aux deux longueurs d'ondes on peut estimer la concentration moyenne C du gaz sur l'épaisseur L sondée grâce à la loi de Beer-Lambert :

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = e^{-(\sigma(\lambda)C + \gamma(\lambda))2L} \quad (I.1)$$

et en supposant que l'atténuation γ liée autres phénomènes comme la diffusion est identiques pour les deux longueurs d'ondes :

$$C = \frac{1}{2L} \cdot \frac{1}{\sigma_{ON} - \sigma_{OFF}} \ln\left(\frac{T_{OFF}}{T_{ON}}\right) \quad (I.2)$$

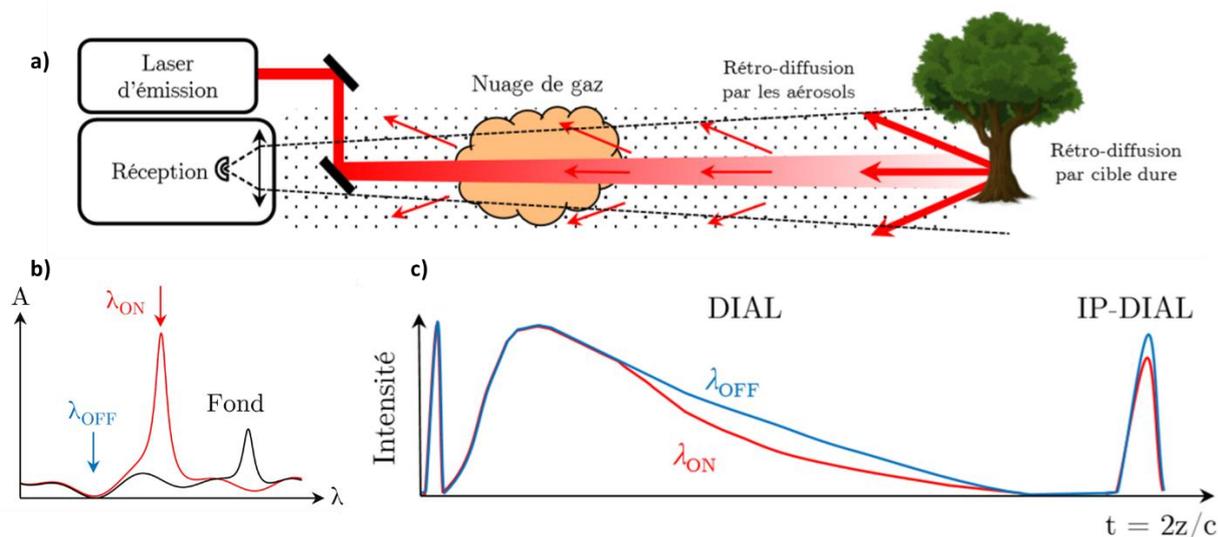


Figure I-2 (a) Principe de la mesure de gaz par la méthode DIAL. (b) Spectre d'absorption du fond et de l'espèce détectée et choix des longueurs d'ondes λ_{ON} et λ_{OFF} utilisée. (c) Exemple de signal mesuré dans le cas d'une détection directe de flux.

On réalise dans ce cas une mesure intégrée sur la l'épaisseur de gaz traversée L (IP-DIAL pour *Integrated Path DIAL*). Cela revient à comparer l'amplitude du pic à la fin du signal de la Figure I-2.c pour les deux longueurs d'ondes. Si l'énergie utilisée est suffisante (de l'ordre du millijoule) pour

pouvoir mesurer le flux rétrodiffusé sur les aérosols présents dans l'atmosphère et qui correspond à la zone centrale de la Figure I-2.c. La mesure est alors résolue spatialement le long de la ligne de visée (RR-DIAL pour *Range Resolved DIAL*) et on remonte à la position z le long de la ligne de visée grâce au temps de vol $t = 2z/c$. La résolution est cependant limitée par la durée des impulsions utilisées et le temps de réponse du détecteur. La détection hétérodyne, qui consiste à utiliser une source laser avec une grande longueur de cohérence et de la mélanger, lors de la détection, avec une source laser locale avec un petit décalage en fréquence pour obtenir un battement à une fréquence plus faible typiquement dans le domaine des radiofréquences, permet également d'obtenir une mesure résolue spatialement, avec une information supplémentaire sur la vitesse du support de rétrodiffusion. Cette technique nécessite néanmoins une source additionnelle pour effectuer la détection, qui peut contribuer à limiter la plage spectrale de détection. Comme pour les autres techniques de détection, l'utilisation d'un nombre accru de longueurs d'onde permet de lever les incertitudes dues aux interférents. L'application envisagée dans le cadre de ce manuscrit est une détection de gaz IP-DIAL en bande III, avec une détection directe.

Les sources cohérentes pour la détection à distance

Pour les systèmes actifs, les caractéristiques de la source d'émission vont être cruciales pour déterminer ses performances. En effet, celle-ci détermine les séquences de longueurs d'ondes qu'il est possible de générer avec le système et donc quelles espèces peuvent être détectées. De plus, l'intensité de cette source va directement influencer la portée de détection du système. Comme on peut le voir sur la Figure I-3 qui présente la couverture spectrale des sources lasers au-delà de $1 \mu\text{m}$, les sources capables d'atteindre la bande III sont les lasers CO_2 , les lasers à cascade quantique (abrégé QCL pour *Quantum Cascade Laser*), les supercontinuum et les sources paramétriques [20].

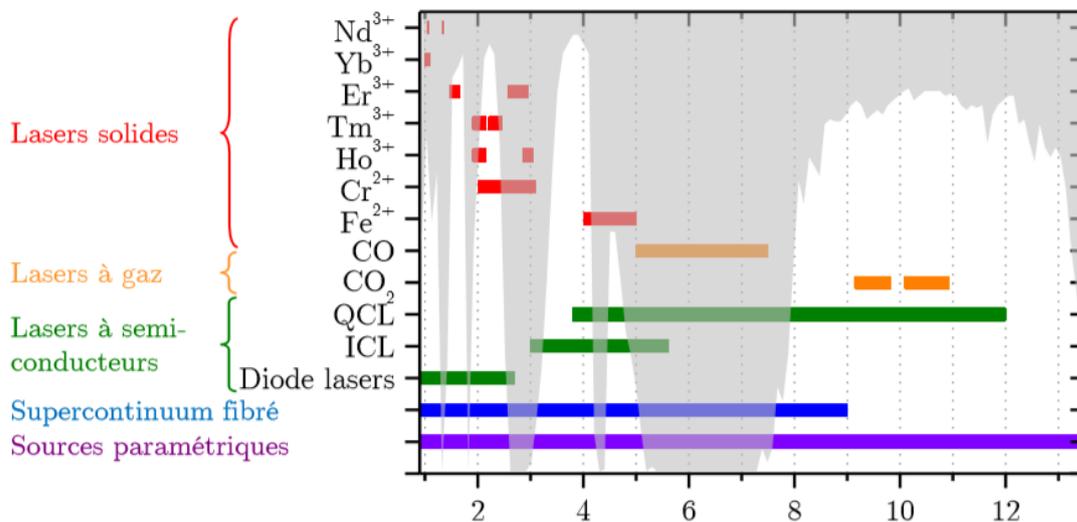


Figure I-3 Couverture spectrale des sources lasers au-delà de $1 \mu\text{m}$. En gris, la transmission de l'atmosphère. Notons que la couverture complète de la bande à puissance constante peut nécessiter l'utilisation de plusieurs émetteurs distincts.

Les lasers à CO_2 ont longtemps été les seules sources cohérentes et énergétiques capables d'émettre dans la bande III. Ils ont donc été très utilisés pour les mesures lidar pour la détection à distance d'espèces chimiques. Des systèmes avec des impulsions de plus de 100 mJ ont été développés pour la détection des TIC et des CWA [21–23]. Les systèmes les plus compacts ont pour leur part été utilisés pour des instruments de mesures dans le domaine militaire [24,25]. Dans les années 2000, des énergies au-delà du joule ont été obtenues sur des systèmes opérationnels [13,26,27]. Par ailleurs, des

systèmes utilisant des lasers CO₂ continus avec une détection hétérodyne ont été développés pour la détection de gaz atmosphérique [28].

Ces lasers exploitent les raies ro-vibrationnelles R et P de la molécule de CO₂ pour émettre un rayonnement laser dans les plages 9,15 – 9,83 μm et 10,09 – 10,93 μm, ce qui, bien que cette plage d'accord soit très importante pour un laser, limite la longueur d'onde à un jeu de valeurs discrètes. Les techniques utilisées pour étendre son accordabilité comme l'utilisation de réseaux de diffraction ou de CO₂ à haute pression ne permettent pas d'atteindre des longueurs d'ondes éloignées des raies principales car la puissance chute rapidement lorsqu'on s'en éloigne. De fait, la détection de certaines espèces est limitée voire impossible comme pour le gaz moutarde dont la bande d'absorption principale se situe à 8,3 μm. Le nombre limité de longueurs d'onde émises par le laser à CO₂ pour la détection à distance d'espèces chimiques nécessite souvent l'émission de toutes les longueurs d'onde disponibles et l'utilisation d'algorithmes d'inversion complexes [2,12] afin de parvenir à un niveau d'identification satisfaisant.

Les QCL ont vu leur première réalisation en 1994 par J. Faist, F. Capasso *et al.* [29] et ont rapidement évolué depuis. Ils reposent sur la transition des électrons entre des sous bandes de la bande de conduction, dues au confinement de ces derniers dans des hétérostructures de matériaux III-V formant un ensemble de puits quantiques couplés. L'énergie de la transition entre les sous bandes ne dépend pas de la bande interdite des matériaux mais de l'épaisseur des puits quantiques, ce qui permet de pouvoir adresser une large gamme de longueurs d'onde. L'effet de cascade quantique permet d'augmenter l'efficacité de ces lasers grâce au recyclage des électrons pour générer un photon supplémentaire à chaque puit de la structure [30,31].

Le spectre émis par un QCL peut être rendu monomode longitudinal et accordable en longueur d'onde de plusieurs façons, notons les QCL à cavité externe (EC-QCL pour *External Cavity QCL*) et les QCL à rétroaction distribuée (DFB-QCL pour *Distributed FeedBack QCL*). Les premiers consistent à traiter l'une des faces de la puce laser avec un anti-reflet et d'ajouter un miroir externe pour fermer la cavité. Typiquement un réseau de diffraction tournant est utilisé pour affiner le spectre et pour faire varier la longueur d'onde de sortie du dispositif. L'EC-QCL peut alors être largement accordé dans la bande III, par exemple entre 7,6 et 11,4 μm [32]. Dans le cas des seconds, un réseau de Bragg est intégré dans le guide laser, soit en surface [33–35], soit enterré près de la zone active [36–38]. La longueur d'onde de sortie du DFB-QCL peut être modifiée en ajustant la température ou le courant d'injection de la puce ce qui chauffe le laser [39,40]. Dans les deux cas, l'indice optique du guide d'onde change ce qui décale la longueur d'onde résonnante avec le réseau de Bragg d'environ 0,1 – 0,2 cm⁻¹/K. Un accord sur 10 à 20 cm⁻¹ peut être obtenu avec une variation lente de la température [39]. Cependant, pour une variation rapide de la température, l'accord est limité entre 2 et 3 cm⁻¹. Pour exploiter la bande de gain des puces, il est nécessaire d'utiliser plusieurs périodes de réseau pour couvrir plus de longueurs d'onde [41] et d'intégrer ces émetteurs en une matrice de DFB-QCL [42]. Une accordabilité de 600 cm⁻¹, correspondant à la gamme 6,5 – 10,5 μm, a pu être démontrée en utilisant une matrice de 24 lasers à rétroaction répartie [43]. Ces solutions tendent toutefois à réduire la puissance de sortie des QCL d'un facteur 3 à 10.

En plus de leur utilisation dans de nombreux systèmes de détection locale, les QCL ont été utilisés dans de nombreux systèmes de détection à distance. L'éclairage d'une surface contaminée avec un QCL accordable permet de détecter les traces de substances présentes sur cette dernière avec un détecteur mono-élément [44], un diapason [45,46], ou encore, une caméra ce qui correspond à la technique d'imagerie hyper-spectrale active [47–50]. Des résidus d'explosifs de l'ordre de 10 μg, comparables à ceux pouvant être trouvés dans une empreinte digitale, ont pu être détectés à moins de 3 m [51]. L'imagerie photothermique, principalement développée par l'US Naval Research Laboratory [52] consiste à éclairer une surface avec un QCL pour induire une élévation de température au niveau des traces chimiques et à détecter ces élévations avec une caméra thermique. Cette technique a été démontrée pour des distances de quelques mètres en intérieur comme en extérieur avec des sensibilités suffisantes pour détecter des traces d'explosif dont le diamètre des particules est de 10 μm (~1 ng) [53]. D'autres systèmes ont également pu être démontrés [54,55] mais en l'absence

d'amplification leur portée reste limitée à quelques dizaines de mètres. Par ailleurs, bien qu'il y ait eu peu de démonstration à ce jour, les QCL peuvent servir d'oscillateurs maîtres pour des étages d'amplification paramétrique ou bien d'injecteurs pour rendre des sources impulsionnelles monomodes longitudinales [56].

Les supercontinuum sont une autre catégorie de sources utilisées pour la détection d'espèces chimiques. Ces lasers émettent simultanément une large plage de longueurs d'onde qui peut être obtenue par différentes méthodes qui reposent sur l'utilisation d'effets non linéaires. On peut notamment citer l'utilisation de diverses combinaisons de cascades de diffusion Raman, de cascades de diffusion Brillouin, d'automodulation de phase, de dispersion solitonique dans des fibres ou des guides d'ondes [57–62]. Des approches se basant sur la génération de supercontinuum par scission de photon dans des guides d'ondes en PPLN pour la bande II ou en arséniure de gallium périodiquement retourné (OP-GaAs) pour la bande III proche de la dégénérescence sont également étudiées [63–66]. Du fait de la nécessité d'avoir de fortes puissances crêtes pour obtenir le supercontinuum, ces lasers utilisent généralement des impulsions picosecondes ou femtosecondes.

L'intérêt de ce type de sources est de pouvoir sonder le spectre d'absorption pour toute la plage de longueurs d'onde émise à chaque tir et de limiter ainsi les biais dus aux variations de la composition des gaz sur la ligne de visée. Cependant, le système de détection doit séparer les longueurs d'ondes pour pouvoir déterminer le spectre d'absorption mesuré. Des systèmes dispersifs [67,68] ou se basant sur un accord de phase non colinéaire [69,70] ont ainsi pu être testés. La capacité du système à sonder les structures fines du spectre collecté dépend alors de la capacité de dispersion du système de mesure. De plus, la densité de puissance spectrale est limitée dans un supercontinuum car la puissance est répartie sur l'ensemble de la plage de longueurs d'onde émise. Un autre problème qui se pose est que l'on ne maîtrise pas la répartition de l'énergie entre les longueurs d'onde ce qui peut amener à sonder d'avantage des plages du spectre d'absorption sans utilité pour la détection d'une espèce spécifique que les plages utiles. Enfin, même si la répartition de l'énergie au sein du spectre émis par le supercontinuum est favorable pour la mesure visée, il reste une part de l'énergie qui couvre des longueurs d'ondes sans intérêt pour la mesure en cours. Les peignes de fréquences présentent des avantages similaires aux supercontinuum, mais permettent la mesure du spectre via la mesure sur une photodiode rapide du battement entre les modes de deux peignes proches [71–74]. Toutefois, ces méthodes sont encore en cours de développement pour la bande III [75,76], et leur application pour des mesures à longue distance, avec des cibles topographiques ou sur un support aérosol est difficile.

La dernière catégorie de sources que nous allons voir ici sont les sources paramétriques, et plus particulièrement les oscillateurs paramétriques optiques, qui reposent sur la génération de photons par interaction non linéaire d'ordre 2 dans un cristal et que nous verrons plus en détail dans le Chapitre 1. Les propriétés de ces sources leur permettent d'accéder à une large gamme de longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge lointain grâce à différents cristaux non linéaires. Pour la bande III, citons l'AgGaS₂ et l'AgGaSe₂ qui permettent une conversion de 1 μm vers la gamme 7 – 9 μm [77–79]. Un oscillateur paramétrique optique (OPO) en AgGaS₂ pompé avec un laser Nd:YAG à 1064 nm a permis d'obtenir plus de 1,2 mJ à 8,2 μm en 1998 [77]. De nombreux cristaux comme l'OP-GaP, le BaGa₂GeS₆ ou le BaGa₂GeSe₆ sont encore à l'étude pour le pompage autour de 1 μm [80,81].

En raison des difficultés à atteindre la bande III directement à partir des sources autour de 1 μm , les sources autour de 2 μm , notamment les lasers solides dopés au thulium ou à l'holmium, qui ont connu un important développement, ont retenu l'attention des chercheurs [82]. En effet, tous les cristaux cités permettent d'atteindre la bande III par différence de fréquences à partir de sources de pompe émettant autour de 2 μm . Avec ces lasers de pompe autour de 2 μm , on peut également utiliser des cristaux comme le ZGP, le CdSe ou l'OP-GaAs permettant de couvrir des longueurs d'ondes allant jusqu'à 16 μm [83,84]. Depuis les premières démonstrations de principe en 2001 [85], de nombreuses réalisations ont confirmé l'intérêt de l'OP-GaAs pour la réalisation de sources en bande III [86–94]. En particulier, une expérience en 2014 a permis d'obtenir une accordabilité sur une plage spectrale bien plus importante entre 4 et 14 μm [95], avec un spectre relativement fin.

Du point de vue spectral, les oscillateurs paramétriques permettent soit d'émettre un continuum de longueur d'ondes en se plaçant proche de la dégénérescence ($\omega \rightarrow \omega/2 + \omega/2$) soit d'émettre un spectre plus fin par l'ajout de filtres spectraux et, de préférence, en s'éloignant de la dégénérescence. Le premier cas rejoint les supercontinuum abordés précédemment. Le deuxième permet moyennant une architecture adaptée d'obtenir une source très fine spectralement voire monomode longitudinale comme c'est le cas du NesCOPO développé par l'ONERA au cours des vingt dernières années qui sera abordé plus en détail dans le Chapitre 1.

Positionnement du travail de thèse

Dans ce manuscrit, nous allons en particulier revenir sur la source paramétrique développée à l'ONERA avec le projet MUSTARD (projet collaboratif ASTRID avec TRT et Teem Photonics) et durant les thèses de Q. Clément et J. Armougom [18,19]. Cette source basée sur un OPO avec un cristal d'OP-GaAs et pompée autour de 2 μm , permet d'obtenir un laser nanoseconde monomode longitudinal finement accordable sur la bande III et a permis la mesure d'un spectre de vapeurs d'ammoniac à 10 m dans une configuration IP-DIAL entre 10,25 et 10,48 μm [96]. Dans le travail de thèse (CIFRE) présenté dans ce manuscrit, nous allons adapter cette source pour réaliser une source laser à la fois de forte puissance crête, monomode longitudinale et rapidement accordable entre 8 et 12 μm pour la détection d'espèces chimiques à des portées de plusieurs centaines de mètres. Pour cela, nous allons d'une part adapter le laser de pompe à 2 μm pour le rendre accordable et déclenché activement, et d'autre part concevoir un amplificateur paramétrique (OPA) pour amplifier l'énergie en bande III.

Dans le Chapitre 1, nous traitons des notions essentielles à la compréhension des processus paramétriques du second ordre, en particulier, l'amplification paramétrique optique et l'oscillation paramétrique optique sur lesquelles reposent la source en bande III que nous voulons réaliser. Nous introduisons également le quasi-accord de phase et le cristal d'OP-GaAs. A partir de là, nous présentons la source réalisée pendant le projet MUSTARD en détaillant les choix de conceptions qui ont été faits à l'époque et ses limitations. Nous nous appuyons ensuite sur la littérature pour dégager les solutions d'améliorations qui sont étudiées dans la suite du manuscrit. Enfin, nous introduisons le montage de mesure de longueur d'onde par somme de fréquence que nous avons utilisé.

Dans le Chapitre 2, nous présentons les travaux de modélisation numérique réalisés pour concevoir une source de pompe monomode longitudinale et accordable autour de 2 μm . Pour cela, nous analysons d'abord les spectres de gains grâce auxquels nous avons déterminé la plage d'accord en longueur d'onde. Ensuite, nous présentons un modèle de calcul des ondes progressives dans la cavité laser pour l'étude du spectre émis par celle-ci. Nous détaillons comment nous avons adapté ce modèle pour tenir compte de composants passif complexes et plus précisément d'un réseau de Bragg en volume. Enfin nous utilisons ce modèle pour assurer le fonctionnement monomode longitudinal de notre laser.

Dans le Chapitre 3, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en régime continu en termes d'affinement spectral et d'accord en longueur d'onde. Dans un premier temps, nous présentons les montages expérimentaux utilisés pour les tests. Ensuite, nous étudions les différentes étapes que nous avons suivies pour obtenir un laser monomode longitudinal et accordable. Ceci comprend l'étude de l'affinement spectral avec un étalon mince puis l'étude du laser avec le réseau de Bragg en volume (VBG) et enfin l'étude du laser avec le VBG et un étalon épais.

Dans le Chapitre 4, nous exposons la réalisation d'un laser impulsionnel monomode longitudinal à la fois accordable et déclenché activement. Pour cela, après avoir présenté le déclenchement actif de manière théorique, nous présentons l'étude de référence que nous avons faite sur une cavité non affinée spectralement et déclenchée avec un modulateur acousto-optique. Ensuite, nous appliquons les procédés d'affinement spectral mis en place dans le chapitre précédent à une cavité en régime impulsionnel.

Enfin, dans le Chapitre 5, nous présentons l'étude de l'accord en longueur d'onde d'un OPO à cavité imbriquée par la variation de la longueur d'onde de sa pompe. Nous détaillons dans un premier temps le principe des mesures que nous souhaitons réaliser. Puis, nous présentons les résultats d'accord en longueur d'onde obtenus. Enfin, nous abordons brièvement les performances attendues pour l'amplification avec un OPA utilisant un cristal long.

Chapitre 1. Description et dimensionnement global du système

Objectif

L'objectif de ce chapitre est de présenter les éléments existants au début de la thèse, ainsi que les éléments d'optique non linéaire permettant de dimensionner la source de pompe améliorée que nous allons chercher à réaliser dans la suite du manuscrit, afin de permettre le fonctionnement désiré de la source en bande III. Dans une première partie, nous faisons d'abord un rappel sur les éléments d'optique non linéaire nécessaires à la compréhension de l'oscillateur paramétrique optique à cavités imbriquées. Ensuite, dans une deuxième partie, nous présentons le système réalisé lors des projets précédents avec ses atouts et ses limitations ainsi que les choix de conception qui ont été faits. Nous présentons, ensuite, des éléments d'état de l'art sur les sources lasers autour de $2\ \mu\text{m}$ en nous concentrant sur les sources accordables, les sources pulsées dans le régime nanoseconde avec une énergie de quelques centaines de microjoules et les sources à spectre fin. Nous présentons enfin dans cette partie les choix de conception faits pour l'amélioration de la source bande III et de son laser de pompe, choix qui ont guidé ce travail de thèse.

1. *Éléments d'optique non linéaire à trois ondes*

Dans cette partie, reprenant largement des éléments précédemment présentés dans les manuscrits de thèse de Q. Clément et J. Armougom [18,19], nous allons rappeler quelques éléments d'optique non linéaire à trois ondes qui seront utiles dans la suite de ce chapitre. Dans un premier temps, nous présentons les bases du mélange à trois ondes et de l'amplification paramétrique. Dans un deuxième temps, nous donnons des éléments de compréhension sur les oscillateurs paramétriques optiques et en particulier sur les oscillateurs paramétriques optiques à cavités imbriquées qui sont utilisés dans cette thèse. Dans un dernier temps, nous présentons le quasi-accord de phase en insistant sur les spécificités de l'arséniure de gallium périodiquement orienté.

a. *Généralités*

Les processus d'optique non linéaire se manifestent dans certains milieux diélectriques lorsqu'ils sont en présence d'une onde lumineuse incidente de forte intensité, appelée onde de pompe et caractérisée par une longueur d'onde λ_p , une pulsation ω_p et une phase φ_p . Supposons que nous éclairons un matériau non linéaire avec cette onde de pompe. Une polarisation non linéaire d'ordre 2 proportionnelle au carré du champ électrique incident est rayonnée par le matériau :

$$P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) \quad (1.1)$$

Dans le cas général, les champs sont vectoriels et la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ est un tenseur dont les éléments donnent la réponse du milieu en régime non linéaire, mais une écriture scalaire est ici suffisante pour notre propos. La polarisation non linéaire $P^{(2)}(t)$ va engendrer deux nouvelles ondes, appelées respectivement signal et complémentaire, de longueurs d'ondes respectives λ_s et λ_c . Historiquement, la théorie classique de l'optique non linéaire a été établie en 1962 par Armstrong *et al.* [97], un an après la première observation de génération de second harmonique optique par Franken [98], expérience fondatrice de l'optique non linéaire et deux ans après l'invention du premier laser par Maiman [99]. Les trois ondes, pompe, signal et complémentaire, sont liées par la relation de conservation de l'énergie [100] :

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_c \quad (1.2)$$

où $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck réduite et ω_i la pulsation de l'onde i considérée. Notons que ces relations se généralisent à des non-linéarités d'ordre supérieur, notamment celles d'ordre 3 qui rendent compte de plusieurs phénomènes physiques tels que l'effet Kerr optique, l'absorption à deux photons, l'effet Raman, l'effet Brillouin, etc. et qu'il est possible de générer des harmoniques d'ordres encore plus élevés grâce à des champs électriques très intenses, tels que ceux présents avec des impulsions femtosecondes et attosecondes.

Pour avoir un processus non linéaire efficace, les ondes signal et complémentaire doivent interférer constructivement avec la polarisation non linéaire qui les a rayonnées. Pour cela, les trois ondes doivent se propager à la même vitesse dans le cristal et respecter la condition d'accord de phase traduisant la conservation de l'impulsion $\Delta\vec{k}$ [100] :

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_c \rightarrow \vec{0} \quad (1.3)$$

où $k_i = n(\omega_i)\omega_i/c$ est le module du vecteur d'onde de l'onde considérée, n l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide. Cette condition n'est pas stricte et une interaction non linéaire efficace est quand même possible pour Δk très faible mais non nul. Cette tolérance permet de

définir la bande de gain et l'acceptance du processus non linéaire. Dans toute la suite, nous nous placerons dans le cas d'un accord de phase colinéaire, où les vecteurs d'onde des trois ondes sont colinéaires à l'axe de propagation, ce qui sera toujours le cas dans pour les oscillateurs et amplificateurs traités dans ce travail de thèse. Remarquons dès maintenant que dans un matériau isotrope et homogène, la dispersion de l'indice de réfraction rend impossible la réalisation de la condition $\Delta k = 0$, sauf dans quelques situations très particulières et peu favorables à une interaction non linéaire efficace que nous ne traiterons pas dans ce manuscrit (au voisinage d'une résonance, dans certains métamatériaux, dans le domaine térahertz, etc.). Pour pallier cela, il faudra mettre en place la technique dite de quasi-accord de phase, qui sera présentée dans la section c.

i. Equations couplées

Ecrivons l'enveloppe du champ électrique d'une onde de porteuse ω_i se propageant selon l'axe de propagation z sous la forme suivante :

$$\vec{E}_i(z) = \sqrt{2\hbar \frac{\omega_i}{n_i}} a_i(z) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \vec{e}_i \quad (1.4)$$

où l'indice i peut être remplacé par p , s ou c pour la pompe, le signal ou le complémentaire et où $a(z)$ correspond à l'amplitude normalisée du champ électrique. Dans la suite, nous nous placerons dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et négligerons la dispersion de $\chi^{(2)}(\omega)$, conditions valides dans notre cas où les impulsions sont nanosecondes et à spectre quasiment limité par la transformée de Fourier. En considérant, de plus, un milieu sans pertes, ce qui est notre cas car nous utiliserons des longueurs d'onde pour lesquelles les cristaux utilisés ont une transparence presque parfaite, les équations de propagation non linéaires des champs et des phases des différentes ondes sont données par les équations différentielles couplées suivantes [101] :

$$\begin{cases} \frac{\partial a_s}{\partial z} = i\kappa_{NL} a_p a_c^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial a_c}{\partial z} = i\kappa_{NL} a_p a_s^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial a_p}{\partial z} = i\kappa_{NL} a_c e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (1.5)$$

où κ_{NL} est un coefficient non linéaire généralisé défini par :

$$\kappa_{NL} = \frac{d_{\text{eff}}}{c} \sqrt{2\hbar \frac{\omega_p \omega_s \omega_c}{n_p n_s n_c}} \quad (1.6)$$

Le coefficient $d_{\text{eff}} = \chi_{\text{eff}}/2$, défini en Annexe A, correspond au coefficient non linéaire effectif qui détermine en partie l'efficacité de l'interaction non linéaire dans la direction étudiée et pour les polarisations choisies. Son calcul s'effectue à l'aide du tenseur de susceptibilité, en projetant les différents éléments du tenseur sur les directions de polarisation des trois ondes. Quand la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ est vérifiée, les équations (1.5) permettent de montrer que la phase relative entre les trois ondes prend la valeur $-\pi/2$ pour avoir un transfert d'énergie efficace de la pompe vers les ondes signal et complémentaire. Cette phase relative a de nombreuses conséquences sur l'efficacité des processus non linéaires, notamment en cavité [18]. Les calculs permettant d'établir ces

équations à partir des équations de Maxwell ainsi que les différentes approximations et hypothèses utilisées pour les écrire sous cette forme sont détaillés en Annexe A.

L'intensité de chaque onde est proportionnelle à $|E_i|^2$ et donc à $|a_i|^2$ qui correspond au flux de photons. L'intensité I_i de l'onde à la pulsation ω_i s'écrit :

$$I_i = \hbar\omega_i|a_i|^2 \quad (1.7)$$

A partir des équations différentielles portant sur les amplitudes a , il est possible de déduire les égalités suivantes :

$$\frac{d|a_s|^2}{dz} = \frac{d|a_c|^2}{dz} = -\frac{d|a_p|^2}{dz} \quad (1.8)$$

Ceci permet de montrer que l'intensité totale $I = I_p + I_s + I_c$ se conserve lors de la propagation soit $dI/dz = 0$. Ce sont les relations de Manley-Rowe [100], fondamentales en optique non linéaire, qui indiquent que tout photon de pompe converti donne instantanément lieu à la création d'une paire de photons signal et complémentaire. Inversement, la destruction d'une paire de photons signal et complémentaire s'accompagne instantanément de la création d'un photon de pompe [102]. Dans ce cas, on parle de reconversion des ondes générées vers la pompe, ce qui arrive fréquemment lorsque l'intensité des ondes signal et complémentaire devient comparable à celle de la pompe incidente tandis que l'intensité de la pompe après conversion s'approche de zéro. De façon générale, tout couple de longueurs d'onde (λ_s, λ_c) vérifiant la condition d'accord de phase et la conservation de l'énergie est susceptible d'être émis ou reconverti par interaction non linéaire. L'avantage de l'optique non linéaire vis-à-vis du laser est de permettre la génération de tout un continuum de longueurs d'onde grâce à ces propriétés, car les longueurs d'onde générées ne sont pas dépendantes de transitions atomiques. Un autre avantage est qu'une source non-linéaire est naturellement analogue à un laser bi-fréquence émettant des ondes signal et complémentaire qui sont fortement corrélées, avec une relation de phase fixe.

Lorsque la longueur d'onde et la direction du faisceau de pompe sont fixes, son vecteur d'onde \vec{k}_p est également fixé. Il faut alors jouer sur les propriétés de dispersion du cristal pour modifier les vecteurs d'ondes \vec{k}_s et \vec{k}_c satisfaisant l'accord de phase, c'est-à-dire pour accorder la source en longueur d'onde. C'est ce qui a été fait dans les travaux précédents cette thèse, notamment par Q. Clément [18]. Il est également possible de faire varier la longueur d'onde de pompe pour y parvenir, ce qui revient à faire varier son vecteur d'onde \vec{k}_p , ce qui correspond au cas traité dans ce manuscrit.

ii. Amplification paramétrique optique

L'amplification paramétrique optique correspond au cas où deux ondes sont injectées : une onde de pompe à ω_p dont l'énergie va être en partie transférée, par exemple, vers l'onde complémentaire à ω_c qui va connaître une amplification d'intensité au cours de la propagation dans le milieu non linéaire. Notons également qu'une onde signal respectant la conservation de l'énergie et l'accord de phase est automatiquement générée : son flux de photon suivant les lois de Manley-Rowe, son intensité deviendra également très importante, et elle pourra s'avérer utile comme nous le montrerons plus tard. L'intensité de l'onde de pompe doit donc être importante, car c'est elle qui constituera le réservoir d'énergie. Le schéma de principe de l'amplificateur paramétrique optique est présenté dans la Figure 1-1. Ici, nous faisons l'hypothèse d'un amplificateur à fort gain mais à faible rendement, c'est-à-dire que l'onde de pompe n'est pas dépeuplée, ce qui s'exprime par $a_p(0) = a_p(L)$. Ainsi, le système d'équations couplées (1.5) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial a_s}{\partial z} = -i\kappa_{NL}a_p(0)a_c^*e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\partial a_c}{\partial z} = -i\kappa_{NL}a_p(0)a_s^*e^{-i\Delta kz} \end{cases} \quad (1.9)$$

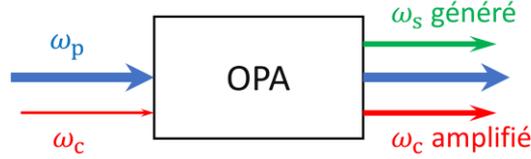


Figure 1-1 Schéma de principe de l'OPA.

En dérivant $\partial a_s/\partial z$ et $\partial a_c/\partial z$ par rapport à z , il est possible de montrer que a_s et a_c sont toutes deux solutions de la même équation différentielle partielle du second ordre :

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + i\Delta k \frac{\partial a}{\partial z} - \gamma_0^2 a = 0 \quad (1.10)$$

où γ_0 est le gain paramétrique donné par $\gamma_0^2 = \kappa_{NL}^2 a_p^2(0) = \kappa_{NL}^2 I_p(0)/\hbar\omega_p$. Lors du processus d'amplification paramétrique, tout comme pour la différence de fréquences, l'onde à ω_s est générée à l'intérieur du cristal. Ainsi, $a_s(0) = 0$ à l'entrée du cristal. Cette condition initiale permet de déterminer les solutions de l'équation (1.10) :

$$\begin{cases} I_s(L) = I_c(0) \frac{\lambda_c \gamma_0^2}{\lambda_s \gamma^2} \text{sh}^2(\gamma L) \\ I_c(L) = I_c(0) \left(1 + \frac{\gamma_0^2}{\gamma^2} \text{sh}^2(\gamma L) \right) \end{cases} \quad (1.11)$$

où γ est défini par $\gamma^2 = \gamma_0^2 - (\Delta k/2)^2$. Ces équations montrent bien que lors du processus d'amplification paramétrique, il y a génération de l'onde signal dans le cristal et amplification de l'onde complémentaire. La situation symétrique où c'est l'onde signal qui est amplifiée et l'onde complémentaire générée conduit au même résultat en interchangeant les indices s et c dans (1.11). Lorsque des miroirs sont placés de part et d'autre du cristal pour former un résonateur optique, il est possible de réaliser un oscillateur paramétrique optique dont nous allons expliquer le principe de fonctionnement et présenter différentes architectures possibles.

b. Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO)

Dans un OPO, deux ondes à ω_s et ω_c sont générées à partir d'une onde de pompe de pulsation ω_p . La cavité peut être choisie résonnante à une ou plusieurs ondes. L'OPO est simplement résonnant (SROPO) lorsqu'une seule onde oscille dans la cavité. De même, l'OPO est doublement résonnant (DROPO) lorsque le signal et le complémentaire oscillent tous les deux dans la cavité.

i. Oscillateurs paramétriques optiques simplement résonnants

Les oscillateurs paramétriques optiques simplement résonnants sont les OPO les plus simples à concevoir. En effet dans un SROPO, seule une des ondes signal ou complémentaire est résonnante, et la cavité se compose de deux miroirs hautement réfléchissants à l'onde choisie et transparents aux deux autres ondes.

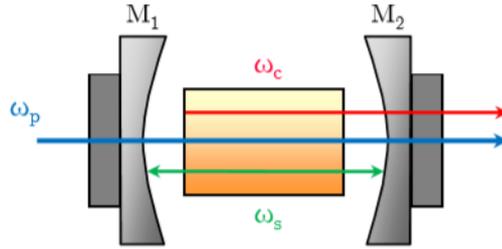


Figure 1-2 Schéma de principe d'un OPO simplement résonnant à l'onde signal. En bleu, l'onde de pompe, en vert, l'onde signal, et en rouge, l'onde complémentaire.

Dans l'exemple présenté dans la Figure 1-2, c'est l'onde signal qui est résonnante dans une cavité formée par deux miroirs concaves, tandis que l'onde complémentaire est extraite à la sortie de l'oscillateur. Dans l'approximation des ondes planes et lorsque la condition d'accord de phase est respectée, l'intensité de la pompe au seuil en régime continu est donnée par [101] :

$$I_{th} = \left(\frac{\text{ch}^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right)}{\kappa_{NL} L} \right)^2 \quad (1.12)$$

où κ_{NL} est le coefficient défini dans l'équation (1.6), R est le coefficient de réflexion des miroirs supposés identiques pour l'onde signal, et L est la longueur du cristal.

Contrairement au régime continu, la compétition de mode ne suffit pas à atteindre un fonctionnement monomode dans un SROPO en régime nanoseconde. De plus, en régime pulsé, l'OPO redémarre sur le bruit quantique de la fluorescence paramétrique pour chaque impulsion [103]. D'un tir à l'autre, le bruit quantique va privilégier des modes différents, conduisant à des fluctuations spectrales. Plusieurs techniques existent afin de rendre l'émission monofréquence comme l'insertion d'un étalon de Fabry-Pérot dans la cavité [104] ou l'utilisation d'éléments dispersifs (réseau de Bragg en volume ou réseau de diffraction) [19,105,106]. Cependant, ceci augmente le seul d'oscillation déjà souvent élevé dans un SROPO ou rend l'accord en longueur d'onde complexe. Une solution classique à l'obtention d'un rayonnement monochromatique est l'association d'un SROPO et d'une source d'injection spectralement fine [103,107]. Cependant, dans le cas d'une source accordable sur toute la bande 8 – 12 μm , comme nous cherchons à le faire, cela nécessiterait un laser d'injection très accordable également, avec une haute qualité spectrale (largeur spectrale et stabilité de la raie vis-à-vis des paramètres extérieurs). Dans l'état actuel des techniques, cette fonction ne peut être remplie que par un laser à semiconducteur à cavité externe émettant dans le moyen infrarouge, ce qui doublerait facilement le coût et la complexité de tout le montage. En conclusion, pour la détection de gaz à distance, où des sources largement accordables et très fines spectralement sont nécessaires, les SROPO ne sont pas adaptés.

ii. Oscillateurs paramétriques optiques doublement résonnants

Dans le cas des OPO doublement résonnants, l'onde signal et l'onde complémentaire oscillent toutes les deux dans la cavité. La Figure 1-3 présente un exemple de DROPO où les cavités signal et complémentaire sont composées des mêmes miroirs concaves M_1 et M_2 . L'intensité de la pompe au seuil en régime continu et dans l'approximation des ondes planes lorsque que la condition d'accord de phase est respectée, est donnée par [101] :

$$I_{th} = \left(\frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R}}\right)}{\kappa_{NL}L} \right)^2 \quad (1.13)$$

où R est le coefficient de réflexion des miroirs supposés identiques pour l'onde signal et l'onde complémentaire. L'équation (1.13) montre que pour un même système optique, c'est-à-dire même longueur de cristal, même longueur d'onde de pompe, et même coefficient de réflectivité des miroirs, un DROPO aura tendance à avoir un seuil moins élevé qu'un SROPO.

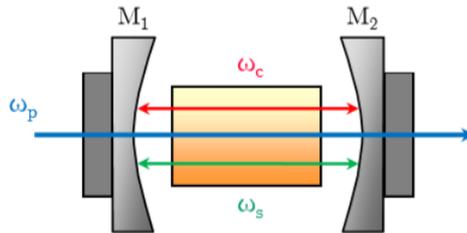


Figure 1-3 Schéma de principe d'un OPO doublement résonnant où les deux ondes signal et complémentaire de pulsation ω_s et à ω_c oscillent dans la même cavité.

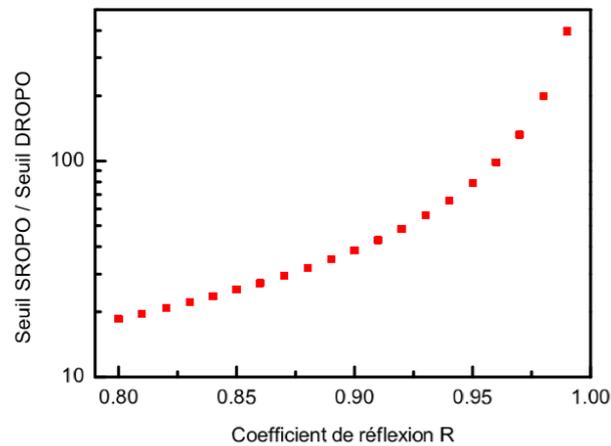


Figure 1-4 Rapport entre le seuil d'oscillation en régime continu du SRO et du DRO équilibré (miroirs de mêmes coefficients de réflexion pour le signal et le complémentaire) en fonction de la valeur du coefficient de réflexion.

La Figure 1-4 donne l'évolution du rapport entre les seuils d'oscillation d'un SROPO et d'un DROPO équilibrés avec le coefficient de réflexion R des miroirs. Elle illustre l'un des intérêts du DROPO qui permet d'avoir un seuil d'oscillation nettement plus faible qu'un SROPO à réflectivité des miroirs égale. Par exemple, avec des miroirs ayant une réflectivité R de 90%, un DROPO aura un seuil 39 fois plus faible qu'un SROPO.

Cependant, sans configuration particulière des cavités et sans asservissement, l'émission est très instable. En effet dans un DROPO conventionnel, une légère fluctuation de la longueur de cavité, de la température du cristal ou de la longueur d'onde de pompe peut entraîner des variations du spectre par sauts de modes. Si ces paramètres sont finement contrôlés, la sensibilité du DROPO à leurs variations peut être exploitée pour accorder le spectre de ce DROPO par saut de modes. Un moyen d'améliorer le contrôle du spectre d'émission d'un DROPO est d'utiliser des OPO à cavités imbriquées (NesCOPO), comme nous allons le voir dans la section iv.

iii. Effets liés au retour de pompe

Pour maximiser la conversion non linéaire et réduire le seuil d'oscillation dans un DROPO ou un SROPO, il est possible d'effectuer un double passage de pompe. La Figure 1-5 montre un exemple d'OPO doublement résonant avec double passage de pompe. Le miroir M_2 est un miroir doré réfléchissant toutes les ondes. L'expression du gain théorique en régime continu, défini comme l'inverse du seuil d'oscillation, d'un DROPO à double passage de pompe s'écrit [108] :

$$G = \frac{1}{K} \left(1 + R_p + 2 \sqrt{R_p} \cos(\Delta\varphi + \Delta kL) \right) \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta kL}{2} \right) \quad (1.14)$$

où R_p est la réflectivité en intensité du miroir M_2 à l'onde de pompe, L est la longueur du cristal, $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s - \varphi_c$ est le déphasage relatif entre les ondes au retour après réflexion sur M_2 , et K s'écrit :

$$K = 128\pi^3 d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{\omega_s \omega_c}{n_p n_s n_c c^3} \quad (1.15)$$

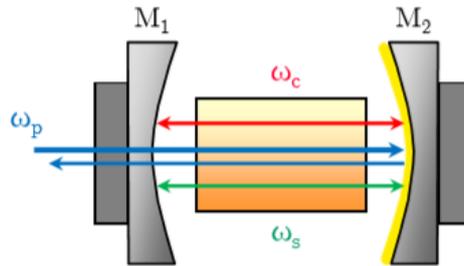


Figure 1-5 Schéma de principe d'un OPO doublement résonant avec retour de pompe où les deux ondes à ω_s et à ω_c oscillent dans la même cavité.

L'équation (1.14) indique que la forme du spectre de gain dépend essentiellement du coefficient de réflectivité R_p et du déphasage relatif entre les ondes $\Delta\varphi$. La Figure 1-6 a) montre l'effet de R_p sur le gain en fonction du désaccord de phase pour un déphasage relatif optimal de $\Delta\varphi = 0$. Le cas où $R_p = 0$ correspond au gain en simple passage, qui est proportionnel au terme en sinus cardinal au carré. Dans le cas limite inverse, où $R_p = 1$, le gain est multiplié par un facteur 4. Ceci permet donc de diviser le seuil d'oscillation par un facteur 4. De plus, le double passage de la pompe permet d'affiner l'acceptance spectrale d'un facteur 2, et donc de réduire le nombre de modes oscillants dans la bande de gain [108]. Cet aspect du double passage est particulièrement intéressant afin de faciliter l'obtention de l'oscillation monofréquence.

Comme mentionné précédemment, la forme du spectre de gain dépend aussi du déphasage relatif entre les ondes. La Figure 1-6 b) montre l'effet de $\Delta\varphi$ sur le gain en fonction du désaccord de phase pour $R_p = 1$. L'équation (1.14) montre que le terme en cosinus n'admettra pas les mêmes zéros selon la valeur de $\Delta\varphi$. Ceci a pour effet de moduler le spectre de gain. Comme indiqué sur la Figure 1-6 b), lorsque $\Delta\varphi = \pi$, les ondes sont en opposition de phase et le spectre de gain présente deux lobes. Leur intensité est deux fois moins élevée que lorsque le déphasage relatif est idéal, c'est-à-dire pour $\Delta\varphi = 0$. Ceci implique un seuil deux fois plus élevé. Dans cette configuration, l'oscillation est plus difficile à atteindre et le retour de pompe ne fait plus bénéficier d'un affinement spectral. Il devient donc important de pouvoir contrôler la phase au retour. Une technique consiste à polir la face de sortie du cristal sous forme prismatique [19]. Le cristal agit alors comme une lame de phase variable permettant d'ajuster la phase relative entre les ondes en le décalant latéralement. En effet, cela modifie l'épaisseur optique traversée par les ondes ce qui fait varier leurs phases respectives.

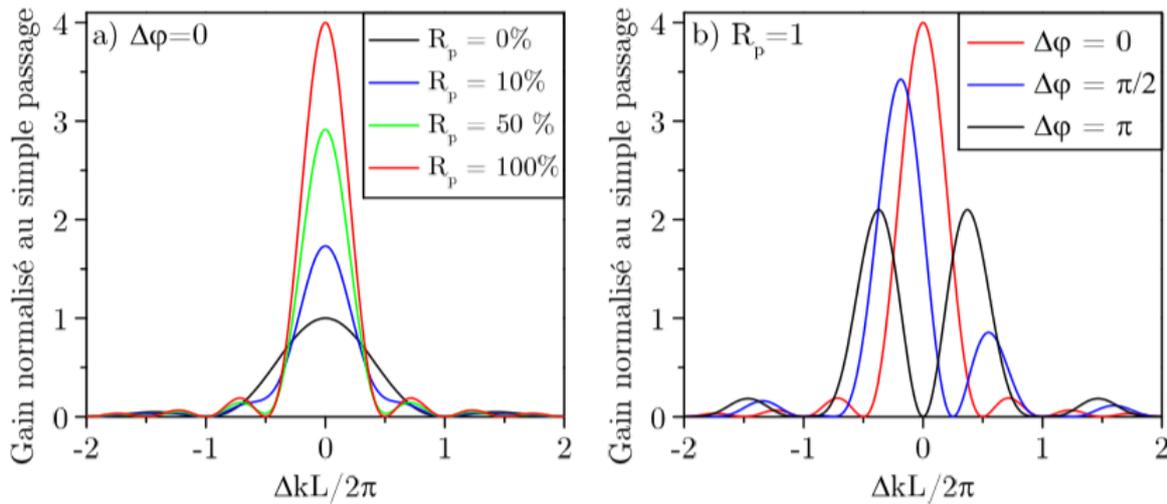


Figure 1-6 a) Influence du coefficient de réflectivité R_p sur le gain théorique en fonction du désaccord de phase Δk , pour un déphasage relatif entre les ondes nul ($\Delta\phi = 0$). b) Influence du déphasage relatif entre les ondes $\Delta\phi$ sur le gain théorique en fonction du désaccord de phase Δk , pour $R_p = 1$.

iv. NesCOPO

Comme nous l’avons vu dans les sections ii et iii, il est possible d’affiner le spectre d’émission en utilisant un DROPO avec double passage de pompe. Cependant, l’émission de ces OPO est très instable du fait de la condition de résonance simultanée des ondes signal et complémentaire partageant une même cavité optique, soit la nécessité d’avoir une paire de modes signal et complémentaire, dits en coïncidence, satisfaisant la condition de conservation de l’énergie. Pour remédier à cela, il a été proposé de séparer physiquement les cavités signal et complémentaire. Cette architecture, appelée NesCOPO pour *Nested Cavity OPO*, permet d’obtenir un faisceau monomode longitudinal et largement accordable en ajustant séparément chacune des longueurs de cavités [109]. La Figure 1-7 présente le schéma de principe d’un NesCOPO avec double passage de pompe. Les ondes signal et complémentaire oscillent respectivement entre les miroirs $M_2 - M_3$ et $M_1 - M_3$. Dans le cas du double passage, le miroir commun M_3 réfléchit aussi l’onde de pompe. Ceci a pour effet de baisser le seuil d’oscillation de l’OPO comme vu précédemment, et de réduire les effets de Fabry-Pérot parasite en supprimant des interfaces par rapport au cas où un miroir externe est utilisé pour réfléchir la pompe et réaliser le double passage dans l’OPO [110].

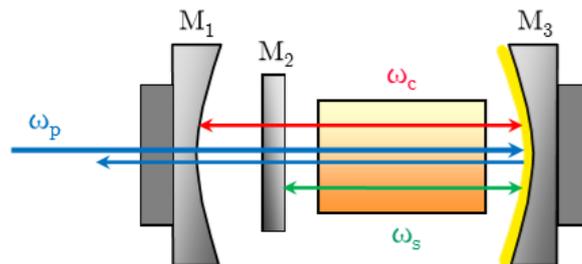


Figure 1-7 Schéma de principe du NesCOPO en configuration double passage. La cavité signal est composée des miroirs $M_2 - M_3$ et la cavité complémentaire des miroirs $M_1 - M_3$.

Pour comprendre le mécanisme de sélection spectrale d’un NesCOPO, il est intéressant d’introduire le diagramme de Giordmaine et Miller illustré Figure 1-8 [111]. Ce diagramme permet de représenter la répartition des coïncidences de modes au sein de la bande de gain pour un OPO

doublément résonnant. Les peignes de modes signal et complémentaire, respectivement en vert et en rouge, y sont représentés avec des axes de directions opposées placés l'un au-dessus de l'autre de telle façon que toute ligne verticale corresponde à la relation de conservation de l'énergie : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. Ainsi, un mode signal ne peut osciller que s'il est en coïncidence avec un mode complémentaire. Mathématiquement, la condition de double oscillation peut s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} \omega_s = q_s \frac{\pi c}{L_s} \\ \omega_c = q_c \frac{\pi c}{L_c} \end{cases} \quad (1.16)$$

où $L_{(s,c)}$ sont les longueurs optiques des cavités signal et complémentaire, et $q_{(s,c)}$ sont des nombres entiers. La coïncidence est qualifiée d'exacte lorsqu'un mode signal se superpose à un mode complémentaire avec un recouvrement maximum. Lorsque le recouvrement n'est pas total, mais suffisant pour initier l'oscillation, c'est-à-dire lorsque le gain est supérieur aux pertes, les coïncidences sont alors dites partielles.

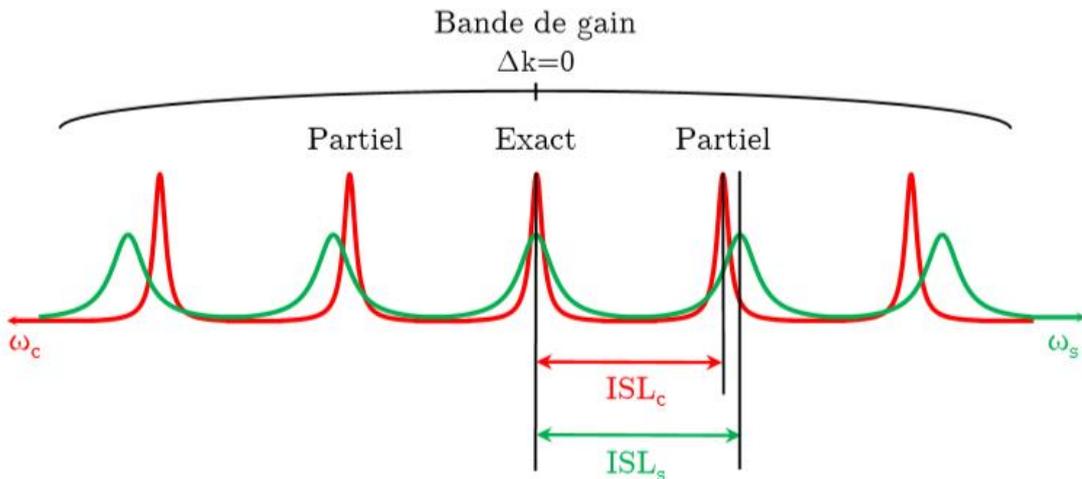


Figure 1-8 Illustration de la sélection de mode dans un NesCOPO en utilisant le diagramme de Giordmaine et Miller [111]. Les modes signal (vert) et complémentaire (rouge) sont représentés avec des axes de directions opposées de façon à ce qu'une ligne verticale corresponde à la relation de conservation d'énergie. L'acronyme ISL correspond à « intervalle spectral libre ».

Pour mieux interpréter le spectre d'émission d'un NesCOPO, et plus généralement d'un DROPO, il est nécessaire d'introduire le paramètre de dissociation. Il est défini comme l'écart relatif entre les deux longueurs de cavité, et il s'écrit :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{L_s - L_c}{L_s} \quad (1.17)$$

où $L = L_s$ par convention. Dans un DROPO à cavité commune, les peignes de modes émis ont chacun un intervalle spectral libre légèrement différent à cause de la dispersion dans le cristal. L'équation (1.17) se réécrit alors uniquement à partir des indices de groupe du matériau, soit :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{n_{g,s} - n_{g,c}}{n_{g,s}} \quad (1.18)$$

De plus, au premier ordre et loin de la dégénérescence, la largeur de la bande de gain en double passage de pompe s'écrit :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2L_{\text{cri}}(n_{g,s} - n_{g,c})} \quad (1.19)$$

où L_{cri} est la longueur du cristal. Dans ce cas, le nombre de modes émis est naturellement limité, et le spectre d'émission est plus fin que dans un SROPO. En effet, comme nous l'avons dit, l'oscillation va se limiter aux paires de longueurs d'ondes vérifiant la conservation de l'énergie et la résonance des modes signal et complémentaires dans la cavité correspondante. Comme mentionné précédemment, ces paires sont appelées coïncidences exactes et correspondent au cas de la paire au centre de la Figure 1-8. Certaines paires de longueurs d'ondes vérifiant la conservation de l'énergie mais n'ayant pas une résonance parfaite avec les cavités signal et complémentaire mais présentant un recouvrement suffisant peuvent également osciller dans l'OPO sous réserve que le niveau de pompage soit assez élevé. Ce sont les coïncidences partielles.

Dans un NesCOPO, le contenu spectral de l'émission peut être contrôlé en ajustant le paramètre de dissociation donné par l'équation (1.17) pour séparer les coïncidences exactes tout en limitant les coïncidences partielles. En considérant une dispersion négligeable autour de chaque fréquence porteuse, l'écart entre deux coïncidences exactes s'écrit alors :

$$\Delta\omega_{(s,c)} \approx \frac{L}{\Delta L} \frac{\pi c}{n_{g,(s,c)} L} = \frac{L}{\Delta L} 2\pi \text{ISL}_{(s,c)} \quad (1.20)$$

avec $n_{g,(s,c)}$ l'indice de groupe de l'onde considérée et où $\text{ISL}_{(s,c)}$ est l'intervalle spectrale libre exprimé en hertz. D'après l'équation (1.20), les coïncidences sont plus proches lorsque le paramètre de dissociation est élevé. Dans cette configuration, plusieurs coïncidences exactes peuvent alors se trouver dans la bande de gain, ce qui donne lieu à une émission multimode (Figure 1-9 a)). Inversement, une faible valeur du paramètre de dissociation permet de séparer les coïncidences exactes les unes des autres, mais augmente le recouvrement entre les modes voisins. Le NesCOPO émet alors un cluster de modes qui comprend plusieurs coïncidences partielles (Figure 1-9 b)). Dans les deux cas, le spectre d'émission est multimode. Afin d'avoir un fonctionnement monomode longitudinal, il est nécessaire de choisir une valeur intermédiaire du paramètre de dissociation de façon à avoir une seule coïncidence exacte dans la bande de gain, tout en évitant les coïncidences partielles susceptibles d'osciller (Figure 1-9 c)). En pratique, il est possible de déterminer la valeur adéquate du paramètre de dissociation par simulation numérique [112,113]. Cela revient à calculer l'intégrale de recouvrement maximale entre les modes signal et complémentaire en tenant compte de la finesse des cavités, de la largeur de la bande de gain, et du taux de pompage.

Un exemple de simulation est donné dans la Figure 1-10 pour les paramètres suivants : longueur du cristal d'OP-GaAs de 6 mm, coefficients de finesse de 103 et 50 pour les cavités signal et complémentaire respectivement, bande de gain de 10 cm^{-1} , et taux de pompage de 2. Pour déterminer le contenu spectral de l'OPO, seuls les recouvrements intervenant dans la bande de gain sont à prendre en compte : dans cet exemple, 49 modes signal au maximum peuvent osciller dans la bande de gain. La Figure 1-10 représente l'intégrale de recouvrement maximale entre les modes signal et complémentaire en fonction du paramètre de dissociation pour 40 modes signal. La ligne rouge représente le seuil au-delà duquel les coïncidences partielles peuvent osciller pour le taux de pompage choisi. Dans cet exemple numérique, le comportement multimode de la Figure 1-9 a) est obtenu dans la zone (3) pour une valeur élevée du paramètre de dissociation. De même, le cluster de modes de la Figure 1-9 b) est obtenu lorsque le paramètre de dissociation est faible (zone (1)). Finalement, dans

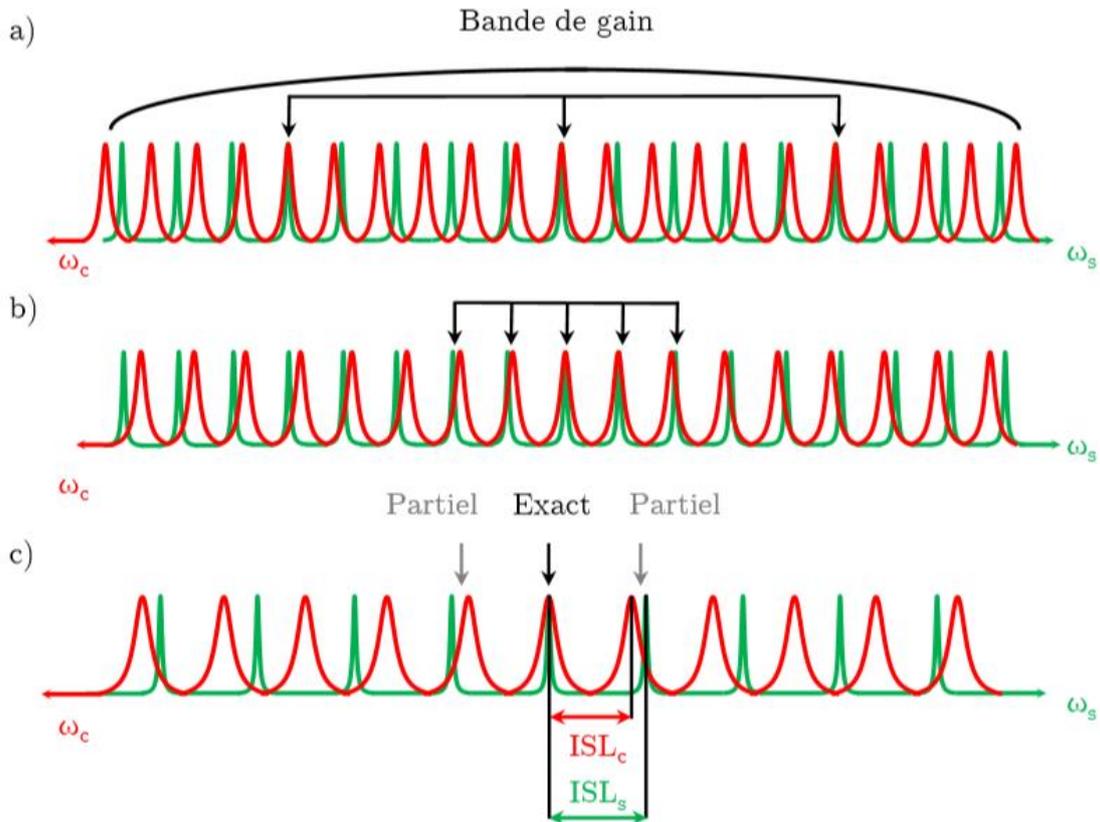


Figure 1-9 Effet du paramètre de dissociation sur le spectre d'émission. a) Dissociation élevée : plusieurs coïncidences exactes existent dans la bande de gain (émission multimode). b) Faible dissociation : émission de clusters de mode (émission multimode). c) Dissociation intermédiaire : une seule coïncidence exacte existe dans la bande de gain (émission monomode).

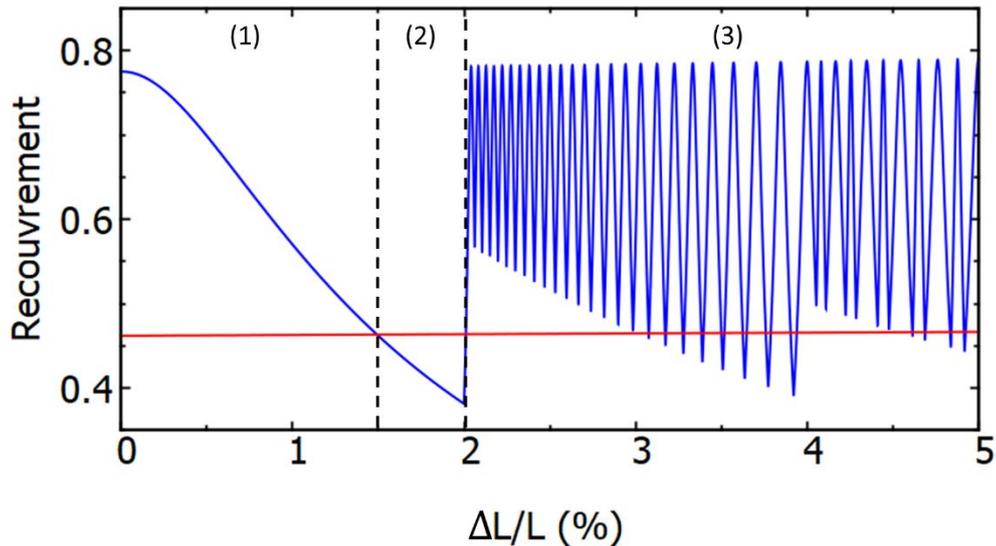


Figure 1-10 Intégrale de recouvrement maximale entre les modes signal et complémentaire en fonction du paramètre de dissociation $\Delta L/L$. La ligne rouge correspond au recouvrement minimal au-dessus duquel les modes voisins peuvent osciller pour un taux de pompage de 2. Zone (1) : émission d'un cluster de modes, zone (2) : fonctionnement monomode stable et zone (3) : fonctionnement multimode comprenant plusieurs coïncidences exactes.

cet exemple, pour obtenir un fonctionnement monomode longitudinal, il est nécessaire de fixer le paramètre de dissociation à quelques pourcents (zone (2)).

Une fois le paramètre de dissociation fixé afin d'obtenir l'oscillation monomode, il est possible d'effectuer un accord fin en longueur d'onde en ajustant finement les longueurs de cavités. D'après l'équation (1.16), changer la longueur de cavité revient à changer les peignes de fréquence émis. Plus précisément, cela revient à dilater ou contracter l'intervalle spectral libre de la cavité concernée. Au premier ordre et à l'échelle de quelques modes, cet effet peut être approximé à une translation d'un peigne par rapport à l'autre dans le diagramme de Giordmaine et Miller. Dans le cas du NesCOPO, l'ajustement fin des longueurs de cavité est obtenu grâce à des cales piézoélectriques montées sur les miroirs M_1 et M_3 . Déplacer M_1 , revient à changer la longueur de la cavité complémentaire, ce qui crée des sauts de mode dans la bande de gain. Ainsi, un jeu discret de longueurs d'onde peut être émis. Lorsque M_3 est déplacé, les deux longueurs de cavité changent, ce qui donne accès à un nouveau jeu de longueurs d'onde. Ce mécanisme est l'équivalent optique de l'effet Vernier. Il est également possible d'étendre l'accordabilité des NesCOPO en chauffant le cristal non linéaire ou en changeant la longueur d'onde de la pompe pour décaler la longueur d'onde centrale de la bande de gain. Il est intéressant de noter que dans un NesCOPO, tout comme dans un DROPO conventionnel, la relation d'accord de phase n'est pas stricte, car le mécanisme de sélection par sauts de modes permet l'émission d'un faisceau monofréquence dans toute la bande de gain.

Pour des taux de pompage élevés, des phénomènes de saturation dus à la reconversion des ondes signal et complémentaire vers la pompe apparaissent, ce qui a pour effet de créer de nouvelles fréquences. L'émergence de ces effets de mélanges croisés rend donc difficile d'extraire une énergie élevée d'un DROPO tout en restant monofréquence. Une technique pour la détection de gaz à longue distance, où des énergies plus importantes peuvent être nécessaires, consiste à émettre un faisceau monomode longitudinal grâce à un NesCOPO, puis de l'amplifier dans des étages d'amplification paramétrique. Nous aborderons brièvement un exemple d'une telle architecture dans la section 3.b.ii et au Chapitre 5.4.b bien que nous n'ayons pu la tester expérimentalement durant cette thèse.

Précisons enfin que pour obtenir un tel fonctionnement monomode longitudinal par sélection de mode par effet Vernier, il est nécessaire que le laser de pompe soit lui-même monomode. Dans le cas contraire, il faudrait considérer des diagrammes de Giordmaine et Miller (Figure 1-8) différents pour chaque longueur d'onde de pompe, conduisant chacun des coïncidences de modes à des longueurs d'onde différentes.

c. Quasi-accord de phase

Comme nous avons pu le voir précédemment, les ondes qui se propagent dans le milieu non linéaire doivent vérifier à la fois la relation de conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ et la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$. Il existe deux méthodes principales permettant de réaliser la condition d'accord de phase : l'accord de phase dit par biréfringence, et le quasi-accord de phase. Dans cette section, nous aborderons uniquement le second.

i. Principe

Lorsque la condition d'accord de phase entre les trois ondes n'est pas vérifiée, l'intensité des ondes générées ne croît pas de façon monotone dans le cristal. Loin de l'accord de phase ($\Delta k \neq 0$), l'intensité des ondes signal et complémentaire varie alors en sinus au carré de la longueur parcourue. Le maximum d'intensité est atteint au bout d'une longueur de cohérence, définie par :

$$L_{\text{coh}} = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (1.21)$$

et se répète tous les $(2q + 1)L_{coh}$, où q est un entier naturel. Le principe du quasi-accord de phase consiste à rattraper périodiquement le déphasage relatif entre les ondes au bout d'une longueur de cohérence en inversant le signe du coefficient non linéaire [97,114,115]. Pour compenser ce déphasage relatif, la période du réseau de quasi-accord de phase doit être égale à deux fois la longueur de cohérence :

$$\Lambda_{QPM} = 2L_{coh} = \frac{2\pi}{\Delta k} \quad (1.22)$$

La relation de quasi-accord de phase s'écrit alors :

$$\Delta k_{QPM} = \Delta k - \frac{2\pi}{\Lambda_{QPM}} \quad (1.23)$$

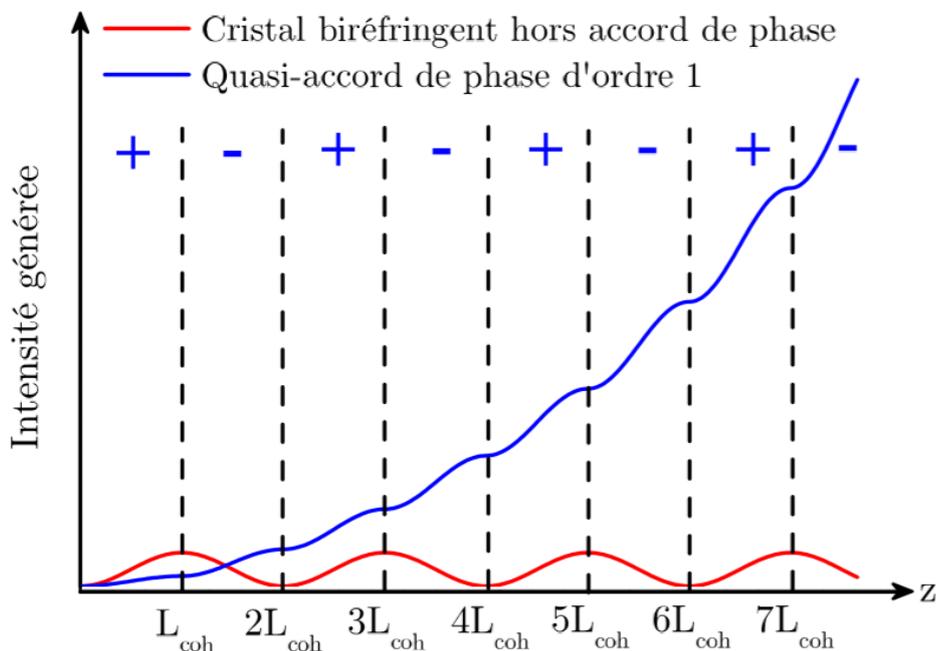


Figure 1-11 Évolution de l'intensité de l'onde signal (ou complémentaire) lors de la propagation dans un cristal. En rouge, le cristal est placé hors accord de phase et en bleu le cristal fonctionne en quasi-accord de phase.

La Figure 1-11 compare l'évolution de l'intensité de l'onde signal (ou complémentaire) lors de la propagation hors accord de phase (rouge) et en quasi-accord de phase (bleu). Dans la situation hors accord de phase, les ondes interfèrent constructivement avec la polarisation non-linéaire pour atteindre un maximum du couplage non linéaire au bout d'une longueur de cohérence L_{coh} . À cet emplacement la polarisation non linéaire est exactement en opposition de phase avec le champ qu'elle rayonne. Au-delà de L_{coh} , les ondes vont donc interférer destructivement et leur intensité va s'annuler au bout de L_{coh} . Cet effet se répète ensuite périodiquement sur toute la longueur du cristal. Le maximum de couplage est donc obtenu pour tous les multiples impairs de la longueur de cohérence : L_{coh} , $3L_{coh}$, $5L_{coh}$, etc. De plus, le rendement de conversion y est faible, car la longueur de cohérence est faible, typiquement de l'ordre de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres. Dans le cas du quasi-accord de phase, l'intensité croît tout au long du cristal. Dans l'exemple présenté, le quasi-accord de phase est dit à l'ordre 1. Les ordres supérieurs de quasi-accord de phase consistent à inverser le signe du coefficient effectif tous les $(2q + 1)$ domaines. La période de quasi-accord de phase s'écrit alors : $\Lambda_{2q+1} = (2q + 1)\Lambda_{QPM}$. Dans cette thèse, nous nous intéresserons uniquement

au quasi-accord de phase d'ordre 1, qui est le plus efficace. Le quasi-accord de phase peut être réalisé aussi bien dans les cristaux biréfringents que dans les cristaux isotropes comme l'arséniure de gallium abordé dans la prochaine section.

ii. Le cristal d'OP-GaAs

L'un des intérêts du quasi-accord de phase est l'utilisation de matériaux isotropes non centrosymétriques où l'accord de phase exact par biréfringence est strictement impossible, justement parce qu'ils ne présentent pas de biréfringence pouvant compenser la dispersion de l'indice de réfraction. Comme l'indiquent [116], l'absorption multi phonon ne permet pas d'atteindre la bande III dans le cas des oxydes ferroélectriques périodiquement retournés tels que PPLN et PPKTP. Une alternative consiste alors à utiliser des matériaux semi-conducteurs. En effet dans ces matériaux, l'absorption infrarouge est obtenue pour des énergies de phonon plus faibles. L'arséniure de gallium (GaAs) est le cristal isotrope qui a été utilisé pendant la thèse. La fenêtre de transparence de ce cristal s'étend jusqu'à 17 μm , avec un léger déclin à partir de 12 μm . Toutefois, il présente une absorption à deux photons rendant difficile son pompage à 1 μm [117] mais son absorption linéaire à 2 μm est beaucoup plus faible que celle du phosphore de germanium zinc (ZnGeP_2 ou ZGP) et il possède une bonne conductivité thermique (52 W/m.K). En plus de sa large fenêtre de transparence dans l'infrarouge, il possède un coefficient non linéaire très élevé, $d_{14} = 94 \text{ pm/V}$ [118] que son isotropie empêche d'exploiter par accord de phase biréfringent, ainsi que d'excellentes propriétés thermiques et mécaniques.

Initialement, les cristaux de GaAs fonctionnant en quasi-accord de phase étaient obtenus en empilant des plaques minces de GaAs, avec une épaisseur égale à la longueur de cohérence, et des orientations cristallines inversées. Celles-ci étaient ensuite liées entre elles par pression et par diffusion entre les couches adjacentes. Cependant, ces structures souffrent de pertes par diffusion aux interfaces entre les domaines [119]. Plus récemment, des techniques de croissance par épitaxie ont permis de résoudre ces problèmes, offrant des cristaux plus efficaces pour la conversion paramétrique [93,120–122]. Dans le cadre de cette thèse, les cristaux d'OP-GaAs utilisés ont été obtenus par croissance par épitaxie en phase vapeur. Ils ont été élaborés par Thales Research & Technology dans le cadre du projet MUSTARD [120] qui sera abordé plus en détail dans la section 2.a. La Figure 1-12 montre les étapes de croissance. D'abord, deux couches de GaAs de directions cristallographiques opposées sont superposées sur un substrat de GaAs (étapes 1 et 2). Puis, les domaines sont définis par photolithographie et la structure est gravée dans le matériau, laissant ainsi des bandes de GaAs orientées périodiquement sur toute la longueur du cristal (étapes 3 et 4). Finalement, le matériau croît sur environ 500 μm par épitaxie en phase vapeur (étape 5). Le matériau obtenu est appelé OP-GaAs, pour *Orientation Patterned Gallium Arsenide*. Cette croissance permet d'obtenir un cristal d'OP-GaAs, dont le coefficient non linéaire est d'environ $d_{\text{eff}} = 66 \text{ pm/V}$. Bien que des épaisseurs plus importantes ont été démontrées, l'épaisseur des échantillons à notre disposition est limitée à environ 500 μm ce qui nous restreint à la réalisation d'OPO et d'OPA pompés avec des faisceaux de faibles diamètres.

Dans cette partie nous avons présenté les concepts d'optique non linéaire permettant d'aboutir à l'architecture NesCOPO avec un double passage de la pompe. Nous avons précisé l'intérêt de cette architecture d'OPO pour émettre un spectre monomode largement accordable. Nous avons également abordé le principe de l'amplification paramétrique. Enfin, nous avons présenté le quasi-accord de phase et son application à l'OP-GaAs. Nous allons maintenant voir en détail la source en bande III réalisée durant le projet MUSTARD, précédant ce travail, mettant en œuvre un NesCOPO avec un cristal d'OP-GaAs qui servira de point de départ pour notre étude.

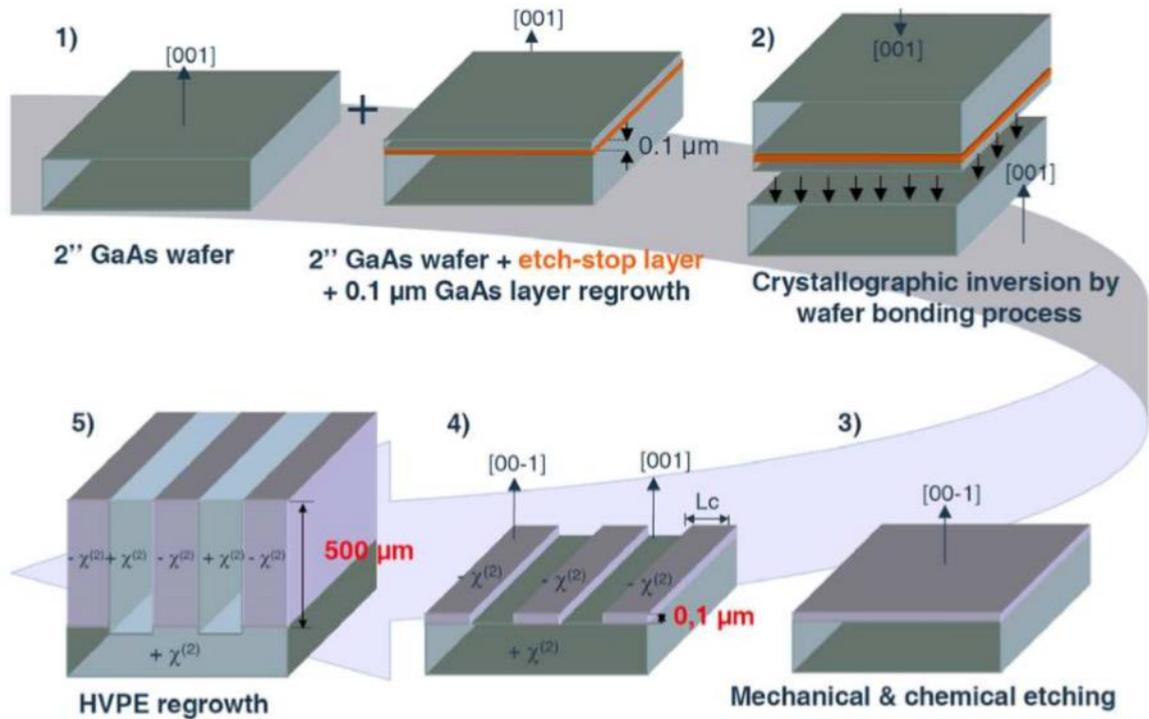


Figure 1-12 Etapes du processus de croissance directe par épitaxie d'un cristal d'OP-GaAs, image fournie par TRT.

2. Acquis initiaux, démarche et justification des choix du projet de thèse

Dans cette partie nous allons d'abord présenter le système de source en bande III développé au fil des projets antérieurs, en particulier le projet MUSTARD. Nous allons développer les différents choix de conceptions pour les éléments clés de ce système ainsi que leurs limitations. Ceci nous mènera, dans un deuxième temps à développer les choix de conception pour les différentes améliorations que nous allons développer au cours de la thèse.

a. MUSTARD

Le projet MUSTARD a permis la réalisation d'une source accordable monomode spectrale et spatiale émettant en bande III. Cette source était composée d'un NesCOPO basé sur un cristal d'arséniure de gallium périodiquement orienté (OP-GaAs) pompé par une source laser nanoseconde à 1938,5 nm. Nous allons revenir ici sur les raisons des choix des différents éléments de cette source, et en dégageant les limitations rencontrées.

i. Source bande III MUSTARD

La source, illustrée dans la Figure 1-13, se compose d'un laser de pompe, d'un jeu d'optiques de mise en forme du faisceau de pompe, d'un ensemble de miroirs dichroïques pour extraire les faisceaux signal et complémentaires et du NesCOPO qui utilise un cristal d'OP-GaAs comme milieu non linéaire.

Le laser de pompe est un microlaser Tm:YAP qui émet des impulsions avec une énergie de 170 μJ et une durée de 36 ns avec une fréquence de répétition de 100 Hz monomode longitudinale avec une longueur d'onde de 1938,48 nm. Le faisceau émis est gaussien fondamental TEM₀₀ avec un facteur M² de 1,04. Un ensemble constitué de deux lames demi-onde (λ/2) et d'un isolateur optique permet de sélectionner l'énergie souhaitée et d'éviter les retours dans le laser qui pourraient venir perturber le

fonctionnement de ce dernier. Un miroir de repli et un jeu de lentilles permettent d'injecter le faisceau dans le NesCOPO avec un rayon au col d'environ $100\ \mu\text{m}$. La zone de Rayleigh de $15,6\ \text{mm}$ contient l'intégralité de la cavité du NesCOPO ($10\ \text{à}\ 15\ \text{mm}$ de long). Il y a deux miroirs dichroïques, le premier (Extr. signal) sépare le signal de la pompe et le second (Dichroïque complémentaire) sépare le complémentaire de la pompe et du signal. En effet, comme le miroir de fond (M_3) de cavité est doré afin de réfléchir également la pompe (sans besoin d'un miroir externe), tous les faisceaux ressortent principalement par le miroir d'entrée, en sens inverse de la pompe injectée. La pompe dépeuplée après son passage dans l'OPO est bloquée par l'isolateur optique. Une lame de faible réflectivité (Lame CaF_2) peut aussi être placée avec les miroirs dichroïques pour analyser la pompe dépeuplée.

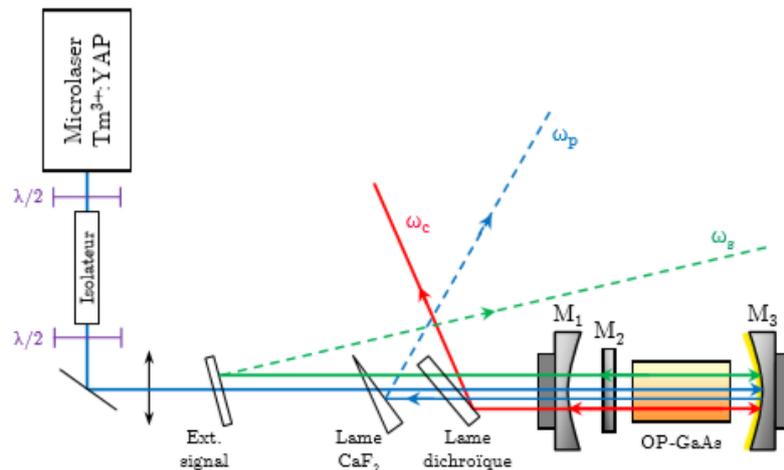


Figure 1-13 Schéma de la source bande III à l'issue des thèses de Q. Clément et J. Armougom [18,19]. Extr. Signal : miroir dichroïque hautement réfléchissant entre $2,3$ et $2,6\ \mu\text{m}$ et hautement transmissif à $2\ \mu\text{m}$; Lame CaF_2 : Lame de faible réflectivité ; Lame dichroïque : miroir dichroïque hautement réfléchissant entre 8 et $12\ \mu\text{m}$ et hautement transmissif à $2\ \mu\text{m}$ et entre $2,3$ et $2,6\ \mu\text{m}$; M_1 : miroir de la cavité complémentaire du NesCOPO ; M_2 : miroir de la cavité signal du NesCOPO ; M_3 : miroir doré fermant les deux cavités du NesCOPO et permettant le double passage de l'onde de pompe dans le NesCOPO.

ii. Détails des éléments

Dans la section précédente, nous avons décrit l'architecture globale de la source paramétrique en bande III développée avant le début de la thèse. Dans cette section, nous allons présenter plus en détail le NesCOPO et le microlaser de pompe.

ii.1. NesCOPO OP-GaAs

Le NesCOPO utilisé, se compose d'un cristal d'OP-GaAs, d'un miroir doré (M_3) concave (rayon de courbure 25 ou $50\ \text{mm}$) qui forme le fond de la cavité et de deux miroirs diélectriques, le premier (M_1) concave (rayon de courbure $10\ \text{à}\ 30\ \text{mm}$) est antireflet à la pompe et au signal et a une réflectivité de $90\ \%$ au complémentaire et le second (M_2) plan est antireflet à la pompe et au complémentaire et a une réflectivité de $98\ \%$ au signal. La longueur totale du NesCOPO (entre M_1 et M_3) est de $10\ \text{à}\ 15\ \text{mm}$ selon la longueur du cristal d'OP-GaAs. En pratique, les antireflets n'étant pas parfaits, des effets Fabry-Pérot parasites notamment à la pompe peuvent perturber le fonctionnement du NesCOPO. Les miroirs M_1 et M_3 sont montés sur des cales piézoélectriques pour pouvoir ajuster finement la longueur des cavités et ainsi sélectionner finement la longueur d'onde de sortie de la source.

Comme décrit dans la section 1.c.ii, l'arséniure de gallium GaAs est un matériau semiconducteur présentant des propriétés remarquables pour l'optique non linéaire. Sa bande de transmission dans l'infrarouge moyen est très large, allant de 1 à 17 μm avec une transmission presque parfaite entre 2 et 12 μm et un seuil de dommage d'environ 1 J/cm^2 à 2 μm en régime nanoseconde. En revanche, comme nous l'avons vu plus tôt, son isotropie lui impose un fonctionnement en quasi-accord de phase ou en guide d'onde avec une biréfringence modale, cette dernière technique pouvant déboucher sur la réalisation d'un OPO intégré [123,124]. C'est la première solution, présentée dans la section 1.c qui a été retenue pour l'OPO. Des alternatives ont également été proposées dans GaN et GaP [125] pour s'affranchir de la limitation de pompage au-delà de 1,8 μm imposé par l'absorption à deux photons dans GaAs, mais ce dernier reste à ce jour le cristal le plus mature pour le quasi-accord de phase au-delà de 6 μm . L'obtention d'un spectre monomode longitudinal en régime nanoseconde dans un OPO en OP-GaAs a été démontrée durant la thèse de Q. Clément [18].

Le Tableau 1-1 résume les caractéristiques des cristaux d'OP-GaAs testés dans cette source.

Tableau 1-1 *Résumé des cristaux d'OP-GaAs utilisés pour la source lors des projets antérieurs.*

	Périodes de quasi-accord de phase	$\lambda_{c,\text{min}}$ (μm)	$\lambda_{c,\text{max}}$ (μm)	Longueur (mm)	Référence
M19	72,6 μm	10,2	11,2	10	[19]
M22	66 / 64,8 / 63,6 μm	7,56	8,56	10	
M27	66 / 64,8 / 63,6 μm	7,56	8,56	6	
M28	72,6 μm	10,2	11,2	6	

Les différents tests menés au cours des projets précédents ont démontré expérimentalement la possibilité de couvrir les longueurs d'ondes de 7,5 μm à 11,2 μm comme rappelé dans le Tableau 1-1. Une grande partie de cette accordabilité totale est obtenue en changeant de piste et en ajustant la température du cristal pour modifier la période de quasi-accord de phase effective grâce à la dépendance en température de l'indice optique de l'arséniure de gallium. En effet, chaque piste d'un cristal présente une plage d'accord limitée dont la position dépend de sa période de quasi-accord de phase et de sa température. Pour une piste à une température donnée, la plage d'accord démontrée a une largeur comprise entre 10 et 20 cm^{-1} . En faisant varier la température du cristal de 100 $^{\circ}\text{C}$, on

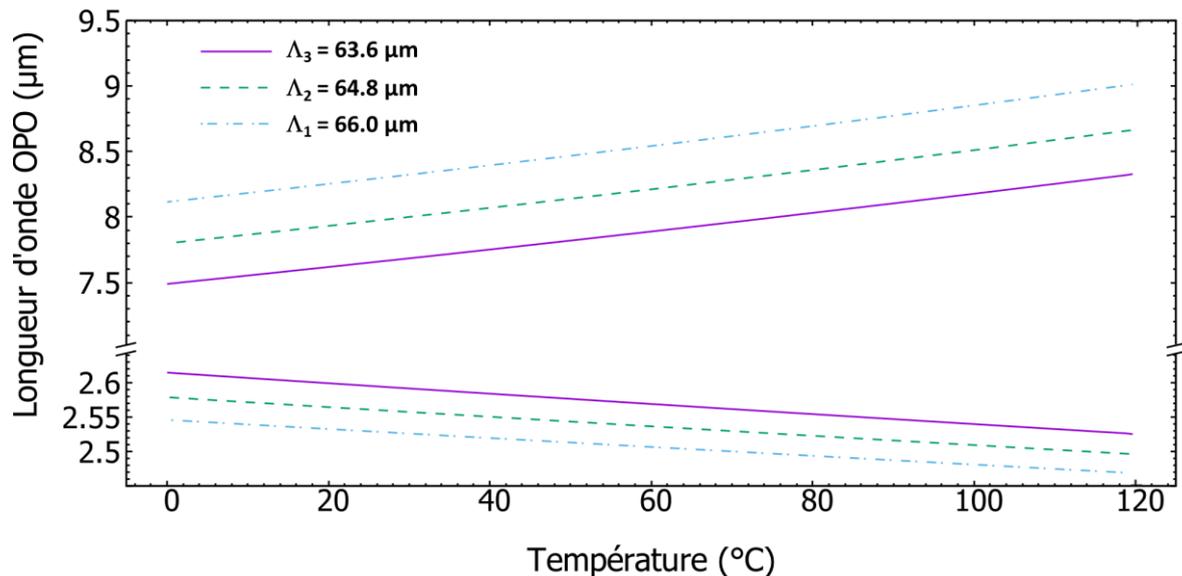


Figure 1-14 *Courbes de quasi-accord de phase d'ordre 1 d'un cristal d'OP-GaAs pompé à 1,938 μm calculées à partir des relations de Sellmeier établies par Skauli et al. [118] pour des périodes de retournement de : $\Lambda_1 = 66\mu\text{m}$, $\Lambda_2 = 64,8\mu\text{m}$ et $\Lambda_3 = 63,6\mu\text{m}$.*

peut décaler cette plage d'accord de 100 cm^{-1} environ comme le montre la Figure 1-14 qui présente les courbes d'accord de phase dans un cristal d'OP-GaAs pompé à $1,938 \mu\text{m}$ entre 0 et $120 \text{ }^\circ\text{C}$ et présentant des périodes de retournement de : $\Lambda_1 = 66 \mu\text{m}$, $\Lambda_2 = 64,8 \mu\text{m}$ et $\Lambda_3 = 63,6 \mu\text{m}$. Un inconvénient majeur de cette technique est que le temps nécessaire pour ajuster la température du cristal ne permet pas la mesure rapide d'un spectre d'absorption sur une largeur spectrale conséquente. De plus, changer de piste n'est pas toujours anodin : si la piste présente des défauts (en volume ou en surface), ou si la platine de translation a des imperfections de linéarité de l'axe ou de reproductibilité de déplacement, l'alignement de la cavité peut être altéré.

Dans la prochaine section, nous allons expliquer les choix faits pour la conception du laser de pompe réalisé spécialement pour pomper le NesCOPO OP-GaAs détaillé dans cette section.

ii.2. Laser de pompe 1938,5 nm

Le laser utilisé pour pomper le NesCOPO est un microlaser Tm:YAP à déclenchement passif. Il fournit des impulsions avec une énergie de $170 \mu\text{J}$ et une durée de 36 ns polarisées verticalement avec une fréquence de répétition de 100 Hz [126]. Il est monomode longitudinal et fonctionne à la longueur d'onde de $1938,48 \text{ nm}$. Le mode spatial du laser est gaussien fondamental TEM_{00} avec un facteur de qualité M^2 de $1,04$. La Figure 1-15 présente le détail du microlaser développé pour le projet MUSTARD.

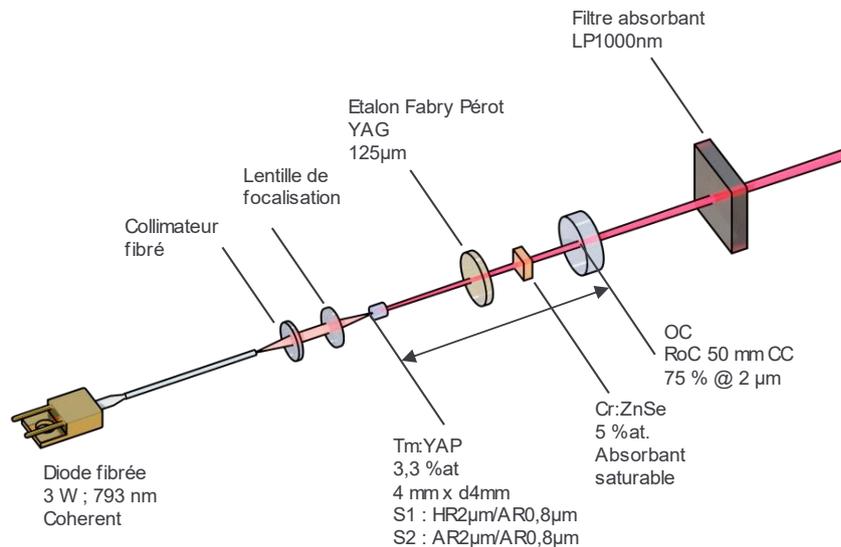


Figure 1-15 Schéma du microlaser Tm:YAP développé pour le pompage du NesCOPO OP-GaAs dans le cadre du projet MUSTARD [126].

La cavité se compose donc d'un barreau de YAP de 4 mm de long dopé à 3 %at avec du thulium (Tm:YAP), d'un absorbant saturable en séléniure de zinc (ZnSe) dopé à 5 %at avec du chrome (Cr:ZnSe) et d'un miroir diélectrique (OC) concave (50 mm de rayon de courbure) avec une réflectivité de 75 % centrée sur $1,94 \mu\text{m}$. Il inclut également un étalon en YAG non dopé de $125 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour stabiliser le fonctionnement monomode longitudinal du laser. Les deux faces du barreau de Tm:YAP sont anti réfléchissantes à la pompe, une face est également anti réfléchissante autour de $2 \mu\text{m}$ et l'autre est hautement réfléchissante autour de $2 \mu\text{m}$ et constitue le miroir de fond de cavité. Elle est pompée par une diode fibrée à 793 nm de 3 W mise en forme avec un télescope composé de deux lentilles pour obtenir un rayon de faisceau de $100 \mu\text{m}$ dans le barreau laser. Un filtre absorbant passe haut (LP1000) permet de couper le faisceau de pompe après la sortie de la cavité.

Un deuxième microlaser a été monté par la suite avec un absorbant saturable en sulfure de zinc (ZnS) dopé à 4 %at avec du chrome (Cr:ZnS) et d'un miroir diélectrique concave (50 mm de rayon de courbure) avec une réflectivité de 78 % centrée sur $1,94 \mu\text{m}$. Il incluait à l'origine un étalon en YAG non dopé de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur qui servait à stabiliser le fonctionnement monomode longitudinal du laser

et qui a été retiré par la suite. Le pompage est assuré par une diode c-mount 3 W à 793 nm mise en forme avec une selfoc pour rendre le dispositif plus compact. Il émet des impulsions avec une énergie de 80 μJ et une durée de 32 ns, délivrées à une cadence de 300 Hz. Le laser est monomode longitudinal et présente un faisceau gaussien TEM₀₀ avec un facteur de qualité M² de 1,1.

La section suivante détaille les choix de conception du microlaser Tm:YAP qui ont été faits en 2012.

ii.3. Choix d'un laser solide Tm:YAP déclenché passivement pompé par diode en espace libre

Nous avons vu dans les parties 1.b.iv et 1.c.ii que pour pomper le NesCOPO OP-GaAs, nous voulons un laser monofréquence en régime nanoseconde avec une longueur d'onde supérieure à 1,8 μm . Nous souhaitons, de plus, avoir une émission polarisée afin de maximiser l'excitation du coefficient non linéaire d_{14} du GaAs, mais aussi pour pouvoir utiliser des optiques avec un minimum de pertes (isolateur optique, miroirs dichroïques en incidence élevée).

Avec ces contraintes, trois possibilités ressortent du lot : les lasers à cristal dopé au thulium, les lasers à cristal dopé à l'holmium et les diodes basées sur l'antimoniure de gallium (GaSb) et ses dérivés (notamment GaInSb, GaInAsSb, AlGaAsSb). Nous n'avons pas trouvé de mention de laser à gaz ou à colorants autour de 2 μm , mais ces options n'auraient pas été retenues en raison des contraintes de mise en œuvre qui y sont associées (conditionnement du milieu actif, compacité). Les diodes n'ont pas été retenues en dépit de leur bonne efficacité à la prise et du fait qu'elles émettent directement dans la gamme voulue, car elles ne sont pas adaptées à un fonctionnement en régime pulsé nanoseconde. En effet, le faible temps de vie des porteurs ne permet pas de stocker suffisamment d'énergie dans le milieu à gain. De plus, leur spectre est généralement large alors qu'on souhaite utiliser un laser monomode longitudinal pour le pompage du NesCOPO afin d'en garantir la pureté spectrale, et nous n'avons pas trouvé de mention d'une réalisation atteignant la finesse spectrale requise. Enfin, le faisceau en sortie de la diode est souvent de faible qualité (fort M² et/ou forte divergence et astigmatisme) ce qui rendrait l'injection de la pompe dans le NesCOPO plus difficile qu'elle ne l'est déjà et dégraderait le seuil et l'efficacité de la conversion paramétrique.

Choix des ions thulium

En pratique, les ions thulium peuvent émettre efficacement entre 1,85 et 2,05 μm^1 tandis que les ions holmium émettent efficacement entre 2,05 et 2,12 μm . Le choix du thulium plutôt que de l'holmium a été motivé par plusieurs raisons. Tout d'abord, les ions thulium peuvent être pompés directement autour de 0,8 μm avec une diode laser tandis que les ions holmium doivent être pompés vers 1,9 μm . Cela implique soit d'utiliser une diode laser autour de 1,9 μm citée plus haut, lesquelles sont moins matures que les diodes autour de 0,8 μm qui sont notamment utilisées pour pomper les lasers au néodyme, soit de réaliser un laser thulium pour pomper le laser holmium ou d'utiliser un matériau co-dopé avec un autre type d'ions. Ensuite, la relaxation croisée entre les ions thulium fait également pencher la balance en faveur de ceux-ci. Comme illustré sur la Figure 1-16, Il s'agit d'un phénomène où un ion thulium excité dans un niveau d'énergie supérieur (³H₄) au niveau haut de la transition laser (³F₄) autour de 2 μm , se désexcite vers le niveau haut de la transition laser (³F₄) tout en faisant passer un ion thulium de l'état fondamental (³H₆) à l'état haut de la transition laser (³F₄). Ceci a pour effet d'obtenir deux ions disponibles pour la transition laser à partir d'un seul photon de pompe, ce qui permet dans l'idéal de doubler le rendement quantique et ainsi limiter les pertes associées. L'efficacité de la relaxation croisée dépend du taux de dopage de la matrice hôte, de sa température, etc. ce qui mène en pratique à un taux de relaxation croisée inférieur à 1. Cet effet semble principalement utilisé dans le cas des lasers fibrés. Dans notre cas, le gain sur le taux de pompage avait été estimé à 1,5 lors

¹ Notons que les ions thulium peuvent également émettre entre 2,2 μm et 2,46 μm en se basant sur la transition (³H₄) → (³H₅) [127–130].

de travaux antérieurs ce qui correspond à un taux de relaxation croisée de 0,5. Bien que ce résultat puisse être nuancé par d'autres facteurs, il laisse entendre que nous tirons au moins un léger bénéfice de la relaxation croisée. Enfin, il y a moins de raies d'absorption de la vapeur d'eau dans la gamme d'émission des ions thulium que dans celle des ions holmium. En effet, l'absorption par la vapeur d'eau est susceptible de réduire d'efficacité du laser en ajoutant des pertes à la longueur d'onde de fonctionnement du laser.

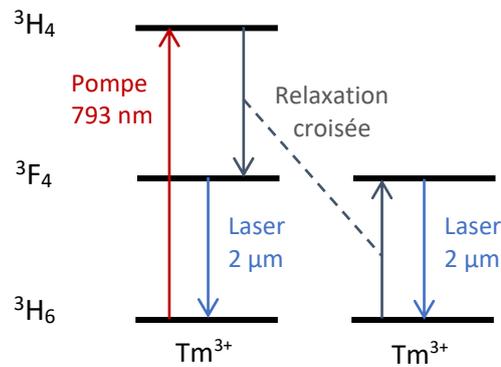


Figure 1-16 Niveaux d'énergie des ions thulium et illustration de la relaxation croisée pour les ions thulium [131].

Choix de la matrice YAP

Une fois l'ion thulium retenu, il reste le choix de la matrice hôte à utiliser. S'ils permettent des puissances de sortie importantes et de bons rendements par rapport à la pompe [132–134], l'option d'un laser fibré n'avait pas été retenue pour les raisons suivantes. Premièrement, la longueur de fibre nécessaire implique une longueur élevée pour la cavité globale, ce qui implique que l'intervalle spectral libre est faible, et donc, que le laser est difficile à rendre monomode longitudinal. Deuxièmement, le risque d'effets non linéaires dans la fibre, tels que les diffusions Brillouin et Raman, en particulier en régime nanoseconde avec un spectre fin, lequel implique une intensité importante dans la fibre, nous aurait contraint à soit limiter l'énergie des impulsions soit à complexifier le laser pour les éviter. Troisièmement, un laser tout fibré n'est pas compatible avec l'utilisation de l'absorbant saturable pour le déclenchement passif dont le choix est détaillé par la suite. Cela aurait impliqué donc d'utiliser une architecture hybride fibrée/espace libre ce qui réduit l'intérêt de la configuration fibrée. L'architecture hybride pourrait être évitée en utilisant une architecture MOPA où une diode laser monomode est amplifiée par une fibre dopée au thulium [135]. Il s'agit néanmoins d'une architecture plus complexe et coûteuse que le laser MUSTARD.

L'option d'une matrice fibrée ayant été écartée, nous nous sommes donc tournés vers une matrice cristalline massive. Là encore, plusieurs options s'offrent à nous, les principales étant résumées dans le Tableau 1-2.

D'abord, nous avons éliminé les cristaux pour lesquels il n'avait pas été possible de trouver un fournisseur à l'époque, à savoir le $Tm:YVO_4$ et le $Tm:GdYVO_4$. Ensuite, comme on cherche à avoir un laser polarisé, nous avons privilégié les matrices anisotropes par rapport au YAG ou au LuAG isotropes. Restent donc le $Tm:YLF$ qui présente un temps de vie du niveau excité très important et dont les faibles sections efficaces peuvent être compensées par la possibilité de le doper fortement, le $Tm:KLuW$ avec un temps de vie du niveau excité plus faible et qui possède une section efficace d'émission très importante, et le $Tm:YAP$ avec un temps de vie du niveau excité important et une forte section efficace d'absorption. Ce dernier est disponible avec des coupes possibles selon deux axes cristallographiques,

La première, dite « *a-cut* »², émet préférentiellement autour de 1,94 μm et la deuxième, dite « *b-cut* »², peut laser préférentiellement autour de 1,94 μm ou de 1,98 μm en fonction des pertes de la cavité [131]. Le choix du Tm:YAP parmi ces trois matrices s'est fait sur la base de simulations d'efficacité du laser en régime continu obtenue avec des cristaux absorbant la même puissance de pompe (dopage et longueur de cristal adaptés). Malgré un échauffement supérieur du cristal de Tm:YAP, celui-ci donnait, dans les simulations de meilleures performances que le Tm:YLF et le Tm:KLuW dans les deux coupes possibles. Enfin, les simulations prédisaient une meilleure efficacité avec le Tm:YAP *a-cut* que pour le Tm:YAP *b-cut*. Deux cristaux de Tm:YAP *a-cut* ont été choisis : l'un, correspondant aux simulations, de 3 mm de long dopé à 4 %at., et l'autre de 4 mm de long dopé à 3 %at. In fine, suite aux tests expérimentaux, le cristal de 4 mm de long dopé à 3 %at. a été retenu.

Tableau 1-2 Résumé des matrices envisagées en 2012 lors du projet MUSTARAD pour les ions Tm³⁺ avec leurs paramètres spectroscopiques. En valeurs indiquées en rouges disqualifient la matrice pour le projet.

Cristal	YLF	YAP	YAG	YVO ₄	GdVO ₄	KLuW	LuAG
Anisotropie	Oui	Oui	Non	Oui	Oui	Oui	Non
Temps de fluorescence (ms)	14 [136]	4,4 [136]	10 [137]	0,8 [138]	1,85 [139]	1,34 [140]	10 [141]
σ_{em} (10 ⁻²⁰ cm ²)	0,3 [136,142]	0,3 [131]	0,2 [137,143]	0,1 [144]	0,2 [139]	1,1 [140,145]	0,2 [141]
$\sigma_{abs,pompe}$ (10 ⁻²⁰ cm ²)	0,4 [136,142]	1 [131]	0,7 [137]	2 [138,144]	2 [146]	0,3 [140]	0,4 [147]
Conductivité thermique moyenne (W/m/K)	5,9 [148]	11,7 [148]	11,2 [148]	11 [149]	9,2 [150]	9,7 [140]	8,3 [148]
Fournisseurs (en 2012)	Altechna, Impex, Hightech	Crytur, Scientific Materials	Crytur, Sci. Mat., Northrop	-	-	Vision Crystal Technology	Sci. Mat.

Choix de l'absorbant saturable

Afin d'obtenir un laser pulsé en régime nanoseconde, le choix d'utiliser un absorbant saturable dopé au chrome s'était fait pour des raisons de simplicité. En effet, comme il s'agit d'un déclenchement passif, il n'est pas nécessaire d'avoir un système de contrôle dédié contrairement à un déclenchement actif avec une cellule de Pockels ou un modulateur acousto-optique (MAO). De plus, l'utilisation d'un absorbant saturable est relativement aisée en dehors du risque éventuel de dommages optiques. Par ailleurs, plusieurs articles dans la littérature de l'époque montraient des performances atteintes en régime pulsé nanoseconde avec des absorbants saturables au chrome qui correspondaient à celles visées pour le projet [126] à savoir quelques dizaines de microjoules par impulsion, quelques dizaines de nanosecondes de durée d'impulsion et de l'ordre du kilohertz en termes de taux de répétition. Plusieurs absorbant saturables en Cr:ZnS et en Cr:ZnSe en variant l'épaisseur et le taux de dopage ont été testés.

Finalement, un prototype de laser a été monté avec un absorbant saturable en Cr:ZnSe dopé à 5 %at et un autre laser a été monté avec un absorbant saturable en Cr:ZnS dopé à 4 %at.

² Dans le manuscrit, les axes de la matrice YAP sont nommés selon le groupe d'espace (Pbnm). La correspondance avec le groupe d'espace (Pnma) est la suivante : (a,b,c) (Pbnm) \Leftrightarrow (c,a,b) (Pnma).

iii. Limitations de la source

Les deux principales limitations identifiées pour la source globale sont la faible énergie de sortie en bande III et la rapidité du système d'une part en termes de cadence de répétition et d'autre part en termes de vitesse d'accord en longueur d'onde.

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, afin de garantir un fonctionnement monomode longitudinal en bande III, le NesCOPO n'est pompé qu'à quelques fois son seuil d'oscillation. Compte tenu de la faible épaisseur des échantillons d'OP-GaAs qui implique un pompage avec des faisceaux de faibles diamètres, cela limite sa puissance de sortie à moins de 0,3 μJ avec un fonctionnement monomode en bande III. De fait, la portée de détection d'un système IP-DIAL utilisant cette source se retrouve affectée. Si, avec ces niveaux d'énergie, un système IP-DIAL utilisant une cible coopérative peut effectuer des mesures à plus de 300 m avec un rapport signal-à-bruit plus que confortable, sur cible naturelle (sol, arbre), la portée est fortement réduite (de 30 à 200 m maximum selon le détecteur utilisé). Les équations du lidar indiquent que la portée du système est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité du laser. En conséquence, un gain d'un facteur 10 sur l'énergie de sortie de la source bande III permettrait environ de tripler la portée du système lidar, ce qui amènerait la portée du lidar dans une gamme intéressante pour les applications visées.

La cadence de répétition de la source, imposée par la source de pompe et actuellement limitée à 300 Hz, couplée à la faible énergie des impulsions en sortie d'OPO, impose pour le moment un temps d'intégration relativement long pour mesurer la longueur d'onde ou le spectre au moyen d'instruments tels que les lambdamètres et les spectromètres, qui sont sensibles à la puissance moyenne reçue. Ce temps, qui est typiquement de 1 s, est incompatible d'une mesure lidar précise, dès lors que la longueur d'onde de la source fluctue sur des temps plus rapides. Par exemple, ce temps est largement insuffisant pour compenser ou même simplement détecter les sauts de mode longitudinaux de l'OPO. Ce temps empêche également le mode de détection différentiel, dans lequel on voudrait émettre une séquence alternative de deux longueurs d'ondes différentes à une cadence d'au moins 50 Hz afin de compenser l'effet dû aux turbulences atmosphériques. Augmenter la cadence de répétition du laser, tout en conservant l'énergie par impulsion permettrait d'augmenter la puissance moyenne de sortie pour le spectromètre et ainsi diminuer les temps d'intégration. Par ailleurs, l'augmentation de l'énergie par impulsion du laser, et donc de l'énergie de la source bande III, va dans le sens de la diminution du temps d'intégration pour faciliter le contrôle de la longueur d'onde. La cadence de répétition du laser de pompe avait été limitée durant le projet MUSTARD afin de garantir son fonctionnement monomode longitudinal. En effet, plus la fréquence de répétition augmentait, plus il était difficile de maintenir le fonctionnement monomode longitudinal de la source via la modulation de la puissance de la diode de pompe y compris en ajoutant un étalon mince dans la cavité.

Nous avons également vu qu'une partie importante de l'accord en longueur d'onde en bande III repose sur la modification de la température du cristal d'OP-GaAs dans l'OPO. En effet, la modification de la température du cristal entraîne une variation de l'indice optique de ce dernier ce qui change les conditions de quasi-accord de phase et donc la plage de longueur d'onde accessible par le balayage des positions des miroirs de la cavité. Or, il faut plusieurs minutes pour que la température du cristal se stabilise après une variation importante de la température ou faire une rampe en température assez lente pour que la température soit stable une fois arrivée à la nouvelle consigne. Dans les deux cas, il est impossible d'envisager la mesure d'un spectre sur une large plage de longueur d'onde en dehors d'une atmosphère contrôlée. En effet, toute fluctuation de la composition de l'atmosphère sondée (concentration, turbulence, diffusion...) entraîne des biais de mesure d'autant plus importants que la mesure est étalée dans le temps. Si la diminution des temps d'intégration par l'augmentation de la cadence de répétition et l'augmentation de l'énergie en sortie vont dans le sens d'une mesure plus rapide, le temps nécessaire pour changer la longueur d'onde peut également être limitant. En ce sens, il est utile de chercher une méthode pour décaler la plage de longueur d'onde accessible pour une

piste et une température de cristal donnée. Si nous disposons d'une méthode pour accorder la longueur d'onde du laser de pompe plus rapidement que la température du cristal alors cela permet d'accorder la longueur d'onde en bande III plus rapidement et ainsi tendre vers une mesure en temps réel compatible avec une mesure en atmosphère non contrôlée. Indépendamment de la vitesse, il n'est pas souhaitable de modifier fortement la température du cristal de l'OPO au cours d'une même mesure lidar, car cela peut altérer l'alignement de la cavité (distorsion thermo mécanique) ou modifier les conditions d'oscillation (Fabry-Pérot parasites comprenant le cristal).

Tableau 1-3 *Résumé des limitations de la source bande III MUSTARD et des solutions envisagées.*

Limitation	Impact	Solution
Energie des impulsions en bande III de 0,3 μJ .	Limitation de la portée d'un système lidar utilisant la source. Temps d'intégration accru pour les mesures basées sur la puissance moyenne. Pilotage automatique de la source limité.	Amplification de l'énergie d'un facteur 10 avec un OPA après l'OPO.
Cadence de répétition limitée à 300 Hz.	Temps d'intégration accru pour les mesures basées sur la puissance moyenne. Pilotage automatique de la source limité.	Augmentation de la fréquence de répétition. Changement de méthode de déclenchement.
Accord en longueur d'onde en bande III par la température du cristal d'OP-GaAs.	Limitation de la vitesse d'accord sur de larges plages de longueurs d'onde. Temps nécessaire pour mesurer un spectre d'absorption accru.	Accord en longueur d'onde en bande III via l'accord en longueur d'onde de la source de pompe.

Dans ce paragraphe, nous avons vu les principales limitations de la source telle qu'elle existait au début de la thèse. Ces limitations sont résumées dans le Tableau 1-3. Dans la prochaine partie, nous allons voir les solutions existantes dans la littérature pour adresser ces différents points.

b. Etat de l'art sur les lasers 2 μm nanoseconde accordables affinés spectralement

Dans cette partie, nous allons faire l'état de l'art des lasers accordables autour de 2 μm ainsi que des solutions d'affinement spectral, afin de dégager quelles solutions retenir pour notre étude.

Concernant les lasers Tm:YAP accordables, Jelinkova et son équipe ont réalisé un laser Tm:YAP impulsif et l'ont accordé en longueur d'onde entre 1869 et 2036 nm avec un filtre de Lyot. Ils ont obtenu des impulsions avec une énergie de 42 mJ et une durée de 10 ns avec une fréquence de répétition de 10 Hz. La pente d'efficacité de laser par rapport à l'énergie de pompe absorbée était de 55 % et la largeur spectrale sous 17 W de pompe s'élevait à 12 nm à mi-hauteur [151]. Les auteurs de cette étude soulignent l'intérêt du Tm:YAP pour l'accord en longueur d'onde. Notons, toutefois, qu'ils utilisent des niveaux de pompage bien plus élevés que celui utilisé dans le laser de pompe de la source MUSTARD et atteignent des niveaux d'énergies près de trois ordres de grandeur supérieures. Cependant, le laser fonctionne en régime milliseconde ce qui limite la puissance crête.

Cole et Goldberg ont obtenu une pente de 46 % avec un laser Tm:YAP déclenché passivement avec un absorbant saturable en Cr:ZnS. Ils ont obtenu des impulsions avec des énergies entre 0,5 et 0,7 mJ et des durées d'impulsion entre 25 et 53 ns selon la longueur d'onde sélectionnée. Ils ont utilisé un

filtre de Lyot pour fixer la longueur d'onde de sortie à 1,89, 1,94 ou 1,99 nm. Malgré l'absence d'accord continu, nous retrouvons la large plage d'accordabilité accessible avec du Tm:YAP et un filtre de Lyot. En revanche, ils ne donnent pas d'information sur la largeur spectrale du laser ni sur les propriétés aux longueurs d'onde intermédiaires [152].

Jin et son équipe ont étudié un laser Tm:YAP à déclenchement passif avec un absorbant saturable en graphène. Ils ont obtenu des impulsions avec des énergies de 2 à 9 μs et des fréquences de répétition entre 90 et 30 kHz selon la longueur d'onde de sortie [153]. Le laser était accordé de 1965 à 2000 nm avec un réseau de Bragg en volume (VBG pour *Volume Bragg Grating*) tournant servant de miroir de repli de la cavité comme illustré dans la Figure 1-17. La largeur spectrale obtenue n'est pas donnée dans l'article mais la sélectivité du VBG, inférieure à 0,5 nm, limite a priori la largeur spectrale du laser.

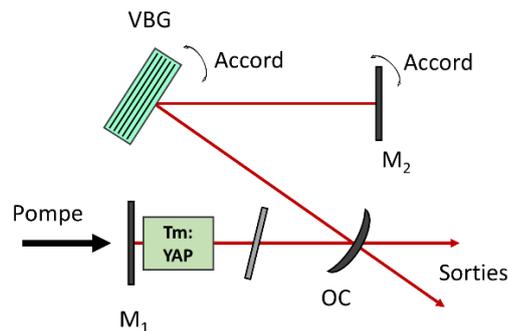


Figure 1-17 Montage avec un VBG tournant utilisé par Jin et son équipe [153].

Des lasers Tm:YLF déclenchés passivement utilisant du Cr:ZnS comme absorbant saturable ont aussi été étudiés [154,155]. Ces lasers ont une longueur d'onde de sortie proche de 1,89 μm ou de 1,90 μm en fonction des pertes de la cavité. Ils peuvent émettre des impulsions de plusieurs centaines de microjoules mais leur taux de répétition est limité à quelques centaines de hertz. Cette limitation était partagée avec la source MUSTARD. Yu et son équipe ont réalisé un laser Tm:LiLuF4 déclenché passivement avec une absorbant saturable en Cr:ZnS pouvant émettre entre 1914,1 et 1965,2 nm selon la réflectivité du coupleur de sortie du laser. Il présente une pente d'efficacité par rapport à la puissance de pompe absorbée de 26,2 % et émet des impulsions de 340 μJ pour 51,6 ns à avec un taux de répétition de 1,33 kHz [156]. Si nous retrouvons la possibilité de changer la longueur d'onde de sortie en modifiant les pertes de la cavité, le fait de changer de coupleur n'est pas utilisable pour un accord continu en longueur d'onde et implique de régler l'alignement de la cavité à chaque fois qu'on change de coupleur.

Des lasers fibrés dopés au thulium [133,134] ou co-dopés thulium, holmium [157] utilisant des modulateurs acousto-optiques atteignent des fréquences de répétition de plusieurs dizaines de kilohertz [133,134] à plusieurs centaines de kilohertz [157] tout en ayant des puissances crêtes de plusieurs kilowatts et avec des faisceaux presque limités par diffraction. Un accord en longueur d'onde sur 100 nm avec une largeur spectrale de 0,8 nm a été démontré en utilisant un filtre acousto-optique accordable (AOTF) (Figure 1-18) [134] tandis qu'un accord plus large sur 180 nm avec une largeur spectrale de 0,2 nm a été réalisé en plaçant un réseau de diffraction tournant à la sortie de la cavité [133,157]. Même si ces lasers sont assez complexes en raison de la combinaison de composants optiques en espace libre et d'un milieu à gain fibré et souffrent d'une émission spontanée amplifiée importante, ils montrent l'intérêt des réseaux de diffraction mobiles et des filtres acousto-optiques accordables pour l'accord en longueur d'onde large et l'affinement spectral d'un laser. Les largeurs spectrales obtenues sont a priori trop élevées pour que les lasers cités soient monomodes longitudinaux, d'autant plus que les cavités présentées dans ces papiers ont des milieux à gain de 20 cm à 5 m de long donc ont des intervalles spectraux libres de moins de 6,7 pm. Bien qu'il permette d'obtenir un montage sans éléments mobiles et donc un accord en longueur d'onde très rapide, l'AOTF présente toutefois l'inconvénient de ne pas donner un filtrage spectral très efficace. En effet, les

modèles actuels commercialement disponibles fonctionnant autour de 2 μm présentent des largeurs spectrales au mieux de 1 nm. De plus, l'utilisation d'un AOTF ajoute une consommation énergétique importante au système global et donc réduit son efficacité globale ce qui est d'autant plus marqué sur des systèmes avec des puissances de sorties modérées.

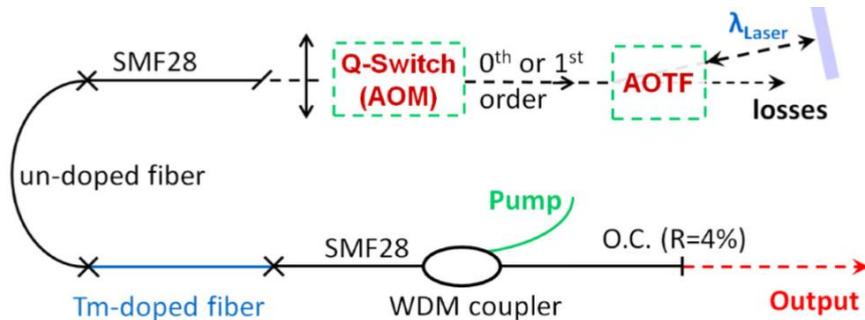


Figure 1-18 Montage utilisant un MAO et un ATOF présenté dans [134].

A part les réseaux de diffraction, les réseaux de Bragg en volume (VBG pour *Volume Bragg Grating*) sont des composants attractifs pour la sélection spectrale dans une cavité laser. En effet, ils combinent une forte sélectivité spectrale et une grande efficacité de diffraction. L'accord en longueur d'onde avec ces composants peut être obtenu par une modification de leur température ou avec une rotation (en configuration Littman [158]), mais il est plus simple de l'obtenir par un *chirp* de la période du réseau. Jusqu'ici, les VBG ont été largement utilisés dans les lasers autour de 1 μm , tandis que leur utilisation dans les lasers autour de 2 μm est restée plus limitée.

Seger *et al.* ont montré un fonctionnement monomode longitudinal dans un microlaser Nd:YVO₄ à déclenchement passif accordé entre 1063 et 1065 nm avec un réseau de Bragg en volume avec un *chirp* transverse (TC-VBG pour *transversally chirped VBG*) [159]. Le montage utilisé est illustré dans la Figure 1-19. Les auteurs notent toutefois que le fonctionnement monomode de leur laser ne repose peut-être pas uniquement sur la présence du VBG dont la sélectivité (< 0,5 nm) est plus grande que l'intervalle spectral libre de leur cavité (environ 50 pm). Ils supposent en conséquence l'existence de Fabry Pérots non prévus entre les faces de certains éléments de la cavité.

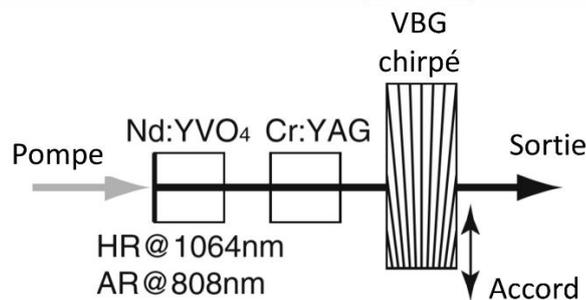


Figure 1-19 Montage expérimental utilisé par Seger et son équipe [159].

Notons que Duan et son équipe ont développé un laser Tm:YLF continu à 1907,8 nm avec un réseau de Bragg en volume et un étalon en YAG de 0,5 mm d'épaisseur pour affiner le spectre de sortie de leur laser jusqu'à 0,1 nm (FWHM) [160]. Cette approche leur permet d'améliorer l'affinement spectral obtenu avec le VBG seul. Nous pouvons également rappeler l'étude de Jin *et al.* [153] citée plus haut, dans laquelle les auteurs ont démontré un accord sur une plage de 35 nm avec un VBG tournant.

Le Tableau 1-4 résume les caractéristiques des lasers développés dans les travaux cités précédemment.

Dans cette partie, nous avons vu que plusieurs méthodes sont utilisées dans la littérature pour accorder le spectre de sortie d'un laser au thulium. De plus, les éléments servant à accorder la longueur d'onde tendent à en réduire la largeur spectrale. Parmi ces méthodes, nous avons retenu l'utilisation

Tableau 1-4 Résumé des lasers cités dans l'état de l'art.

Ref.	[151]	[152]	[153]	[154]	[155]	[156]
Année de publication	2008	2017	2015	2012	2014	2012
Milieu à gain	Tm:YAP	Tm:YAP	Tm:YAP	Tm:YLF	Tm:YLF	Tm:LiLuF
Méthode de déclenchement	Gain switch	PQS Cr:ZnS	PQS graphène	PQS Cr:ZnS	PQS Cr:ZnS	PQS Cr:ZnS
E_p (μ J)	$42 \cdot 10^3$	700	10	800	529	340
τ_p (ns)	$10 \cdot 10^6$	25	$2 \cdot 10^3$	15	59	51.6
PRF (kHz)	0.01	18	90	0.12	0.378	1.33
$P_{\text{crête}}$ (kW)	$4 \cdot 10^{-3}$	28	$5 \cdot 10^{-3}$	53	8.8	6.7
Plage de longueur d'onde	1860 – 2040 nm	1.89, 1.94, 1.99 μ m	1965 – 2000 nm	1886 nm	1885 nm	1914 – 1965 nm
Accord en longueur d'onde	Filtre de Lyot	Filtre de Lyot	VBG tournant	–	–	T_{oc}
Largeur spectrale	NA	NA	NA	NA	37 nm	NA
Affinement spectral	–	–	–	–	–	–

Ref.	[134]	[133]	[157]	[159]	[160]	MUSTARD [126]
Année de publication	2015	2015	2019	2011	2014	2014
Milieu à gain	Tm:fibre	Tm:fibre	Tm,Ho:fibre	Nd:YVO ₄	Tm:YLF	Tm:YAP
Méthode de déclenchement	AQS AOM	AQS AOM	AQS AOM	PQS Cr:YAG	–	PQS Cr:ZnS
E_p (μ J)	14	575	275	5.7	–	170
τ_p (ns)	35	65	50	4	–	36
PRF (kHz)	20	40	200	140	–	0.1
$P_{\text{crête}}$ (kW)	0.4	8.8	5.5	1.4	$7 \cdot 10^{-2}$	4.7
Plage de longueur d'onde	1869 – 1962 nm	1875 – 2055 nm	2090 nm	1063 – 1065 nm	1908 nm	1938 nm
Accord en longueur d'onde	AOTF	Réseau	Réseau	TC-VBG	–	–
Largeur spectrale	0.8 nm	0.2 nm	0.2 nm	SLM	0.1 nm	SLM
Affinement spectral	AOTF	Réseau	Réseau	TC-VBG	VBG + étalon	Etalon

NA : donnée non disponible ; _ : donnée non pertinente

d'un VBG avec un *chirp* transverse. En effet, bien que la vitesse de l'accord obtenue soit limitée par la vitesse de la translation utilisée, cette solution permet d'allier un affinement spectral très important, une faible consommation énergétique et une certaine simplicité de réglage. Il nous faut toutefois vérifier que la plage d'accord possible est suffisante. Par ailleurs, l'utilisation d'un modulateur acousto-optique (MAO) pour déclencher les impulsions semble être compatible avec des cadences et des énergies par impulsion élevées.

3. Solutions pour améliorer la source bande III

Dans la partie précédente, nous avons vu différentes techniques utilisées dans la littérature pour d'une part obtenir un laser Tm:YAP accordable et pour affiner le spectre et nous avons retenu l'utilisation d'un TC-VBG pour accorder le laser de pompe. Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter l'architecture prévue pour compenser les limitations vues dans la section 2.a.iii. Dans un second temps, nous allons déterminer les spécifications pour la source de pompe en termes d'énergie par impulsion et de plage d'accord en longueur d'onde.

a. Architecture globale du système

Comme nous l'avons présenté en 2.a.iii, la source réalisée lors des thèses précédentes présente plusieurs limitations pour lesquelles nous avons donné des solutions potentielles et regardé comment elles pouvaient être implémentées à partir des données de la littérature. La Figure 1-20 résume l'architecture globale de la source incluant les améliorations présentées ainsi qu'un dispositif de caractérisation spectrale intégré.

Premièrement, nous avons conservé le NesCOPO avec un cristal d'OP-GaAs et le fait de le pomper avec un laser Tm:YAP proche de $2\ \mu\text{m}$ pour la génération d'un rayonnement monomode longitudinal en bande III. En effet, les capacités d'accord en longueur d'onde et en finesse spectrale du système d'origine sont en accord avec ce que nous souhaitons avoir.

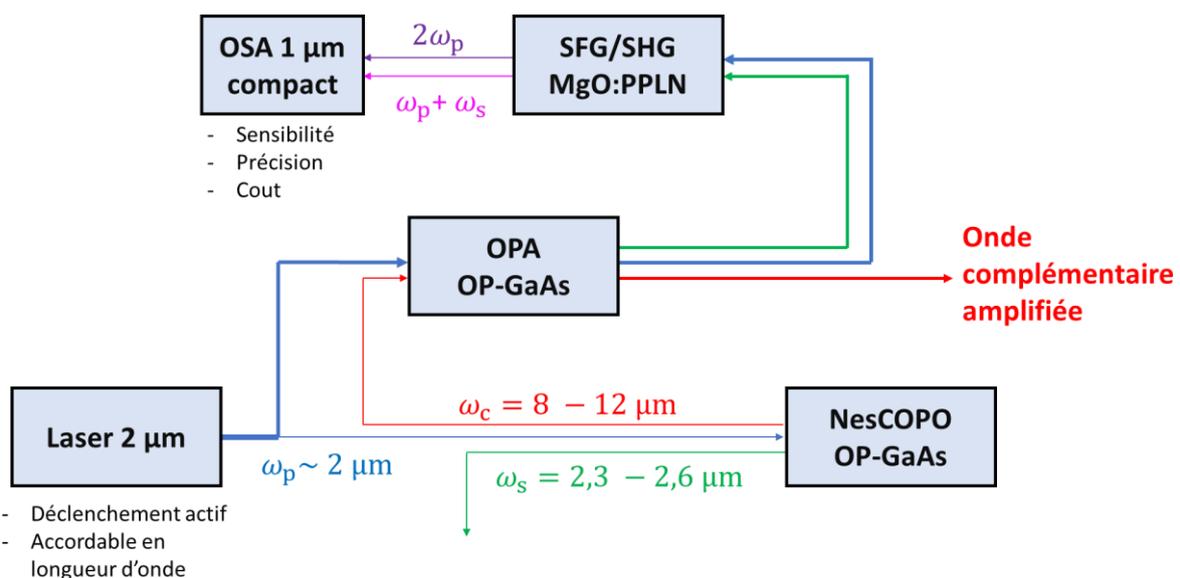


Figure 1-20 Schéma de l'architecture de la source bande III incluant les éléments d'amélioration pour répondre aux limitations présentées en 2.a.iii (laser $2\ \mu\text{m}$ accordable à déclenchement actif et amplification paramétrique (OPA) ainsi qu'une mesure de longueur d'onde par conversion de fréquence (SFG/SHG) avec un analyseur de spectre optique (OSA) compact fonctionnant autour de $1\ \mu\text{m}$).

Deuxièmement, afin d'augmenter l'énergie de sortie du système en bande III, nous avons choisi d'ajouter un amplificateur paramétrique optique constitué d'un cristal d'OP-GaAs long. En effet, les arguments développés en 1.c.ii pour mettre en avant ce cristal pour l'OPO restent valides pour l'OPA. De plus, l'OP-GaAs a déjà été utilisé par TRT pour amplifier le rayonnement issu d'un laser à cascade quantique (QCL) émettant en bande II [89]. La puissance crête maximale en sortie était alors de 580 W à 4,5 μm (soit environ 17 μJ par impulsion de 30 ns de durée) pour une puissance moyenne pompe de 2,8 W à 20 kHz. Idéalement les cristaux utilisés pour l'OPA et pour l'OPO ont les mêmes périodes de quasi-accord de phase pour ne pas avoir à compenser la différence de période de quasi-accord de phase avec des températures différentes pour les deux cristaux. Cependant, la limitation de l'épaisseur des cristaux d'OP-GaAs reste présente, il y aura donc un compromis entre la longueur du cristal utilisé et la taille des faisceaux pour limiter la troncature du faisceau aux faces d'entrée et de sortie tout en gardant une amplification maximale.

Par ailleurs, plusieurs modifications vont être apportées à la source de pompe à 2 μm . D'une part, elle sera accordable et, d'autre part, elle sera à déclenchement actif. Le premier point servira à pouvoir tester l'accord de la longueur d'onde de l'OPO par celui de la pompe comme évoqué dans le paragraphe 2.a.iii. Le second point permettra de tester plusieurs jeux de fréquence et d'énergie par impulsion sans avoir à modifier le montage optique. De plus, nous souhaitons voir si la difficulté à maintenir le fonctionnement monomode longitudinal lorsque la fréquence de répétition du laser augmente constatée sur les lasers de pompe MUSTARD (cf. 2.a.iii) persiste avec le déclenchement actif.

Enfin, pour mesurer les longueurs d'onde de sortie du laser de pompe et du NesCOPO, nous allons ajouter un cristal de PPLN pour faire, d'une part, la somme de fréquences (SFG) entre la pompe résiduelle et le signal généré dans l'amplificateur paramétrique et, d'autre part, le doublage (SHG) de la pompe résiduelle. De cette manière, la pompe doublée et la somme de la pompe et du signal seront autour de 1 μm et pourront être mesurées au moyen d'un analyseur de spectre optique (OSA) compact et précis de type MicroSpectra ou ZoomSpectra capables de résoudre les modes de l'OPO grâce leur technologie de spectrométrie par interférométrie dans un guide d'onde. Ces analyseurs de spectres peuvent être intégrés dans un dispositif global capable de piloter sa longueur d'onde de sortie en évitant d'avoir recours à des appareils de mesure de longueur d'onde directement autour de 2 μm qui posent des problèmes d'encombrement, de précision, de vitesse de mesure et de coût.

b. Éléments de dimensionnement du système laser de pompe pour la source améliorée

Dans la section précédente, nous avons décrit l'architecture globale de la source avec les améliorations apportées pour compenser les limitations constatées dans la deuxième partie de ce chapitre. Cette source implique notamment un laser de pompe accordable en longueur d'onde qui sert à pomper le NesCOPO et l'OPA. Dans cette section, nous allons déterminer la largeur d'accord en longueur d'onde souhaitée pour la pompe et le niveau d'énergie visé pour les impulsions.

i. Taille des faisceaux pour le NesCOPO et pour l'OPA

Pour l'injection, dans le NesCOPO nous visons un rayon au col d'environ 100 μm similaire à ce qui a été utilisé jusqu'alors. Cette taille permet d'obtenir une densité de puissance importante qui permet d'avoir un seuil faible et est en rapport avec la taille des modes transverses fondamentaux (TEM_{00}) des cavités du NesCOPO. De plus, cela permet une refocalisation par le miroir doré du NesCOPO qui recouvre bien le faisceau incident.

Concernant l'injection dans l'OPA, pour un couple épaisseur/longueur donné, il y a un rayon au col qui minimise le rapport entre le rayon du faisceau sur les faces d'entrée et de sortie et l'épaisseur du cristal. Ce rapport est d'autant plus défavorable que la longueur d'onde est grande et que le cristal est long. De plus, comme pour toutes les interactions non linéaires en simple passage, un compromis doit être trouvé entre le niveau de focalisation et la longueur d'interaction efficace. En pratique, durant cette thèse, un seul cristal d'OP-GaAs long était disponible pour les tests d'amplification. Ses

dimensions sont de 32,8 mm de long pour une ouverture de 500 μm . Nous visons donc un rayon au col entre 100 et 130 μm de rayon pour limiter la déformation des faisceaux par troncature sur l'ouverture du cristal. Le problème est surtout critique pour le faisceau complémentaire pour lequel la zone de Rayleigh s'étendra sur 22 mm de part et d'autre du col à 8 μm et sur 15 mm de part et d'autre du col à 12 μm respectivement à peine plus et légèrement moins que la longueur du cristal à disposition.

ii. Choix du point de fonctionnement du laser de pompe

Dans cette section, nous allons estimer l'énergie par impulsion nécessaire pour la source de pompe de la source bande III améliorée décrite précédemment. Pour faire cette estimation, nous allons prendre en compte d'une part l'énergie souhaitée pour pomper le NesCOPO, d'autre part, l'énergie pour l'amplification dans l'OPA mais aussi, les pertes estimées sur les optiques présentes entre la pompe et le NesCOPO et l'OPA.

Pour déterminer l'énergie souhaitée pour pomper le NesCOPO, nous allons nous baser sur les résultats obtenus par Q. Clément et J. Armougom pendant leurs thèses [18,19]. Dans leurs travaux, d'une part, ils ont obtenu des seuils d'oscillation entre 5 et 15 μJ avec des impulsions de pompe de 36 ns, et d'autre part, ils ont montré que, pour conserver une émission monomode longitudinale, il faut pomper le NesCOPO à moins de trois fois son seuil. En se basant sur ces résultats, nous pouvons supposer atteindre un seuil entre 10 et 15 μJ de pompe si on dispose d'impulsions d'une durée similaire. Nous visons donc une énergie de pompe dans le NesCOPO autour de 30 μJ avec une durée par impulsion proche de 35 ns.

Pour estimer l'énergie souhaitée pour pomper l'OPA, nous allons utiliser les formules de l'amplification données dans la section 1.a.ii en se basant sur le fait qu'on souhaite un gain sur le complémentaire d'un facteur dix entre l'énergie injectée et l'énergie de sortie afin de pouvoir atteindre des distances de détection d'au moins 100 mètres avec un système IP-DIAL utilisant une cible non coopérative (cf. 2.a.iii). En supposant une durée de 35 ns et un rayon au col de 130 μm pour le complémentaire et de 100 μm pour la pompe, l'énergie nécessaire est de 62 μJ . Par ailleurs, des simulations avec un code de calcul d'amplification paramétrique plus poussé de l'ONERA validé sur des mesures prédisent, qu'avec des impulsions de 100 μJ pour 36 ns et avec la pompe et le complémentaire focalisés avec un rayon de 100 μm , nous aurons une amplification d'un facteur 12 pour un cristal de 20 mm de long et d'un facteur 28 pour un cristal de 30 mm de long. Dans ces cas, notre calcul prévoit des gains respectifs de 6 et 23,5. Bien que notre calcul soit moins optimiste que celui du code de l'ONERA, de nombreux facteurs, comme la qualité du cristal ou le recouvrement des faisceaux, peuvent dégrader le résultat expérimental par rapport aux simulations, nous prévoyons donc une énergie pour pomper l'OPA entre 90 et 100 μJ afin de conserver une marge suffisante.

La Figure 1-21 présente une architecture détaillée possible pour la source bande III améliorée sur laquelle sont indiquées les pertes estimées durant le projet MUSTARD sur les différentes optiques. En prenant en compte toutes ces pertes, nous arrivons à un total de 40 à 50 % de pertes entre la sortie du laser de pompe et les entrées de l'OPO et de l'OPA. Comme le montre le schéma, la majeure partie des pertes proviennent des miroirs dichroïques permettant de séparer le complémentaire du retour de pompe et du signal généré qui causent 30 % de pertes à la pompe. Ces traitements complexes avec de spécifications sur trois bandes larges présentaient en effet un léger défaut de réalisation. Une nouvelle série de traitements va être réalisée durant la thèse mais, par précaution, nous avons basé nos estimations sur le niveau de pertes élevé constaté pendant le projet MUSTARD. Dans ces conditions, nous souhaitons que la source de pompe de la source bande III améliorée émette des impulsions avec au moins deux fois l'énergie souhaitée pour pomper le NesCOPO et l'OPA soit au moins 250 μJ .

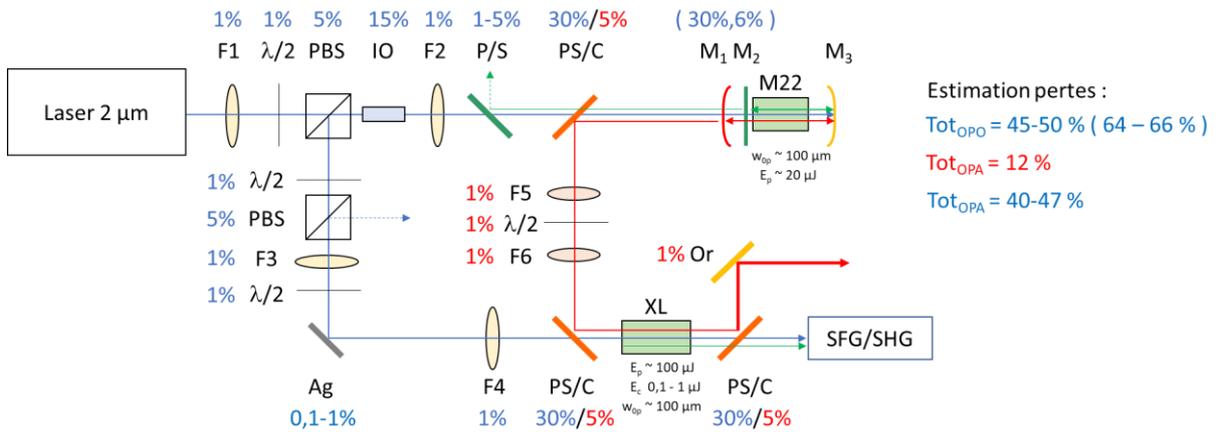


Figure 1-21 Schéma de la source bande III améliorée incluant les pertes constatées pendant le projet MUSTARD sur les différentes optiques (en bleu pour les pertes à 2 μm et en rouge pour les pertes en bande III). F1 à F6 : Lentilles de mise en forme des faisceaux (1 et 2 : pompe OPO ; 1, 3 et 4 : pompe OPA ; 5 et 6 : complémentaire) ; λ/2 : lame demi-onde ; PBS : cube séparateur de polarisation ; IO : Isolateur optique ; P/S : lame dichroïque HT à la longueur d’onde de pompe et HR à la longueur d’onde signal ; PS/C : lame dichroïque HT aux longueurs d’onde de pompe et signal et HR à la longueur d’onde complémentaire ; Ag : miroir argent ; Or : miroir doré ; M₁ à M₃ : miroirs du NesCOPO ; M22 : cristal d’OP-GaAs du NesCOPO ; XL : cristal d’OP-GaAs long de l’OPA

iii. Largeur de l’accord en longueur d’onde voulu à 2 μm

Nous avons vu dans la section 2.a.iii qu’une méthode pour faire l’accord en longueur d’onde en bande III plus rapidement que par la température du cristal est d’accorder la longueur d’onde de la pompe. Notre but ici, est de déterminer la largeur d’accord en longueur d’onde de la pompe nécessaire pour obtenir la même largeur d’accord en bande III qu’avec un changement de la température du cristal sur 50 °C soit environ 500 nm (~50 cm⁻¹ autour de 10 μm) en se basant sur les valeurs de la Figure 1-14. Cette largeur d’accord correspond à celle obtenue dans les travaux antérieurs [96].

La Figure 1-22 donne les courbes de quasi-accord de phase pour des périodes de retournement de Λ₁ = 66 μm et Λ₂ = 72 μm lorsque la longueur d’onde de pompe varie entre 1900 et 1960 nm pour une température de cristal de 300 K. Nous obtenons alors les pentes d’accord :

Tableau 1-5 Pentes d’accord en longueur d’onde par la longueur d’onde de la pompe.

Période de quasi-accord de phase	$\Delta\lambda_c / \Delta\lambda_p$	$\Delta\omega_c / \Delta\omega_p$	$\Delta\lambda_p$ pour avoir $\Delta\omega_c = 100 \text{ cm}^{-1}$ par bande	$\Delta\lambda_p$ pour avoir $\Delta\omega_c = 50 \text{ cm}^{-1}$ par bande
64,8 μm	20	1,13	33 nm	17 nm
72,6 μm	25	0,85	44 nm	22 nm

La comparaison entre les gammes d’accord en bande III obtenues par la température du cristal (Figure 1-14) et par la longueur de pompe donne qu’une variation de 20 nm de la longueur d’onde de pompe autour de 1940 nm permet d’obtenir un accord d’environ 50 cm⁻¹ soit le même accord qu’une variation de la température du cristal de 60 °C. D’après ce que nous avons vu dans l’état de l’art, le Tm:YAP permet d’obtenir des largeurs d’accord de plus de 100 nm, il est donc tout à fait adapté pour faire un accord sur 20 nm.

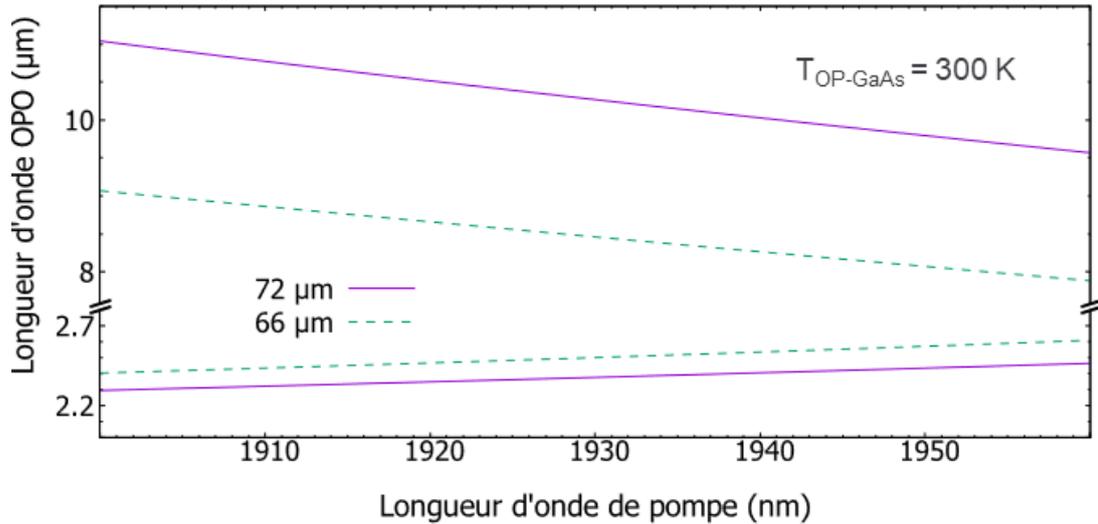


Figure 1-22 Courbes de quasi-accord de phase en fonction de la longueur d'onde de la pompe pour des périodes de retournement de $\Lambda_1 = 66 \mu\text{m}$ et $\Lambda_2 = 72 \mu\text{m}$.

Parmi les méthodes d'accord en longueur d'onde vues dans l'état de l'art, nous avons noté l'intérêt particulier des TC-VBG pour obtenir un accord en longueur d'onde tout en affinant le spectre du laser. De plus, la thèse de J. Armougom, a permis de montrer l'efficacité de ce composant pour contrôler le spectre d'un NesCOPO PPLN émettant autour de $2 \mu\text{m}$ sur une plage d'accord de 20 nm [19].

c. *Mesure des longueurs d'ondes du laser et de l'OPO par somme et doublage de fréquence*

Afin de pouvoir réaliser la mesure de la longueur d'onde de sortie du NesCOPO, nous avons choisi de développer un dispositif de somme de fréquence entre l'onde de pompe et l'onde signal du NesCOPO dans un cristal de MgO:PPLN et mesurer la longueur d'onde générée (schéma Figure 1-23). De manière analogue, la longueur d'onde de pompe peut être mesurée avec le doublage de fréquence obtenu en même temps dans le PPLN. Cette approche nous permet de déterminer la longueur émise en bande III grâce à la relation de conservation de l'énergie pour l'OPO ($\omega_p = \omega_s + \omega_c$) et pour la SFG ($\omega_{\text{SFG}} = \omega_p + \omega_s$). On détermine donc les longueurs d'ondes signal et complémentaire avec les relations suivantes :

$$\begin{cases} \omega_p = \frac{\omega_{\text{SHG}}}{2} \\ \omega_c = \omega_{\text{SHG}} - \omega_{\text{SFG}} \\ \omega_s = \omega_{\text{SFG}} - \omega_p \end{cases} \quad (1.24)$$

L'avantage de cette méthode de mesure est que la longueur d'onde de pompe doublée arrive entre 970 et 980 nm tandis que la somme entre la pompe et le signal issu du NesCOPO arrive entre $1,05$ et $1,15 \mu\text{m}$, deux gammes spectrales accessibles un analyseur de spectre à base de capteur silicium. Cette approche présente l'avantage de pouvoir réaliser une mesure précise et sensible en s'affranchissant des dispositifs mesurant directement au-delà de $1,7 \mu\text{m}$ dont la plupart ne répondent pas notre besoin (pas assez sensibles, pas assez résolus ou trop volumineux et coûteux). De plus, afin de pouvoir faire toutes les mesures sans avoir à modifier le réglage du cristal au cours de la mesure, nous avons spécialement dimensionné un cristal de MgO:PPLN chirpé. Il s'agit d'un cristal multipiste dont le schéma est donné dans la Figure 1-24. Il comporte six pistes différentes : la piste n°1 est destinée à la mesure de de la longueur d'onde de la pompe par SHG, la n°2 est une piste uniforme destinée à servir de référence et les quatre autres permettent d'obtenir différents compromis entre l'acceptance

spectrale et le rendement afin de couvrir plusieurs cas de figure selon l'accordabilité et les énergies des impulsions de pompe et de signal effectivement obtenues.

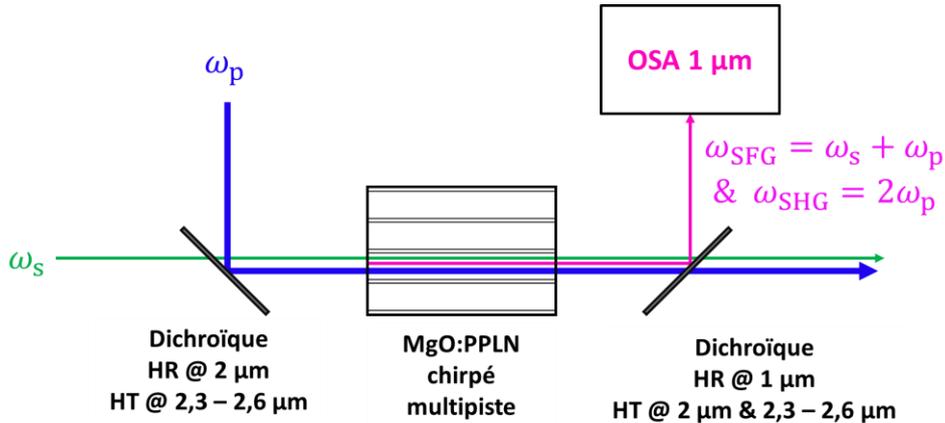


Figure 1-23 Schéma de principe du système de mesure de longueur d'onde par somme de fréquence entre le signal et la pompe utilisant un analyseur de spectre optique (OSA) fonctionnant autour de 1 μm.

N° piste	Périodes de quasi-accord	Acceptance spectrale théorique	Remarque
	20 mm		
6	$\Lambda = 27,86 - 39,2 \mu\text{m}$	615 cm ⁻¹ / 10 nJ	Acceptance très large si pompe accordable sur 100 cm ⁻¹
5	$\Lambda = 29,66 - 36,26 \mu\text{m}$	340 cm ⁻¹ / 18 nJ	Compromis acceptance/rendement
4	$\Lambda = 30,04 - 35,02 \mu\text{m}$	150 cm ⁻¹	} Meilleur rendement si puissance de pompe/signal limitée
3	$\Lambda = 30,76 - 35,24 \mu\text{m}$	150 cm ⁻¹	
2	$\Lambda_0 = 32,62 \mu\text{m}$	10 cm ⁻¹	Référence
1	$\Lambda = 23,06 - 38,4 \mu\text{m}$	SHG sur 75 nm	Mesure longueur d'onde pompe accordable

AR @ 950-1120 & 1900-2600 nm
 T_{PM} = 50 °C
 Dimensions : 20L * 10.8W * 1T mm³

Figure 1-24 Schéma du cristal de MgO:PPLN utilisé pour la SFG et la SHG.

Dans cette partie, nous avons vu, dans un premier temps, l'architecture de la source bande III prévue pour pallier les limitations identifiées dans la section 2.a.iii. Celles-ci comprennent l'ajout d'un OPA constitué d'un cristal d'OP-GaAs long ayant dans l'idéal les mêmes pistes de quasi-accord de phase que le cristal utilisé dans le NesCOPO. Dans un second temps, nous avons déterminé que l'énergie par impulsion pour la pompe devait être supérieure à 62 μJ pour pouvoir obtenir une amplification d'un facteur au moins dix de l'énergie de sortie de la source en bande III tout en pompant le NesCOPO. Nous avons également déterminé qu'une largeur de 20 nm pour la plage d'accord en longueur d'onde de la source de pompe doit permettre d'obtenir environ 50 cm⁻¹ d'accord en longueur d'onde en bande III soit 500 nm d'accord autour de 10 μm. De plus, cette largeur d'accord autour de 2 μm peut être atteinte à l'aide d'un réseau de Bragg en volume chirpé transversalement comme cela a pu être testé sur une source paramétrique lors de la thèse de J. Armougom. Enfin, nous avons présenté le système qui sera utilisé pour les mesures de longueur d'onde en bande III.

4. Tests de la source bande III

L'une des finalités du travail sur cette source laser étant la détection de gaz à distance, nous serons amenés à tester les capacités d'une source complète dans ce contexte applicatif. Dans un premier temps, les tests devront être réalisés pour effectuer une mesure locale c'est-à-dire dans une cellule de gaz à proximité de la source, pour déterminer la possibilité de mesurer un spectre d'absorption haute résolution en utilisant le laser fabriqué. Dans un deuxième temps, l'idée sera de monter un lidar avec la source pour tester la portée et la détectivité atteinte pour différentes espèces chimiques à différentes distances.

Deux distinctions peuvent être faites entre les montages envisageables : d'une part, la distinction entre mesure locale et mesure à distance, et d'autre part, celle entre une mesure dans une cellule de gaz et une mesure dans un milieu non contrôlé. La première distinction se fait sur la distance entre la source et la zone sondée par le système. Dans le cas d'une mesure locale, la zone sondée se situe dans le système ou à proximité immédiate de fait, le niveau de signal disponible pour la mesure est très important car le niveau de pertes dans l'air ambiant est lié à la distance parcourue. Cela permet d'augmenter la sensibilité de la mesure d'absorption. Il est possible d'utiliser une détection multi-passage pour accroître la sensibilité du système. Dans le cas d'une mesure à distance, la zone sondée correspond à la ligne de visée du système sur une portée pouvant atteindre ou dépasser plusieurs centaines de mètres. Selon l'énergie disponible, la détection est soit distribuée le long de la ligne de visée si l'énergie des impulsions est importante (de l'ordre du millijoule), soit intégrée le long de la ligne de visée si l'énergie disponible est plus faible. Dans les deux cas, la mesure est en double passage car on enregistre le signal de retour à proximité de l'émetteur après sa réflexion sur les aérosols de l'air ou sur une cible coopérative ou topographique. On distingue ensuite le cas où le gaz étudié est dans une cellule fermée du cas où le gaz circule librement dans l'atmosphère. Dans le premier cas, sa composition reste fixe sur une durée importante ce qui permet d'accroître la sensibilité avec des mesures plus longues. On peut aussi utiliser la mesure dans une cellule dont la composition est connue pour étalonner l'appareil de mesure. Dans l'autre cas, le gaz sondé peut circuler librement et sa composition est susceptible de fluctuer notamment avec la dispersion et les mouvements de l'air. Le temps disponible pour réaliser une mesure avec un biais faible est donc nettement plus limité. De ce fait, la sensibilité du système ne peut pas être augmentée avec le temps d'intégration autant que pour une mesure en cellule. La Figure 1-25 résume ces différentes possibilités. Notons qu'un montage réel doit inclure une voie de référence servant à réduire les biais de mesure par comparaison avec la voie de mesure. Pour une détection locale en environnement contrôlé, la voie de référence peut être remplacée par une mesure d'un environnement de référence (vide, N₂ pur, ...). Dans le cadre de la thèse, la configuration opérationnelle visée est la mesure à distance intégrée le long de la ligne de visée en espace libre (IP-DIAL) avec réflexion sur une cible topographique.

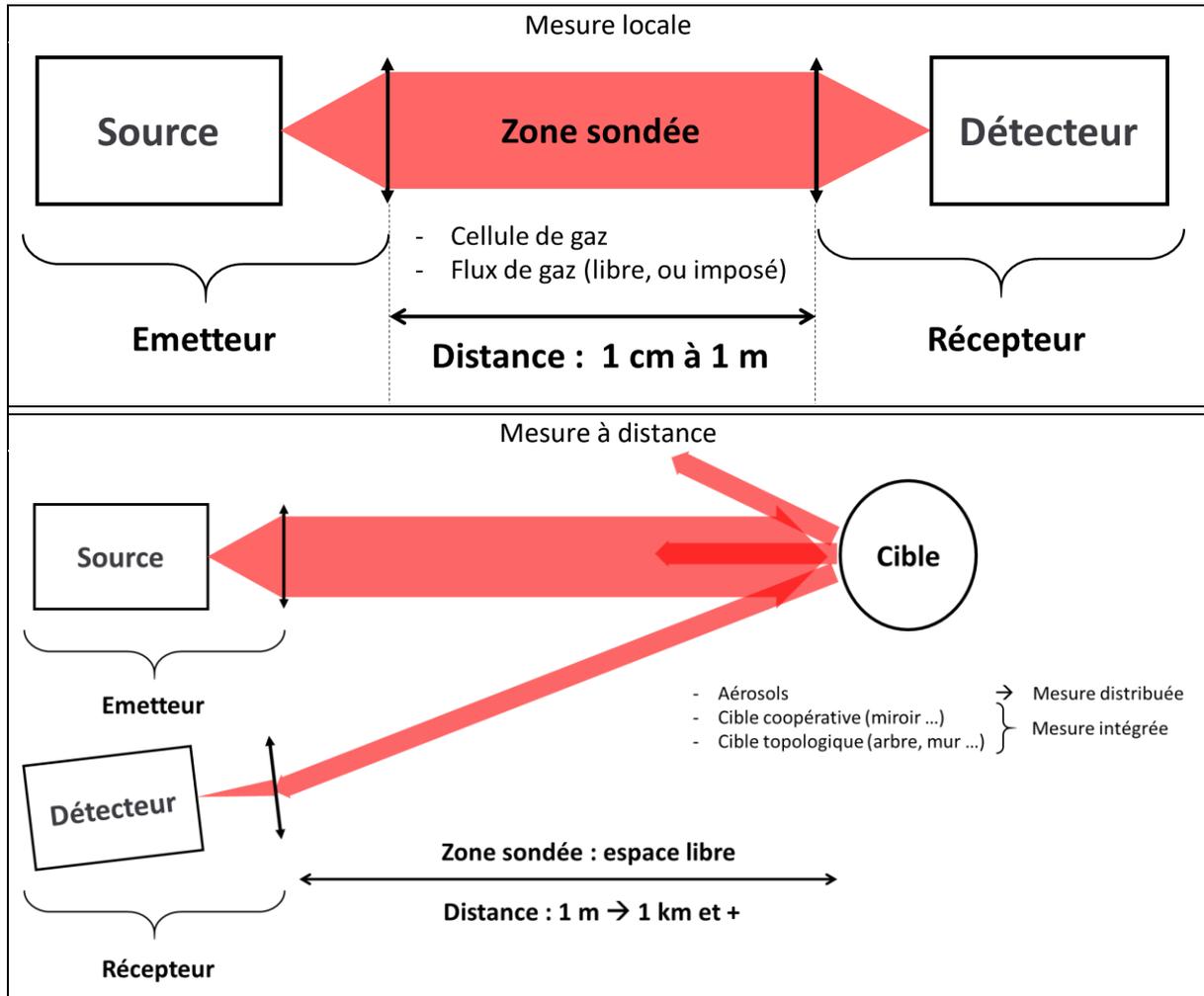


Figure 1-25 Schéma de principe des mesures de gaz locale (haut) et à distance (bas).

Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps présenté les concepts d'optique non-linéaire d'ordre 2 permettant d'aboutir à l'architecture d'OPO à cavités imbriquées (NesCOPO) avec un double passage de la pompe. Cette architecture permet d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal largement accordable aux longueurs d'onde signal et complémentaire tout en réduisant le seuil d'oscillation de façon importante. Nous avons aussi présenté l'OP-GaAs qui, grâce à son coefficient non linéaire effectif de 66 pm/V et sa région de transparence entre 1 et 17 μm , est un cristal non linéaire très intéressant pour la conversion en bande III. Nous avons ensuite détaillé l'architecture de la source bande III basée sur un NesCOPO OP-GaAs réalisée pendant le projet MUSTARD ainsi que les choix de conception pour les différents éléments de la source. Notamment pour le laser Tm:YAP à 1938,5 nm utilisé pour pomper l'OPO en évitant l'absorption à deux photons dans l'OP-GaAs. Malgré ces performances en termes de capacité d'accord en longueur d'onde (7,5 à 11,2 μm) et de finesse spectrale (fonctionnement monomode longitudinal), cette source présente trois limitations principales. Sa cadence de répétition est limitée par la source de pompe pour garantir son fonctionnement monomode longitudinal. La vitesse de l'accord en longueur d'onde est limitée par l'accord via la température du cristal d'OP-GaAs. Et l'énergie de sortie en bande III est limitée pour obtenir une onde monofréquence en bande III. Pour ce dernier point, nous avons décidé d'ajouter un amplificateur paramétrique basé sur un cristal d'OP-GaAs long. Pour adresser les deux autres points, qui représentent le travail principal de cette thèse, nous avons décidé de modifier la source de pompe du NesCOPO en la rendant accordable en longueur d'onde et en remplaçant le déclenchement passif par un déclenchement actif utilisant un modulateur acousto-optique. Pour rendre le laser accordable en longueur d'onde, la solution retenue est de remplacer le coupleur de sortie de la cavité par un réseau de Bragg en volume chirpé transversalement (TC-VBG). Enfin, nous avons présenté le montage pour la mesure des longueurs d'onde signal et complémentaire par somme de fréquence avec la pompe. Dans le prochain chapitre, nous allons donc développer le dimensionnement du VBG pour répondre aux besoins décrits dans ce chapitre.

Chapitre 2. Dimensionnement numérique des éléments pour adapter le laser 2 μm en utilisant un TC-VBG comme coupleur de sortie

Objectif

L'objectif de ce chapitre est de présenter les modèles numériques utilisés pour le dimensionnement des éléments optiques de contrôle spectral du laser à 2 μm ainsi que les choix qui ont découlé de l'application de ces modèles au cas de notre cavité pour réaliser un laser monomode longitudinal et accordable. Dans un premier temps, nous présentons le fonctionnement d'un réseau de Bragg en volume (VBG) et le modèle des spectres de gain. Nous voyons ensuite comment ces éléments ont permis de choisir une plage d'accord en longueur d'onde et la réflectivité du VBG. Dans un second temps, nous détaillons le modèle de simulation de la circulation du champ électrique dans la cavité (*travelling waves model*) et son adaptation pour traiter le cas d'une cavité avec un VBG comme coupleur de sortie. Dans un dernier temps, nous présentons le dimensionnement d'un étalon permettant de garantir le comportement monomode longitudinal du laser.

1. Etude théorique d'un VBG en réflexion en incidence normale

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent, nous avons décidé d'utiliser un réseau de Bragg en volume (VBG pour *Volume Bragg Grating*) comme miroir pour notre cavité en raison de sa haute finesse spectrale. De plus, nous voulons utiliser le VBG pour pouvoir accorder la longueur d'onde émise par le laser. Dans cette partie, nous présentons la façon dont le dimensionnement des VBG utilisés au cours de la thèse a été réalisé.

a. Réseau de Bragg en volume en réflexion et en incidence normale

Les propriétés d'un VBG résultent d'une modulation périodique de l'indice de réfraction du substrat dans lequel il est inscrit. Dans le cas du VBG que nous allons utiliser, cette modulation est inscrite par impression d'un hologramme dans un verre photo-thermo-réfractif (PTR). Le verre PTR est un verre dopé dont les dopants réagissent pour former des clusters quand ils absorbent un rayonnement ultraviolet ce qui entraîne une modification locale de l'indice optique. Afin de stabiliser ces clusters et ainsi figer le motif d'indice imprimé par l'hologramme ultraviolet, la pièce subit un recuit à 400 °C [161].

Nous résumons ici le cas des VBG en réflexion présenté dans les articles de Ciapurin [162,163] qui se base sur la théorie des réseaux holographiques épais de Kogelnick [164]. Ces réseaux sont formés par une modulation périodique de l'indice optique de la forme :

$$n(\vec{r}) = n_{av} + \delta n \cdot \sin(2\pi f \vec{r} \cdot \vec{u}_R) \quad (2.1)$$

où n_{av} est l'indice de réfraction moyen du réseau, δn l'amplitude de la modulation, f la fréquence spatiale du réseau et \vec{u}_R la normale aux plans d'indice constant.

Une onde plane monochromatique est alors diffractée si elle vérifie la condition de Bragg :

$$|\cos(\theta_m^*)| = \frac{\lambda_0 f}{2n_{av}} \quad (2.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde diffractée, et θ_m^* est l'angle entre le faisceau incident à l'intérieur du substrat et le vecteur \vec{u}_R . θ_m^* est donc lié à l'angle θ_i d'incidence de l'onde sur le substrat par les relations de Snell-Descartes et à l'inclinaison ϕ du réseau par rapport au substrat tel qu'illustré dans la Figure 2-1. La fréquence spatiale du réseau d'indice vaut alors $f = 1/\Lambda$ avec $\Lambda = \lambda_0/2n_{av}$ la période de modulation du réseau.

Dans le cas d'un réseau en réflexion, l'efficacité de diffraction du réseau, qui peut être assimilé à sa réflectivité, s'exprime de la façon suivante :

$$\eta = \left(1 + \frac{1 - (\xi/\phi)^2}{\text{sh}^2(\sqrt{\phi^2 - \xi^2})} \right)^{-1} = \frac{\sin^2(\sqrt{\xi^2 - \phi^2})}{(\xi/\phi)^2 - \cos^2(\sqrt{\xi^2 - \phi^2})} \quad (2.3)$$

où l'incursion de phase ϕ est un paramètre qui détermine l'efficacité de diffraction maximale quand la condition de Bragg est vérifiée et le paramètre de déphasage ξ décrit l'écart à la condition de Bragg dû à un écart $\Delta\theta_m^*$ en angle ou $\Delta\lambda$ en longueur d'onde. L'incursion de phase peut s'écrire :

$$\phi = \frac{i\pi t \delta n}{\lambda_0 F_\varphi} \quad (2.4)$$

où t est l'épaisseur du VBG et F_φ est un facteur d'inclinaison qui s'écrit :

$$F_\varphi = [-\cos(\varphi - \theta_m^*) \cos(\varphi + \theta_m^*)]^{1/2} \quad (2.5)$$

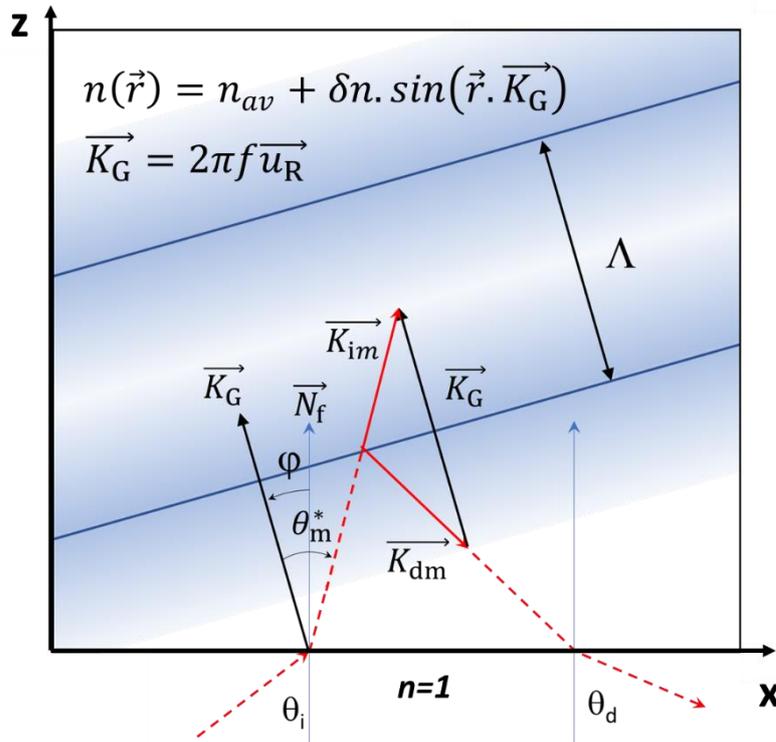


Figure 2-1 Schéma de principe de la condition de Bragg en réflexion pour la diffraction par un réseau de Bragg en volume.

Le paramètre de déphasage peut s'écrire :

$$\xi = \frac{\pi f t}{\cos(\varphi - \theta_m^*) - \frac{f \lambda_0}{n_{av}} \cos(\varphi)} \left(-\Delta \theta_m^* \sin(\theta_m^*) + \frac{f}{2n_{av}} \Delta \lambda \right) \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un VBG sans inclinaison et en incidence normale, nous avons $\varphi = 0$ et $\theta_i = 0$, donc $\theta_m^* = 0$, ce qui correspond à la façon dont nous allons utiliser le VBG, ces expressions se simplifient de la façon suivante :

$$\phi = \frac{\pi t \delta n}{\lambda_0} \quad (2.7)$$

$$\xi = \frac{\pi f t \Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{2\pi n_{av} t \Delta \lambda}{\lambda_0^2} \quad (2.8)$$

L'efficacité de diffraction η_0 quand la condition de Bragg est vérifiée est alors donnée par :

$$\eta_0 = \text{th}^2\left(\frac{\pi t \delta n}{\lambda_0}\right) \quad (2.9)$$

Ces calculs sont effectués dans le cadre d'une onde plane monochromatique. Le cas d'un faisceau gaussien peut être décrit comme une superposition d'ondes planes monochromatiques, il faut alors sommer les contributions de chaque onde. Dans notre cas, le VBG étant utilisé comme miroir de la cavité laser, le col du faisceau est situé sur ou dans le VBG. Or, à proximité du col, le champ électromagnétique du laser peut être assimilé à une onde plane³. De plus, comme nous cherchons à obtenir un laser monomode longitudinal, le laser peut être considéré comme une onde monochromatique sans impact notable. De plus, si plusieurs modes longitudinaux existent en même temps, on peut les traiter de façon indépendante du point de vue du VBG.

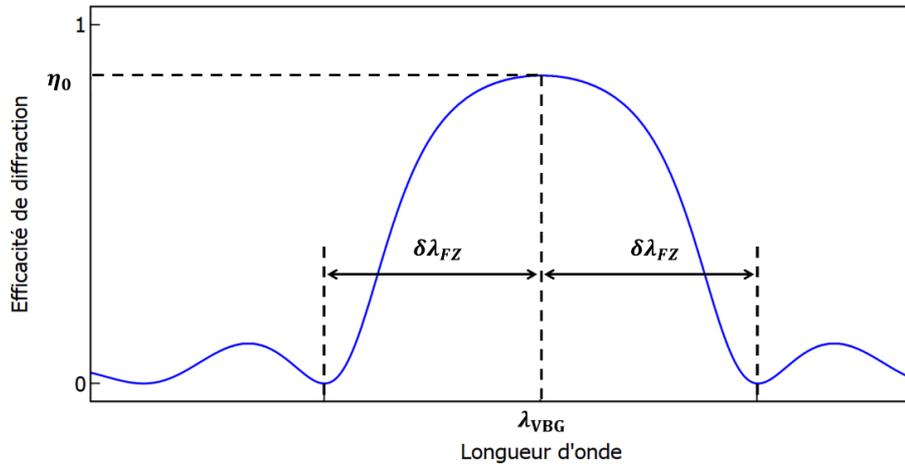


Figure 2-2 Courbe de l'efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde pour un VBG de longueur d'onde centrale λ_{VBG} et d'efficacité de diffraction maximale η_0 .

La Figure 2-2 qui illustre l'efficacité de diffraction d'un VBG montre que la réflectivité du VBG s'annule pour de multiples valeurs de $\Delta\lambda$. A savoir, celles telles que :

$$\sqrt{\xi^2 - \phi^2} = m\pi \quad m \in \mathbb{N}^* \quad (2.10)$$

$m = 0$ n'est pas solution car cela correspond à une singularité de l'expression de l'efficacité de diffraction du VBG. Le premier zéro de l'efficacité de diffraction du VBG, pour $m = 1$, s'exprime comme suit :

$$\delta\lambda_{PZ} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi t n_{av}} \sqrt{(\text{argth} \sqrt{\eta_0})^2 + \pi^2} \quad (2.11)$$

Pour une efficacité de diffraction maximale et une longueur d'onde centrale données, pour affiner la réflectivité du VBG, il faut augmenter son épaisseur tout en réduisant l'amplitude de la modulation d'indice pour conserver l'efficacité de diffraction maximale voulue. En supposant qu'il n'y a pas de restriction sur l'amplitude de la modulation d'indice, pour rejeter le mode longitudinal de la cavité

³ La zone de Rayleigh, où il est possible de faire l'approximation d'une onde plane, englobe le VBG. Cette approximation est d'autant meilleure que dans notre cas le rayon au col w_0 est d'environ 100 μm et le facteur de qualité du faisceau est proche de 1 donc la zone de Rayleigh s'étend sur environ 30 mm de part et d'autre du col alors que le VBG ne fait que quelques millimètres d'épaisseur.

voisin en s'assurant qu'il soit au moins au-delà du premier zéro de la transmission, le VBG doit avoir une épaisseur t au moins égale à :

$$t \geq \frac{\lambda_0^2}{2\pi\Delta\lambda_{\text{ISL}}n_{\text{av}}} \sqrt{(\operatorname{argth} \sqrt{\eta_0})^2 + \pi^2} = \frac{L_{\text{cav}}}{\pi n_{\text{av}}} \sqrt{(\operatorname{argth} \sqrt{\eta_0})^2 + \pi^2} \geq \frac{L_{\text{cav}}}{n_{\text{av}}} \quad (2.12)$$

Or, dans le cas d'un VBG en PTR, l'indice est environ 1,485. Ceci implique une épaisseur de VBG de plus des deux tiers de la longueur optique de la cavité, ce qui, dans notre cas donne un VBG de plus de 3,3 cm d'épaisseur. En pratique, une telle épaisseur n'est pas envisageable. D'autant plus que l'épaisseur nécessaire augmente avec la réflectivité maximale du VBG.

En se contentant d'une épaisseur de VBG telle que le mode spectral voisin du mode sélectionné soit une réflectivité 10 % plus faible que la réflectivité maximale du VBG, pour des VBG avec une réflectivité maximale de 50 à 99 %, l'épaisseur nécessaire varie de 1,2 à 3,2 cm. En pratique, de telles épaisseurs restent trop importantes pour pouvoir être utilisées sans rajouter à la complexité du montage. Toutefois, le point le plus bloquant pour l'utilisation d'un tel VBG vient du fait que, pour maintenir une efficacité de diffraction constante en augmentant son épaisseur, il faut diminuer proportionnellement l'amplitude de la modulation d'indice ce qui rend son contrôle plus difficile d'autant plus qu'il doit être homogène sur toute l'épaisseur de la pièce. Nous nous sommes donc limités à une épaisseur de quelques millimètres ce qui ne garantira pas un fonctionnement monomode longitudinal de notre cavité. Il va donc être nécessaire de compléter le filtrage spectral du VBG pour obtenir un laser monomode longitudinal, ce qui fera l'objet de la partie 3 de ce chapitre.

La même conclusion peut être obtenue en comparant la sélectivité spectrale du VBG à l'intervalle spectral libre de la cavité. Dans notre cas, elle est environ de 40 pm, or la largeur spectrale à mi-hauteur typique donnée par le fabricant pour la réflectivité d'un VBG est environ de 0,5 nm. Ceci ne garantit a priori pas un fonctionnement monomode longitudinal du laser. C'est également ce qu'avaient noté Seger et son équipe bien qu'ils aient obtenu un fonctionnement monomode de leur laser dans certains cas [159].

Si le VBG permet de réduire la largeur du spectre du laser grâce à sa bonne sélectivité spectrale, nous souhaitons également pouvoir changer la longueur d'onde du laser. Pour cela, nous utiliserons un VBG dont la période de modulation d'indice varie selon un motif en éventail dans la direction transverse. Ainsi, selon la position où le faisceau arrive sur le VBG, la fréquence spatiale de la modulation d'indice change donc la longueur d'onde vérifiant la condition de Bragg change également. De cette manière, il est possible de modifier la longueur d'onde du laser en translatant le VBG en éventail (noté TC-VBG pour *transversally chirped volume Bragg grating*). Si cette technique peut, en théorie, s'appliquer sur une gamme de longueur d'onde quelconque, en pratique, les limitations techniques liées à la fabrication du TC-VBG imposent un maximum pour le taux de chirp et la taille, respectivement de 1 nm/mm et 20 mm, ce qui donne une plage d'accord en longueur d'onde maximale de 20 nm.

b. Modèle des spectres de gain

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le Tm:YAP est un système laser quasi trois niveaux. Dans un système à trois niveaux, la transition laser a lieu entre un niveau excité et le niveau fondamental. Ceci implique, que contrairement à un système à quatre niveaux d'énergie où le niveau bas de la transition laser se dépeuple rapidement via une transition non radiative, les ions dans l'état fondamental sont susceptibles de réabsorber le rayonnement laser. De plus cette réabsorption dépend de la longueur d'onde, les courtes longueurs d'onde subissent plus de réabsorption que les grandes longueurs d'onde. La réabsorption dépend aussi du taux d'inversion, en effet plus le niveau fondamental est peuplé, plus la réabsorption est forte comme nous allons le voir plus en détail par la suite. Le taux d'inversion est aussi lié au seuil donc à la réflectivité des miroirs de la cavité.

Afin de déterminer la plage d'accord en longueur d'onde souhaitée pour le TC-VBG, nous nous sommes basés sur le modèle utilisé par Gang Li *et al.* [165] qui est similaire à celui développé par Stoneman et Esterowitz [131], valables pour des laser à trois niveaux en tenant compte de la réabsorption par le niveau fondamental. Le gain s'écrit alors :

$$g = N_2 \sigma_{em}(\lambda) - (N - N_2) \sigma_{abs}(\lambda) \quad (2.13)$$

où N est le nombre d'ions thulium et N_2 le nombre de d'ions thulium dans l'état excité, et σ_{em} et σ_{abs} les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde λ . $N - N_2$ correspondant aux ions dans le niveau fondamental, nous retrouvons ici le fait qu'une inversion faible amplifie la réabsorption par le niveau fondamental.

Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont liées par la relation :

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \frac{Z_{gnd}}{Z_{exc}} \exp \left[\left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda} \right) \frac{hc}{k_b T} \right] \quad (2.14)$$

où E_{ZL} est l'énergie de la raie zéro définie comme la différence entre le plus bas niveau de Stark du multiplet de haute énergie et le plus bas niveau de Stark du multiplet de basse énergie, Z_{gnd} et Z_{exc} sont les fonctions de partition respectives des niveaux bas et haut de la transition, h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, k_b la constante de Boltzmann et T la température du cristal. Dans le cas du Tm:YAP autour de $2 \mu\text{m}$, les niveaux bas et haut sont respectivement les niveaux (3H_6) et (3F_4) tels qu'illustrés dans la Figure 2-3. La relaxation croisée n'est en revanche pas intégrée directement dans le modèle étudié dans cette partie. Elle serait à prendre en compte dans le taux de pompage correspondant au seuil déterminé.

Le facteur $\exp(-1/\lambda)$ traduit la plus grande efficacité de la réabsorption pour les petites longueurs d'onde : les courtes longueurs d'onde correspondant à des énergies de photon plus élevées sont plus facilement absorbées depuis le niveau fondamental.

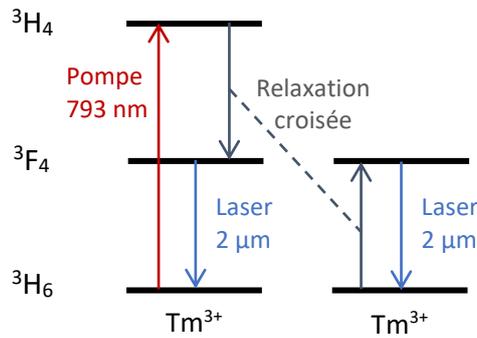


Figure 2-3 Niveaux d'énergie du Tm:YAP mis en jeu dans la transition laser autour de $2 \mu\text{m}$. La relaxation croisée n'est pas intégrée directement dans le modèle étudié dans cette partie.

Le gain sans dimension sur un simple passage dans la cavité $G = g \cdot l$ où l est la longueur du cristal, s'écrit :

$$G = g \cdot l = (N \cdot l) \sigma_{em}(\lambda) \left[\beta - (1 - \beta) \frac{Z_{exc}}{Z_{gnd}} \exp \left(- \left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda} \right) \frac{hc}{k_b T} \right) \right] \quad (2.15)$$

où $\beta = N_2/N$ est le paramètre d'inversion.

Pour calculer le spectre d'inversion, nous calculons d'abord la valeur de β en régime continu en égalant le gain aux pertes de la cavité :

$$G = -\frac{\ln[(1 - T_{OC})T_{sp}^2]}{2} \quad (2.16)$$

où T_{OC} est la transmission du coupleur de sortie et T_{sp} est la transmission insaturée sur un aller dans la cavité. Ici nous supposons une cavité avec un seul miroir de sortie. Cela donne alors l'expression suivante pour le paramètre d'inversion :

$$\beta(\lambda) = \frac{-\frac{\ln[(1 - T_{OC})T_{sp}^2]}{2 \cdot N \cdot l \cdot \sigma_{em}(\lambda)} + \frac{Z_{exc}}{Z_{gnd}} \exp\left(-\left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{hc}{k_b T}\right)}{1 + \frac{Z_{exc}}{Z_{gnd}} \exp\left(-\left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{hc}{k_b T}\right)} \quad (2.17)$$

Cette expression correspond au taux d'inversion nécessaire pour atteindre le seuil pour une longueur d'onde considérée. L'idée est alors de déterminer la valeur minimale de β qui correspond à la longueur d'onde avec le seuil le plus faible. En effet, une fois le seuil atteint pour une longueur d'onde en régime continu, le taux d'inversion varie peu et la longueur d'onde de fonctionnement du laser reste la première à avoir atteint le seuil.

Pour le Tm:YAP, Gang Li et son équipe donne les valeurs suivantes dans leur article : $E_{ZL} = 5631 \text{ cm}^{-1}$, $Z_{exc} = 3,8130$ et $Z_{gnd} = 3,8836$ [165]. L'ensemble des paramètres utilisés pour le calcul des spectres de gains est donné dans le Tableau 2-1. Une fois β_{min} calculé avec la formule (2.17), le spectre de gain est donné par la formule (2.15).

Tableau 2-1 Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la simulation des spectres de gain.

Paramètre	Valeurs utilisées
N	$5,88 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (3 %at.)
l	4 mm
E_{ZL}	5631 cm^{-1}
Z_{exc}	3,8130
Z_{gnd}	3,8836
T_{OC}	75 – 95 %
T_{sp}	99,5 %
λ	1,85 – 2 μm
σ_{em}	[Sto95]
T	300 K

Plus la réflectivité du coupleur de sortie diminue, plus la longueur d'onde préférentielle du laser, qui correspond au maximum du spectre de gain, se décale vers les courtes longueurs d'onde, passant d'une position préférentielle proche de 1,99 μm à une position proche de 1,94 μm . Ceci est bien le comportement attendu, en effet, réduire la réflectivité du coupleur augmente les pertes dans la cavité ce qui nécessite une inversion plus importante, ce qui réduit les pertes par réabsorption qui pénalisent les petites longueurs d'onde lorsque le taux d'inversion est faible.

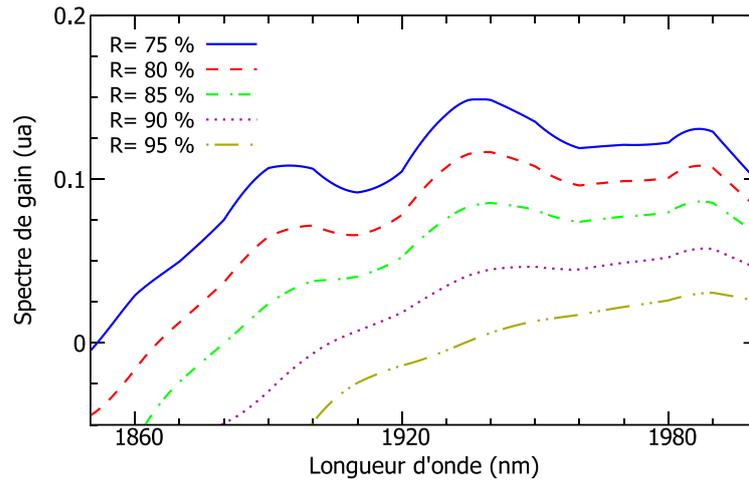


Figure 2-4 Spectre de gain obtenu pour un barreau Tm:YAP de 4mm de long dopé à 3 %at. pour des réflectivités de coupleur de sortie allant de 75 % à 95 %.

c. Détermination de la plage d'accord en longueur d'onde et de l'efficacité de diffraction du VBG

Nous avons appliqué la méthode décrite précédemment en remplaçant le coupleur diélectrique avec une réflectivité uniforme par un VBG de longueur d'onde centrale λ_{VBG} . Pour cela, nous avons remplacé $(1 - T_{OC})$ par $\eta_{VBG}(\lambda)$ dans l'équation (2.17) et cherché β_{min} . Nous avons alors obtenu :

$$\beta_{min} = \beta(\lambda_{VBG}) \quad (2.18)$$

En effet, la réflectivité du VBG diminue rapidement dès que la longueur d'onde s'écarte de la longueur d'onde centrale de celui-ci, ce qui augmente fortement le seuil aux autres longueurs d'onde. De fait, le seuil en fonction de la longueur d'onde centrale d'un VBG sera proportionnel à β_{min} donné par la formule suivante :

$$\beta_{min}(\lambda) = \frac{-\frac{\ln[\eta_{VBG}T_{sp}^2]}{2 \cdot N \cdot l \cdot \sigma_{em}(\lambda)} + \frac{Z_{exc}}{Z_{gnd}} \exp\left(-\left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{hc}{k_b T}\right)}{1 + \frac{Z_{exc}}{Z_{gnd}} \exp\left(-\left(E_{ZL} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{hc}{k_b T}\right)} \quad (2.19)$$

Dans le cas d'un TC-VBG, cette formule permet de déterminer les variations du seuil lorsqu'une translation du TC-VBG est effectuée. En effet, plus $\beta = N_2/N$ augmente, c'est-à-dire plus l'inversion au seuil augmente, plus le seuil augmente. La Figure 2-5 donne les spectres d'inversion au seuil pour plusieurs efficacités de diffraction du VBG dans le cas du cristal de Tm:YAP que nous utiliserons en pratique (voir les paramètres dans le Tableau 2-1). Comme attendu, le seuil diminue quand la réflectivité du VBG augmente et cette diminution est plus importante pour les grandes longueurs d'onde ce qui décale la région spectrale avec le seuil le plus faible.

A partir de ces spectres d'inversion, nous avons décidé de tester deux VBG avec des efficacités de diffraction de 80 % et 90 % entre 1,94 et 1,95 μm et 1,94 et 1,96 μm respectivement. Le Tableau 2-2 présente les caractéristiques des VBG dimensionnés et des VBG réalisés en pratique.

Comme nous l'avons évoqué plus tôt, la largeur à mi-hauteur de l'efficacité de diffraction des VBG ainsi obtenus est nettement plus grande que l'intervalle spectral libre d'une cavité avec une longueur

optique de 50 μm , soit environ 40 pm, comme c'est le cas de la nôtre. Il est donc probable que l'utilisation du VBG ne suffise pas à rendre le laser monomode longitudinal.

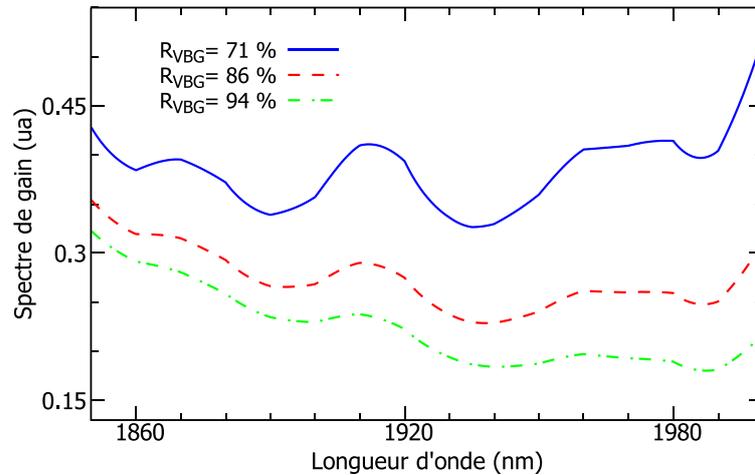


Figure 2-5 Spectres d'inversion au seuil pour des VBG avec des efficacités de diffraction de 71, 86 et 94 % (épaisseurs respectives de 3, 4 et 5 mm pour une modulation d'indice de 250 ppm) avec un cristal de Tm:YAP de 4 mm dopé à 3 %at.

Tableau 2-2 Résumé des caractéristiques choisies et réelles des VBG commandé pour la thèse.

	VBG-80-0.5		VBG-90-1		VBG-HR-1	
	Choix	Réel	Choix	Réel	Choix	Réel
η_0 (%)	80	84	90	86	Max	> 98
t (mm)	< 4	3,25	< 4	3,25	4	4
$\delta\lambda_{FWHM}$ (nm)	Min	0,8	Min	1,2	Min	1
Chirp (nm/mm)	0,5	0,5	1	1	1	1
λ_c (nm)	1940	1945	1950	1950	1950	1950
Ouverture (mm x mm)	20 x 5	22 x 5	20 x 5	22 x 5	20 x 5	22 x 5

2. Détermination de la largeur spectrale du laser avec le VBG

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.a, le VBG que nous avons conçu n'est a priori pas suffisant pour garantir un fonctionnement monomode longitudinal du laser. Afin d'estimer les performances escomptées, nous avons choisi d'étudier l'affinement spectral obtenu avec le VBG avec un modèle numérique de circulation du champ dans la cavité. Nous décrirons d'abord le modèle utilisé, puis nous présenterons les résultats

a. Modèle des travelling waves

Afin de réaliser l'étude numérique de l'affinement spectral obtenu grâce à l'utilisation du VBG comme coupleur de sortie de la cavité, nous avons utilisé et adapté un modèle numérique développé par J. Fleck [166] qui décrit la propagation d'une onde électromagnétique dans une cavité linéaire ou en anneau. Dans un premier temps, nous allons détailler les hypothèses sur lesquelles repose le modèle utilisé ainsi que ce à quoi correspondent les termes dans les équations obtenues. Dans un second temps, nous allons présenter la méthode utilisée pour rendre compte de l'effet du VBG sur le comportement spectral du laser.

i. Hypothèses du modèle

Afin de modéliser la circulation du champ lié au laser dans la cavité, nous décrivons notre rayonnement laser avec une onde plane transverse électromagnétique se propageant selon la direction z avec le champ électrique E polarisé selon la direction x . Nous négligeons ici les effets de modes spatiaux et leurs éventuels effets sur le spectre ce que nous pouvons justifier par le fait que nous cherchons à obtenir un laser émettant un mode gaussien fondamental. De plus, du fait de l'anisotropie du YAP, le laser est naturellement polarisé linéairement. Nous utilisons les équations de Maxwell dans des milieux non conducteurs et non magnétiques (air, YAP, YAG, TeO₂, PTR qui composent la cavité) :

$$\begin{cases} a. & \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \\ b. & \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \end{cases} \quad (2.20)$$

Nous définissons les champs copropagatifs et contrapropagatifs E^+ et E^- , comme les combinaisons linéaires suivantes des champs électriques et magnétiques :

$$\begin{cases} a. & E^+ = \varepsilon^{1/2} E_x + \mu^{1/2} H_y \\ b. & E^- = \varepsilon^{1/2} E_x - \mu^{1/2} H_y \\ c. & \eta = (\varepsilon\mu)^{1/2} \end{cases} \quad (2.21)$$

où ε et μ sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu considéré, et η est son indice optique.

En se basant sur les équations de Maxwell, exprimées dans le système CGS, il est possible de montrer que ces champs vérifient l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\eta}{c} \frac{\partial E^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E^\pm}{\partial z} = -\frac{4\pi\mu^{1/2}}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (2.22)$$

Avec ces hypothèses, c'est la circulation du champ, les interférences entre les modes longitudinaux et l'amplification du champ global dans le milieu à gain qui va déterminer le spectre du laser. Le champ interagit avec les milieux actifs qu'il traverse via la polarisation qui décrit la réponse des centres actifs. Les centres actifs sont modélisés par un ensemble de systèmes quantiques à deux niveaux décrit par la matrice de densité moyenne. La polarisation est alors proportionnelle à celle du dipôle atomique de ces systèmes et l'inversion de population n est proportionnelle à la différence des probabilités d'occupation des niveaux haut et bas. En ajoutant les équations d'évolution de ce système, en définissant une polarisation complexe et en procédant à une normalisation du champ et de la polarisation par des constantes (les détails sont donnés dans l'Annexe B) nous aboutissons au système suivant :

$$\begin{cases} a. & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E^\pm}{\partial z} = -(P' + P'^*) \\ b. & \frac{\partial P'}{\partial t} + (-i\omega + T_2^{-1})P' = -\frac{\sigma_0}{2T_2} n(E^+ + E^-) \\ c. & \frac{\partial n}{\partial t} + T_1^{-1}(n - n^0) = 4(P' + P'^*)(E^+ + E^-) \end{cases} \quad (2.23)$$

où P' est la polarisation complexe renormalisée, ω la pulsation de résonance du système ce qui correspond au centre de la raie d'absorption ou d'émission des centres actifs, σ_0 la section efficace de transition, T_1 le temps de vie de l'état excité et T_2 le temps de cohérence de la polarisation. n^0 est l'inversion de population en l'absence de champ laser et permet de rendre compte d'un pompage du milieu quelle que soit sa nature (laser, électrique, chimique...).

Comme mentionné plus tôt, les champs vont se propager dans la cavité en étant amplifiés ou absorbés par les centres actifs. Cette interaction se fait par le biais du rayonnement des dipôles qui va interférer de manière constructive ou destructive avec le champ déjà existant dans la cavité. Dans le même temps, la polarisation résulte de la perturbation du dipôle liée à l'inversion de population par le champ, et l'interaction entre le champ et la polarisation va modifier l'inversion de population. Parallèlement, la polarisation et l'inversion de population vont tendre vers un état d'équilibre correspondant à l'état du système en l'absence de champ. Cette décroissance des états hors équilibre va contribuer à filtrer les modes qui ne sont pas entretenus par l'interaction avec les milieux actifs. Le temps de cohérence de la polarisation va influencer sur la largeur de la raie, plus il est faible, plus le spectre sera large.

L'une des hypothèses de départ est que nous cherchons une solution sous forme d'ondes planes. De plus, nous décomposons les termes de polarisation ρ et d'inversion de population n en séries de Fourier spatiales :

$$\left\{ \begin{array}{l} a. \quad E^\pm(z, t) = E^\pm(z, t) e^{i(\omega t \mp kz)} + c. c. \\ b. \quad P'(z, t) = \rho(z, t) e^{i\omega t} \\ c. \quad k = \eta\omega/c \\ d. \quad \rho(z, t) = e^{-ikz} \sum_{p=0}^{\infty} \rho_p^+ e^{-2ipkz} + e^{ikz} \sum_{p=0}^{\infty} \rho_p^- e^{2ipkz} \\ e. \quad n(z, t) = \bar{n} + \sum_{p=1}^{\infty} (n_p e^{-2ipkz} + c. c.) \end{array} \right. \quad (2.24)$$

En injectant cette forme de solution et la décomposition en série de Fourier dans les équations précédentes et en faisant l'hypothèse d'une enveloppe lentement variable, nous pouvons moyenner les termes variants rapidement. Nous décomposons les équations sur la base des termes de Fourier et nous obtenons le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} a. \quad \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\rho_0^+ \\ b. \quad \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\rho_0^- \\ c. \quad \frac{\partial \rho_p^+}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^+ = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p E^+ + n_{p+1} E^-) + S^+ \delta_{p0} \\ d. \quad \frac{\partial \rho_p^-}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^- = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p^* E^- + n_{p+1}^* E^+) + S^- \delta_{p0} \\ e. \quad \frac{\partial n_p}{\partial t} + T_1^{-1} n_p = 4(\rho_p^+ E^{+*} + \rho_{p-1}^+ E^{-*} + \rho_{p-1}^- E^+ + \rho_p^- E^-) \\ f. \quad \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + T_1^{-1} (\bar{n} - n^0) = 4(\rho_0^+ E^{+*} + \rho_0^- E^{-*} + c. c.) \\ p = 0, 1, 2, \dots \end{array} \right. \quad (2.25)$$

Les termes \bar{n} , n_p , ρ_0^\pm et ρ_p^\pm sont les composantes de Fourier de l'inversion de population et de la polarisation. Nous notons ici que les composantes de Fourier $p \geq 1$ couplent directement les champs + et - avec les termes de polarisations + et -, ce qui couple les champs + et - rendant ainsi compte du *spatial hole burning* qui est un effet qui tend à rendre les lasers avec une cavité linéaire multimodes longitudinaux. En effet, le *spatial hole burning* découle d'une modulation spatiale du gain due au motif d'interférence entre les champs copropagatifs et contrapropagatifs à la même longueur d'onde. Les zones où les champs est plus faible, les nœuds de l'onde stationnaire, voient leur gain moins déplété par l'émission laser. Ce gain non consommé par l'onde principale est accessible aux autres longueurs d'ondes car leur recouvrement avec le gain restant est non nul.

Par ailleurs, nous avons ajouté des termes d'émission spontanée S^\pm dans les équations d'évolution des termes de polarisation ρ_0 . Ces termes, dont l'expression exacte est donnée dans l'Annexe B, ont une amplitude qui dépend du niveau d'inversion n et une phase aléatoire en chaque point. Cela permet de ne pas postuler l'existence d'un champ initial dans la cavité et de laisser le champ se construire à partir de l'émission spontanée.

Afin de modéliser une cavité linéaire, nous utilisons des conditions aux limites réfléchissant tout ou partie du champ incident au bord du domaine de simulation, avec ou sans phase, vers l'onde se propageant en sens inverse :

$$\begin{cases} E^+(z_{\min}) = r_{\min} e^{i\varphi_{\min}} E^-(z_{\min}) \\ E^-(z_{\max}) = r_{\max} e^{i\varphi_{\max}} E^+(z_{\max}) \end{cases} \quad (2.26)$$

r_{\min} et r_{\max} sont l'amplitude de la réflectivité en champ des miroirs de la cavité et valent respectivement $\sqrt{R_{\min}}$ et $\sqrt{R_{\max}}$ avec R_{\min} et R_{\max} les réflectivité en intensité des miroirs. φ_{\min} et φ_{\max} sont les phases introduites par ces miroirs lors de la réflexion du champ. Ne connaissant pas ces phases dans notre cas, nous avons utilisé des phases de π lors de nos calculs comme ce serait le cas pour des miroirs métalliques parfaits.

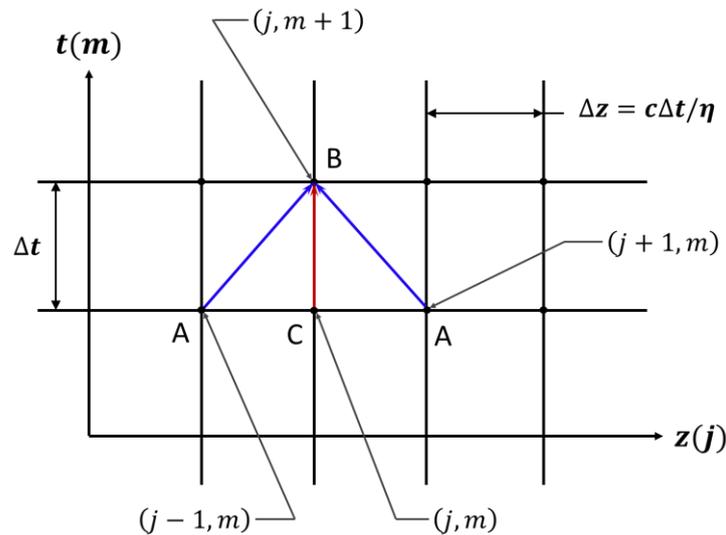


Figure 2-6 Grille de différences finies utilisée pour la résolution numérique des équation (2.25). Les flèches indiquent les chemins d'intégration utilisés pour obtenir les équations de différences finies à partir des équations différentielles. Les chemins AB sont utilisés pour les équations a et b et le chemin CB est utilisé pour les autres équations.

Afin de pouvoir effectuer le calcul numérique, nous utilisons une grille de différences finies telle que le pas d'espace Δz est lié au pas de temps Δt par la relation $\Delta z = c \cdot \Delta t / \eta$ de sorte que sur un pas de temps les champs se propagent exactement d'un pas d'espace. Nous intégrons les équations du système (2.25) le long des chemins AB pour les équations a et b, et le long du chemin CB pour les

équations c à f tels que définis sur la Figure 2-6. Or ces équations sont de la forme $\frac{\eta}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \pm \frac{\partial f}{\partial z} = g$ pour les équations a et b et $\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{f}{T} = g$ pour les équations c à f et leurs solutions exactes sont les suivantes :

$$\begin{cases} a. f_j^{m+1} = f_{j\mp 1}^m + \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\eta}{c}\right)^2 + 1}} \int_A^B g(s) ds \\ b. f_j^{m+1} = f_j^m e^{-\Delta t/T} + \int_{t_m}^{t_{m+1}} e^{-(t_{m+1}-t')/T} g(t') dt' \end{cases} \quad (2.27)$$

Dans l'équation (2.27).a, nous retrouvons la propagation du champ à laquelle s'ajoute les contributions des champs rayonnés par les dipôles qui se sont propagés jusqu'au point considéré. Dans l'équation b, nous retrouvons la décroissance des états hors équilibre, et la contribution de l'interaction avec le champ (dans la fonction g) qui est pondérée par la décroissance qu'elle subit jusqu'à l'instant au point considéré.

Afin de pouvoir calculer les intégrales, nous supposons que les fonctions g considérées sont affines le long des chemins d'intégration. La forme finale des équations, ainsi que la méthode, encodées pour les simulations sont données dans l'Annexe B.

Le champ émis hors de la cavité est obtenu en calculant le champ transmis par le coupleur de sortie en bout de cavité à un terme de phase près :

$$E_{\text{out}}(t) = \sqrt{1 - R_{\text{max}}} E^+(z_{\text{max}}, t) \quad (2.28)$$

Le spectre du laser $S(\nu)$ est alors donné par la norme au carré de la transformée de Fourier du champs émis par la cavité :

$$S(\nu) = |\text{TF}(E_{\text{out}}(t))|^2 \quad (2.29)$$

Il est important de remarquer ici que le spectre obtenu est centré autour de la fréquence nulle du fait que nous simulons uniquement les variations lentes de l'enveloppe et doit donc être translaté autour de la porteuse avant de pouvoir le convertir en longueurs d'onde. Il faut également noter que l'écart de fréquence maximal à la porteuse qu'il est possible de simuler sera la fréquence de Nyquist correspondant au pas de temps utilisé.

Ce modèle permet de simuler de nombreux régimes temporels différents en fonctions des conditions initiales et de la durée des simulations. Dans notre cas, nous avons utilisé des simulations de 1 à 10 μs en partant de différents niveaux d'inversion ce qui produit une impulsion d'une durée de 5 à 100 ns par simulation.

En appliquant ce modèle à une cavité de 50 mm optiques composée de deux miroirs de réflectivité $R_1 = 1$ et $R_2 = 0,9$ et d'un barreau de Tm:YAP de 4 mm de long et dopé à 3 %at. modélisé par une raie à 1938 nm avec une section efficace de $4,0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, un temps de vie de 4 ms, un temps de cohérence de $6,6 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ et un taux de pompage de 2, et avec un pas d'espace de 0,2 mm, on obtient le spectre donné dans la Figure 2-7. Une structure en peigne de modes émerge naturellement de la simulation et la comparaison l'ISL obtenu par la simulation et l'ISL théorique de la cavité simulée donne un très bon accord. Par ailleurs, le gain est centré sur la porteuse qui avait été postulée dans l'établissement des équations.

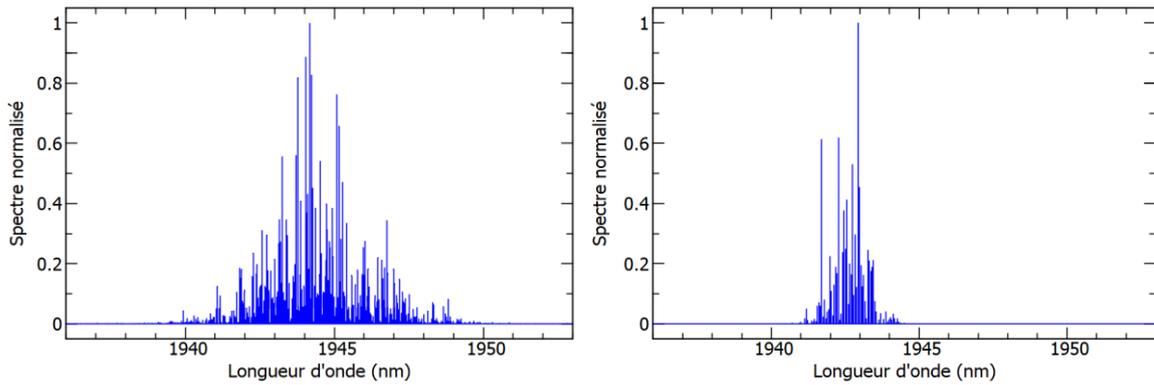


Figure 2-7 Spectre simulé avec le modèle décrit sans décalage de la longueur d’onde d’émission (gauche) et avec un décalage entre la longueur d’onde d’émission et la longueur d’onde centrale de la simulation (droite).

Une adaptation de la méthode de calcul pour modéliser une raie dont le centre est décalé par rapport à la porteuse qui est retirée lors de la mise en place des équations est décrite dans l’Annexe B. La Figure 2-7 (droite) montre un résultat obtenu avec cette adaptation pour les mêmes paramètres que la Figure 2-7 (gauche) avec la bande de gain centrée à 1944,5 nm. Bien que les deux spectres aient été simulé avec le même niveau d’inversion, la largeur spectrale diminue avec le décalage de la raie d’émission. Nous pensons qu’il s’agit d’un problème de couplage de l’énergie lié au déphasage de la polarisation par rapport à la porteuse de la simulation. Cette adaptation a été développée dans le but de simuler un spectre d’émission comportant plusieurs raies d’émission décalées les unes des autres afin de reproduire l’allure des spectres de gain obtenus dans la partie 2.1.b (Figure 2-4). Cependant, d’autres difficultés se sont présentées pour ces simulations de spectres d’émission multi-pics et nous n’avons pas eu le temps d’aller au bout de cette approche durant la thèse.

ii. Inclusion du VBG dans le modèle

A ce stade, nous ne pouvons modéliser que des cavités linéaires ou en anneaux composées de milieux à gain et absorbant successifs ainsi que de miroirs et de milieu transparents simples. Or nous souhaitons modéliser l’effet d’un VBG sur le spectre du laser. Tel quel, le modèle ne permet pas de faire cette modélisation. Nous avons donc testé deux approches pour décrire le VBG dans le modèle. La première, qui repose sur une adaptation des équations dans le cas d’un indice variable, crée des artéfacts de calcul et est décrite dans l’Annexe B. La deuxième repose sur une modélisation du VBG à partir de sa réponse impulsionnelle et nous allons la développer dans cette partie.

Afin d’éviter le problème de l’échantillonnage posé par l’ajout directe de la modulation d’indice dans le modèle de calcul, nous avons testé l’approche proposée par Wei Li *et al.* [167] qui consiste à traiter le VBG via sa réponse impulsionnelle. En effet, la réponse d’un composant passif à un signal incident peut se calculer en faisant la convolution du champ incident avec la réponse impulsionnelle du composant modélisé. La réponse impulsionnelle étant la réponse temporelle du système quand le signal d’entrée est un Dirac à $t = 0$.

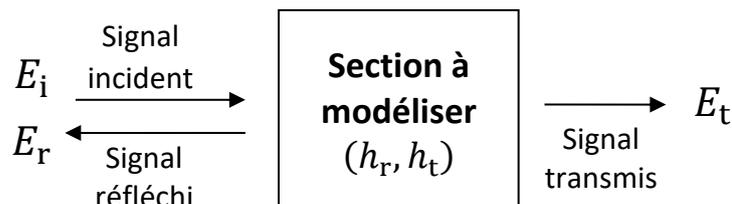


Figure 2-8 Schéma de principe du filtre numérique.

Nous considérons le cas illustré dans la Figure 2-8 où une section passive est illuminée par une onde incidente E_i . Nous supposons que nous connaissons les réponses impulsionnelles en réflexion h_r et en transmission h_t de cette structure. D'une manière générale, en traitement du signal, il est possible de calculer la réponse du système à un signal incident en convoluant le signal incident et sa réponse impulsionnelle :

$$\begin{cases} E_r(t) = (h_r * E_i)(t) \\ E_t(t) = (h_t * E_i)(t) \end{cases} \quad (2.30)$$

Or, la réponse impulsionnelle $h(t)$ d'un système est liée à sa réponse spectrale $H(\nu)$ par une transformée de Fourier. Dans un domaine temporelle discrétisé comme c'est le cas dans notre simulation, la réponse impulsionnelle et la réponse du système S_{out} à un signal incident S_{in} sont données par les relations suivantes :

$$\begin{cases} h(t_k) = H_k, k \in \mathbb{N} \\ H(\nu) = \sum_{k=0}^{\infty} H_k e^{-2ik\pi\nu\Delta t} = \text{TF}[h(t)] \\ S_{out}(t_m) = \sum_{k=0}^m H_k S_{in}(t_{m-k}) \end{cases} \quad (2.31)$$

Les coefficients H_k étant les coefficients de Fourier de la fonction de transfert du système, ils s'obtiennent en faisant la transformée de Fourier inverse discrète de cette dernière.

En pratique, m pouvant devenir très grand, nous limiterons la somme à un entier M qui dépend de la précision de la réponse souhaitée et nous supposons que le signal incident est causal donc nul pour les temps négatifs. Dans notre cas, nous avons choisi M égal au nombre de pas de temps pour que le signal fasse un aller-retour dans la cavité, ce qui donne :

$$\begin{cases} E_r^{m+1} = \sum_{k=0}^M H_{rk} E_i^{m-k} \\ E_t^{m+1} = \sum_{k=0}^M H_{tk} E_i^{m-k} \end{cases} \quad (2.32)$$

Afin de mener les simulations de notre cavité, nous annulons la réflectivité au bord du côté où le VBG est ajouté et nous utilisons la méthode que nous venons de développer pour calculer le champ transmis et le champ réfléchi par le VBG en bout de cavité.

En reprenant les paramètres de simulation utilisés dans le paragraphe précédent et en utilisant la méthode décrite dans ce paragraphe, nous obtenons les spectres donnés dans la Figure 2-9 pour des VBG et dans la Figure 2-10 pour un étalon Fabry-Pérot. Nous avons vérifié qu'aucun de ces spectres ne présente d'artéfact de calcul notable. Conformément à ce qui est attendu, l'émission laser a lieu autour de la longueur d'onde sélectionnée par le VBG.

Nous avons donc montré que cette méthode donne des résultats cohérents avec le sens physique et exempts d'aberration numérique marquée. De plus, cette méthode présente l'avantage de permettre d'inclure dans les simulations n'importe quel élément passif du moment que sa fonction de transfert est connue.

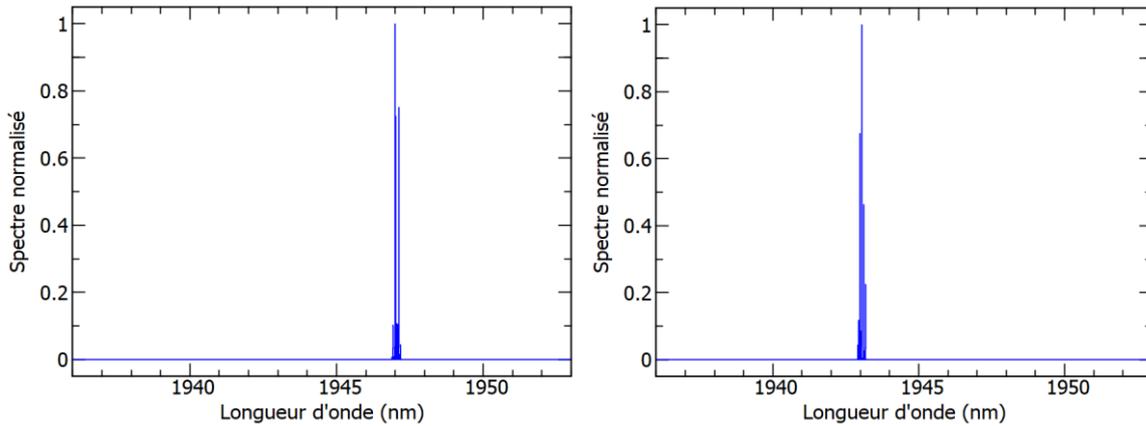


Figure 2-9 Spectre simulé avec la méthode du filtre digital présentée dans cette section avec $\lambda_{sim} = 1944,5 \text{ nm}$ et $\lambda_{VBG} = 1947 \text{ nm}$ (gauche) et $\lambda_{VBG} = 1943 \text{ nm}$ (droite).

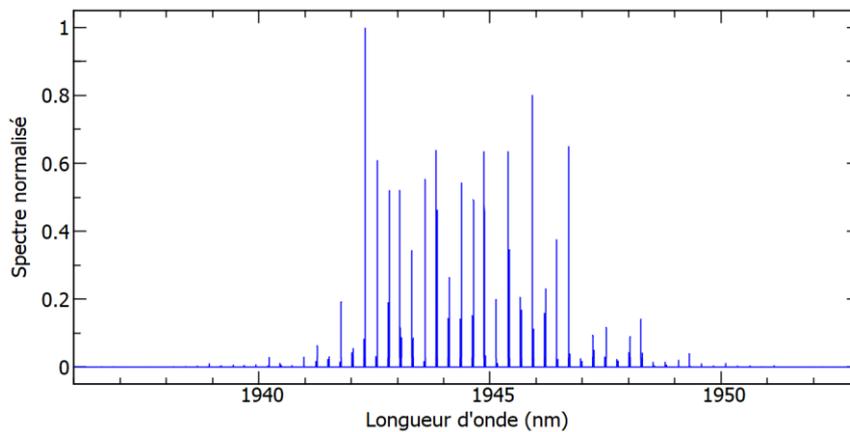


Figure 2-10 Spectre simulé avec la méthode du filtre digital présentée dans cette section avec $\lambda_{sim} = 1944,5 \text{ nm}$ et avec un étalon en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur.

b. Application du modèle à notre cavité

Nous avons simulé la cavité que nous voulons réaliser avec le modèle de calcul présenté dans la section précédente. Les longueurs des éléments sont présentées dans la Figure 2-11 ci-dessous et les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés dans le Tableau 2-3.

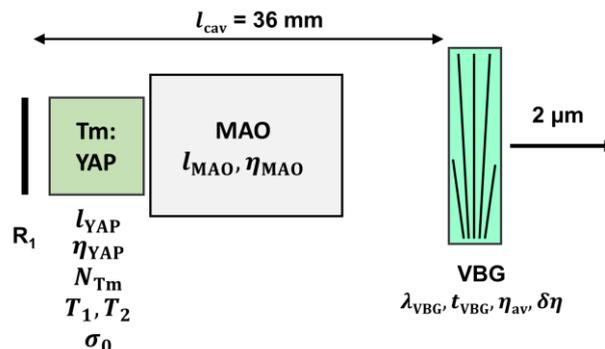


Figure 2-11 Schéma de la cavité simulée.

En faisant les simulations pour des niveaux de pompage différents, nous obtenons les résultats donnés dans la Figure 2-12. Comme nous l'avons supposé plus tôt, lorsque la puissance de pompe augmente, le spectre comporte un nombre croissant de modes longitudinaux. A basse puissance, le

spectre est monomode, tandis qu'à puissance plus élevée, le spectre devient de plus en plus multimode. Ceci implique de prévoir un moyen de filtrer les modes à haute puissance pour garantir un fonctionnement monomode longitudinal du laser.

Tableau 2-3 Paramètres utilisés pour les simulations de spectres par circulation du champ.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
λ_{sim}	1944,5 nm	Δz	0,2 mm
N_{Tm}	$5,88 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (3 %at.)	η_{YAP}	1,95
σ_0	$4,0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	l_{YAP}	4 mm
T_1	4 ms	T_2	$6,6 \cdot 10^{-14} \text{ s}$
l_{MAO}	18 mm	η_{MAO}	2
l_{cav}	36 mm	R_1	100 %
t_{VBG}	3,25 mm	λ_{VBG}	1944,5 nm
η_{av}	1,485	$\delta\eta$	300 ppm

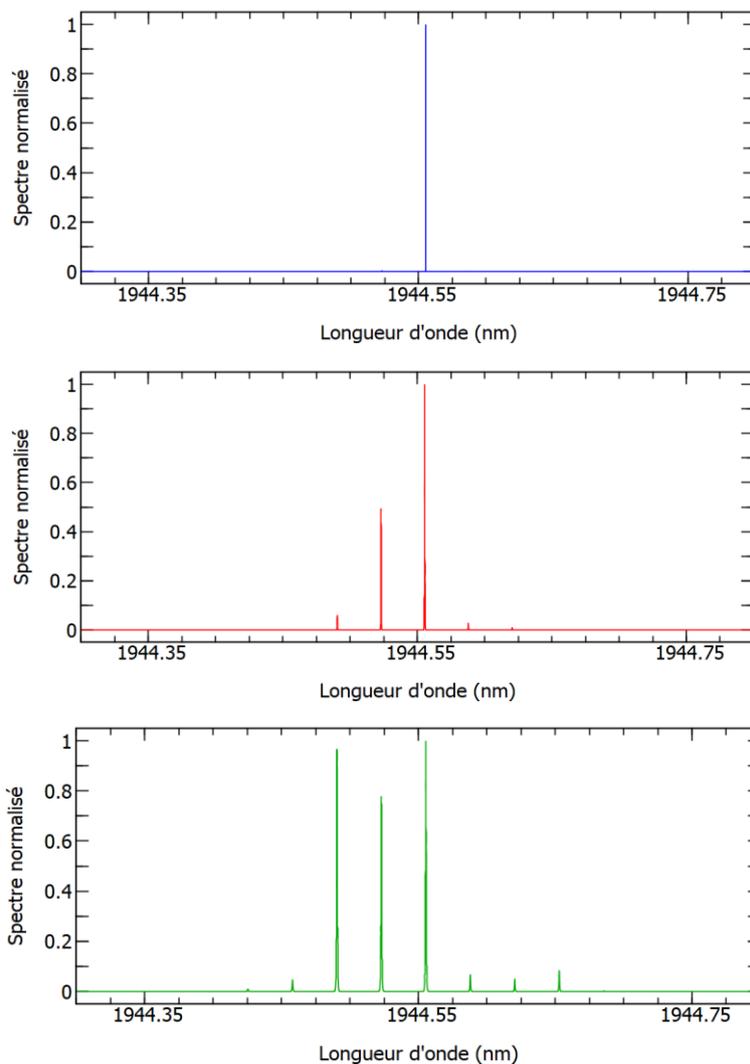


Figure 2-12 Spectres simulés par la méthode de circulation du champ pour une cavité utilisant un VBG comme coupleur de sortie pour trois niveaux de puissances différents : basse puissance : 1,5 fois le seuil (bleu), moyenne puissance : 3 fois le seuil (rouge) et haute puissance : 5 fois le seuil (vert).

3. Dimensionnement de l'étalon épais

a. Sélection d'un étalon

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que pour garantir un fonctionnement monomode du laser il est nécessaire d'ajouter un élément supplémentaire pour filtrer le spectre et sélectionner un seul mode parmi ceux susceptibles d'exister dans la bande de réflectivité du VBG. Pour cela, nous avons orienté notre choix vers un étalon non traité en YAG. En effet, il s'agit d'une méthode simple et peu coûteuse pour filtrer les modes d'une cavité laser. De plus, l'indice de réfraction du YAG de 1,81 donne 8,3 % de réflexion de Fresnel par face, ce qui donne une finesse correcte sans traitement. Le YAG bénéficie également d'une très grande transparence et un seuil de dommage élevé.

L'épaisseur de l'étalon est déterminée pour, d'une part, avoir des pics de transmission suffisamment fins pour discriminer les modes adjacents au mode sélectionné, et d'autre part, avoir un intervalle spectral libre suffisamment grand pour qu'il n'y ait qu'un seul pic de transmission de l'étalon dans la transmission du VBG.

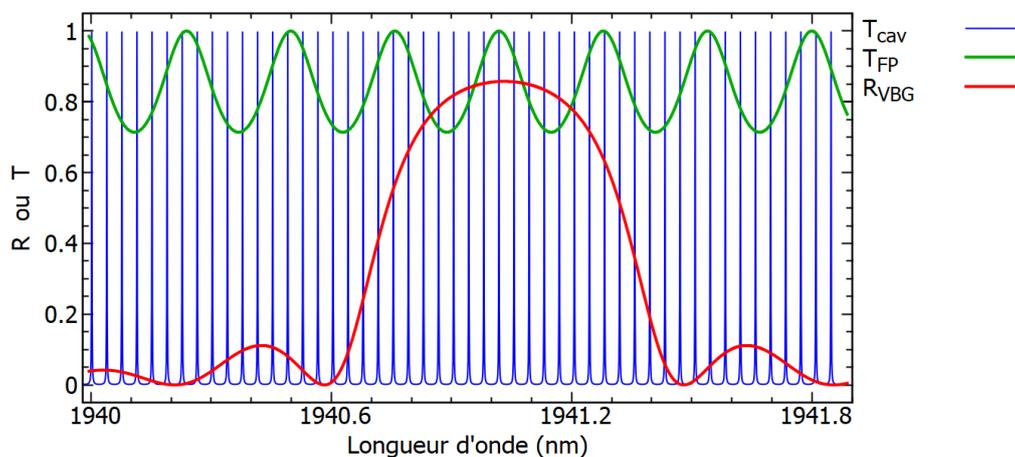


Figure 2-13 Comparaison entre le peigne de fréquence de la cavité (bleu) la réflectivité du VBG pour une position transverse donnée (rouge) et la transmission d'un étalon en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur (vert).

En se basant sur ces critères, nous avons retenu un étalon de 4 mm d'épaisseur de chez Layertec parmi ceux commercialement disponibles dont la transmission théorique est donnée en vert dans la Figure 2-13 ci-dessus avec la transmission du VBG en rouge et le peigne de fréquence de la cavité en bleu. Cette dimension d'étalon permet, d'une part, d'ajouter entre 5 et 10 % de pertes additionnelles par simple passage dans la cavité sur les modes voisins d'un mode centré sur un des maxima de transmission de l'étalon et, d'autre part, d'avoir environ 20 % de pertes supplémentaires pour les maxima de transmission de l'étalon voisins du maximum de transmission centré au milieu de la bande de réflectivité du VBG. De fait, cela semble être un bon candidat pour obtenir un fonctionnement monomode longitudinal. Il convient toutefois de remarquer que cette technique nécessite de pouvoir ajuster soit l'ISL de la cavité soit celui de l'étalon afin d'obtenir un bon centrage du mode de la cavité sur le pic de transmission de l'étalon. Ceci est particulièrement critique si nous voulons de plus accorder la longueur d'onde émise par translation du VBG. En effet, sur la Figure 2-13, nous pouvons voir que d'un pic de transmission de l'étalon à l'autre le centrage du mode de la cavité n'est pas toujours identique. Dans certains cas, il y a deux modes avec un centrage similaire de part et d'autre de la transmission de l'étalon tandis que dans d'autres, il y a un mode bien centré sur la transmission de l'étalon. Nous verrons dans le Chapitre 4 que cela peut conduire à une instabilité du régime pulsé.

b. Test de l'étalon dans le modèle de circulation du champ

Pour vérifier le choix fait dans la section précédente, nous avons ajouté l'étalon à la simulation décrite dans le paragraphe 2.b. (Tableau 2-3) en utilisant la méthode du filtre numérique et en supposant que l'onde réfléchie n'est pas recouplée dans la cavité. Les résultats de ces simulations sont donnés dans la Figure 2-14 qui présente aussi un spectre sans étalon pour comparaison. L'étalon permet en effet d'obtenir un spectre monomode longitudinal, toutefois, cela nécessite, comme nous l'avons mentionné précédemment, de centrer la transmission de l'étalon et le mode longitudinal de la cavité l'un par rapport à l'autre. En effet, dans nos simulations nous avons fait varier l'épaisseur de l'étalon de 0,1 μm pour observer l'effet du décentrage des modes de la cavité par rapport à ceux de l'étalon et nous observons que cela suffit à passer d'un spectre monomode longitudinal à un spectre bimode.

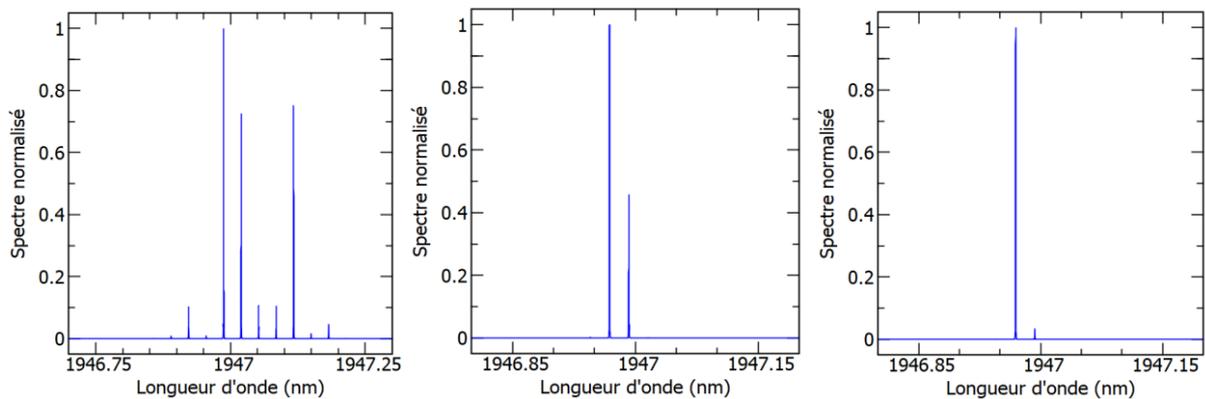


Figure 2-14 Spectres normalisés simulés pour la cavité avec le VBG centré à 1947 nm pour le même niveau de puissance sans étalon (gauche), avec un étalon de 4,0004 mm d'épaisseur (milieu) et avec un étalon de 4,0003 mm (droite).

De fait, ces simulations valident notre choix d'utiliser un étalon en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur pour compléter l'affinement spectral du VBG et obtenir un fonctionnement monomode longitudinal. Elles soulignent cependant l'importance de maîtriser la longueur de la cavité pour que le mode longitudinal de la cavité reste centré sur la transmission de l'étalon et ainsi que le filtrage opère efficacement.

Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dimensionnement du VBG et de l'étalon utilisés dans le laser de pompe à 2 μm . Dans un premier temps, nous sommes rapidement revenus sur les équations permettant de déterminer les propriétés d'un VBG. Nous avons ensuite présenté le modèle des spectres d'inversion afin de déterminer la plage de longueurs d'onde que nous allons étudier ainsi que la réflectivité souhaitée pour les VBG, respectivement de 1,94 μm à 1,96 μm et 80 % et 90 %. Puis nous avons adapté le modèle de circulation du champ électrique développé par J. Fleck pour traiter le cas du VBG et déterminer l'affinement spectral attendu en utilisant une technique de filtrage numérique dans le domaine temporel. En appliquant le modèle à la cavité que nous allons étudier par la suite, nous avons vu que le spectre n'est monomode qu'à basse puissance avec le VBG malgré une réduction de la largeur du spectre à moins de cinq modes longitudinaux. Afin de garantir un fonctionnement monomode longitudinal nous avons choisi d'utiliser un étalon Fabry-Pérot en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur et nous avons vérifié que cette approche permet bien d'obtenir un laser monomode longitudinal en appliquant le modèle numérique de circulation du champ modifié.

Chapitre 3. Etude expérimentale en régime continu de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde avec un TC-VBG

Objectif

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la réalisation et à la caractérisation du laser dimensionné dans le chapitre précédent en régime continu afin de vérifier les prédictions théoriques qui ont été faites. Dans un premier temps, nous présentons les cavités qui ont été utilisées pour réaliser ces tests en justifiant leur choix. Nous présentons ensuite les résultats de l'étude de la cavité de référence en régime continu. Puis nous étudions le laser avec le VBG seul toujours en régime continu avec d'une part, les performances du laser, d'autre part, l'affinement spectral et l'accord en longueur d'onde. Enfin nous exposons les résultats expérimentaux obtenus en régime continu avec à la fois le VBG et l'étalon en YAG de 4 mm d'épaisseur.

1. Adaptation de la cavité laser pour inclure le VBG

a. Cavité MUSTARD et première architecture de cavité

Nous nous sommes basés sur le laser à déclenchement passif (ou PQS pour *Passively Q-Switched*) développé durant le projet MUSTARD dont le schéma de cavité est rappelé sur la Figure 3-1 (haut) et au sujet duquel nous avons donné plus de détails dans le Chapitre 1. La cavité se compose d'un barreau de Tm:YAP traité antireflet sur l'une des faces et hautement réfléchissant autour de $2\ \mu\text{m}$ et antireflet autour de $0,8\ \mu\text{m}$ sur l'autre face, d'un absorbant saturable en Cr:ZnS, d'un étalon mince de $300\ \mu\text{m}$, et d'un miroir de sortie de 50mm de rayon de courbure. Le pompage se fait par une diode fibrée de $3\ \text{W}$ émettant à $793\ \text{nm}$. Une étude de stabilité de cavité sous Lascad a été réalisée lors du projet MUSTARD pour concevoir cette cavité. Nous en avons exploité les calculs pour concevoir les cavités qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit et prévoir les tailles de leurs modes gaussiens fondamentaux TEM_{00} . Une deuxième cavité (Figure 3-1 bas), pompée avec une diode c-mount à $793\ \text{nm}$, utilisant les mêmes composants à l'exception de l'absorbant saturable remplacé par une lame de Cr:ZnSe avec une absorption plus faible avait également été réalisée. L'étalon avait été retiré de la cavité pour limiter les pertes intracavité. Ces deux cavités avaient permis d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal en utilisant une modulation de la puissance de pompe.

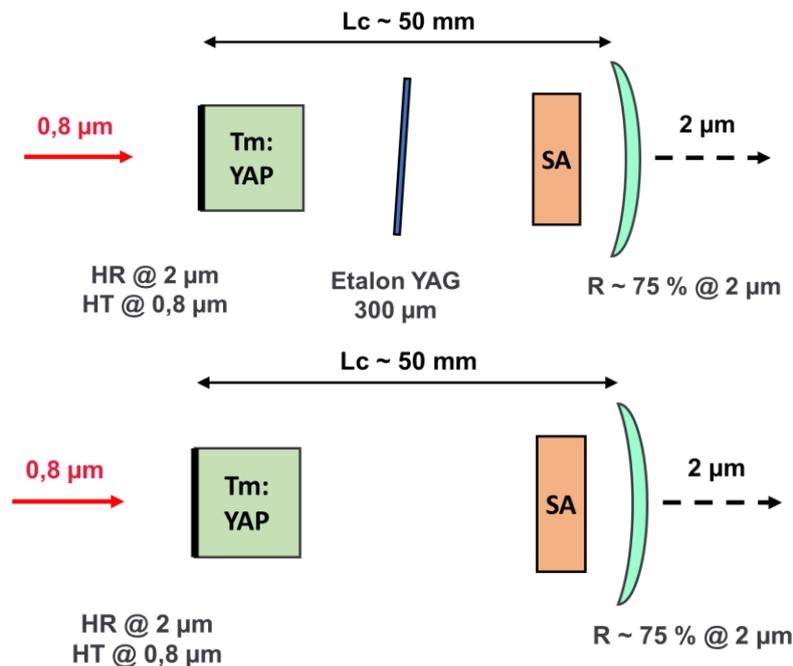


Figure 3-1 Schéma des cavités développées durant le projet MUSTARD.

Dans le Chapitre 1, nous avons déterminé qu'il était souhaitable de remplacer l'absorbant saturable par un modulateur acousto-optique et ainsi éviter les limitations portant sur les taux de répétition compatibles avec un fonctionnement monomode longitudinal constatées sur ces lasers. De plus, nous avons choisi d'utiliser un VBG à pas variable comme coupleur de sortie de la cavité afin de nous rapprocher du comportement monomode longitudinal visé et permettre l'accord en longueur d'onde. Dans le Chapitre 2, nous avons montré numériquement que pour obtenir un fonctionnement monomode longitudinal du laser, il fallait ajouter un filtrage supplémentaire et avons sélectionné un étalon en YAG non traité de $4\ \text{mm}$ d'épaisseur. Ces éléments permettent d'aboutir à la première conception de la cavité prévue dans la thèse et qui est présentée sur la Figure 3-2. Nous avons choisi de commencer par étudier l'affinement spectral et l'accord en longueur d'onde en régime continu, ce qui

va être l'objet de ce chapitre, puis, de poursuivre l'étude en régime pulsé pour vérifier que les résultats obtenus restent valides ce qui sera l'objet du Chapitre 4.

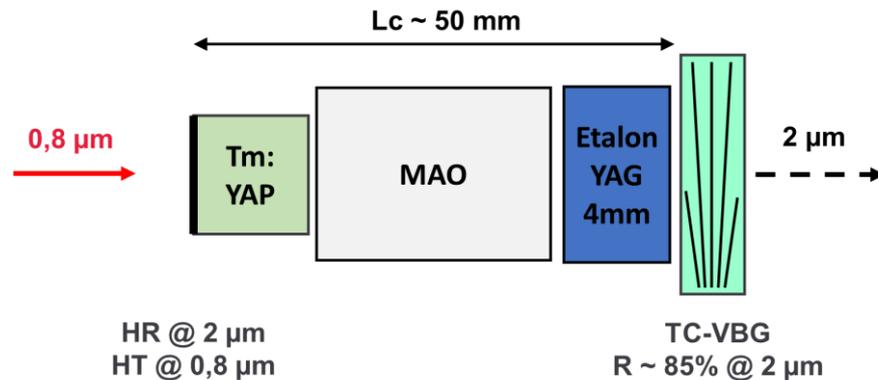


Figure 3-2 Première idée de conception pour la cavité laser réalisée durant cette thèse.

b. Cavité de référence

Pour commencer l'étude de l'affinement spectral en régime continu, nous avons prévu une cavité de référence composée du même barreau de Tm:YAP avec un miroir dichroïque hautement réfléchissant autour de $2 \mu\text{m}$ et anti-reflets à la pompe sur une face et anti-reflet aux deux longueurs d'onde sur l'autre face et d'un miroir diélectrique concave (50 mm de rayon de courbure) avec une réflectivité de 90% autour de $2 \mu\text{m}$ telle qu'illustrée sur la Figure 3-3 (haut). Cette cavité était pompée avec une diode fibrée de 2 W à 793 nm réglée en température focalisée dans le barreau laser avec un rayon de faisceau de $100 \mu\text{m}$.

Nous avons également ajouté des étalons minces (60 et $125 \mu\text{m}$ d'épaisseur) dans cette cavité de référence afin de disposer d'un point de comparaison en termes d'affinement spectral pour la suite (Figure 3-3 bas).

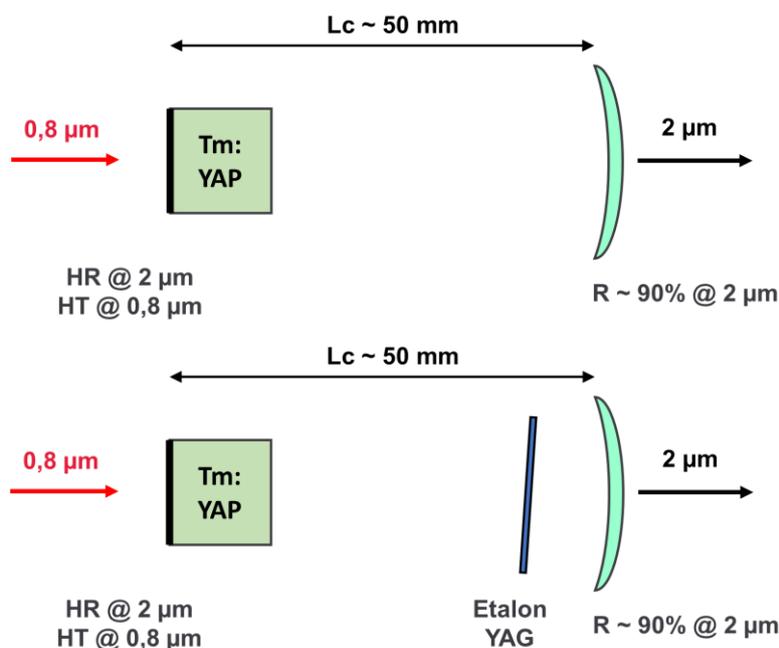


Figure 3-3 Schéma des cavités de référence sans (haut) et avec (bas) affinement spectral par étalon Fabry Pérot mince.

c. Cavités plan-plan

Dans le premier choix de conception, présenté plus haut avec la Figure 3-2, la cavité était plan-plan avec un miroir diélectrique hautement réfléchissant à $2\mu\text{m}$ déposé sur une des faces du barreau et le VBG comme coupleur de sortie. De ce fait, pour obtenir la stabilité géométrique du mode gaussien fondamental avec une taille de faisceau dans le barreau laser proche de celle de la pompe, cette cavité nécessite soit une forte lentille thermique, soit l'ajout d'une lentille dans la cavité pour être stable.

Dans le premier cas, pour une cavité composée uniquement du barreau il faut une focale thermique entre 60 et 65 mm pour obtenir un rayon de faisceau entre 100 et $105\mu\text{m}$ et avoir un bon recouvrement entre la pompe et le laser. Or, sous 4 W de pompe, la focale thermique du barreau peut être estimée à 250 mm sur un axe (vertical ou horizontal) et 170 mm sur l'autre, ce qui, d'une part, est insuffisant et, d'autre part, pose des problèmes de circularité du faisceau. Dans d'autres configurations où la stabilité de la cavité est obtenue en utilisant la focale thermique dans le barreau, tout en plaçant le barreau à une extrémité de la cavité, le rayon du faisceau dans le barreau dépasse rapidement les 150 – 200 μm ce qui dégrade fortement le recouvrement entre la pompe et le faisceau. Avec la diode 2 W utilisée à ce moment, en réduisant au minimum la longueur de la cavité et en utilisant un miroir diélectrique ayant une réflectivité de 96 % (Figure 3-4 gauche) nous avons pu obtenir l'oscillation laser avec des performances nettement réduites.

Nous avons pu obtenir une cavité stable et le fonctionnement laser avec une lentille de focale 50 mm en CaF_2 traitée anti-reflets autour de $2\mu\text{m}$, mais dans ce cas, la longueur de la cavité est insuffisante pour ajouter le MAO dont l'encombrement est de 22 mm (pour un cristal de TeO_2 de 18 mm de long).

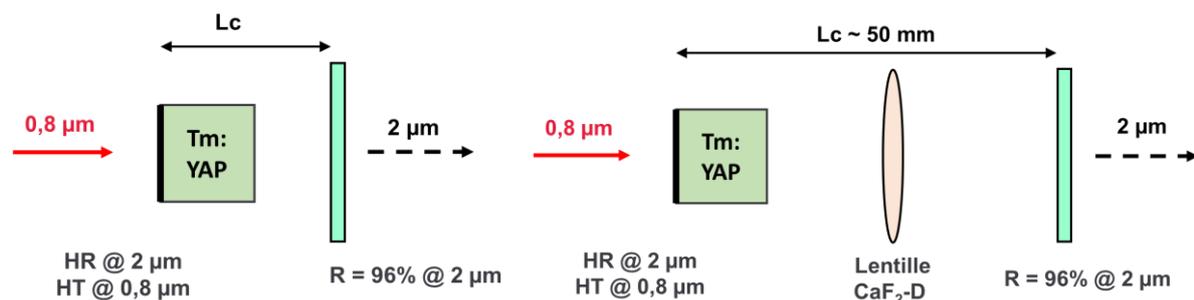


Figure 3-4 Schéma des cavités plan-plan stabilisée par la lentille thermique (gauche) et par une lentille physique (droite).

d. Cavités « inversée » et « retournée »

Pour contourner le problème de la cavité plan-plan avec ou sans lentille, nous avons d'abord voulu remplacer le miroir diélectrique hautement réfléchissant déposé sur le cristal par le VBG agissant comme un coupleur ($\eta = 85\%$), et le coupleur concave avec $R = 90\%$ par un miroir de haute réflectivité de même courbure. Le faisceau à $2\mu\text{m}$ est alors séparé de la pompe à $0,8\mu\text{m}$ avec un miroir dichroïque orienté à 45° placé comme indiqué sur la Figure 3-5. Ceci implique d'adapter la mise en forme du faisceau de pompe pour avoir la place de mettre le miroir dichroïque.

En testant cette solution, nous avons constaté que les traitements antireflets des VBG-80-0.5 et VBG-90-1 n'étaient pas prévus pour transmettre la pompe à $0,8\mu\text{m}$ et présentaient des pertes globales s'élevant à 50 % de la puissance de pompe. En raison de mauvaise transmission de la pompe à travers les traitements antireflets du VBG, cette solution a mené à un seuil trop élevé pour que le laser soit exploitable. Nous avons donc modifié la conception de la cavité pour faire les tests avec le VBG en « retournant » la cavité comme le montre la Figure 3-6. La pompe est focalisée à travers le miroir diélectrique hautement réfléchissant qui induit des pertes limitées à 10 % de sa puissance. Cette

modification implique, elle aussi, d'adapter la mise forme du faisceau de pompe pour pouvoir l'injecter dans le barreau en prenant en compte la longueur de la cavité et l'effet de lentille divergente du miroir concave. Tous ces éléments ont conduit à une augmentation significative du seuil du laser ce qui nous a également conduit à utiliser une diode 9 W fibrée à la place de la diode 2 W. De plus l'augmentation du seuil a été accentuée par le fait que la longueur d'onde émise par la diode 9 W est décalée du maximum d'absorption du Tm:YAP à 793 nm de plusieurs nanomètres ce qui réduit notablement l'absorption de la puissance de pompe dans le barreau laser.

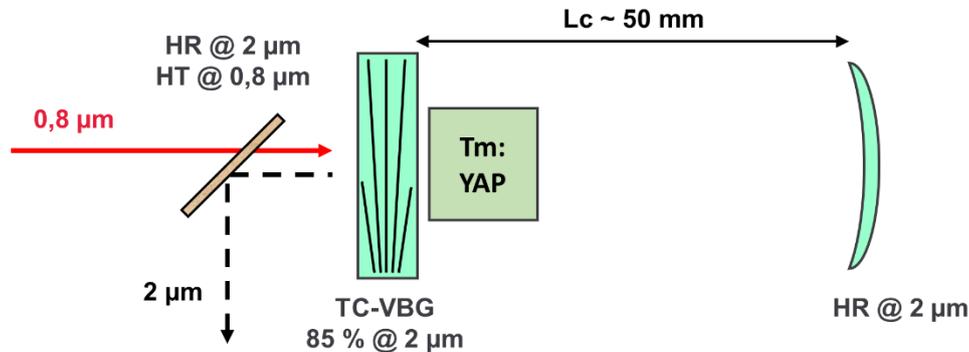


Figure 3-5 Schéma de la cavité « inversée ».

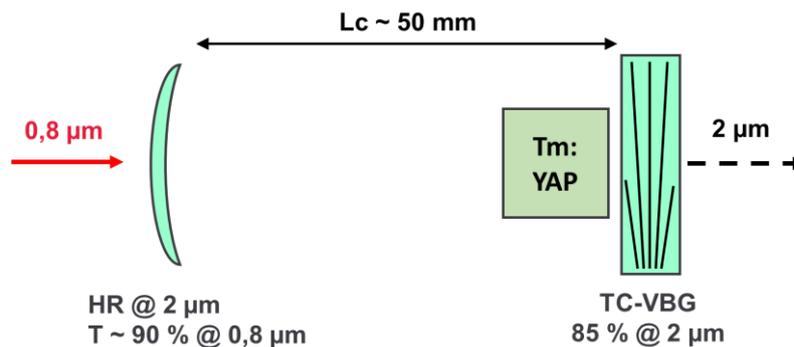


Figure 3-6 Schéma de la cavité « retournée ».

Nous avons néanmoins pu mener à bien les premiers tests d'affinement spectral et d'accord en longueur d'onde avec cette cavité. Cependant, nous avons été gênés pour la suite de nos tests par le fait que l'espace disponible pour ajouter des éléments dans la cavité se situe entre la pompe et le barreau laser. De fait, ces éléments sont susceptibles d'atténuer la puissance de pompe disponible pour le pompage effectif du Tm:YAP.

e. Cavité coudée

Pour contourner ce problème, nous avons coudé la cavité avec le miroir dichroïque hautement réfléchissant à 2 μm et antireflets à 0,8 μm à 45° comme illustré sur la Figure 3-7. Celui-ci sert de miroir de renvoi pour la cavité laser et permet l'injection de la pompe directement dans le barreau en évitant que le faisceau de pompe ne soit atténué par les éléments qui se trouvent dans le bras latéral de la cavité qui n'est pas traversé par le faisceau de pompe. Cette cavité, sans et avec l'étalon, a permis d'obtenir une partie des résultats présentés dans les parties consacrées à l'étude du laser avec le VBG.

Toutefois, nous avons constaté des problèmes de stabilité à haute puissance avec ce type de cavité. L'hypothèse qui nous semble la plus plausible est que la longueur introduite par le coude de la cavité rapproche de la limite de stabilité géométrique et que cet effet est accentué par la lentille thermique générée par l'échauffement du barreau.

De fait, afin de réduire la longueur de la cavité, nous sommes revenus à la cavité dite « inversée » (Figure 3-5) en polissant le VBG-90-1 pour en retirer les traitements antireflets. Ceci a eu pour effet de réduire les pertes sur la puissance de pompe de de 50 % à 12 % (pertes correspondant principalement aux pertes de Fresnel sur les deux faces du VBG). Toutefois, cela ajoute, pour l'onde laser, des pertes de Fresnel dans la cavité qui augmentent le seuil ainsi que des pertes de Fresnel en sortie de VBG qui diminuent légèrement l'efficacité perçue du laser. Malgré ces défauts, cette cavité nous a permis d'obtenir une partie des résultats présentés pour l'études du laser avec le VBG sans et avec l'étalon épais.

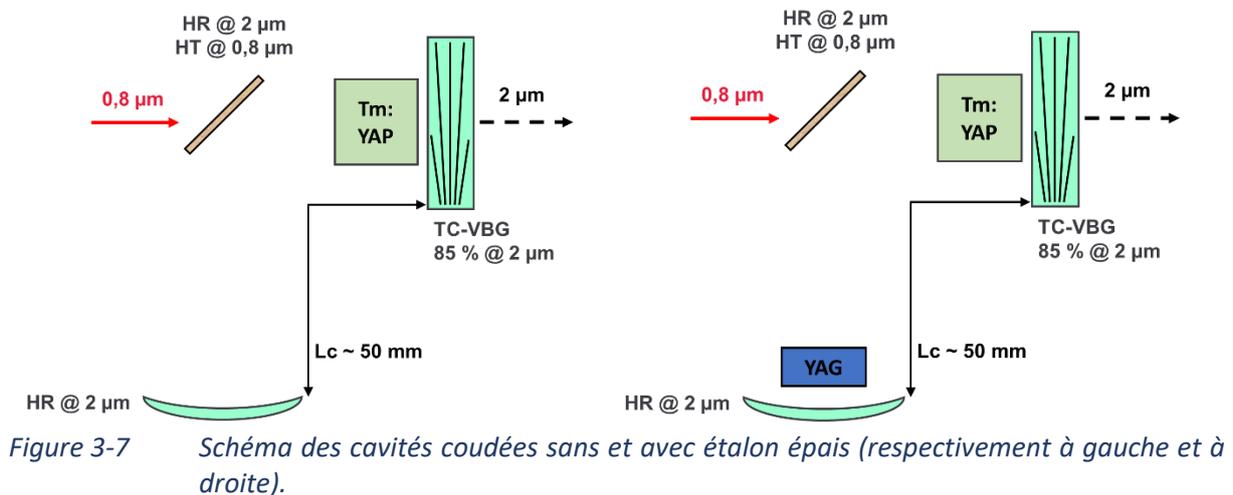


Figure 3-7 Schéma des cavités coudeées sans et avec étalon épais (respectivement à gauche et à droite).

En dehors de leur différentes longueurs qui modifient légèrement l'ISL, nous allons voir dans la suite de ce chapitre que ces différentes cavités ont des propriétés spectrales similaires qui sont dictées par le Tm:YAP, le VBG et l'étalon le cas échéant. De plus, les variations relevées dans la suite du manuscrit en termes d'efficacité sont principalement liées aux pertes optiques des différents traitements antireflets des VBG, aux réflectivités des VBG et miroirs concaves, et à la stabilité géométrique et thermique de la cavité et non à l'architecture de la cavité en elle-même.

2. Etude de la cavité de référence en régime continu

a. Efficacité laser

Comme expliqué précédemment, nous avons, dans un premier temps, étudié la cavité de référence (Figure 3-3) en régime continu. Un relevé de puissance est donné dans la Figure 3-8. On observe un seuil à 0,61 W et une pente d'efficacité optique de 31,2 %. Ces résultats sont légèrement supérieurs à ceux obtenus dans le cadre du Projet Mustard, qui présentaient un seuil à 0,7 W et une pente d'efficacité optique à 24 % avec la cavité de référence sans MAO ni étalon [126]. Nous supposons que cette différence vient principalement d'une meilleure focalisation du faisceau de pompe. Ce niveau d'efficacité reste cependant en deçà des lasers dopés au thulium en cavité à faibles pertes avec des efficacités optiques de l'ordre de 70 % [132,168,169]. Les niveaux de puissance atteints semblent, cependant, suffisants pour obtenir des impulsions de plus de 250 μ J à 1 KHz. Avec un étalon, le seuil augmente légèrement et la pente reste similaire. Toutefois, en fonction de l'alignement de l'étalon, l'augmentation du seuil peut être plus élevée (jusqu'à dépasser les 2 W de pompe disponible) et la pente dégradée.

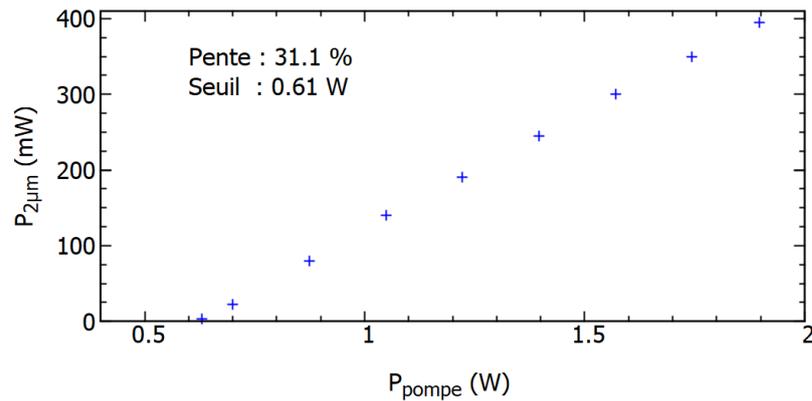


Figure 3-8 Puissance de sortie du laser autour de $2\ \mu\text{m}$ en régime continu en fonction de la puissance de pompe avec la cavité de référence et avec le MAO éteint dans la cavité de référence.

b. Réduction spectrale avec des étalons minces

La Figure 3-9 montre un exemple représentatif des spectres obtenus avec la cavité de référence mesuré avec un spectromètre YOKOGAWA AQ6375. Sa largeur à mi-hauteur est de 3,6 nm mais le niveau de signal mesuré reste non négligeable sur au moins 6 nm. Compte tenu de l'intervalle spectral libre de la cavité qui est d'environ 40 pm autour de $2\ \mu\text{m}$, cela représente environ 90 modes à mi-hauteur et plus de 150 modes en prenant en compte la zone où le niveau de signal est notable. Soulignons également que ce spectre se compose de pics espacés les uns des autres d'environ 0,24 nm, bien supérieur à l'ISL, ce qui pourrait être dû à un effet Fabry Péroต์ parasite dans le barreau laser. Ces pics pourraient aussi correspondre au *spatial hole burning* qui va favoriser les longueurs d'ondes avec le moins de recouvrement avec le mode principal du laser grâce au gain non utilisé au niveau des nœuds de l'onde stationnaire à la longueur d'onde principale. En effet, un rapide calcul de recouvrement entre deux modes longitudinaux distincts montre que, dans notre cas, celui-ci présente des minima locaux tous les 6 modes. Nous pouvons également remarquer que tous ces pics ne sont pas présents. En effet, dans certains cas, il manque un ou deux pics et certains des pics sont d'une amplitude réduite. En regardant l'évolution temporelle du spectre, on observe d'une part, qu'au démarrage du laser, il se produit un décalage des modes vers les courtes longueurs d'ondes au sein de l'enveloppe globale du spectre et d'autre part, que les pics actifs changent au cours du temps. L'hypothèse de la présence d'un Fabry-Pérot parasite dans le barreau laser, soulevée plus tôt, peut expliquer ces deux phénomènes. En effet, avec l'échauffement du barreau sous l'effet de la pompe,

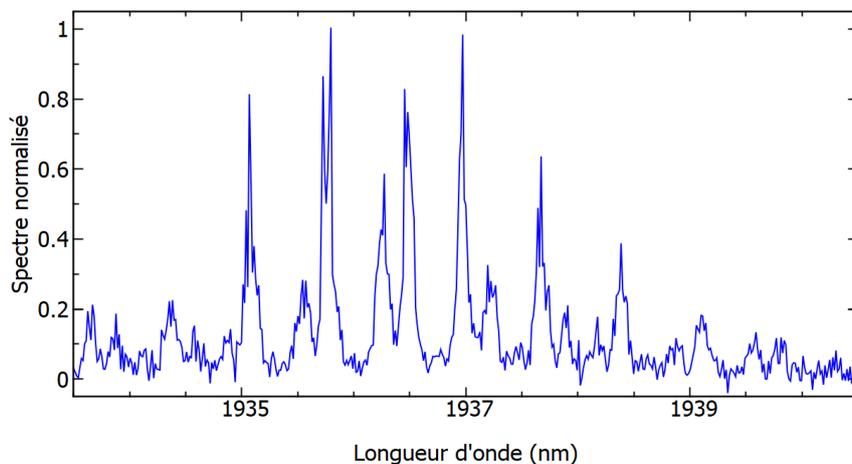


Figure 3-9 Spectre du laser obtenu avec la cavité de référence sous 2W de pompe.

les pics de transmissions se décalent en raison de la variation de l'indice optique ce qui change les pics favorisés. Au final, nous pensons qu'une combinaison des deux effets donne les structures spectrales observées.

Un premier test pour affiner le spectre du laser a été d'ajouter des étalons minces de 60 et 125 μm d'épaisseur dans la cavité. Avec le premier nous sommes parvenus à réduire la largeur du spectre à 1,2 nm tandis qu'avec le second, nous avons atteint une largeur spectrale de 0,5 nm. Ceci correspond respectivement à environ 35 et 12 modes. Les spectres correspondants sont donnés dans la Figure 3-10. Il s'agit des spectres avec le meilleur affinement obtenu avec chacun des deux étalons. Comme pour le spectre sans étalon, ces spectres présentent une structure en pics espacés environ de 0,24 nm.

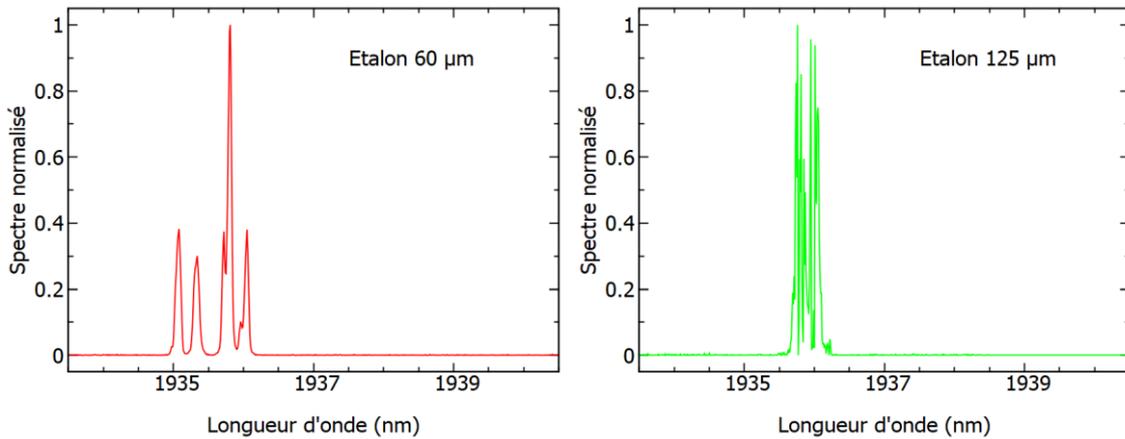


Figure 3-10 Spectre du laser obtenu avec la cavité de référence avec des étalons en YAG non traités de 60 et 125 μm d'épaisseur sous 2W de pompe.

c. Couverture spectrale du Tm:YAP

Au fil des essais réalisés avec les cavités sans VBG, nous avons pu obtenir, en changeant le coupleur de sortie ou les « conditions spectrales »⁴ de la cavité, des longueurs d'onde sur une large gamme allant de 1928 nm à 2010 nm, comme illustré dans la Figure 3-11 (haut et milieu). De plus, nous avons pu obtenir des spectres larges de plus de 10 nm ou avec des longueurs d'ondes espacées de plus de 15 nm émises simultanément. Par ailleurs, nous avons pu observer le spectre de fluorescence du barreau de Tm:YAP utilisé sous 2 W de pompe à 973 nm entre 1,65 et 2 μm (Figure 3-11 bas). Ces propriétés soutiennent notre choix du Tm:YAP pour réaliser un laser accordable. Une partie de ces résultats ont été obtenus avec des cavités « trois miroirs » ou « imbriquées » qui ont été observées de manière fortuite lors des tests avec les étalons minces.

Comme nous nous y attendions, les étalons minces ne sont pas suffisants pour imposer un fonctionnement monomode longitudinal au laser continu. La suite de ce chapitre va porter sur l'étude du laser avec le VBG présenté dans le chapitre précédent ainsi que sur l'association du VBG avec un étalon de 4 mm d'épaisseur.

3. Etude de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde par le VBG

Dans la partie précédente, nous avons vu que le Tm:YAP permet d'obtenir un laser efficace. Nous avons aussi vu que les étalons minces, s'ils permettent d'obtenir un affinement substantiel de la

⁴ Ceci fait référence à des configurations où l'étalon mince ou le miroir diélectrique inséré dans la cavité est aligné de façon à avoir une résonance des sous-cavités formées.

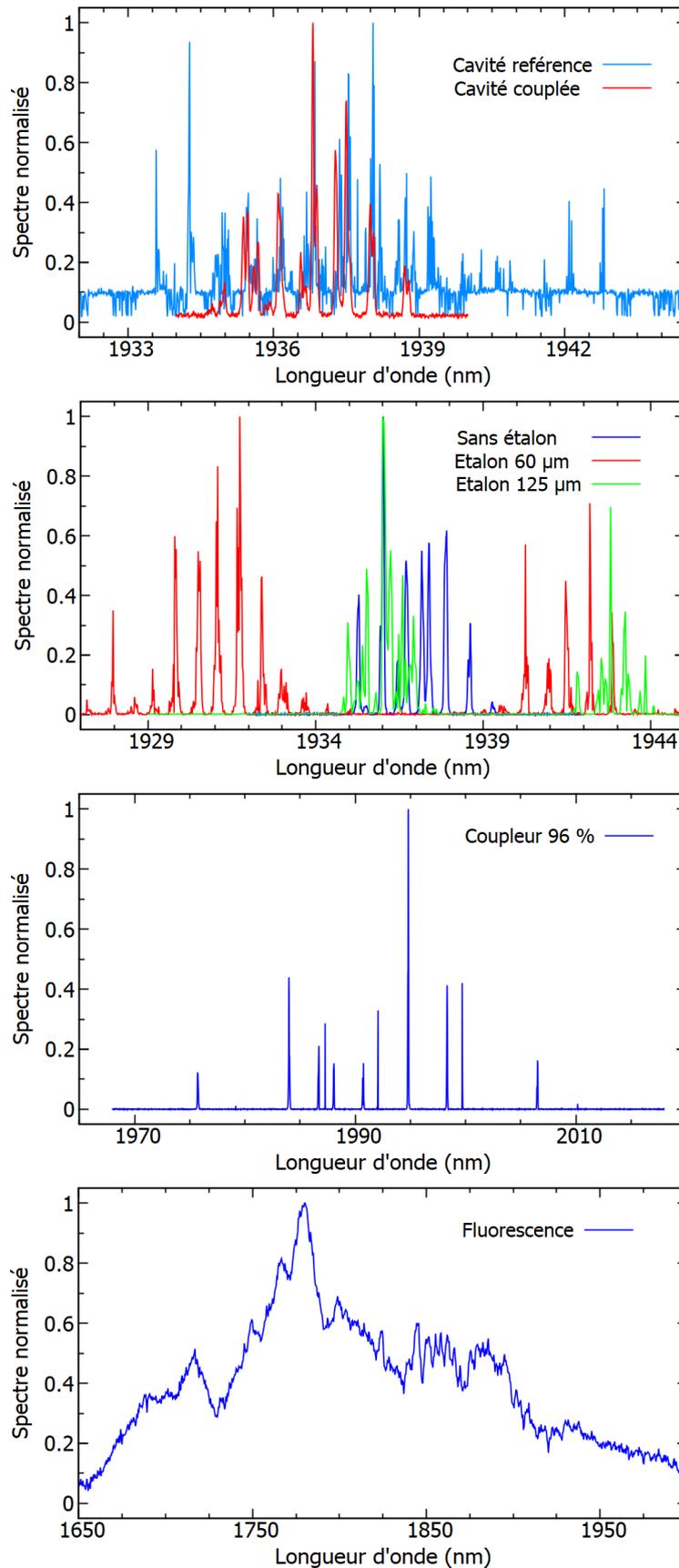


Figure 3-11 Spectres obtenus sous 2W de pompe avec des effets de cavités 3 miroirs avec un miroir à 40 % (haut), cavité 3 miroirs avec des étalon minces (milieu haut), avec un coupleur de sortir avec $R = 96\%$ (milieu bas) et spectre de fluorescence sans effet laser (bas).

largeur du spectre, ne permettent pas d'obtenir un laser monomode longitudinal avec les cavités retenues. Par ailleurs, dans le premier chapitre, nous avons vu que l'utilisation d'un VBG comme coupleur de sortie du laser permet d'après les simulations réalisées de réduire la largeur du spectre du laser à quelques modes longitudinaux. Dans cette partie, nous allons tester l'efficacité du VBG en tant que coupleur de sortie et mesurer l'affinement spectral obtenu.

b. Caractérisation spatiale du faisceau

La Figure 3-12 montre la puissance de sortie du laser autour de 2 μm pour deux configurations de cavités en régime continu et pour plusieurs longueurs d'ondes en fonction de la puissance de pompe transmise à l'entrée du barreau de Tm:YAP. On constate que si la pente d'efficacité optique reste entre 25 et 30 % dans les deux configurations, le seuil varie de 2 W avec un VBG traité antireflet à 2 μm (gauche) à 4,5 W avec le VBG repoli (droite). En particulier, l'augmentation importante du seuil avec le VBG repoli est liée aux pertes de Fresnel introduites par la face du VBG à l'intérieur de la cavité (~8 % de pertes par aller-retour dans la cavité). De plus, il est possible de noter que la pente d'efficacité optique varie avec la puissance de pompe. Nous supposons que ces variations sont liées à la variation de la longueur d'onde d'émission de la diode de pompe avec sa puissance de sortie. En effet, si la longueur d'onde de la pompe est décalée par rapport au pic d'absorption le plus important (à 793 nm), le faisceau de pompe est moins bien absorbé et la pente relative à la puissance de pompe à l'entrée du barreau laser s'en trouve réduite. Ce point a été pris en compte dans les réglages ultérieurs en ajustant la température de fonctionnement de la diode de pompe pour ajuster au mieux sa longueur d'onde de sortie.

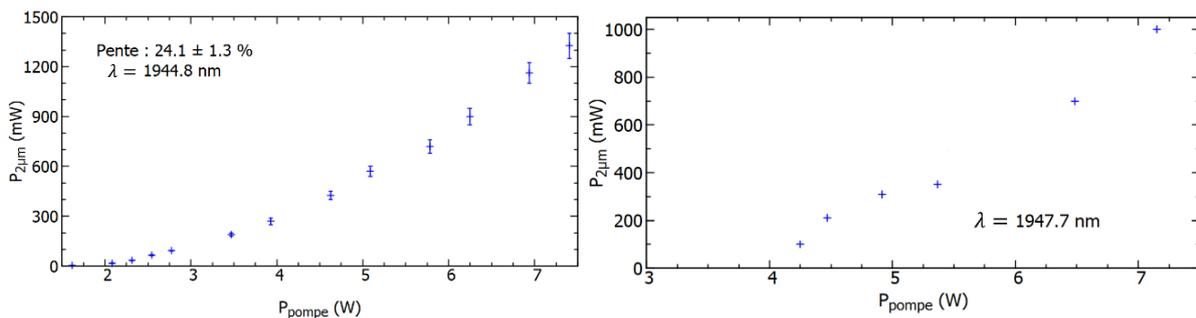


Figure 3-12 Puissance de sortie du laser en régime continu en utilisant un VBG à 85 % comme coupleur de sortie pour deux positions transverses du VBG. (gauche) Cavité coudeée avec le VBG-80-0.5. (droite) Cavité inversée avec le VBG-90-1 repoli.

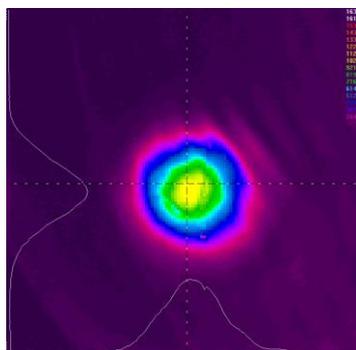


Figure 3-13 Profil spatial transverse du faisceau mesuré avec une Pyrocam III pour la cavité coudeée avec le VBG-90-1.

Le faisceau obtenu en sortie du laser a un profil circulaire gaussien comme on peut le voir sur la Figure 3-13. Dans le cas du VBG repoli, le faisceau présentait deux lobes latéraux de faible intensité a

priori liés aux réflexions de Fresnel sur chacune des faces du substrat du VBG. Nous avons également mesuré un taux de polarisation du laser supérieur à 19 dB.

c. Affinement spectral avec un VBG

Comme le montre la Figure 3-14, avec le VBG, la largeur du spectre est réduite à 0,2 – 0,25 nm même avec des puissances de sortie supérieures à 1 W. Ces largeurs correspondent à entre 3 et 5 modes selon l'élargissement introduit par l'analyseur de spectre. Les observations faites au Fabry Pérot à balayage confirment cette estimation. De plus, en observant le spectre pour des puissances de sortie plus faibles, nous observons que le nombre de modes longitudinaux émis par le laser augmente avec la puissance de sortie du laser. En particulier, juste au-dessus du seuil, le laser est monomode longitudinal. Cependant, un deuxième mode émerge généralement avant que la puissance de sortie n'atteigne 100 mW. Ces observations tendent à confirmer les résultats obtenus dans le chapitre précédent avec les simulations numériques. De plus, ces observations se retrouvent aux différentes longueurs d'onde étudiées.

Un autre point qu'il convient de mentionner est la fluctuation du spectre en particulier en présence de vibrations. Sur la Figure 3-14, nous supposons que l'aspect en dents de scie des spectres larges est lié à des variations de puissances dans les modes au cours du relevé du spectre sans que la puissance totale émise ne change. Nous avons exclu la possibilité que ces modulations correspondent à des modes spectraux distincts car ces fluctuations ont des largeurs inférieures à la résolution de l'analyseur de spectre et le nombre de mode estimé a été confirmé par des observations au Fabry Pérot à balayage.

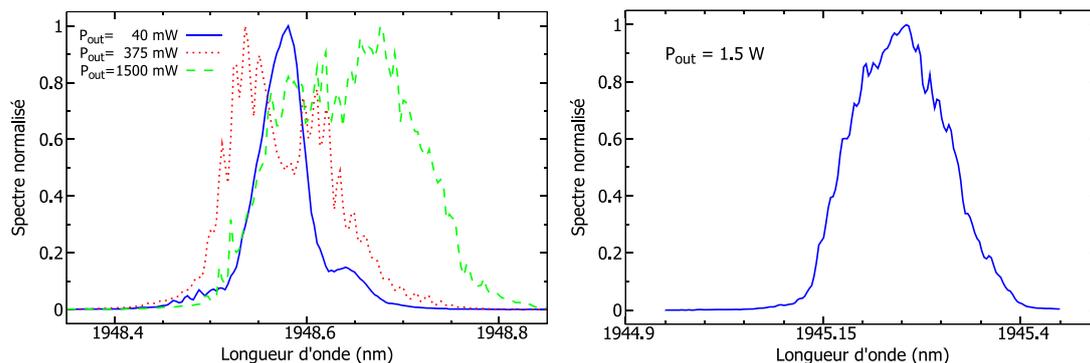


Figure 3-14 Spectres du laser obtenu avec le VBG comme coupleur de sortie pour deux positions transverse du VBG et pour plusieurs puissances de sortie.

Comme déterminé lors de l'étude numérique du chapitre précédent, l'affinement du spectre obtenu avec le VBG n'est pas suffisant pour garantir un fonctionnement monomode longitudinal, nous verrons donc dans la dernière partie de ce chapitre l'affinement complété par un étalon en YAG de 4 mm d'épaisseur. Dans la section suivante, nous allons étudier l'accord en longueur d'onde obtenu lorsqu'on translate le VBG.

d. Etude de l'accord en longueur d'onde

Dans la partie 2, nous avons vu que le laser Tm:YAP de référence émet un spectre très large adapté à l'accord en longueur d'onde envisagé au démarrage de la thèse. De plus, nous avons vu dans la partie précédente que le VBG à pas variable fonctionne à plusieurs longueurs d'onde. Dans cette partie, nous allons voir plus en détail l'accord en longueur d'onde lors de la translation du VBG en régime continu.

La Figure 3-15 donne, pour une puissance de pompe fixe (5,3 W), la longueur d'onde estimée à partir des données du fabricant et de la position transverse du VBG dans le cas de la cavité inversée avec le VBG-90-1 repoli, ainsi que les puissances émises correspondantes. L'émission laser a été

obtenue sur toute la largeur du VBG, ce qui correspond à un accord en longueur d'onde sur environ 20 nm. Le trou dans les mesures pour les positions du VBG entre 4 et 7 mm est dû à l'occultation du faisceau de pompe par une vis du support du VBG. De plus, une fois le fonctionnement laser obtenu pour une position du VBG, la translation latérale du VBG conserve l'émission laser, il suffit donc de faire l'alignement de la cavité pour une longueur d'onde d'émission et la cavité est alignée pour toutes les longueurs d'onde.

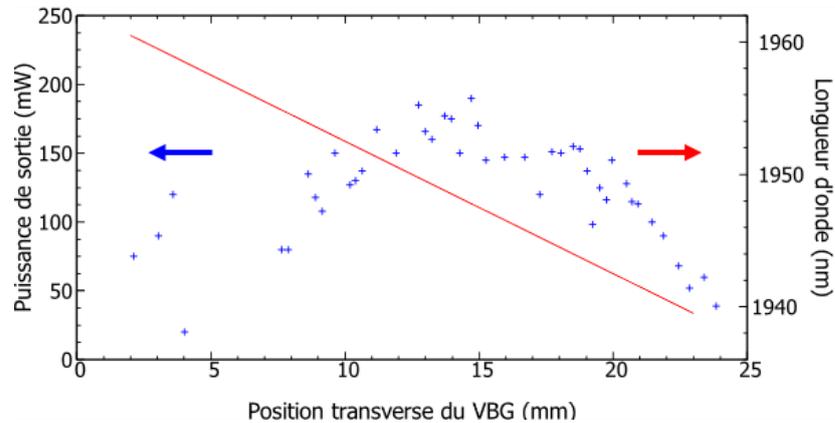


Figure 3-15 Puissance de sortie (croix) et longueur d'onde estimée (ligne) en fonction de la position transverse du TC-VBG pour une puissance de pompe fixe (5,3 W).

Nous voyons que la puissance de sortie diminue sur les bords du VBG. Ceci est a priori lié à l'inscription du réseau d'indice dans le substrat : l'amplitude de l'inscription est plus faible sur les bords du substrat, or la réflectivité du VBG augmente avec l'amplitude de la modulation d'indice (voir Chapitre 2), ce qui implique que le seuil du laser augmente lorsque l'on utilise le bord du VBG. Enfin, des variations locales de la puissance de sortie sont visibles sur le relevé de la Figure 3-15. La redondance de ces variations nous pousse à envisager des effets Fabry Péroต์ parasites avec la face du substrat du VBG, plutôt que des défauts du VBG lui-même.

La Figure 3-16 donne le seuil d'oscillation et la pente d'efficacité au-dessus du seuil dans le cas de la cavité retournée avec le VBG-90-1 traité antireflet autour de 2 μm pour des longueurs d'onde arbitraires entre 1943 et 1954 nm. Dans un premier temps, on note que les variations de seuil et de pente restent assez faibles et nous les attribuons à la variation du niveau d'inscription de la modulation d'indice du VBG. Les variations des sections efficaces d'émission et d'absorption peuvent changer un peu avec la longueur d'onde de sortie. Cependant, entre 1940 et 1960 nm, ces variations restent faibles. On remarque ensuite que les longueurs d'onde qui présentent les seuils les plus faibles présentent également les pentes les plus importantes. De plus, la comparaison entre la Figure 3-15 et la Figure 3-16, permet de vérifier que les longueurs d'ondes avec les puissances moyennes les plus élevées correspondent aux longueurs d'onde avec les seuils les plus faibles.

Comme évoqué dans la partie 1.d, les pentes présentées ici sont environ 10 % plus faibles que celles présentées dans partie 2.a car il s'agit des pentes juste au-dessus du seuil et la longueur d'onde de pompe est moins bien centrée sur le pic d'absorption des ions thulium III dans le YAP.

Si on regarde comment évolue le spectre du laser lorsqu'on déplace transversalement le VBG, on voit que les modes apparaissent et s'éteignent progressivement aux bords du spectre. Plus précisément, si le VBG est translaté vers les grandes longueurs d'onde, le mode émis avec la longueur d'onde la plus courte va progressivement s'éteindre tandis que dans le même temps, le mode « suivant » le mode avec la plus grande longueur d'onde va émerger comme illustré dans la Figure 3-17 : quand le VBG est décalé de la position $x_0 - dx$ à la position x_0 , le mode $m - 2$ sort de la réflectivité du VBG, le mode $m - 1$, se retrouve atténué tandis que le mode $m + 1$ se retrouve proche du maximum de réflectivité du VBG et que le mode $m + 2$ entre sur le bord de celle-ci. De même, lorsque le VBG est décalé de x_0 à $x_0 + dx$ et inversement si le VBG est translaté dans l'autre sens.

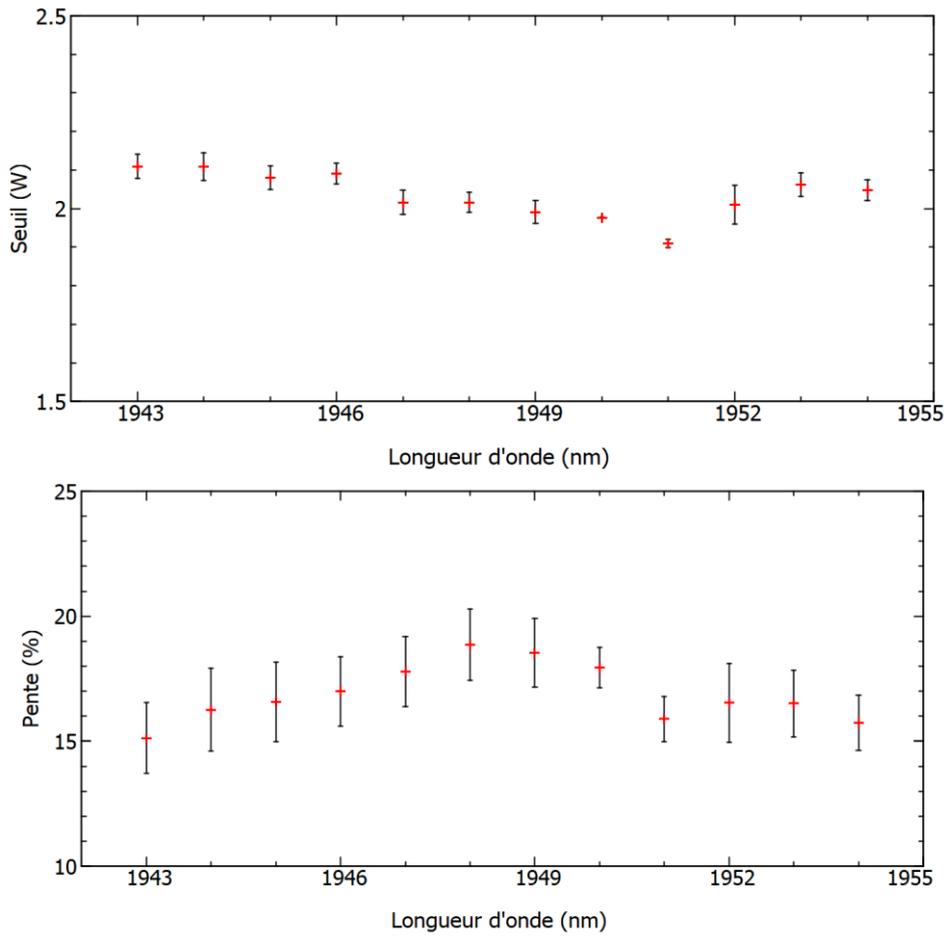


Figure 3-16 Relevé du seuil (haut) et de la pente d'efficacité optique (bas) au-dessus du seuil sur une fraction du VBG-90-1 avec une cavité coucée. L'erreur est définie par les valeurs hautes et basses calculées en raison des fluctuations de puissances lors des relevés des caractéristiques puissances incidentes/puissance de sortie.

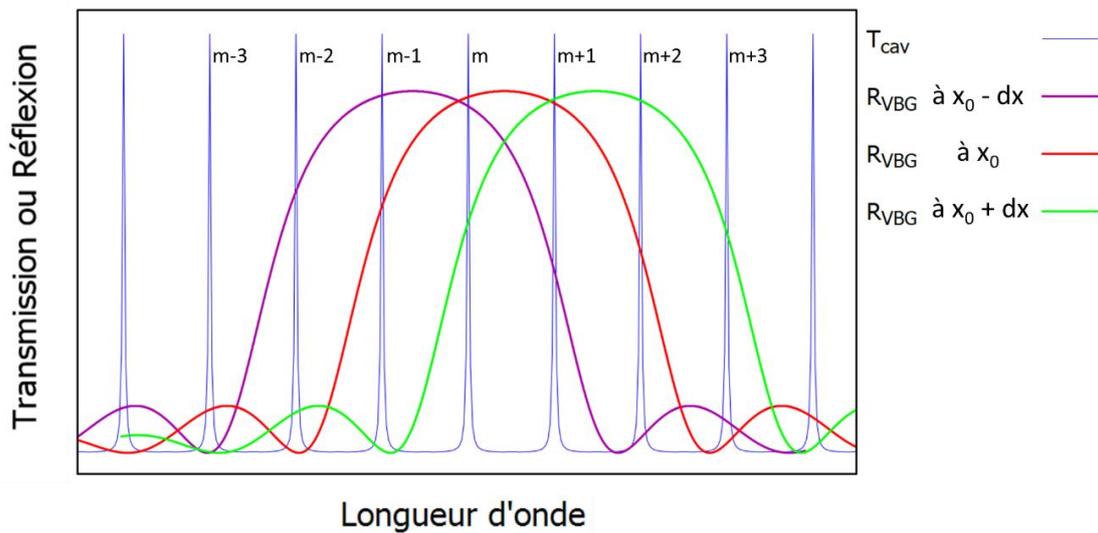


Figure 3-17 Schéma de l'effet spectral du décalage du TC-VBG.

4. Etude de l'impact de l'étalon sur le spectre du laser

Dans les parties précédentes, nous avons vu que le VBG à pas variable permet à la fois de réaliser l'accord en longueur d'onde et de réduire la largeur du spectre à quelques modes longitudinaux. Cependant, nous souhaitons réaliser un laser monomode longitudinal. Pour cela, dans le chapitre précédent, nous avons déterminé numériquement qu'un étalon en YAG de 4 mm d'épaisseur doit permettre d'obtenir le fonctionnement monomode longitudinal du laser.

a. Efficacité du laser

Premièrement, avec l'étalon, le réglage de la cavité devient beaucoup plus sensible aussi bien à l'alignement qu'à la longueur de cavité et aux effets thermiques dans le barreau laser et dans les supports des optiques. En raison de cette sensibilité importante, l'efficacité mesurée avec l'étalon et le seuil observé sont globalement nettement moins bons que sans étalon. La Figure 3-18 montre des mesures de puissance de sortie en régime continu en fonction de la puissance de pompe injectée dans le barreau sans dispositifs de régulation, dans le cas de la cavité coudée avec le VBG-90-1 avec l'antireflet à $2\ \mu\text{m}$ et dans le cas de la cavité inversée avec le VBG-90-1 repoli. Dans le premier cas, le seuil est de 3,45 W et la pente de $15 \pm 1\%$ et la puissance observée ne tient pas dans le temps mais est retrouvée après refroidissement du laser. Dans le deuxième cas, le seuil est proche de 5 W et la pente est ente 45 et 50 %. Cependant, comme dans l'autre cas, la puissance ne tient pas dans le temps et, aux hautes puissances de pompe, la perte est si rapide qu'on observe d'emblée une saturation de de la puissance de sortie. Tous ces éléments ont donné lieu à une étude pour améliorer la gestion de la thermique des composants optiques et de leurs supports qui est présentée dans l'Annexe D. Cette amélioration de la thermique de l'ensemble a permis d'obtenir une bonne stabilité du laser au cours

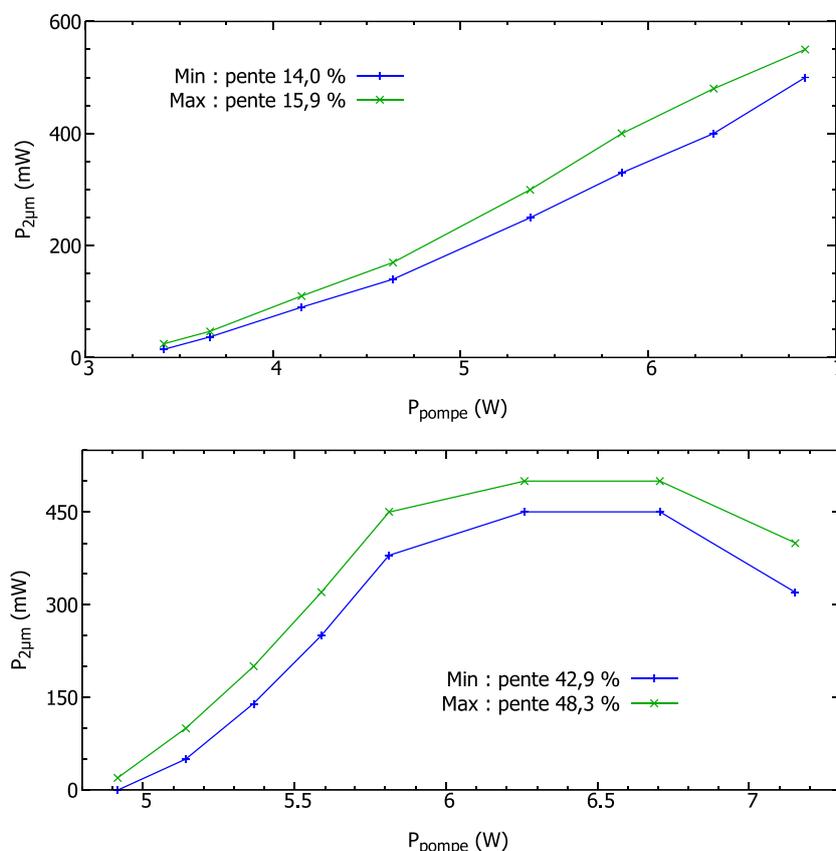


Figure 3-18 Puissance de sortie de la cavité coudée complète (VBG + MAO + étalon) en régime continu sans régulation thermique.

du temps et d'obtenir une cavité avec étalon avec des performances similaires à celles de la cavité sans étalon comme nous le verrons à la fin du Chapitre 4. La sensibilité très importante du laser à la thermique est liée, d'une part, à la lentille thermique dans le barreau laser qui change la stabilité géométrique de la cavité et peut la rendre géométriquement instable, et d'autre part, à la combinaison des sélectivités très importantes de l'étalon et du VBG qui peut conduire à des situations où les points de fonctionnement spectraux accessibles au laser présentent des pertes plus importantes qu'un point de fonctionnement idéal. En pratique, nous avons d'abord été principalement confrontés à la première source d'instabilité avant d'être confrontés à la deuxième.

b. Caractérisation spectrale

La Figure 3-19 donne le spectre du laser pour une puissance de sortie de 300 mW pour une position transverse donnée du VBG. Là où le spectre était légèrement multimode sans étalon, le spectre reste monomode même pour une puissance de sortie élevée. La largeur du pic observé correspondant à la résolution de l'analyseur de spectre utilisé qui est de 0,05 nm, et comme cette dernière est proche de l'ISL de la cavité, si le laser était bi-mode cela se traduirait par un élargissement visible du pic observé. Un petit mode latéral reste néanmoins visible à droite du mode principal. Cependant, tant qu'il ne dépasse pas un dixième de la puissance du mode principal, il ne devrait pas être gênant pour le pompage du NesCOPO. L'accord entre cette courbe et celle obtenue numériquement dans le chapitre précédent est très bon, ce qui souligne à nouveau l'efficacité de notre méthode pour prédire le comportement spectral du laser.

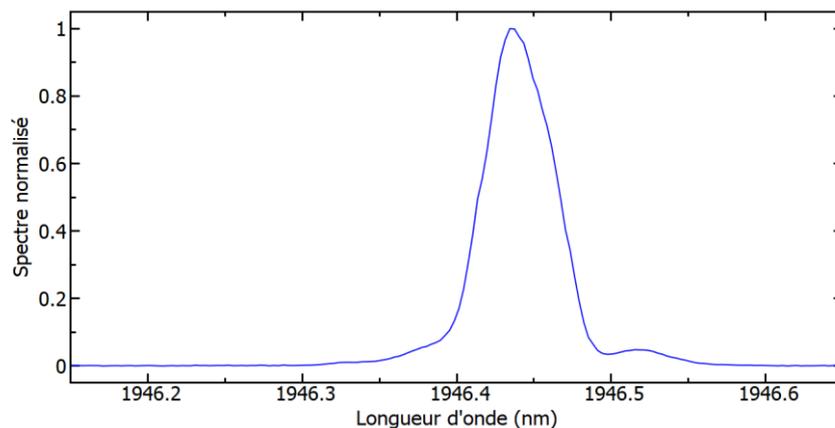


Figure 3-19 Spectre de la cavité complète en régime continu pour une position donnée du VBG.

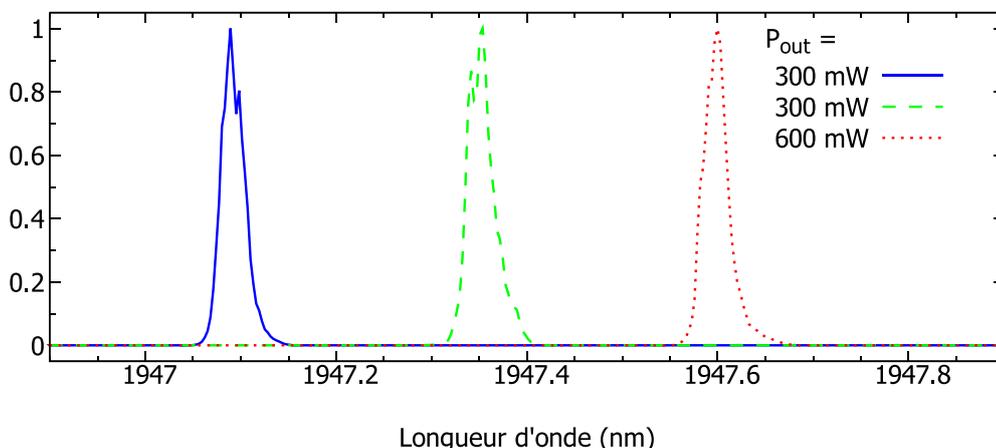


Figure 3-20 Modes successifs de la cavité coudeé utilisant le VBG-80-0.5 et l'étalon de 4 mm lorsqu'on translate le VBG.

En regardant l'évolution du spectre pendant la translation du VBG, on observe des sauts de modes d'un mode de l'étalon au suivant à mesure que le VBG se décale (et avec lui la longueur d'onde sélectionnée). Les sauts de modes ne sont pas instantanés mais progressifs à mesure que le mode de l'étalon actif sort de la transmission du VBG et que le suivant entre dans la transmission du VBG. La Figure 3-20 montre trois modes successifs de la cavité coudée avec le VBG-80-0.5. La largeur des modes observés reste limitée par la résolution de l'analyseur de spectres, même à la plus forte puissance.

Synthèse

Dans ce chapitre nous avons vérifié le potentiel du Tm:YAP comme milieu à gain pour un laser accordable entre 1,9 et 2 μm et pour fabriquer un laser efficace. Nous avons montré que, aux contraintes matérielles près, cette efficacité peut être conservée dans des montages variés lorsqu'un VBG est utilisé comme coupleur de sortie ou qu'un d'un étalon est ajouté dans la cavité. En revanche, nous avons observé que généralement le seuil du laser augmente en raison des pertes supplémentaires introduites. Nous avons également montré que l'utilisation du VBG permet de limiter la largeur du spectre du laser à moins de 0,25 nm soit entre 3 et 5 modes longitudinaux pour des puissances de sortie allant jusqu'à 1,5 W. De plus, juste au-dessus du seuil le laser est monomode longitudinal bien que la plage de puissance pour laquelle ce fonctionnement reste valide soit trop réduite pour être exploitée par la suite. Nous avons aussi montré dans ce chapitre que le VBG permet d'avoir un accord en longueur d'onde sur 20 nm entre 1,94 et 1,96 μm . Enfin, en ajoutant un étalon en YAG de 4 mm d'épaisseur dans la cavité utilisant le VBG comme coupleur de sortie, le laser conserve un fonctionnement monomode longitudinal avec une forte puissance de sortie. L'ajout de l'étalon rend toutefois le laser plus sensible aux effets thermiques et aux vibrations. Tous ces résultats ont été obtenus en régime continu. Or, pour pomper l'OPO, nous avons besoin d'un laser impulsionnel dont l'étude fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4. Réalisation d'un laser Tm:YAP accordable entre 1,94 et 1,96 μm , monomode longitudinal et déclenché activement

Objectif

Nous souhaitons adapter le laser obtenu au chapitre précédent pour le rendre à la fois : monomode longitudinal, accordable entre 1,94 et 1,96 μm , et déclenché activement pour avoir une puissance crête de plusieurs kilowatts ce qui permet de dépasser le seuil d'oscillation du NesCOPO et d'obtenir une amplification efficace. Nous testons un déclenchement actif car il permet de contrôler la fréquence de répétition du laser indépendamment de la puissance de pompe. Pour cela dans un premier temps, nous présentons le déclenchement actif avec un modulateur acousto-optique ainsi que les différences avec le déclenchement passif. Nous décrivons les cavités utilisées pour les études menées en régime pulsé. Suite à quoi, nous présentons l'étude du déclenchement actif dans une cavité sans VBG afin de valider les performances accessibles avec cette méthode. Ensuite, nous étudions l'influence du régime pulsé sur l'affinement spectral obtenu grâce à un VBG car nous avons vu que cela permet d'obtenir un affinement conséquent en régime continu. Enfin, nous cherchons à obtenir un laser monomode longitudinal et accordable grâce à l'ajout d'un étalon en YAG de 4 mm d'épaisseur dans la cavité. En effet cette méthode a permis d'obtenir un fonctionnement monomode en régime continu tout en conservant les capacités d'accord en longueur d'onde. Finalement, nous étudions l'adaptation de ces travaux avec un VBG hautement réflectif et un coupleur de sortie diélectrique.

1. Etude du déclenchement actif avec un modulateur acousto-optique (MAO)

Dans le Chapitre 1, nous avons choisi d'utiliser un MAO pour déclencher activement le laser afin d'augmenter sa fréquence de répétition à 1 kHz tout en évitant les limites du déclenchement passif par un absorbant saturable constatées durant le projet MUSTARD en termes de fonctionnement monomode longitudinal. Toutefois, les comportements des deux dispositifs sont très différents tant sur le plan spectral que sur le plan temporel. En effet, là où le MAO a une réponse spectrale plate avec une transmission supérieure à 99,6 % entre 1,95 et 2,05 μm tant qu'il n'est pas alimenté, l'absorbant saturable va présenter une absorption dépendant de son taux de dopage et de son épaisseur et sa section efficace d'absorption varie avec la longueur d'onde. Comme on peut le voir sur la Figure 4-1 pour le Cr:ZnS et le Cr:ZnSe cette variation est environ de $0,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ entre 1,95 et 2,05 μm soit près du simple au double sur cette plage. De plus, là où les pertes introduites par le MAO suivent la puissance du signal de commande qui lui est fourni (souvent un créneau entre 0 et P_{max}), la dynamique de l'absorbant saturable dépend de celle de la cavité dans son ensemble. Comme nous allons le voir dans la section suivante, cela crée d'importantes différences pour la dynamique de l'inversion de population et de la population de photons entre les déclenchements actif et passif.

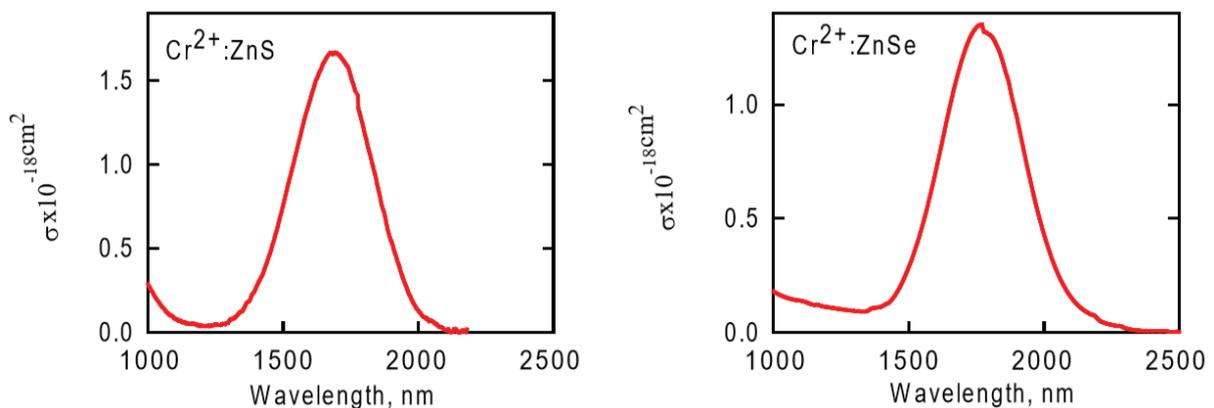


Figure 4-1 Section efficace d'absorption du Cr:ZnS (gauche) et de Cr:ZnSe (droite) entre 1000 et 2500 nm.

b. Eléments de comparaison entre déclenchement actif et déclenchement passif

Le déclenchement actif consiste à ajouter des pertes dans la cavité afin d'empêcher le laser d'osciller jusqu'à ce qu'on les retire. Dans notre cas, ceci se fait grâce à un modulateur acousto-optique qui est un dispositif dans lequel une onde acoustique génère une modulation périodique de l'indice

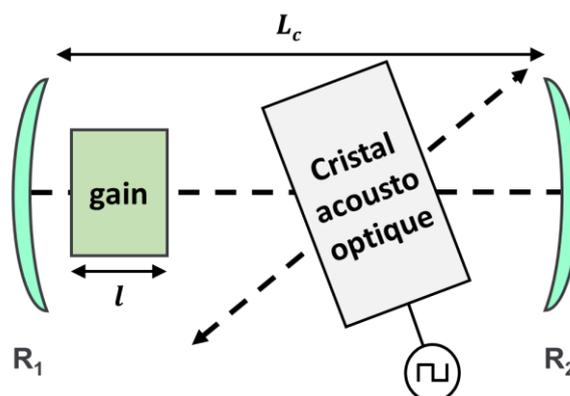


Figure 4-2 Schéma de principe du déclenchement actif avec un MAO.

optique d'un cristal. Le réseau d'indice ainsi formé diffracte une partie du champ électrique en dehors de l'axe de la cavité, comme illustré dans la Figure 4-2. Les pertes ainsi introduites empêchent le laser d'osciller ce qui laisse le milieu à gain accumuler de l'énergie sous forme d'inversion de population. Lorsque l'onde acoustique est coupée, le laser peut de nouveau osciller et le gain étant proportionnel à l'inversion de population, et celle-ci étant maximale, l'amplification augmente très rapidement ce qui conduit à la génération d'une impulsion géante de très courte durée. La fréquence de tir étant fixée par une horloge externe, c'est l'énergie et la durée de pulse qui varient avec la puissance de pompage (et la fréquence de tir).

Dans le cas du déclenchement avec un absorbant saturable, les pertes dans la cavité sont dues à l'absorption dans un cristal dopé (par exemple du Cr:ZnS). Lorsque la population de photons dans la cavité atteint une valeur suffisante, l'absorption sature et le cristal devient brutalement transparent, la cavité redevient libre et le flux de photons augmente très rapidement jusqu'à faire s'effondrer l'inversion de population en dessous du seuil d'émission, la dynamique étant très rapide on obtient une impulsion géante et très courte. L'énergie par impulsion est souvent quasi-constante et si la puissance de pompe augmente, c'est la fréquence qui augmente. Quand la population de photons dans la cavité est de nouveau faible, les pertes reviennent à leur niveau insaturé avec un temps de vie τ_s et le cycle recommence. Le déclenchement passif introduit généralement une gigue temporelle importante entre les impulsions.

La mise en équations des deux types de déclenchement et la résolution de ces équations sont détaillées dans l'Annexe C et les courbes de tendance sont données dans la suite du chapitre. Une différence majeure qui ressort entre les déclenchements actif et passif vient de la nature même du déclenchement. Si dans les deux cas l'énergie par impulsion est fixe, pour le déclenchement actif, cette énergie correspond, au facteur de rendement près, à l'énergie emmagasinée par le milieu à gain sur une période correspondant à la fréquence imposée, tandis que, pour le déclenchement passif, cette énergie correspond à l'énergie à emmagasiner par le milieu à gain pour saturer les pertes de l'absorbant saturable et c'est le temps mis pour accumuler cette énergie qui donne la fréquence de répétition du laser. La conséquence de cette différence est que lorsque l'on augmente la puissance de pompe du laser, l'énergie des impulsions augmente et leur durée diminue en déclenchement actif, tandis qu'en déclenchement passif, l'énergie et la durée des impulsions restent quasiment constantes et la fréquence de répétition augmente.

c. Montages des cavités avec le MAO

Afin de tester les effets du régime déclenché activement, nous avons ajouté un MAO dans la cavité de référence présentée au chapitre précédent ce qui donne la cavité de référence en régime pulsé suivante (Figure 4-3) :

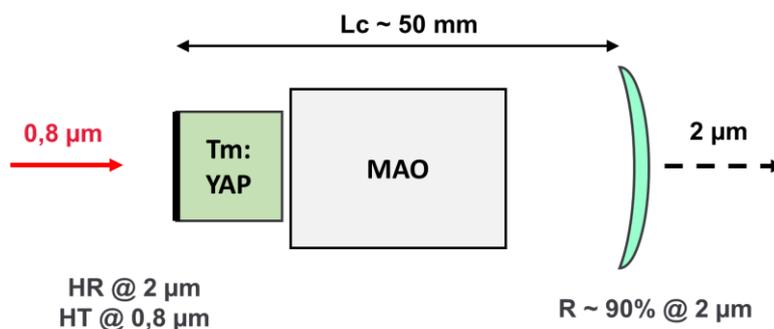


Figure 4-3 Schéma de la cavité de référence utilisée pour l'étude du régime pulsé.

La cavité se compose d'un barreau de YAP de 4 mm de long dopé à 3 %at avec du thulium, d'un modulateur acousto-optique en TeO_2 de 18 mm de long piloté avec un signal à 80 Mhz (2,5 W) et d'un

miroir diélectrique concave (50 mm de rayon de courbure) avec une réflectivité de 90 %. Les deux faces du barreau de Tm:YAP sont traitées anti-reflets à la pompe, une est également traitée anti-reflets autour de $2 \mu\text{m}$ et l'autre est hautement réfléchissante autour de $2 \mu\text{m}$ et constitue le miroir de fond de cavité. Elle est pompée par une diode 2 W à 793 nm. Cette cavité a été utilisée pour l'étude du régime pulsé de la partie 2.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, nous avons été amenés à « retourner » la cavité tel qu'illustré dans la Figure 4-4 et à focaliser la pompe dans le barreau laser à travers un miroir hautement réfléchissant pour éviter de subir 50 % de pertes à la pompe sur les traitements antireflets du VBG. Cependant, si cette technique nous a permis d'obtenir l'oscillation laser en régime continu, la nécessité de rajouter le MAO pour obtenir le régime pulsé nous contraignait à soit focaliser le faisceau de pompe à travers l'ouverture du MAO, soit intervertir le MAO et le barreau de Tm:YAP. Dans le premier cas, le faisceau de pompe se retrouve fortement tronqué, tandis que dans le deuxième, soit le recouvrement entre le mode de pompe et le mode de la cavité est dégradé, soit le taux de pompage est réparti sur une zone plus importante, dans tous les cas, le niveau de pompage effectif diminue fortement ce qui impacte le seuil et la pente du laser.

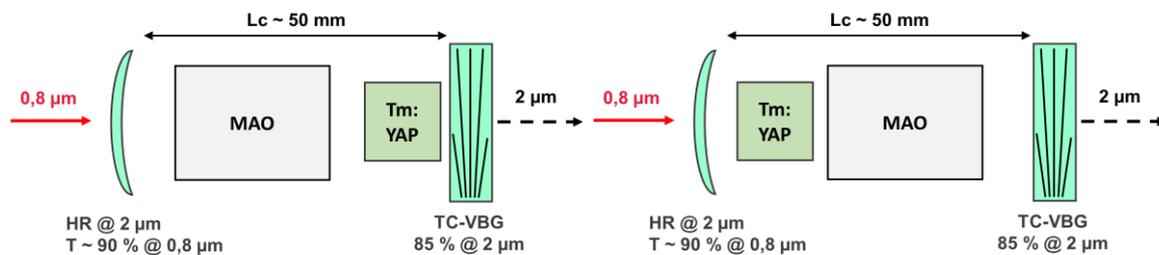


Figure 4-4 Schémas de la cavité « retournée » sans et avec inversion du milieu à gain et du MAO (respectivement à gauche et à droite).

Pour contourner ces problèmes, nous avons coudé la cavité en utilisant un miroir dichroïque hautement réfléchissant autour de $2 \mu\text{m}$ et anti-reflet à la pompe et nous avons placé le MAO dans le bras latéral de la cavité comme le montre la Figure 4-5 (en haut à gauche). De cette manière, nous avons pu focaliser la pompe dans le barreau laser sans qu'elle soit tronquée par le MAO et en conservant un taux de pompage élevé et bon recouvrement entre la pompe et le mode de la cavité. Nous avons également ajouté l'étalon épais dans le bras latéral (Figure 4-5 en bas à gauche) afin qu'il ne filtre pas une partie de la puissance de pompe.

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, la cavité coudée s'est montrée très sensible aux effets de lentille thermique dans le barreau laser en particulier en présence de l'étalon épais. En effet, la longueur entre le cristal de Tm:YAP et le MAO au niveau du coude pouvant difficilement être réduite à moins de 10 mm en raison du diamètre du miroir dichroïque et de son support, la longueur totale de la cavité est donc plus proche de la limite de stabilité géométrique. C'est pourquoi, afin de nous affranchir de ce problème, le VBG a été repoli pour retirer les traitements anti-reflets sur ses faces et la cavité a été remontée dans la configuration « inversée » introduite dans le Chapitre 3 en y ajoutant le MAO comme illustré par la Figure 4-5 (droite). Ceci permet de réduire la longueur de la cavité et ainsi d'améliorer sa stabilité à haute puissance. Dans le même but, nous avons profité de ce changement pour ajouter une régulation en température sur le barreau laser afin de limiter l'élévation de température dans celui-ci. Ces cavités ont été utilisées pour obtenir les résultats présentés dans les parties 3 et 4 de ce chapitre. Une variante de la cavité fera l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

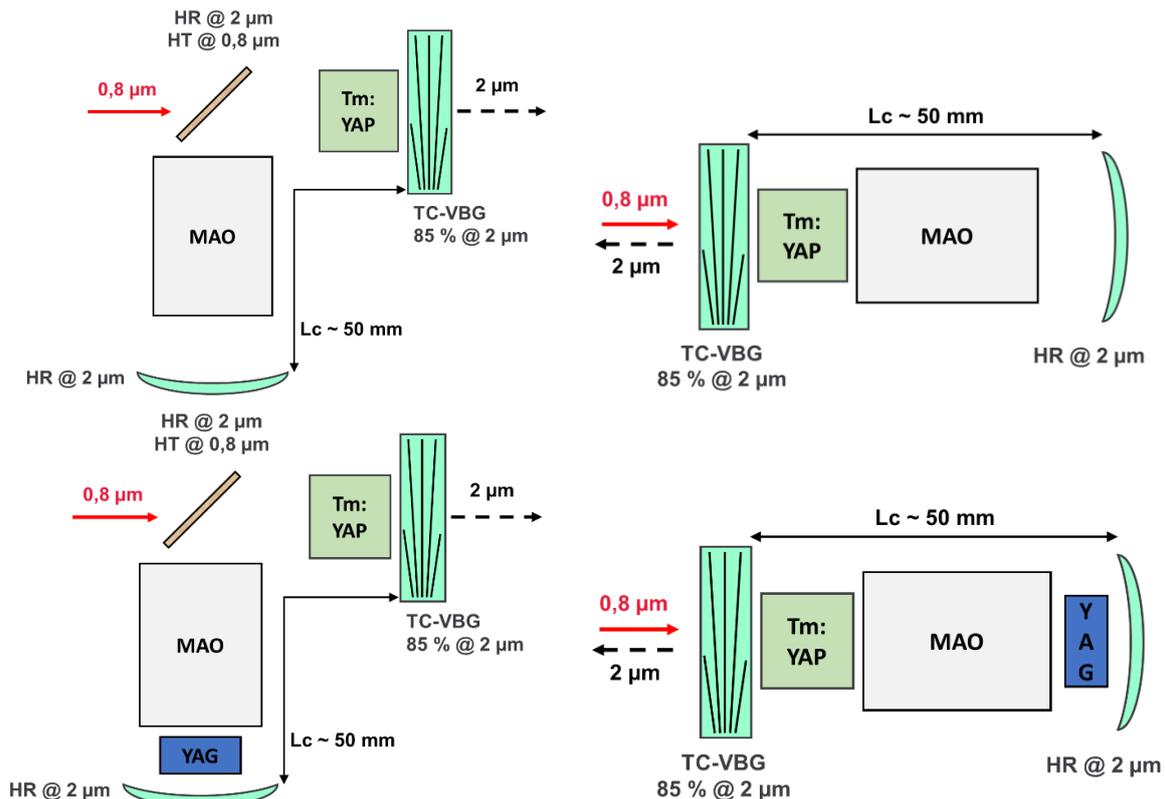


Figure 4-5 Schéma de la cavité coude avec un MAO (gauche) et de la cavité « inversée » avec un MAO (droite), sans et avec étalon épais (respectivement en haut en en bas).

2. Caractérisation du laser obtenu avec la cavité de référence à plusieurs fréquences de répétitions

Cette partie présente la caractérisation de la cavité de référence en régime pulsé (Figure 4-3) afin de vérifier le comportement du laser en régime pulsé et l'impact de ce mode de fonctionnement sur ses performances.

Efficacité du laser

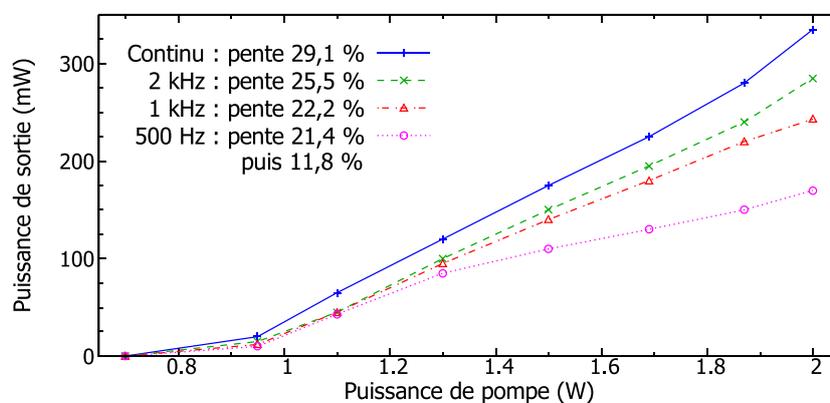


Figure 4-6 Puissance de sortie du laser avec la cavité de référence avec le MAO en régime continu et à 0,5, 1 et 2 kHz.

Dans un premier temps, on constate sur la Figure 4-6 que la présence du MAO dans la cavité augmente légèrement le seuil du laser de 0,75 à 0,9 W en raison des pertes introduites par de celui-ci.

Nous constatons également que la pente diminue quand le taux de répétition imposé diminue. Cette altération de l'efficacité est attendue ; elle est due à l'énergie perdue sur la durée où la cavité est fermée avec une inversion de population importante. Il convient de noter que lorsqu'on utilise la diode 9 W, le seuil monte au-delà de 3 W. Ceci est principalement lié au décalage en longueur d'onde de la diode par rapport au pic d'absorption des ions thulium. D'autres facteurs comme la mise en forme du faisceau peuvent également contribuer à cette augmentation du seuil.

Energie et durée des impulsions

Nous constatons que la durée des impulsions a une dépendance en $1/E_p^a$ ($a = 1 - 1,1$) avec l'énergie par impulsion pour les faibles énergies puis que la durée mesurée devient constante à 65 ± 5 ns au-delà de 100 μ J. En fonction des réglages de la cavité, en particulier sa longueur et le réglage du MAO, la durée des impulsions peut continuer de décroître lorsque l'énergie augmente et des durées de 30 – 35 ns ont été relevées. Cette évolution de la durée des impulsions avec leur énergie fait que la puissance crête augmente de façon sur-linéaire avec la puissance de pompe.

Si la théorie prévoit en effet un « tassement » de la dépendance de la durée des impulsions avec l'inverse d'une puissance de l'énergie des impulsions, comme on peut le voir sur la Figure 4-7 (droite), nous pensons que le plateau observé sur la Figure 4-7 (gauche) provient plutôt de l'émergence d'un fond continu ou d'une seconde impulsion qui consomme l'énergie supplémentaire injectée dans le laser et fausse l'estimation de l'énergie. En effet, lors de la mesure au joulemètre, nous avons observé l'apparition d'un plateau de plus faible amplitude après le pic correspondant à la mesure de l'impulsion principale. De plus, l'amplitude du pic principal n'augmentait plus avec la puissance de pompe alors que la puissance moyenne relevée en sortie du laser continuait de croître. Nous n'avons cependant pas réussi à l'identifier clairement sur les mesures réalisées avec la photodiode.

En complément des observations précédentes, mentionnons également que, par la suite, des impulsions plus courtes ont été relevées avec les mêmes éléments optiques pour la cavité.

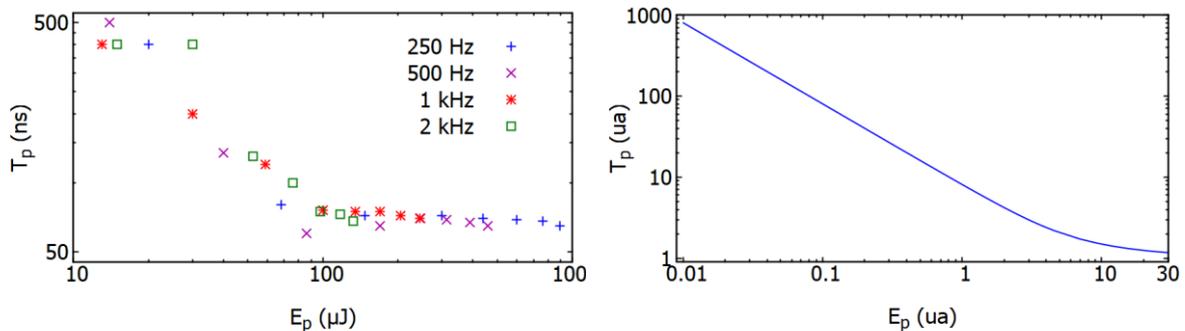


Figure 4-7 *Durée des impulsions en fonction de l'énergie par impulsion estimée à partir du taux de répétition imposé et de la puissance de sortie pour des taux de répétition de 0,25 à 2 kHz dans la cavité de référence (gauche) tendance de la durée des impulsions avec leur énergie d'après la théorie développée dans l'Annexe C (droite).*

Temps de construction des impulsions

Sur la Figure 4-8, on observe que le délai de construction des impulsions suit une loi similaire à celle de leur durée à l'exception des cas où le temps de construction de l'impulsion est supérieur au temps durant lequel les pertes sont désactivées. Dans ce cas, le délai de construction correspond à celui d'une fréquence qui est un sous-multiple de la fréquence de désactivation des pertes. En effet, il faut plusieurs périodes du signal de commande pour accumuler suffisamment d'énergie dans le milieu à gain pour que la construction de l'impulsion se fasse dans le temps où les pertes sont désactivées.

On peut noter que dans certains cas, un faible régime continu se met en place entre les impulsions. Nous pensons qu'il s'agit de cas où les pertes induites par le MAO ne sont pas optimales en raison d'un réglage angulaire imparfait ou d'un positionnement du faisceau dans le MAO à un endroit où les pertes sont moindres.

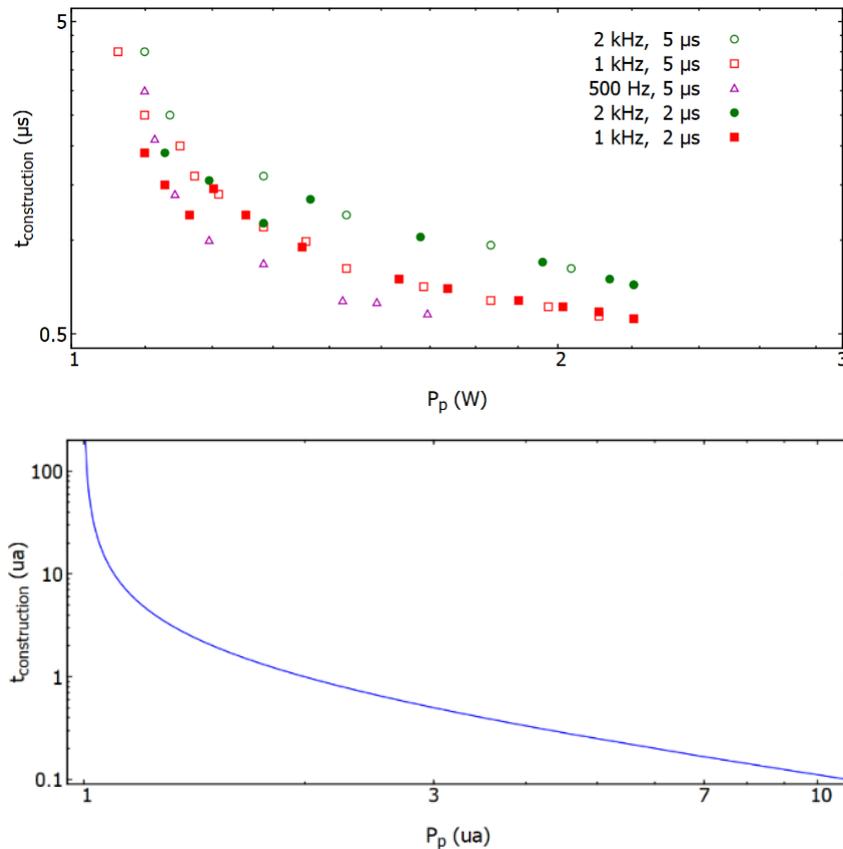


Figure 4-8 Temps de construction des impulsions en fonction de la puissance de pompe pour plusieurs fréquences de répétition imposées et plusieurs durées de désactivation des pertes induites par le MAO dans la cavité de référence (haut) allure théorique de la dépendance du temps de construction des impulsions avec la puissance de pompe d'après les calculs de l'Annexe C (bas).

Caractérisation spectrale

En régime pulsé, on constate un élargissement du spectre qui est d'autant plus marqué que la fréquence diminue. On retrouve le fait que le gain dans le milieu au moment du déclenchement est plus important et donc plus susceptible de permettre d'atteindre le seuil pour une large gamme de longueur d'onde. On observe très bien cet élargissement sur la Figure 4-9.

Par ailleurs, comme en régime continu, en testant plusieurs coupleurs de réflectivités variées et en sélectionnant des gammes de longueurs d'onde différentes, nous avons pu explorer les longueurs d'ondes allant de 1930 à 2010 nm et obtenir des spectres de près de 40 nm de large (Figure 4-10). Ces éléments soulignent à nouveau que le Tm:YAP est un bon candidat pour faire de l'accord en longueur d'onde mais qu'il faudra faire des efforts pour avoir une émission monomode longitudinale.

Dans cette partie nous avons montré que le laser sans affinement spectral présente des performances similaires en régime pulsé de 0,5 à 2 kHz à celles obtenues en régime continu. Comme attendu, nous observons un élargissement spectral en régime pulsé par rapport au régime continu mais aussi lorsque nous diminuons la fréquence de répétition. En effet, du fait des niveaux de gain élevés au déclenchement des impulsions, le laser a une probabilité plus élevée d'émettre à des

longueurs d'ondes variées. Nous avons vu dans le chapitre précédent, que l'utilisation d'un VBG en régime continu permettait de réduire la largeur spectrale à moins de 0,25 nm. C'est pourquoi dans la partie suivante, nous allons étudier l'affinement spectral obtenu à l'aide d'un VBG en régime pulsé.

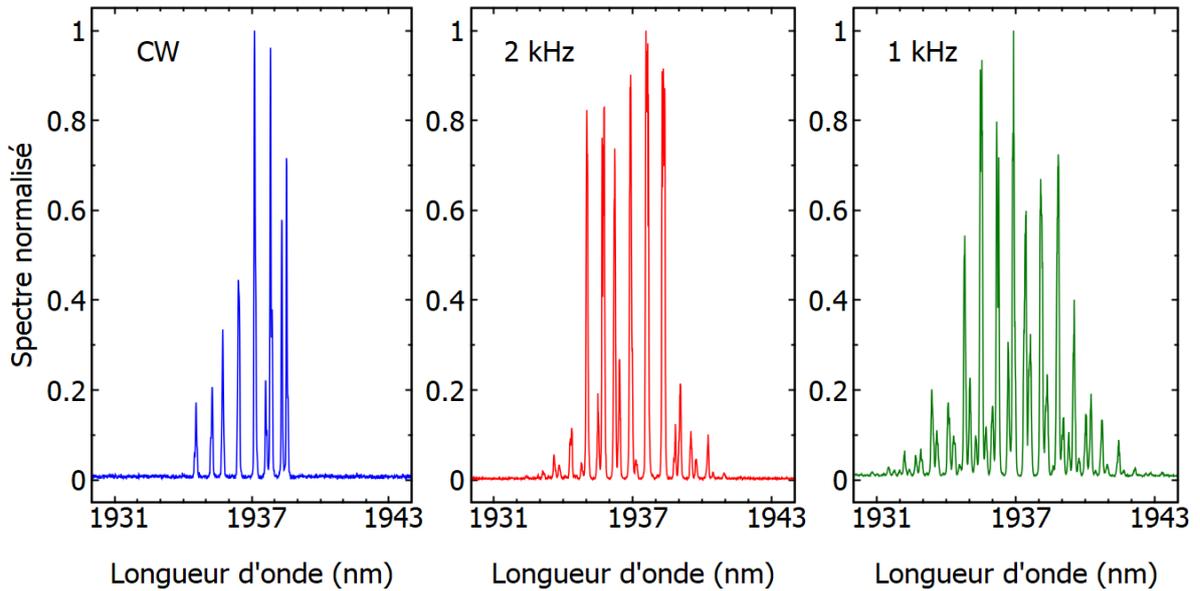


Figure 4-9 Spectres obtenus pour la même cavité avec la même puissance de pompe (2 W) avec des taux de répétition différents : a. régime continu ; b. 2 kHz ; c. 1 kHz.

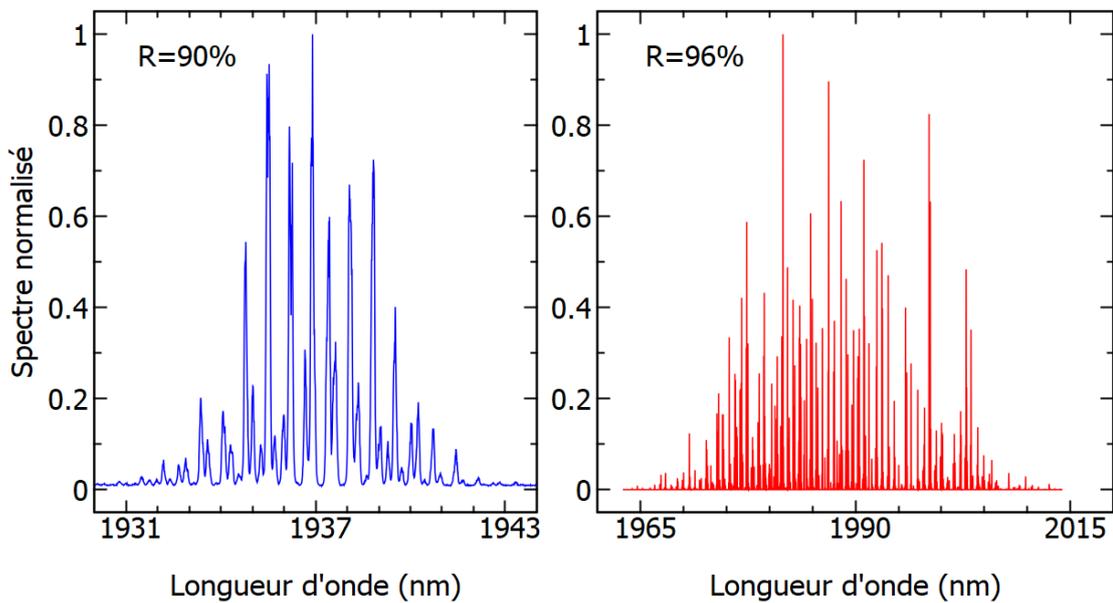


Figure 4-10 Spectres mesurés à 1kHz sous 2W de pompe avec des coupleurs de sortie différents.

3. Etude de l'affinement spectral et de l'accord en longueur d'onde avec le TC-VBG et le MAO

Pour tester le VBG en régime pulsé, nous avons remplacé le coupleur plan de la cavité avec le MAO par un VBG, comme illustré par la Figure 4-5 (haut).

Caractérisation des impulsions

Nous constatons que la pente et le seuil observés avec ce montage sont similaires en régime continu (avec le MAO éteint dans la cavité) et en régime pulsé à plusieurs fréquences. Comme le montre la Figure 4-11, nous retrouvons des pentes de 25 % à 30 %, en revanche le seuil augmente significativement par rapport à la configuration précédente et se situe ici entre 3,5 et 4 W. Cette augmentation du seuil est due à l'utilisation d'un VBG sans traitement antireflet comme expliqué dans le Chapitre 3 car le traitement antireflet autour de $2\ \mu\text{m}$ initialement réalisé causait 50 % de pertes sur la pompe. De fait, le laser subit des pertes de Fresnel sur la face du VBG interne à la cavité ce qui augmente significativement le seuil. Par ailleurs, nous nous sommes limités à une énergie par impulsion de $300\ \mu\text{J}$ en régime pulsé pour éviter les dommages optiques sur le MAO dus à la surtension de la cavité.

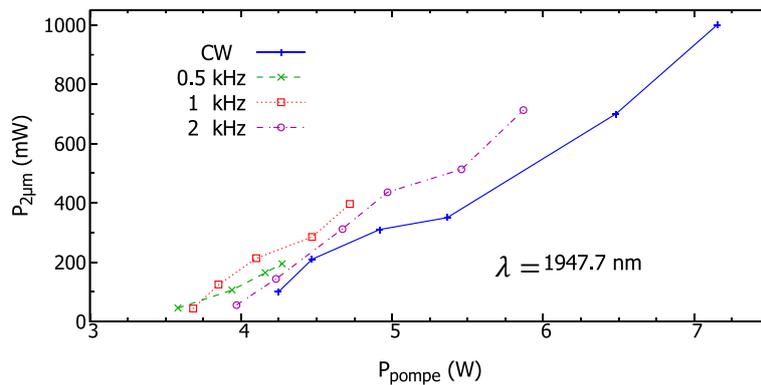


Figure 4-11 Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe pour la cavité coude.

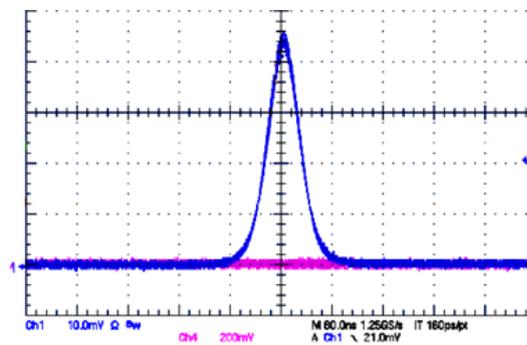


Figure 4-12 Profil temporel des impulsions obtenues à 1 kHz mesuré avec une photodiode InGaAs DET10D et un oscilloscope Tektronix TDS5104.

Nous avons pu obtenir des impulsions de durée comprise entre 40 et 60 ns (Figure 4-12) avec des énergies comprises entre 250 et $300\ \mu\text{J}$. Ceci permet d'avoir une puissance crête importante et ainsi d'avoir un seuil faible en énergie dans le NesCOPO. Nous devrions disposer d'assez d'énergie pour pouvoir amplifier efficacement le complémentaire dans un OPA. De plus, nous avons pu ajuster le taux de répétition du laser de 0,5 à 2 kHz, et ce, sans changer le montage optique.

Caractérisation spectrale

Comme le montre la Figure 4-13, le spectre du laser reste légèrement multimode en régime pulsé avec le VBG. De plus, pour une même puissance de pompe et une puissance de sortie proche, le spectre du laser en régime pulsé est très proche de celui obtenu en régime continu. Nous ne constatons pas, contrairement au cas de la cavité de référence, d'élargissement du spectre avec le passage en régime pulsé. En effet, pour la cavité de référence, la largeur du spectre était principalement limitée par le gain dans le barreau laser et le passage en régime pulsé conduit à un gain plus important lors du

déclenchement des impulsions et en conséquence à un spectre plus large. Dans le cas, de la cavité avec le VBG, au contraire, le spectre est limité par la sélectivité du VBG or en régime continu on est déjà proche de la largeur permise par celui-ci. De fait, lors du passage en régime pulsé, le spectre reste limité par le VBG et sa largeur n'augmente pas.

Notons que le hachage du spectre observé sur la figure est un artefact dû au régime pulsé. En effet, l'analyseur de spectre scanne les longueurs d'onde indépendamment de la fréquence du laser et certains points sont mesurés alors qu'aucune impulsion n'arrive sur le détecteur. De plus, la longueur de cavité qui correspondrait à un ISL correspondant à l'intervalle entre les pics successifs soit 0,01 nm du spectre haché est de 190 mm soit quatre fois plus que la longueur de notre cavité. Enfin, la résolution de l'analyseur de spectre utilisé lors de ces mesures est de 0,05 nm soit cinq fois l'écart mesuré.

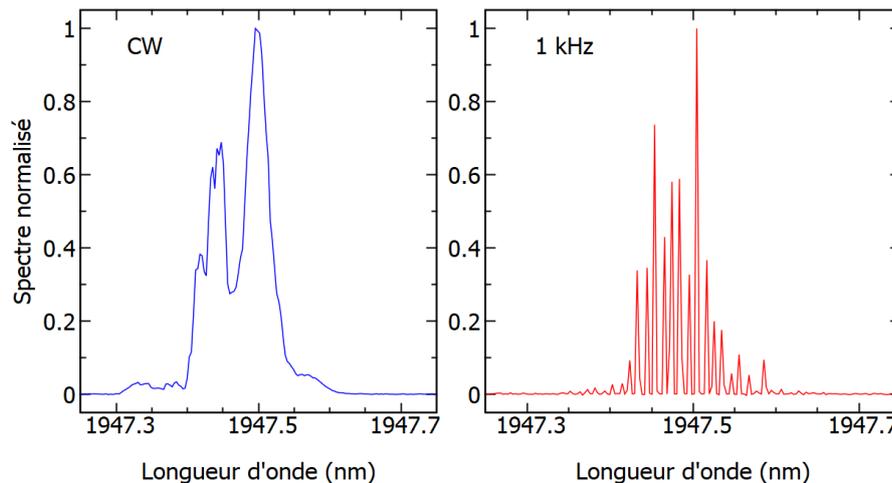


Figure 4-13 Spectre du laser avec le VBG en régime continu (gauche) et en régime pulsé à 1 kHz (droite) pour la même position du VBG et la même puissance de pompe et une puissance moyenne émise similaire. Le hachage de la figure de droite résulte du balayage de l'analyseur à réseau utilisé.

A ce stade nous avons montré qu'en régime pulsé le VBG permet une réduction de la largeur du spectre du laser à des largeurs spectrales similaires au cas du régime continu tout en conservant une efficacité et un profil spatial similaires. Nous avons constaté des pertes excédentaires dans notre montage dues à des problèmes techniques (traitements non adaptés, longueur d'onde de diode décalée) qui ont conduit à une augmentation significative du seuil non directement liée à la nature du VBG. Pour aller plus loin et obtenir l'émission monomode longitudinale recherchée, nous avons ensuite ajouté dans la cavité un étalon Fabry Pérot en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur comme nous l'avons fait en régime continu. Ces travaux sont décrits dans la prochaine partie.

4. Etude de l'impact de l'étalon sur le spectre du laser en régime pulsé

Nous avons inséré l'étalon dans la cavité avec le VBG et le MAO, pour vérifier si les propriétés du laser sont conservées et si nous obtenons bien un spectre monomode comme en régime continu et comme prédit par les simulations.

Caractérisation des impulsions et du faisceau

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 4-14, la pente d'efficacité du laser avec l'étalon diminue à 20 % par rapport à 25 – 30 % sans l'étalon. Malgré cette diminution de la pente, nous restons en mesure d'obtenir des impulsions de plus de 250 μ J avec des durées inférieures à 60 ns.

Comme le montre la Figure 4-15, le profil spatial du faisceau reste gaussien fondamental. De plus, la qualité de faisceau a été mesurée avec un facteur M^2 égal à 1,1.

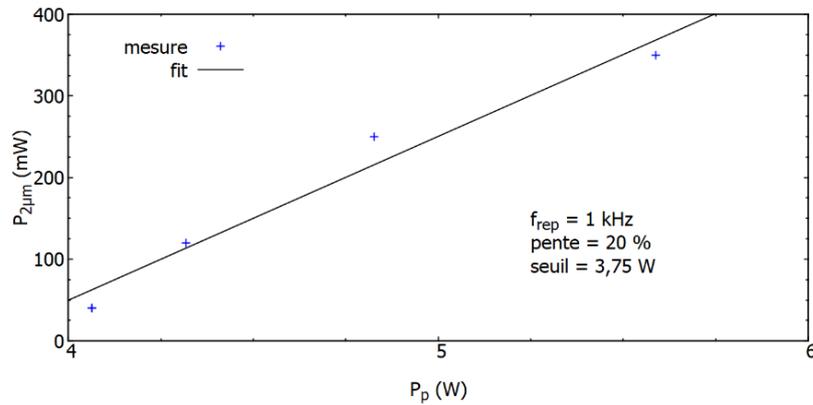


Figure 4-14 Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour la cavité coude complète à 1 kHz.

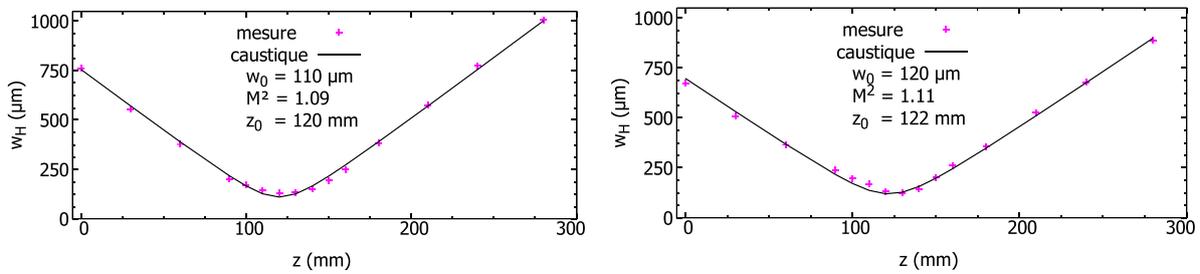


Figure 4-15 Profil du faisceau laser pour la cavité inversée complète à 1 kHz mesuré au couteau et ajustement mathématique par une caustique dans les plans horizontal (gauche) et vertical (droite).

Caractérisation spectrale

La Figure 4-16 ci-dessous, donne le spectre du laser avec le VBG, l'étalon et le MAO dans la cavité avec le MAO éteint et alimenté à 1 kHz pour la même position du VBG. Nous observons que l'enveloppe du spectre est la même dans les deux cas ce qui montre que l'association du VBG et de l'étalon est suffisante pour conserver un spectre monomode en régime pulsé malgré le gain plus élevé au déclenchement des impulsions.

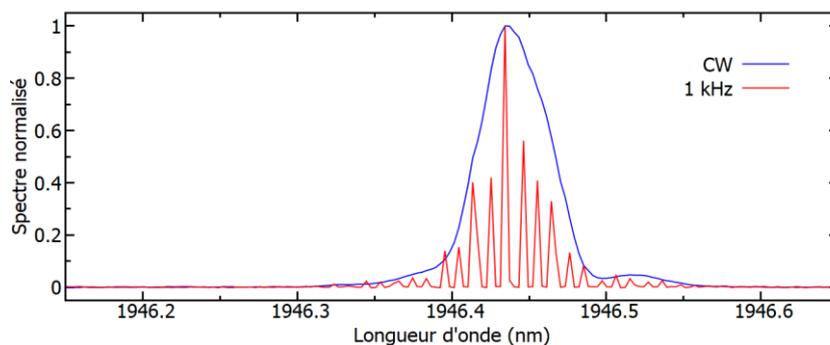


Figure 4-16 Spectre de la cavité complète en régime continu et en régime pulsé à 1 kHz pour une position donnée du VBG. Le hachage du spectre en régime pulsé est un artéfact de mesure lié au régime pulsé.

La mesure au Fabry-Pérot à balayage, Figure 4-17, confirme que le laser est bien monomode longitudinal. La largeur de 4 pm du pic visualisé au Fabry-Pérot à balayage correspond à la limite instrumentale. Toutefois, sachant que la largeur spectrale minimale imposée par l'équivalence temps-fréquence pour un laser impulsionnel avec des impulsions de 50 ns est environ de 0,1 pm, nous pouvons escompter une raie spectrale sensiblement plus fine que les 4 pm observés au Fabry-Pérot à balayage.

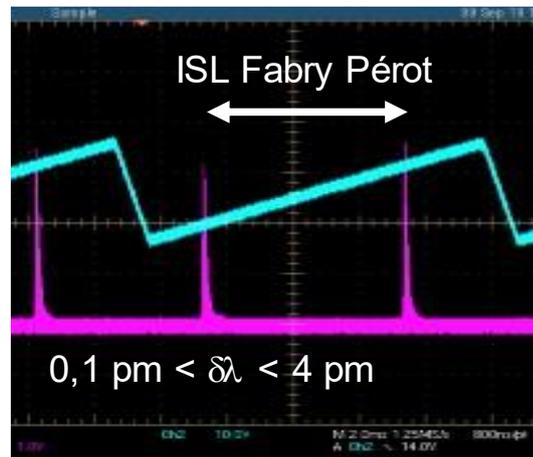


Figure 4-17 Spectre de la cavité inversée complète à 1 kHz mesuré au Fabry-Pérot à balayage.

Comme l'illustre la Figure 4-18, malgré des fluctuations dans la puissance de sortie, nous obtenons l'émission laser sur toute la largeur du VBG soit un accord sur environ 21 nm. Toutefois pour exploiter toute la largeur de cet accord en longueur d'onde en pratique, il faut ajuster la puissance de pompe pour compenser les fluctuations de puissance dues à la variation du recouvrement spectral entre le mode de la cavité, le mode de l'étalon et la réflectivité du VBG à la position située dans le faisceau. De plus, nous vérifions en mesurant la longueur d'onde par doublage en fréquence dans un cristal de KTP avec un analyseur de spectre ANDO AQ6317B que la relation entre la position transverse du VBG et la longueur d'onde sélectionnée est bien linéaire. Le doublage de fréquence conduit à un niveau de signal mesuré plus faible que la mesure directe. La différence du niveau de bruit de la trace grise sur la Figure 4-18 (gauche) vis-à-vis des autres mesures est liée au fait, qu'étant situé en bord de spectre, la puissance disponible pour le doublage est plus faible.

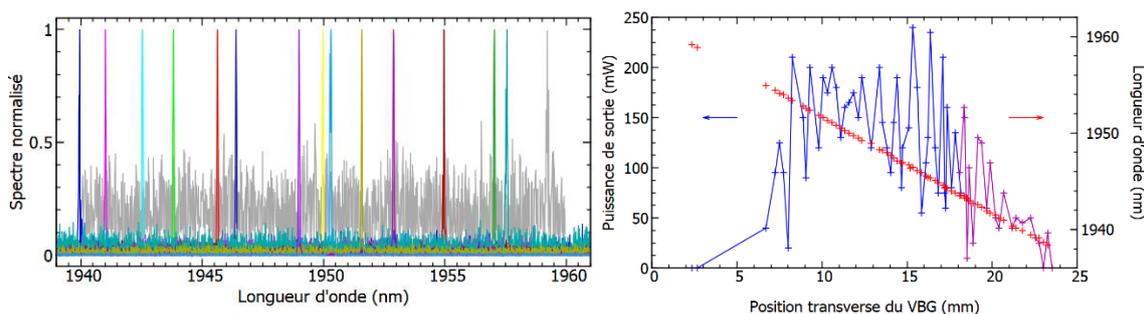


Figure 4-18 (gauche) Spectres de la cavité inversée complète à 1 kHz pour plusieurs positions du VBG réparties sur toute sa largeur (droite) Longueur d'onde et puissance de sortie pour une puissance de pompe constante en fonction de la position transverse du VBG pour la cavité inversée complète à 1 kHz.

De plus sur la Figure 4-18 (droite), nous observons que la puissance moyenne du laser est plus faible sur les bords du VBG qu'au centre de celui-ci. Ceci est le signe que le réseau d'indice est moins bien inscrit quand on se rapproche du bord du substrat du VBG. En effet, si la modulation d'indice est plus faible, la réflectivité du VBG diminue et le seuil du laser augmente, donc la puissance de sortie pour une puissance de pompe donnée diminue. Il faut cependant noter que la mesure a été fait en

deux fois pour retirer une vis qui bloquait la translation et empêchait d'obtenir la partie de la courbe en violet. Le retrait de cette vis qui servait au réglage de l'angle vertical du VBG a entraîné une légère baisse de l'efficacité du laser sur cette partie de la courbe.

Stabilité du laser

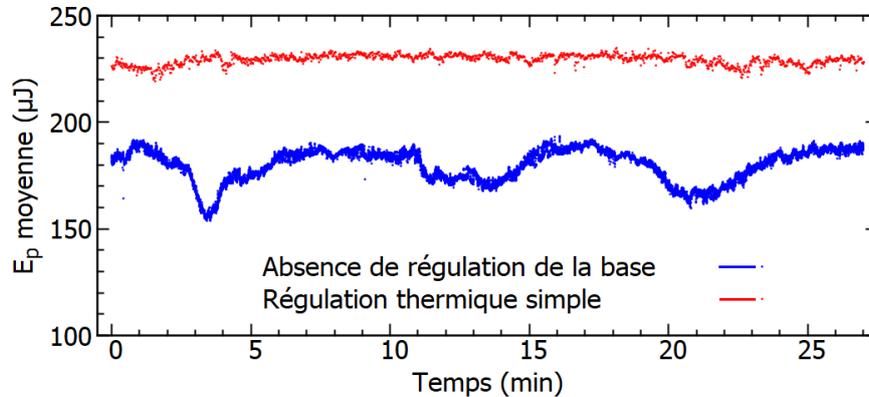


Figure 4-19 Stabilité de l'énergie par impulsion au cours du temps sans régulation thermique de la base optique après une demi-heure de temps de chauffe du laser.

Il convient de mentionner que l'énergie par impulsion est susceptible de fluctuer au cours du temps avec l'échauffement progressif de la base sur laquelle sont disposées les optiques de la cavité comme illustré sur la Figure 4-19. Les baisses d'énergies des impulsions observées entre les minutes 3 et 4, 11 et 15, et 20 et 23 correspondent à des moments où le laser est instable et hésite entre deux modes, ce qui a été confirmé par la mesure au Fabry-Pérot à balayage. L'hypothèse privilégiée est que l'allongement de la cavité provoqué par la dilatation thermique de la base optique fait défiler le peigne de modes de la cavité dans la transmission cumulée du VBG et de l'étalon. Il est possible de montrer qu'une variation de la longueur optique de la cavité d'un quart de la longueur d'onde permet de décaler le peigne de sorte que l'on passe d'une situation où un mode est parfaitement centré sur la transmission de l'étalon et du VBG à une situation où deux modes sont équidistants du sommet de cette transmission ce qui mène à une instabilité et une baisse de l'efficacité du laser car les modes subissent des pertes supplémentaires tel qu'illustré sur la Figure 4-20 (Annexe D). Nous avons donc mis en place une régulation thermique de sa base ce qui a permis d'obtenir une meilleure stabilité du laser au cours du temps comme le montre la Figure 4-19.

Dans cette partie, nous avons montré que l'ajout d'un étalon Fabry Pérot YAG non traité de 4 mm d'épaisseur permet d'obtenir un spectre monomode avec une largeur comprise entre 0,1 et 4 pm tout en conservant l'accord en longueur d'onde sur plus de 20 nm, l'efficacité du laser et la bonne qualité de faisceau que l'on mesure sans l'étalon. Toutefois, cette configuration présente des pertes assez élevées dans la cavité, ce qui est une source d'instabilité car le seuil élevé impose de pomper le laser avec une puissance importante à l'origine d'une forte lentille thermique. Pour pallier cette limitation, nous avons décidé de tester un VBG hautement réfléchissant et traité antireflet à la longueur d'onde de pompe et autour de 2 μm . De plus nous avons profité de cet essai pour tester une cavité linéaire avec une régulation de la base optique pour améliorer la stabilité temporelle du laser.

5. Etude de cavités linéaires utilisant un VBG hautement réfléchissant

Afin d'améliorer le seuil, l'efficacité et la stabilité thermique du laser, nous avons étudié une variante de la cavité présentée utilisant un VBG hautement réfléchissant et un coupleur de sortie diélectrique avec une réflectivité de 90 % ainsi qu'une diode de pompe 4 W mieux centrée en longueur d'onde (792,2 nm) par rapport à l'absorption de ions thulium III (793 nm). De plus, ce nouveau VBG est doté d'un traitement antireflet à la longueur d'onde de la pompe. Le schéma de la cavité est rappelé

ci-dessous. La mise en place de cette cavité a aussi été l'occasion d'améliorer la régulation thermique de l'ensemble pour améliorer la stabilité du laser. Les détails de cette régulation sont donnés dans l'Annexe D.

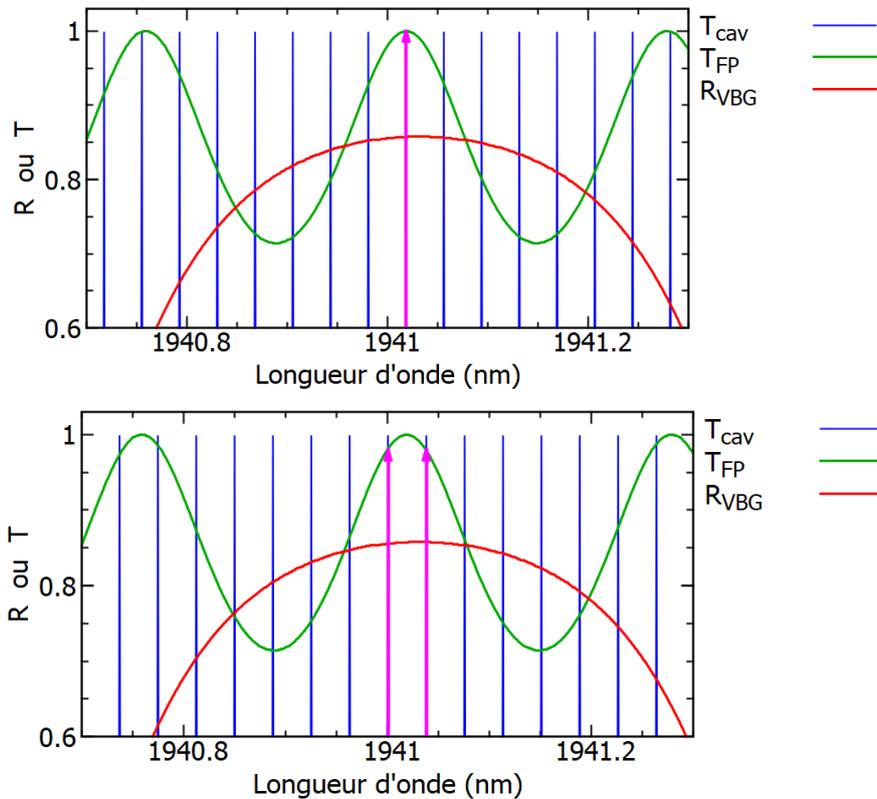


Figure 4-20 Effet du décalage du peigne de mode sous l'effet de la dilatation de la cavité : à haut, cas stable avec un mode centré sur la transmission de l'étalon sélectionnée par le VBG, à bas, cas instable avec deux modes des part et d'autre de la transmission de l'étalon sélectionnée par le VBG. (En bleu le peigne de modes de la cavité, en vert la transmission de l'étalon et en rouge la réflectivité du VBG.)

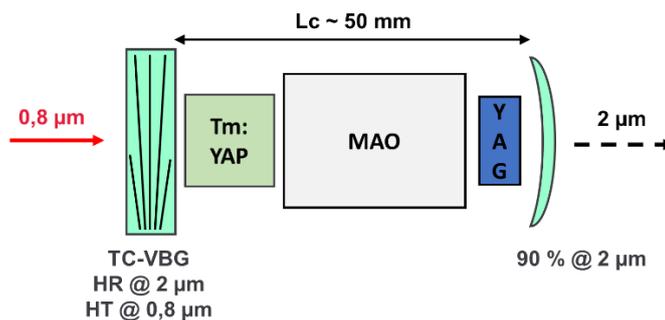


Figure 4-21 Schéma de la cavité linéaire complète avec le VBG hautement réfléchissant.

Caractérisation des impulsions et du faisceau

Pour mettre en place et régler la cavité, nous avons commencé par monter la cavité avec uniquement le barreau laser, le VBG-HR et le coupleur de sortie. Ensuite nous avons ajouté le MAO puis l'étalon en régime continu. Enfin nous avons activé le MAO pour optimiser la cavité en régime

pulsé. La Figure 4-22 ci-dessous donne le relevé de puissance de sortie en fonction de de la puissance de pompe pour ces quatre étapes.

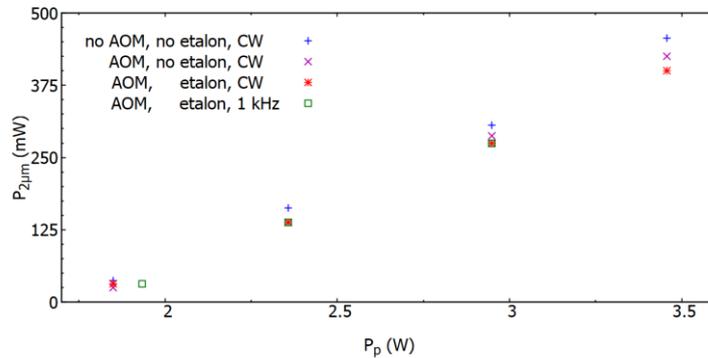


Figure 4-22 Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe pour les différentes étapes de montage de la cavité avec le VBG-HR en régime continu et pour la cavité complète à 1 kHz.

Les seuils obtenus vont de 1,73 à 1,80 W. Si on n'atteint pas les seuils inférieurs à 1 W obtenus avec la cavité de référence et la diode 2W d'origine, cela constitue une nette amélioration par rapport aux seuils de 3 à 4 W obtenus avec le VBG repoli. Cette amélioration vient de la diminution des pertes intracavité grâce à l'antireflet sur le VBG-HR et le meilleur centrage de la longueur d'onde de pompe sur l'absorption du Tm:YAP. L'écart avec la cavité de référence peut être lié à la mise en forme de la pompe avec un rayon au col plus grand, ce qui diminue le taux de pompage. Il peut également être lié à la moins bonne optimisation de la longueur de la cavité. En effet, la longueur de la cavité avait été réduite pour améliorer la stabilité géométrique en présence d'une forte lentille thermique due au niveau de pompage utilisé pour atteindre le seuil avec les pertes de Fresnel sur le VBG. Comme dans le cas des autres cavités étudiées, le seuil augmente légèrement avec l'ajout des différents éléments mais de façon moins marquée. Cela peut être dû à l'absence d'optimisation de la longueur de la cavité à chaque étape, étant donné que la conception avait été faite en se basant sur les résultats de la cavité complète.

Concernant l'efficacité du laser, les pentes obtenues vont de 23 à 26 %. Ces résultats se situent dans les mêmes niveaux que les différents montages étudiés tout en étant plus resserrés pour les raisons évoquées dans le paragraphe précédent. Les gains espérés en raison des différentes améliorations apportées ont pu être compensés par le fait que les longueurs du montage ont été dimensionnées sur les cavités avec une forte lentille thermique comme indiqué précédemment.

Ces performances sont suffisantes pour sélectionner un point de fonctionnement avec une énergie de plus de 250 μ J et des durées d'impulsion inférieures à 60 ns.

Des améliorations ultérieures ont été apportées via l'optimisation des réglages de la cavité. Cependant, ces optimisations ont été réalisées uniquement au point de fonctionnement. La pente et le seuil du laser n'ont donc pas été relevés lors de ces optimisations. Au vu des résultats obtenus jusqu'alors, il est probable que ces améliorations concernent principalement le seuil plutôt que l'efficacité.

Comme le montre la Figure 4-23, le mode spatial de la cavité est circulaire et gaussien fondamental. De plus le relevé de la caustique par la méthode du couteau donne un facteur de qualité du faisceau M^2 inférieur à 1,1.

Comportement spectral

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 4-24 (gauche), le laser obtenu avec cette cavité peut être monomode longitudinal avec un taux d'extinction des modes voisins de 25 dB. Cependant, le laser peut aussi devenir multimode longitudinal avec plusieurs modes d'amplitude comparable. Dans ces cas, le laser devient d'autant plus instable que le spectre est multimode. La stabilité temporelle

impulsion à impulsion du laser commence à se dégrader de façon notable quand le taux de suppression des modes voisins devient inférieur à 15 dB. Cette instabilité provient donc de la dynamique de compétition pour le gain entre les modes.

La Figure 4-24(droite), montre que le VBG-HR permet un accord en longueur d'onde sur 20 nm quand nous le translatons transversalement à l'axe de la cavité avec un taux de chirp de 1,00 nm/mm. Nous avons également constaté une baisse de puissance de sortie aux bords du VBG en faisant la mesure. Cependant, cette baisse de puissance était moins marquée qu'avec le VBG repoli, en effet, toutes les positions du VBG pour lesquelles la longueur d'onde est relevée sur le graphe présentent une énergie par impulsion comprise entre 250 et 300 μJ .

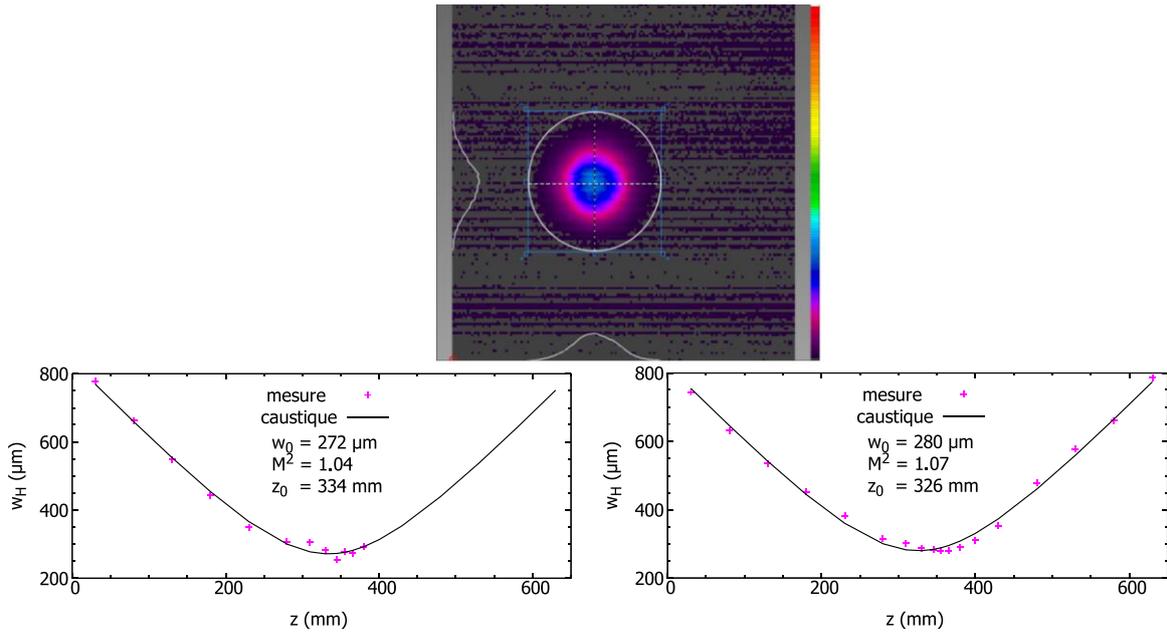


Figure 4-23 Profil spatial transverse mesuré à la Pyrocam III-HR (haut) et caustique mesurée au couteau (bas) pour la cavité linéaire complète à 1 kHz.

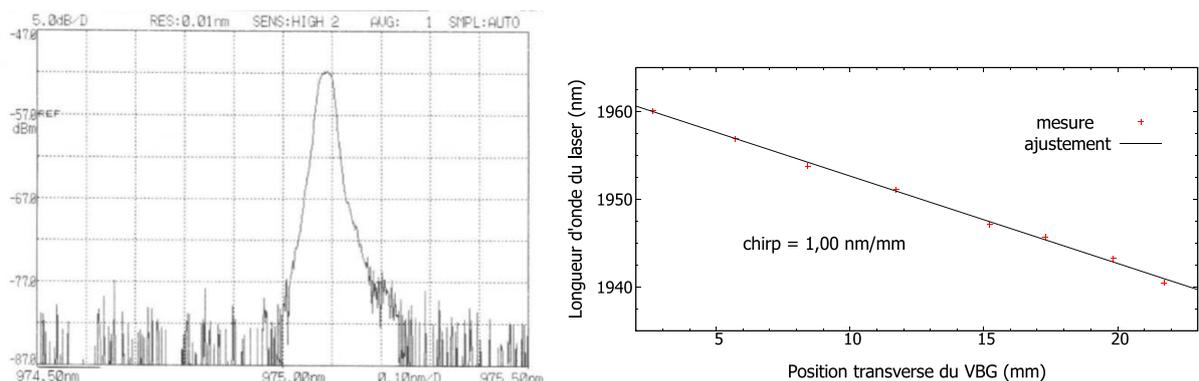


Figure 4-24 (gauche) Spectre du laser doublé en fréquence dans un cristal de MgO:PPLN mesuré à l'OSA pour une position du VBG-HR avec un taux de répétition de 1kHz. (droite) Longueur d'onde de sortie en fonction de la position transverse du VBG-HR.

Dans cette partie nous avons montré qu'il est possible d'obtenir des performances similaires à celles d'une cavité formée par un VBG partiellement réfléchissant et un miroir de fond de cavité diélectrique hautement réfléchissant avec une cavité formée par un VBG hautement réfléchissant et un coupleur diélectrique partiellement réfléchissant. De plus, nous avons vérifié qu'en réduisant les

pertes intracavité et en améliorant l'absorption de la pompe on améliore le seuil du laser de manière conséquente même avec une cavité conçue pour compenser les effets d'une lentille thermique importante alors que celle-ci est réduite par les améliorations apportées. Enfin, le caractère monomode et la capacité d'accord en longueur d'onde du laser ont été préservés.

Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps caractérisé le comportement du régime déclenché par un modulateur acousto-optique à 0,5, 1 et 2 kHz. Bien que nous nous soyons limités en énergie pour éviter d'endommager les composants optiques utilisés, nous avons vérifié que les performances atteintes en régime continu dans le chapitre précédent étaient conservées en régime pulsé malgré de légères pertes additionnelles. Nous avons noté une augmentation du seuil due à la présence de l'AOM et une diminution de l'efficacité de quelques pourcents quand la fréquence de répétition du laser diminue. Nous avons ainsi pu vérifier que les niveaux d'énergie et les durées d'impulsion souhaités étaient bien accessibles avec un déclenchement actif à l'aide d'un MAO. Dans un deuxième temps, nous avons montré que le VBG permet une réduction de la largeur du spectre à moins de 5 modes longitudinaux comme en régime continu. De plus, l'enveloppe du spectre pour une configuration de la cavité et un taux de pompage donnés avec le VBG est identique en régime pulsé et en régime continu. Enfin, nous avons montré que l'ajout d'un étalon en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur permet en combinaison avec le VBG d'obtenir un spectre monomode longitudinal avec une énergie par impulsion allant jusqu'à 300 μJ . La largeur spectrale alors obtenue était comprise entre 0,1 et 4 pm. De plus, dans cette dernière partie, nous avons démontré que le laser ainsi obtenu reste accordable sur toute la largeur du VBG soit plus de 20 nm. Finalement, dans ce chapitre, nous avons réalisé un laser Tm:YAP accordable entre 1,94 et 1,96 μm , monomode longitudinal, déclenché activement avec un MAO et de forte puissance crête. Ce laser présente donc toutes les caractéristiques souhaitées pour pomper le NesCOPO OP-GaAs pour la conversion en bande III. Dans le prochain chapitre, nous allons donc démontrer l'accord en longueur d'onde du NesCOPO par l'accord en longueur d'onde de la pompe en utilisant le laser de pompe réalisé dans ce chapitre.

Chapitre 5. Etude du pompage d'un NesCOPO OP-GaAs par une source laser monomode accordable autour de 2 μm

Objectif

Dans les chapitres précédents, nous avons réalisé une source laser impulsionnelle, de forte puissance crête, monomode longitudinale et accordable entre 1,94 μm et 1,96 μm . Cette source a été développée afin de pouvoir tester l'accord en longueur d'onde du NesCOPO en modifiant la longueur d'onde de la pompe. Dans ce chapitre, nous voyons, dans un premier temps, comment nous avons obtenu l'oscillation de l'OPO et quelle méthode nous avons appliquée pour optimiser au mieux l'alignement de ce dernier. Dans un deuxième temps, nous expliquons le montage utilisé pour la mesure de longueur d'onde et la méthode prévue pour régler la dissociation de l'OPO et s'assurer du fonctionnement monomode longitudinal du NesCOPO. Ensuite, nous présentons les résultats de l'accord en longueur d'onde du NesCOPO obtenu pour un accord de la longueur d'onde de pompe sur 20 nm. Enfin dans une dernière partie, nous abordons brièvement la suite que souhaitons apporter à ces travaux.

1. Optimisation de l'oscillation du NesCOPO

Dans cette partie, nous allons, d'abord, rappeler les caractéristiques du NesCOPO utilisé, expliquer comment l'oscillation a été obtenue, et enfin, décrire la méthode utilisée pour optimiser l'alignement de la cavité.

a. Mise en place de l'OPO

Nous avons monté le NesCOPO avec le cristal d'OP-GaAs M27 qui comporte trois pistes avec des périodes de retournement de $66\ \mu\text{m}$, $64,8\ \mu\text{m}$ et $63,2\ \mu\text{m}$ de gauche à droite sur la photo Figure 5-1 (bas). La piste à $63,2\ \mu\text{m}$ (à droite) a été cassée puis recollée. Cette réparation permet d'avoir une intégrité structurelle permettant le maintien mécanique du cristal dans sa monture mais la qualité optique de la piste n'est plus suffisante pour obtenir l'oscillation sur cette piste. C'est pourquoi les tests présentés dans ce chapitre n'ont été effectués que sur les deux pistes restantes.

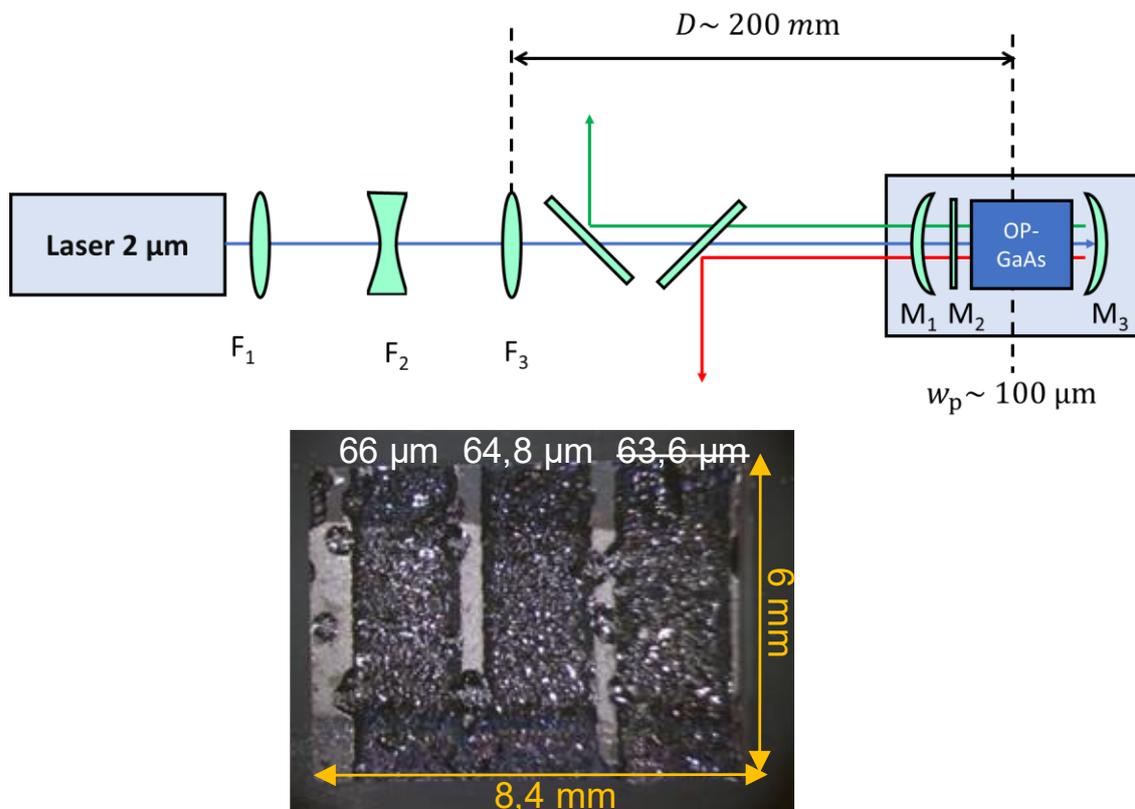


Figure 5-1 (haut) Schéma du montage optique avec le NesCOPO. (bas) Photo prise à la binoculaire du cristal OP-GaAs (M27) utilisé pour les tests d'OPO.

Le système optique permettant la mise en forme du faisceau de pompe du NesCOPO est constitué de trois lentilles ($F_1 = 75\ \text{mm}$ placée $90\ \text{mm}$ après le coupleur de sortie du laser ; $F_2 = -40\ \text{mm}$ placée $120\ \text{mm}$ après F_1 ; $F_3 = 100\ \text{mm}$ placée $160\ \text{mm}$ après F_2) choisies grâce à un calcul de propagation matriciel pour obtenir un rayon au col de $100\ \mu\text{m}$ environ situé au moins $200\ \text{mm}$ après la dernière lentille pour avoir suffisamment de place pour insérer les miroirs dichroïques permettant de séparer le complémentaire et le signal de la pompe comme illustré sur la Figure 5-1 (haut). En pratique, nous avons obtenu un rayon au col de $90\ \mu\text{m}$ dans l'OPO, jugé suffisamment proche de la valeur cible pour ne pas avoir à modifier le système optique de mise en forme et nous avons décalé le four OPO d'une dizaine de millimètres pour le positionner sur le col du faisceau. Pour le miroir de fond de cavité (M_3), nous avons utilisé un miroir doré de $50\ \text{mm}$ de rayon de courbure et pour le miroir d'entrée (M_1) nous avons testé d'une part un miroir plan-concave ($30\ \text{mm}$ de rayon de courbure) en ZnSe traité antireflet

à la pompe et au signal et avec une réflectivité de 90 % au complémentaire et d'autre part un ménisque convexe-concave (respectivement 35 et 30 mm de rayons de courbure) avec les mêmes traitements diélectriques que l'autre. L'intérêt d'utiliser un ménisque plutôt qu'un miroir plan-concave est que la lentille divergente associée a une vergence presque nulle. Il est donc plus simple d'obtenir la taille de waist souhaitée dans l'OPO.

b. Obtention de l'oscillation

Pour obtenir l'oscillation, nous avons d'abord pré-aligné le miroir intérieur (M_2) au moyen d'un laser hélium-néon dont le faisceau a été centré avec des mires sur le faisceau de pompe à $2 \mu\text{m}$. Nous avons ensuite pré-aligné M_1 ainsi que le cristal d'OP-GaAs grâce au laser hélium-néon. A partir de là, nous avons obtenu l'oscillation en réglant la position du miroir M_3 monté sur sa cale piézoélectrique à laquelle une tension triangulaire est appliquée pour sonder les différentes coïncidences possibles.

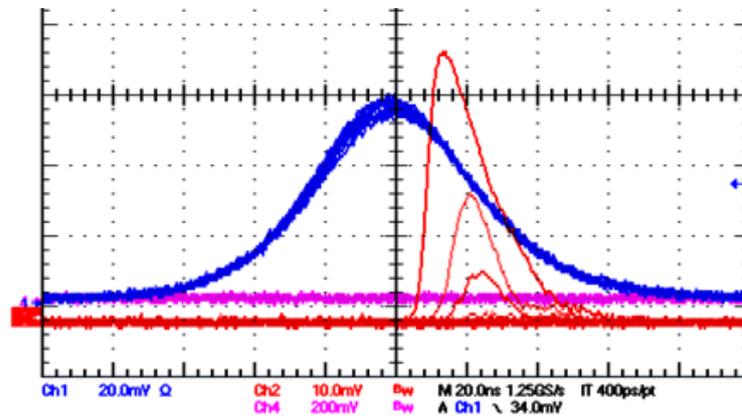


Figure 5-2 Mesure d'une impulsion en bande III avec une photodiode (voie rouge) et d'une impulsion de pompe (voie bleue). La voie verte correspond au signal de contrôle du MAO.

La Figure 5-2 montre la trace des impulsions en bande III, on observe plusieurs impulsions complémentaires d'amplitude très différentes. Ceci est dû au balayage de la cale piézoélectrique du miroir M_3 , qui modifie les coïncidences et le recouvrement entre les modes signal et complémentaire entre chaque impulsion de pompe et de fait modifie le seuil et donc l'énergie émise en bande III.

Si nous n'avons pas pu déterminer avec précision l'énergie émise en bande III par l'OPO, nous avons pu mesurer une puissance moyenne de l'ordre de deux fois le niveau du bruit du plus petit calibre du wattmètre Melles Griot disponible soit entre 0,2 et 0,3 mW ce qui correspond à une énergie de 200 à 300 nJ par impulsion. De plus, l'énergie peut fluctuer de façon notable d'une impulsion à l'autre si on se fie à la réponse de la photodiode (Figure 5-2).

c. Affinement de l'alignement en minimisant le seuil d'oscillation

Le critère pour optimiser l'alignement du NesCOPO est le seuil d'oscillation : plus celui-ci est bas, mieux l'OPO est aligné. Nous avons fait en sorte de minimiser l'énergie de pompe moyenne pour laquelle nous observions des impulsions signal et complémentaire pour une grande amplitude de tensions de contrôle de la position de M_3 . Un autre élément que nous avons pris en compte pour optimiser l'alignement de l'OPO était le délai entre l'impulsion de pompe et l'impulsion signal ou complémentaire. Meilleur est l'alignement du NesCOPO, plus ce délai, également appelé temps de construction, est faible.

Durant nos expériences, malgré nos efforts pour stabiliser au mieux le laser de pompe, les fluctuations de la pompe en termes d'énergie et de puissance moyenne ont rendu cette étape

particulièrement difficile. De plus, lors des dernières mesures, à la suite d'un dommage optique juste avant la mesure d'accord de l'OPO, nous avons dû remonter le laser de pompe en urgence et nous n'avons pas pu obtenir le fonctionnement monomode longitudinal du laser ce qui perturbait beaucoup la stabilité du laser. Malgré cela, nous avons pu obtenir l'oscillation de l'OPO sur certains modes de la pompe quand celle-ci n'était pas trop multimode et instable. De fait, nous n'avons pas pu faire une optimisation poussée de l'alignement du NesCOPO pour les mesures d'accord en longueur d'onde. La plupart des configurations où nous avons pu faire des mesures étaient des configurations stables sur plusieurs minutes avec deux familles d'impulsions interdigitées l'une avec des impulsions brèves et énergétiques (< 45 ns, > 250 μ J), et l'autre avec des impulsions longues et peu énergétiques (> 150 ns, < 100 μ J). Les spectres mesurés dans ces cas présentant deux modes longitudinaux principaux. Une hypothèse est que ces deux familles correspondent chacune à un de ces deux modes. Dans les autres cas, pour lesquels il n'est pas possible d'isoler des familles d'impulsions régulières, l'hypothèse la plus probable est que plusieurs modes sont émis dans des proportions différentes à chaque impulsion.

d. Mise en place de la mesure de longueur d'onde par SFG et SHG

Nous avons réalisé expérimentalement le montage de mesure de longueur d'onde par conversion de fréquence présenté dans le Chapitre 1 sur le banc avec le NesCOPO (photo Figure 5-3). Nous avons utilisé la piste uniforme (piste n°2) pour obtenir la SFG et optimiser l'alignement des faisceaux de pompe et signal, puis nous nous sommes décalés sur la piste n°4 (période : 30,04 – 35,02 μ m) pour les mesures qui présentent une plus grande acceptation spectrale théorique (150 cm^{-1} contre 10 cm^{-1}) pour faire les mesures de spectre sur l'ensemble de la bande spectrale testée. La température du cristal a été fixée à 50 °C en optimisant le rendement de la SFG pour un couple de longueurs d'onde de pompe et du signal. Bien que ce rendement varie avec les longueurs d'onde de la pompe et du signal, nous avons pu l'estimer entre 5 et 20 % après injection dans la fibre par rapport à l'énergie du signal pour une énergie de pompe de 90 ± 10 μ J avec des rayons de faisceau dans le cristal de 100 μ m pour la pompe et 110 ± 10 μ m pour le signal. Sur le banc expérimental nous avons utilisé un analyseur de spectre ANDO AQ6317B. La résolution utilisée varie entre 0,02 et 0,1 nm en fonction du niveau de puissance disponible sur des fenêtres de 5 ou 10 nm. Avec la sensibilité 'HIGH2' utilisée, le temps de balayage de la fenêtre de 5 nm est de 10 à 20 secondes selon la résolution et le double pour la fenêtre de 10 nm. Les mesures présentées par la suite ainsi qu'une partie des celles présentées dans les chapitres précédents ont été réalisées avec ce montage. Des exemples de mesures sont donnés dans la Figure 5-5. Dans l'optique d'un prototype plus intégré, l'idée est d'utiliser un MicroSpectra ou un ZoomSpectra de Resolution Spectra Systems comme analyseur de spectre. En effet, leur compacité

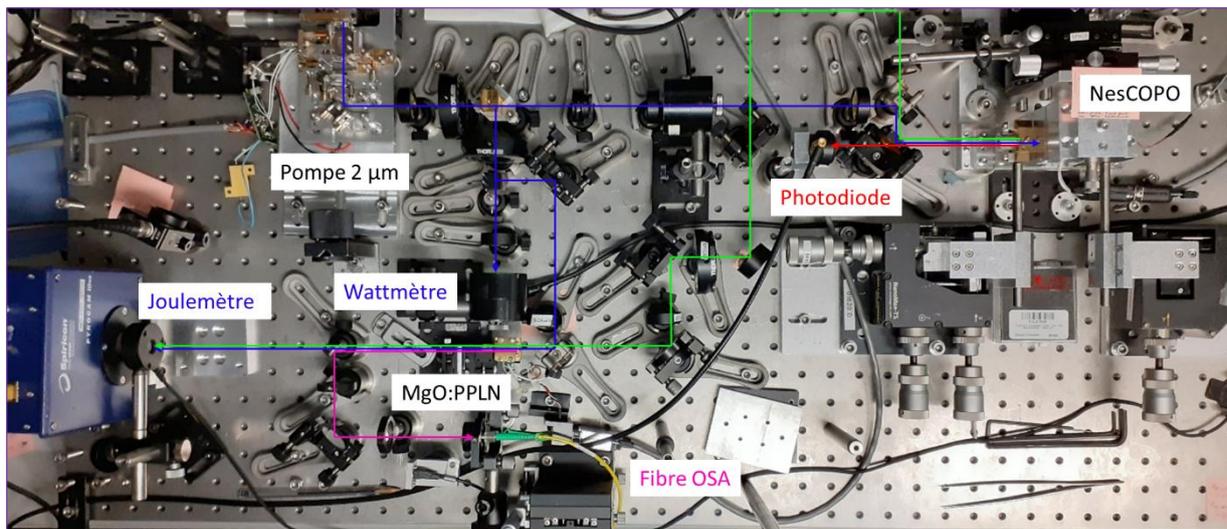


Figure 5-3 Photo du banc ouvert avec l'OPO et le système de mesure de longueur d'onde par somme de fréquence entre le signal et la pompe.

leur permet d'être montés dans un boîtier laser et leur résolution spectrale permet de mesurer le spectre de la SFG et de la SHG avec une résolution de 8 GHz et une précision de 6 GHz (soit 8 à 24 pm) avec une fréquence d'acquisition jusqu'à 10 Hz et un temps d'intégration de 1 ms à 30 s pour le premier et une résolution de 6 GHz et une précision de 0,6 GHz (soit 1 à 3 pm) avec une fréquence d'acquisition jusqu'à 30 kHz et un temps d'intégration de 320 ns à 500 ms pour le second, ce qui permet de prévoir l'automatisation du réglage de la longueur d'onde.

2. Réglage de la dissociation

Dans la partie précédente, nous avons obtenu l'oscillation du NesCOPO et optimisé au mieux son alignement en dépit des problèmes rencontrés concernant la stabilité de la source de pompe. Dans cette partie, nous allons présenter la méthode prévue pour le réglage de la dissociation pour garantir un fonctionnement monomode longitudinal de l'OPO.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, le réglage de la dissociation $\Delta L/L$ du NesCOPO permet de s'assurer que ce dernier ait un fonctionnement monomode longitudinal en évitant à la fois les clusters de modes et l'existence de plusieurs coïncidences exactes dans la bande de gain. L'idée est de vérifier avec un Fabry-Pérot à balayage que le rayonnement signal ou complémentaire émis par le NesCOPO est bien monomode longitudinal. La Figure 5-4 présente deux exemples de cette mesure réalisée durant la thèse de J. Armougom. La Figure 5-4 (gauche) illustre un cas où l'émission est monomode longitudinale, en effet, sous la rampe de contrôle du Fabry-Pérot à balayage on observe simplement deux pics séparés de l'ISL du Fabry-Pérot. La Figure 5-4 (droite), quant à elle, donne un exemple de cas où l'émission n'est pas monomode longitudinale. Nous voyons, en effet, un pic supplémentaire sous la rampe de contrôle séparé d'un ISL du NesCOPO. Ce pic correspond donc à un mode voisin du mode principal qui a atteint son seuil ce qui forme un cluster de modes. Il faut ensuite réaliser cette mesure pour toutes les longueurs d'ondes accessibles dans la bande de gain et répéter cela pour chaque piste de chaque cristal. Ceci revient à faire un relevé des longueurs d'ondes émises en fonction des positions des miroirs lorsqu'on fait varier la tension appliquée sur les cales piézoélectriques. Une façon de faire cette mesure de la dissociation consiste à balayer les positions de M_1 et/ou M_3 avec la tension appliquée aux cales piézoélectriques, de relever la longueur d'onde en sortie de l'OPO et de mesurer la variation de tension δV nécessaire pour faire un saut de mode avec le NesCOPO. Pour ce faire, le plus simple est de compter le nombre N de sauts de modes observés pendant l'application d'une rampe de tension d'amplitude ΔV sur les cales piézoélectriques. Puis en connaissant la caractéristique dL/dV des cales piézoélectriques, il est possible de déduire la dissociation :

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{2\delta V \cdot dL/dV}{\lambda} = \frac{2\Delta V dL/dV}{N\lambda} \quad (5.1)$$

Nous pouvons estimer le paramètre de dissociation en mesurant manuellement les espaces d'air entre les différents miroirs de cavité. Dans notre cas, nous trouvons entre 1,5 et 2 %. En se référant aux simulations du Chapitre 1 (Figure 1-10), on constate que le spectre du NesCOPO sera a priori monomode sans pour autant exclure le risque d'avoir l'émission d'un cluster de modes.

En pratique, du fait du comportement multimode de la pompe qui la rendait particulièrement instable lorsque nous avons regroupé le matériel pour faire la mesure, cette étape n'a pas été possible. En effet, le long temps de vie de l'état excité du thulium rend le laser très sensible aux perturbations notamment de son spectre qui bien que contraint par l'étalon nécessite un réglage fin de l'alignement de ce dernier ainsi qu'un bon contrôle de la longueur de la cavité, réglage que nous n'avons pas eu le temps de reprendre parfaitement après le dommage sur le MAO. Nous allons maintenant présenter

les résultats de la mesure d'accord en longueur d'onde du NesCOPO en faisant varier la longueur d'onde de la pompe.

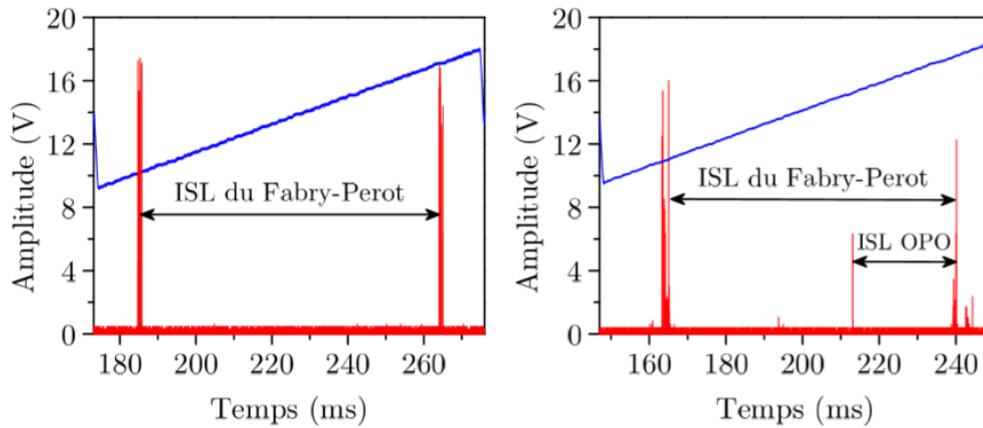


Figure 5-4 Analyse du spectre signal avec un interféromètre de Fabry-Perot balayable pour une émission monofréquence (gauche) et une émission multimode (droite). En bleu, la rampe de contrôle du Fabry-Pérot, et, en rouge, le spectre. Figure tirée de la thèse de J. Armougom [19].

3. Accord de la longueur d'onde complémentaire par accord de la longueur d'onde de pompe

Pour réaliser la mesure d'accord en longueur d'onde du NesCOPO par la longueur d'onde de la pompe, nous avons fait varier cette dernière au moyen du réseau de Bragg en volume chirpé intracavité tel que décrit dans le Chapitre 4. Comme expliqué précédemment, ceci a été fait avec une source de pompe légèrement multimode et instable. Nous avons sélectionné les points de fonctionnement les plus stables possibles et présentant un mode longitudinal prépondérant afin de favoriser l'oscillation sur un seul mode de pompe. Toutefois, cela n'est pas parfait et nous avons parfois obtenu une émission du NesCOPO multimode comme nous pouvons le voir sur les spectres de SFG présentés dans la Figure 5-5.

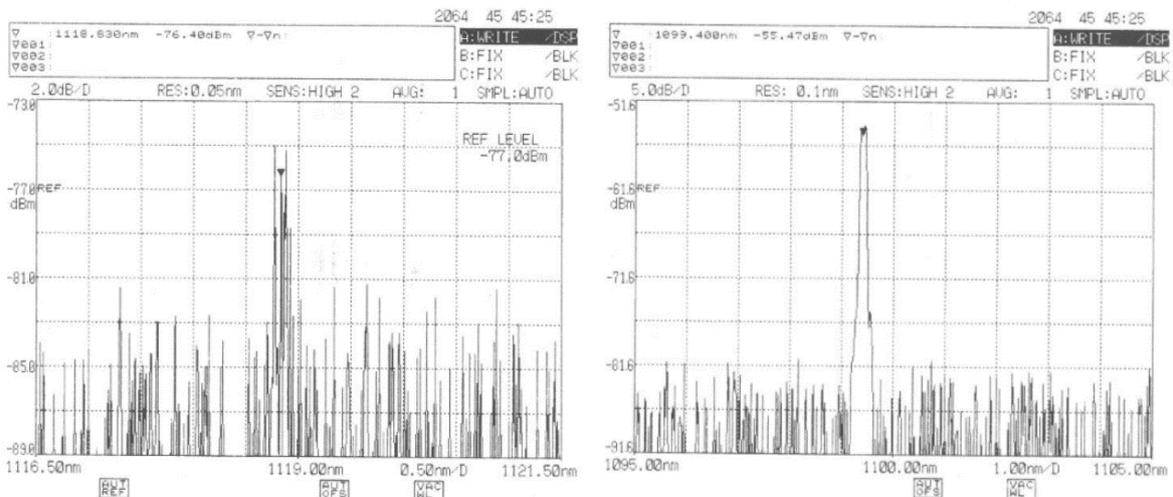


Figure 5-5 Exemples de spectres SHG de la pompe et de la SFG entre la pompe et le signal.

La Figure 5-6 montre l'accord en longueur d'onde du NesCOPO obtenu pour une variation de la longueur d'onde de pompe entre 1940 et 1960 nm pour des périodes de quasi-accord de phase de

l'OP-GaAs de 66 et 64,8 μm avec une température de cristal de 21,7 $^{\circ}\text{C}$. Nous arrivons à balayer les longueurs d'onde entre 8,31 et 7,89 μm pour la piste à 66 μm et entre 7,85 et 7,48 μm pour la piste à 64,8 μm soit respectivement 64 cm^{-1} et 63 cm^{-1} en bande III. De plus, la dépendance entre la position de la bande de gain et la longueur d'onde de pompe est linéaire comme prévu par la théorie (Chapitre 1 Figure 1-22) en raison de la condition de quasi-accord de phase.

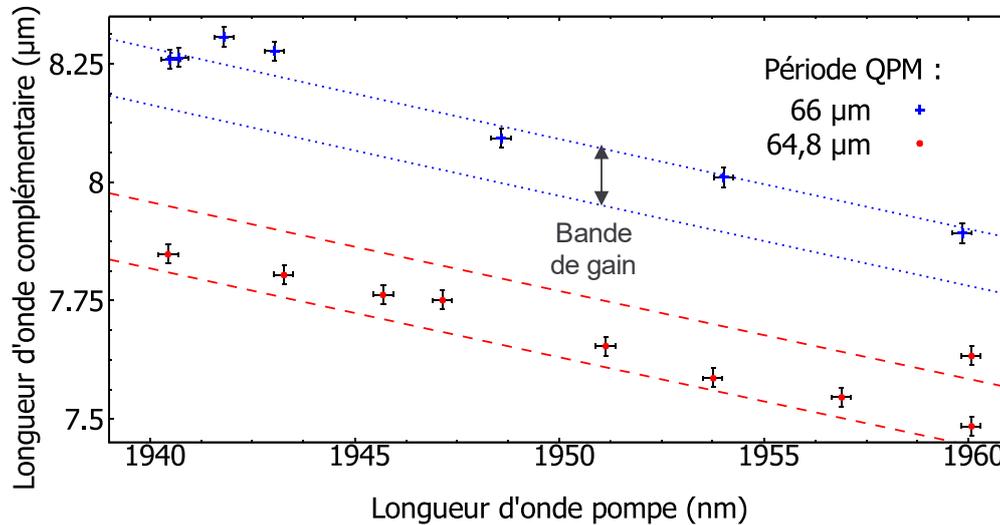


Figure 5-6 Longueurs d'onde signal et complémentaire émises par le NesCOPO en fonction de la longueur d'onde de pompe pour des périodes de quasi-accord de phase de 66 μm et 64,8 μm avec un cristal d'OP-GaAs à 21,7 $^{\circ}\text{C}$. Les lignes pointillées indiquent les bandes de gain théoriques de 20 cm^{-1} pour chacune des pistes à 295 K.

Nous constatons néanmoins qu'une même longueur d'onde de pompe permet d'obtenir des longueurs d'onde de sortie différentes. Ceci correspond a priori à des changements de coïncidences de mode du NesCOPO conduisant à émettre à diverses longueurs d'onde au sein de la bande de gain lorsque le réglage de la position des miroirs M_1 et M_3 est modifié. L'écart entre les deux longueurs d'ondes observées à 1960 nm sur la piste à 66 μm est de presque 150 nm (soit 26 cm^{-1}). Ceci est un peu plus large que la bande de gain relevée par J. Armougom durant sa thèse [19]. De même pour les longueurs d'ondes mesurées avec la pompe à 1940 nm pour la piste à 66 μm , on suppose que le rebroussement observé est dû à la sélection de la coïncidence dans la bande de gain.

La principale limitation de la mesure que nous avons réalisée est liée au fait que nous n'avons pas pu avoir une pompe monomode longitudinale. D'une part, cela ne nous a pas permis de garantir une émission monofréquence du NesCOPO. D'autre part, nous n'avons pas pu vérifier quelles longueurs d'onde étaient accessibles en bande III pour deux modes de pompe consécutifs étant donné que nous devons chercher des longueurs d'ondes éloignées les unes des autres pour retrouver un point de fonctionnement de la pompe suffisamment stable pour permettre une mesure.

Pour le cristal M27, nous arrivons à une accordabilité de 21 nm/nm pour la piste à 66 μm et de 18,5 nm/nm pour la piste à 64,8 μm . Avec les deux pistes du cristal et une pompe accordable entre 1,94 et 1,96 μm , nous avons donc démontré un accord sur 0,83 μm entre 7,48 et 8,31 μm . Cet accord obtenu sur deux pistes couvre environ 85 % de l'accord obtenu avec trois pistes (66, 64,8 et 63,2 μm) par J. Armougom avec un accord par la température du cristal sur 65 $^{\circ}\text{C}$ (entre 35 et 90 $^{\circ}\text{C}$) avec une pompe à longueur d'onde fixe (1938,5 nm) [19]. La plage d'accord obtenue avec la longueur d'onde de la pompe peut être décalée en chauffant le cristal pour couvrir d'autres bandes spectrales. Enfin, bien que nous n'ayons pas pu garantir le fonctionnement monomode longitudinal du NesCOPO durant nos mesures, les résultats antérieurs avec des lasers de pompe stables nous permettent d'être confiants quant au fait que les résultats présentés ici s'étendent dans le cas où la pompe est monomode

longitudinale et stable et que, dans ce cas, il sera possible d'avoir un contrôle fin de la longueur d'onde émise par le NesCOPO.

4. Poursuite de l'étude

a. Caractérisation fine de l'accord en longueur d'onde du NesCOPO par la pompe

Pour aller plus loin, il faudra remonter la source de pompe de manière à garantir sa stabilité et son fonctionnement monomode longitudinal en reprenant les réglages abordés dans les Chapitre 3 et 4 ou en utilisant une solution alternative à déterminer. A partir de là, nous souhaitons étudier plus finement l'accord que l'on obtient lors d'un saut de mode de la pompe. En effet, rappelons que la pompe s'accorde par sauts de modes de 0,24 nm, définis par l'intervalle spectral libre de l'étalon inséré dans la cavité.

Nous pouvons calculer que le décalage de la bande de gain pour un saut de mode de la pompe sera d'environ 4 nm pour les pistes testées dans le chapitre précédent. Toutefois, cela ne signifie pas que le complémentaire se décalera exactement de la même quantité, car la longueur d'onde émise est fortement imposée par les coïncidences entre les modes des cavités signal et complémentaire comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre 1.

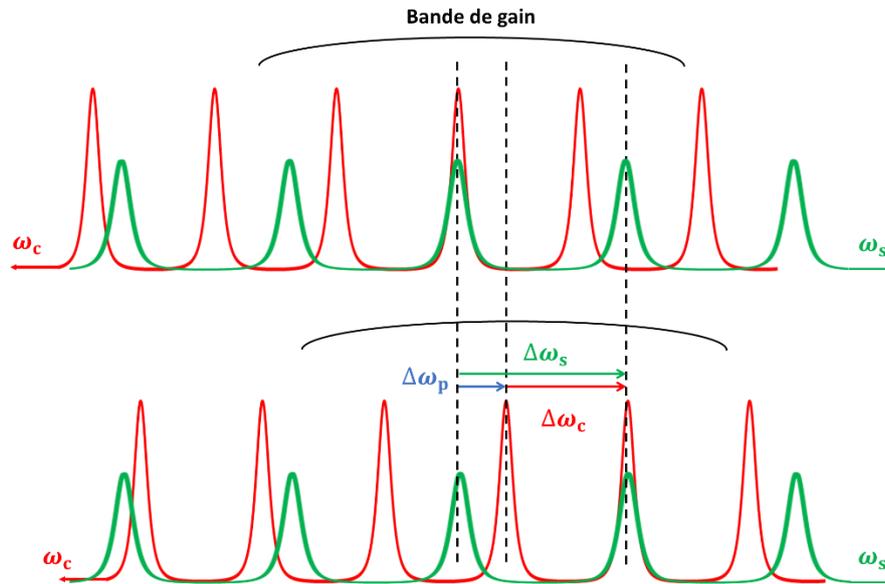


Figure 5-7 Schéma du saut de modes lors d'un changement de pulsation de la pompe correspondant au décalage d'un mode.

Pour estimer le décalage obtenu en partant d'une coïncidence exacte lorsque l'on change la longueur d'onde de pompe d'une quantité $\Delta\lambda_p$, nous effectuons ce calcul suivant en nous basant sur l'approche revisitée par Q. Clément pour estimer l'accordabilité minimale d'un OPO doublement résonnant [18], à partir des travaux d'I. Ribet [170]. Comme les ondes signal et complémentaire sont résonnantes dans leur cavité respective, leur phases respectives φ_s et φ_c après un aller-retour dans la cavité s'écrivent :

$$\varphi_i(\nu_i) = \frac{4\pi\nu_i}{c} \sum_{elt \in \text{cavité } i} n_{elt,i}(\nu_i) l_{elt} = 2\pi m_i \quad (5.2)$$

où i vaut s ou c et où m_s et m_c sont des nombres entiers qui représentent les ordres des modes constituant la paire de modes en coïncidence exacte de départ. En faisant varier la longueur d'onde de pompe, une autre coïncidence exacte peut être trouvée dans la bande de gain après un nombre de sauts de mode signal Δm_s et complémentaire Δm_c de sorte que :

$$\varphi_s(\nu_s + \Delta\nu_s) = 2\pi(m_s + \Delta m_s) \quad (5.3)$$

$$\varphi_c(\nu_c - \Delta\nu_c) = 2\pi(m_c - \Delta m_c) \quad (5.4)$$

où $\Delta\nu_s$ est la différence entre de fréquence signal entre les deux coïncidences exactes et $\Delta\nu_c$ celle pour les fréquences complémentaires. Comme la longueur d'onde de pompe varie entre les deux coïncidences, $\Delta\nu_s$ et $\Delta\nu_c$ diffèrent et vérifient la relation suivante, obtenue à partir de la conservation de l'énergie :

$$\Delta\nu_p = \Delta\nu_s - \Delta\nu_c \quad (5.5)$$

où $\Delta\nu_p$ est la variation de fréquence de la pompe. Le signe négatif devant $\Delta\nu_c$ vient de sa définition dans l'équation (5.4) qui correspond au cas représenté dans la Figure 5-7. De cette façon, Δm_s et Δm_c sont de même signe pour respecter la conservation de l'énergie au sein d'un même cluster. La première étape pour obtenir la relation entre $\Delta\nu_p$ et Δm_s est de faire un développement limité à l'ordre 1 de $\varphi_s(\nu_s + \Delta\nu_s)$ et $\varphi_c(\nu_c - \Delta\nu_c)$ par rapport à $\Delta\nu_s$ et $\Delta\nu_c$:

$$2\pi\Delta m_i = \Delta\nu_i \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial \nu} \right|_{\nu_i} \quad (5.6)$$

En utilisant (5.2) pour calculer la dérivée partielle dans (5.6), on obtient :

$$\Delta\nu_i = \Delta m_i \text{ISL}_i \quad (5.7)$$

où ISL_i est l'intervalle spectral libre de la cavité considérée.

$$\text{ISL}_i = \frac{c}{2 \sum_{elt \in \text{cavité } i} \left(n_{elt,i} + \nu_i \left. \frac{\partial n_{elt,i}}{\partial \nu} \right|_{\nu_i} \right) l_{elt}} \quad (5.8)$$

La combinaison des formules (5.5) et (5.7) donne la relation suivante :

$$\Delta\nu_p = \Delta m_s \text{ISL}_s - \Delta m_c \text{ISL}_c \quad (5.9)$$

En posant $\varepsilon = \Delta m_s - \Delta m_c$ la différence des nombres modaux et $\Delta \text{ISL} = \text{ISL}_s - \text{ISL}_c$ la différence des intervalles spectraux libres, la relation (5.9) se réécrit :

$$\Delta\nu_p = \text{ISL}_c \left(\Delta m_s \frac{\Delta \text{ISL}}{\text{ISL}_c} + \varepsilon \right) \quad (5.10)$$

Le paramètre $\Delta \text{ISL}/\text{ISL}_c$ correspond à la dissociation entre les cavités signal et complémentaire du NesCOPO. Dans le cas où $\varepsilon = 0$, la nouvelle coïncidence se situe au voisinage de celle d'origine et

correspond à une coïncidence partielle avant le changement de longueur d'onde de pompe. Les cas où $\varepsilon \neq 0$ correspondent à un saut de mode vers une coïncidence située dans un cluster différent de celui dans lequel se trouve la coïncidence exacte d'origine. Le décalage en longueur d'onde du complémentaire peut alors se déterminer en calculant le nombre de sauts de modes signal correspondant au décalage en longueur d'onde de pompe puis en déterminant le décalage en longueur d'onde complémentaire correspondant :

$$\Delta m_s \approx \frac{ISL_c}{\Delta ISL} \left(\frac{c\Delta\lambda_p}{\lambda_p^2 ISL_c} - \varepsilon \right) \quad (5.11)$$

$$\Delta\lambda_c \approx \frac{\lambda_c^2}{c} ISL_c (\Delta m_s - \varepsilon) \quad (5.12)$$

Tableau 5-1 Estimation du décalage en longueur d'onde du complémentaire autour de 8,3 μm pour un décalage de la longueur d'onde de pompe de 0,24 nm dans le cas d'un NesCOPO avec un cristal d'OP-GaAs de 6 mm de long, avec des espaces d'air de 1 mm entre les miroirs et le cristal et entre les miroirs M_1 et M_2 avec M_2 déposé sur la face intérieure (coté M_1 noté M_2 int dans le tableau) ou extérieure (coté M_3 noté M_2 ext dans le tableau) d'une lame de 1 mm de ZnSe pompé autour de 1,95 μm . Le deuxième cas correspond à notre cas expérimental.

ε	Δm_s		$\Delta\lambda_c$ (nm)		$\Delta\lambda_c/\Delta\lambda_p$ (nm/nm)	
	M_2 int	M_2 ext	M_2 int	M_2 ext	M_2 int	M_2 ext
0	22	106	30	146	125	608
1	15	72	19	98	80	408
2	7	39	8,2	51	33,3	212
3	1	6	-2,7	4,1	-11,2	17

Les résultats pour un saut de mode de notre laser de pompe avec le NesCOPO que nous avons utilisé sont donnés dans le Tableau 5-1. Les pentes $\Delta\lambda_c/\Delta\lambda_p$ observées expérimentalement à 18,5 et 21 nm/nm suggèrent que lors d'un saut de mode de la pompe de 0,24 nm nous devrions observer des décalages de deux ou trois clusters de modes. Notons, qu'à priori, dans notre cas, nous n'avons qu'un cluster à la fois dans la bande de gain mais que les sauts de modes de la source de pompe, qui correspondent à l'ISL de l'étalon Fabry-Pérot, induit un décalage des clusters de modes supérieur à celui de la bande de gain, ce qui cause ce changement de cluster. Enfin, mentionnons qu'un calcul plus précis peut être obtenu en utilisant des développements d'ordre plus élevé.

Par ailleurs, nous voulons également tester la capacité du système à se rapprocher d'une longueur d'onde d'émission arbitraire en utilisant uniquement la longueur d'onde de la pompe et l'action des cales piézoélectriques des miroirs M_1 et M_3 sans ajuster la température du cristal. Cette mesure nécessitera d'utiliser le système de SFG mis en place avec un spectromètre de 6 GHz de résolution.

b. Amplification en bande III

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'énergie par impulsion est très faible en sortie du NesCOPO. C'est pourquoi nous souhaitons mettre en place un OPA avec un cristal d'OP-GaAs long pour amplifier l'énergie de sortie comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1.

Nous avons vu, lors du dimensionnement du laser, qu'une énergie de 100 μJ , une durée de 35 ns avec un rayon au col de 100 μm devrait permettre d'obtenir une amplification allant jusqu'à un facteur 30 pour des impulsions complémentaires de 300 nJ. La principale différence avec les performances

obtenues sur la source 2 μm est la durée d'impulsion qui est environ de 50 ns au lieu de 35 ns. De fait, la puissance crête de la pompe sera plus faible donc l'efficacité de pompage de l'OPA risque d'être réduite d'autant plus que la durée des impulsions complémentaires a été mesurée entre 20 et 40 ns selon le taux de pompage (Figure 5-2) là où elle était prise à 10 ns dans les simulations de départ. Dans ces conditions, en utilisant le cristal prévu les simulations prédisent un facteur d'amplification d'environ 17 ce qui permettrait d'augmenter la portée d'un système LIDAR utilisant la source d'un facteur 4.

Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons rappelé la méthode utilisée pour obtenir l'oscillation du NesCOPO et optimiser son seuil. Nous avons cependant été gênés dans ce réglage par la stabilité de la source de pompe dans le temps. Nous avons pu estimer une énergie par impulsion en bande III entre 200 et 300 nJ pour des impulsions de pompe de 20 μ J et 50 ns. Nous avons ensuite mis en place une mesure de la longueur d'onde émise par le NesCOPO par somme de fréquence entre le faisceau signal et la pompe dans un cristal de MgO:PPLN. Nous avons également pu mesurer la longueur d'onde de la pompe grâce au doublage parasite obtenu dans le cristal de SFG. Nous avons présenté la méthode prévue pour régler la dissociation du NesCOPO. Cependant nous n'avons pas pu la mettre en œuvre en raison d'un dommage sur la pompe qui nous a contraint à réaliser l'expérience avec une configuration de pompe présentant un fonctionnement dégradé multimode et instable. Nous avons tout de même pu démontrer un accord de la longueur d'onde du NesCOPO entre 7,48 et 8,31 μ m en cumulant deux pistes par l'accord de la longueur d'onde de la pompe entre 1,94 et 1,96 μ m avec une température de cristal fixe à 21,7 °C. Cette plage d'accord est comparable à celle obtenue durant la thèse de J. Armougom avec une variation de la température du cristal entre 35 et 90 °C et une longueur d'onde de pompe à 1938,5 nm sur trois pistes incluant celles que nous avons utilisées. Cette démonstration est très prometteuse, d'autant plus que nous n'avons pas bénéficié de bonnes conditions pour réaliser ces mesures (pompe instable et multimode). Nous avons rapidement présenté les prochains travaux prévus pour l'étude et l'amélioration de la source en bande III à savoir l'étude fine de l'accord en longueur d'onde du NesCOPO en changeant la longueur d'onde pompe et l'ajout d'un amplificateur paramétrique optique qui devrait permettre un gain de 17.

Conclusion et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, nous avons modélisé et réalisé expérimentalement plusieurs sources lasers originales émettant autour de $2\ \mu\text{m}$, alliant finesse spectrale et accordabilité. La solution retenue a ensuite été appliquée au pompage impulsif d'un OPO à base d'OP-GaAs émettant un rayonnement fin et accordable dans la bande III de l'infrarouge, permettant de répondre aux problématiques spécifiques de la détection de gaz à distance.

Pour être en mesure de détecter des espèces chimiques présentant des signatures spectroscopiques sur de larges bandes, le principal objectif a été de réaliser une source rapidement accordable dans cette gamme spectrale difficilement accessible en fonctionnement impulsif avec la finesse spectrale requise.

A cette fin, nous avons choisi de développer une source laser déclenchée activement, de forte puissance crête, monomode longitudinale, et accordable entre $1,94$ et $1,96\ \mu\text{m}$. Ce faisant, nous avons démontré l'intérêt des réseaux de Bragg en volume chirpé transversalement, pour le contrôle spectral des lasers autour de $2\ \mu\text{m}$. Enfin, nous avons établi expérimentalement, en utilisant cette source, la faisabilité de l'accord de la longueur d'onde de sortie d'un NesCOPO bande III basé sur un cristal d'OP-GaAs en changeant la longueur d'onde de la source de pompe.

Pour mener à bien ces développements, le travail s'est décomposé en plusieurs étapes correspondant aux chapitres de ce manuscrit.

Dans le chapitre 1, nous avons d'abord analysé en détail le dispositif existant au démarrage de cette thèse associant :

- un oscillateur paramétrique optique doublement résonnant à cavités imbriquées, appelé NesCOPO, qui permet d'obtenir une émission monomode longitudinale largement accordable en régime impulsif ;
- un cristal non linéaire d'OP-GaAs exploitant le principe du quasi-accord de phase qui permet la génération d'un rayonnement entre 8 et $12\ \mu\text{m}$;
- un laser de pompe Tm:YAP à déclenchement passif de haute finesse spectrale mais émettant une longueur d'onde fixe.

Malgré les bons résultats précédemment démontrés par ce dispositif, notre analyse a fait ressortir trois limitations principales de cette source : une énergie de sortie limitée ; une basse cadence de répétition ; la lenteur de l'accord en longueur d'onde par la variation de la température du cristal d'OP-GaAs. Pour contourner ces limites nous avons proposé plusieurs modifications à la source : l'évolution du laser de pompe pour le rendre accordable autour de $2\ \mu\text{m}$ avec un TC-VBG pour remplacer l'accord par la température du cristal d'OP-GaAs et en remplaçant le déclenchement passif par un déclenchement actif avec un modulateur acousto-optique pour augmenter sa cadence à $1\ \text{kHz}$ et augmenter l'énergie de sortie du laser au-delà de $250\ \mu\text{J}$ par impulsion ; la mise en place d'un amplificateur paramétrique pour amplifier l'énergie émise après le NesCOPO. Nous avons aussi présenté le dispositif mis en place pour mesurer la longueur d'onde de sortie du NesCOPO par somme de fréquences entre le signal et la pompe.

Dans le Chapitre 2, nous avons présenté le dimensionnement numérique des éléments de contrôle spectral pour le laser autour de 2 μm . Nous avons d'abord présenté le dimensionnement de réseaux de Bragg en volume (VBG) à pas variable transversalement (TC-VBG) permettant d'obtenir le spectre et l'accordabilité souhaités. Nous avons ensuite modélisé l'effet de ce VBG dans un laser thulium à 2 μm déclenché activement grâce à un modèle de circulation du champ électrique dans une cavité intégrant un filtre numérique pour intégrer la réponse impulsionnelle du VBG. Ce dimensionnement nous a permis de confirmer qu'un VBG seul ne serait pas suffisant pour assurer le fonctionnement monomode longitudinal de la source avec une puissance élevée. Pour pallier ceci, nous avons sélectionné un étalon Fabry-Pérot en YAG non traité de 4 mm d'épaisseur et nous avons vérifié avec les simulations que cela permet bien d'obtenir un laser monomode longitudinal à haute puissance.

Dans le Chapitre 3, nous avons validé expérimentalement nos prédictions d'affinement spectral et d'accord en longueur d'onde en régime continu. Nous avons envisagé plusieurs architectures de cavité laser, sans filtrage spectral ou avec un filtrage à l'aide d'étalons Fabry-Pérot minces et défini une cavité de référence servant de point de départ à l'étude expérimentale. En remplaçant le coupleur de sortie par le VBG, nous avons, ensuite, montré que l'efficacité du laser restait similaire tandis que son seuil peut être notablement affecté par les pertes ajoutées dans la cavité. Nous avons pu confirmer nos résultats de simulation en montrant expérimentalement, qu'avec le VBG, le spectre s'élargit jusqu'à 3 à 5 modes longitudinaux lorsque la puissance de sortie augmente. Nous avons également vu que l'accord est possible sur toute la largeur du TC-VBG utilisé soit un accord sur un peu plus de 20 nm. Enfin, en ajoutant l'étalon épais dans la cavité, nous avons obtenu un spectre monomode longitudinal pour des puissances de sortie allant jusqu'à 600 mW et accordable par sauts de mode sur toute la largeur du VBG.

Le Chapitre 4 nous a permis d'étendre notre étude au cas du laser déclenché activement. Nous avons montré qu'avec le VBG, le spectre reste contraint à la même largeur qu'en régime continu en raison de la très forte sélectivité du VBG qui empêche les modes voisins d'émerger malgré le niveau d'inversion plus élevé. Malgré un seuil plus élevé dans les configurations testées, nous avons pu démontrer les mêmes niveaux d'énergie et de durée d'impulsion avec le VBG que sans. Nous avons également vérifié que l'accord en longueur d'onde reste exploitable en régime pulsé. Suite à ça, nous avons ajouté l'étalon dans la cavité en régime pulsé. Nous avons ainsi démontré un fonctionnement monomode longitudinal ainsi qu'un accord sur environ 21 nm en régime pulsé monomode longitudinal. L'énergie et la durée des impulsions ont été maintenues à plus de 250 μJ et moins de 60 ns pour une cadence de 1 kHz. De plus, la configuration rend le laser plus sensible aux fluctuations de température de ses éléments ainsi qu'à la focale thermique dans le milieu à gain. Nous avons résolu ce problème en réalisant une cavité dont la base optique et le barreau laser sont régulés. Cette cavité a aussi permis de montrer que l'utilisation d'un VBG hautement réfléchissant et d'un coupleur de sortie diélectrique pour former la cavité permet d'obtenir les mêmes performances que l'utilisation d'un miroir diélectrique hautement réfléchissant et d'un VBG partiellement réfléchissant comme coupleur de sortie.

Dans le Chapitre 5, nous avons utilisé la source laser accordable réalisée pour démontrer expérimentalement la possibilité d'accorder la longueur d'onde de sortie d'un NesCOPO utilisant un cristal d'OP-GaAs en changeant la longueur d'onde de la source de pompe. Cependant, en raison d'un dommage survenu en fin de thèse sur l'un des composants du laser de pompe, nous avons dû utiliser un réglage dégradé de cette source n'assurant plus aussi bien son fonctionnement monomode longitudinal et sa stabilité. Si cela nous a empêché de réaliser l'ensembles des réglages et caractérisations prévues, nous avons tout de même démontré l'accord en longueur d'onde du NesCOPO en changeant la longueur d'onde de pompe. Avec le cristal d'OP-GaAs utilisé, nous avons obtenu un accord entre 7,48 et 8,31 μm en utilisant deux pistes de périodes de quasi-accord de phase de 66 et 64,8 μm et l'accord de la pompe entre 1940 et 1960 nm. Cela s'approche de l'accord obtenu dans les travaux antérieurs en utilisant trois pistes de périodes de quasi-accord de phase de 66, 64,8 et 63,6 μm et l'accord de la température du cristal d'OP-GaAs sur 60 $^{\circ}\text{C}$ tout en étant plus rapide, et ce malgré le problème rencontré sur la source de pompe.

Perspectives

A la fin du Chapitre 5, nous avons brièvement abordé les travaux complémentaires que nous souhaitons réaliser à court terme sur la source bande III réalisée ; à savoir, d'une part, caractériser plus en détail l'accord en longueur d'onde en bande III par la longueur d'onde de la pompe. En particulier, nous voulons mesurer le décalage en longueur d'onde que l'on obtient lors d'un saut de mode de la pompe ainsi que la capacité de la source à se rapprocher d'une longueur d'onde donnée en bande III en utilisant uniquement les modifications de la longueur d'onde de pompe et le réglage de la longueur des cavités du NesCOPO avec les cales piézoélectriques des miroirs M_1 et M_3 . D'autre part, nous souhaitons mettre en place l'amplificateur paramétrique optique avec un cristal d'OP-GaAs de 32,8 mm de long que nous avons proposé ce qui devrait permettre d'augmenter l'énergie de sortie en bande III jusqu'à un facteur 17 soit une augmentation de portée d'un facteur 4 pour un système lidar. L'utilisation du signal généré dans l'amplificateur dans le système de mesure de longueur d'onde que nous avons mis en place permettra de réduire le temps de mesure en vue de l'automatisation du pilotage. Enfin, après avoir mené à bien ces tests et réalisé un prototype compact de la source bande III comprenant les éléments développés durant la thèse, nous prévoyons de réaliser des tests de spectrométrie d'absorption d'une part localement avec une cellule de gaz et d'autre part à des distances jusqu'à quelques centaines de mètres dans une configuration IP-DIAL.

Durant notre travail sur le laser de pompe à 2 μm , nous avons considéré plusieurs pistes de réflexion pour améliorer la source de pompe à 2 μm que nous n'avons pas eu le temps ou les moyens de tester durant la thèse. Nous allons aborder certaines de ces pistes et les raisons pour lesquelles elles ont retenu notre attention.

Une première piste qui a retenu notre attention est l'utilisation d'un VBG dans un laser à déclenchement passif. En effet, cette association peut permettre de bénéficier de la réduction de la largeur spectrale observée avec les absorbants saturables durant le projet Mustard et de compléter cet affinement avec un VBG pour obtenir un laser monomode longitudinal avec une cadence supérieure à ce qui a été obtenu durant les projets antérieurs. De plus l'utilisation du déclenchement passif permet de réduire la consommation du montage en supprimant la demande en énergie du MAO. Notons cependant que la gigue temporelle d'un laser déclenché passivement est généralement nettement plus élevée que celle d'un laser déclenché activement.

Compte tenu de la largeur de l'accord en longueur d'onde obtenu en bande III avec un accord sur 20 nm autour de 2 μm , un autre axe de réflexion intéressant à développer est l'augmentation de la gamme d'accord en longueur d'onde du laser de pompe. Parmi ces méthodes possibles pour atteindre ce but, les réseaux de diffraction tournant, les filtres de Lyot, les AOTF et, dans une moindre mesure, de VBG tournants ont montré dans la littérature leur capacité à obtenir des accords en longueur d'onde très larges. Il convient toutefois de noter de faire attention à l'affinement spectral obtenu grâce à ces méthodes.

Le troisième axe d'étude qui présente un intérêt particulier est la simplification du réglage de la cavité. En effet, s'il permet d'obtenir un très bon filtrage spectral, le montage que nous avons utilisé durant cette thèse nécessite un alignement très précis et est très sensible en température ce qui implique d'avoir une très bonne régulation thermique de l'ensemble voire un contrôle actif de la longueur de la cavité. De fait, trouver une méthode permettant d'avoir un réglage moins sensible permettrait de réduire le temps de réglage de la cavité et de faciliter une éventuelle rétroaction. Parmi les méthodes existantes, citons par exemple, le filtrage avec un étalon Fabry-Pérot en coin et désaxé pour faire varier l'épaisseur traversée par le faisceau en le tournant autour de son axe, ainsi que le filtrage auto-adaptatif par *spatial hole burning* dans une section absorbante ou par effet photoréfractif.

Pour finir, rappelons l'intérêt de l'augmentation de la cadence de répétition du laser pour le pilotage d'un système utilisant la source laser en permettant des mesures avec des temps d'intégration plus faibles et une actualisation des systèmes de rétroaction à une fréquence plus élevée.

Soulignons toutefois que de la source réalisée, une fois les composants endommagés remplacés et avec l'ajout d'un OPA, offrira des performances sans équivalent et permettra déjà, à court terme, de répondre à plusieurs enjeux de la détection à distance d'espèces chimiques en bande.

Annexe A. Etablissement des équations couplées d'ordre 2

Nous reprenons ici l'établissement des équations de propagation non linéaire du champ électrique. Ce traitement repose sur la résolution des équations de Maxwell dans le cas des ondes planes dans des milieux isotropes, non magnétiques, isolants, sans charges et transparents.

Dans un milieu non magnétique, isolant et sans charges, les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) &= 0 \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0 \\
 \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r}, t) \\
 \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(\vec{r}, t)
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est le champ électrique en tout point de l'espace, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ est le déplacement électrique, il est relié au champ électrique par la relation $\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t)$ avec ε_0 la perméabilité diélectrique du vide et $\vec{P}(\vec{r}, t)$ la polarisation dans le milieu. $\vec{B}(\vec{r}, t)$ est le champ magnétique et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ est l'induction magnétique qui, dans un milieu non magnétique, est liée au champ magnétique par la relation $\vec{H}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{B}(\vec{r}, t)$ avec μ_0 la perméabilité diamagnétique du vide.

En prenant le rotationnel de l'équation de Maxwell-Faraday et en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère, on arrive à l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 \nabla \wedge \nabla \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}(\vec{r}, t) &= -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}(\vec{r}, t) \\
 \text{avec } \vec{P}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \chi \vec{E}(\vec{r}, t)
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

où χ est la susceptibilité du milieu qui peut s'écrire :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)} : \vec{E} + \chi^{(3)} :: \vec{E} \otimes \vec{E} + \dots \tag{A.3}$$

où $\chi^{(i)}$ est le tenseur de susceptibilité d'ordre i liée aux effets du même ordre. $\chi^{(1)}$ est lié aux effets linéaires et permet de calculer l'indice optique par la relation $n(\omega) = \sqrt{1 + \chi^{(1)}(\omega)}$. $\chi^{(2)}$ est lié aux

effets d'ordre 2 ou interactions à trois ondes comme la somme de fréquences dont le doublage de fréquence ou génération de seconde harmonique (SHG) est un cas particulier et la différence de fréquences. Les termes d'ordre supérieurs ($\chi^{(3)}$, $\chi^{(4)}$, ...) décrivent des phénomènes non-linéaires d'ordres supérieurs comme les interactions à quatre ondes.

$\varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ est la polarisation linéaire notée $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$.

$\varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \otimes \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \otimes \vec{E}(\vec{r}, t) \otimes \vec{E}(\vec{r}, t) + \dots)$ est la polarisation non-linéaire notée $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$.

Nous allons nous intéresser par la suite uniquement aux effets d'ordre 2, et en particulier à la différence de fréquences. Nous ne conservons donc que le terme linéaire et celui d'ordre 2 de la susceptibilité :

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(2)} : \vec{E} \quad (\text{A.4})$$

Nous allons traiter le problème dans le domaine des fréquences en utilisant l'équivalence temps-fréquence $\frac{\partial}{\partial t} \leftrightarrow -i\omega$. L'équation (A.2) s'écrit alors :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \mu_0 \omega^2 (\vec{P}_L(\vec{r}, \omega) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, \omega)) \quad (\text{A.5})$$

En exprimant le champ électrique sous la forme $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = A(\vec{r}, \omega) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{e}$ (onde plane) où $A(\vec{r}, \omega)$ est l'amplitude complexe du champ à la pulsation ω , \vec{k} son vecteur d'onde et \vec{e} sa direction de polarisation, et en omettant les (\vec{r}, ω) pour alléger l'écriture, l'équation devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \left[\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} A \wedge \vec{e} + i (\vec{\nabla} A \wedge \vec{k} \wedge \vec{e} + \vec{k} \wedge \vec{\nabla} A \wedge \vec{e}) - A \vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{e} \right] \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{A.6})$$

Nous reconnaissons l'équation de propagation dans un milieu linéaire isotrope :

$$\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{e} + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 (1 + \chi^{(1)}) \vec{e} = \vec{0} \quad (\text{A.7})$$

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, les dérivées secondes de A peuvent être négligées par rapport aux dérivées premières, il reste alors :

$$i (\vec{\nabla} A(\omega) \wedge \vec{k} \wedge \vec{e} + \vec{k} \wedge \vec{\nabla} A(\omega) \wedge \vec{e}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) = \mu_0 \omega^2 \vec{P}_{NL}(\omega) \quad (\text{A.8})$$

qui en faisant le produit scalaire avec \vec{e} et en utilisant l'identité sur le produit vectoriel $\vec{u} \wedge \vec{v} \wedge \vec{w} = (\vec{u} \cdot \vec{w}) \cdot \vec{v} - (\vec{u} \cdot \vec{v}) \cdot \vec{w}$, permet d'arriver à :

$$2i \vec{\nabla} A(\omega) \cdot (\vec{k} \wedge \vec{e} \wedge \vec{e}) = \mu_0 \omega^2 \vec{P}_{NL}(\omega) \cdot \vec{e} \cdot \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{A.9})$$

En se plaçant dans le repère $(\vec{D}, \vec{H}, \vec{k})$, les vecteurs \vec{k} , \vec{e} et le vecteur de Poynting \vec{S} peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} \cos(\rho) \\ 0 \\ \sin(\rho) \end{pmatrix}, \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k \end{pmatrix}, \quad \text{et} \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} -\sin(\rho) \\ 0 \\ \cos(\rho) \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

où k est la norme du vecteur d'onde et ρ l'angle de double réfraction (ou walk-off).

Il s'en suit que $\vec{k} \wedge \vec{e} \wedge \vec{e} = -k \cdot \cos(\rho) \vec{S}$. On en déduit :

$$-\tan(\rho) \frac{\partial A(\omega)}{\partial x} + \frac{\partial A(\omega)}{\partial z} = \frac{i\omega}{2n(\omega) \cdot c \varepsilon_0 \cos^2(\rho)} P_{NL}(\omega) \cdot \vec{e} \cdot \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{A.11})$$

En négligeant le walk-off, l'expression devient :

$$\frac{\partial A(\omega)}{\partial z} = \frac{i\omega}{2n(\omega) \cdot c \varepsilon_0} P_{NL}(\omega) \cdot \vec{e} \cdot \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{A.12})$$

En exprimant maintenant le terme de polarisation non-linéaire :

$$P_{NL}(\omega_3) \cdot \vec{e} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}_1(\omega_1) \otimes \vec{E}_2(\omega_2) \cdot \vec{e}_3 \quad (\text{A.13})$$

où \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont les champs électriques aux pulsations ω_1 et ω_2 . ω_1 , ω_2 et ω_3 doivent vérifier la conservation de l'énergie $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ la constante de Planck réduite. En exprimant \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sous la forme d'ondes planes également, nous nous retrouvons à calculer le produit tensoriel $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{e}_1 \otimes \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_3$. Si on se situe dans un domaine de transparence du milieu, la symétrie de Kleinmann s'applique et ce terme est le même pour les trois équations et on le note $\chi_{\text{eff}} = 2d_{\text{eff}}$. L'équation s'applique pour les trois ondes ce qui donne le jeu d'équation suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(\omega_1)}{\partial z} &= \frac{i\omega_1}{2n_1 \cdot c} \chi_{\text{eff}} A(\omega_3) A^*(\omega_2) \exp(i\Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial A(\omega_2)}{\partial z} &= \frac{i\omega_2}{2n_2 \cdot c} \chi_{\text{eff}} A(\omega_3) A^*(\omega_1) \exp(i\Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial A(\omega_3)}{\partial z} &= \frac{i\omega_3}{2n_3 \cdot c} \chi_{\text{eff}} A(\omega_1) A(\omega_2) \exp(-i\Delta k \cdot z) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

où Δk est la norme de $\Delta \vec{k} = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ le désaccord de phase entre les trois ondes et $n_i = n(\omega_i)$ pour $i = 1, 2$ et 3 .

Les amplitudes complexes peuvent aussi s'écrire sous la forme normalisée $A(\omega) = \sqrt{2\hbar \frac{\omega}{n}} a$, ce qui donne le système d'équation :

$$\begin{cases} \frac{\partial a_1}{\partial z} = i\kappa a_3 a_2^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial a_2}{\partial z} = i\kappa a_2 a_1^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial a_3}{\partial z} = i\kappa a_1 a_2 e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

où κ est un coefficient non linéaire généralisé défini par :

$$\kappa = \frac{d_{\text{eff}}}{c} \sqrt{2\hbar \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}} \quad (\text{A.16})$$

Le système donné dans le Chapitre 1 se trouve en remplaçant les coefficients 1, 2 et 3 par les coefficients s, c et p.

Les amplitudes complexes normalisées peuvent aussi s'écrire sous la forme $a(\omega) = u \exp(i\phi)$. En reportant cette notation dans les équations et en séparant les parties réelle et imaginaire, le système d'équation précédent se réécrit sous la forme alternative :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial z} &= -\kappa \cdot u_2 u_3 \sin(\varphi + \Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial u_2}{\partial z} &= -\kappa \cdot u_1 u_3 \sin(\varphi + \Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial u_3}{\partial z} &= \kappa \cdot u_1 u_2 \sin(\varphi + \Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial z} &= \kappa \frac{u_2 u_3}{u_1} \cos(\varphi + \Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial z} &= \kappa \frac{u_1 u_3}{u_2} \cos(\varphi + \Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial \phi_3}{\partial z} &= \kappa \frac{u_1 u_2}{u_3} \cos(\varphi + \Delta k \cdot z) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

avec $\varphi = \phi_3 - \phi_1 - \phi_2$ la phase relative entre les trois ondes.

Ce système d'équation est difficile à résoudre analytiquement dans le cas général à cause du couplage entre les trois équations qui conduisent à de la reconversion de l'énergie vers le faisceau de pompe au-delà d'un certain seuil. Des expressions peuvent être obtenues en faisant des hypothèses comme l'approximation de la pompe non dépeuplée qui consiste à supposer que l'amplitude du faisceau de pompe reste constante.

Annexe B. Développement du modèle de simulation du spectre par propagation d'ondes en cavité

1. Détail des calculs du modèle développé par Fleck

Les simulations présentées dans la suite de cette partie ont été réalisées en se basant sur le model des traveling waves (TW) développé par J. Fleck [166] et dont l'établissement est repris ici puis étendu aux VBG dans la suite de cette annexe.

Partons de l'équation des équations de Maxwell pour une onde électromagnétique plane polarisée dans le système d'unité CGS :

$$\begin{aligned} a. \quad & \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \sigma E_x \\ b. \quad & \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

où E_x et H_y sont les champs électrique et magnétique de l'onde plane polarisée rectilignement, P est la polarisation selon la direction de polarisation du champ, c est la vitesse de la lumière dans le vide, ε et μ sont la permittivité diélectrique et la perméabilité diamagnétique du milieu considéré, σ sa conductivité électrique.

Plaçons-nous dans un milieu non conducteur : $\sigma = 0$.

En faisant $\mu^{1/2}((\text{B.1}).a) - \varepsilon^{1/2}((\text{B.1}).b)$ et $\mu^{1/2}((\text{B.1}).a) + \varepsilon^{1/2}((\text{B.1}).b)$, et en définissant :

$$\begin{aligned} a. \quad & E^+ = \varepsilon^{1/2} E_x + \mu^{1/2} H_y \\ b. \quad & E^- = \varepsilon^{1/2} E_x - \mu^{1/2} H_y \\ c. \quad & \eta = (\varepsilon\mu)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

E^+ et E^- correspondent aux champs se propageant respectivement dans le sens des z croissants et décroissants. η correspond à l'indice de réfraction du milieu. Le système (B.1) devient :

$$\begin{aligned}
a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\frac{4\pi\mu^{1/2}}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \\
b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\frac{4\pi\mu^{1/2}}{c} \frac{\partial P}{\partial t}
\end{aligned} \tag{B.3}$$

Pour un système à deux niveaux, la polarisation P est donnée par :

$$P = N\bar{\mu}(\rho_{12} + \rho_{21}) \tag{B.4}$$

où N est le nombre de sites actifs, $\bar{\mu}$ est la composante moyenne de la matrice du dipôle atomique projetée sur la direction de polarisation du champ et, ρ_{12} et ρ_{21} sont les termes hors diagonale de la matrice densité d'un système à deux niveaux qui vérifie :

$$\begin{aligned}
a. \quad & \rho_{12} = \rho_{21}^* \\
b. \quad & \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \left(-i\omega + \frac{1}{T_2}\right) \rho_{12} = -\frac{i}{\hbar} \bar{\mu}(\rho_{11} - \rho_{22}) E_x \\
c. \quad & \frac{\partial}{\partial t}(\rho_{22} - \rho_{11}) = \frac{1}{T_1} [(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0) - (\rho_{22} - \rho_{11})] + \frac{2i}{\hbar} \bar{\mu}(\rho_{12} - \rho_{21}) E_x
\end{aligned} \tag{B.5}$$

où T_1 et T_2 sont respectivement les temps de relaxation longitudinaux (temps de vie) et transverses (temps de cohérence), ω est la pulsation de transition circulaire (et correspond par la suite à la pulsation de la porteuse de l'onde plane dans la simulation), ρ_{22} et ρ_{11} sont les probabilités d'occupation des états haut et bas. $N(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0) = n^0$ est l'inversion de population qu'il y aurait en régime stationnaire en absence d'émission laser.

Posons $P_c = N\bar{\mu}\rho_{12}$ la polarisation complexe et $n = N(\rho_{22} - \rho_{11})$ l'inversion de population. Les équations (B.4).a et (B.4).b deviennent :

$$\begin{aligned}
a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = \frac{4\pi\mu^{1/2}}{c} \left[\left(-i\omega + \frac{1}{T_2}\right) P_c + \left(i\omega + \frac{1}{T_2}\right) P_c^* \right] \\
b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = \frac{4\pi\mu^{1/2}}{c} \left[\left(-i\omega + \frac{1}{T_2}\right) P_c + \left(i\omega + \frac{1}{T_2}\right) P_c^* \right] \\
c. \quad & \frac{\partial P_c}{\partial t} + \left(-i\omega + \frac{1}{T_2}\right) P_c = \frac{i}{\hbar} \bar{\mu}^2 \frac{n(E^+ + E^-)}{2\varepsilon^{1/2}} \\
d. \quad & \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{-1}{T_1} (n^0 - n) + \frac{2i}{\hbar} (P_c - P_c^*) \frac{E^+ + E^-}{2\varepsilon^{1/2}}
\end{aligned} \tag{B.6}$$

Remplaçons E^\pm par $\left(\frac{c}{16\pi\eta\hbar\omega}\right)^{1/2} E^\pm$ et posons :

$$P' = i \left(\frac{4\pi\omega}{c}\right) \left(\frac{\mu c}{16\pi\eta\hbar\omega}\right)^{1/2} P_c \tag{B.7}$$

Introduisons σ_0 la section efficace d'émission ou d'absorption au centre de la raie :

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\bar{\mu}^2\omega T_2}{c\hbar} \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{B.8}$$

Le système (B.6) devient alors :

$$\begin{aligned}
 a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -(1 + i\delta)P' + c. c. \\
 b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -(1 + i\delta)P' + c. c. \\
 c. \quad & \frac{\partial P'}{\partial t} + (-i\omega + T_2^{-1})P' = -\frac{\sigma_0}{2T_2}n(E^+ + E^-) \\
 d. \quad & \frac{\partial n}{\partial t} + T_1^{-1}(n - n^0) = 4(P' + P'^*)(E^+ + E^-)
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

avec $\delta = (\omega T_2)^{-1}$ qui va influencer des effets dispersifs.

Comme le note Fleck dans son article, si les variations spatio-temporelles des champs électriques et de l'inversion de population peuvent être négligées, δ peut être négligé sans influencer de façon visible sur les simulations. Comme c'est le cas en régime nanoseconde, nous prendrons donc $\delta = 0$ dans la suite.

Cherchons des solutions sous la forme d'ondes planes :

$$\begin{aligned}
 a. \quad & E^+(z, t) = E^+(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + c. c. \\
 b. \quad & E^-(z, t) = E^-(z, t)e^{i(\omega t + kz)} + c. c. \\
 c. \quad & P'(z, t) = \rho(z, t)e^{i\omega t}
 \end{aligned} \tag{B.10}$$

En injectant ces expressions dans les équations précédentes et en moyennant les termes variants rapidement (qui contribuent donc en moyenne aux variations lentes), nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\langle \rho e^{ikz} \rangle_z \\
 b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\langle \rho e^{-ikz} \rangle_z \\
 c. \quad & \frac{\partial \rho}{\partial t} + T_2^{-1}\rho = -\frac{\sigma_0}{2T_2}n(E^+ e^{-ikz} + E^- e^{ikz}) \\
 d. \quad & \frac{\partial n}{\partial t} + T_1^{-1}(n - n^0) = 4(\rho E^{+*} e^{ikz} + \rho E^{-*} e^{-ikz} + c. c.)
 \end{aligned} \tag{B.11}$$

Notons qu'il est possible de vérifier numériquement la validité de l'approximation de l'enveloppe lentement variable ($|\frac{\partial^2 A}{\partial u^2}| \ll |k_u^2 A|$). Cette approximation est toujours valable dans le cadre de cette thèse.

Développons ρ et n en séries de Fourier pour traiter les termes en $e^{\pm ikz}$:

$$\begin{aligned}
 a. \quad & \rho(z, t) = e^{-ikz} \sum_{p=0}^{\infty} \rho_p^+ e^{-2ipkz} + e^{ikz} \sum_{p=0}^{\infty} \rho_p^- e^{2ipkz} \\
 b. \quad & n(z, t) = \bar{n} + \sum_{p=1}^{\infty} (n_p e^{-2ipkz} + c. c.)
 \end{aligned} \tag{B.12}$$

En substituant dans les équations (B.11), le système devient :

$$\begin{aligned}
a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\rho_0^+ \\
b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\rho_0^- \\
c. \quad & \frac{\partial \rho_p^+}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^+ = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p E^+ + n_{p+1} E^-) + S^+ \delta_{p0} \\
d. \quad & \frac{\partial \rho_p^-}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^- = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p^* E^- + n_{p+1}^* E^+) + S^- \delta_{p0} \\
e. \quad & \frac{\partial n_p}{\partial t} + T_1^{-1} n_p = 4(\rho_p^+ E^{+*} + \rho_{p-1}^+ E^{-*} + \rho_{p-1}^- E^+ + \rho_p^{+*} E^-) \\
f. \quad & \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + T_1^{-1} (\bar{n} - n^0) = 4(\rho_0^+ E^{+*} + \rho_0^- E^{-*} + c.c.) \\
p = & 1, 2, \dots
\end{aligned} \tag{B.13}$$

Les termes avec $p > 0$ permettent de tenir compte du *spatial hole burning* qui impacte le caractère monomode/multimode longitudinal du laser.

Pour des raisons de temps de calcul, nous nous limiterons dans la suite à $p_{\max} = 1$.

Fleck remarque dans son article que le gain en précision du résultat les termes $p > 1$ sont pris en compte n'est pas notable.

Nous avons donc :

$$\begin{aligned}
a. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\rho_0^+ \\
b. \quad & \frac{\eta}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\rho_0^- \\
c. \quad & \frac{\partial \rho_0^+}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_0^+ = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (\bar{n} E^+ + n_1 E^-) + S^+ \\
d. \quad & \frac{\partial \rho_0^-}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_0^- = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (\bar{n}^* E^- + n_1^* E^+) + S^- \\
e. \quad & \frac{\partial \rho_1^+}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_1^+ = -\frac{\sigma_0}{2T_2} n_1 E^+ \\
f. \quad & \frac{\partial \rho_1^-}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_1^- = -\frac{\sigma_0}{2T_2} n_1^* E^- \\
g. \quad & \frac{\partial n_1}{\partial t} + T_1^{-1} n_1 = 4(\rho_1^+ E^{+*} + \rho_0^+ E^{-*} + \rho_0^- E^+ + \rho_1^- E^-) \\
h. \quad & \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + T_1^{-1} (\bar{n} - n^0) = 4(\rho_0^+ E^{+*} + \rho_0^- E^{-*} + c.c.)
\end{aligned} \tag{B.14}$$

Dans l'article, Fleck calcule les termes d'émission spontanée S^\pm comme étant :

$$S^\pm(z_j, t_m) = S \exp(i\phi_{m,j}^\pm) \tag{B.15}$$

où $\phi_{m,j}^\pm$ est une phase aléatoire en chaque point (z_j, t_m) et S correspond à l'amplitude de la polarisation dû à l'émission spontanée et s'exprime de la manière suivante :

$$S = \left[\frac{n + N f \eta (1 - \exp(-2\Delta t/T_2))}{2} \frac{1}{2cT_2\tau_s} \right]^{1/2} \quad (\text{B.16})$$

Avec τ_s le temps de vie radiatif du niveau excité et f la fraction d'angle solide dans laquelle les photons émis participent au champ laser.

Nous obtenons un système d'équations de la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{f}{T} = g \quad (\text{B.17})$$

et

$$\frac{\eta}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \pm \frac{\partial f}{\partial z} = g \quad (\text{B.18})$$

Dont les solutions exactes suivant les chemins d'intégration donnés sur la Figure B-1 sont respectivement :

$$f_j^{m+1} = f_j^m e^{-\Delta t/T} + \int_{t_m}^{t_{m+1}} e^{-(t_{m+1}-t')/T} g(t') dt' \quad (\text{B.19})$$

et

$$f_j^{m+1} = f_{j\mp 1}^m + \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\eta}{c}\right)^2 + 1}} \int_A^B g(s) ds \quad (\text{B.20})$$

Pour estimer l'intégrale dans l'expression des solutions exactes des équations, nous supposons que la fonction g est linéaire sur le segment d'intégration. Pour ce calcul, il peut être utile de noter que

$$\|AB\| = \Delta z \sqrt{\left(\frac{\eta}{c}\right)^2 + 1}.$$

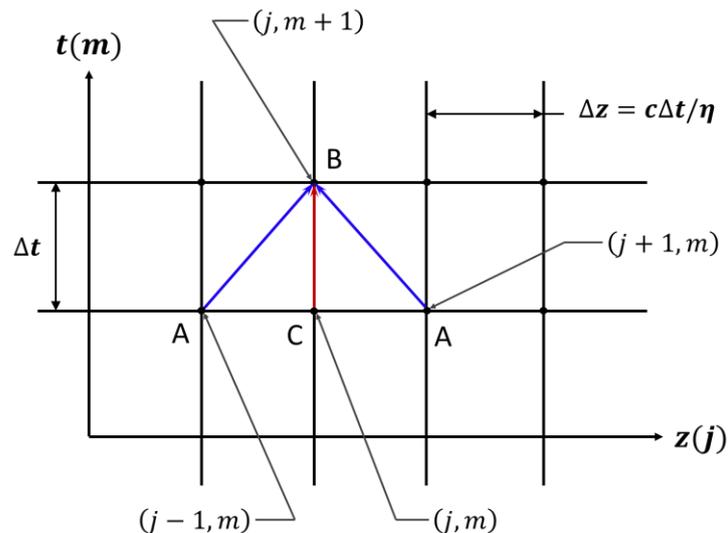


Figure B-1 Grille de différences finies utilisée pour l'intégration des équations (B.14).

La grille d'intégration numérique est choisie telle que $\Delta z = c/\eta \cdot \Delta t$ ce qui permet que la propagation du champ sur un pas de temps corresponde à un pas d'espace. En pratique cela implique

que si l'indice varie entre les milieux qui composent la cavité alors le pas d'espace dans les différentes zones varie aussi.

L'intégration donne alors :

$$\begin{aligned}
a. \quad E_j^{+m+1} &= E_{j-1}^{+m} - \frac{\Delta z}{2} (\rho_{0j}^{+m+1} + \rho_{0j-1}^{+m}) \\
b. \quad E_j^{-m+1} &= E_{j+1}^{-m} - \frac{\Delta z}{2} (\rho_{0j}^{-m+1} + \rho_{0j+1}^{-m}) \\
c. \quad \rho_{0j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{+m} - \frac{\sigma_0}{2T_2} (A_2 (\bar{n}_j^m E_j^{+m} + n_{1j}^m E_j^{-m}) + B_2 (\bar{n}_j^{m+1} E_j^{+m+1} + n_{1j}^{m+1} E_j^{-m+1})) \\
&\quad + S_j \exp(i\phi_j^{m+1+}) \\
d. \quad \rho_{0j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{-m} \\
&\quad - \frac{\sigma_0}{2T_2} (A_2 (\bar{n}_j^m E_j^{-m} + n_{1j}^{m*} E_j^{+m}) + B_2 (\bar{n}_j^{m+1} E_j^{-m+1} + n_{1j}^{m+1*} E_j^{+m+1})) \\
&\quad + S_j \exp(i\phi_j^{m+1-}) \\
e. \quad \rho_{1j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{+m} - \frac{\sigma_0}{2T_2} (A_2 n_{1j}^m E_j^{+m} + B_2 n_{1j}^{m+1} E_j^{+m+1}) \\
f. \quad \rho_{1j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{-m} - \frac{\sigma_0}{2T_2} (A_2 n_{1j}^{m*} E_j^{-m} + B_2 n_{1j}^{m+1*} E_j^{-m+1}) \\
g. \quad \bar{n}_j^{m+1} &= C_1 \bar{n}_j^m + (A_1 + B_1) R_m^j \\
&\quad + 4(A_1 (E_j^{+m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{-m*} \rho_{0j}^{-m}) + B_1 (E_j^{+m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{-m+1})) \\
&\quad + c. c.) \\
h. \quad n_{1j}^{m+1} &= C_1 n_{1j}^m \\
&\quad + 4A_1 (E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{+m+1*} \rho_{1j}^{+m+1} + E_j^{+m+1} \rho_{0j}^{-m+1*} \\
&\quad + E_j^{-m+1} \rho_{1j}^{-m+1*}) \\
&\quad + 4B_1 (E_j^{+m} \rho_{0j}^{-m*} + E_j^{-m} \rho_{1j}^{-m*} + E_j^{-m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{+m*} \rho_{1j}^{+m})
\end{aligned} \tag{B.27}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
A &= T \left[\frac{T}{\Delta t} \left(1 - e^{-\left(\frac{\Delta t}{T}\right)} \right) - e^{-\left(\frac{\Delta t}{T}\right)} \right] \\
B &= T \left[1 - \frac{T}{\Delta t} \left(1 - e^{-\left(\frac{\Delta t}{T}\right)} \right) \right] \\
C &= e^{-\left(\frac{\Delta t}{T}\right)} \\
R_j^m &= \frac{n^0}{T_1}
\end{aligned} \tag{B.28}$$

Les coefficients A , B et C sont évalués avec le paramètre T correspondant. Notons que le taux de pompage R_j^m peut être exprimé autrement pour rendre compte d'inhomogénéités de celui-ci mais que cela n'influencerait pas notablement nos résultats de simulation.

2. Méthode de calcul

Pour calculer l'état du système au temps t_{m+1} à partir de son état aux temps t_m et t_{m-1} avec partir de ces équations, nous suivons les étapes suivantes :

- Nous extrapolons linéairement l'inversion de population au temps t_{m+1} .

- Nous déterminons des phases aléatoires pour l'émission spontanée.
- Nous injectons les équations (B.28).c et (B.28).d dans les équations (B.28).a et (B.28).b et les exprimons sous la forme d'un système du type :

$$\begin{cases} \alpha_1 E_j^{+m+1} + \beta_1 E_j^{-m+1} = \Gamma_{1,j}^{m+1} \\ \alpha_2 E_j^{+m+1} + \beta_2 E_j^{-m+1} = \Gamma_{2,j}^{m+1} \end{cases} \quad (\text{B.29})$$

- Nous inversons le système obtenu pour avoir les champs E^+ et E^- au temps $m + 1$.
- Nous calculons la polarisation avec les équations (B.28).c à (B.28).f les champs au temps $m + 1$ et l'inversion de population extrapolée.
- Nous calculons l'inversion de population avec les équations (B.28).g et (B.28).h à partir des valeurs de champs et de polarisation calculées précédemment.
- Nous recalculons la polarisation avec l'inversion de population calculée.
- Il est possible de répéter les deux dernières opérations pour gagner en précision toutefois cela se fait au détriment du temps de calcul. Dans notre cas, cela n'a pas été fait.
- Nous recalculons l'amplitude de l'émission spontanée et le taux de pompage avec les nouvelles valeurs d'inversion de population pour le pas de temps suivant.

Notons que la propagation du champ et les conditions aux limites (miroirs) sont prises en compte dans le système d'équations (B.29). Remarquons également que la forme de la matrice d'inversion du système (B.29) peut être précalculée et complétée avec les variables intervenant dans son expression pour accélérer les simulations.

3. Calcul avec une longueur d'onde centrale de la raie active du milieu décalée par rapport à la longueur d'onde centrale du calcul

Pour simuler une cavité avec plusieurs éléments à gain ou à perte dont la longueur d'onde centrale du gain/perte est différente il est nécessaire de s'écarter de la longueur d'onde de la porteuse qui est également la longueur d'onde centrale de la plage de calcul.

En changeant l'équation (B.10).c, par :

$$P'(z, t) = \rho(z, t) \exp(i(\omega + \Delta\omega).t) \quad (\text{B.30})$$

où $\Delta\omega$ est l'écart à la porteuse. Puis en suivant les mêmes étapes de calcul, les équations (B.28) deviennent :

$$\begin{aligned} a. \quad E_j^{+m+1} &= E_{j-1}^{+m} - G^{m+1} D(J. \rho_{0j}^{+m+1} + F. \rho_{0j-1}^{+m}) \\ b. \quad E_j^{-m+1} &= E_{j+1}^{-m} - G^{m+1} D(J. \rho_{0j}^{-m+1} + F. \rho_{0j+1}^{-m}) \\ c. \quad \rho_{0j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{+m} \\ &\quad - HG^{m+1*} (A'_2 (\bar{n}_j^m E_j^{+m} + n_{1j}^m E_j^{-m}) + B'_2 (\bar{n}_j^{m+1} E_j^{+m+1} + n_{1j}^{m+1} E_j^{-m+1})) \\ &\quad + G^{m+1*} S_j \exp(i\phi_j^{m+1+}) \\ d. \quad \rho_{0j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{-m} \\ &\quad - HG^{m+1*} (A'_2 (\bar{n}_j^m E_j^{-m} + n_{1j}^{m*} E_j^{+m}) + B'_2 (\bar{n}_j^{m+1} E_j^{-m+1} + n_{1j}^{m+1*} E_j^{+m+1})) \\ &\quad + G^{m+1*} S_j \exp(i\phi_j^{m+1-}) \\ e. \quad \rho_{1j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{+m} - HG^{m+1*} (A'_2 n_{1j}^m E_j^{+m} + B'_2 n_{1j}^{m+1} E_j^{+m+1}) \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

$$\begin{aligned}
f. \quad \rho_{1j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{-m} - HG^{m+1} (A'_2 n_{1j}^{m*} E_j^{-m} + B'_2 n_{1j}^{m+1*} E_j^{-m+1}) \\
g. \quad \bar{n}_j^{m+1} &= C_1 \bar{n}_j^m + (A_1 + B_1) R_m^j \\
&\quad + 4 \left(G^{m+1} (A_1^* (E_j^{+m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{-m*} \rho_{0j}^{-m}) \right. \\
&\quad \left. + B_1^* (E_j^{+m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{-m+1})) + c.c. \right) \\
h. \quad n_{1j}^{m+1} &= C_1 n_{1j}^m \\
&\quad + 4G^{m+1} (A_1^* (E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{+m+1*} \rho_{1j}^{+m+1}) \\
&\quad + B_1^* (E_j^{-m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{+m*} \rho_{1j}^{+m})) \\
&\quad + 4G^{m+1} (A_1' (E_j^{+m+1} \rho_{0j}^{-m+1*} + E_j^{-m+1} \rho_{1j}^{-m+1*}) \\
&\quad + B_1' (E_j^{+m} \rho_{0j}^{-m*} + E_j^{-m} \rho_{1j}^{-m*}))
\end{aligned} \tag{5.32}$$

avec :

$$\begin{aligned}
D &= \frac{\Delta z e^{-i\Delta t \Delta \omega}}{i\Delta t \Delta \omega} \\
J &= e^{i\Delta t \Delta \omega} - \frac{e^{i\Delta t \Delta \omega} - 1}{i\Delta t \Delta \omega} \\
F &= \frac{e^{i\Delta t \Delta \omega} - 1}{i\Delta t \Delta \omega} - 1 \\
G^{m+1} &= e^{it_{m+1} \Delta \omega} \\
H &= \frac{\sigma_0}{2T_2} \\
1/T' &= 1/T - i\Delta \omega
\end{aligned} \tag{B.38}$$

Les coefficients A , B et C présents dans les équations sont évalués avec le paramètre T correspondant.

Le système est ensuite traité la même manière que celui d'origine.

Nous pouvons vérifier que si $\Delta \omega$ tend vers 0 alors T' tend vers T , G tend vers 1, DJ tend vers $\Delta z/2$ et DF tend vers $\Delta z/2$; nous retrouvons alors les équations décrites dans l'article de Fleck.

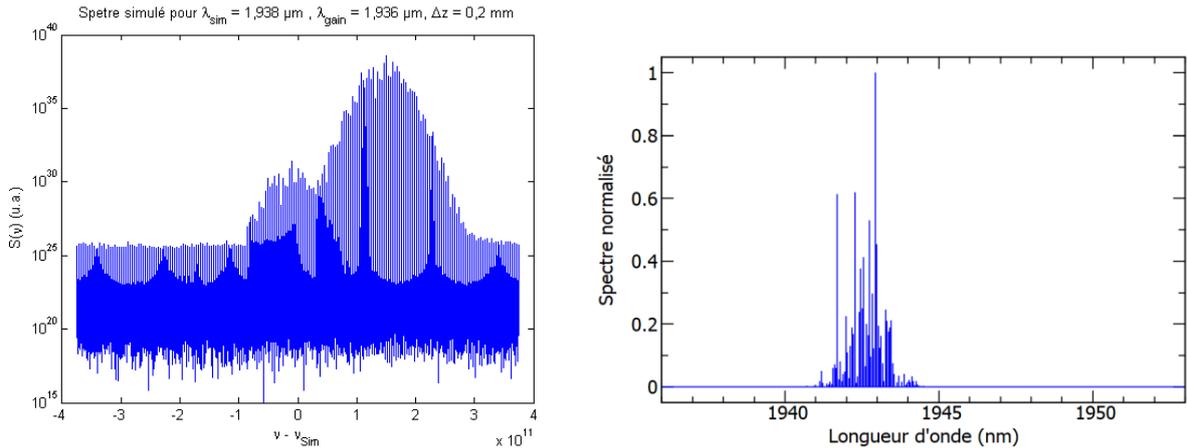


Figure B-2 Spectres simulés avec un décalage en longueur de l'émission dans le milieu à gain (gauche) avec une erreur dans les coefficients des points en bordure de la zone active (droite) avec le coefficient G adéquat.

En appliquant ces équations dans les simulations, on obtient bien une émission laser décalée en fréquence par rapport au centre de la plage de fréquence simulée comme nous pouvons le constater sur les Figure B-2 ci-dessus. Toutefois, si la valeur de G du modèle en bord d'une zone active (telle

qu'un milieu à gain ou un absorbant) n'est pas égal à la valeur de G au point adjacent à l'intérieur de la zone, c'est-à-dire en cas de discontinuité de la valeur de G , on voit apparaître, dans le spectre, des échos de l'émission à d'autres longueurs d'ondes comme le montre la Figure B-2 (gauche). Ceci est gênant si deux milieux à gain (ou à perte) n'ont pas le même centre de raie et qu'il n'y a pas de point correspondant à de l'air entre les deux milieux pour permettre d'avoir les valeurs du coefficient G adéquats en bord de zone. Pour éviter ceci, nous avons appliqué la valeur de G des milieux actifs au premier point extérieur à ces milieux. Cela fonctionne dans notre cas car il n'y a pas deux milieux actifs consécutifs. En toute rigueur, il faudrait calculer les coefficients G , D , J et F des points au bord d'un milieu en tenant compte de la transition entre les deux milieux (discontinuité des propriétés).

4. Test de l'inclusion directe du VBG dans les équations du modèle

a. Inclusion directe du VBG dans les équations du modèle

Dans cette section, nous allons présenter l'adaptation des équations lorsqu'il y a une modulation périodique de l'indice d'un milieu. Cette modulation est introduite via une modulation de la permittivité diélectrique du milieu :

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(K.z) \quad (\text{B.39})$$

où ε_0 est la permittivité moyenne du substrat, ε_1 l'amplitude de la modulation, et K est le nombre d'onde de la modulation. Dans le cas du VBG, et en utilisant les mêmes hypothèses que pour l'établissement du modèle décrit dans la partie précédente, nous obtenons l'équation de propagation modifiée suivante :

$$\left(\frac{\eta_0}{c} + \frac{2.\eta_1}{c} \cos(K.z) \right) \frac{\partial E^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial E^\pm}{\partial z} = -\frac{4\pi\mu^{\frac{1}{2}} \partial P}{c \partial t} - \frac{2.\eta_1}{c} \cos(K.z) \frac{\partial E^\mp}{\partial t} \quad (\text{B.40})$$

avec $\eta_0 = \sqrt{\varepsilon_0\mu}$ l'indice optique moyen et $\eta_1 = (\varepsilon_1/2)\sqrt{\mu/\varepsilon_0}$ l'amplitude de la modulation d'indice. Dans cette version de l'équation, le terme de modulation de l'indice génère, d'une part, une perturbation de l'onde qui se propage dans le sens considéré, et d'autre part, un couplage avec l'onde qui se propage dans le sens opposé. De plus, nous retrouvons le développement limité à l'ordre 1 de l'indice optique défini dans la section précédente comme $\eta = \sqrt{\varepsilon\mu}$ à un facteur 2 près. En suivant le raisonnement développé dans la section précédente et en procédant aux mêmes décompositions, nous arrivons au système d'équations modifié suivant :

$$\begin{aligned} a. & \quad \frac{\eta_0}{c} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = -\rho_0^+ - \frac{\eta_1}{c} e^{-i(K-2k)z} \left(i\omega E^- + \frac{\partial E^-}{\partial t} \right) \\ b. & \quad \frac{\eta_0}{c} \frac{\partial E^-}{\partial t} - \frac{\partial E^-}{\partial z} = -\rho_0^- - \frac{\eta_1}{c} e^{i(K-2k)z} \left(i\omega E^+ + \frac{\partial E^+}{\partial t} \right) \\ c. & \quad \frac{\partial \rho_p^+}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^+ = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p E^+ + n_{p+1} E^-) + S^+ \delta_{p0} \\ d. & \quad \frac{\partial \rho_p^-}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_p^- = -\frac{\sigma_0}{2T_2} (n_p^* E^- + n_{p+1}^* E^+) + S^- \delta_{p0} \\ e. & \quad \frac{\partial n_p}{\partial t} + T_1^{-1} n_p = 4(\rho_p^+ E^{++} + \rho_{p-1}^+ E^{-*} + \rho_{p-1}^- E^{+*} + \rho_p^- E^{-}) \\ f. & \quad \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + T_1^{-1} (\bar{n} - n^0) = 4(\rho_0^+ E^{++} + \rho_0^- E^{-*} + c.c.) \\ & \quad p = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (\text{B.41})$$

Les équations a et b comportent un terme qui couple les ondes copropagative et contrapropagative. Ce terme est, d'une part, proportionnel à l'amplitude de modulation et, d'autre part, modulé par le terme exponentiel qui génère une résonance pour $K = 2k$. Or $K = 2\pi f$ où f est la fréquence de modulation du VBG que nous souhaitons modéliser et nous avons vu dans le Chapitre 2 que $f = 2n_{av}/\lambda_{VBG}$. Comme $k = 2\pi\eta_0/\lambda$, et que n_{av} et η_0 sont l'indice moyen du milieu, nous trouvons une résonance pour $\lambda = \lambda_{VBG}$. Nous retrouvons ici la relation de Bragg en incidence normale qui prédit un couplage optimal pour $\lambda = 2n_{av}/f = \lambda_{VBG}$.

En intégrant le système, nous obtenons les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
a. \quad E_j^{+m+1} &= E_{j-1}^{+m} - G^{m+1}D(J.\rho_{0j}^{+m+1} + F.\rho_{0j-1}^{+m}) + L_j^+ E_j^{-m+1} + M_j^+ E_{j-1}^{-m} \\
b. \quad E_j^{-m+1} &= E_{j+1}^{-m} - G^{m+1}D(J.\rho_{0j}^{-m+1} + F.\rho_{0j+1}^{-m}) + L_j^- E_j^{+m+1} + M_j^- E_{j+1}^{+m} \\
c. \quad \rho_{0j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{+m} \\
&\quad - HG^{m+1*} (A_2'(\bar{n}_j^m E_j^{+m} + n_{1j}^m E_j^{-m}) + B_2'(\bar{n}_j^{m+1} E_j^{+m+1} + n_{1j}^{m+1} E_j^{-m+1})) \\
&\quad + G^{m+1*} S_j \exp(i\phi_j^{m+1+}) \\
d. \quad \rho_{0j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{0j}^{-m} \\
&\quad - HG^{m+1*} (A_2'(\bar{n}_j^m E_j^{-m} + n_{1j}^{m*} E_j^{+m}) + B_2'(\bar{n}_j^{m+1} E_j^{-m+1} + n_{1j}^{m+1*} E_j^{+m+1})) \\
&\quad + G^{m+1*} S_j \exp(i\phi_j^{m+1-}) \\
e. \quad \rho_{1j}^{+m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{+m} - HG^{m+1*} (A_2' n_{1j}^m E_j^{+m} + B_2' n_{1j}^{m+1} E_j^{+m+1}) \\
f. \quad \rho_{1j}^{-m+1} &= C_2 \rho_{1j}^{-m} - HG^{m+1*} (A_2' n_{1j}^{m*} E_j^{-m} + B_2' n_{1j}^{m+1*} E_j^{-m+1}) \\
g. \quad \bar{n}_j^{m+1} &= C_1 \bar{n}_j^m + (A_1 + B_1) R_m^j \\
&\quad + 4 (G^{m+1} (A_1' (E_j^{+m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{-m*} \rho_{0j}^{-m}) \\
&\quad + B_1' (E_j^{+m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{-m+1})) + c.c.) \\
h. \quad n_{1j}^{m+1} &= C_1 n_{1j}^m \\
&\quad + 4G^{m+1} (A_1' (E_j^{-m+1*} \rho_{0j}^{+m+1} + E_j^{+m+1*} \rho_{1j}^{+m+1}) \\
&\quad + B_1' (E_j^{-m*} \rho_{0j}^{+m} + E_j^{+m*} \rho_{1j}^{+m})) \\
&\quad + 4G^{m+1*} (A_1' (E_j^{+m+1} \rho_{0j}^{-m+1*} + E_j^{-m+1} \rho_{1j}^{-m+1*}) \\
&\quad + B_1' (E_j^{+m} \rho_{0j}^{-m*} + E_j^{-m} \rho_{1j}^{-m*}))
\end{aligned} \tag{B.42}$$

avec :

$$\begin{aligned}
L_j^\pm &= e^{\mp i(K-2k)z_j} \frac{-\eta_1 \omega}{c(K-2k)} \left[\left(\frac{1}{i(K-2k)\Delta z} + \frac{1}{i\omega\Delta t} \right) (e^{i(K-2k)\Delta z} - 1) - 1 \right] \\
M_j^\pm &= e^{\mp i(K-2k)z_j} \frac{-\eta_1 \omega}{c(K-2k)} \left[\left(1 - \frac{1}{i(K-2k)\Delta z} - \frac{1}{i\omega\Delta t} \right) (e^{i(K-2k)\Delta z} - 1) + 1 \right]
\end{aligned} \tag{B.43}$$

où $K = 2\pi/\Lambda$ avec $\Lambda = \lambda_{VBG}/2\eta_0$ qui est le pas du réseau.

Remarquons que si K tend vers $2k$ (ce qui correspond à la résonance) alors L tend vers $-i\eta_1 \omega \Delta z / (2c) \cdot (1 + 2/(i\omega\Delta t))$ et M tend vers $-i\eta_1 \omega \Delta z / (2c) \cdot (1 - 2/(i\omega\Delta t))$

Comme $\omega = \frac{c}{\eta_0} k$ et $\Delta t = \frac{\eta_0}{c} \Delta z$, nous pouvons aussi écrire :

$$\begin{aligned}
L_j^\pm &= \frac{-k}{(K-2k)} \frac{\eta_1}{\eta_0} e^{\mp i(K-2k)z_j} \left[\left(\frac{1}{i(K-2k)\Delta z} + \frac{1}{ik\Delta z} \right) (e^{i(K-2k)\Delta z} - 1) - 1 \right] \\
M_j^\pm &= \frac{-k}{(K-2k)} \frac{\eta_1}{\eta_0} e^{\mp i(K-2k)z_j} \left[\left(1 - \frac{1}{i(K-2k)\Delta z} - \frac{1}{ik\Delta z} \right) (e^{i(K-2k)\Delta z} - 1) + 1 \right]
\end{aligned} \tag{B.44}$$

Nous modifions également la condition aux limites du côté où l'on place le VBG en mettant une réflectivité nulle afin que seule la réponse du VBG contribue à l'oscillation dans la cavité car il n'y a pas de miroir après le VBG dans la pratique.

Les simulations sont ensuite réalisées en utilisant la même méthode que le modèle d'origine. Avec les paramètres donnés dans le Chapitre 2 et $\lambda_{\text{VBG}} = 1940,5 \text{ nm}$, les simulations donnent :

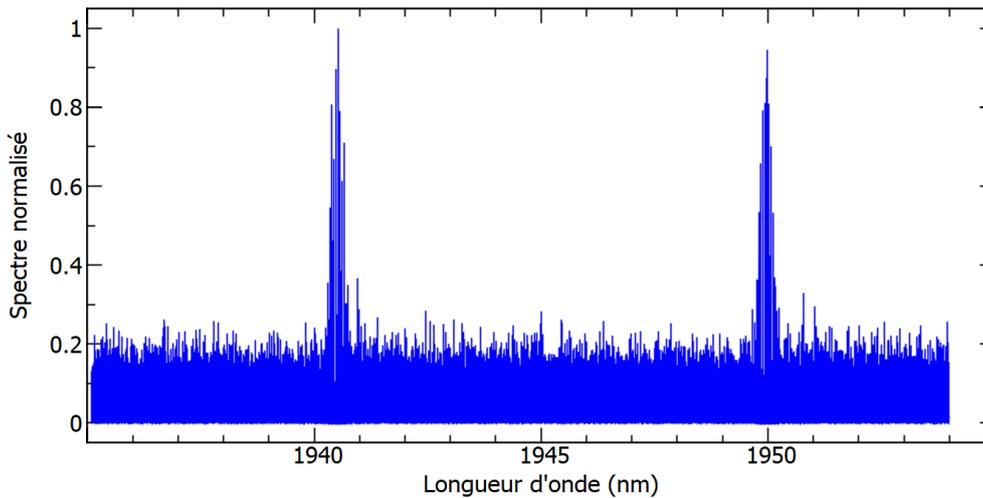


Figure B-3 Spectre simulé pour un VBG avec $\lambda_{\text{VBG}} = 1940,5 \text{ nm}$ avec les équations comprenant la modulation d'indice du VBG. La simulation est faite à la limite du seuil pour limiter les problèmes de stabilité rencontrés avec le double pic de réflectivité observé.

Sur la Figure B-3, nous observons l'émission laser sur quelques modes autour de la longueur d'onde choisie pour le VBG (1940,5 nm) ainsi qu'un deuxième pic d'émission situé à une demi-fenêtre spectrale du pic principale. L'hypothèse privilégiée est qu'il s'agit d'un artéfact de calcul dû au sous échantillonnage du signal dans la zone du VBG en raison de la méthode d'intégration. Ce sous échantillonnage génère deux répliques de la réflectivité du VBG situées à une demi-fenêtre spectrale de part et d'autre du pic réel. En raison du repliement des longueurs d'ondes qui sortent de la fenêtre spectrale simulée, les deux répliques sont superposées dans le spectre simulé. Une solution serait alors de diminuer le pas d'espace utilisé pour la simulation afin de ne plus sous échantillonner le réseau d'indice. Cependant, le temps de simulation augmentant quadratiquement avec l'inverse du pas d'espace, le temps nécessaire pour obtenir un résultat n'est pas réaliste. La perturbation du signal due à l'écho numérique nous empêche de tirer des conclusions avec certitude et peut mener à des comportements aberrants du laser par exemple en formant des doubles pulses. Nous avons donc cherché une autre méthode pour simuler le VBG.

b. Inclusion directe de la fonction de transfert

Une autre solution pour implémenter l'effet d'un VBG sur le spectre est d'appliquer une fonction de transfert dans le domaine spectral à chaque tour (ou demi-tour) de cavité.

Nous faisons donc l'opération suivante :

$$E = \text{TF}^{-1}[H_{\text{VBG}} \cdot \text{TF}[E]] \tag{B.45}$$

En pratique, les transformées sont effectuées sur le champs spatial, mais en raison de la relation entre le pas de temps et le pas d'espace dans le modèle ($\Delta z = \eta/c \cdot \Delta t$) nous réalisons bien l'opération souhaitée. Notons que pour le champ contrapropagatif, il faut effectuer $E = \text{TF}[H_{\text{VBG}} \cdot \text{TF}^{-1}[E]]$ pour obtenir le bon résultat. Les opérations de transformées de Fourier directe et inverse sont inversées car z est proportionnel à $-t$ pour ce champ.

Bien qu'elle permette de faire le calcul de façon simple à coder, cette méthode introduit un artéfact de calcul sous la forme d'un créneau qui se superpose au signal temporel (Figure B-4 gauche) et qui se retrouve dans le spectre (Figure B-5 gauche).

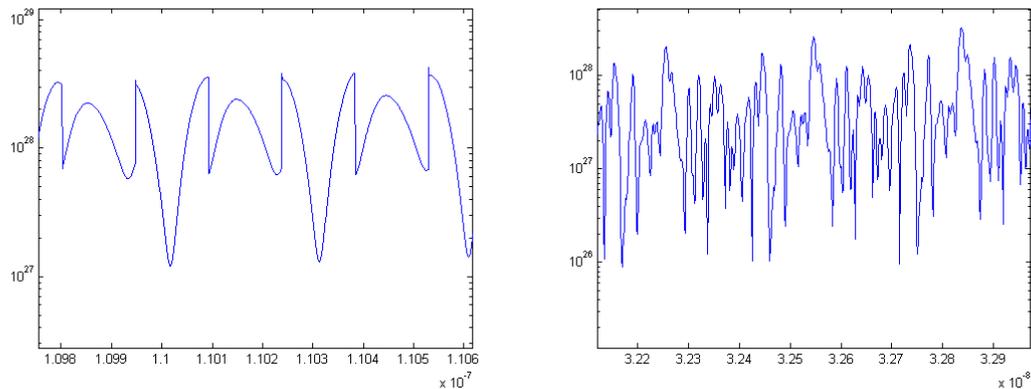


Figure B-4 Exemples de signal temporel (intensité instantanée en sortie du laser) sur deux aller-retours dans la cavité laser avec VBG calculé selon la méthode précédemment décrite (gauche) et sans VBG calculé sans repasser le signal dans le domaine de Fourier (droite).

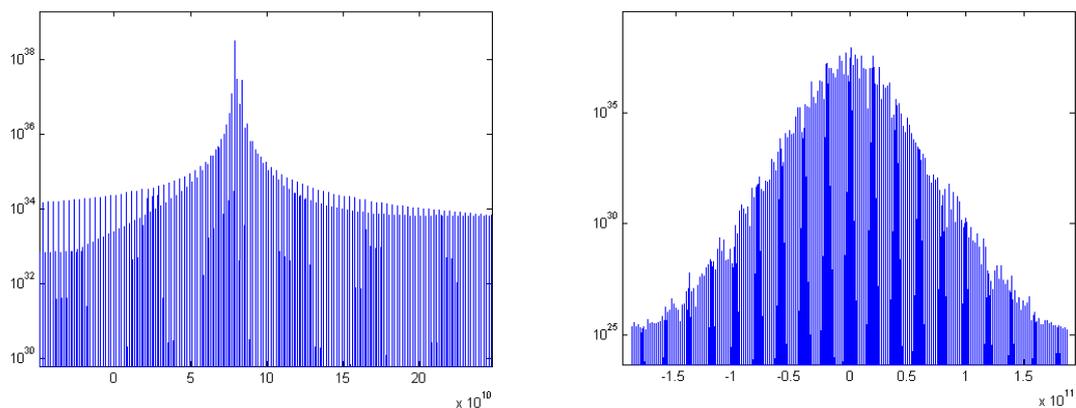


Figure B-5 Spectres respectifs des signaux présentés dans la Figure B-4.

En raison des inconvénients constatés pour les méthodes présentées pour l'inclusion du VBG dans les simulations dans cette annexe, nous nous sommes tournés vers la méthode du filtrage numérique se basant sur la réponse impulsionnelle du VBG que nous présentons dans le Chapitre 2.

Annexe C. Éléments de théorie sur les déclenchements actifs et passifs

Pour les deux méthodes de déclenchement, les équations de population du laser peuvent s'écrire sous cette forme [171] :

$$\begin{cases} a. \frac{dq}{dt} = \frac{q}{t_{AR}} (2\sigma l N - L - L_{QS}) \\ b. \frac{dN}{dt} = R_p - \gamma c \sigma N q - \frac{N}{\tau} \end{cases} \quad (C.1)$$

où q et N sont respectivement la population de photons dans la cavité et l'inversion de population dans le milieu à gain, $t_{AR} = 2l'/c$ le temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité avec l' la longueur optique de la cavité, σ la section efficace d'émission stimulée, l la longueur du milieu à gain, L représente les pertes de la cavité non liées au déclenchement et L_{QS} celles liées au déclenchement qui varient dans le temps, R_p est le taux de pompage, γ caractérise la vitesse à laquelle l'inversion de population est consommée et τ est le temps de vie de l'état excité.

Entre les déclenchements passif et actif, la différence réside dans le terme de pertes variables responsables du déclenchement L_{QS} . Du fait de cette différence fondamentale, le comportement des deux systèmes va différer notablement, il est détaillé dans la suite de cette annexe.

Dans les deux cas, nous considérerons des impulsions suffisamment courtes pour pouvoir négliger le taux de pompage ainsi qu'un temps de vie de l'inversion de population assez long pour négliger les pertes par désexcitation spontanée, l'équation pour l'inversion de population devient donc :

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma c \sigma N q \quad (C.2)$$

Pour le déclenchement passif, nous reprendrons l'approche utilisée par J. Degnan [172], tandis que pour le déclenchement actif, nous retrouverons les résultats donnés par Siegman en modifiant les équations établies pour le déclenchement passif à partir des hypothèses du déclenchement actif.

1. Déclenchement passif

Dans le cas du déclenchement passif $L_{QS} = 2\sigma_s l_s N_s$ avec σ_s la section efficace d'absorption de l'absorbant saturable, N_s la densité de population de l'absorbant saturable et l_s son épaisseur. N_s suit la dynamique suivante :

$$\frac{dN_s}{dt} = -\gamma_s c \sigma_s N_s q - \frac{(N_s - N_{s0})}{\tau_s} \quad (\text{C.3})$$

où γ_s caractérise la vitesse à laquelle population de l'absorbant saturable est consommée, τ_s est le temps de relaxation de l'absorption pour revenir vers sa valeur non saturée N_{s0} . Comme pour l'inversion de population, considérons que le temps de vie de l'état excité est long par rapport à la durée des impulsions :

$$\frac{dN_s}{dt} = -\gamma_s c \sigma_s N_s q \quad (\text{C.4})$$

Pour obtenir la relation entre N et N_s , divisons l'équation (C.2) par l'équation (C.4). Cela donne la relation suivante :

$$\frac{dN}{N} = \left(\frac{\gamma \sigma}{\gamma_s \sigma_s} \right) \frac{dN_s}{N_s} \quad (\text{C.5})$$

qui a pour solution à tout instant :

$$N_s = N_{si} \left(\frac{N}{N_i} \right)^\alpha \quad (\text{C.6})$$

où N_{si} et N_i sont respectivement les niveaux d'inversion initiaux de population pour l'absorbant saturable et pour le milieu amplificateur, et α une constante valant $\gamma_s \sigma_s / \gamma \sigma$.

En divisant l'équation (C.1).a portant sur la densité de photons par l'équation (C.2) et en substituant (C.6) dans l'expression obtenu, cela donne :

$$\frac{dq}{dN} = -\frac{l}{\gamma l'} \left(1 - \frac{\sigma_s l_s N_{si}}{\sigma l N_i} \left(\frac{N}{N_i} \right)^{\alpha-1} - \frac{N_{th}}{N} \right) \quad (\text{C.7})$$

où $N_{th} = L/2\sigma l$ est l'inversion au seuil en régime continu en l'absence d'absorbant saturable. L'équation (C.7) peut être intégrée pour donner :

$$q(N) = \frac{l}{\gamma l'} \left[N_i - N - N_{th} \ln \left(\frac{N_i}{N} \right) - \frac{\gamma l_s}{\gamma_s l} N_{si} \left(1 - \left(\frac{N}{N_i} \right)^\alpha \right) \right] \quad (\text{C.8})$$

Les premiers termes de cette équation forment une expression habituelle pour les impulsions courtes en régime déclenché [171] tandis que le dernier terme est lié à l'absorbant saturable.

L'énergie d'une impulsion se calcule comme l'intégrale de sa puissance instantanée dans le temps et peut être elle-même liée à la densité de photons et en utilisant la relation (C.2) :

$$E = \int_0^\infty P(t) dt = \frac{h\nu A l'}{t_{AR}} \ln \frac{1}{R} \int_0^\infty q(t) dt = \frac{h\nu A}{2\gamma \sigma} \ln \frac{1}{R} \int_{N_i}^{N_f} \frac{dN}{N} = \frac{h\nu A}{2\gamma \sigma} \ln \frac{1}{R} \ln \frac{N_i}{N_f} \quad (\text{C.9})$$

où h est la constante de Planck, ν la fréquence d'émission du laser, A l'aire transversale du mode laser, R la réflectivité du coupleur de sortie et N_f est l'inversion de population après l'impulsion et peut être obtenu en résolvant $q(N_f) = 0$ à partir de l'équation (C.8) :

$$N_i - N_f - N_{th} \ln \left(\frac{N_i}{N_f} \right) - \frac{\gamma l_s}{\gamma_s l} N_{si} \left(1 - \left(\frac{N_f}{N_i} \right)^\alpha \right) = 0 \quad (C.10)$$

Dans un laser déclenché passivement, l'effet laser commence lorsque l'inversion de population passe le seuil obtenu en annulant le côté gauche de l'équation (C.1).a. Les conditions initiales sont donc données en résolvant l'équation :

$$2\sigma l N_i - L - 2\sigma_s l_s N_{si} = 0 \quad (C.11)$$

N_{si} se détermine pour sa part à partir de la transmission insaturée de l'absorbant saturable.

La puissance crête est obtenue pour la densité de photons maximale elle-même obtenue pour $\frac{dq}{dN} = 0$. Nous obtenons alors l'expression pour l'inversion de population à la puissance crête N_c en utilisant l'équation (C.7) :

$$\frac{N_c}{N_i} = \frac{N_{th}}{N_i} + \left(\frac{\sigma_s l_s N_{si}}{\sigma l N_i} \right) \left(\frac{N_c}{N_i} \right)^\alpha \quad (C.12)$$

La puissance crête est alors donnée par :

$$P_c = \frac{h\nu A l'}{t_{AR}} \ln \frac{1}{R} q_{max} = \frac{h\nu A l}{\gamma t_{AR}} \ln \frac{1}{R} \left[N_i - N_c - N_{th} \ln \left(\frac{N_i}{N_c} \right) - \frac{\gamma l_s}{\gamma_s l} N_{si} \left(1 - \left(\frac{N_c}{N_i} \right)^\alpha \right) \right] \quad (C.13)$$

La durée des impulsions peut ensuite être déterminée en calculant le rapport entre l'énergie et la puissance crête, en se basant sur l'approximation d'une impulsion triangulaire :

$$t_p = \frac{E}{P_c} \quad (C.14)$$

La fréquence de répétition en régime libre peut s'exprimer de la manière suivante [172] :

$$f_{rep} = \left[\tau \ln \left(\frac{1 - \delta\psi}{1 - \psi} \right) \right]^{-1} \quad (C.15)$$

avec

$$\delta = 1 - \frac{f_a}{\gamma} \left(1 - e^{-\ln \frac{N_i}{N_f}} \right) \quad (C.16)$$

et

$$\psi = \frac{L + L_{QS}}{2N_{cw} l \sigma} \quad (C.17)$$

où τ est la durée de vie de l'état haut du milieu amplificateur, f_a est la densité de population du niveau haut du milieu amplificateur donné par la statistique de Maxwell-Boltzmann et N_{cw} est la densité de

population qui serait obtenue en régime continu qu'on peut relier à la puissance de pompe par la relation :

$$N_{cw} = \frac{P_p \tau (1 - \exp(-\alpha_p l))}{h\nu_p A_p l} \quad (C.18)$$

où P_p est la puissance du faisceau de pompe, α_p est l'absorption du milieu amplificateur à la longueur d'onde de pompe, ν_p la fréquence du rayonnement de pompe et A_p la surface du mode de pompe.

Avec l'expression de la fréquence de répétition des impulsions en régime libre (C.15) et (C.18), on peut trouver le seuil du laser en déterminant la puissance de pompe P_{th} pour laquelle la fréquence de répétition tend vers 0.

Cette modélisation a, par la suite, été complétée par Xiao et Bass pour prendre en compte le cas d'un absorbant saturable avec une absorption par le niveau excité [173].

2. Déclenchement actif

Dans le cas du déclenchement actif L_{QS} est une fonction (généralement un créneau à la fréquence f_{rep}) que l'on impose avec un générateur externe. Pour la déterminer les caractéristiques des impulsions, plaçons-nous juste après l'extinction des pertes ($L_{QS} = 0$).

Commençons par remarquer que les équations (C.7) à (C.14) excepté la (C.11) restent valides en annulant les termes liés à l'absorbant saturables ($N_{si} = 0$). L'inversion initiale se détermine à partir de la dynamique de l'inversion de population (C.1).b sur la période avant la commutation des pertes en supposant la population de photon négligeable, ce qui donne :

$$N_i = R_p \tau \left(1 - \exp\left(\frac{-1}{\tau f_{rep}}\right) \right) \quad (C.19)$$

Notons que cette différence implique que dans le cas du déclenchement actif, l'inversion de population initiale N_i va dépendre du taux de pompage et de la fréquence de répétition imposée, alors que dans le cas du déclenchement passif, il était indépendant du taux de pompage et dépendait des caractéristiques de la cavité (pertes, absorbant saturable et milieu à gain). De fait dans le deuxième cas, le taux de pompage, imposait essentiellement la fréquence de répétition en régime libre.

Pour déterminer le temps de construction t_b de l'impulsion à partir de l'arrêt des pertes, nous utilisons l'équation (C.1).a en supposant l'inversion de population constante pour calculer l'évolution de la population de photons dans la cavité au cours du temps. Elle suit alors une évolution exponentielle :

$$q(t) = q_i \exp\left(\frac{L}{t_{AR}}(r-1)t\right) \quad (C.20)$$

où on introduit le rapport d'inversion de population $r = N_i/N_{th}$ et où q_i la population de photons initiale dans la cavité est de l'ordre de quelques unités. Le temps de construction est atteint quand la population de photons est égale à la population de photons qu'il y aurait en régime continu q_{cw} , et vaut donc :

$$t_b = \frac{1}{r-1} \frac{t_{AR}}{L} \ln \frac{q_{cw}}{q_i} \quad (C.21)$$

Notons que le choix d'arrêter le temps de de construction au moment où la population de photons atteint q_{cw} est arbitraire mais permet d'obtenir une estimation cohérente avec observations expérimentales. Par ailleurs, malgré les variations importantes dans la valeur de q_{cw}/q_i , son logarithme ne varie que de $\pm 20\%$ environ [171]. Cela donne une expression approchée :

$$t_b = \frac{25 \pm 5}{r - 1} \frac{t_{AR}}{L} \quad (C.22)$$

Au-delà du temps de construction, la déplétion de l'inversion de population par l'effet laser ne peut plus être négligée et la dynamique de l'impulsion est dictée par les équations de la section précédentes en prenant $N_{si} = 0$. A l'aide de la relation (C.10), l'énergie par impulsion peut se réécrire :

$$E = \frac{h\nu A}{2\gamma\sigma} \ln \frac{1}{R} \frac{N_i - N_f}{N_{th}} \quad (C.23)$$

qui, en supposant que la très grande majorité des pertes de la cavité provienne du coupleur de sortie peut se mettre sous la forme :

$$E = h\nu A L N_i \eta(r) \quad (C.24)$$

en définissant le rendement d'extraction $\eta(r) = (N_i - N_f)/\gamma N_i$. Le rendement d'extraction se détermine à partir de la relation suivante :

$$r = \frac{1}{\gamma\eta(r)} \ln \frac{1}{1 - \gamma\eta(r)} \quad (C.25)$$

En calculant le $\gamma\eta(r)$ en fonction du rapport d'inversion de population, on se rend compte qu'il augmente rapidement pour être très proche de 1 dès lors que r dépasse 5 comme le montre la Figure C-1. L'efficacité d'extraction est alors limitée par le coefficient γ qui influence la dynamique de l'inversion de population et dont la signification et la valeur sont discutés à la fin de l'annexe. Notons que r dépendant du taux de pompage, l'énergie des impulsions va elle aussi en dépendre, alors que dans le cas du déclenchement passif, N_i et N_f sont fixés par les caractéristiques de la cavité à travers les équations (C.10) et (C.11) et ne sont donc dépendants du par le taux de pompage.

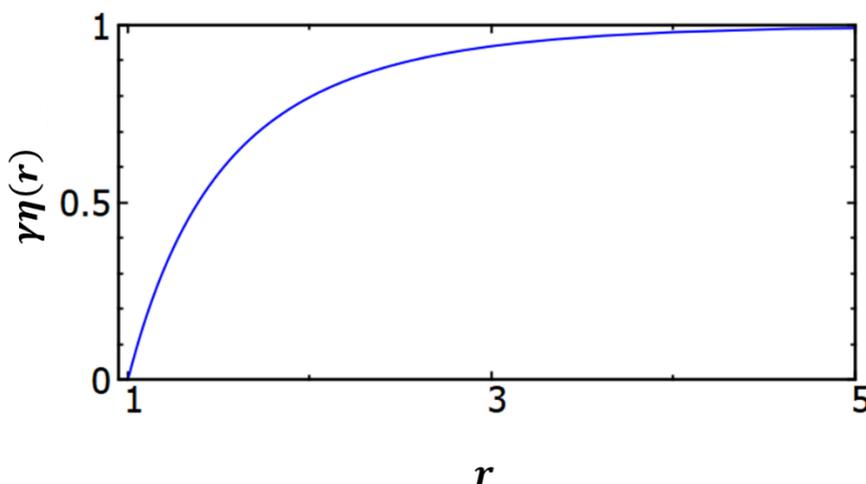


Figure C-1 Efficacité d'extraction en fonction du rapport d'inversion.

En calculant l'inversion de population lors du maximum de population de photons dans le cas du déclenchement actif, on trouve $N_c = N_{th}$. Cela permet d'écrire la puissance crête sous la forme suivante :

$$P_c = \frac{h\nu A l}{t_{AR}} \ln \frac{1}{R} N_i \frac{r - 1 - \ln(r)}{\gamma r} \quad (C.26)$$

Comme pour l'énergie, la puissance crête est alors dépendante du taux de pompage et de la fréquence de répétition.

La durée des impulsions est ici aussi estimée en faisant l'approximation d'impulsions triangulaires. En faisant de plus l'hypothèse que les pertes dans la cavité peuvent se résumer aux pertes d'extraction, cela donne :

$$t_p = \frac{E}{P_c} = \frac{\gamma r \eta(r)}{r - 1 - \ln r} \frac{t_{AR}}{L} \quad (C.27)$$

Comme pour l'énergie et la puissance crête, la durée des impulsions dépend du taux de pompage et de la fréquence de répétition contrairement à ce qui se passe dans le cas du déclenchement passif.

Notons que si l'hypothèse que les pertes dans la cavité se résument aux pertes d'extraction n'est pas faite pour l'établissement de l'expression de l'énergie des impulsions, le même résultat est obtenu sans la faire non plus pour le calcul de la durée des impulsions.

3. Discussion sur la valeur du paramètre γ

La valeur et la signification de γ sont discutées par Degnan dans un article de 1989 [174]. γ représente l'impact de l'émission d'un photon sur l'inversion de population pour la suite de l'impulsion. Il correspond au facteur de « goulot » de l'inversion (*bottleneck factor*) introduit par Siegman.

- $\gamma = 2$ signifie que l'impulsion est suffisamment brève pour considérer que une fois le photon émis le centre actif reste bloqué dans le niveau bas jusqu'à la fin de l'impulsion diminuant de ce fait l'inversion de population de deux (un centre actif en moins dans l'état haut et un en plus dans l'état bas).
- $\gamma = 1$ correspond à un cas où l'impulsion est assez longue pour que le niveau bas se vide au fur et à mesure qu'il se remplit tandis que le niveau haut ne se régénère pas. L'inversion de population est réduite de 1 par l'émission d'un photon (un centre actif de moins dans l'état haut et pas de variation du nombre de centres actifs dans le niveau bas).
- $\gamma < 1$ signifie que l'impulsion est suffisamment longue pour que le niveau haut se régénère en partie au cours de l'impulsion et que les centres actifs qui descendent dans le niveau bas sont évacués assez rapidement (impulsion très longue ou thermalisation des niveaux haut et bas avec les autres niveaux des multiplets).
- $\gamma = 0$ signifie que l'émission d'un photon ne modifie pas l'inversion de population à l'échelle de l'impulsion ce qui correspond à une émission continue.

Dans le cas d'un laser à trois niveaux, auquel le Tm:YAP peut être associé, Siegman note que la valeur de γ est généralement proche de 1,5.

Annexe D. Éléments de dimensionnement de régulation thermique du laser de pompe à 2 μm

Dans cette annexe, nous allons présenter l'approche que nous avons utilisée pour déterminer l'impact d'une modification de la température sur la stabilité du laser.

1. Hypothèses du problème et méthode de résolution

Nous choisissons la même cavité que dans le Chapitre 4.5, illustrée par la Figure D-1. Nous supposons également que les différents éléments optiques composants la cavité sont maintenus par des supports indéformables sur une base commune composée d'un matériau donné (par défaut de l'aluminium ou du laiton). Nous supposons enfin que la cavité est alignée et optimisée en fonctionnement et que la température du barreau laser est stabilisée de sorte que la lentille thermique ne change plus. En conséquence, la stabilité géométrique de la cavité a été établie par le réglage et, d'après les hypothèses ne varie plus. Notons qu'en pratique la valeur de $\frac{d^2n}{dT^2}(T)$ est susceptible d'influencer légèrement la lentille thermique même si le gradient de température reste constant.

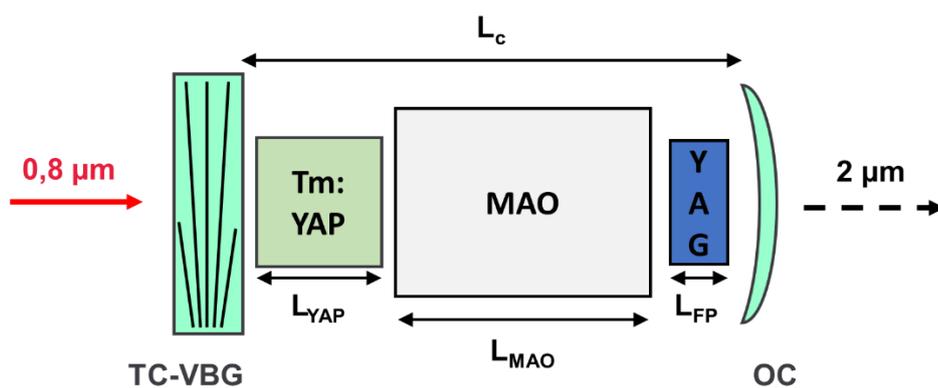


Figure D-1 Schéma de la cavité laser choisie pour l'étude de l'influence de la température.

En nous basant sur les observations expérimentales, nous allons considérer que le laser est stable s'il est monomode longitudinal et qu'il est instable s'il ne l'est pas. Nous supposons que la cavité contient un étalon Fabry-Pérot qui sélectionne un mode de la cavité et qu'un seul de ses pics de transmission est à considérer. Dans ce cadre, nous allons déterminer les conditions pour passer d'un mode centré sur le pic de transmission considéré (Figure D-2 haut) à deux modes équidistants du

maximum de la transmission (Figure D-2 bas) par une modification de la température des éléments de la cavité et de la base.

Commençons par écrire la condition de résonance des modes longitudinaux dans la cavité laser :

$$\nu_m = m\nu_{\text{ISL}} = m \frac{c}{2L} \quad (\text{D.1})$$

où ν_m est la fréquence du mode m avec m un entier naturel, ν_{ISL} est l'intervalle spectral libre de la cavité, c la vitesse de la lumière et L la longueur optique de la cavité. Le mode sélectionné étant au maximum de la transmission de l'étalon, il est également résonant pour l'étalon. On note ainsi :

$$\nu_m = \nu_p^{\text{FP}} = p\nu_{\text{FP}} \quad (\text{D.2})$$

où p est un entier naturel et ν_{FP} est l'intervalle spectrale libre de l'étalon.

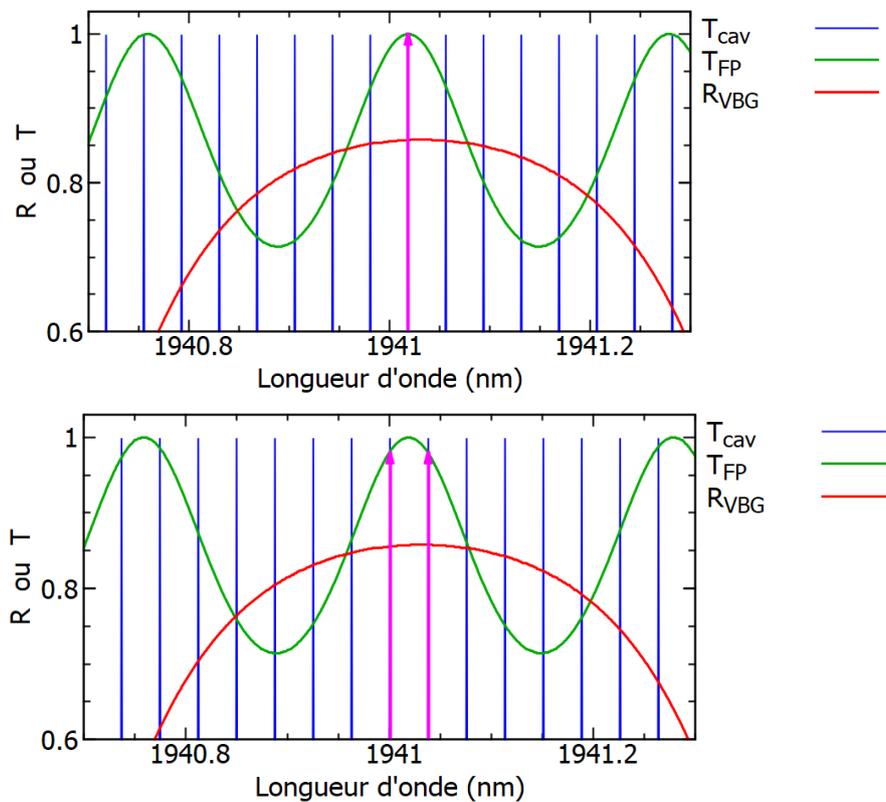


Figure D-2 Effet du décalage du peigne de mode sous l'effet de la dilatation de la cavité : en haut, cas stable avec un mode centré sur la transmission de l'étalon sélectionnée par le VBG, en bas, cas instable avec deux modes de part et d'autre de la transmission de l'étalon sélectionnée par le VBG. T_{cav} correspond aux modes de transmission de la cavité, T_{FP} à la transmission de l'étalon Fabry-Pérot et R_{VBG} à la réflectivité du VBG.

La condition d'instabilité proposée dans les hypothèses s'écrit :

$$\nu'_m + \nu'_{m\pm 1} = 2\nu_p^{\text{FP}} \quad (\text{D.3})$$

où les ν_m' correspondent au modes résonnants dans la cavité lorsque sa longueur optique varie de ΔL . En associant les formules (D.1) à (D.3), et en utilisant la relation entre la fréquence et la longueur d'onde, on obtient :

$$\frac{2m \pm 1}{2(L + \Delta L)} = \frac{2}{\lambda_m} \quad (\text{D.4})$$

Ce qui donne :

$$\Delta L = \pm \frac{\lambda_m}{4} \quad (\text{D.5})$$

Remarquons que produire ce décalage deux fois correspond à un saut de mode, ce décalage correspond donc à un demi-saut de mode du laser.

Nous allons par la suite estimer la dérive en température des composants et de la base nécessaires pour obtenir une variation de longueur optique de la cavité d'un quart de la longueur d'onde d'émission.

2. Influence de la température du la base

Dans le cas de la base, c'est sa dilatation ou sa contraction avec la variation de température qui provoque le déplacement relatif des composants qui sont montés dessus et modifie ainsi la longueur optique de la cavité. La variation de longueur optique de la cavité est alors égale à la variation de distance entre les miroirs de la cavité, elle-même égale à la variation de distance entre leurs supports. Elle vaut alors :

$$\Delta L = \Delta T_{\text{base}} \alpha_{\text{base}} l_{\text{base}} \quad (\text{D.6})$$

où ΔT est la variation de température, α_{base} le coefficient de dilatation thermique de la base et l_{base} la longueur entre les supports de miroirs. Notons que dans le cas d'une cavité comportant des coudes, il faut prendre en compte l'allongement de chaque section. La variation de température nécessaire pour passer d'un laser stable à un laser instable selon nos hypothèses est alors :

$$\Delta T_{\text{base}} = \frac{\lambda_m}{4\alpha_{\text{base}} l_{\text{base}}} \quad (\text{D.7})$$

Avec les dimensions des cavités utilisées durant la thèse, la variation de température est de 0,4 °C si la base est en aluminium et de 0,6 °C si elle est en cuivre.

3. Impact de la température du barreau laser ou du cristal du MAO

Pour les éléments de la cavité traversés par le faisceau (cristaux, verres, ...), il faut prendre en compte leur dilatation thermique en remarquant que l'espace nouvellement occupé par l'élément était occupé par de l'air dans notre cas (ce qui ne serait le cas que très à la marge pour une fibre optique) et donc fait déjà partie de la cavité. Il faut également prendre en compte la variation de l'indice optique de l'élément avec la variation de température. La variation de longueur optique de la cavité vaut donc au premier ordre :

$$\Delta L = \Delta T_{elt} \left(\frac{dn_{elt}}{dT} + (n_{elt} - 1)\alpha_{elt} \right) l_{elt} \quad (D.8)$$

où l_{elt} , n_{elt} et α_{elt} sont respectivement la longueur, l'indice optique et le coefficient de dilatation de l'élément considéré. La variation de température nécessaire pour un demi-saut de mode est alors :

$$\Delta T_{elt} = \frac{\lambda_m}{4 \left(\frac{dn_{elt}}{dT} + (n_{elt} - 1)\alpha_{elt} \right) l_{elt}} \quad (D.9)$$

Pour le barreau laser et pour le MAO, les variations de température nécessaires pour un demi-saut de mode sont, comme pour la base, inférieures à 1 °C.

4. Impact de la température de l'étalon

Dans le cas de l'étalon, il faut en plus prendre en compte le décalage du pic de transmission. Pour cela, faisons un développement limité à l'ordre 1 de l'ISL de l'étalon par rapport à la température :

$$v_{FP}(T + \Delta T) = \frac{c}{2n_{FP}(T + \Delta T)l_{FP}(T + \Delta T)} = \frac{c}{2 \left(n_{FP}(T) + \Delta T \frac{dn_{FP}}{dT} \right) \left(l_{FP}(T) + \Delta T \frac{dl_{FP}}{dT} \right)} \quad (D.10)$$

On aboutit à :

$$v_{FP}(T + \Delta T) = v_{FP}(T) \left(1 - \Delta T \left(\frac{1}{l_{FP}} \frac{dl_{FP}}{dT} + \frac{1}{n_{FP}} \frac{dn_{FP}}{dT} \right) \right) \quad (D.11)$$

En prenant en compte à la fois ce décalage du pic de transmission de l'étalon et celui des modes de la cavité, la variation de température de l'étalon pour obtenir un demi-saut de mode s'écrit :

$$\Delta T_{FP} = \frac{\frac{\lambda_m}{4}}{\left(\frac{dn_{FP}}{dT} + (n_{FP} - 1)\alpha_{FP} \right) l_{FP} - \left(\frac{1}{n_{FP}} \frac{dn_{FP}}{dT} + \alpha_{FP} \right) L} \quad (D.12)$$

Sachant que, pour le YAG, $\frac{1}{n_{FP}} \frac{dn_{FP}}{dT} \approx 5.10^{-6} K^{-1}$ et $\alpha_{FP} \approx 6.10^{-6} K^{-1}$, avec $n_{FP} = 1,8$, $l_{FP} = 4$ mm, $L \approx 50$ mm et $\lambda_m = 2$ μm, cette variation de température vaut 1 °C.

Notons que contrairement aux autres éléments, la variation de température de l'étalon entraîne un décalage de ses pics de transmission en plus du décalage des modes de la cavité. Les deux allant dans le même sens, ils se compensent partiellement réduisant légèrement la sensibilité de l'ensemble aux variations de température de l'étalon.

5. Cas général

En supposant que tous les éléments sont à la même température et que la base est à cette même température, un demi-saut de mode se produit pour un décalage de la température de :

$$\Delta T = \frac{\frac{\lambda_m}{4}}{\sum_{elt \in \text{cavité}} \left(\frac{dn_{elt}}{dT} + (n_{elt} - \delta_{elt}) \alpha_{elt} \right) l_{elt} + \alpha_{\text{base}} l_{\text{base}} - \left(\frac{1}{n_{FP}} \frac{dn_{FP}}{dT} + \alpha_{FP} \right) L} \quad (\text{D.13})$$

où δ_{elt} est la fraction de l'allongement de élément considéré qui se fait dans l'air. Dans notre cas, nous considérons $\delta_{elt} = 1$ pour tous les éléments. Notons que la variation de température peut se réécrire en fonction des variations calculées individuellement pour chaque élément et la base :

$$\frac{1}{\Delta T} = \frac{1}{\Delta T_{\text{base}}} + \sum_{elt \in \text{cavité}} \frac{1}{\Delta T_{elt}} \quad (\text{D.14})$$

Dans notre cas, cela donne entre 0,1 et 0,2 °C dans le cas d'une base en aluminium.

Même si ce calcul peut légèrement surestimer la sensibilité en température du laser, il illustre bien l'importance d'assurer une bonne stabilité de la température des éléments de la cavité.

Outre la température, les facteurs pouvant entrainer une variation de la longueur optique de la cavité sont nombreux (lacet de la translation du VBG, angle entre l'axe de translation du VBG et la normale à l'axe du faisceau laser, variation de la température du laser via les gradients thermiques dans les mécaniques du laser, ...) et il n'est pas possible de s'en affranchir totalement. De fait, pour assurer une bonne stabilité du laser, il semble nécessaire de disposer d'un système de rétroaction sur la longueur de la cavité ou le filtrage spectral pour compenser les perturbations.

Bibliographie

- [1] H. Kariminezhad, P. Parvin, F. Borna, and A. Bavali, *SF₆ Leak Detection of High-Voltage Installations Using TEA-CO₂ Laser-Based DIAL*, *Opt. Lasers Eng.* **48**, 491 (2010).
- [2] M. E. Webber, M. Pushkarsky, and C. K. N. Patel, *Optical Detection of Chemical Warfare Agents and Toxic Industrial Chemicals: Simulation*, *J. Appl. Phys.* **97**, 113101 (2005).
- [3] J. A. Hogan, J. A. Shaw, R. L. Lawrence, and R. M. Larimer, *Low-Cost Multispectral Vegetation Imaging System for Detecting Leaking CO₂ Gas*, *Appl. Opt.* **51**, A59 (2012).
- [4] M.-A. Gagnon, K.-A. Jahjah, F. Marcotte, P. Tremblay, V. Farley, and M. Chamberland, *Time-Resolved Thermal Infrared Multispectral Imaging of Gases and Minerals*, in Vol. 9263 (International Society for Optics and Photonics, 2014), p. 92630G.
- [5] A. Mas, *Etude et Développement de Caméras Infrarouge Multispectrales à Acquisition Simultanée Pour La Détection de Gaz*, Thèse de doctorat, Université Paris Saclay, 2020.
- [6] S. Doz, P. Foucher, and X. Watremez, *Methane Leak near Real Time Quantification with a Hyperspectral Infrared Camera*, in Vol. 10661 (International Society for Optics and Photonics, 2018), p. 1066103.
- [7] *HyperCam, Telops*, <https://www.telops.com/fr/produits/cameras-hyperspectrales>.
- [8] G. Walter, *Étude et Développement d'un Oscillateur Paramétrique Optique Picoseconde Rapidement Accordable Utilisant Des Cristaux à Quasi-Accord de Phase Apériodique: Application à La Détection de Gaz Par Imagerie Active*, Thèse de doctorat, Université Paris Saclay, 2020.
- [9] R. Ostendorf, L. Butschek, S. Hugger, F. Fuchs, Q. Yang, J. Jarvis, C. Schilling, M. Rattunde, A. Merten, and J. Grahmann, *Recent Advances and Applications of External Cavity-QCLs towards Hyperspectral Imaging for Standoff Detection and Real-Time Spectroscopic Sensing of Chemicals*, in Vol. 3 (Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2016), p. 28.
- [10] R. L. Batchelor, K. Strong, R. Lindenmaier, R. L. Mittermeier, H. Fast, J. R. Drummond, and P. F. Fogal, *A New Bruker IFS 125HR FTIR Spectrometer for the Polar Environment Atmospheric Research Laboratory at Eureka, Nunavut, Canada: Measurements and Comparison with the Existing Bomem DA8 Spectrometer*, *J. Atmospheric Ocean. Technol.* **26**, 1328 (2009).
- [11] M. T. Boies, W. J. Marinelli, T. Nakamura, and B. GREEN, *Mobile Laser-Absorption Imaging System for Detection of Natural Gas Leaks*, *Rev. Laser Eng.* **33**, 311 (2005).
- [12] J. R. Quagliano, P. O. Stoutland, R. R. Petrin, R. K. Sander, R. J. Romero, M. C. Whitehead, C. R. Quick, J. J. Tiee, and L. J. Jolin, *Quantitative Chemical Identification of Four Gases in Remote Infrared (9–11 μm) Differential Absorption Lidar Experiments*, *Appl. Opt.* **36**, 1915 (1997).
- [13] D. C. Senft, M. J. Fox, C. M. Hamilton, D. A. Richter, N. S. Higdon, and B. T. Kelly, *Performance Characterization and Ground Testing of an Airborne CO₂ Differential Absorption Lidar System (Phase II)*, in Vol. 3707 (International Society for Optics and Photonics, 1999), pp. 165–176.
- [14] B. J. Orr, *Infrared LIDAR Applications in Atmospheric Monitoring*, *Encycl. Anal. Chem.* **1** (2017).
- [15] E. Cadiou, D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard, and M. Raybaut, *Atmospheric Boundary Layer CO₂ Remote Sensing with a Direct Detection LIDAR Instrument Based on a Widely Tunable Optical Parametric Source*, *Opt. Lett.* **42**, 4044 (2017).

-
- [16] J. B. Barria, A. Dobroc, H. Coudert-Alteirac, M. Raybaut, N. Cézard, J.-B. Dherbecourt, T. Schmid, B. Faure, G. Souhaité, and J. Pelon, *Simultaneous Remote Monitoring of Atmospheric Methane and Water Vapor Using an Integrated Path DIAL Instrument Based on a Widely Tunable Optical Parametric Source*, *Appl. Phys. B* **117**, 509 (2014).
- [17] J.-B. Dherbecourt, J.-M. Melkonian, A. Godard, V. Lebat, N. Tanquy, C. Blanchard, X. Watremez, D. Dubucq, S. Doz, and P.-Y. Foucher, *The NAOMI GAZL Multispecies Differential Absorption Lidar: Realization and Testing on the TADI Gas Leak Simulation Facility*, in (IEEE, 2019), pp. 1–2.
- [18] Q. Clément, *Sources Paramétriques Optiques Pour La Détection de Gaz à Distance Dans l'Infrarouge Lointain*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X, 2015.
- [19] J. Armougom, *Nouvelles Sources Optiques Pour La Détection d'espèces Chimiques Dans La Bande III*, Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2018.
- [20] A. Godard, *Infrared (2–12 μm) Solid-State Laser Sources: A Review*, *Comptes Rendus Phys.* **8**, 1100 (2007).
- [21] J. Kadlčák, *Contactless Monitoring of CWA in Free Atmosphere by TEA CO₂ Lidar.*, in *Proceedings of the 5th International Symposium Protection Against Chemical and Biological Warfare Agents* (n.d.), p. 237.
- [22] P. Adam, J.-L. Duvent, and S. W. Gotoff, *Detection and Reconnaissance of Pollutant Clouds by CO₂ Lidar (MIRELA)*, in Vol. 3127 (International Society for Optics and Photonics, 1997), pp. 212–223.
- [23] J. Cernius, D. Elser, and J. Fox, *Remote Active Spectrometer*, in Vol. 1062 (International Society for Optics and Photonics, 1989), pp. 164–171.
- [24] *Stand-Off Detector DD-CWA-SM*, <http://www.gammatech.hu>.
- [25] L. HALÁSZ, I. PINTÉR, and A. SOLYMÁR-S, *Remote Sensing in the Biological and Chemical Reconnaissance*, *AARMS* **1**, 39 (2002).
- [26] C. B. Carlisle, J. E. van der Laan, L. W. Carr, P. Adam, and J.-P. Chiaroni, *CO₂ Laser-Based Differential Absorption Lidar System for Range-Resolved and Long-Range Detection of Chemical Vapor Plumes*, *Appl. Opt.* **34**, 6187 (1995).
- [27] D. B. Cohn, E. J. Griffin, L. F. Klaras, M. E. Ehritz, C. R. Swim, and J. A. Fox, *WILDCAT Chemical Sensor Development*, in Vol. 4378 (International Society for Optics and Photonics, 2001), pp. 34–42.
- [28] W. B. Grant, *He–Ne and CW CO₂ Laser Long-Path Systems for Gas Detection*, *Appl. Opt.* **25**, 709 (1986).
- [29] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Quantum Cascade Laser*, *Science* **264**, 553 (1994).
- [30] R. Paiella, *Intersubband Transitions in Quantum Structures* (McGraw Hill Professional, 2006).
- [31] Y. Yao, A. J. Hoffman, and C. F. Gmachl, *Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers*, *Nat. Photonics* **6**, 432 (2012).
- [32] A. Hugi, R. Terazzi, Y. Bonetti, A. Wittmann, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, and E. Gini, *External Cavity Quantum Cascade Laser Tunable from 7.6 to 11.4 μm* , *Appl. Phys. Lett.* **95**, 061103 (2009).
- [33] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, and A. Y. Cho, *Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers*, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2670 (1997).
- [34] M. Carras, M. Garcia, X. Marcadet, O. Parillaud, A. De Rossi, and S. Bansropun, *Top Grating Index-Coupled Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 011109 (2008).
- [35] M. Carras, G. Maisons, B. Simozrag, M. Garcia, O. Parillaud, J. Massies, and X. Marcadet, *Room-Temperature Continuous-Wave Metal Grating Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers*, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 161105 (2010).
- [36] C. Gmachl, J. Faist, J. Baillargeon, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, S. G. Chu, and A. Y. Cho, *Complex-Coupled Quantum Cascade Distributed-Feedback Laser*, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **9**, 1090 (1997).

-
- [37] S. Blaser, D. A. Yarekha, L. Hvozdar, Y. Bonetti, A. Muller, M. Giovannini, and J. Faist, *Room-Temperature, Continuous-Wave, Single-Mode Quantum-Cascade Lasers at $\lambda \approx 5.4 \mu\text{m}$* , Appl. Phys. Lett. **86**, 041109 (2005).
- [38] J. Yu, S. Slivken, S. Darvish, A. Evans, B. Gokden, and M. Razeghi, *High-Power, Room-Temperature, and Continuous-Wave Operation of Distributed-Feedback Quantum-Cascade Lasers at $\lambda \sim 4.8 \mu\text{m}$* , Appl. Phys. Lett. **87**, 041104 (2005).
- [39] A. Wittmann, Y. Bonetti, M. Fischer, J. Faist, S. Blaser, and E. Gini, *Distributed-Feedback Quantum-Cascade Lasers at $9\mu\text{m}$ Operating in Continuous Wave Up to 423 K*, IEEE Photonics Technol. Lett. **21**, 814 (2009).
- [40] Q. Lu, Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Slivken, and M. Razeghi, *2.4 W Room Temperature Continuous Wave Operation of Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers*, Appl. Phys. Lett. **98**, 181106 (2011).
- [41] A. Wittmann, M. Giovannini, J. Faist, L. Hvozdar, S. Blaser, D. Hofstetter, and E. Gini, *Room Temperature, Continuous Wave Operation of Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers with Widely Spaced Operation Frequencies*, Appl. Phys. Lett. **89**, 141116 (2006).
- [42] P. Rauter and F. Capasso, *Multi-wavelength Quantum Cascade Laser Arrays*, Laser Photonics Rev. **9**, 452 (2015).
- [43] M. F. Witinski, R. Blanchard, C. Pfluegl, L. Diehl, B. Li, K. Krishnamurthy, B. C. Pein, M. Azimi, P. Chen, and G. Ulu, *Portable Standoff Spectrometer for Hazard Identification Using Integrated Quantum Cascade Laser Arrays from 6.5 to 11 μm .*, Opt. Express **26**, 12159 (2018).
- [44] X. Liu, C. W. Van Neste, M. Gupta, Y. Y. Tsui, S. Kim, and T. Thundat, *Standoff Reflection–Absorption Spectra of Surface Adsorbed Explosives Measured with Pulsed Quantum Cascade Lasers*, Sens. Actuators B Chem. **191**, 450 (2014).
- [45] C. W. Van Neste, L. R. Senesac, and T. Thundat, *Standoff Photoacoustic Spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **92**, 234102 (2008).
- [46] C. W. Van Neste, L. R. Senesac, and T. Thundat, *Standoff Spectroscopy of Surface Adsorbed Chemicals*, Anal. Chem. **81**, 1952 (2009).
- [47] A. Goyal, T. Myers, C. A. Wang, M. Kelly, B. Tyrrell, B. Gokden, A. Sanchez, G. Turner, and F. Capasso, *Active Hyperspectral Imaging Using a Quantum Cascade Laser (QCL) Array and Digital-Pixel Focal Plane Array (DFPA) Camera*, Opt. Express **22**, 14392 (2014).
- [48] A. K. Goyal, M. Spencer, M. Kelly, J. Costa, M. DiLiberto, E. Meyer, and T. Jeys, *Active Infrared Multispectral Imaging of Chemicals on Surfaces*, in Vol. 8018 (International Society for Optics and Photonics, 2011), p. 80180N.
- [49] F. Fuchs, S. Hugger, M. Kinzer, R. Aidam, W. Bronner, R. Lösch, Q. K. Yang, K. A. Degreif, and F. H. Schnürer, *Imaging Standoff Detection of Explosives Using Widely Tunable Midinfrared Quantum Cascade Lasers*, Opt. Eng. **49**, 111127 (2010).
- [50] M. E. Morales-Rodríguez, L. R. Senesac, T. Thundat, M. K. Rafailov, and P. G. Datskos, *Standoff Imaging of Chemicals Using IR Spectroscopy*, in Vol. 8031 (International Society for Optics and Photonics, 2011), p. 80312D.
- [51] F. Fuchs, S. Hugger, J.-P. Jarvis, Q. Yang, F. Zaum, R. Ostendorf, C. Schilling, W. Bronner, R. Driad, and R. Aidam, *Standoff Trace Detection of Explosives with Infrared Hyperspectral Imagery*, in Vol. 9467 (International Society for Optics and Photonics, 2015), p. 94672O.
- [52] R. Furstenberg, C. Kendziora, J. Stepnowski, S. Stepnowski, M. Rake, M. Papantonakis, V. Nguyen, G. Hubler, and R. McGill, *Stand-off Detection of Trace Explosives via Resonant Infrared Photothermal Imaging*, Appl. Phys. Lett. **93**, 224103 (2008).
- [53] C. A. Kendziora, R. Furstenberg, M. Papantonakis, V. Nguyen, J. Byers, and R. A. McGill, *Detection of Trace Explosives on Relevant Substrates Using a Mobile Platform for Photothermal Infrared Imaging Spectroscopy (PT-IRIS)*, in Vol. 9467 (International Society for Optics and Photonics, 2015), p. 94672R.
- [54] N. A. Macleod, R. Rose, and D. Weidmann, *Middle Infrared Active Coherent Laser Spectrometer for Standoff Detection of Chemicals*, Opt. Lett. **38**, 3708 (2013).

- [55] N. A. Macleod, F. Molero, and D. Weidmann, *Broadband Standoff Detection of Large Molecules by Mid-Infrared Active Coherent Laser Spectrometry*, *Opt. Express* **23**, 912 (2015).
- [56] P. Rauter, S. Menzel, A. Goyal, B. Gökden, C. Wang, A. Sanchez, G. Turner, and F. Capasso, *Master-Oscillator Power-Amplifier Quantum Cascade Laser Array*, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 261117 (2012).
- [57] P. Corkum, C. Rolland, and T. Srinivasan-Rao, *Supercontinuum Generation in Gases*, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2268 (1986).
- [58] A. Husakou and J. Herrmann, *Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 203901 (2001).
- [59] V. R. K. Kumar, A. George, W. Reeves, J. Knight, P. S. J. Russell, F. Omenetto, and A. Taylor, *Extruded Soft Glass Photonic Crystal Fiber for Ultrabroad Supercontinuum Generation*, *Opt. Express* **10**, 1520 (2002).
- [60] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, *Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber*, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135 (2006).
- [61] L. Yin, Q. Lin, and G. P. Agrawal, *Soliton Fission and Supercontinuum Generation in Silicon Waveguides*, *Opt. Lett.* **32**, 391 (2007).
- [62] J. M. Dudley and J. R. Taylor, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge University Press, 2010).
- [63] C. Phillips, C. Langrock, J. Pelc, M. Fejer, J. Jiang, M. E. Fermann, and I. Hartl, *Supercontinuum Generation in Quasi-Phase-Matched LiNbO₃ Waveguide Pumped by a Tm-Doped Fiber Laser System*, *Opt. Lett.* **36**, 3912 (2011).
- [64] A. Grisard, M. Bailly, E. Lallier, and B. Gérard, *Large Mode Area Low-Loss Orientation-Patterned GaAs Waveguides for Frequency Conversion to the Mid-Infrared*, in (Optical Society of America, 2018), pp. MT2C-3.
- [65] A. Grisard, E. Lallier, and B. Gérard, *Mid-Infrared Frequency Conversion in Quasiphase Matched Semiconductors*, in *Mid-Infrared Optoelectronics* (Elsevier, 2020), pp. 207–232.
- [66] J. Pigeon, S. Y. Tochitsky, C. Gong, and C. Joshi, *Supercontinuum Generation from 2 to 20 μm in GaAs Pumped by Picosecond CO₂ Laser Pulses*, *Opt. Lett.* **39**, 3246 (2014).
- [67] Q. Pan, K. E. Jahromi, M. A. Abbas, A. Khodabakhsh, S. M. Cristescu, and F. J. Harren, *Towards Broadband Multi-Species Trace Gas Detection Using a Mid-Infrared Supercontinuum Source*, in (IEEE, 2018), pp. 1–2.
- [68] K. E. Jahromi, M. Nematollahi, Q. Pan, M. A. Abbas, S. M. Cristescu, F. J. Harren, and A. Khodabakhsh, *Sensitive Multi-Species Trace Gas Sensor Based on a High Repetition Rate Mid-Infrared Supercontinuum Source*, *Opt. Express* **28**, 26091 (2020).
- [69] S. Wolf, J. Herbst, F. Kühnemann, and A. Lambrecht, *MWIR Upconversion Detection for Infrared Gas Spectroscopy*, in (Optical Society of America, 2016), pp. JW1F-6.
- [70] Y.-P. Tseng, *Long-Wavelength Infrared Upconversion Spectroscopy and Imaging*, (2019).
- [71] N. Picqué and T. W. Hänsch, *Frequency Comb Spectroscopy*, *Nat. Photonics* **13**, 146 (2019).
- [72] M. Yan, P.-L. Luo, K. Iwakuni, G. Millot, T. W. Hänsch, and N. Picqué, *Mid-Infrared Dual-Comb Spectroscopy with Electro-Optic Modulators*, *Light Sci. Appl.* **6**, e17076 (2017).
- [73] A. Mohamed, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, J.-M. Melkonian, A. Godard, G. Gorju, and M. Lefebvre, *Development of Airborne/Satellite Lidars Using Non Linear Optics for Characterization of Greenhouse Gases*, in (IEEE, 2016), pp. 4154–4155.
- [74] J. Oudin, A. K. Mohamed, and P.-J. Hébert, *IPDA LIDAR Measurements on Atmospheric CO₂ and H₂O Using Dual Comb Spectroscopy*, in Vol. 11180 (International Society for Optics and Photonics, 2019), p. 111802N.
- [75] K. Vodopyanov, E. Sorokin, I. T. Sorokina, and P. Schunemann, *Mid-IR Frequency Comb Source Spanning 4.4–5.4 μm Based on Subharmonic GaAs Optical Parametric Oscillator*, *Opt. Lett.* **36**, 2275 (2011).
- [76] V. Smolski, S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov, Q. Ru, A. Muraviev, P. Schunemann, S. Mirov, V. Gapontsev, and K. Vodopyanov, *Half-Watt Average Power Femtosecond Source Spanning 3–8 μm Based on Subharmonic Generation in GaAs*, *Appl. Phys. B* **124**, 101 (2018).

- [77] T. H. Allik, S. Chandra, W. W. Hovis, C. G. Simi, and J. A. Hutchinson, *Advances in Optical Parametric Oscillators with Application to Remote Chemical Sensing*, in Vol. 3383 (International Society for Optics and Photonics, 1998), pp. 58–64.
- [78] V. Vaicikauskas, V. Kabelka, Z. Kuprionis, and M. Kaucikas, *An OPO-Based Lidar System for Differential Absorption Measurements of Hazardous Gases in Mid-Infrared Spectral Region.*, in Vol. 5988 (International Society for Optics and Photonics, 2005), p. 59880A.
- [79] S. Chandra, T. H. Allik, G. Catella, R. Utano, and J. A. Hutchinson, *Continuously Tunable, 6–14 μm Silver-Gallium Selenide Optical Parametric Oscillator Pumped at 1.57 μm* , Appl. Phys. Lett. **71**, 584 (1997).
- [80] V. V. Badikov, D. V. Badikov, V. B. Laptev, K. V. Mitin, G. S. Shevyrdyaeva, N. I. Shchebetova, and V. Petrov, *Crystal Growth and Characterization of New Quaternary Chalcogenide Nonlinear Crystals for the Mid-IR: BaGa₂GeS₆ and BaGa₂GeSe₆*, Opt. Mater. Express **6**, 2933 (2016).
- [81] P. G. Schunemann, L. A. Pomeranz, D. J. Magarrell, J. C. McCarthy, K. T. Zawilski, and D. E. Zelmon, *1064-nm-Pumped Mid-Infrared Optical Parametric Oscillator Based on Orientation-Patterned Gallium Phosphide (OP-GaP)*, in (Optical Society of America, 2015), pp. SW30-4.
- [82] K. Scholle, S. Lamrini, P. Koopmann, and P. Fuhrberg, *2 μm Laser Sources and Their Possible Applications*, in *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics* (IntechOpen, 2010).
- [83] P. D. Mason and L. F. Michaille, *Review of the Development of Nonlinear Materials for Mid-IR Generation*, in Vol. 7115 (International Society for Optics and Photonics, 2008), p. 71150N.
- [84] D. Zheng, L. Gordon, Y. Wu, R. Feigelson, M. Fejer, R. Byer, and K. Vodopyanov, *16- μm Infrared Generation by Difference-Frequency Mixing in Diffusion-Bonded-Stacked GaAs*, Opt. Lett. **23**, 1010 (1998).
- [85] L. Eyres, P. Turreau, T. Pinguet, C. Ebert, J. Harris, M. Fejer, L. Becouarn, B. Gerard, and E. Lallier, *All-Epitaxial Fabrication of Thick, Orientation-Patterned GaAs Films for Nonlinear Optical Frequency Conversion*, Appl. Phys. Lett. **79**, 904 (2001).
- [86] K. Devi, P. Schunemann, and M. Ebrahim-Zadeh, *Continuous-Wave, Multimilliwatt, Mid-Infrared Source Tunable across 6.4–7.5 μm Based on Orientation-Patterned GaAs*, Opt. Lett. **39**, 6751 (2014).
- [87] R. Feaver, R. Peterson, and P. Powers, *Longwave-IR Optical Parametric Oscillator in Orientation-Patterned GaAs Pumped by a 2 μm Tm:Ho:YLF Laser*, Opt. Express **21**, 16104 (2013).
- [88] L. Pomeranz, P. Schunemann, S. Setzler, C. Jones, and P. Budni, *Continuous-Wave Optical Parametric Oscillator Based on Orientation Patterned Gallium Arsenide (OP-GaAs)*, in (Optical Society of America, 2012), pp. JTh11-4.
- [89] G. Bloom, A. Grisard, E. Lallier, C. Larat, M. Carras, and X. Marcadet, *Optical Parametric Amplification of a Distributed-Feedback Quantum-Cascade Laser in Orientation-Patterned GaAs*, Opt. Lett. **35**, 505 (2010).
- [90] P. Schunemann, S. Setzler, L. Mohnkern, T. Pollak, D. Bliss, D. Weyburne, and K. O’Hearn, *2.05- μm -Laser-Pumped Orientation-Patterned Gallium Arsenide (OPGaAs) OPO*, in (Optical Society of America, 2005), p. CThQ4.
- [91] C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye, and E. Lallier, *High-Efficiency 20–50 kHz Mid-Infrared Orientation-Patterned GaAs Optical Parametric Oscillator Pumped by a 2 μm Holmium Laser*, Opt. Lett. **34**, 262 (2009).
- [92] A. Grisard, F. Gutty, E. Lallier, and B. Gérard, *Compact Fiber Laser-Pumped Mid-Infrared Source Based on Orientation-Patterned Gallium Arsenide*, in Vol. 7836 (International Society for Optics and Photonics, 2010), p. 783606.
- [93] K. L. Vodopyanov, O. Levi, P. Kuo, T. Pinguet, J. Harris, M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier, *Optical Parametric Oscillation in Quasi-Phase-Matched GaAs*, Opt. Lett. **29**, 1912 (2004).
- [94] O. Levi, T. Pinguet, T. Skauli, L. Eyres, K. Parameswaran, J. Harris, M. Fejer, T. Kulp, S. Bisson, and B. Gerard, *Difference Frequency Generation of 8- μm Radiation in Orientation-Patterned GaAs*, Opt. Lett. **27**, 2091 (2002).
- [95] K. Vodopyanov, I. Makasyuk, and P. Schunemann, *Grating Tunable 4-14 μm GaAs Optical Parametric Oscillator Pumped at 3 μm* , Opt. Express **22**, 4131 (2014).

-
- [96] J. Armougom, J.-M. Melkonian, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Grisard, E. Lallier, B. Gérard, B. Faure, G. Souhaité, and B. Boulanger, *A Narrowband Infrared Source Based on Orientation-Patterned GaAs for Standoff Detection of Chemicals*, *Appl. Phys. B* **124**, 133 (2018).
- [97] J. Armstrong and N. Bloembergen, N. Loembergen, J. Ducuing, and PS Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric," *Phys Rev* **127**, 1918 (1962).
- [98] J. P. Franken, A. E. Hill, C. E. Peters, and G. Weinreich, *Generation of Optical Harmonics*, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [99] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [100] N. Bloembergen, *Conservation Laws in Nonlinear Optics*, *JOSA* **70**, 1429 (1980).
- [101] E. Rosencher and C. Fabre, *Oscillation Characteristics of Continuous-Wave Optical Parametric Oscillators: Beyond the Mean-Field Approximation*, *JOSA B* **19**, 1107 (2002).
- [102] F. Boitier, *Absorption à Deux Photons et Effets de Corrélation Quantique Dans Les Semiconducteurs*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique X, 2011.
- [103] J. Bjorkholm and H. Danielmeyer, *Frequency Control of a Pulsed Optical Parametric Oscillator by Radiation Injection*, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 171 (1969).
- [104] L. Kreuzer, *Single Mode Oscillation of a Pulsed Singly Resonant Optical Parametric Oscillator*, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 263 (1969).
- [105] P. Schlup, G. W. Baxter, and I. T. McKinnie, *Single-Mode near-and Mid-Infrared Periodically Poled Lithium Niobate Optical Parametric Oscillator*, *Opt. Commun.* **176**, 267 (2000).
- [106] B. Jacobsson, V. Pasiskevicius, F. Laurell, E. Rotari, V. Smirnov, and L. Glebov, *Tunable Narrowband Optical Parametric Oscillator Using a Transversely Chirped Bragg Grating*, *Opt. Lett.* **34**, 449 (2009).
- [107] M. Wirth, A. Fix, P. Mahnke, H. Schwarzer, F. Schrandt, and G. Ehret, *The Airborne Multi-Wavelength Water Vapor Differential Absorption Lidar WALEs: System Design and Performance*, *Appl. Phys. B* **96**, 201 (2009).
- [108] J. Bjorkholm, A. Ashkin, and R. Smith, *Improvement of Optical Parametric Oscillators by Nonresonant Pump Reflection*, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 797 (1970).
- [109] A. Godard, M. Raybaut, and M. Lefebvre, *Nested Cavity Optical Parametric Oscillators—A Tunable Frequency Synthesizer for Gas Sensing*, *Encycl. Anal. Chem. Appl. Theory Instrum.* **1** (2006).
- [110] A. Berrou, M. Raybaut, A. Godard, and M. Lefebvre, *High-Resolution Photoacoustic and Direct Absorption Spectroscopy of Main Greenhouse Gases by Use of a Pulsed Entangled Cavity Doubly Resonant OPO*, *Appl. Phys. B* **98**, 217 (2010).
- [111] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, *Tunable Coherent Parametric Oscillation in LiNbO₃ at Optical Frequencies*, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 973 (1965).
- [112] B. Scherrer, I. Ribet, A. Godard, E. Rosencher, and M. Lefebvre, *Dual-Cavity Doubly Resonant Optical Parametric Oscillators: Demonstration of Pulsed Single-Mode Operation*, *JOSA B* **17**, 1716 (2000).
- [113] B. Hardy-Baranski, *Façonnage Du Contenu Spectral d'un OPO Doublement Résonant Par Maîtrise de La Phase Relative, Applications Pour La Spectroscopie*, (2011).
- [114] M. M. Fejer, G. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
- [115] V. Pasiskevicius, G. Strömqvist, F. Laurell, and C. Canalias, *Quasi-Phase Matched Nonlinear Media: Progress towards Nonlinear Optical Engineering*, *Opt. Mater.* **34**, 513 (2012).
- [116] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie, *Temperature and Wavelength Dependent Refractive Index Equations for MgO-Doped Congruent and Stoichiometric LiNbO₃*, *Appl. Phys. B* **91**, 343 (2008).
- [117] W. C. Hurlbut, Y.-S. Lee, K. Vodopyanov, P. Kuo, and M. Fejer, *Multiphoton Absorption and Nonlinear Refraction of GaAs in the Mid-Infrared*, *Opt. Lett.* **32**, 668 (2007).
- [118] T. Skauli, K. Vodopyanov, T. Pinguet, A. Schober, O. Levi, L. Eyres, M. Fejer, J. Harris, B. Gerard, and L. Becouarn, *Measurement of the Nonlinear Coefficient of Orientation-Patterned GaAs and Demonstration of Highly Efficient Second-Harmonic Generation*, *Opt. Lett.* **27**, 628 (2002).

- [119] E. Lallier, M. Brevignon, and J. Lehoux, *Efficient Second-Harmonic Generation of a CO₂ Laser with a Quasi-Phase-Matched GaAs Crystal*, *Opt. Lett.* **23**, 1511 (1998).
- [120] A. Grisard, E. Lallier, and B. Gérard, *Quasi-Phase-Matched Gallium Arsenide for Versatile Mid-Infrared Frequency Conversion*, *Opt. Mater. Express* **2**, 1020 (2012).
- [121] P. Kuo, K. Vodopyanov, M. Fejer, D. Simanovskii, X. Yu, J. Harris, D. Bliss, and D. Weyburne, *Optical Parametric Generation of a Mid-Infrared Continuum in Orientation-Patterned GaAs*, *Opt. Lett.* **31**, 71 (2006).
- [122] J. Wueppen, S. Nyga, B. Jungbluth, and D. Hoffmann, *1.95 Mm-Pumped OP-GaAs Optical Parametric Oscillator with 10.6 μm Idler Wavelength*, *Opt. Lett.* **41**, 4225 (2016).
- [123] M. Savanier, A. Andronico, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, S. Ducci, and G. Leo, *Nearly-Degenerate Three-Wave Mixing at 1.55 μm in Oxidized AlGaAs Waveguides*, *Opt. Express* **19**, 22582 (2011).
- [124] C. Ozanam, M. Savanier, L. Lanco, X. Lafosse, G. Almuneau, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, and G. Leo, *Toward an AlGaAs/AIO_x near-Infrared Integrated Optical Parametric Oscillator*, *JOSA B* **31**, 542 (2014).
- [125] P. G. Schunemann, L. A. Pomeranz, and D. J. Magarrell, *Optical Parametric Oscillation in Quasi-Phase-Matched GaP*, in Vol. 9347 (International Society for Optics and Photonics, 2015), p. 93470J.
- [126] A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, and E. Lallier, *High Energy Single Frequency Passively Q-Switched 2-Micron Microlaser in Thulium-Doped Yttrium Aluminium Perovskite*, in (Optical Society of America, 2014), pp. ATu2A-39.
- [127] J. F. Pinto, L. Esterowitz, and G. H. Rosenblatt, *Tm³⁺:YLF Laser Continuously Tunable between 2.20 and 2.46 μm* , *Opt. Lett.* **19**, 883 (1994).
- [128] F. Canbaz, I. Yorulmaz, and A. Sennaroglu, *Kerr-Lens Mode-Locked 2.3- μm Tm³⁺:YLF Laser as a Source of Femtosecond Pulses in the Mid-Infrared*, *Opt. Lett.* **42**, 3964 (2017).
- [129] L. Guillemot, P. Loiko, R. Soulard, A. Braud, J.-L. Doualan, A. Hideur, R. Moncorgé, and P. Camy, *Thulium Laser At $\sim 2.3 \mu\text{m}$ Based on Upconversion Pumping*, *Opt. Lett.* **44**, 4071 (2019).
- [130] E. Kifle, P. Loiko, L. Guillemot, J.-L. Doualan, F. Starecki, A. Braud, T. Georges, J. Rouvillain, and P. Camy, *Watt-Level Diode-Pumped Thulium Lasers around 2.3 μm* , *Appl. Opt.* **59**, 7530 (2020).
- [131] R. Stoneman and L. Esterowitz, *Efficient 1.94- μm Tm:YALO Laser*, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, 78 (1995).
- [132] N. Ramírez-Martínez, M. Nunez-Velazquez, A. Umnikov, and J. Sahu, *Highly Efficient Thulium-Doped High-Power Laser Fibers Fabricated by MCVD*, *Opt. Express* **27**, 196 (2019).
- [133] C. Kieleck, A. Berrou, B. Donelan, B. Cadier, T. Robin, and M. Eichhorn, *6.5 W ZnGeP₂ OPO Directly Pumped by a Q-Switched Tm³⁺-Doped Single-Oscillator Fiber Laser*, *Opt. Lett.* **40**, 1101 (2015).
- [134] F. Gutty, A. Grisard, A. Joly, C. Larat, D. Papillon-Ruggeri, and E. Lallier, *Multi-kW Peak Power Acousto-Optically Tunable Thulium-Doped Fiber Laser System*, *Opt. Express* **23**, 6754 (2015).
- [135] 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.* **53**, 4413 (2014).
- [136] B. Yao, Y. Tian, G. Li, and Y. Wang, *InGaAs/GaAs Saturable Absorber for Diode-Pumped Passively Q-Switched Dual-Wavelength Tm:YAP Lasers*, *Opt. Express* **18**, 13574 (2010).
- [137] K. Scholle, S. Lamrini, P. Koopmann, and P. Fuhrberg, *Mm Laser Sources and Their Possible Applications*, *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, Bishnu Pal (Ed.), ISBN: 978-953-7619-82-4, (2010).
- [138] K. Ohta, H. Saito, and M. Obara, *Spectroscopic Characterization of Tm³⁺:YVO₄ Crystal as an Efficient Diode Pumped Laser Source near 2000 nm*, *J. Appl. Phys.* **73**, 3149 (1993).
- [139] M. Esser, D. Preussler, E. Bernhardt, C. Bollig, and M. Posewang, *Diode-End-Pumped Tm:GdVO₄ Laser Operating at 1818 and 1915 nm*, *Appl. Phys. B* **97**, 351 (2009).
- [140] M. Segura, M. Kadankov, X. Mateos, M. C. Pujol, J. J. Carvajal, M. Aguiló, F. Díaz, U. Griebner, and V. Petrov, *Passive Q-Switching of the Diode Pumped Tm³⁺:KLu(WO₄)₂ Laser near 2- μm with Cr²⁺:ZnS Saturable Absorbers*, *Opt. Express* **20**, 3394 (2012).

- [141] N. P. Barnes, M. G. Jani, and R. L. Hutcheson, *Diode-Pumped, Room-Temperature Tm:LuAG Laser*, *Appl. Opt.* **34**, 4290 (1995).
- [142] 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*, *J. Appl. Phys.* **83**, 2772 (1998).
- [143] S. A. Payne, L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke, *Infrared Cross-Section Measurements for Crystals Doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺*, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2619 (1992).
- [144] H. Saito, S. Chaddha, R. Chang, and N. Djeu, *Efficient 1.94- μ m Tm³⁺ Laser in YVO₄ Host*, *Opt. Lett.* **17**, 189 (1992).
- [145] X. Mateos, V. Petrov, J. Liu, M. C. Pujol, U. Griebner, M. Aguiló, F. Diaz, M. Galan, and G. Viera, *Efficient 2- μ m Continuous-Wave Laser Oscillation of Tm³⁺:KLu(WO₄)₂*, *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 1008 (2006).
- [146] Y. Urata and S. Wada, *808-Nm Diode-Pumped Continuous-Wave Tm:GdVO₄ Laser at Room Temperature*, *Appl. Opt.* **44**, 3087 (2005).
- [147] X. Xu, X. Wang, Z. Lin, Y. Cheng, D. Li, S. Cheng, F. Wu, Z. Zhao, C. Gao, and M. Gao, *Crystal Growth, Spectroscopic and Laser Properties of Tm:LuAG Crystal*, *Laser Phys.* **19**, 2140 (2009).
- [148] R. Aggarwal, D. Ripin, J. Ochoa, and T. Fan, *Measurement of Thermo-Optic Properties of Y₃Al₅O₁₂, Lu₃Al₅O₁₂, YAlO₃, LiYF₄, LiLuF₄, BaY₂F₈, KGd(WO₄)₂, and KY(WO₄)₂ Laser Crystals in the 80–300 K Temperature Range*, *J. Appl. Phys.* **98**, 103514 (2005).
- [149] J. K. Jabczynski, L. Gorajek, W. Zendzian, J. Kwiatkowski, H. Jelínková, J. Sulc, and M. Nemeč, *Actively Q-Switched Thulium Lasers*, in *Advances in Solid State Lasers: Development and Applications* (BoD—Books on Demand, 2010), pp. 95–118.
- [150] J. Šulc, P. Koranda, P. Černý, H. Jelínková, Y. Urata, M. Higuchi, W. Ryba-Romanowski, R. Lisiecki, P. Solarz, and G. Dominiak-Dzik, *Tunable Lasers Based on Diode Pumped Tm-Doped Vanadates Tm:YVO₄, Tm:GdVO₄, and Tm:LuVO₄*, in Vol. 6871 (International Society for Optics and Photonics, 2008), p. 68711V.
- [151] H. Jelínková, P. Koranda, J. Šulc, M. Nemeč, P. Černý, and J. Pašta, *Diode Pumped Tm:YAP Laser for Eye Microsurgery*, in Vol. 6871 (International Society for Optics and Photonics, 2008), p. 68712N.
- [152] B. Cole and L. Goldberg, *Highly Efficient Passively Q-Switched Tm: YAP Laser Using a Cr:ZnS Saturable Absorber*, *Opt. Lett.* **42**, 2259 (2017).
- [153] C. Jin, D. Li, Y. Bai, Z. Ren, and J. Bai, *Wideband Tunable Graphene-Based Passively Q-Switched Tm: YAP Laser*, *Laser Phys.* **25**, 045802 (2015).
- [154] R. Faoro, M. Kadankov, D. Parisi, S. Veronesi, M. Tonelli, V. Petrov, U. Griebner, M. Segura, and X. Mateos, *Passively Q-Switched Tm: YLF Laser*, *Opt. Lett.* **37**, 1517 (2012).
- [155] Y. Dai, Y. Li, X. Zou, B. Jiang, Y. Hang, and Y. Leng, *Compact Passively Q-Switched Tm: YLF Laser with a Polycrystalline Cr: ZnS Saturable Absorber*, *Opt. Laser Technol.* **57**, 202 (2014).
- [156] H. Yu, V. Petrov, U. Griebner, D. Parisi, S. Veronesi, and M. Tonelli, *Compact Passively Q-Switched Diode-Pumped Tm:LiLuF₄ Laser with 1.26 μ J Output Energy*, *Opt. Lett.* **37**, 2544 (2012).
- [157] N. Dalloz, T. Robin, B. Cadier, C. Kieleck, M. Eichhorn, and A. Hildenbrand-Dhollande, *55 W Actively Q-Switched Single Oscillator Tm³⁺, Ho³⁺-Codoped Silica Polarization Maintaining 2.09 μ m Fiber Laser*, *Opt. Express* **27**, 8387 (2019).
- [158] B. Jacobsson, C. Canalias, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, *Narrowband and Tunable Ring Optical Parametric Oscillator with a Volume Bragg Grating*, *Opt. Lett.* **32**, 3278 (2007).
- [159] K. Seger, N. Meiser, C. Canalias, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, *Tunable, Passively Q-Switched Single-Longitudinal-Mode Nd:YVO₄ Laser Using a Chirped Volume Bragg Grating*, *Appl. Phys. B* **109**, 99 (2012).
- [160] X. Duan, Y. Cai, Y. Ding, T. Dai, and K. Zhao, *High Power Slab Tm: YLF Laser Wavelength-Selected by Volume Bragg Grating and Etalon*, *Opt. Quantum Electron.* **46**, 1589 (2014).
- [161] L. B. Glebov, V. I. Smirnov, C. M. Stickley, and I. V. Ciapurin, *New Approach to Robust Optics for HEL Systems*, in Vol. 4724 (International Society for Optics and Photonics, 2002), pp. 101–109.

-
- [162] I. V. Ciapurin, L. B. Glebov, and V. I. Smirnov, *Modeling of Gaussian Beam Diffraction on Volume Bragg Gratings in PTR Glass*, in Vol. 5742 (International Society for Optics and Photonics, 2005), pp. 183–194.
- [163] I. V. Ciapurin, V. Smirnov, D. R. Drachenberg, G. B. Venus, and L. B. Glebov, *Modeling of Phase Volume Diffractive Gratings, Part 2: Reflecting Sinusoidal Uniform Gratings, Bragg Mirrors*, *Opt. Eng.* **51**, 058001 (2012).
- [164] H. Kogelnik, *Coupled Wave Theory for Thick Volume Holograms*, *Bell Syst. Tech J* **45**, 2909 (1969).
- [165] G. Li, H. Liu, F. Lu, X. Wen, Y. Gu, and Y. Wang, *Analysis on Preferential Free Running Laser Wavelength and Performance Modeling of Tm³⁺-Doped YAP and YLF*, *Appl. Opt.* **53**, 4987 (2014).
- [166] J. Fleck Jr, *Ultrashort-Pulse Generation by Q-Switched Lasers*, *Phys. Rev. B* **1**, 84 (1970).
- [167] W. Li, W.-P. Huang, and X. Li, *Digital Filter Approach for Simulation of a Complex Integrated Laser Diode Based on the Traveling-Wave Model*, *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 473 (2004).
- [168] K. van Dal'sen, S. Aravazhi, C. Grivas, S. M. García-Blanco, and M. Pollnau, *Thulium Channel Waveguide Laser in a Monoclinic Double Tungstate with 70% Slope Efficiency*, *Opt. Lett.* **37**, 887 (2012).
- [169] P. Loiko, E. Kifle, L. Guillemot, J.-L. Doualan, F. Starecki, A. Braud, M. Aguiló, F. Díaz, V. Petrov, and X. Mateos, *Watt-Level Thulium Laser Operating on the ³H₄→³H₅ Transition With ~70% Slope Efficiency*, in (Optical Society of America, 2020), pp. ATh5A-2.
- [170] I. Ribet, *Oscillateurs Parametriques Optiques a Cavites Imbriquees Pour l'etude Des Reseaux Dynamiques Crees Par Melange à Quatre Ondes Resolu En Temps*, Thèse de doctorat, Université Paris 11, 2001.
- [171] A. E. Siegman, *Lasers*, Univ. Sci. Books Mill Val. CA **37**, 169 (1986).
- [172] J. J. Degnan, *Optimization of Passively Q-Switched Lasers*, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 1890 (1995).
- [173] G. Xiao and M. Bass, *A Generalized Model for Passively Q-Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber*, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 41 (1997).
- [174] J. J. Degnan, *Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Laser*, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 214 (1989).

Liste des publications et des communications

1. Publications

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, J.-M. Melkonian, and A. Godard, *Actively Q-Switched Tunable Single-Longitudinal-Mode 2 μm Tm:YAP Laser Using a Transversally Chirped Volume Bragg Grating*, *Opt. Express* **28**, 5013 (2020).

2. Communications

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, J.-M. Melkonian, and A. Godard, *Microlaser Tm³⁺:YAP à 2 μm à Spectre Fin Déclenché Activement*, in (Optique Toulouse, 2018), JNCO

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, A. Godard, V. Smirnov, and R. Vasilyeu, *Tunable Narrowband Tm:YAP Laser Using a Transversally Chirped Volume Bragg Grating*, in (Optical Society of America, 2019), p. ca_p_36.

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, A. Godard, V. Smirnov, and R. Vasilyeu, *Actively Q-Switched Tunable Narrowband 2 μm Tm:YAP Laser Using a Transversally Chirped Volume Bragg Grating*, in (Optical Society of America, 2019), pp. JTu3A-9.

J. Dherbecourt, J. Melkonian, R. Santagata, J. Armougom, T. Hamoudi, Q. Berthomé, P. Nicolas, C. Blanchard, V. Lebat, and N. Tanguy, *DIAL Lidars for Safety and Security Applications*, in (Optical Society of America, 2019), pp. LM2B-2.

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, J.-M. Melkonian, and A. Godard, *Single-Frequency Tm: YAP Laser Tunable between 1.94 and 1.96 μm for the Generation of LWIR Radiation*, in (OPTRO 2020, 2020).

Q. Berthomé, A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, E. Lallier, J.-M. Melkonian, and A. Godard, *Single-Longitudinal-Mode Tunable Actively Q-Switched 2 μm Tm:YAP Laser Using a Transversally Chirped Volume Bragg Grating*, in (Optical Society of America, 2020), pp. SM3E-5.

Titre : Source paramétrique infrarouge agile en longueur d'onde pour la détection à distance du substances chimiques

Mots clés : Laser accordable ; VBG ; Infrarouge moyen et lointain ; Optique non linéaire ; OPO ; Lidar

Résumé : La spectrométrie d'absorption lidar constitue une solution éprouvée pour la détection à distance d'espèces chimiques gazeuses. Pour cette application, la troisième bande de transparence de l'atmosphère (bande III), entre 8 et 12 μm , est idéale car elle contient des raies d'absorptions caractéristiques de nombreuses espèces notamment les gaz de combat et les gaz industriels toxiques. Toutefois, la réalisation d'une source cohérente impulsionnelle très largement accordable dans toute la bande 8 – 12 μm avec un spectre étroit est un défi qui n'a été que partiellement relevé. Ce travail de thèse propose de démontrer comment réaliser une telle source bande III en s'appuyant sur des travaux antérieurs. L'oscillateur maître est un oscillateur paramétrique optique à cavités imbriquées (NesCOPO) avec un cristal d'OP-GaAs. Il est pompé

par un laser Tm:YAP de pompe à 2 μm déclenché activement, et rendu accordable en longueur d'onde grâce à un réseau de Bragg en volume à pas transversalement variable. Un important effort de conception et de simulation est fourni pour garantir le fonctionnement monomode longitudinal du laser de pompe tout en maintenant sa cadence, sa puissance crête et son accordabilité. Enfin, grâce à cette source et à un dispositif de mesure en longueur d'onde par SFG entre la pompe et le signal adapté pour la mesure entre 8 et 12 μm , nous montrons expérimentalement que l'accord de la longueur d'onde de sortie d'un NesCOPO en faisant varier celle du laser de pompe est plus large et plus rapide que celui obtenu en faisant varier la température du cristal non linéaire du NesCOPO.

Title: Wavelength-agile infrared parametric source for standoff detection of chemicals

Keywords: Tunable laser; VBG; Midwave and longwave infrared; Non-linear optics; OPO; Lidar

Abstract: Lidar absorption spectrometry is a powerful solution for remote gas detection. For this purpose, longwave infrared between 8 and 12 μm is ideal as it covers characteristic absorption bands of many gases including chemical warfare agents and toxic industrial chemicals. However, the challenge of a pulsed narrow-spectrum broadly tunable in the 8 to 12 μm range has only be partially solved. This thesis aims to demonstrate how to make such a laser source basing on previous works. The master oscillator is a nested cavity optical parametric oscillator (NesCOPO) with an OP-GaAs crystal. It is pumped with an actively Q-switched 2 μm Tm:YAP laser which

has been made wavelength tunable with a transversally chirped volume Bragg grating. Important design and simulation works are made to ensure single longitudinal mode operation of the pump laser while maintaining its repetition rate and peak power and wavelength tunability. Finally, with this laser and a wavelength measurement system using pump/signal SFG to perform measurements in the 8 to 12 μm range, we experimentally show that wavelength tunability of a NesCOPO is wider and faster through pump wavelength tuning than through NesCOPO non-linear crystal temperature tuning.