

# Nouveaux concepts de sources lasers et paramétriques pour lidar à absorption différentielle

**Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay**

École doctorale n° 572, Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat: Physique

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

Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS,

Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau, France.

Référent: : Institut d'Optique

**Thèse présentée et soutenue en visioconférence totale, le  
17/12/2020, par**

**Thomas HAMOUDI**

## Composition du jury:

**Fabien Bretenaker**

Directeur de recherche, Laboratoire Lumière, Matière et Interfaces

Président

**Patricia Segonds**

Professeure, Institut Néel

Rapporteur

**Eric Freysz**

Directeur de recherche, Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine

Rapporteur

**Cyril Drag**

Chargé de recherche (HDR), Laboratoire de Physique des Plasmas

Examinateur

**Patrick Georges**

Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry

Directeur de thèse

**Xavier Délen**

Maître de conférence, Laboratoire Charles Fabry

Invité

**Myriam Raybaut**

Ingénieure de recherche, ONERA

Invitée



---

*Notre issue finale seul l'avenir le dira,  
Dieu seul sait comment ça se finira ou négociera.  
Mystère et suspense*

Karim Haddouche

---



# Remerciements

Je souhaiterais remercier ici les nombreuses personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ma thèse. Tout d'abord remercier chacun des membres du jury d'avoir pris le temps de lire et juger mon travail. Merci à Eric Freysz et Patricia Segonds pour avoir accepté d'être mes rapporteurs. Merci également à Fabien Bretenaker et Cyril Drag. J'ai eu beaucoup de chance d'avoir été accueilli dans l'équipe Source Laser et Métrologie de l'Onera, à Palaiseau. J'ai eu l'honneur de travailler avec vous, dans un environnement très dynamique, envieux à la réussite et toujours dans la bonne ambiance bien entendu!! Merci à Antoine Godard pour tous ses conseils, à Jean-Michel Melkonian pour nos discussions scientifiques, à Myriam Raybaut et Jean-Baptiste Dherbecourt pour tous, et bien entendu Rosa Santagata. Vous avez tous, sans exceptions, étaient merveilleux avec moi, et c'est grâce à vous que le projet a pu aboutir. Merci également à Florence Baumgartner et Marie-Line Pacou pour tout (elles comprendront). Et bien sûr, tic et tac : Jean-Pierre Faleni et Philippe Nicolas.

L'unité SLM est dirigée par Alexandre Bresson qui est formidable en tant que chef d'unité et humainement! En pensant s'ennuyer, il continue de diriger l'équipe "atomes froids" composée entre autre de Yannick Bidel et Nassim Zahzam. Merci à vous trois! Je n'oublierai pas de remercier Brigitte Attal-Trétout, Johanna Barros, Cédric Blanchard, Alexis Bonnin, Christophe Brossard, Malo Cadoret, Nelly Dorval, Hélène Lelièvre, Michael Scherman et Gautier Vilmart.

Myriam, JB, je tiens à vous remercier tout particulièrement pour votre soutien et de m'avoir fait énormément progresser, surtout quand l'OPO n'était pas d'accord avec moi! C'était presque énervant (un tout petit peu) de vous voir manipuler en me laissant penser que c'était facile, alors que... Je remercie également les doctorants de l'Onera que j'ai pu côtoyer au quotidien, Maxime Dusquenoy, Julie Armougom, Erwan Cadiou, Rodwane Chtouki, Quentin Berthomé, Eslam, Lena avec qui j'ai passé des moments inoubliables.

Pour citer un génie de notre temps (mal compris malheureusement), "une bonne thèse doit se faire avec de bons co-thésards". Avec Guillaume Walter, mon co-bureau de la semaine et du weekend, Jeremy Oudin et Vincent "Carlo" Corbas, le groupe de pensée été opérationnel à temps plein. Guillaume, tu es ... unique! Jeremy Oudin m'a appris beaucoup. Par exemple, je ne savais pas qu'il était humainement possible de faire deux séances de sport intenses dans la même journée. Je suis peut être Iron Toto, mais je crois que tu es plus solide que moi. Enfin, Carlo. Ton humour m'a fait rêver pendant trois ans.

Comment ne pas repenser au belge dans un ascenseur avec un parachute quand on évoque ton nom ? Ah au fait, bienvenue à Bordeaux les deux bretons !!

Une bonne thèse ne se fait pas sans un bon directeur de thèse. Patrick, dire que tu es un bon directeur de thèse serait un euphémisme. Tu es toujours de bonne humeur, même quand je fais des bêtises (et dieu sait que j'en ai fait), à l'écoute et tu donnes des conseils en or. T'écouter raconter l'histoire des lasers et des anecdotes de ta carrière n'ont pas de prix. Merci d'être ce que tu es.

En suivant, je remercierai deux chercheurs qui m'ont beaucoup aidé durant ces trois : Marc et Fred. Marc, la force tranquille qui connaît mieux les fibres que je ne me connais moi même. Fred, l'espère des gros lasers qui rigole tout le temps et ça fait plaisir. Le duo féminin Gaëlle et Sylvie. Avant de vous remercier, je vous présente mes excuses pour les ennuies que je vous ai causés. Merci de m'avoir supporté. Et bien sûr, merci à Xavier pour son accompagnement. J'apprécie comment tu relativises pour me faire comprendre que c'est pas grave au final. Nos discussions me furent précieuses. Enfin, merci à toi François, pour tes remarques de fin de thèse.

Merci également aux Amplitudes Boys : Yoann Zaouter et Florent Guichard.

Je remercie également tous les autres doctorants du LCF, Gaëtan Jargot, Loïc Lavenu, Nour, Hussain (mon petit Hussein), Kévin, Philip, Michele (le businessman du café), Anahita, Alex Thaï et bien sur Tiphaine, a.k.a. Thithi ;).

J'aimerais rajouter les autres personnes du LCF qui m'ont accompagné : Aliénor, Maha, Jessica, Hector, Jean-René et son compère Patrick, Léonard, Caroline kulcsar, Mathieu Boffety J'ai sûrement oublié bons nombres de personnes, et je m'en excuse. Vous êtes tellement nombreux que c'est difficile de tous vous citer..

Je finirai en remerciement les personnes qui m'ont accompagné, notamment mes parents et mon grand-père. Vous m'avez donné de la force tous les jours.

Je n'oublie bien évidemment pas mes amis mon petit PH, Chems, Lacoste, Mouche, Trémou, Brodut, Cindy, Dorsaf, Jojo, Robin, Jojo (d'Argenteuil), sa femme Charlotte (ou Pauline je sais jamais), JC, Merguez, et bien d'autres...

Finalement, je te remercie toi Flavie, pour avoir été à mes côtés, m'avoir soutenu et donné envie de réussir. Même si tu ne t'en rends pas toujours compte, tu m'as été d'une aide précieuse. Tu as réussi à me redonner le sourire quand il le fallait et me motiver. Merci à toi.



## 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
ISL	intervalle spectral libre

### SOURCES LASERS

MOPA	<i>master oscillator power amplifier</i>
DFB	laser à rétroaction répartie
DLCE	diode laser à cavité étendue
Yb :YAG	grenat d'yttrium-aluminium dopé à l'ytterbium
DBS	diffusion Brillouin stimulée
ESA	émission spontanée amplifiée

### CRISTAUX NON LINÉAIRES

PPLN	niobate de lithium retourné périodiquement
PPKTP	titanyl phosphate de potassium retourné périodiquement

### ÉLÉMENTS OPTIQUES

WDM	multiplexage en longueur d'onde
MAO	modulateur acousto-optique
OSA	analyseur de spectre optique

### ESPÈCES CHIMIQUES

$CH_4$	méthane
$CO_2$	dioxyde de carbone
$H_2O$	vapeur d'eau
$C_2H_2$	acétylène
$O_3$	ozone
$N_2O$	protoxyde d'azote



---

$NH_3$  ammoniac

TYPE DE DÉTECTION

Lidar *light detection and ranging*  
Lidar DIAL lidar à absorption différentielle  
IP-DIAL lidar intégré colonne  
RR-DIAL lidar résolu spatialement

SYMBOLES

$\lambda_{ON}$  longueur d'onde émise absorbée  
 $\lambda_{OFF}$  longueur d'onde émise non absorbée  
 $\Delta k$  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

Liste des figures	22
Liste des tableaux	24
Introduction générale	25
<b>1 Outils et concepts</b>	<b>29</b>
1.1 Détection d'espèces chimiques par laser	31
1.1.1 Principe de fonctionnement du lidar à absorption différentielle (DIAL)	31
1.1.2 Spécification de la source émettrice	32
1.1.3 Les sources pour la détection DIAL d'espèces chimiques	34
1.1.4 Revue des différentes technologies pour la détection DIAL	35
1.2 Généralités sur les processus paramétriques du deuxième ordre	37
1.2.1 Rappel des équations de conversion paramétrique	37
1.2.2 Équations couplées	39
1.2.3 Différence de fréquences	40
1.2.4 Amplification paramétrique optique	41
1.3 Oscillateurs paramétriques optiques	42
1.3.1 Oscillateurs paramétriques optiques simplement et doublement résonnants	42
1.3.2 NesCOPO oscillateurs paramétriques optiques à cavités imbriquées	46
1.3.3 Quasi-accord de phase dans les milieux non-linéaires	50
1.4 Architecture proposée pour notre source émetteur pour lidar DIAL	51
1.4.1 Architecture lidar avec un accord en longueur d'onde par la longueur des cavités : état de l'art préliminaire à ma thèse au laboratoire	51
1.4.2 Architecture lidar avec un accord en longueur d'onde par la pompe en externe	53
1.4.3 Architecture lidar entièrement accordable par la pompe, émettant autour de $1,5 \mu m$	55
1.5 La configuration MOPA pour le laser de pompe de l'OPA	56
1.6 Conclusion	58

<b>2</b>	<b>Contrôle spectral d'un NesCOPO par accord en longueur d'onde la pompe</b>	<b>59</b>
2.1	Réalisation expérimentale du NesCOPO pompé par un laser à fibre . . . . .	61
2.1.1	Bande de gain paramétrique du cristal . . . . .	61
2.1.2	Dissociation des cavités pour une émission monomode . . . . .	62
2.2	Accord en fréquence du NesCOPO . . . . .	67
2.2.1	Accord en fréquence via la longueur des cavités . . . . .	67
2.2.2	Accord en fréquence via la fréquence de pompe . . . . .	69
2.3	Stabilisation fréquentielle du NesCOPO par accord de la longueur d'onde de la pompe . . . . .	74
2.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	74
2.3.2	Étude de l'asservissement dans le cas d'un NesCOPO à forte réflectivité à l'onde complémentaire . . . . .	74
2.3.3	Étude d'un NesCOPO de faible réflectivité à l'onde complémentaire : adaptation du programme d'asservissement . . . . .	81
2.3.4	Répartition de l'énergie de la pompe au signal et au complémentaire . . . . .	85
2.4	Conclusion . . . . .	88
<b>3</b>	<b>Développement d'une source laser à architecture hybride multi-milliJoule à 1030 nm, haute cadence et mono-fréquence</b>	<b>89</b>
3.1	Amplification à 1030 nm dans des fibres dopées Ytterbium . . . . .	92
3.1.1	Limitations des amplificateurs à fibres dopées monomodes . . . . .	92
3.1.2	Dimensionnement de l'amplificateur . . . . .	96
3.1.3	Amplification en simple passage . . . . .	101
3.1.4	Amplification avec double passage du signal et passage en régime impulsionnel . . . . .	102
3.1.5	Performances du deuxième étage d'amplification . . . . .	106
3.1.6	Conclusion sur l'amplification à fibre dopée . . . . .	112
3.2	Amplification à cristaux massifs d'Yb :YAG multi-étage . . . . .	114
3.2.1	Présentation de l'amplificateur . . . . .	114
3.2.2	Performances du 1er étage d'amplification . . . . .	115
3.2.3	Deuxième étage d'amplification . . . . .	117
3.3	Conclusion . . . . .	119
<b>4</b>	<b>Génération de signal rapidement accordable dans un amplificateur paramétrique optique - Application à la spectroscopie d'absorption</b>	<b>121</b>
4.1	Introduction . . . . .	123
4.2	Choix technologiques pour l'amplificateur paramétrique optique . . . . .	123
4.2.1	Objectifs et choix de compromis expérimentaux . . . . .	123
4.2.2	Choix du cristal non linéaire pour l'amplification paramétrique . . . . .	125
4.2.3	Adaptation de la longueur d'onde d'émission de l'OPO . . . . .	127
4.2.4	Optimisation de la puissance crête issue du NesCOPO . . . . .	128
4.3	Génération de l'onde signal dans le cristal non linéaire et caractérisation expérimentale . . . . .	131
4.3.1	Mise en évidence de l'amplification paramétrique . . . . .	131

4.3.2	Accordabilité en longueur d'onde du signal . . . . .	132
4.3.3	Conclusions relatives au pilotage de la longueur d'onde du signal de l'OPA par accord de la pompe . . . . .	135
4.4	Caractérisation des propriétés spectrales de la source - Application à la spectrométrie d'absorption dans une cellule d'acétylène . . . . .	136
4.4.1	Dispositif expérimental . . . . .	136
4.4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	138
4.5	Montée en énergie de l'onde signal . . . . .	142
4.6	Conclusion & Perspectives . . . . .	146
 <b>Conclusion générale &amp; perspectives</b>		<b>149</b>
 <b>A Effets thermiques dans la cavité de l'OPO</b>		<b>155</b>
A.1	Mise en évidence . . . . .	156
A.2	Calcul de la dilatation thermique du cristal dans le cas général . . . . .	158
 <b>B Mise en place d'un banc de caractérisation de dérive fréquentielle d'une diode DFB</b>		<b>165</b>
B.1	Introduction . . . . .	166
B.1.1	Mise en contexte . . . . .	166
B.1.2	Chirp thermique . . . . .	166
B.1.3	Chirp transitoire et chirp adiabatique . . . . .	167
B.2	Méthode de mesure . . . . .	167
B.2.1	Détection hétérodyne . . . . .	167
B.2.2	Détection auto-hétérodyne . . . . .	168
B.3	Analyse théorique . . . . .	169
B.4	Dispositif expérimental et premiers résultats . . . . .	170
B.5	Réduction de la dérive de fréquence . . . . .	173
B.5.1	Chauffage en pente douce et chauffage sous-seuil . . . . .	173
B.5.2	Résultats expérimentaux de réduction de dérive de fréquence . . . . .	175
B.6	Conclusion . . . . .	177
 <b>Bibliographie</b>		<b>181</b>
		<b>192</b>



# Table des figures

1	Évolution de la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère, au cours du dernier millénaire [1]. . . . .	25
1.1	Schéma de principe de l'absorption différentielle. Cette figure schématise l'absorption d'une raie en fonction de la longueur d'onde. . . . .	31
1.2	(Haut) : Schéma de principe du lidar à absorption différentielle. (Bas) : Exemple de signal détecté pour la mesure IP-DIAL et RR-DIAL. . . . .	32
1.3	Couverture spectrale de différentes sources lasers au-delà de $1 \mu m$ [2]. En gris, la transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. . . . .	35
1.4	Schéma de principe de la différence de fréquences qui génère la pulsation $\omega_c$ à partir de deux ondes aux pulsations $\omega_p$ et $\omega_c$ . . . . .	40
1.5	Schéma de principe d'un amplificateur paramétrique optique de l'onde complémentaire avec $A_p \gg A_c$ . . . . .	41
1.6	Schéma de principe d'un OPO simplement résonant pour l'onde signal. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire. . . . .	43
1.7	Schéma de principe d'un OPO doublement résonant à l'onde signal et complémentaire. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire. . . . .	44
1.8	Schéma de principe d'un OPO doublement résonnant avec double passage de la pompe dans le cristal non linéaire. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire. . . . .	45
1.9	a) Influence du coefficient de réflectivité $R_p$ sur le gain théorique en fonction du désaccord de phase $\delta k$ , 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, pour $R_p = 1$ . . . . .	46
1.10	Schéma de principe du NesCOPO en configuration double passage. La cavité complémentaire est composée des miroirs $M_1 - M_3$ et la cavité signal des miroirs $M_2 - M_3$ . . . . .	47
1.11	Illustration de la sélection de mode dans un NesCOPO en utilisant le diagramme de Giordmaine et Miller. 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 signifie intervalle spectral libre. . . . .	48

1.12	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). . . . .	49
1.13	Évolution de l'intensité de l'onde signal (ou complémentaire) lors de la propagation dans un cristal biréfringent. En rouge, le cristal est placé hors accord de phase et en bleu le cristal fonctionne en quasi-accord de phase, dans le référentiel du laboratoire. . . . .	51
1.14	Schéma de l'émetteur en configuration OPO/OPA pour une émission à $2,05 \mu m$ [3]. . . . .	52
1.15	Extraits de séquences de longueurs d'ondes émises par le NesCOPO pour le $CO_2$ (a), pour le $CO_2$ et l' $H_2O$ avec trois longueurs d'onde (b). . . . .	53
1.16	(Gauche) : Photographie d'un assemblage de NesCOPO par collage UV. (Droite) : schéma expérimental d'accord par la pompe à partir d'un laser pas ou peu accordable (b). Ici le décalage en longueur d'onde est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO) modulé de manière synchrone avec le laser de pompe (cadence 30 Hz dans cette expérience) de sorte que la longueur de pompe apparente vue par l'OPO soit décalée d'un tir à l'autre. OI : Isolateur Optique, $L_1$ et $L_2$ : lentilles de focalisation. La longueur d'onde est enregistrée à l'aide d'un mesureur de longueur d'onde High Finesse. . . . .	54
1.17	(Gauche) Basculement entre deux longueurs d'onde émises par l'OPO espacées d'un ISL par décalage de la longueur d'onde de pompe de 158 MHz à une cadence de 30 Hz synchrone avec les impulsions laser de pompe. (Gauche) : visualisation sur 1 min. (Droite) : zoom sur quelques sauts successifs. . . . .	55
1.18	Représentation de la source proposée au cours de cette thèse. . . . .	56
2.1	Dispositif expérimental. OSA : Optical Spectrum Analyser. . . . .	61
2.2	Bande de gain pour différentes positions du faisceau dans le cristal. . . . .	62
2.3	(Haut) : Intégrale de recouvrement normalisée au recouvrement maximal entre les modes signal et leur mode complémentaire le plus proche en fonction du paramètre de dissociation et du nombre de modes signal. (Bas) : valeur de l'intégrale de recouvrement 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 oscillent pour un taux de pompage de 1,5. Zone (1) : émission d'un cluster de modes, zone (2) : fonctionnement monomode stable et zone (3) : fonctionnement multimode comprenant plusieurs coïncidences exactes et zone (4) : fonctionnement multimode instable. . . . .	64
2.4	Balayage de la bande de gain par modulation de la cale piezoelectrique du miroir de l'onde complémentaire dans le cas d'une dissociation des cavités trop grande de 6,6% (a), et une dissociation des cavités intermédiaire de 3% (b). . . . .	65



2.5	Photographie du NesCOPO a); vue éclatée de la mécanique b).	66
2.6	Profil temporel de l'impulsion pompe en entrée d'OPO (rouge), pompe dépeuplée (bleue) et de l'onde complémentaire (vert).	66
2.7	Dispositif expérimental pour l'accord en fréquence de l'OPO.	67
2.8	Représentation du phénomène d'accord en longueur d'onde du NesCOPO par déplacement du miroir $M_1$ .	68
2.9	Évolution de la fréquence relative du signal issu de l'OPO (points verts) lorsqu'une modulation sinusoïdale est appliquée à la cale PZT du miroir $M_1$ (ligne bordeaux) en fonction du temps.	69
2.10	Exemple de consigne envoyée au modulateur acousto-optique (vert) et l'impulsion amplifiée résultante (bleue) [4].	70
2.11	Variation de la fréquence du laser de pompe en température (noir) et en courant (bleu), en fonction de la tension appliquée sur les entrées correspondantes.	70
2.12	Mesure de l'amplitude de modulation de fréquence du laser en fonction de la fréquence de modulation.	71
2.13	Évolution de la fréquence de l'onde signal issue de l'OPO (points verts) lorsqu'une modulation en triangle est appliquée à la fréquence du laser de pompe (ligne bleue). Les miroirs de l'OPO ne sont soumis à aucune variation.	72
2.14	Dispositif expérimental pour le développement du programme d'asservissement.	74
2.15	Énergie de l'onde complémentaire issue du NesCOPO de haute réflectivité ( $R_c = 0,98$ ) en fonction de l'énergie de pompe.	75
2.16	Description des trois phases d'évolution et fréquence de l'onde signal (gauche). Évolution de la fréquence de pompe correspondante (droite).	76
2.17	Représentation du recouvrement des modes signal et complémentaire dans le cas d'une coïncidence partielle. Les axes signal et complémentaire sont opposés [5].	77
2.18	Variation du recouvrement entre les modes signal et complémentaire au cours du balayage.	77
2.19	Mise en évidence de l'erreur de mesure de la longueur d'onde lorsque deux modes coexistent. Le cercle rouge est la mesure de la moyenne de deux modes adjacents.	78
2.20	Schéma de principe du programme d'asservissement.	78
2.21	Balayage de la bande de gain du NesCOPO par modulation de la fréquence de pompe (noire). Les points verts représentent la fréquence de l'onde signal pendant le balayage. Les lignes bleues représentent la puissance des modes en sortie du NesCOPO. Mesures effectuées avec un miroir $M_1$ de réflectivité de 0,98.	79
2.22	Fréquences des ondes pompe (bleue) et du signal (vert) pendant l'asservissement, en présence d'une contrainte déterministe (modulation miroir $M_1$ ).	80
2.23	Fréquences des ondes signal (vert) et pompe (bleue) pendant l'asservissement complet sur une longue période pour une cavité à forte réflectivité pour l'onde complémentaire.	81

2.24	Énergie de l'onde complémentaire du NesCOPO en fonction de l'énergie de pompe pour une réflectivité du miroir $M_1$ de 0,8 . . . . .	82
2.25	Puissance des modes du NesCOPO lors du balayage de la bande de gain pour deux valeurs de réflectivité du miroir $M_1$ . La courbe bleue correspond à une réflectivité du miroir $M_1$ de 0,98 et 0,8 pour la violette. . . . .	82
2.26	Évolution de la fréquence de l'onde complémentaire pendant toute la phase d'asservissement (haut). La première phase étant la recherche du mode cible, la deuxième étant la stabilisation du mode. Évolution de la puissance de l'onde complémentaire mesurée par le lambdamètre (bas). . . . .	83
2.27	Fréquence des ondes signal (vert) et complémentaire (bordeaux) lors de l'asservissement. . . . .	84
2.28	Mise en évidence sur l'onde signal de la perte du mode cible. Le programme réussit à le retrouver pendant cette acquisition. Les cercles rouges mettent en évidence le balayage du signal suite à la perte de mode. . . . .	85
2.29	Zoom des deux premières minutes de la figure 2.27. . . . .	86
3.1	Représentation de l'architecture globale de la source. . . . .	92
3.2	Représentation du processus d'émission spontanée amplifiée. . . . .	93
3.3	Représentation de l'amplificateur fibré en régime d'injection continu. Le signal et la pompe sont injectés, grâce à un WDM (Wavelength Division Multi plexing), en configuration co-propageantes. Le formatage temporel des impulsions est assuré par un modulateur-acousto-optique (ou MAO pour Modulateur acousto-optique). Les positions possibles du MAO sont représentées par les carrés numérotés. 1 : MAO en amont de la fibre dopée ; 2 : après la fibre dopée. . . . .	97
3.4	Amplification d'un signal d'injection de 5 mW, dans une fibre dopée Ytterbium monomode, pompée avec par une diode de 700 mW, en fonction de la longueur de la fibre. La ligne bleue représente l'évolution théorique de la puissance continue du signal parcourant la fibre dopée. La ligne rouge est l'évolution de la puissance continue de la pompe le long de la fibre. Les carrés bleus représentent les résultats expérimentaux. . . . .	98
3.5	Puissance d'ESA intégrée sur le spectre pour différentes puissances moyennes d'injection : 400, 250 et 150 $\mu$ W (a), 8 et 4 $\mu$ W, en fonction de la puissance continue de pompe, pour une fibre de 1,3 m de long. . . . .	99
3.6	Bilan des gains et des pertes dans une chaîne d'amplification à trois étages. . . . .	99
3.7	Bilan des gains et des pertes dans une chaîne d'amplification à deux étages. Le premier étage, en double passage, assurera le passage en régime impulsionnel et l'amplification pour atteindre une puissance moyenne de l'ordre d'une centaine de microwatt. . . . .	100
3.8	Puissance continue signal (gauche) et gain (droite) en sortie de fibre amplificatrice de 1,3 m de long, pour différentes puissances continues d'injection en fonction de la puissance de pompe. . . . .	101
3.9	Évolution du gain dans l'amplificateur en fonction de la puissance continue signal incidente, pour une puissance de pompe de 700 mW et une fibre de 1,3 m de long. . . . .	102

3.10	Schéma de l'amplificateur fibré en configuration double passage pour la génération des impulsions. Le signal est renvoyé dans la fibre dopée à l'aide d'un rétro-rélecteur (noté M sur le schéma).	102
3.11	Énergie est puissance crête du signal en sortie du double passage en fonction de la puissance continue de pompe pour plusieurs puissances d'injection continues.	103
3.12	Impulsion en sortie du MAO (noire), et impulsion en sortie du circulateur (bleue).	104
3.13	Mesure de la puissance d'ESA <sup>-</sup> en sortie du circulateur en fonction de la puissance de pompe, pour plusieurs puissances continues d'injection.	104
3.14	Représentation du filtrage temporelle de l'ESA par l'ajout d'un MAO. Les impulsions signal (en vert) sont superposées au fond continu d'ESA (en bleu). Les rectangles rouges représentent l'ouverture temporelle du MAO. a) : puissance temporelle en sortie du circulateur ; b) : puissance temporelle après filtrage temporel par le MAO.	105
3.15	Représentation de l'amplificateur à fibre comprenant le premier et le deuxième étage.	107
3.16	Représentation du dispositif expérimental de mesure de la DBS.	107
3.17	Énergie maximale du signal (bleue) et puissance de pompe résiduelle (bordeaux) en fonction de la longueur de la fibre dopée.	108
3.18	Puissance Brillouin mesurée à l'oscilloscope (noire) et la puissance de pompe maximale (en bordeaux) en fonction de la longueur de la fibre. La courbe verte représente l'évolution du rapport entre la puissance Brillouin et la puissance du signal en sortie de fibre.	109
3.19	Puissance Brillouin mesurée à l'oscilloscope (haut) et énergie du signal mesurée en sortie de fibre (bas) en fonction de la puissance de pompe, pour différentes longueurs de fibre dopée. Pour les deux graphiques, carrés bleus : 1,06 m ; triangle supérieurs verts : 1 m ; cercles noirs : 0,96 m ; triangles inférieurs violets : 0,94 m.	110
3.20	Mesure de la caustique et profil spatial du faisceau signal à 2 $\mu J$ pour deux directions orthogonales.	111
3.21	Impulsion amplifiée en entrée du deuxième étage (noire) et en sortie de cet étage (bleue).	112
3.22	Spectre en sortie de l'amplificateur à fibre.	112
3.23	Photo du deuxième étage de l'amplificateur à fibre en fonctionnement.	113
3.24	Schéma de l'amplificateur à cristal Yb :YAG en simple passage (haut) et en double passage (bas). Le faisceau signal est représenté en vert, celui de la pompe ne rouge. MD : Miroir dichroïque, LC : Lentille de collimation, M : Miroir.	115
3.25	Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie du signal en fonction de la puissance de pompe en configuration simple passage.	116
3.26	Évolution de la puissance moyenne du signal et de l'énergie du signal (gauche), et du gain (droite) en fonction de la puissance de pompe en configuration double passage. Profil du faisceau à pleine puissance en sortie d'amplification en configuration double passage.	116

3.27	Photographie de l'amplificateur en configuration double passage en fonctionnement. . . . .	117
3.28	Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie du signal dans les configurations simple (gauche) et double passage (droite) en fonction de la puissance de pompe. . . . .	118
3.29	(Gauche) : Mesure de la caustique et du profil spatial du faisceau signal à pleine puissance en sortie d'amplification en double passage. (Droite) : Impulsions amplifiées en entrée d'étage 1 (noire), en sortie d'étage 1 (bleue) et en sortie d'étage 2 (rouge). . . . .	119
4.1	Montage expérimental d'amplification paramétrique. . . . .	124
4.2	Cristaux de PPLN multi-pistes. Crédit : Coversion. . . . .	126
4.3	Calcul des couples de longueurs d'onde émis en fonction de la période du réseau du PPLN en accord de phase de type 0, pour une longueur d'onde de pompe de 1030 nm et une température de 90°C, obtenues avec SNLO [6].	127
4.4	Décalage du centre de la bande de gain de l'OPO en fonction de la température. . . . .	128
4.5	Rendements théoriques pour le NesCOPO avec un cristal de 4 mm et un couple de longueur d'onde $(\lambda_p, \lambda_s, \lambda_c) = (1,064 \mu m ; 1,570 \mu m ; 3,300 \mu m)$ pour différentes durées d'impulsions de l'onde pompe. . . . .	130
4.6	Impulsion complémentaire en sortie du cristal de l'amplificateur paramétrique. L'énergie de l'onde complémentaire incidente est de 30 nJ, celle de la pompe de 100 $\mu J$ . Le piedestal de 150 ns correspond à l'impulsion complémentaire issue de l'OPO et le pic court à l'amplification paramétrique à faible puissance de pompe. . . . .	132
4.7	Longueur d'onde du signal issue de l'OPA en fonction de la longueur d'onde de pompe de l'OPA. . . . .	133
4.8	Amplitude de modulation de la longueur d'onde du laser NKT en fonction de la fréquence de modulation. Crédit : NKT Photonics. . . . .	134
4.9	Modulation de la longueur d'onde de l'onde signal en sortie d'OPA, en fonction du temps, pour différentes fréquence de modulation. a) : 0,5 Hz ; b) : 1 Hz ; c) : 5 Hz ; d) : 10 Hz. . . . .	135
4.10	Modulation de la longueur d'onde de l'onde signal issue de l'OPA en fonction du temps, pour différentes valeurs du paramètres "Amplitude". a) : 100% ; b) : 75% ; c) : 50% ; d) : 25% ; e) : 10% ; f) : 5%. . . . .	136
4.11	Spectre d'absorption de l'acétylène entre 1517 nm et 1522 nm, pour 3 cm, 100% et 200 Torr, calculé à partir de la base de données HITRAN [7]. . . . .	137
4.12	Montage expérimental de spectroscopie d'absorption. . . . .	137
4.13	Impulsion référence (noire) et impulsion traversant la cellule d'acétylène (bleue), moyennées sur 126 tirs. . . . .	138
4.14	Résultat de spectroscopie d'absorption de l'acétylène (bleu). La courbe noire est tiré de la base de donnée HITRAN [7]. . . . .	139

4.15	Représentation de l'accordabilité rapide en longueur d'onde et de l'alternance entre chaque tirs. La courbe verte représente les impulsions signal, et la courbe rouge la modulation de longueur d'onde. La première impulsion a une longueur d'onde ON, la deuxième une longueur d'onde OFF... . . . .	140
4.16	Trace d'oscilloscope de la spectroscopie avec accord rapide de la longueur d'onde du signal. La trace cyan est la voie de référence, la trace rose est la voie d'absorption. Insert : Mise en évidence de la raie d'absorption visée. <b>Accord large 1 GHz.</b> . . . . .	141
4.17	Trace d'oscilloscope de la spectroscopie avec accord rapide de la longueur d'onde du signal. La trace cyan est la voie de référence, la trace rose est la voie d'absorption. <b>Accord fin 500 MHz.</b> . . . . .	141
4.18	Acceptance en température des cristaux C1 et C2 (voir figure 4.1). . . . .	142
4.19	Énergie du signal en sortie d'OPA en fonction de l'énergie de la pompe, sans filtrage du complémentaire (noire) et avec filtrage du complémentaire (rouge). Paramètres de la simulation : $L = 34 + 25 + 12$ ; $w_p = 400 \mu m$ ; $w_c = 400 \mu m$ ; $E_p = 0 \rightarrow 1 mJ$ ; $E_c = 33 nJ$ ; $d_{eff} = 11 pm/V$ . . . . .	143
4.20	(Gauche) : Impulsion de pompe incidente (bleue), impulsion pompe dépeuplée (rouge) et impulsion signal (verte). (Droite) : Taux de conversion de l'onde pompe vers l'onde signal en fonction du temps. . . . .	144
4.21	Spectre d'absorption du $CO_2$ (haut) et $CH_4$ (bas) en fonction de la longueur d'onde, issue de HITRAN [7], avec $P = 1 atm$ et $T = 20^\circ C$ . . . . .	147
4.22	Proposition d'architecture d'amplificateur à fibre à doubles diodes d'injection. Par soucis de simplicité, les diodes de pompe des fibres dopées Yb ne sont pas représentées. . . . .	152
4.23	Spectre d'absorption de $O_3$ , $N_2O$ et $NH_3$ . . . . .	153
A.1	Déplacement du miroir $M_1$ (en noire), fréquence de l'onde signal (en vert) et la puissance des modes lues par le lambdamètre (en bleu). Mesures effectuées avec un miroir $M_1$ de réflectivité de 0,98. . . . .	157
A.2	Déplacement du miroir $M_1$ (en noire), fréquence de l'onde signal (en vert) et la puissance des modes lues par le lambdamètre (en bleu). Mesures effectuées avec un miroir $M_1$ de réflectivité de 0,8. . . . .	158
A.3	Évolution de la finesse d'une cavité en fonction de la réflectivité d'un miroir, celle du second miroir étant égale à 1. Les carrées représentent les deux finesses étudiées. . . . .	159
A.4	Fonction d'Airy d'une cavité Fabry-Perot, pour différentes finesses. . . . .	159
A.5	Représentation de l'élévation en température du cristal au passage d'un faisceau en symétrie cylindrique. La constante $r$ est le rayon du faisceau, $R$ et le rayon du cristal. . . . .	162
B.1	Schéma de principe de l'accord en fréquence d'une diode DFB impulsional en l'associant à un MAO. . . . .	166
B.2	Représentation du banc de caractérisation de dérive fréquentielle de diode DFB hétérodyne. . . . .	168
B.3	Représentation du banc de caractérisation de dérive fréquentielle d'une diode DFB par détection auto-hétérodyne. . . . .	168

---

B.4	Signal de battement obtenu avec une fibre retardatrice de 2 m et des impulsions de 100 ns. . . . .	169
B.5	Dérive de fréquence de la diode laser pendant 100 ns après l'application du courant d'alimentation et pour différentes amplitudes. . . . .	171
B.6	Mesure de la fréquence cumulée de la diode DFB pendant une impulsion de 3 $\mu$ s pour différentes valeurs de courant crête. . . . .	172
B.7	Mise en évidence du jitter en fréquence instantanée sur plusieurs tirs en fonction du temps. . . . .	173
B.8	Différents type de courant appliqués à la diode laser (haut), puissance optique du laser (milieu), chirp correspondant aux différentes techniques (bas). Figure issue de la thèse de Gaël Simon [8]. . . . .	174
B.9	Mesures de la dérive de fréquence pour une série d'impulsions de courant présentant le même fond continu (70 mA) et deux intensités crêtes différentes (95 mA et 90 mA). . . . .	175
B.10	Mise en évidence du jitter en fréquence instantanée sur plusieurs tirs en fonction du temps, présentant le même fond continu (70 mA) et deux intensités crêtes différentes (95 mA et 90 mA). . . . .	176

# Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des spécifications de la source émettrice. . . . .	34
1.2	Récapitulatif des technologies utilisées pour des campagnes de mesures DIAL dans la littérature. Le code couleur reprend celui de la figure 1.3. DLCE : <i>Diode Laser à Cavité Étendue</i> . OPO : <i>Oscillateur Paramétrique Optique</i> . OPA : <i>Amplificateur Paramétrique Optique</i> . . . . .	36
1.3	Processus physiques mis en jeu lors du mélange à trois ondes . . . . .	38
1.4	Tableau récapitulatif des spécifications du laser d'injection Koheras Basik. CW : Continuous Wave. Crédit : NKT Photonics . . . . .	57
3.1	Cahier des charges technique du laser. . . . .	91
3.2	Puissances crêtes estimées au seuil Brillouin pour une largeur de spectre inférieure à 1 MHz et pour une fibre amplificatrice de 2 mètres de long, avec un gain compris entre 20 dB et 30 dB. . . . .	95
3.3	Tableau récapitulatif des performances du premier étage d'amplification à fibre. $P_c$ : puissance crête. . . . .	106
4.1	Tableau comparatif entre le PPKTP et le PPLN. . . . .	126
4.2	Tableau récapitulatif des calculs de puissance crêtes de l'onde complémentaire de l'OPO, pour différentes durées d'impulsions. $\tau$ : durée d'impulsions, $PRF$ : cadence du laser de pompe, $E_p$ énergie maximale du laser de pompe, $E_{th,OPO}$ : énergie seuil de l'OPO expérimental, $P_c$ : puissance crête de l'onde complémentaire de l'OPO. Le seuil d'oscillation est calculé à partir de l'équation 1.30 du chapitre 1 avec $(R_s; R_c) = (0,93; 0,8)$ . . . . .	131
4.3	Résumé de l'accord en longueur d'onde de l'onde signal de l'OPA, et utilité pour des applications lidar DIAL. . . . .	146
4.4	Tableau récapitulatif de la longueur d'onde du signal, du pas du réseau et de la température du cristal d'OPA, pour obtenir une longueur d'onde complémentaire, avec un pompage à 1 $\mu m$ . $\lambda_c^{OPA}$ : longueur d'onde complémentaire en sortie d'OPA, $\lambda_s^{OPO}$ : longueur d'onde signal en sortie d'OPO, $\Lambda$ : pas du réseau, $T$ : température du cristal. . . . .	153
A.1	Tableau résumant les constantes physiques du problèmes utilisées pendant les calculs. Pour rappel, $L_c$ est la longueur du cristal ; $r_0$ la demi épaisseur du cristal ; $K_c$ la conductivité thermique du cristal ; $\beta$ le coefficient de dilatation thermique du cristal ; $dn/dT$ la variation d'indice de réfraction par unité de température. . . . .	163

- A.2 Tableau résumant les résultats des calculs thermiques.  $\mathcal{F}$  est la finesse de la cavité du complémentaire;  $\Delta l$  la sensibilité fréquentielle du NesCOPO;  $\alpha$  le coefficient d'absorption;  $P_{out}$  la puissance de sortie des ondes;  $P_{ca}$  la puissance intracavité des ondes;  $P_{abs}$  la puissance absorbée par le cristal;  $\Delta T$  l'élévation de température calculée avec l'équation A.10;  $\Delta L_{phys}$  la dilatation physique du cristal;  $\Delta L_{opt}$  la dilatation optique du cristal. . . . 163



# Introduction générale

Le réchauffement climatique est, depuis plusieurs dizaines d'années maintenant, un enjeu majeur pour nos sociétés. Ce phénomène est directement lié à l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère terrestre, notamment du dioxyde de carbone et du méthane produits de l'activité anthropique et de la vapeur d'eau. La figure 1 présente l'évolution de la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère au cours du dernier millénaire en lien avec l'évolution des activités industrielles. Cette courbe a été réalisée en analysant des bulles de gaz contenues dans des carottes de glace au Pôle Sud et au Groënland [1].

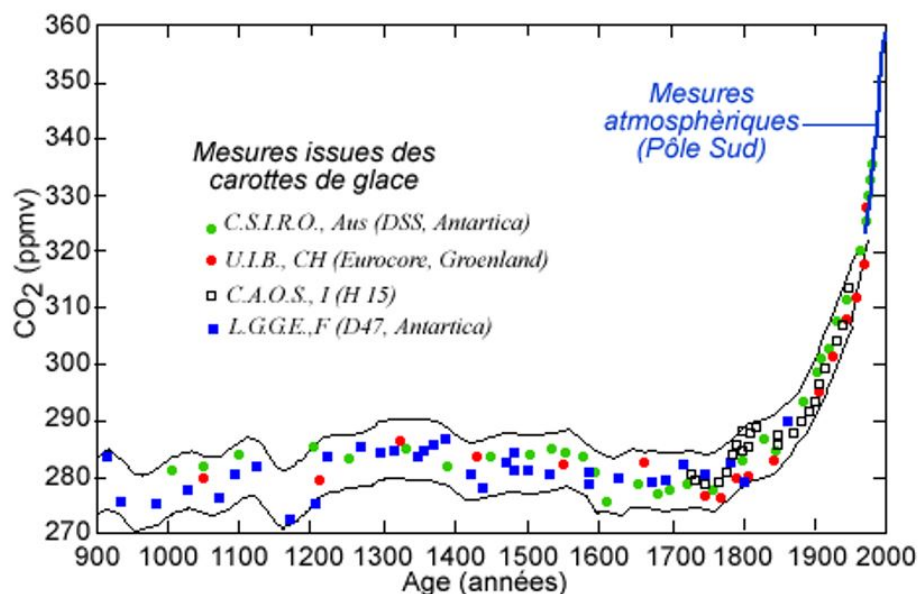


FIGURE 1 – Évolution de la concentration de dioxyde de carbone dans l'atmosphère, au cours du dernier millénaire [1].

Au cours des dernières dizaines d'années, de nombreux systèmes de détection de spectrométrie infrarouge par laser ont montré leur potentiel pour l'étude de polluants, des gaz à effets de serre ou des gaz de combat [9–13]. De plus, la technologie des lidars, pour *Light Detection And Ranging* offre la possibilité d'effectuer des mesures résolues spatialement. De ce fait, l'unité *Source Laser et Métrologie* du département *DPHY* de l'ONERA développe depuis plusieurs années des lidars à absorption différentielle (DIAL). Ces systèmes ont des applications très variées telles que la détection du  $CO_2$  et la vapeur d'eau depuis

l'espace [3] ou encore la détection d'agents chimiques dangereux [14].

La gamme spectrale 1,4 - 1,7  $\mu\text{m}$  est particulièrement intéressante car elle contient des bandes de vibrations intenses et caractéristiques du dioxyde de carbone, de la vapeur d'eau et du méthane.

Dans le cadre de cette thèse, nous proposons d'explorer une gamme de paramètres originaux pour répondre aux exigences de détection à distances d'espèces chimiques. La source doit : i) être rapidement et finement accordable en longueur d'onde ; ii) être fine spectralement ; iii) produire une forte énergie pour accéder à des mesures à longues distances.

Pour remplir ce cahier des charges, nous explorerons de nouvelles méthodes d'accordabilité et de stabilisation en longueur d'onde d'une source paramétrique. En utilisant le savoir-faire de l'ONERA pour le développement de sources paramétriques largement accordables et fines spectralement, nous proposons d'étudier un accord en longueur d'onde d'une source paramétrique par le laser de pompe, afin d'augmenter sa robustesse et sa simplicité de pilotage en longueur d'onde. Cette source permet, entre autre, de pouvoir être très largement accordable et donc de pouvoir sélectionner diverses espèces chimiques à détecter. Pour ce faire, un important travail de développement d'une source laser de pompe innovante consistera à tirer profit d'architectures hybride fibre/cristal, développées au sein du groupe *LASERS* du *Laboratoire Charles Fabry*.

Le manuscrit s'articulera autour de quatre chapitres. Le chapitre 1 sera consacré à des rappels théoriques nécessaires à ce travail de thèse. Nous rappellerons le principe de détection par absorption différentielle. Une étude bibliographique permettra de mettre en avant l'intérêt des sources paramétriques pour cette application. Ensuite, nous discuterons des concepts d'optique non linéaire et justifierons nos choix technologiques. Cette source sera basée sur un oscillateur paramétrique optique pompé et piloté en longueur d'onde par un laser à fibre. Afin de générer des énergies élevées, elle sera amplifiée par amplification paramétrique qui sera pompé par un laser spécifiquement développé. Suite à cela, nous présenterons l'architecture globale de la source émettrice lidar. Pour finir, nous présenterons l'architecture du laser de pompe. Nous présenterons les avantages d'une architecture hybride fibre/cristal.

Dans le chapitre 2, nous présenterons plus en détail la source paramétrique, de type NesCOPO, pompé par un laser à fibre. Nous mettrons en évidence les différents paramètres pour obtenir une émission monofréquence. Suite à cela, nous démontrerons l'accord en longueur d'onde du NesCOPO par l'intermédiaire de la longueur d'onde du laser de pompe. Nous détaillerons la stabilisation de la longueur d'onde d'émission du NesCOPO par contrôle de la longueur d'onde du laser de pompe.

Le chapitre 3 sera consacré au développement du laser de pompe. Nous commencerons par exposer les différentes limitations des amplificateurs à fibres : l'émission spontanée amplifiée et la diffusion Brillouin stimulée. Suite à cela, nous passerons à une étape de dimensionnement, afin de générer des impulsions à partir d'un rayonnement continu. Puis nous présenterons les premiers résultats expérimentaux d'amplification en simple passage. Nous mettrons ensuite un accent sur l'originalité d'un amplificateur en configuration double passage entièrement fibré et le passage du régime continu au régime impulsionnel.

---

Nous étudierons ensuite la réduction de la diffusion Brillouin stimulée par optimisation de la longueur de la fibre dopée. Après avoir présenté les caractéristiques du faisceau amplifié par fibre, nous finirons par présenter les étages d'amplification à base de cristaux massifs, permettant d'augmenter l'énergie des impulsions.

Dans le chapitre 4, nous utiliserons les résultats obtenus lors des deux chapitres précédents, pour développer la dernière brique de la source émettrice lidar : l'étage d'amplification paramétrique optique. Nous commencerons, dans un premier temps, par caractériser les accords lents et rapides en longueur d'onde de l'onde générée dans les cristaux non linéaires. Suite à cela, nous présenterons la montée en énergie de cette onde par l'association de plusieurs cristaux non linéaires. Enfin, afin de valider le concept de source pour de futures applications DIAL, nous utiliserons le système complet pour effectuer deux expériences de spectrométrie, sur une cellule d'acétylène : la première par un accord en longueur d'onde lent, et la deuxième par accord rapide afin de démontrer le potentiel du système pour de futures détections DIAL.



# Chapitre 1

## Outils et concepts

### Objectifs

---

L'objectif de ce chapitre est de proposer une architecture de source optique originale, bien adaptée à la détection d'espèces chimiques à distance. Dans un premier temps, nous allons présenter les différents types de sources pouvant être utilisées pour la détection d'espèces chimiques à distance dans le proche infrarouge. Dans un second temps, nous détaillerons le principe de fonctionnement des lidars à absorption différentielle. Puis, nous établirons les spécifications lasers requises pour la détection à distance d'espèces chimiques pour nos gammes spectrales, et mettrons en avant l'intérêt des sources paramétriques dans ce domaine. Ensuite, nous rappellerons quelques notions théoriques d'optique non-linéaire. Enfin, nous présenterons l'architecture de la source laser que nous avons choisie de développer qui permet la génération d'un signal autour de  $1,5\ \mu\text{m}$  accordable en longueur d'onde par la pompe.

---

**Sommaire**


---

<b>1.1</b>	<b>Détection d'espèces chimiques par laser</b> . . . . .	<b>31</b>
1.1.1	Principe de fonctionnement du lidar à absorption différentielle (DIAL) . . . . .	31
1.1.2	Spécification de la source émettrice . . . . .	32
1.1.2.1	Récapitulatif . . . . .	34
1.1.3	Les sources pour la détection DIAL d'espèces chimiques . . . . .	34
1.1.4	Revue des différentes technologies pour la détection DIAL . . . . .	35
<b>1.2</b>	<b>Généralités sur les processus paramétriques du deuxième ordre</b> <b>37</b>	
1.2.1	Rappel des équations de conversion paramétrique . . . . .	37
1.2.2	Équations couplées . . . . .	39
1.2.3	Différence de fréquences . . . . .	40
1.2.4	Amplification paramétrique optique . . . . .	41
<b>1.3</b>	<b>Oscillateurs paramétriques optiques</b> . . . . .	<b>42</b>
1.3.1	Oscillateurs paramétriques optiques simplement et doublement résonnants . . . . .	42
1.3.1.1	Effets liés au retour de pompe . . . . .	45
1.3.2	NesCOPO oscillateurs paramétriques optiques à cavités imbriquées	46
1.3.3	Quasi-accord de phase dans les milieux non-linéaires . . . . .	50
<b>1.4</b>	<b>Architecture proposée pour notre source émetteur pour lidar DIAL</b> . . . . .	<b>51</b>
1.4.1	Architecture lidar avec un accord en longueur d'onde par la longueur des cavités : état de l'art préliminaire à ma thèse au laboratoire . . . . .	51
1.4.2	Architecture lidar avec un accord en longueur d'onde par la pompe en externe . . . . .	53
1.4.3	Architecture lidar entièrement accordable par la pompe, émettant autour de $1,5 \mu m$ . . . . .	55
<b>1.5</b>	<b>La configuration MOPA pour le laser de pompe de l'OPA</b> . .	<b>56</b>
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>58</b>

---

## 1.1 Détection d'espèces chimiques par laser

### 1.1.1 Principe de fonctionnement du lidar à absorption différentielle (DIAL)

Lorsqu'un faisceau laser monochromatique est absorbé par un milieu gazeux homogène d'épaisseur  $L$ , la puissance du faisceau décroît suivant la loi de Beer-Lambert [15] :

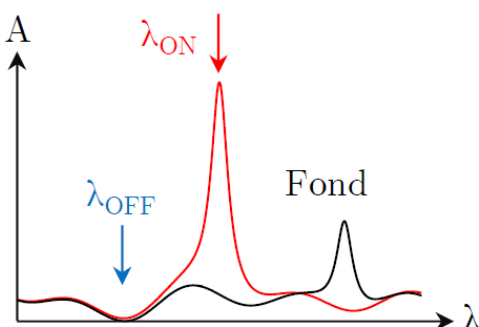
$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda, L)}{I_0} = e^{-(\sigma(\lambda)C + \gamma(\lambda))L} \quad (1.1)$$


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de l'absorption différentielle. Cette figure schématise l'absorption d'une raie en fonction de la longueur d'onde.

où  $T$  est la transmission,  $\sigma$  la section efficace d'absorption,  $C$  la concentration,  $L$  la longueur de propagation et  $\gamma$  un facteur d'atténuation dépendant d'autres phénomènes physiques. La mesure différentielle consiste à émettre deux longueurs d'onde : une longueur d'onde dite «ON», absorbée par l'espèce mesurée et une longueur d'onde dite «OFF», pas ou peu absorbée, comme représenté dans la figure 1.1. En connaissant les sections efficaces d'absorption aux longueurs d'onde ON et OFF, il est possible de remonter à la concentration moyenne du gaz sur la distance  $L$  en appliquant la formule suivante :

$$C = \frac{1}{L} \frac{1}{\sigma(\lambda_{ON}) - \sigma(\lambda_{OFF})} \ln \left( \frac{T_{OFF}}{T_{ON}} \right) \quad (1.2)$$

Cette équation est valable en supposant que le coefficient  $\gamma$  et que les paramètres optiques de la source (divergence, transmission des optiques) soient égaux pour les deux longueurs d'onde.

La figure 1.2 présente le schéma de principe d'un lidar à absorption différentielle (haut) et un exemple de signal mesuré (bas), dans le cas d'une détection directe du flux. Un faisceau laser est envoyé vers le nuage à sonder. Puis le faisceau est rétro-diffusé et collecté par un télescope avant d'être focalisé sur un photodétecteur mono-élément. Le lidar est dit résolu spatialement (RR-DIAL pour Range-Resolved Differential Absorption Lidar) lorsque le signal est rétro-diffusé par différentes entités : les aérosols atmosphériques via la diffusion de Mie ou la diffusion Rayleigh sur les molécules, négligeable dans l'infrarouge. Il est ainsi possible de collecter du flux provenant de toutes les distances sur la ligne de visée de la

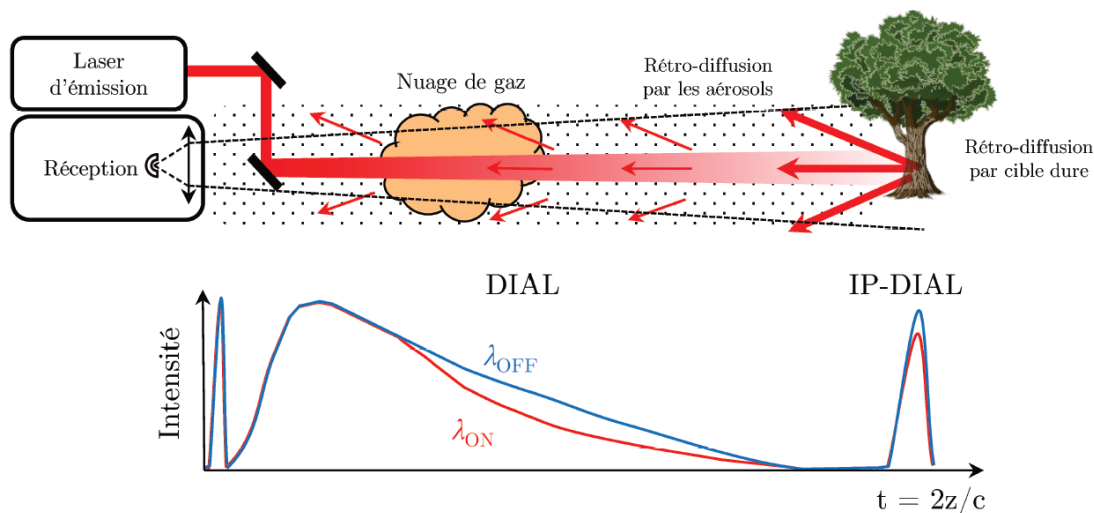


FIGURE 1.2 – (Haut) : Schéma de principe du lidar à absorption différentielle. (Bas) : Exemple de signal détecté pour la mesure IP-DIAL et RR-DIAL.

façon simplifiée suivante :

$$P(z, \lambda) = \frac{P_0}{z^2} 2\pi A \beta(\lambda) T(\lambda) \Delta z \quad (1.3)$$

où  $P_0$  est la puissance incidente,  $z$  la distance,  $A$  la surface de la pupille de réception,  $\beta$  le coefficient de rétro-diffusion (en  $m^{-1}.sr^{-1}$ ),  $T$  la transmission de l'atmosphère sur un aller-retour et la cote  $\Delta z = c\tau/2$  avec  $\tau$  la durée de l'impulsion laser. Le régime impulsionnel permet d'obtenir une résolution spatiale par mesure du temps de vol. Dans un lidar RR-DIAL, le signal détecté permet de déduire la concentration de l'espèce chimique en tout point de l'axe de propagation.

Le lidar est qualifié d'IP-DIAL (pour Integrated-Path Differential Absorption Lidar) lorsque le signal est rétrodiffusé par une cible dure, représentée par un arbre sur la figure 1.2. Le signal rétrodiffusé présente un maximum d'intensité à la position de la cible. L'écart entre les deux maxima aux longueurs d'onde ON et OFF permet de remonter à la concentration moyenne de l'espèce chimique sur toute la ligne de visée. Le premier pic montré sur la figure 1.2 est lié à la diffusion du signal sur les optiques d'émission [16].

### 1.1.2 Spécification de la source émettrice

Lors de la conception d'un émetteur lidar pour la mesure d'espèces chimiques par détection DIAL, il est important de considérer quatre paramètres, que nous allons détailler ci-dessous.



## Accordabilité en fréquence pour la mesure DIAL

Comme représenté sur la figure 1.1, la mesure DIAL consiste à émettre dans l'atmosphère une longueur d'onde absorbée et une longueur d'onde non absorbée, pour calculer le rapport des puissances rétrodiffusées et ainsi en déduire la concentration du gaz à effet de serre. Par conséquent, l'accord en longueur d'onde de la source est indispensable. La largeur des raies d'absorption des gaz d'intérêt, ici à pression atmosphérique, est de l'ordre de 2,5 GHz pour le  $CO_2$  et 1,5 GHz pour le  $CH_4$ , l'accordabilité de la source émettrice doit donc être de quelques GHz [3].

## Résolution : durée d'impulsion et largeur de spectre

Il est possible de réaliser des mesures de profil de concentration en gaz avec une résolution spatiale  $\Delta r$ , limitée en théorie par la durée de l'impulsion laser  $\tau$ . La résolution spatiale est reliée à la durée des impulsions par la relation :

$$\Delta r = \frac{\tau c}{2} \quad (1.4)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière. Cette relation montre que plus la durée d'impulsion est courte, plus la résolution spatiale est bonne. Néanmoins, le spectre d'une impulsion laser gaussienne est directement relié à la durée des impulsions par la relation

$$\Delta \tau \cdot \Delta \nu = 0,315 \quad (1.5)$$

pour les sources lasers limitées par transformée de Fourier. Or, comme nous l'avons vu, les largeurs de raie des gaz sont de l'ordre du GHz. L'idéal serait d'avoir une source émettrice avec un spectre très fin devant la largeur de raie des gaz (impulsions "longues") tout en ayant une bonne résolution spatiale (impulsions "courtes"). L'équation 1.5, montre que pour une source émettrice limitée par transformée de Fourier, dont les impulsions sont de 500 ns, le spectre a une largeur de 630 kHz, pour une résolution longitudinale du lidar de 75 m. A l'inverse, une durée d'impulsion de 1 ns impose un spectre d'au moins 210 MHz de large pour une résolution de 2,25 m. Il y a donc un compromis à trouver entre durée d'impulsion et largeur de spectre. Des durées d'impulsion de l'ordre de 15 ns sont un bon compromis entre la résolution spatiale et la résolution spectrale.

## Temps de cohérence de l'atmosphère : taux de répétition

Pour déterminer le taux de répétition de la source émettrice, il faut prendre en compte le temps de cohérence de l'atmosphère. Les aérosols atmosphériques sont en mouvement permanent. Il est alors important que la durée entre deux impulsions soit faible pour pouvoir considérer que le support de rétrodiffusion est figé entre les deux impulsions [3,16]. La source émettrice doit avoir un taux de répétition supérieur au kHz pour supposer une atmosphère figée.

## Portée : énergie

D'après la littérature et les travaux de l'équipe, des rapports signal sur bruit suffisants sont obtenus pour des énergies de l'ordre du millijoule à basse cadence (100 Hz) [17, 18]. Le rapport signal sur bruit de détection varie en  $\sqrt{N}$ , avec  $N$  le nombre de tirs moyennés. Par conséquent, pour des cadences de 5 kHz, nous estimons qu'une mesure en détection directe est possible avec des énergies d'environ 1 mJ.

### 1.1.2.1 Récapitulatif

Le tableau 1.1 résume les spécifications de la source émettrice, que nous souhaitons développer, permettant la mesure d'espèces chimiques dans l'atmosphère ( $> 100$  m) en détection directe.

Paramètres	Valeurs
Plage spectrale	1,5-1,6 $\mu\text{m}$
Largeur de raie	$< 100$ MHz
Accordabilité rapide	$\approx$ GHz
Énergie par impulsion	$> mJ$
Durée d'impulsion	15 ns
Taux de répétition	$> kHz$

TABLEAU 1.1 – Tableau récapitulatif des spécifications de la source émettrice.

Comme nous venons de le voir, une source lidar doit comporter plusieurs caractéristiques : accordabilité, haute énergie, durée d'impulsion courte. Par conséquent, nous allons passer en revue les différentes technologies utilisées dans la littérature avant cette thèse, par rapport aux performances listées dans le tableau 1.1.

### 1.1.3 Les sources pour la détection DIAL d'espèces chimiques

Dans le cadre du développement de sources lidar pour la détection d'espèces chimiques, de nombreuses technologies peuvent être utilisées. Nous pouvons distinguer quatre grandes familles : les lasers solides, les lasers à fibre, les lasers à semi-conducteurs et les sources paramétriques, comme représenté sur la figure 1.3. La technologie des lasers solides permet d'atteindre des énergies élevées. Par exemple, de nombreuses expériences ont été effectuées avec des lasers à Erbium pour détecter le  $CO_2$  autour de 1572 nm [19–21]. Néanmoins, comme leur version à fibre, ces lasers sont peu accordables, et sont donc plutôt adaptés au sondage d'une espèce donnée à condition que la raie d'absorption utilisée coïncide avec la raie laser.

Afin d'obtenir une accordabilité plus large il faut se tourner vers d'autres technologies. Trois types de technologies sont développées pour les lasers à semi-conducteurs : les lasers

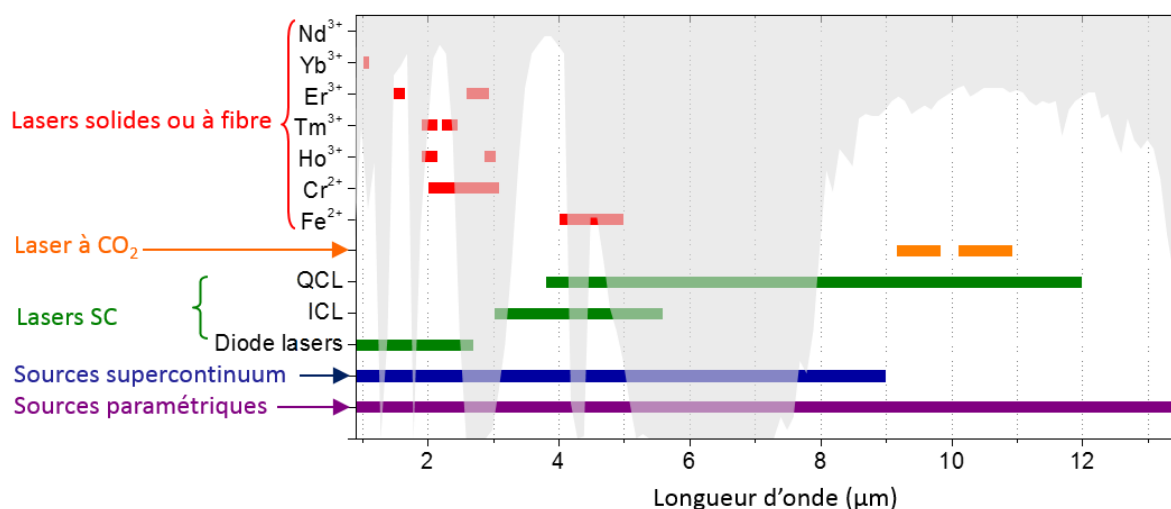


FIGURE 1.3 – Couverture spectrale de différentes sources lasers au-delà de  $1 \mu\text{m}$  [2]. En gris, la transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.

à cascades quantiques (pouvant émettre entre  $3,8$  et  $12 \mu\text{m}$ ), les lasers à cascade inter-bande (pouvant émettre entre  $3$  et  $5,6 \mu\text{m}$ ) et les diodes lasers (pouvant émettre entre  $0,9$  et  $2,7 \mu\text{m}$ ). Les lasers à semi-conducteurs sont plutôt adaptés à un fonctionnement continu ou quasi-continu. Nous retrouvons également une limitation en puissance mais avec une large plage de fonctionnement pour les sources supercontinuum [22].

Comme les sources paramétriques (en violet sur la figure 1.3) sont pompées par des lasers solides, elles peuvent délivrer de fortes énergies par impulsion. De plus, elles peuvent émettre dans l'infrarouge et couvrir l'intégralité du spectre atmosphérique en utilisant différentes familles de cristaux non-linéaires. Les sources paramétriques sont un bon compromis entre énergie et accordabilité. C'est pour cette raison que depuis les années 90, l'ONERA travaille sur le développement de sources paramétriques. Ces travaux ont permis la mise au point d'une architecture appelée Nested Cavity OPO (NesCOPO) émettant un rayonnement monomode et largement accordable sans ajout de source d'injection supplémentaire limitant sa plage d'accordabilité [23]. Cette technologie a permis le développement de plusieurs instruments de détection [2, 4, 18, 24–26]. Nous détaillerons son fonctionnement dans la section 1.3.2.

#### 1.1.4 Revue des différentes technologies pour la détection DIAL

La section 1.1.3 a mis en avant les différentes technologies de sources possibles pour une mesure DIAL de gaz. Par conséquent, nous retrouvons ces systèmes dans la littérature de détection des gaz à effet de serre tel que le  $\text{CO}_2$ , le  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2\text{O}$ . Dans le cas de l'utilisation de sources paramétriques, nous pouvons citer Wagner et al qui utilisent une source paramétrique injectée [27]. De même, Romanovskii et al., ou Li et al. sondent le dioxyde de carbone et le méthane avec des sources paramétriques pures [28] [29]. Des systèmes dit "multi-espèces" permettent la mesure de différentes espèces chimiques avec la même source. Dans ce cas nous pouvons citer les travaux de thèse d'Erwan Cadiou, à

l'ONERA, sur un lidar à base de source paramétrique [30].

La mesure de concentration de ces gaz est particulièrement étudiée dans les domaines de sécurité et environnement. Récemment, Santoro et al. en 2017, ont utilisé des sources paramétriques pour sonder le  $CO_2$  lors d'une éruption du Mont Etna avec la source BILLI [31] [32], ou encore Armougom et al. à l'ONERA pour des vapeurs d'ammoniac [33, 34].

Le tableau 1.2 résume de manière non exhaustive les différentes technologies utilisées dans la littérature, avec le même code couleur que la figure 1.3, à l'exception des travaux avec le NesCOPO en bleu sur le tableau. Ce tableau est scindé en trois parties pour trois gaz différents : la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et le méthane.

Espèces chimiques	Gamme spectrale (nm)	Technologie	Réf.
$H_2O$	727	Laser à colorant	[35]
	935	OPO injecté	[36]
	2056	NesCOPO/OPA	[37]
	1652	OPO injecté	[38]
	714	Source fs	[39]
	1602,15	DLCE	[40]
$CO_2$	1570	MOPA	[19, 20]
	1570	OPO injecté/OPA	[41]
	2050-2064	Laser Ho :Tm :YLF	[42–47]
	1752	MOPA	[19–21]
	3800	NesCOPO/OPA	[48]
$CH_4$	1570	OPO injecté/OPA	[49]
	1640	OPO injecté	[21, 41, 50]
	1650	OPO	[38]
	2020 à 2300	NesCOPO/OPA	[37]
	2290	NesCOPO/OPA	[17]
	1570 à 1650	NesCOPO/OPA	[51]

TABLEAU 1.2 – Récapitulatif des technologies utilisées pour des campagnes de mesures DIAL dans la littérature. Le code couleur reprend celui de la figure 1.3. DLCE : *Diode Laser à Cavité Etendue*. OPO : *Oscillateur Paramétrique Optique*. OPA : *Amplificateur Paramétrique Optique*.

Les sources lasers à base de diode laser amplifi e par fibre dop e Erbium sont largement utilis es pour la détection du dioxyde de carbone autour de 1572 nm [19–21]. Néanmoins, la bande de gain de l'Erbium s'arrêtant autour de 1580 nm, il est impératif

d'avoir recourt aux sources paramétriques pour mesurer le méthane à 1650 nm [51], ou bien d'effectuer un décalage Raman [52]. Le système IP-DIAL CHARM-F, utilise ainsi un oscillateur paramétrique optique (OPO) injecté pour mesurer le  $CH_4$  à 1651 nm. Il comprend également une voie pour la détection du  $CO_2$  à 1572 nm présentant une architecture OPO/amplificateur paramétrique optique (OPO/OPA) injecté. Ce système sert de démonstrateur à la mission MERLIN dont l'émetteur présente une architecture similaire : un OPO à base de KTP ou KTA pour émettre sur la raie à 1645 nm du  $CH_4$  [53]. Par ailleurs, la NASA a développé plusieurs sources paramétriques (OPO ou OPA injectés) à partir de cristaux de Niobate de Lithium à retournement périodique et dopés au magnésium (MgO :PPLN) dans le domaine 1,6  $\mu m$ . Ces sources ont été intégrées dans des architectures IP-DIAL pour la détection du  $CO_2$ , du  $CH_4$ , de la vapeur d'eau et du  $CO$  (utilisation d'une onde complémentaire à 4764 nm pour le  $CO$ ) [54,55] et un système aéroporté pour le méthane [56,57].

Les sources paramétriques jouent donc un rôle significatif dans le développement de sources lidar DIAL, comme le montre le tableau 1.2. Nous avons donc fait le choix, dans cette thèse, de baser nos développements sur cette technologie. Cependant les exemples issus de la bibliographie reposent sur des solutions techniques d'accord en longueur d'onde complexe, basées sur l'injection de rayonnements additionnels à maîtriser et/ou sur l'asservissement de cavités optiques avec des cales piézoélectriques. Aucune de ces sources ne bénéficie de la souplesse d'accord en longueur d'onde offerte par les sources de pompe de type amplificateurs à fibre. C'est donc la voie que nous avons choisi d'explorer au cours de cette thèse. De plus ces technologies de pompage offrent des capacités de fonctionnement à des cadences de mesure élevées, adaptées à la mesure DIAL pour laquelle les ondes doivent être émises rapidement. Ainsi, la section suivante est consacrée à des rappels théoriques sur les processus paramétriques du deuxième ordre. Par la suite, nous détaillerons le principe d'une source paramétrique, et plus particulièrement le NesCOPO, qui sera utilisé au cours de ce travail.

## 1.2 Généralités sur les processus paramétriques du deuxième ordre

### 1.2.1 Rappel des équations de conversion paramétrique

Les milieux étudiés dans les calculs ci-dessous, sont tous considérés comme non centrosymétriques. La susceptibilité diélectrique  $\chi^{(2)}$  associée y est donc non nulle. Le champ électrique est réel et s'écrit comme la superposition de trois ondes aux pulsations  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r},t) = \sum_{n=1,2,3} \vec{E}_n(\vec{r},t) \quad (1.6)$$

où

$$\vec{E}_n(\vec{r},t) = \mathcal{R}(\vec{E}(r,\omega_n)e^{i\omega_n t}) = \frac{1}{2}(\vec{E}(r,\omega_n)e^{i\omega_n t} + \vec{E}(r,\omega_n)^*e^{-i\omega_n t}) \quad (1.7)$$

Les équations de Maxwell sont utilisées comme point de départ pour décrire l'évolution du champ électrique et les phénomènes de conversion paramétrique. Il est alors possible de retrouver l'équation de Helmholtz satisfaite par le champ électrique dans un milieu non magnétique, soit :

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

Où  $\vec{\mathcal{P}}$  est le terme de polarisation. L'équation 1.8 permet de connaître le champ électrique de la lumière en tout point de l'espace et à tout instant. Dans le domaine de Fourier, cette équation s'écrit :

$$\forall \omega \in \mathbb{R}^+, \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -\frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \vec{P}(\vec{r}, \omega) \quad (1.9)$$

où la polarisation totale  $\vec{P}(\vec{r}, \omega)$  s'écrit comme la somme d'une composante linéaire et de composante non linéaire  $\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \vec{P}^{(L)}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, \omega)$ , soit au deuxième ordre :

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \vec{E} \right) + \epsilon_0 \left( \chi^{(2)} \vec{E} \otimes \vec{E}^* \right) \quad (1.10)$$

où  $\chi^{(n)}$  est le tenseur de susceptibilité d'ordre  $n$ . Dans le cas linéaire, l'équation 1.9 s'écrit [58] :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (1.11)$$

$\epsilon_r$  représente le tenseur de permittivité diélectrique relative, et qui vaut :

$$\epsilon_r(\omega) = \text{Id} + \chi^{(1)}(\omega)$$

Dans le cas du mélange à trois ondes, la relation de conservation d'énergie est :

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \quad (1.12)$$

pour  $\omega_1 > \omega_2 \geq \omega_3$ , plusieurs phénomènes du mélange à trois ondes sont possibles : la somme de fréquence et la différence de fréquence (tableau 1.3). La somme de fréquence

Somme de fréquences	$\chi^{(2)}(\omega_2 + \omega_3, \omega_2, \omega_3)$ $\chi^{(2)}(2\omega_3, \omega_3, \omega_3)$ $\chi^{(2)}(2\omega_2, \omega_2, \omega_2)$
Différence de fréquences	$\chi^{(2)}(\omega_2 - \omega_3, \omega_3, -\omega_2)$ $\chi^{(2)}(\omega_3 - \omega_2, \omega_2, -\omega_3)$ $\chi^{(2)}(0, \omega, -\omega)$

TABLEAU 1.3 – Processus physiques mis en jeu lors du mélange à trois ondes

comprend le cas dégénéré de la génération de seconde harmonique, et la différence de fréquence comprend le cas dégénéré de la rectification optique ( $\omega_2 = \omega_3 = \omega$ ).

## 1.2.2 Équations couplées

Dans cette section, nous considérons trois ondes planes et colinéaires, de pulsations  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$ , satisfaisant l'équation de conservation d'énergie 1.12, et se propageant dans un cristal non linéaire (avec  $\chi^{(2)} \neq 0$ ) selon la direction  $z$  du repère du laboratoire. Par ailleurs, ces trois ondes sont polarisées selon les directions  $\vec{e}_1$ ,  $\vec{e}_2$  et  $\vec{e}_3$ . Ainsi, la composante de Fourier du champ complexe à  $\omega_n$  s'écrit :

$$\vec{E}_n(\vec{r}, \omega_n) = A_n(z) e^{-ik_n z} \vec{e}_n \quad (1.13)$$

où  $A_n(z)$  représente l'amplitude complexe du champ, et  $k_n$  est le vecteur d'onde, donné par :

$$k_n = \frac{\omega_n}{c} n(\omega_n) = \frac{2\pi}{\lambda_n} n(\omega_n) \quad (1.14)$$

avec  $n(\omega_n)$  l'indice de réfraction associé à la pulsation  $\omega_n$  dans la direction de propagation. Dans le cas d'un processus non linéaire du deuxième ordre, la polarisation induite s'écrit alors [59] :

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega) \quad (1.15)$$

Ainsi, l'équation de Helmholtz 1.9, peut s'écrire :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \epsilon_r(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega) \quad (1.16)$$

Les composantes de la polarisation non linéaire d'ordre deux sont liées aux composantes du champ électrique comme :

$$\begin{cases} \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega_3) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 - \omega_2) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \otimes \vec{E}^*(\vec{r}, \omega_2) \\ \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_2 = \omega_1 - \omega_3) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \otimes \vec{E}^*(\vec{r}, \omega_3), \\ \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, \omega_1) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 + \omega_2) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_3) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \omega_2) \end{cases} \quad (1.17)$$

où les symboles : et  $\otimes$  représente respectivement les produits contractés et les produits tensoriels [58]. Chaque composante de Fourier est obtenue par couplage entre les deux autres ondes.

Si on se place dans l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, valable pour des impulsions plus longues que la centaine de femtoseconde, on peut alors écrire :

$$\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2ik_n \frac{\partial A_n}{\partial z} \right| \quad (1.18)$$

En utilisant les équations 1.16, 1.17 et 1.18, il est alors possible d'obtenir un système de trois équations couplées, traduisant l'évolution des amplitudes des champs électriques des

trois ondes en interaction. Ce système est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_3}{\partial z} = i\kappa A_1 A_2^* \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = i\kappa A_1 A_3^* \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{\partial A_1}{\partial z} = i\kappa A_2 A_3 \exp(i\Delta kz) \end{cases} \quad (1.19)$$

Le paramètre  $\Delta k$  correspond au désaccord de phase entre la polarisation non linéaire et le champ qu'elle rayonne. Il est exprimé par la relation suivante :

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_3 \quad (1.20)$$

Le coefficient de couplage  $\kappa$  est défini par :

$$\kappa = \frac{d_{eff}}{c} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n(\omega_1) n(\omega_2) n(\omega_3)}} \quad (1.21)$$

avec  $2d_{eff} = \chi_{eff}^{(2)}$ . Par ailleurs, l'amplitude  $A_n$  est directement liée à l'intensité  $I_n$  de l'onde de pulsation  $\omega_n$  par la relation :

$$I_n = \frac{1}{2} n(\omega_n) \epsilon_0 c |A_n|^2 \quad (1.22)$$

### 1.2.3 Différence de fréquences

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré trois ondes aux pulsations  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$  satisfaisant l'équation de conservation d'énergie 1.12, et  $\omega_1 > \omega_2 \geq \omega_3$ . Maintenant, nous considérons les trois ondes pompe, signal et complémentaire, de pulsations  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_c$  respectivement. Par convention, les pulsations de ces ondes satisfont  $\omega_c \leq \omega_s < \omega_p$ . La différence de fréquences consiste, par exemple, à générer une onde à la pulsation  $\omega_s$  à partir de deux ondes incidentes de pulsations  $\omega_p$  et  $\omega_c$ , comme le montre la figure 1.4. En



FIGURE 1.4 – Schéma de principe de la différence de fréquences qui génère la pulsation  $\omega_c$  à partir de deux ondes aux pulsations  $\omega_p$  et  $\omega_c$ .

utilisant ces nouvelles notations, l'équation de conservation d'énergie pour la différence de fréquence devient :

$$\omega_s = \omega_p - \omega_c \quad (1.23)$$



Dans le cas où l'efficacité de conversion est faible, nous pouvons considérer que l'intensité des ondes pompe et complémentaire sont constantes lors de la propagation dans le cristal. Cette supposition est appelée approximation de la "pompe" non dépeuplée, et elle s'écrit :

$$A_p(L) = A_p(0) \quad (1.24)$$

avec  $L$  la longueur du cristal. Dans ce cas précis, le système d'équations couplées se réduit à une seule équation, qui décrit l'évolution de l'amplitude de l'onde signal :

$$A_s(L) \propto A_p(0)A_c(0)\kappa^2 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.25)$$

Cette équation montre que l'efficacité de conversion est maximale quand le terme  $\Delta k$  est nul. Pour une interaction entre trois ondes, de pulsations  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_c$

$$\Delta k = k_p - k_s - k_c = 0 \quad (1.26)$$

Cette relation est appelée relation d'accord de phase. Le paramètre  $\Delta k$  dépend, entre autre, de l'indice de réfraction des trois ondes mises en jeu. Il est alors directement dépendant de la fréquence des ondes, de leur polarisation et de la température du cristal.

Tout ce raisonnement est valable pour générer une onde  $\omega_c$  à partir de  $\omega_p$  et  $\omega_s$ . Dans ce cas,  $\omega_c = \omega_p - \omega_s$ .

### 1.2.4 Amplification paramétrique optique

L'amplification paramétrique optique apparaît simultanément avec phénomène de différence de fréquences décrite ci-dessus (figure 1.4). On s'intéresse à l'onde complémentaire qui va subir une amplification d'intensité au cours de sa propagation dans le cristal. La figure 1.5 représente le principe de fonctionnement de l'amplificateur paramétrique optique.

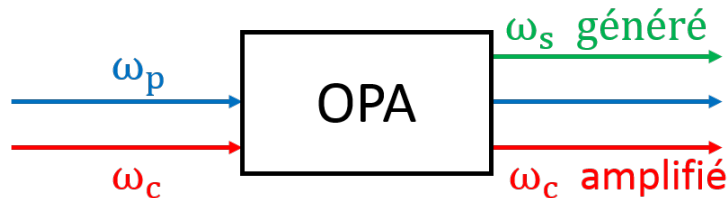


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'un amplificateur paramétrique optique de l'onde complémentaire avec  $A_p \gg A_c$ .

## 1.3 Oscillateurs paramétriques optiques

Dans la section 1.2.4, nous avons vu qu'il est possible d'amplifier une onde signal incidente, par le biais d'une onde de pompe de forte intensité, moyennant la génération d'une onde complémentaire. L'oscillateur paramétrique optique (OPO) est, quant à lui, destiné à générer les ondes signal et complémentaire en pompant un cristal non linéaire à l'aide d'une onde de pompe, de pulsation  $\omega_p$  en plaçant le cristal non-linéaire dans une cavité résonnante. Il s'agit, en fait, d'un double amplificateur paramétrique pour les ondes signal et complémentaire, démarrant sur les fluctuations quantiques du vide. Le principe de fonctionnement d'un OPO est très similaire à celui d'un laser. Le milieu à gain (ici un cristal non linéaire), est placé dans une cavité résonnante. Lorsque le gain est supérieur aux pertes dans la cavité, l'oscillation démarre. Les ondes résonnantes s'amplifient à chaque passage dans le cristal. Contrairement au laser où l'émission dépend des transitions atomiques des ions dopants du matériau, l'émission dans un OPO dépend de la relation d'accord de phase (1.26) et du coefficient de couplage  $\kappa$  associé. Cela permet d'obtenir potentiellement une large accordabilité en longueur d'onde. Les caractéristiques temporelles des ondes signal et complémentaire de l'OPO sont liées à celles de la pompe. Ainsi, si la pompe fonctionne en régime impulsionnel, les ondes générés seront également impulsionnelles, bien que la forme des impulsions signal et complémentaire ne sont pas strictement les mêmes que celle de la pompe.

Le pompage continu permet d'atteindre naturellement le régime stationnaire. Comme dans un laser, le mode dont le gain est le plus élevé écrase progressivement les autres modes pendant le régime transitoire. Le spectre émis par un OPO continu est donc généralement monofréquence, sauf pour des forts taux de pompage où des instabilités peuvent apparaître [60]. A contrario, lors du pompage en régime impulsionnel nanoseconde, la compétition des modes n'a pas le temps de se stabiliser. D'un tir à l'autre, l'OPO redémarre sur la fluorescence paramétrique [61]. La faible compétition entre les modes implique que l'OPO émet plusieurs longueurs d'onde simultanément. Ces longueurs d'onde peuvent être différentes, et leurs intensités peuvent varier tir à tir. De ce fait, un OPO pompé en régime nanoseconde est naturellement multimode, ce qui peut rendre la source très large spectralement. Il existe alors plusieurs techniques qui permettent d'obtenir un faisceau monomode longitudinal. Par exemple, comme pour un laser, cela peut être réalisé avec un étalon de Fabry-Perot ou d'autres filtres intra-cavité, ou bien en injectant l'OPO avec un rayonnement additionnel monofréquence. Dans le cadre de cette thèse, nous utiliserons une architecture d'OPO à cavités imbriquées qui a été développée et brevetée à l'ONERA. Elle permet d'obtenir une émission monomode longitudinale sans ajout de source d'injection, ni de pertes par filtrage ainsi qu'une large accordabilité.

### 1.3.1 Oscillateurs paramétriques optiques simplement et doublement résonnants

Dans un OPO, une onde incidente de pulsation  $\omega_p$  génère deux ondes de fréquences plus faibles aux pulsations  $\omega_s$  et  $\omega_c$ .

Les cavités peuvent être résonnantes pour une ou plusieurs ondes. On parle alors d'OPO simplement résonant (SROPO) lorsqu'une seule onde est résonnante, ou doublement résonnant (DROPO) lorsque deux ondes sont résonnantes.

### Oscillateurs paramétriques optiques simplement résonnants

Dans un SROPO, une seule onde (signal ou complémentaire) est résonnante dans la cavité de l'OPO. La cavité se compose alors de deux miroirs à haute réflectivité pour l'onde résonnante, et haute transmission pour les deux ondes non résonnantes. Dans la figure 1.6, l'onde signal est résonnante grâce aux deux miroirs concave  $M_1$  et  $M_2$ . L'onde complémentaire est extraite à la sortie de l'oscillateur. Dans l'approximation des ondes

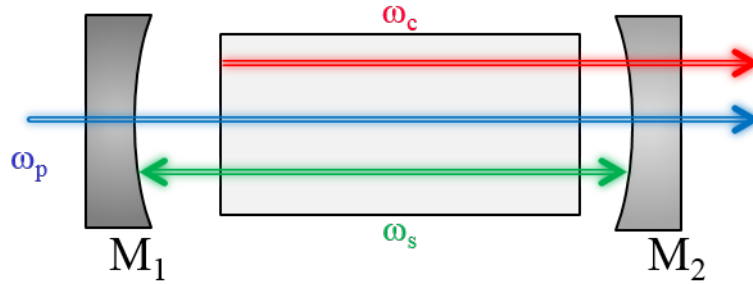


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un OPO simplement résonnant pour l'onde signal. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire.

planes, et si les conditions d'accord de phase et de pompe non dépeuplée sont respectées, la puissance de pompe au seuil d'oscillation, notée  $p_s$ , d'un SROPO en régime continu est donnée par [62] :

$$p_{th} = \left( \frac{\cosh^{-1} \left( \frac{1}{\sqrt{R}} \right)}{\kappa L} \right)^2 \quad (1.27)$$

où  $\kappa$  est le terme défini dans l'équation 1.21,  $R$  est le coefficient de réflexion des miroirs supposés identiques pour l'onde signal et  $L$  la longueur du cristal.

Contrairement au régime continu, la compétition entre les modes ne suffit pas à atteindre une émission monomode dans un SROPO. En régime impulsionnel, l'OPO démarre sur le bruit quantique de la fluorescence paramétrique d'un tir à l'autre. Les modes émis varient donc tir à tir, ce qui rend l'OPO naturellement multimode. Plusieurs techniques existent pour rendre un SROPO nanoseconde monomode, comme par exemple l'insertion d'un étalon Fabry-Perot dans la cavité, ou l'utilisation d'une source d'injection fine spectralement. Cependant ces sources d'injection sont souvent limitées en gamme spectrale et l'ajout d'éléments intra-cavité augmente le seuil d'oscillation de l'OPO. Pour la détection de gaz à distance, où des sources largement accordables et fines spectralement sont indispensables, une alternative est d'utiliser une architecture de type DROPO où deux ondes sont résonnantes.

### Oscillateurs paramétriques optiques doublement résonants

Dans le cas des oscillateurs paramétriques doublement résonants (DROPO), les ondes signal et complémentaire oscillent toutes deux dans la cavité. La figure 1.7 représente un DROPO où les ondes signal et complémentaire oscillent toutes deux dans la cavité composée de deux miroirs concaves  $M_1$  et  $M_2$ .

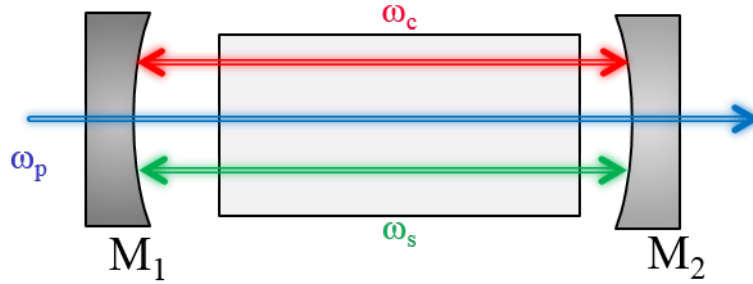


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un OPO doublement résonant à l'onde signal et complémentaire. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire.

En utilisant les mêmes approximations que pour l'équation 1.27, la puissance de la pompe au seuil d'oscillation d'un DROPO en pompage continu est donnée par [62] :

$$p_{th} = \left( \frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R}}\right)}{\kappa L} \right)^2 \quad (1.28)$$

où  $R$  est la réflectivité des miroirs, supposée identique, pour l'onde signal et complémentaire. Les équations 1.27 et 1.28 ne sont valables qu'en régime continu. En régime impulsionnel, le seuil d'oscillation d'un OPO dépend du temps de construction de celui-ci, défini comme la durée  $T_{cstr}$  nécessaire pour que les ondes signal et complémentaire atteignent une valeur observable  $Y_\infty$  à partir de  $Y_0$ . Celui-ci s'écrit comme [63] :

$$T_{cstr}^{-1} = \frac{1}{4\alpha\tau} \left[ -4 + \left[ \left( \sqrt{R_s} + \sqrt{R_c} \right) \cosh(\kappa L \sqrt{p_p}) + \sqrt{4\sqrt{R_s R_c} \sinh^2(\kappa L \sqrt{p_p}) + \left( \sqrt{R_s} - \sqrt{R_c} \right)^2 \cosh^2(\kappa L \sqrt{p_p})} \right]^2 \right] \quad (1.29)$$

où  $R_s$  et  $R_c$  la réflectivité des miroirs des ondes signal et complémentaire respectivement,  $L$  la longueur de cavité,  $\alpha = \ln(Y_\infty/Y_0)$ ,  $\tau$  le temps d'aller-retour des photons dans la cavité. Enfin,  $p_p$  est l'intensité de la pompe, liée à la puissance de pompe  $P_p$  par la relation  $P_p = \pi\omega^2\omega_p p_p / 2Z_0$ , avec  $\omega_p$  la fréquence de la pompe,  $\omega$  le rayon du faisceau pompe et  $Z_0$  l'impédance du vide. En supposant un profil temporel d'impulsion rectangulaire, l'énergie de l'onde pompe alimentant l'OPO pendant la durée du temps de construction

est  $E_{th}(\tau_{th}) = T_{cstr} p_{p,th}(T_{cstr})$ . En utilisant l'approximation  $\alpha\tau \ll T_{cstr}$ , nous pouvons écrire

$$p_{p,th}(T_{cstr}) \approx \left( \frac{-\ln(R) + \alpha\tau/T_{cstr}}{2\kappa L} \right)^2 \quad (1.30)$$

avec  $R = (\sqrt{R_s} + \sqrt{R_c})^2/4$ . Ainsi, l'énergie d'oscillation de pompe minimale satisfait l'équation  $dE_{th}/dT_{cstr} = 0$ . Nous renvoyons le lecteur vers les références [4, 63] pour le détail des calculs.

L'équation 1.28 montre que dans les mêmes conditions, un DROPO aura un seuil d'oscillation moins élevé qu'un SROPO. Par exemple, un SROPO avec une réflectivité de 80% pour le signal, aura un seuil 37,2 fois plus élevé que pour un DROPO réfléchissant 80% du signal et du complémentaire, avec une durée d'impulsion de pompe de 5 ns.

### 1.3.1.1 Effets liés au retour de pompe

Afin de réduire le seuil d'oscillation d'un OPO et de maximiser l'efficacité de conversion, il est possible d'introduire un double passage de la pompe dans le cristal non linéaire, comme représenté sur la figure 1.8. En régime continu, l'expression du gain théorique est donnée par [64] :

$$G = K^{-1} \left[ 1 + R_p + 2\sqrt{R_p} \cos(\Delta\varphi + \Delta kL) \right] \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) \quad (1.31)$$

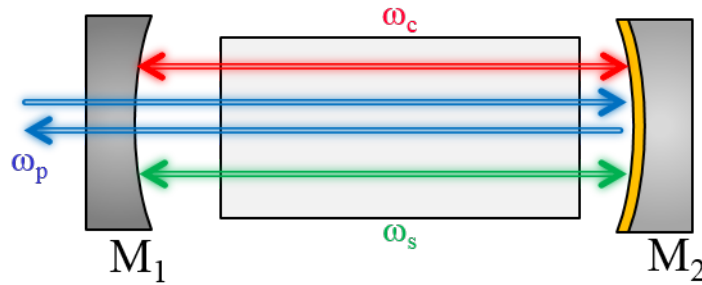


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un OPO doublement résonnant avec double passage de la pompe dans le cristal non linéaire. En bleu, l'onde pompe, en vert l'onde signal, et en rouge l'onde complémentaire.

où  $R_p$  est la réflectivité du miroir de renvoi de l'onde pompe,  $L$  la longueur du cristal et  $K = 128\pi^3 d_{eff}^2 L^2 \omega_s \omega_c / (n_p n_s n_c c^3)$ , avec notamment  $n_i (i = p, s, c)$  l'indice de réfraction aux ondes pompe, signal et complémentaire, et  $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_s - \varphi_c$  le déphasage relatif entre les trois ondes au retour après réflexion sur le miroir  $M_2$ .

L'équation 1.31 montre que la bande de gain dépend principalement de la réflectivité du miroir de pompe et de la phase relative entre les ondes.

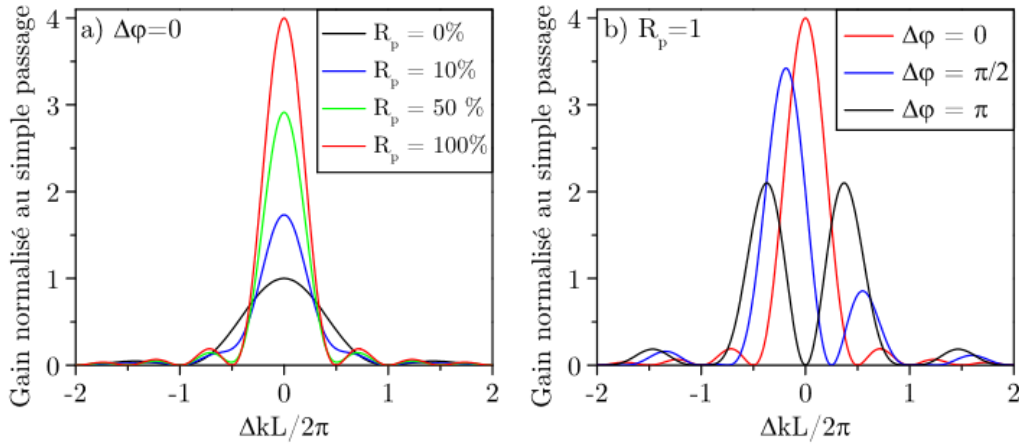


FIGURE 1.9 – a) Influence du coefficient de réflectivité  $R_p$  sur le gain théorique en fonction du désaccord de phase  $\delta k$ , pour un déphasage relatif entre les ondes nul ( $\Delta\phi = 0$ ). b) Influence du déphasage relatif entre les ondes  $\Delta\phi$  sur le gain théorique en fonction du désaccord de phase, pour  $R_p = 1$ .

La figure 1.9 (a) montre l'influence de  $R_p$  sur le gain en fonction du désaccord de phase pour un déphasage relatif entre les ondes nul. Le cas où  $R_p = 0$  correspond au gain en simple passage de pompe. Dans le cas hypothétique où  $R_p = 1$ , le gain est 4 fois supérieur à celui où  $R_p = 0$  : le seuil d'oscillation est donc divisé par 4. De plus, le double passage de la pompe permet de réduire l'acceptance spectrale d'un facteur 2, et donc de réduire le nombre de modes oscillants dans la bande de gain [64]. Cet aspect du double passage est particulièrement intéressant afin de rendre l'émission monofréquence.

La figure 1.9b) représente l'influence du déphasage relatif entre les trois ondes en fonction du désaccord de phase, pour  $R_p = 1$ . Lorsque  $\Delta\phi = \pi$ , les ondes sont en opposition de phase, ce qui produit une bande de gain avec deux lobes, avec une intensité deux fois moins élevée que pour un cas optimal où  $\Delta\phi = 0$ . Dans cette configuration, le seuil d'oscillation est plus difficile à atteindre. Il est alors important de maîtriser la phase au retour. Une technique développée par l'ONERA consiste à introduire un prisme sur une des faces du cristal non linéaire périodiquement polarisé (figure 1.10). Cela revient à introduire une lame de phase variable, ce qui permet d'ajuster la phase relative entre les trois ondes en translatant le cristal.

### 1.3.2 NesCOPO oscillateurs paramétriques optiques à cavités imbriquées

Comme nous venons de le voir, le retour de pompe dans un DROPO permet d'affiner la bande de gain. Néanmoins, l'émission d'un tel OPO est très instable spectralement. Il est donc nécessaire de contrôler individuellement les peignes de modes des ondes résonnantes. Pour ce faire, une architecture possible consiste à séparer les cavités des ondes signal et complémentaire. Un tel OPO appelé NesCOPO, pour Nested Cavity OPO (figure 1.10) permet d'obtenir une émission monofréquence et stable [65]. Le miroir  $M_3$  dispose d'un

dépôt doré, ce qui le rend réfléchissant pour les trois ondes. Ce miroir assure une réflectivité de 98% pour les longueurs d'onde comprises entre 0,8 et 20  $\mu m$ .

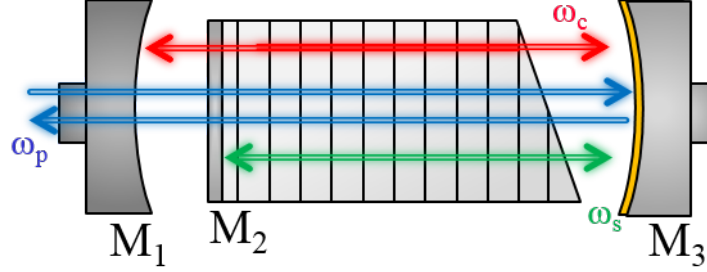


FIGURE 1.10 – Schéma de principe du NesCOPO en configuration double passage. La cavité complémentaire est composée des miroirs  $M_1 - M_3$  et la cavité signal des miroirs  $M_2 - M_3$ .

### Dissociation des cavités

Afin d'interpréter le spectre d'émission d'un tel OPO, il est important d'introduire le facteur de dissociation des cavités, noté  $\Delta L$ , défini par :

$$\frac{\Delta L}{L_s} = \frac{L_s - L_c}{L_s} \quad (1.32)$$

où  $L_{s,c}$  représente les longueurs de cavités associées aux ondes signal et complémentaire. Dans un DROPO à cavités communes, les peignes de modes des ondes résonnantes ont chacun un intervalle spectral libre légèrement différent à cause de la dispersion que subissent les ondes dans le cristal. En effet, l'intervalle spectral libre (ISL) d'un peigne de mode à la pulsation  $\omega$  est défini comme [66] :

$$ISL = \frac{c}{2n(\omega)L} \quad (1.33)$$

Si les cavités sont communes, l'équation 1.32 peut s'écrire seulement avec les indices de groupes du matériau, à savoir :

$$\frac{\Delta L}{L_s} = \frac{n_{g,s} - n_{g,c}}{n_{g,s}} \quad (1.34)$$

### Effet Vernier

Pour mieux appréhender le mécanisme de sélection spectrale dans un NesCOPO, il est intéressant d'introduire les diagrammes de Giordmaine et Miller [67] (Figure 1.11). Ce schéma permet de représenter la répartition des doubles coïncidences dans la bande de gain pour un DROPO. Les peignes de modes signal (vert) et complémentaire (rouge)

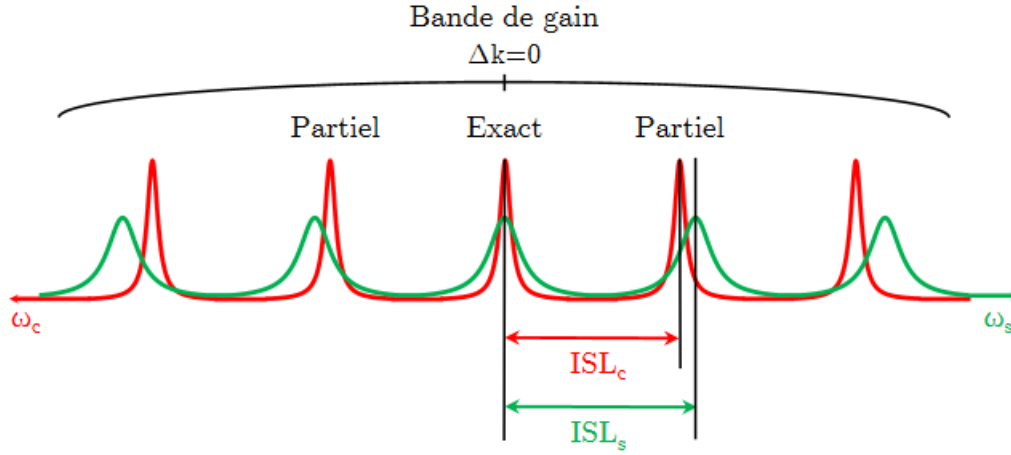


FIGURE 1.11 – Illustration de la sélection de mode dans un NesCOPO en utilisant le diagramme de Giordmaine et Miller. Les modes signal (vert) et complémentaire (rouge) sont représentés avec des axes de directions opposées de façon à ce qu’une ligne verticale corresponde à la relation de conservation d’énergie. L’acronyme ISL signifie intervalle spectral libre.

sont représentés dans des directions opposées, afin de satisfaire l’équation de conservation d’énergie 1.12. Un mode signal ne peut osciller que s’il est en coïncidence avec un mode complémentaire. D’un point de vue mathématique, la condition de résonance d’un DROPO peut s’écrire dans le domaine des fréquences :

$$\nu_s = q_s \frac{c}{2n(\omega_s)L_s} \quad (1.35)$$

$$\nu_c = q_c \frac{c}{2n(\omega_c)L_c} \quad (1.36)$$

où  $q_{s,c}$  sont des nombres entiers. Une oscillation est dite partielle lorsque le recouvrement entre un mode signal et complémentaire n’est pas total, mais suffisant pour osciller. Une coïncidence est dite totale lorsque le recouvrement entre deux modes est maximal.

Dans un NesCOPO, la présence de cavités dissociées des ondes signal et complémentaire permet d’ajuster le contenu spectral d’émission en modifiant la longueur d’une des deux cavités (1.32). En considérant une dispersion des ondes négligeables, l’écart entre un mode est la plus proche coïncidence exacte s’écrit [66] :

$$\Delta\nu_{s,c} = \frac{L}{\Delta L} \frac{c}{2n_{g,(s,c)}L} \quad (1.37)$$

avec  $n_{g,(s,c)L}$  l’indice de groupe de l’onde considérée. D’après cette équation, les coïncidences exactes sont plus proches lorsque la dissociation des cavités est élevée. Dans cette configuration, plusieurs modes peuvent être émis en même temps, mais éloignés dans la bande de gain (figure 1.12 a)). A l’inverse, une dissociation des cavités trop faible augmente les coïncidences entre les modes voisins. L’OPO émet alors plusieurs modes



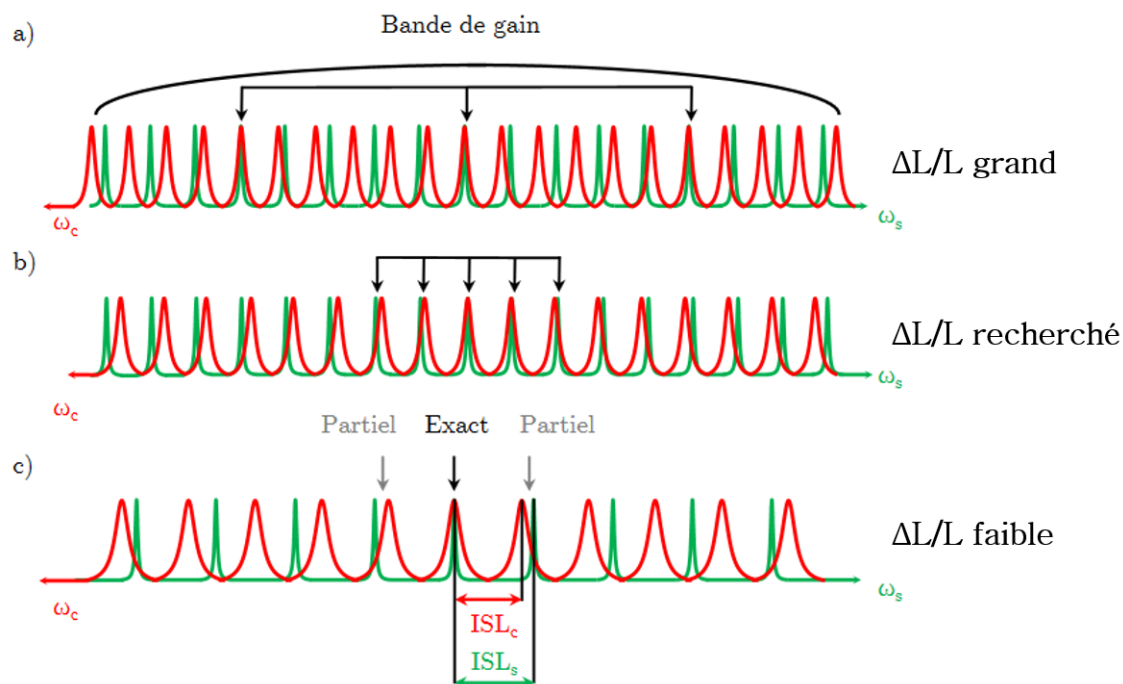


FIGURE 1.12 – Effet du paramètre de dissociation sur le spectre d'émission. a) Dissociation élevée : plusieurs coïncidences exactes existent dans la bande de gain (émission multimode). b) Faible dissociation : émission de clusters de mode (émission multimode). c) Dissociation intermédiaire : une seule coïncidence exacte existe dans la bande de gain (émission monomode).

simultanément, à cause des coïncidences partielles (figure 1.12 b). Enfin, choisir une dissociation des cavités intermédiaire entre les deux cas précédents, permet d'obtenir une émission monomode longitudinale. Dans ce cas, une seule coïncidence exacte est présente dans la bande de gain (figure 1.12 c)).

Le cristal non-linéaire dans la cavité du NesCOPO est un PPLN, pour Periodically Poled Lithium Niobate. Ce cristal est très utilisé notamment pour son coefficient non-linéaire  $d_{33}$  très élevé. Dans la section suivante, nous présenterons la technique de quasi-accord de phase, permettant dans le cadre du PPLN, qui est le cristal utilisé au cours de cette thèse, de générer des processus paramétriques.

### 1.3.3 Quasi-accord de phase dans les milieux non-linéaires

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 1.12 et la condition d'accord de phase 1.26. Dans cette section, nous présentons succinctement le quasi-accord de phase.

Si  $\Delta k \neq 0$ , l'intensité des ondes signal et complémentaire varie en sinus carré de la longueur d'interaction parcourue. L'intensité maximale est atteinte pour une longueur de cohérence, définie par :

$$L_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (1.38)$$

et se reproduit tous les  $(2n+1)L_{coh}$ , où  $n$  est un entier naturel. Le quasi-accord de phase consiste à remettre à zéro le terme  $\Delta k$  périodiquement pour garder les ondes en phase. La période du réseau, notée  $\Lambda_{QPM}$  doit être égale au double de la longueur de cohérence définie par l'équation 1.38, soit :

$$\Lambda_{QPM} = 2L_{coh} = \frac{2\pi}{\Delta k} \quad (1.39)$$

La relation de quasi-accord de phase s'écrit dans le cas d'une interaction colinéaire :

$$\Delta \vec{k}_{QPM} = k_p - k_s - k_c - \frac{2\pi}{\Lambda_{QPM}} = 0 \quad (1.40)$$

La figure 1.13 montre l'évolution de l'intensité d'une onde générée lors de la propagation dans un cristal placé hors de la condition d'accord de phase (en rouge) et en quasi-accord de phase (en bleu). Dans ce cas, les ondes interfèrent constructivement pour atteindre un maximum du couplage non linéaire au bout de la longueur de cohérence  $L_{coh}$ . Au delà de cette longueur, les ondes vont interférer destructivement, et leur intensité va s'annuler au bout de  $2L_{coh}$ . Cet effet se répète périodiquement sur toute la longueur du cristal. Le maximum du couplage est atteint pour tous multiples impairs de la longueur de cohérence  $(2n+1)L_{coh}$  [68]. Dans ce cas, l'efficacité de conversion est faible, à cause de la longueur de cohérence du cristal qui est typiquement de l'ordre de la dizaine de micromètres. Dans le cas du quasi-accord de phase, l'intensité augmente tout au long du cristal. La figure 1.13 représente un quasi-accord de phase d'ordre 1. Les ordres supérieurs de quasi-accord de phase consistent à inverser le signe du coefficient effective  $\chi_{eff}$  tous les  $(2n+1)$  domaines. La période de quasi-accord de phase s'écrit :  $\Lambda_{2n+1} = (2n+1)\Lambda_{QPM}$ . La technique de quasi-accord de phase peut être réalisée dans les cristaux biréfringents ou dans les cristaux isotropes [69].

Parmi les cristaux adaptés à la technologie de retournement périodique, l'un des plus répandus est le PPLN, pour Periodically-Poled Lithium Niobate. Son fort intérêt est justifié par son coefficient non-linéaire  $d_{33}$  très élevé, valant  $|25pm/V|$ . Il est important de noter que le coefficient effectif lié à la composante du tenseur  $d_{33}$  vaut :  $d_{eff} = \frac{2}{\pi}d_{33}$ , soit  $16 pm/V$ .

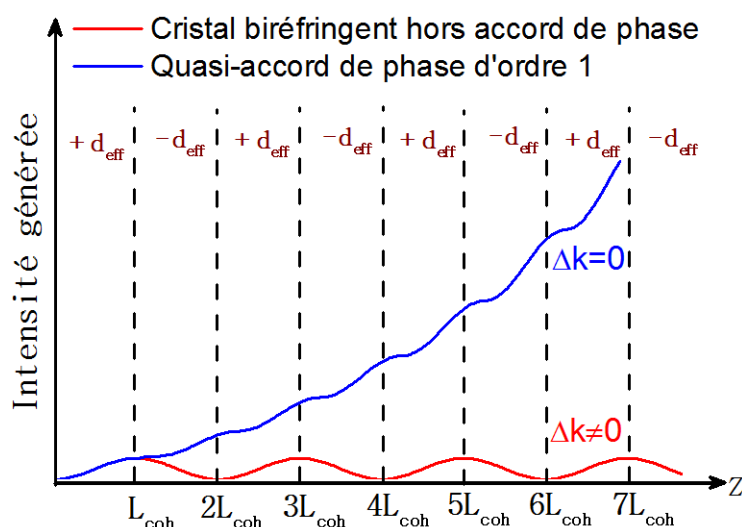


FIGURE 1.13 – Évolution de l'intensité de l'onde signal (ou complémentaire) lors de la propagation dans un cristal biréfringent. En rouge, le cristal est placé hors accord de phase et en bleu le cristal fonctionne en quasi-accord de phase, dans le référentiel du laboratoire.

## 1.4 Architecture proposée pour notre source émetteur pour lidar DIAL

Ma thèse propose de mettre en œuvre une source paramétrique de type NesCOPO, ayant un potentiel pour des mesures multi-espèces, tout en bénéficiant de la souplesse offerte par les sources de pompe fibrées pour l'accord en longueur d'onde [18, 26, 34]. L'objectif de ces travaux de thèse est l'étude d'une architecture originale que nous allons décrire dans cette section. Une fois la source émettrice développée et entièrement caractérisée, une expérience de spectrométrie avec de l'acétylène sera effectuée. Ce gaz possède des raies d'absorption régulièrement espacées, entre 1510 et 1540 nm, ce qui en fait un bon candidat pour une démonstration de stabilité et d'accordabilité rapide de notre système, et nous permettra ainsi de montrer la faisabilité de notre système pour des expériences DIAL futures sur le  $CO_2$  et le  $CH_4$ . Le travail de thèse a consisté à concevoir un système DIAL à partir d'une source paramétrique en accordant la longueur d'onde émise uniquement par la pompe. Nous allons donc dans cette section, mettre en avant les différentes architectures possibles pour ce concept et décrire celle retenue.

### 1.4.1 Architecture lidar avec un accord en longueur d'onde par la longueur des cavités : état de l'art préliminaire à ma thèse au laboratoire

Une architecture lidar DIAL possible, développée dans le cadre de la thèse d'Erwan Cadiou effectuée à l'ONERA [3] est présentée sur la figure 1.14. Dans ce système, le NesCOPO est pompé par un laser Nd :YAG monofréquence à 1,06  $\mu\text{m}$  délivrant des impulsions de 12 ns, 100 mJ, à la cadence de 30 Hz. Une petite partie de cette énergie

(0,5 mJ) est utilisée pour pomper le NesCOPO. Les impulsions de faible énergie (30  $\mu$ J) émises par le NesCOPO à la longueur d'onde complémentaire (à 2,21  $\mu$ m) sont amplifiées dans deux étages d'amplification paramétrique optique. Un préamplificateur accroît l'énergie de l'onde complémentaire et produit une onde signal à 2,05  $\mu$ m. Le cristal non linéaire est un cristal de PPLN de 12 mm de long utilisé en quasi-accord de phase de type 0 (mêmes polarisations pour les trois ondes) pour obtenir un fort gain<sup>1</sup>.

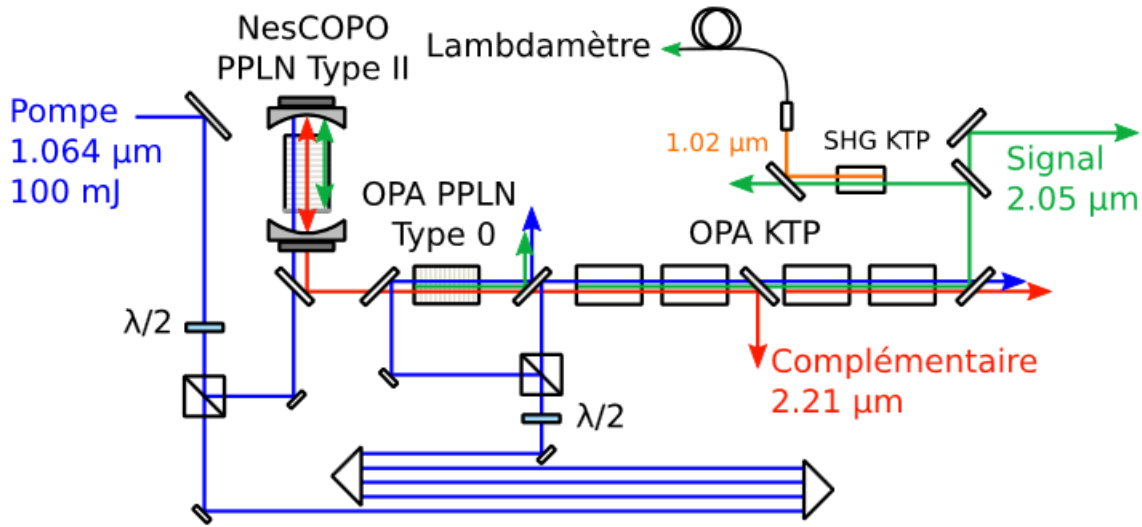


FIGURE 1.14 – Schéma de l'émetteur en configuration OPO/OPA pour une émission à 2,05  $\mu$ m [3].

L'onde complémentaire amplifiée dans le 1er étage est injectée dans une série de quatre cristaux de KTP de 25 mm placés en compensation de biréfringence pour éviter la séparation spatiale des ondes signal et complémentaire avec l'onde de pompe. Un miroir dichroïque est placé entre le troisième et le quatrième KTP pour retirer le complémentaire et limiter la saturation de la conversion paramétrique. Une ligne à retard de 10 ns est insérée sur le trajet du faisceau de pompe avant les étages d'amplification pour compenser le temps de construction de l'impulsion dans l'OPO. La longueur d'onde est mesurée tir à tir après doublage en fréquence dans un cristal de KTP à l'aide d'un  $\lambda$ damètre WSU 10 High Finesse avec une précision (sur la fréquence doublée) de 1 MHz.

Pour que la mesure DIAL soit optimale, la position de la coïncidence dans la bande de gain doit pouvoir être ajustée puis maintenue à la longueur d'onde voulue. Pour cela, il est nécessaire de compenser la dérive des peignes de modes des deux cavités de l'OPO. Un module de pilotage et de stabilisation a été réalisé pour le pilotage du NesCOPO pendant la thèse de Bertrand Hardy-Baransky, en jouant sur les cales piézoélectriques du miroir  $M_1$  du NesCOPO [70]. Dans cette configuration, l'accordabilité du NesCOPO s'effectue tir à tir au sein de la bande de gain en changeant les longueurs des cavités grâce aux transducteurs piézoélectriques.

1. le type 0 peut également se trouver sous l'appellation type V dans la littérature.

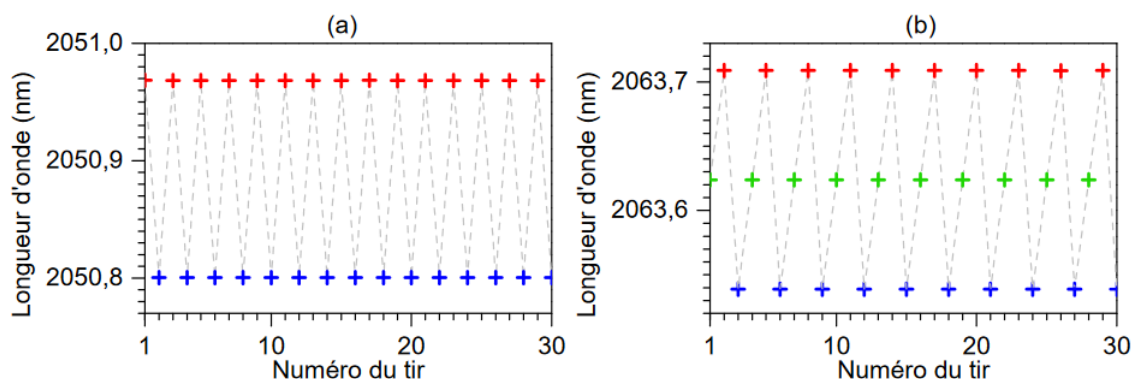


FIGURE 1.15 – Extraits de séquences de longueurs d’ondes émises par le NesCOPO pour le  $CO_2$  (a), pour le  $CO_2$  et l’ $H_2O$  avec trois longueurs d’onde (b).

Ce résultat a permis d’effectuer des campagnes de mesures sur du  $CO_2$  (figure 1.15 (a)) et sur l’ $H_2O$  et  $CO_2$  en simultan e (figure 1.15 (b)).

Néanmoins, en ne jouant que sur la modulation d’un seul miroir, il n’est pas possible d’accorder la longueur d’onde de l’OPO en continu. Son accordabilité s’effectue dans ce cas par pas d’un ISL (ici 6 GHz). Un réglage fin et continu est néanmoins possible par l’ajustement simultan e des deux miroirs à cavité mont es, ce qui augmente la complexité et réduit la robustesse du système. La flexibilité du NesCOPO et de ses procédures de réglage serait fortement améliorée par une sollicitation moindre des transducteurs piézoélectriques. Une solution potentielle que nous allons explorer au cours de ce travail consiste à accorder la longueur d’onde de la pompe ce qui permet d’accorder l’OPO sans déplacement mécanique.

Nous étudierons dans cette thèse des méthodes innovantes de réglage rapide et continu de la longueur d’onde du LIDAR à l’aide de lasers de pompe accordables.

#### 1.4.2 Architecture lidar avec un accord en longueur d’onde par la pompe en externe

Dans le cadre d’un projet au profit de l’agence spatiale européenne (ESA), de manière préliminaires à ma thèse, des premiers tests d’accord en longueur d’onde d’un OPO par la pompe ont été r alis es avec un NesCOPO. Pour ce montage un effort important de compacité et de robustesse a été apport e par le biais d’un assemblage des différents éléments de la cavité par collage UV. L’assemblage de l’OPO par collage, visible figure 1.16 (gauche), présente un double avantage : d’une part la suppression des montures de miroir réglables permet d’obtenir un montage intrinsèquement plus stable, et d’autre part l’assemblage gagne également en robustesse.

Le montage expérimental utilis e pour les tests d’accord en longueur d’onde par la pompe est repr esent e sur la figure 1.16 (droite). Pour cette expérience, le laser de pompe est un laser solide Nd :YAG inject e (QUANTEL) qui émet des impulsions de 12 ns avec un taux de répétition de 30 Hz, et une énergie par impulsion de 100 mJ. Pour obtenir le

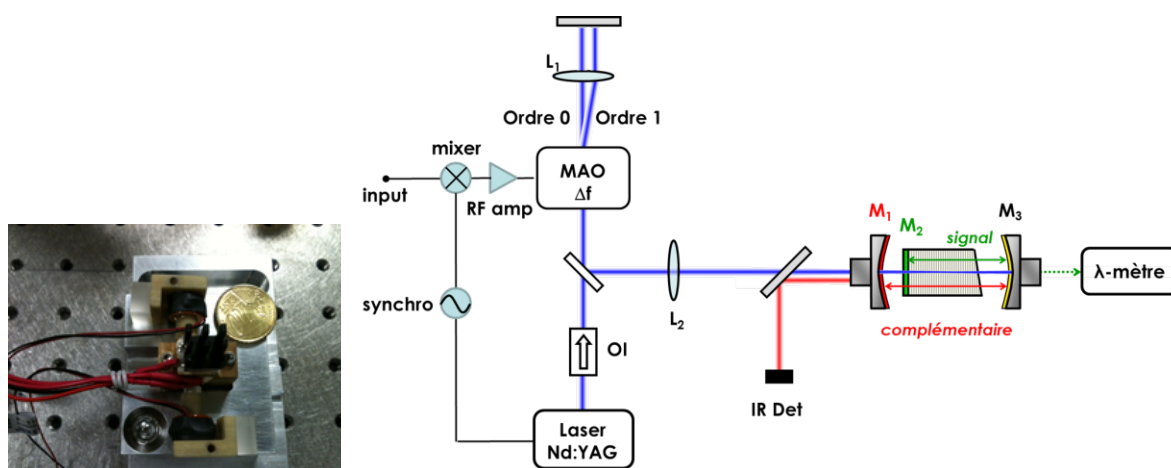


FIGURE 1.16 – (Gauche) : Photographie d'un assemblage de NesCOPO par collage UV. (Droite) : schéma expérimental d'accord par la pompe à partir d'un laser pas ou peu accordable (b). Ici le décalage en longueur d'onde est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO) modulé de manière synchrone avec le laser de pompe (cadence 30 Hz dans cette expérience) de sorte que la longueur de pompe apparente vue par l'OPO soit décalée d'un tir à l'autre. OI : Isolateur Optique,  $L_1$  et  $L_2$  : lentilles de focalisation. La longueur d'onde est enregistrée à l'aide d'un mesureur de longueur d'onde High Finesse.

décalage en longueur d'onde du faisceau pompe, un modulateur acousto-optique (MAO) en espace libre est inséré à la sortie du laser. Comme décrit sur la figure 1.16 (droite), le faisceau pompe traverse le MAO une première fois puis est renvoyé en autocollimation afin de parcourir le même chemin en sens inverse. Le faisceau pompe subit donc un décalage en fréquence total de  $2\Delta f$ . Par ailleurs la commande du MAO est ajustée de manière synchronisée avec la fréquence de répétition des impulsions du laser de pompe. Chaque impulsion subit alternativement un décalage nul (ordre 0) puis  $2\Delta f$  (ordre 1). Ce décalage en fréquence s'accompagne d'un décalage angulaire lorsque le faisceau est diffracté dans l'ordre 1.

Des tests préliminaires ont montré qu'un décalage en fréquence de la pompe d'environ 160 MHz est suffisant pour réaliser un saut de mode de l'OPO. Cela correspond à une fréquence du MAO de 80 MHz. La figure 1.17 montre les deux fréquences optiques générées successivement (à 30 Hz) par l'OPO dans cette configuration. Pour ce montage la longueur d'onde signal générée par l'OPO se situe autour de  $2 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à une fréquence optique autour de 148 THz.

Ces expériences ont permis de montrer que l'accord en longueur d'onde de l'OPO est possible par la pompe. L'inconvénient principal de cette expérience est le non-accord en longueur d'onde du laser de pompe, ce qui oblige l'utilisation d'un MAO. De plus, avec cette technique, l'accord en longueur d'onde ne se fait que par saut de modes. Un accord par la longueur des cavités pour choisir la longueur d'onde d'émission est toujours requis. Il apparaît donc pertinent de développer une nouvelle architecture basée sur un contrôle de la longueur d'émission de la source DIAL avec des lasers de pompe accordables, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

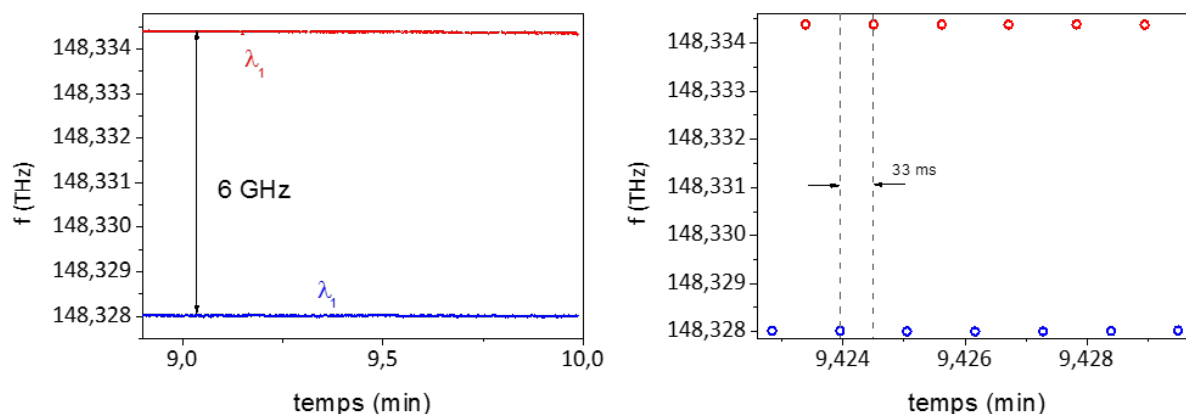


FIGURE 1.17 – (Gauche) Basculement entre deux longueurs d’onde émises par l’OPO espacées d’un ISL par décalage de la longueur d’onde de pompe de 158 MHz à une cadence de 30 Hz synchrone avec les impulsions laser de pompe. (Gauche) : visualisation sur 1 min. (Droite) : zoom sur quelques sauts successifs.

### 1.4.3 Architecture lidar entièrement accordable par la pompe, émettant autour de $1,5 \mu m$

Au cours de cette thèse, nous cherchons à explorer des régimes temporels différents de ceux utilisés dans la littérature (haute énergie et basse cadence), ainsi que des méthodes d’accord en longueur d’onde différentes. Faisant intervenir des lasers de pompe accordables, cette technique d’accord en longueur d’onde présente un intérêt pour réduire la complexité des montages d’OPO. Par conséquent, deux lasers de pompe seront présents : un laser de pompe d’OPO accordable, et un laser de pompe d’OPA accordable également. Le rôle du laser de pompe de l’OPO sera double :

1. Le pompage du NesCOPO, et donc la génération de deux ondes dans les gammes spectrales  $1,5$   $1,6 \mu m$  (onde signal) et  $3,3,5 \mu m$  (onde complémentaire).
2. L’accord large (par sauts de mode) et la stabilisation de la fréquence du NesCOPO sur un mode unique au cours du temps. Le NesCOPO sera donc simplifié car il ne comportera plus aucune partie mobile dans le futur.

Ensuite, la génération de l’onde autour de  $1,5 \mu m$  de forte énergie et accordable finement sur les raie d’absorption (ON et OFF) se fera dans des étages d’amplification paramétrique. Pour cela, l’onde complémentaire (vers  $3,3 \mu m$ ) issue du NesCOPO interagira avec un laser de pompe de haute énergie à  $1 \mu m$  dans l’OPA. Par conséquent, en notant  $\omega_c^{OPO}$  la fréquence de l’onde complémentaire en sortie d’OPO et  $\omega_p^{OPA}$  celle du laser de pompe de l’OPA, la fréquence  $\omega_s^{OPA}$  de l’onde générée par l’interaction entre l’onde complémentaire et l’onde de pompe sera  $\omega_s^{OPA} = \omega_p^{OPA} - \omega_c^{OPO}$ , comme représenté sur la figure 1.18.

Comme l'onde complémentaire issue du NescOPO ne peut être accordée que par sauts de mode dans cette configuration, l'accord de l'onde signal en sortie de l'OPA se fera par l'intermédiaire du laser de pompe de l'étage OPA. Le cahier des charges technique de ce dernier est résumé dans le tableau 1.1.

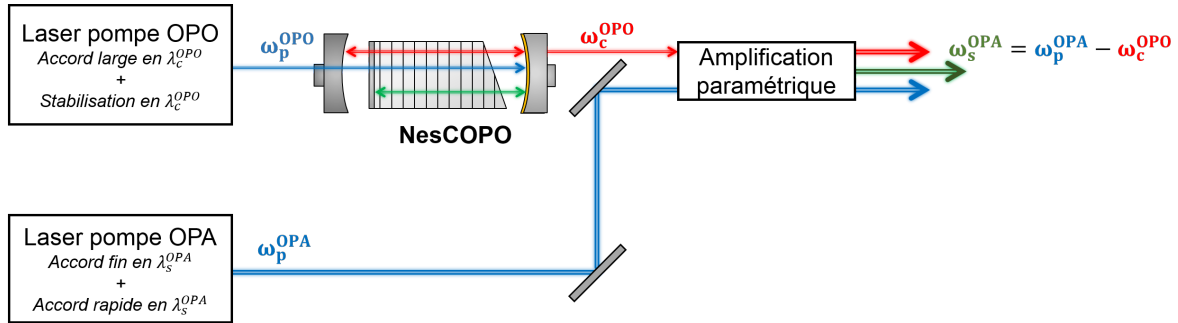


FIGURE 1.18 – Représentation de la source proposée au cours de cette thèse.

Le laser de pompe de l'OPO permettra donc i) de générer un rayonnement mono-fréquence adapté au sondage d'espèces chimiques, ii) de s'approcher, par sauts de mode de la raie du gaz à sonder (après décalage de fréquence par l'OPA). Le laser de pompe de l'OPA permettra i) de positionner la longueur d'onde ON sur cette raie, et d'alterner les émissions ON et OFF à une cadence supérieure au kHz et ii) d'assurer la montée en énergie compatible avec une mesure à distance.

## 1.5 La configuration MOPA pour le laser de pompe de l'OPA

La caractéristique principale de ce laser de pompe est son accordabilité en longueur d'onde rapide. Notre choix s'est tourné vers une architecture de type MOPA (acronyme anglais pour Master Oscillator Power Amplifier). Ce terme représente un type d'architecture laser constitué d'un laser maître (ou laser d'injection) et d'une série d'amplificateurs optiques pour augmenter la puissance de sortie. Pour notre système, c'est le laser d'injection qui sera accordable.

Pour cela, différentes méthodes ont été envisagées :

- en exploitant les capacités d'un laser à fibre commercial accordable par modification de miroirs à réseaux de Bragg,
- en exploitant la dérive de fréquence d'une diodes DFB pilotée en régime impulsionnel.

Cette seconde méthode n'ayant pas été totalement explorée jusqu'au bout pour la réalisation de la source laser, les résultats sont présentés en annexe B. La première méthode, plus conventionnelle repose sur l'exploitation de l'accordabilité d'un laser à fibre (Koheras



Basic de NKT photonics) par modification du pas des miroirs de Bragg formant la cavité. Ce modèle est à base de fibre dopée Ytterbium et émet un rayonnement autour de 1030 nm. Les caractéristiques de ce laser sont répertoriées dans le tableau 1.4.

Paramètres	Valeurs
Émission laser	CW
Longueur d'onde centrale	1030 nm
Largeur de raie	< 0,1 kHz
Puissance	10 mW
Plage d'accordabilité en température	120 GHz ou 0,4 nm
Plage d'accordabilité rapide	8 GHz ou 0,03 nm
Modulation d'accordabilité rapide	jusqu'à 20 kHz

TABLEAU 1.4 – Tableau récapitulatif des spécifications du laser d'injection Koheras Basik. CW : Continuous Wave. Crédit : NKT Photonics

L'accordabilité lente permet une accordabilité totale de 120 GHz, soit 0,4 nm. Une accordabilité rapide est également réalisable. Celle-ci se traduit par une modulation de la longueur d'onde à une fréquence de modulation définie par l'utilisateur, allant jusqu'à 20 kHz. Elle permet un accord de 8 GHz, soit 0,03 nm, pour des fréquences de modulation inférieures au kHz. En poussant la fréquence de modulation rapide à 2 kHz, cette accordabilité est réduite à 1 GHz, soit 3,5 pm.

Bien qu'une explication de la technologie du laser ne soit inscrite dans le manuel d'utilisation, il est probable que la fibre optique soit composée de réseaux de Bragg stabilisés en température pour un l'accordabilité lente. Concernant l'accord rapide en longueur d'onde, le manuel renseigne sur l'utilisation de piézoélectriques. Dans ce cas, il est probable que les piézoélectriques soient utilisées pour imposer des contraintes mécaniques sur la fibre qui changent le pas des réseaux de la fibre et l'ISL de la cavité. Cette technique est montrée dans la référence [71].

Le choix de l'architecture d'amplification sera détaillé au chapitre 3.

## 1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé le principe de fonctionnement des lidars à absorption différentielle. Nous avons exposé les quatre spécifications techniques, à savoir la durée d'impulsion, l'énergie, le taux de répétition et l'accordabilité en longueur d'onde. Ensuite, une étude bibliographique nous a permis de mettre en évidence le bénéfice des sources paramétriques pour la détection par absorption différentielle, notamment en termes d'accordabilité en longueur d'onde. Suite à cela, nous avons rappelé des notions d'optique non linéaire utiles dans la suite du manuscrit, et introduit la source paramétrique NesCOPO sur laquelle se base le montage expérimental employé dans cette thèse. Ensuite, nous avons présenté deux types d'architecture lidar accordable, à base de NesCOPO. Une première architecture, étudiée dans le cadre d'une précédente thèse [30], est basée sur une source accordable par changement de la longueur des cavités du NesCOPO. Une deuxième architecture démontre la possibilité d'accorder le NesCOPO par la pompe directement.

Nous cherchons alors à explorer des fonctionnalités originales, qui pourraient être utiles pour une application lidar en :

- explorant un régime énergie/cadence différent de ceux de la littérature,
- explorant des fonctionnalités offertes par un accord en longueur d'ondes des sources paramétriques par la pompe,
- développant une architecture d'émetteur lidar dédiée,
- démontrant en laboratoire la capacité de ce système pour des applications lidar.

Par conséquent, nous avons choisi une architecture de source émettrice, où le NesCOPO est accordé et stabilisé en longueur d'onde par le laser de pompe. Pour émettre un signal à la longueur d'onde souhaitée, réaliser l'alternance des émissions aux longueurs d'onde ON et OFF et émettre des rayonnements suffisamment énergétiques à partir du NesCOPO, nous ferons interagir l'onde complémentaire et un autre laser de pompe dans des étages d'amplification paramétrique optique.

# Chapitre 2

## Contrôle spectral d'un NesCOPO par accord en longueur d'onde de la pompe

### Objectifs

---

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au contrôle spectral d'un NesCOPO par accord en longueur d'onde de la pompe. Dans un premier temps, nous présenterons les deux possibilités d'accord en fréquence de cette source paramétrique. Dans un deuxième temps, nous présenterons un algorithme d'asservissement pour piloter l'émission de la source paramétrique. Cet algorithme, doit permettre d'émettre une fréquence désirée par l'utilisateur, et de la stabiliser dans le temps, autour de la centaine de MHz, afin de scanner une raie d'absorption de gaz. Nous évoquerons aussi les performances en énergie de cette source paramétrique.

---

**Sommaire**


---

<b>2.1</b>	<b>Réalisation expérimentale du NesCOPO pompé par un laser à fibre</b>	<b>61</b>
2.1.1	Bande de gain paramétrique du cristal	61
2.1.2	Dissociation des cavités pour une émission monomode	62
<b>2.2</b>	<b>Accord en fréquence du NesCOPO</b>	<b>67</b>
2.2.1	Accord en fréquence via la longueur des cavités	67
2.2.2	Accord en fréquence via la fréquence de pompe	69
2.2.2.1	Le laser de pompe Keopsys	69
2.2.2.2	Étude de l'accord en fréquence de l'OPO par la pompe	72
<b>2.3</b>	<b>Stabilisation fréquentielle du NesCOPO par accord de la longueur d'onde de la pompe</b>	<b>74</b>
2.3.1	Dispositif expérimental	74
2.3.2	Étude de l'asservissement dans le cas d'un NesCOPO à forte réflectivité à l'onde complémentaire	74
2.3.2.1	Émission d'un mode du NesCOPO choisi	75
2.3.2.2	Dynamique des coïncidences exactes et partielles dans la cavité du NesCOPO	76
2.3.2.3	Asservissement complet du NesCOPO sur le long terme	80
2.3.3	Étude d'un NesCOPO de faible réflectivité à l'onde complémentaire : adaptation du programme d'asservissement	81
2.3.3.1	Asservissement complet du NesCOPO présentant une faible finesse pour l'onde complémentaire	82
2.3.4	Répartition de l'énergie de la pompe au signal et au complémentaire	85
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>88</b>

---

## 2.1 Réalisation expérimentale du NesCOPO pompé par un laser à fibre

La figure 2.1 présente le montage expérimental réalisé. Ce dispositif expérimental est le même que celui développé lors de la thèse de Guillaume Aoust [4], mais avec une longueur de cristal plus faible pour faciliter le contrôle en longueur d'onde (4 mm au lieu de 18 mm). Le laser de pompe délivre des impulsions de 320 ns avec une cadence de 30 kHz à une longueur d'onde de  $1,064 \mu\text{m}$ .

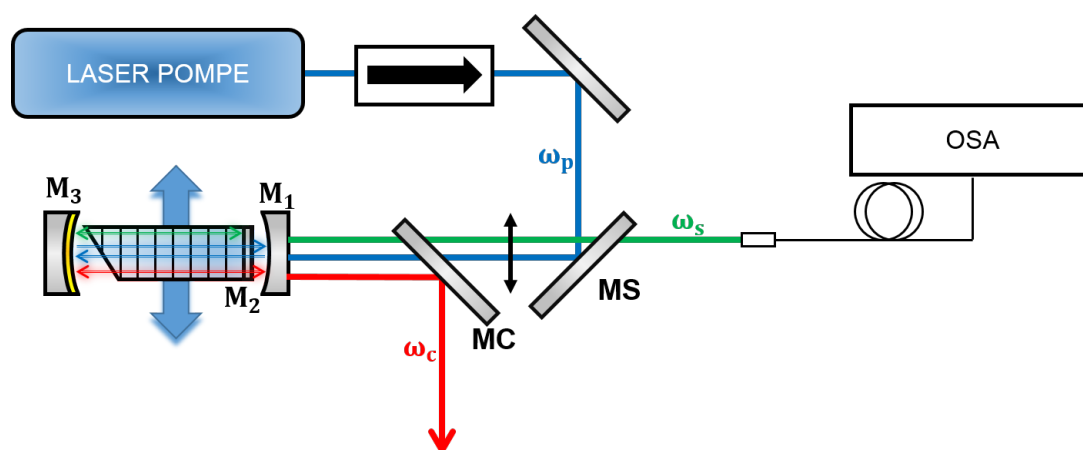


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental. OSA : Optical Spectrum Analyseur.

Le faisceau de pompe est focalisé, avec un diamètre de  $115 \mu\text{m}$  à  $1/e^2$  au centre du cristal de PPLN. Ce cristal, d'une longueur de 4 mm, est placé entre deux miroirs  $M_1$  et  $M_3$ . Cela entraîne alors une différence d'intervalle spectrale libre entre l'onde signal et l'onde complémentaire. En prenant en compte les distances des miroirs mesurées, nous déterminons un ISL de 17 GHz pour l'onde signal et 15 GHz pour l'onde complémentaire. Le miroir  $M_2$  est directement déposé sur la face d'entrée du cristal. Disposant de 4 réseaux, le cristal permet une accordabilité spectrale de  $1,53 \mu\text{m}$  à  $1,62 \mu\text{m}$  pour l'onde signal et de  $3,10 \mu\text{m}$  à  $3,50 \mu\text{m}$  pour l'onde complémentaire. La réflectivité de la cavité induit une finesse supérieure à 300 pour l'onde signal, et de 206 pour l'onde complémentaire. A la sortie de l'OPO, les faisceaux signal et complémentaire sont séparés par des miroirs dichroïques. L'onde complémentaire est réfléchi par le miroir MC, et l'onde signal est transmise par les deux miroirs MC et MS.

Nous allons maintenant étudier comment obtenir une émission monofréquence, à partir d'un réglage transversal de la position du cristal non linéaire, afin d'optimiser la phase non linéaire, et de la dissociation des cavités.

### 2.1.1 Bande de gain paramétrique du cristal

Le signal est injecté dans une fibre monomode, reliée à un analyseur de spectre optique (figure 2.1). La plage de fonctionnement de cet instrument est entre 600 nm à 1600 nm,

avec une résolution de 2 GHz. Le balayage de l'instrument est choisie suffisamment lent pour que l'OPO émette à toutes les fréquences possibles pendant l'acquisition. Pour effectuer la mesure de la bande de gain, nous balayons rapidement les cales piézoélectriques, sur lesquelles sont montés les miroirs  $M_1$  et  $M_3$  pour moduler la position des peignes de fréquences signal et complémentaire (voir section 2.2.1).

Nous imposons un temps d'acquisition de 10 à 30 ms à l'analyseur de spectre optique, afin de moyennner le contenu spectral mesuré à chaque point.

En déplaçant le cristal prismatique perpendiculairement au faisceau de pompe (voir figure 2.1), la distance parcourue dans le dernier domaine ferroélectrique du cristal est modifiée et par conséquent le déphasage relatif entre les ondes varie. Comme expliqué au chapitre 1, une modification de la phase relative dans l'intervalle  $[0, \pi]$  entraîne une modification de la forme de la bande de gain [25, 72, 73]. En effet, nous remarquons un décalage du centre de la bande de gain avec la position du cristal. La figure 2.2 illustre ce décalage expérimental de la bande de gain en fonction de la position du cristal dans la cavité. Nous

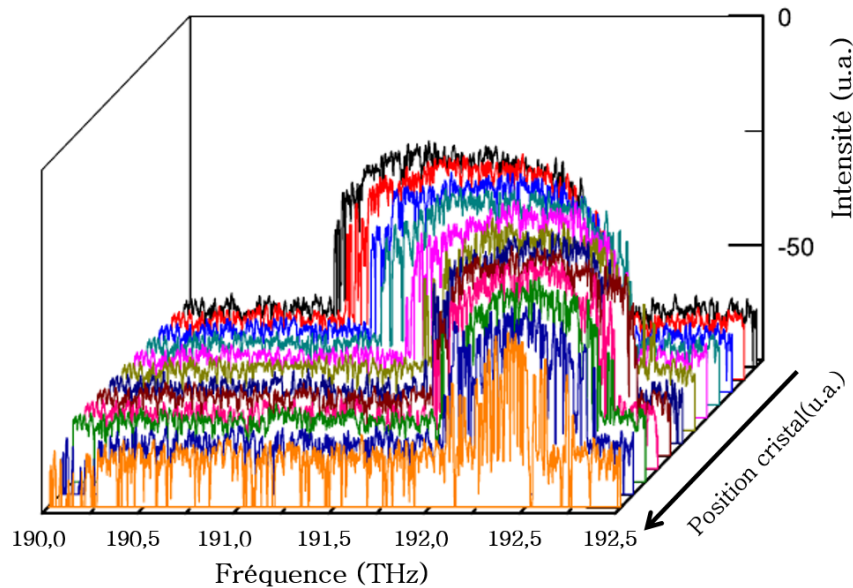


FIGURE 2.2 – Bande de gain pour différentes positions du faisceau dans le cristal.

pouvons également voir sur la figure 2.2, un rétrécissement de la bande de gain suivant la position transverse du cristal dans la cavité. Il s'agit de se placer à la position où la largeur de la bande de gain est la plus étroite jusqu'à 400 GHz afin de réduire le nombre de modes susceptibles d'osciller, et de privilégier une émission monomode. Il s'agit ensuite, comme nous avons pu le voir au chapitre 1, d'optimiser la dissociation des cavités signal et complémentaire.

### 2.1.2 Dissociation des cavités pour une émission monomode

La notion de dissociation des cavités a été mentionnée à la section 1.3.2 du chapitre 1. En pratique, il est possible de déterminer la valeur de dissociation adéquate par simulation numérique [25].

Ces simulations calculent 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, pour différentes valeurs de la dissociation des cavités. Il s'agit de déterminer les conditions de dissociation pour lesquelles cette intégrale de recouvrement ne permet d'atteindre le seuil que pour un seul mode longitudinal. Un exemple de simulation est donnée sur la figure 2.3. Dans cette simulation, nous considérons des réflectivités  $(M_1; M_3) = (0,98; 0,99)$ , ce qui donne des finesesses d'environ 200. Des mesures à l'analyseur de spectre optique ont montré une bande de gain de 400 GHz de large pour un taux de pompage de 1,5. Le taux de pompage est un paramètre expérimental représentant le rapport entre la puissance de pompe et la puissance au seuil d'oscillation de l'OPO. Un taux de pompage de 1,5 signifie donc que la puissance de pompage est  $P_p = 1,5P_{seuil}$ . La figure 2.3 (haut) montre l'intégrale de recouvrement entre les modes signal et complémentaire les plus proches, en fonction du facteur de dissociation  $\Delta L/L$  et du nombre de modes signal  $n$ . Pour des dissociations faibles typiquement inférieures à 1%, tous les modes ont une intégrale de recouvrement proche du maximum. De même, pour les grandes dissociations supérieures à 4%, on retrouve des coïncidences exactes. Nous cherchons donc à optimiser la dissociation des cavités pour obtenir une émission monomode. Les points en rouge sont ceux pour lesquels l'intégrale de recouvrement est maximale. Il s'agit, en fait, des coïncidences exactes. Pour caractériser le contenu spectral de l'OPO, seuls les modes intervenants réellement dans la bande de gain sont à prendre en compte. Dans l'exemple de la figure 2.3, 29 modes signal au maximum sont susceptibles d'osciller dans la bande de gain.

Le graphe de la figure 2.3 du bas met en évidence le recouvrement maximal entre deux modes au sein de la bande de gain en fonction de la dissociation de la cavité pour 29 modes signal en dehors de la coïncidence initiale à  $n = 0$ . Nous retrouvons les pics de recouvrement aux valeurs rationnelles de  $\Delta L/L$ . Un pic autour de 3,5% correspond au cas où la première coïncidence exacte est à une distance spectrale légèrement inférieure à la largeur de la bande de gain. D'une façon plus générale, chaque sommet des pics de la courbe bleue représente une deuxième coïncidence exacte dans la bande de gain. Les flancs, eux, représentent le taux de recouvrement des modes en coïncidence partielle.

La figure 2.3 (bas) représente l'intégrale de recouvrement projetée sur l'axe  $\Delta L/L$ . Ce graphe représente donc l'intégrale de recouvrement entre les modes signal et complémentaire les plus proches en fonction du facteur de dissociation  $\Delta L/L$ , pour 29 modes signal. La ligne rouge représente le seuil au-delà duquel les coïncidences partielles sont susceptibles d'osciller pour un taux de pompage fixe de 1,5. Dans la suite de ce chapitre, nous fixons le taux de pompage à 1,5. Il a été montré précédemment que pour des taux de pompage supérieurs à 3, il devient difficile d'obtenir une émission monofréquence : les superpositions partielles tendent à être suffisantes pour que les coïncidences partielles ou secondaires oscillent [74, 75].

Dans cet exemple théorique, le comportement multimode de la figure 2.3(bas) est obtenu dans les zones (3) et zone (4) pour une valeur élevée du facteur de dissociation. De même, le cluster de modes de la figure 2.3(bas) est obtenu lorsque le facteur de dissociation est faible (zone (1)). Finalement, pour obtenir un fonctionnement monomode longitudinal, il est nécessaire de fixer le facteur de dissociation à quelques pourcents (zone (2)).

En pratique, l'ajustement des longueurs des cavités s'effectue à l'aide de cales montées

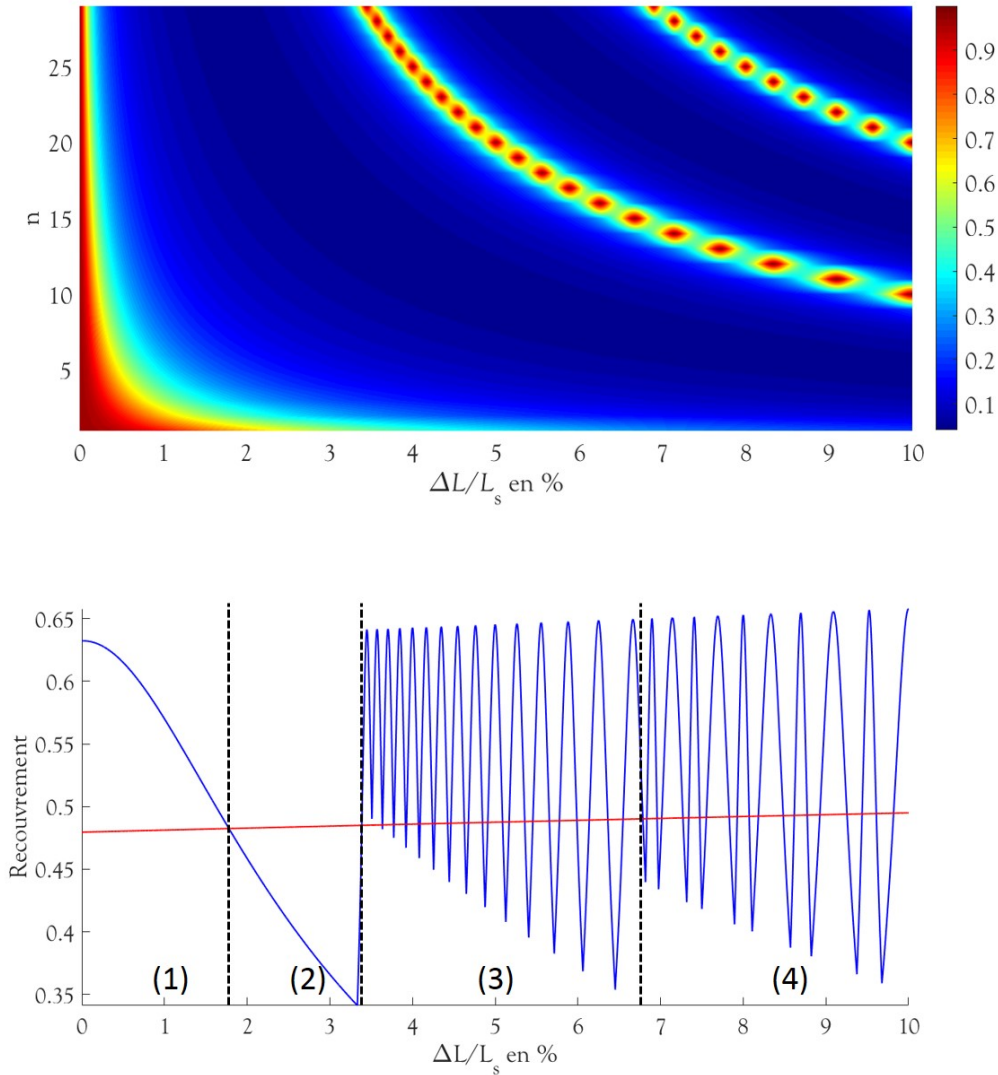


FIGURE 2.3 – (Haut) : Intégrale de recouvrement normalisée au recouvrement maximal entre les modes signal et leur mode complémentaire le plus proche en fonction du paramètre de dissociation et du nombre de modes signal. (Bas) : valeur de l'intégrale de recouvrement entre les modes signal et complémentaire en fonction du paramètre de dissociation  $\Delta L/L$ . La ligne rouge correspond au recouvrement minimal au-dessus duquel les modes voisins oscillent pour un taux de pompage de 1,5. Zone (1) : émission d'un cluster de modes, zone (2) : fonctionnement monomode stable et zone (3) : fonctionnement multimode comprenant plusieurs coïncidences exactes et zone (4) : fonctionnement multimode instable.

entre les miroirs  $M_1$  et  $M_3$  et les transducteurs piézoélectriques (voir figure 2.5 b)). Comme le miroir  $M_3$  est commun aux ondes signal et complémentaire, seule la position du miroir  $M_1$  est à optimiser.

La figure 2.4 montre la différence entre une dissociation de 6,6 % (a)) et une disso-



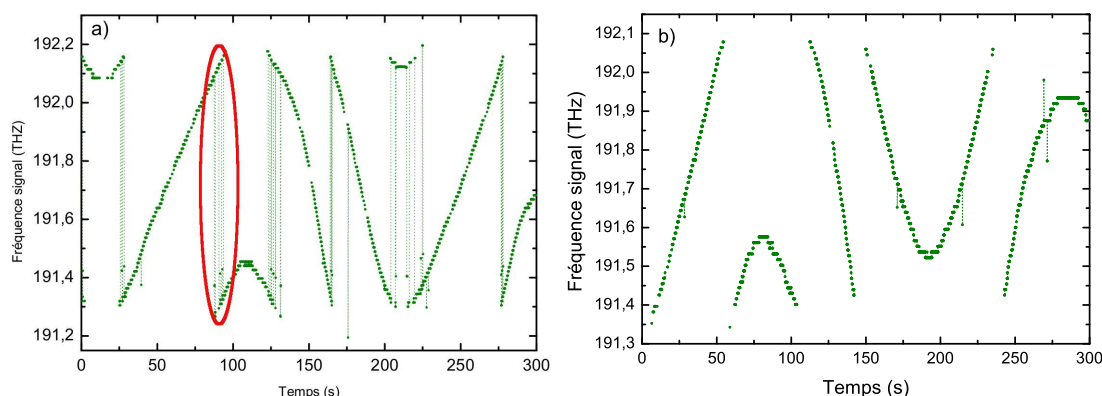


FIGURE 2.4 – Balayage de la bande de gain par modulation de la cale piezoelectrique du miroir de l'onde complémentaire dans le cas d'une dissociation des cavités trop grande de 6,6% (a), et une dissociation des cavités intermédiaire de 3% (b).

ciation de 3 % (b)) du comportement du signal pendant une modulation du miroir  $M_1$ . Sur la figure 2.4 a) l'OPO saute de mode d'un bord à l'autre de la bande de gain. Cela signifie que la dissociation des cavités est trop grande (voir la figure 1.12 a) du chapitre 1). A l'inverse, sur la figure 2.4 b), le comportement est différent. Les modes se succèdent un à un, sans alterner d'un bord à l'autre de la bande de gain. La dissociation des cavités est alors correcte (voir la figure 1.12 c) du chapitre 1).

Une fois le paramètre de dissociation des cavités fixé pour obtenir une émission monomode (figure 2.4 droite), il est possible d'effectuer un accord fin en longueur d'onde en ajustant les longueurs des cavités sur quelques micromètres à l'aide des cales piézoélectriques.

La figure 2.5 a) est une photo du bloc OPO sur la table optique. La figure 2.5 b) est une vue éclatée de la mécanique de l'OPO obtenue avec le logiciel SolidWork. Le cristal est positionné dans un four monté sur une platine de translation. L'élément Peltier est relié à une alimentation pour réguler la température du four en cuivre pour un bon transfert de chaleur. Les miroirs  $M_1$  et  $M_3$  peuvent être ajustés pour aligner la cavité du NesCOPO. Dans la phase d'alignement du NesCOPO, le miroir  $M_1$  est translaté avec une monture X/Y. Le miroir  $M_3$ , lui, est monté sur une monture industrielle flexible. Elle permet, à l'aide de ressort, d'orienter le miroir par rotation suivant deux axes. Ces miroirs sont collés à des cales piézoélectriques utilisées pour l'accord en longueur d'onde de la source, ce dont nous allons discuter dans la section suivante.

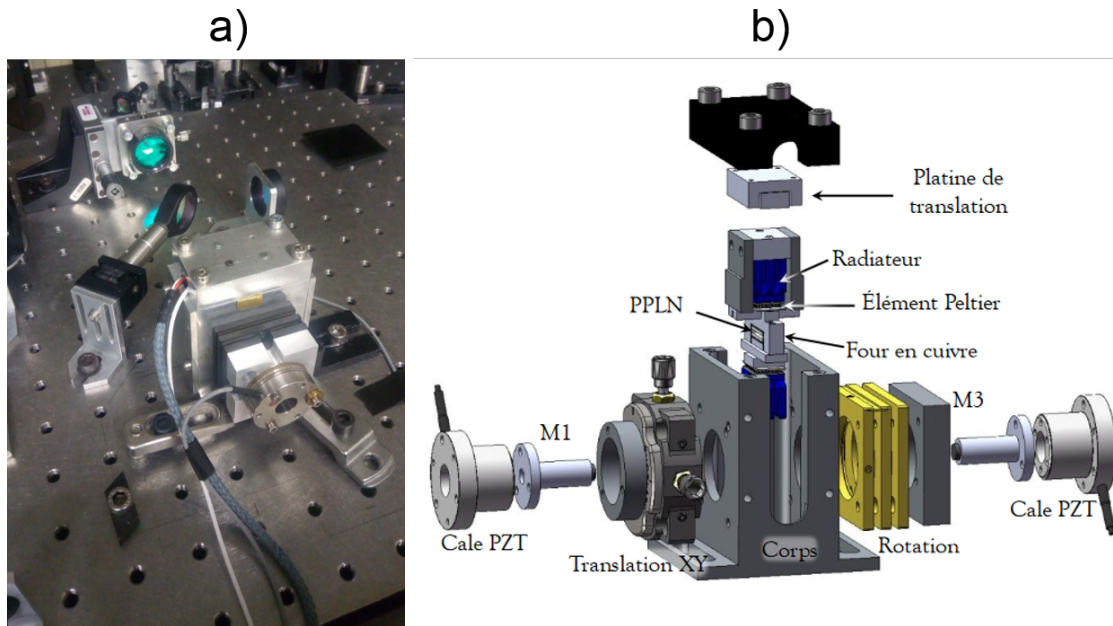


FIGURE 2.5 – Photographie du NesCOPO a) ; vue éclatée de la mécanique b).

La figure 2.6 montre le profil temporel des impulsions pompe incidente (rouge), pompe dépeuplée (bleue) et de l'impulsion complémentaire (verte).

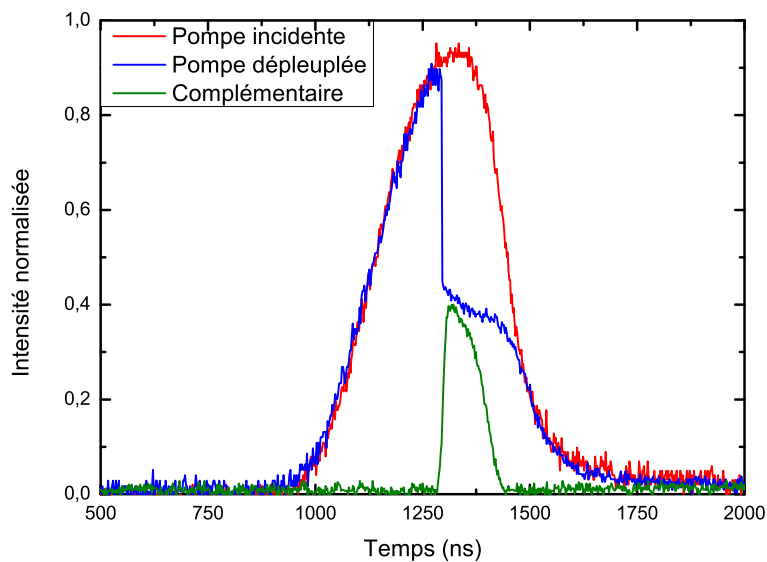


FIGURE 2.6 – Profil temporel de l'impulsion pompe en entrée d'OPO (rouge), pompe dépeuplée (bleue) et de l'onde complémentaire (vert).

Sur cette figure, les impulsions de pompe sont de 320 ns, et de 150 ns pour l'onde complémentaire. Cette réduction temporelle est liée au temps de construction de l'OPO [4], estimé à 170 ns. Le temps de construction d'un OPO est défini comme la durée nécessaire

pour que le signal ou le complémentaire atteigne une valeur observable. Ce temps dépend de nombreux facteurs, notamment de la finesse des cavités et du profil temporel des impulsions pompe.

Connaissant la durée des impulsions de l'onde complémentaire (150 ns), et la largeur de raie de la pompe (32 MHz), il est possible d'estimer la largeur de raie de l'onde complémentaire. Les impulsions de l'onde complémentaire étant plus courtes que celles de la pompe, la largeur de raie de l'onde complémentaire devient plus grande que celle de la pompe. L'architecture du NesCOPO permet de générer des ondes complémentaire et signal à spectre fin. En effet, dans le cas du NesCOPO, le filtrage par les cavités et l'effet Vernier assurent une émission monomode. En considérant que les impulsions des ondes signal et complémentaire limitées par transformée de Fourier, la largeur de raie de l'onde complémentaire est inférieure à 100 MHz.

## 2.2 Accord en fréquence du NesCOPO

Nous venons de voir sous quelles conditions le spectre d'émission du NesCOPO peut être monomode longitudinal. Nous allons maintenant analyser deux méthodes permettant d'accorder la fréquence du NesCOPO par sauts de modes tout en conservant un spectre monomode longitudinal. La figure 2.7 présente le montage expérimental réalisé pour étudier l'accord en fréquence de l'OPO. Ici, on utilise un lambda-mètre HighFiness WS6-200 qui permet une mesure de la fréquence avec un temps d'acquisition minimal de 1 ms.

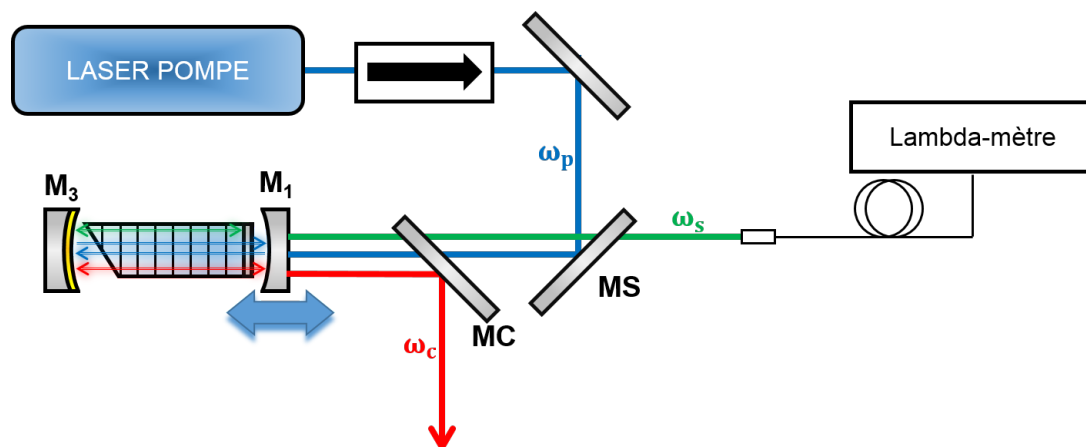


FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental pour l'accord en fréquence de l'OPO.

### 2.2.1 Accord en fréquence via la longueur des cavités

Notre OPO est dans une configuration monomode, nous allons donc pouvoir balayer les longueurs d'onde du peigne signal en déplaçant le miroir  $M_1$ .

Lorsque le miroir  $M_1$  est initialement sur la position 1 (cf figure 2.8), les couples de modes signal qui oscillent sont les modes  $\omega_s^0$ , et  $\omega_c^0$ . Si le miroir se déplace en position 2,

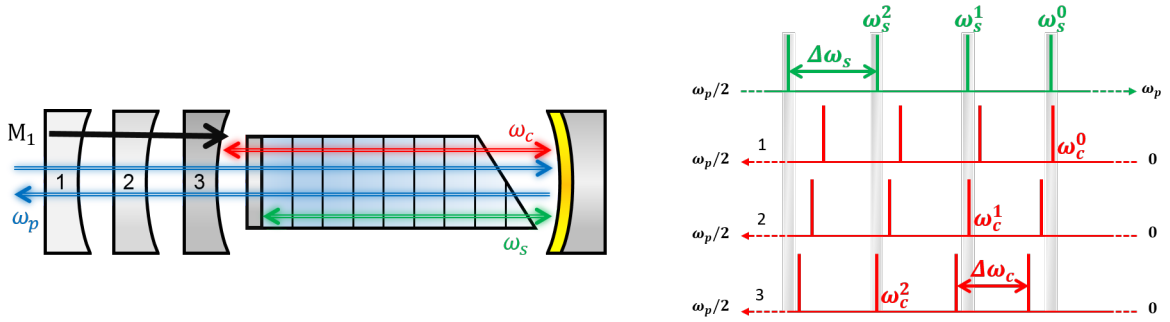


FIGURE 2.8 – Représentation du phénomène d'accord en longueur d'onde du NesCOPO par déplacement du miroir  $M_1$ .

c'est-à-dire qu'il s'éloigne du cristal, la cavité de l'onde complémentaire s'agrandit. La fréquence de l'onde complémentaire va diminuer. Le peigne de modes complémentaires va donc se déplacer vers les faibles fréquences. En réitérant ce processus, en position 3, l'onde complémentaire aura une fréquence encore plus faible. Notons que le peigne de fréquences de l'onde signal reste fixe car seul le miroir  $M_1$  de la cavité complémentaire est en mouvement.

Le mouvement du miroir  $M_1$  s'effectue en appliquant une tension à la cale piézo-électrique sur laquelle est collé le miroir. Par conséquent, si une tension sinusoïdale est appliquée sur la cale piézoélectrique, le miroir se déplacera de façon sinusoïdale par rapport au cristal. La course des piézoélectriques est de  $6 \mu m$  pour  $100 V$  appliqués. Dans ce contexte, il est important d'introduire la relation entre la variation de longueur de cavité et les sauts de modes. L'ordre de grandeur du déplacement nécessaire pour faire un saut de mode est  $\lambda_s/2 \cdot \Delta L/L$ , soit environ  $20 \text{ nm}$  pour l'onde signal et  $50 \text{ nm}$  pour l'onde complémentaire. La figure 2.9 représente le résultat expérimental du comportement de l'OPO lorsque le miroir  $M_1$  est soumis à une variation de position sinusoïdale du miroir  $M_1$ .

Dans le cas du NesCOPO, les ondes générées dans l'OPO oscillent dans deux cavités séparées (figure 2.8). Dans le cadre de la thèse de Bertrand Hardy-Baransky [25], un programme d'asservissement a été développé afin de maîtriser le contenu spectral de l'OPO. Il permet de choisir le mode d'émission de l'OPO et de stabiliser la fréquence au cours du temps en pilotant la position des cales piézoélectriques de l'OPO. Notre objectif est d'arriver à un résultat similaire, mais en ne modifiant que la fréquence du laser de pompe et donc en laissant les miroirs de l'OPO fixes. Néanmoins, ne bénéficiant que d'un seul levier de rétroaction, il n'est pas possible de maintenir à la fois la coïncidence des modes et de stabiliser la source en longueur d'onde à une valeur de longueur d'onde définie. Compte tenu de l'architecture de la source lidar complète (OPO/OPA), présentée au chapitre 1, le choix a été fait de :

1. Permettre de s'approcher d'un mode d'émission désiré à un  $ISL/2$  près,
2. Maintenir la coïncidence du mode choisi sur des temps compatibles avec la durée d'interaction d'une mesure Lidar ( $> 10 \text{ min}$ ). Comme énoncé dans le chapitre 1, la largeur de raie d'absorption des gaz étudiés est typiquement de l'ordre du GHz.

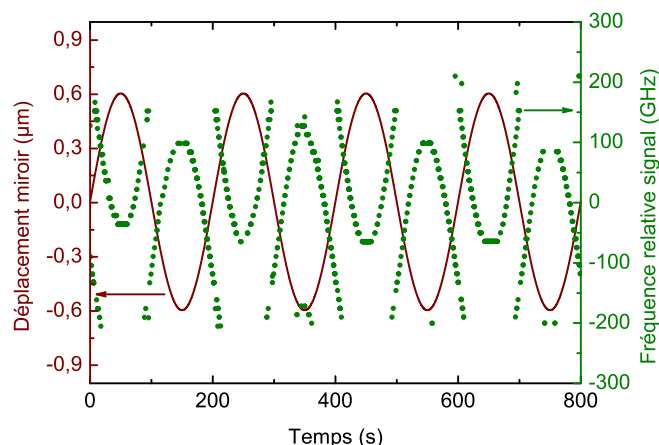


FIGURE 2.9 – Évolution de la fréquence relative du signal issu de l'OPO (points verts) lorsqu'une modulation sinusoïdale est appliquée à la cale PZT du miroir  $M_1$  (ligne bordeau) en fonction du temps.

Il faut donc que la stabilisation de la fréquence soit précise d'un ordre de grandeur inférieur, soit la centaine de MHz.

## 2.2.2 Accord en fréquence via la fréquence de pompe

### 2.2.2.1 Le laser de pompe Keopsys

Le laser permettant de pomper le NesCOPO est un laser commercial (en configuration MOPA : Master Oscillator Power Amplifier) de la société Keopsys, modèle CYFL-KILO. Il est basé sur une diode monofréquence émettant à 1064 nm en régime continu. Un modulateur acousto-optique (MAO) permet de générer des impulsions avec la forme temporelle souhaitée. Le faisceau est ensuite amplifié et filtré dans une série d'amplificateurs fibrés se terminant par une fibre large cœur permettant d'extraire des impulsions énergétiques (typiquement 10 à 100  $\mu J$  selon les régimes durée d'impulsion/cadence). Comme le montre les figures 2.10, la saturation du gain dans l'amplificateur induit un changement de profil temporel des impulsions.

En raison de la diffusion Brillouin stimulée, le laser ne peut dépasser 100 W de puissance crête, et sa puissance moyenne maximale est de 1,2 W. Des impulsions allant de 20 ns à 15  $\mu s$  peuvent être générées. Pour obtenir des impulsions de 20 ns, il est nécessaire de fixer la fréquence de répétition du laser à au moins 1,2 MHz en raison de la sécurité imposée par le constructeur qui empêche le laser de fonctionner pour de faibles puissances moyennes d'injection dans l'amplificateur. Les durées plus longues ont nécessairement une puissance crête réduite en raison de la cadence minimale à respecter et la puissance moyenne disponible.

Pour ces travaux de thèse, nous fixons les durées d'impulsions à 320 ns à 30 kHz et une énergie maximale par impulsion de 30  $\mu J$ . Une largeur de raie de 32 MHz a été mesurée à l'aide d'un Fabry-Perot dont l'ISL est de 2 GHz. Cela indique que le spectre du laser

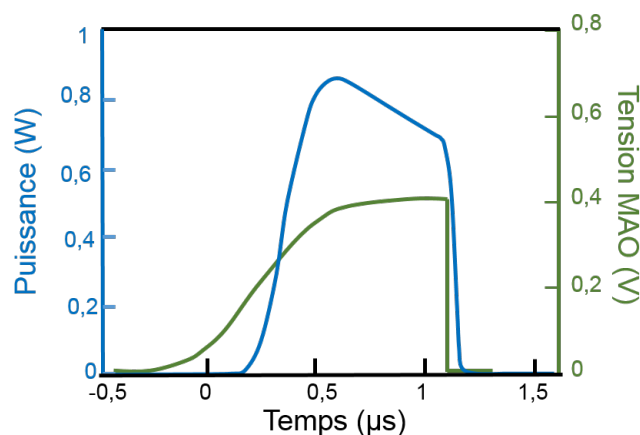


FIGURE 2.10 – Exemple de consigne envoyée au modulateur acousto-optique (vert) et l’impulsion amplifiée résultante (bleue) [4].

de pompe est limité par transformée de Fourier.

Le laser a également la particularité d’être accordable en longueur d’onde en modifiant la température ou le courant d’injection de la diode laser continue. La figure 2.11 montre l’accordabilité du laser, avec application d’une tension sur les bornes température et courant de l’alimentation du laser.

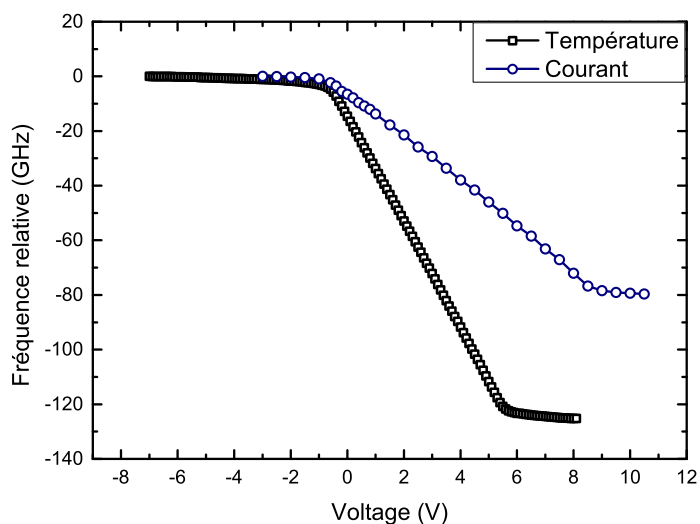


FIGURE 2.11 – Variation de la fréquence du laser de pompe en température (noir) et en courant (bleu), en fonction de la tension appliquée sur les entrées correspondantes.

Nous obtenons une accordabilité totale de  $120\text{ GHz}$  pour la température et de  $80\text{ GHz}$  pour le courant (voir la figure 2.11). Néanmoins, l’accordabilité en température est beaucoup plus lente que l’accordabilité par le courant. Plusieurs secondes sont nécessaires pour

arriver à une fréquence stable en pilotant via la température. Ainsi, dans la suite de ce manuscrit, nous ne nous servirons que de l'accordabilité par le courant. La figure 2.12 montre l'amplitude d'accord en fréquence maximale du laser en fonction de la fréquence de modulation du courant. On remarque que l'amplitude augmente avec la fréquence jusqu'à 300 Hz, et diminue à partir de ce point. La fréquence de coupure  $f_c$  est ici de 522 Hz. Elle représente la fréquence de modulation à partir de laquelle l'amplitude d'accordabilité maximale est divisée par 2.

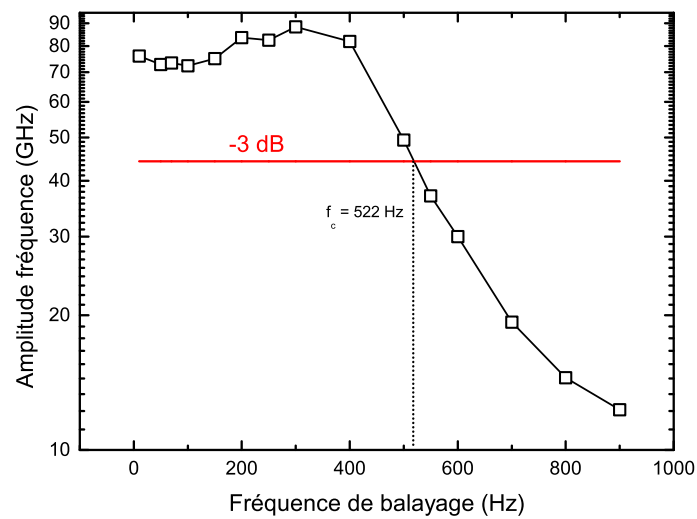


FIGURE 2.12 – Mesure de l'amplitude de modulation de fréquence du laser en fonction de la fréquence de modulation.

Il est ainsi possible de moduler la fréquence du laser sur une plage de plusieurs dizaines de GHz, à des cadences maximales de l'ordre de 500 Hz.

### 2.2.2.2 Étude de l'accord en fréquence de l'OPO par la pompe

Comme expliqué dans la section 2.2.1, lorsque la position du miroir  $M_1$  est modulée, seul le peigne de mode du complémentaire se décale dans la bande de gain. Celui du signal reste fixe (voir figure 2.8). Maintenant, lorsque la fréquence de pompe est modulée, les deux peignes se déplacent symétriquement par rapport à la dégénérescence. Cela revient à moduler la position du miroir  $M_3$ , commun aux deux cavités. Il est maintenant important de déterminer la variation de fréquence de pompe maximale,  $\Delta\omega_p$ , permettant d'éviter un saut de mode (i.e. trouver une nouvelle coïncidence exacte). Cela se traduit par l'équation ci-dessous [14]

$$\Delta\omega_p = \frac{ISL_0}{n_p} \frac{\Delta L}{L} \quad (2.1)$$

avec  $ISL_0$  l'intervalle spectral libre dans le vide. La valeur de  $\Delta\omega_p$  ne dépend que de l'indice de réfraction du cristal à la longueur d'onde de la pompe, de l'intervalle spectrale libre et de la dissociation des cavités. Dans notre cas, avec une dissociation des cavités de 3 %, un intervalle spectral libre dans le vide de  $37 \text{ GHz}$ ,  $\Delta\omega_p = 500 \text{ MHz}$ .

En appliquant une rampe de tension à la fréquence de l'onde de pompe, nous observons des sauts de mode pour l'onde signal. La figure 2.13 montre les variations de fréquence de la pompe et du signal mesurées avec deux lambdamètres. La relation 2.1 est vérifiée expérimentalement. Il est bon de noter qu'en passant d'un mode à l'autre, l'OPO "s'éteint". Tout comme avec les cales piézoélectriques, lorsque l'on module la fréquence de pompe périodiquement, les ondes de l'OPO parcourent leur bande de gain.

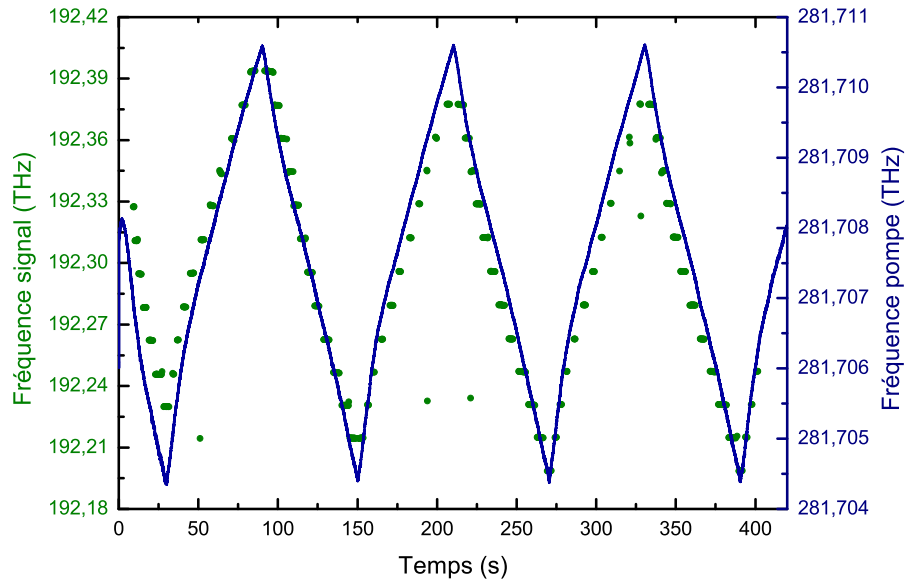


FIGURE 2.13 – Évolution de la fréquence de l'onde signal issue de l'OPO (points verts) lorsqu'une modulation en triangle est appliquée à la fréquence du laser de pompe (ligne bleue). Les miroirs de l'OPO ne sont soumis à aucune variation.



Nous venons de montrer que l'accord en longueur d'onde de la pompe permet de décrire la totalité de la bande de gain paramétrique de l'OPO et donc de s'approcher du mode signal désiré. Il s'agit à présent de réaliser un outil de pilotage permettant :

1. de parcourir la bande de l'OPO jusqu'à un mode cible (à un  $ISL/2$  près),
2. de maintenir la coïncidence de mode sur des durées supérieures au temps d'acquisition lidar soit plusieurs dizaines de minutes [3].

## 2.3 Stabilisation fréquentielle du NesCOPO par accord de la longueur d'onde de la pompe

Le programme d'asservissement doit permettre l'émission d'un mode OPO choisi par l'utilisateur et le maintien de la coïncidence sur le long terme.

### 2.3.1 Dispositif expérimental

La figure 2.14 représente le dispositif expérimental d'accord en fréquence de l'OPO. Ce montage est similaire à celui présenté à la figure 2.7. La tension appliquée au laser

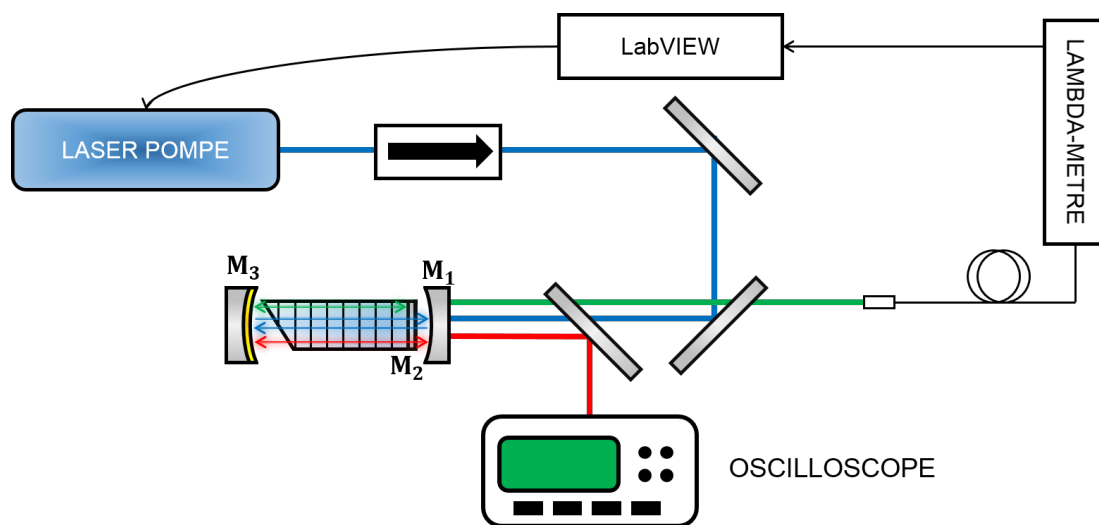


FIGURE 2.14 – Dispositif expérimental pour le développement du programme d'asservissement.

de pompe pour l'accord en fréquence est gérée avec une alimentation de tension pilotée par LabVIEW. En plus de piloter la fréquence du laser, le programme lit la valeur de la fréquence du signal par le lambda-mètre, ainsi que l'intensité des pics de l'interférogramme du lambda-mètre, représentative de l'intensité du signal issue de l'OPO. Nous verrons dans la section 2.3.2.2 l'importance de ce paramètre.

Nous allons voir comment cette configuration permet d'accorder la fréquence de l'OPO et d'atteindre la longueur d'onde recherchée. L'onde complémentaire est envoyée sur une photodiode, reliée à un oscilloscope. Cela permet, entre autre, de vérifier le bon fonctionnement de l'OPO.

### 2.3.2 Étude de l'asservissement dans le cas d'un NesCOPO à forte réflectivité à l'onde complémentaire

Dans un premier temps, afin de s'assurer de l'obtention de l'oscillation, un miroir  $M_1$  de haute réflectivité pour l'onde complémentaire (0,98) est choisi. Cette configuration permet

d'obtenir un très faible seuil d'oscillation de  $3 \mu J$  [63]. La caractérisation en énergie de la source est représentée sur la figure 2.15.

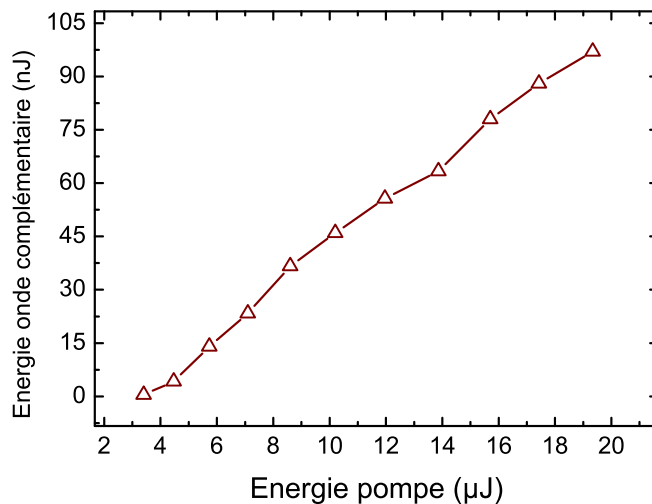


FIGURE 2.15 – Énergie de l'onde complémentaire issue du NesCOPO de haute réflectivité ( $R_c = 0,98$ ) en fonction de l'énergie de pompe.

### 2.3.2.1 Émission d'un mode du NesCOPO choisi

L'objectif de l'asservissement est de pouvoir émettre un mode OPO choisi, en ne modifiant que la fréquence de la pompe. Dans un premier temps, le programme impose un accord de la pompe triangulaire à faible fréquence, typiquement  $10 \text{ mHz}$ . Pendant cette phase, le signal balaye sa bande de gain. Notre signal d'erreur, noté  $\sigma$ , est défini comme la différence entre la fréquence consigne et la fréquence mesurée, soit :

$$\sigma = \omega_{cible} - \omega_{mes} \quad (2.2)$$

Pour rappel, le balayage fréquentiel de la bande de gain de l'OPO s'effectue de façon discrète. Sur la figure 2.16 (gauche), nous observons bien les sauts de modes de l'OPO d'une valeur de  $17 \text{ GHz}$ . Ainsi, lorsque le signal d'erreur  $\sigma$  est inférieur à la valeur d'un  $ISL/2$ , en valeur absolue, la fréquence cible est atteinte. A ce moment, la modulation de la fréquence de pompe s'arrête. La figure 2.16 (gauche) montre le résultat de cet asservissement, pour une fréquence cible de  $192,3341 \text{ THz}$ . La figure 2.16 (droite) représente l'évolution de la fréquence de pompe correspondante à la séquence de balayage de l'OPO de la figure 2.16 (gauche).

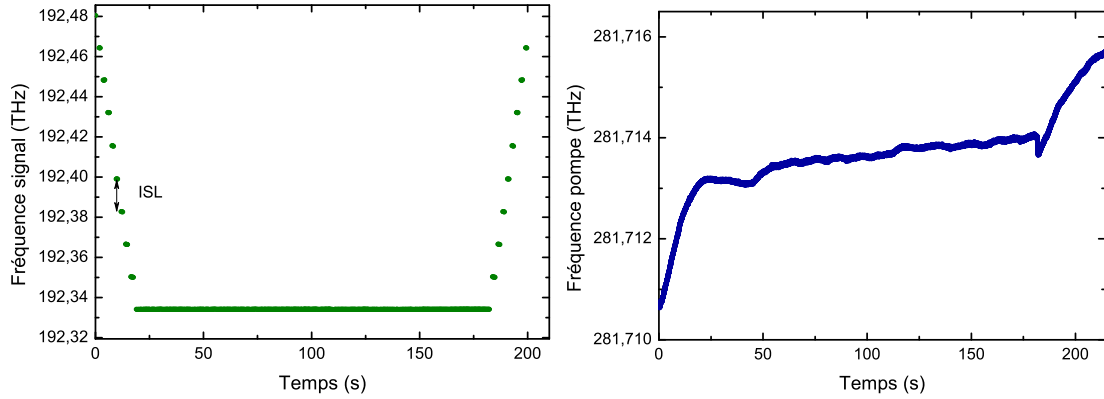


FIGURE 2.16 – Description des trois phases d'évolution et fréquence de l'onde signal (gauche). Évolution de la fréquence de pompe correspondante (droite).

Trois zones sont présentes sur la figure 2.16. La première zone, représente l'instant où la fréquence de la pompe est modulée. A ce moment, la fréquence cible n'est pas atteinte. La deuxième zone est obtenue lorsque que la fréquence cible est obtenue. La modulation de la fréquence de pompe s'arrête, et l'OPO émet toujours la même longueur d'onde pendant plusieurs minutes. La troisième zone montre la perte du mode cible. La modulation de la pompe reprend. Physiquement, la perte du mode cible observée au bout de quelques minutes signifie qu'il y a une perte de la coïncidence dans la cavité OPO. Cela peut s'expliquer par une fluctuation thermo-mécanique dans la cavité de l'OPO. Afin de repousser la perte de coïncidence à des échelles de temps plus longues, l'optimisation du recouvrement entre les modes est nécessaire. Cette optimisation revient à optimiser régulièrement, à des échelles de temps inférieures à la minute, la puissance émise dans le mode choisi.

### 2.3.2.2 Dynamique des coïncidences exactes et partielles dans la cavité du NesCOPO

La prise en compte des coïncidences partielles provient du fait que les modes possèdent une certaine largeur spectrale, comme le montre la figure 2.17.

Les pics en fréquences sont représentés par des Lorentziennes, de largeur à mi-hauteur  $a_j = \Delta\omega_j/F_j$ , où  $F_j$  est la finesse de la cavité de l'onde  $j$ . Le balayage continu nécessite de maintenir en temps réel les deux modes signal et complémentaire en coïncidence exacte, au contraire de la technique par sauts de modes où les coïncidences glissent de l'une à l'autre avec le déplacement du miroir  $M_1$ , comme cela est schématisé sur la figure 2.18.

Lorsque le recouvrement s'éloigne de la coïncidence exacte, il se rapproche dans le même temps de la coïncidence suivante. Le saut de modes est donc progressif, il y a une variation de la répartition d'énergie entre les deux modes. Deux modes peuvent être émis simultanément pendant la durée d'intégration du lambdamètre. La figure 2.19 présente la mesure au lambdamètre de la longueur d'onde lors du balayage de deux coïncidences de modes.

Sur la figure 2.19, nous remarquons que la mesure de la fréquence lors d'un saut de

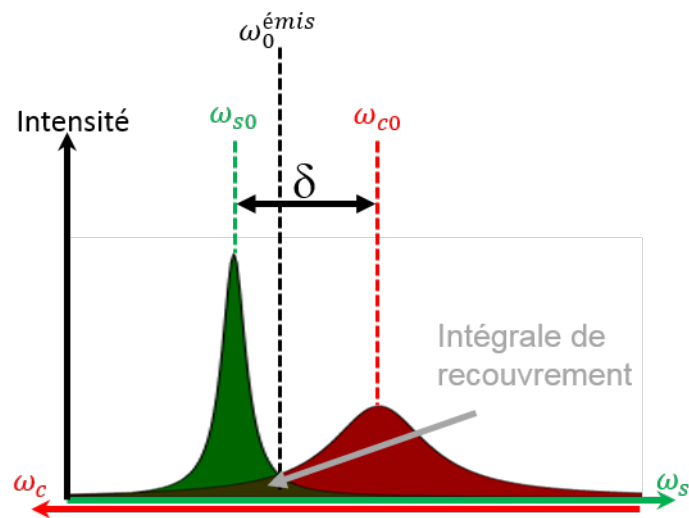


FIGURE 2.17 – Représentation du recouvrement des modes signal et complémentaire dans le cas d’une coïncidence partielle. Les axes signal et complémentaire sont opposés [5].

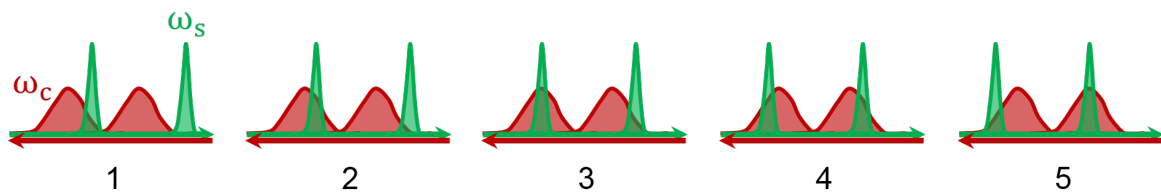


FIGURE 2.18 – Variation du recouvrement entre les modes signal et complémentaire au cours du balayage.

mode est composée de trois phases. Les phases 1 et 3 sont à proximité des sauts de modes, lorsque l’OPO émet deux modes adjacents. Dans ce cas, l’OPO peut soit émettre deux modes simultanément, si le taux de pompage le permet, soit hésiter entre deux modes pendant le temps d’intégration du lambdamètre [25]. Nous remarquons que la mesure de la longueur d’onde à un mode donné est composée d’un recouvrement quasi équivalent entre deux couples différents (zones de transition entre 1 et 3 sur la figure 2.19). Le lambdamètre ne peut qu’afficher la valeur moyenne des deux modes adjacents, ce qui nous donne une fausse information sur la pureté spectrale de l’OPO. La phase 2 correspond à un fonctionnement de l’OPO purement monomode.

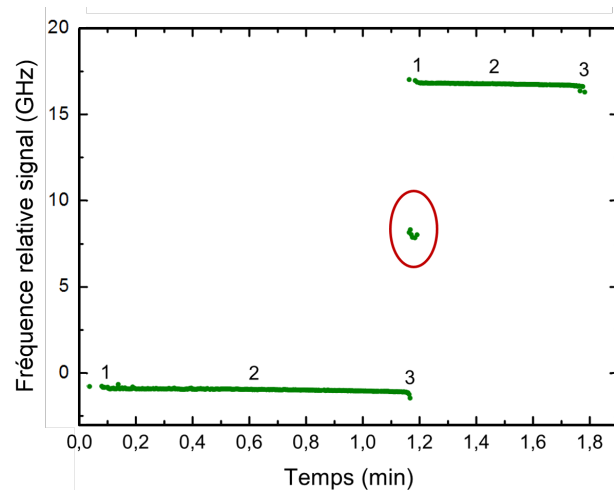


FIGURE 2.19 – Mise en évidence de l’erreur de mesure de la longueur d’onde lorsque deux modes coexistent. Le cercle rouge est la mesure de la moyenne de deux modes adjacents.

L’objectif est donc de garder la phase 2 le plus longtemps possible. Un nouveau signal d’erreur est défini : l’intensité des pics lus par le lambdamètre. L’asservissement répond alors à une boucle de rétro-action décrite sur la figure 2.20.

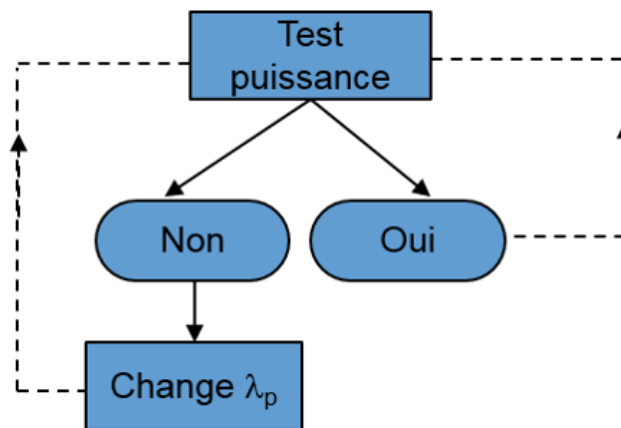


FIGURE 2.20 – Schéma de principe du programme d’asservissement.

Comme montré sur la figure 2.21, la puissance des modes n’est pas symétrique. En effet, des effets thermiques expliqués dans l’annexe A peuvent modifier le comportement spectro-énergétique du NesCOPO.

La figure 2.21 montre la variation de la puissance des modes du NesCOPO (lignes bleues) lors du balayage de sa bande de gain (verts), par modulation de la fréquence de pompe (noire). L’échelle de la puissance des modes étant arbitraire, elle n’est pas représentée sur la figure 2.21. En analysant cette figure, nous pouvons remarquer que lorsque la fréquence de l’onde signal augmente (entre 50 et 150 secondes sur la figure 2.21), l’évolution de la puissance des modes émis en fonction du temps présente une

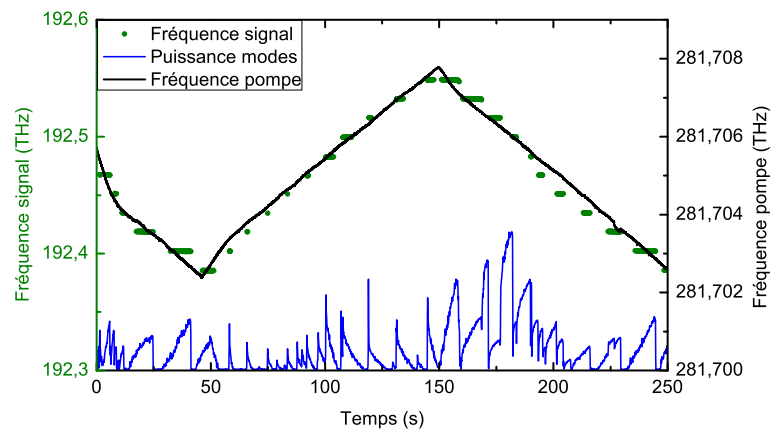


FIGURE 2.21 – Balayage de la bande de gain du NesCOPO par modulation de la fréquence de pompe (noire). Les points verts représentent la fréquence de l’onde signal pendant le balayage. Les lignes bleues représentent la puissance des modes en sortie du NesCOPO. Mesures effectuées avec un miroir  $M_1$  de réflectivité de 0,98.

forme triangulaire. En revanche, lorsque la fréquence de l’onde signal diminue (entre 150 et 250 secondes sur la figure 2.21), l’évolution de la puissance des modes émis en fonction du temps présente une forme trapézoïdale. Les explications de ce phénomène sont données en annexe A.

Lorsque la puissance des modes atteint son maximum, l’OPO saute de mode. Il est ainsi difficile d’optimiser la puissance de l’onde signal issue de l’OPO autour de son maximum. Néanmoins, il est possible de limiter la puissance des modes pour éviter les sauts de mode. On cherche alors à contenir la puissance du mode émit, mesurée au lambdamètre, dans une plage comprise entre une valeur minimale et une valeur maximale. Si la puissance du mode sort de cette plage, la fréquence de pompe est changée pas à pas jusqu’à ce que la condition soit remplie.

La figure ?? montre le résultat de l’asservissement pour une consigne de l’onde signal de 192,47756 THz. Le programme balaye les modes afin de s’approcher de la longueur d’onde cible, puis l’optimisation du recouvrement est effectuée.

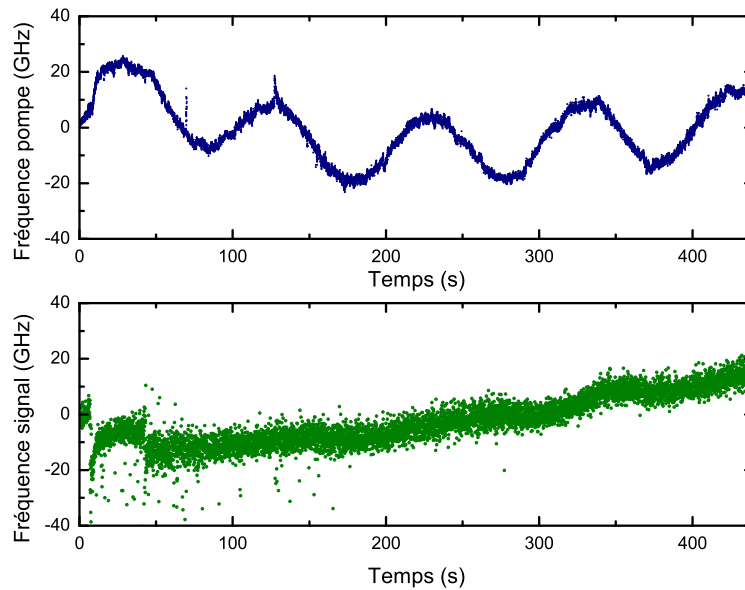


FIGURE 2.22 – Fréquences des ondes pompe (bleue) et du signal (vert) pendant l’asservissement, en présence d’une contrainte déterministe (modulation miroir  $M_1$ ).

La figure 2.22 est le résultat d’une expérience de vérification de la stabilité de notre asservissement à une perturbation à une fréquence relativement lente, représentative de celle d’une perturbation thermique dans notre cavité. Une modulation sinusoïdale du miroir  $M_1$  de l’OPO est imposée, avec une fréquence de 10 mHz, pendant l’asservissement. Nous imposons une modulation périodique à 10 mHz de la longueur de la cavité complémentaire en appliquant une tension sinusoïdale à la cale piézoélectrique du miroir  $M_1$ . Ces fluctuations lentes imposées de manière déterministe sont compensées par le système d’asservissement comme en témoigne la courbe expérimentale de mesure de la longueur d’onde pompe en boucle fermée, dont les variations sont exactement corrélées avec la perturbation imposée sur la cale piézo. La fréquence de pompe compense les modulations sinusoïdales grâce à l’asservissement (courbe bleue sur la figure 2.22). Cela montre la capacité de l’asservissement à compenser les dérives en fréquence lentes de l’OPO.

### 2.3.2.3 Asservissement complet du NesCOPO sur le long terme

La figure 2.23 montre le résultat de l’asservissement de l’OPO en fréquence sur une durée de plusieurs heures.

Malgré la dérive notable de l’OPO de  $1 \text{ GHz}\cdot\text{h}^{-1}$ , l’OPO ne saute pas de mode. La pompe, quant à elle, dérive de  $0,3 \text{ GHz}\cdot\text{h}^{-1}$ . La dérive très lente observée, correspond à une dérive de la longueur optique de cavité très faible, de l’ordre de  $100 \text{ nm}\cdot\text{h}^{-1}$ . Nous pouvons supposer que cela provient d’une dérive thermique, qu’il serait possible de réduire d’avantage en construisant le corps de l’OPO à l’aide de matériaux ayant une très faible dilatation thermique, comme par exemple le zerodur.



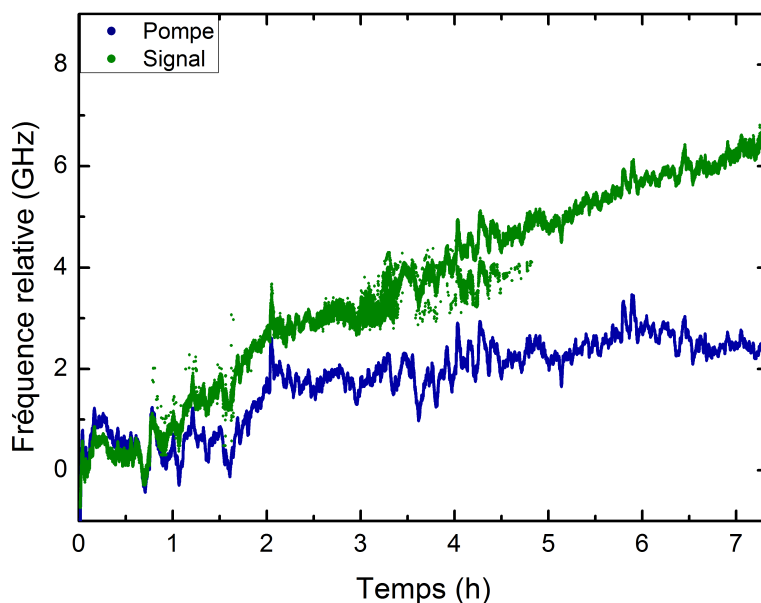


FIGURE 2.23 – Fréquences des ondes signal (vert) et pompe (bleue) pendant l’asservissement complet sur une longue période pour une cavité à forte réflectivité pour l’onde complémentaire.

### 2.3.3 Étude d’un NesCOPO de faible réflectivité à l’onde complémentaire : adaptation du programme d’asservissement

Afin de bénéficier d’une plus grande énergie pour l’onde complémentaire en sortie de NesCOPO, le miroir  $M_1$  a pu être changé avec un miroir de réflectivité égale à 0,80. Le seuil d’oscillation a pu être atteint pour une énergie de pompe de l’ordre de  $10 \mu J$ . L’énergie maximale extraite du NesCOPO est de 650 nJ à  $3,3 \mu m$ , comme le montre la courbe 2.24. En appliquant l’asservissement montré à la section 2.3, nous observons des sauts de modes, la coïncidence des modes n’est pas maintenue. La technique d’asservissement précédente ne fonctionne pas. En effet, à cause des effets thermiques (voir l’annexe A) dans le paragraphe précédent, nous ne pouvions pas optimiser la puissance émise par l’OPO à son maximum de puissance sur un mode. Un seuil de puissance maximale et minimale a été mis en place, l’objectif était de maintenir la puissance des modes dans cet intervalle. Maintenant, analysons le comportement spectro-énergétique du NesCOPO avec une réflectivité du miroir  $M_1$  de 0,80. La figure 2.25 montre le comportement en puissance des modes du NesCOPO pour les deux valeurs de réflectivité du miroir  $M_1$  (0,98 et 0,8). Ces courbes expérimentales ont été obtenues en balayant la bande de gain (par modulation de la fréquence de pompe). La puissance des modes est relevée avec le lambdamètre.

Pour un miroir  $M_1$  de réflectivité 0,8, les pics en puissance correspondant aux balayages en fréquence des modes sont symétriques. Dans ce cas, il est alors possible, pour s’asservir sur un mode, de maximiser sa puissance, ce qui n’était pas le cas précédemment. Nous avons donc adapté notre programme d’asservissement en conséquence.

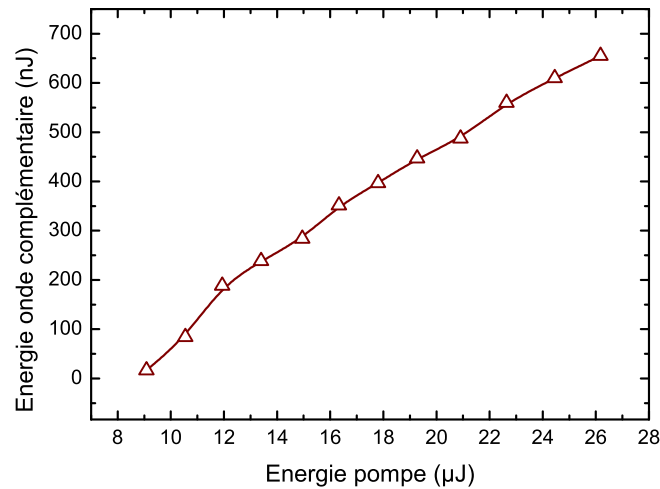


FIGURE 2.24 – Énergie de l'onde complémentaire du NesCOPO en fonction de l'énergie de pompe pour une réflectivité du miroir  $M_1$  de 0,8

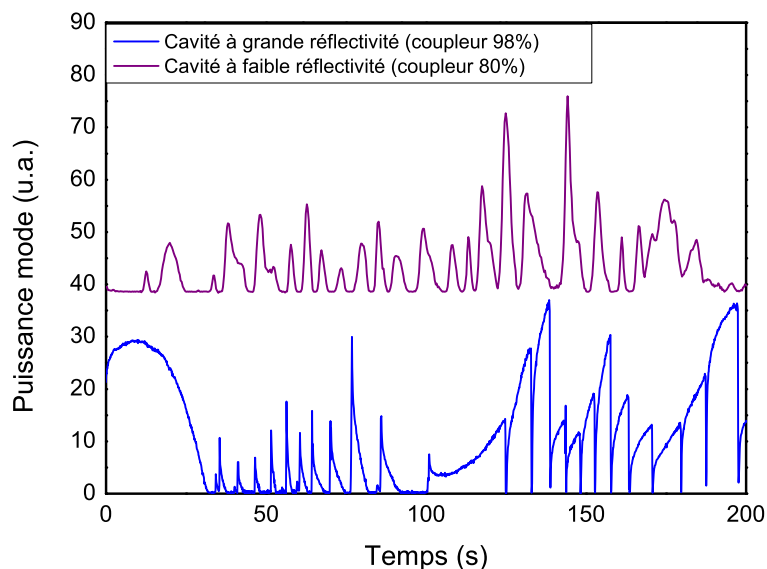


FIGURE 2.25 – Puissance des modes du NesCOPO lors du balayage de la bande de gain pour deux valeurs de réflectivité du miroir  $M_1$ . La courbe bleue correspond à une réflectivité du miroir  $M_1$  de 0,98 et 0,8 pour la violette.

### 2.3.3.1 Asservissement complet du NesCOPO présentant une faible finesse pour l'onde complémentaire

Les deux parties de l'asservissement étant opérationnelles, l'asservissement complet peut être étudié. Afin de mesurer les fréquences des ondes signal et complémentaire, ces deux ondes sont couplées chacune à un lambdamètre. Par soucis de disponibilité de matériel, l'asservissement est cette fois-ci basé sur la fréquence de l'onde complémentaire, ce qui ne change rien dans le principe de la technique d'asservissement.

La figure 2.26 montre une boucle d'asservissement sur l'onde complémentaire et sur sa puissance.

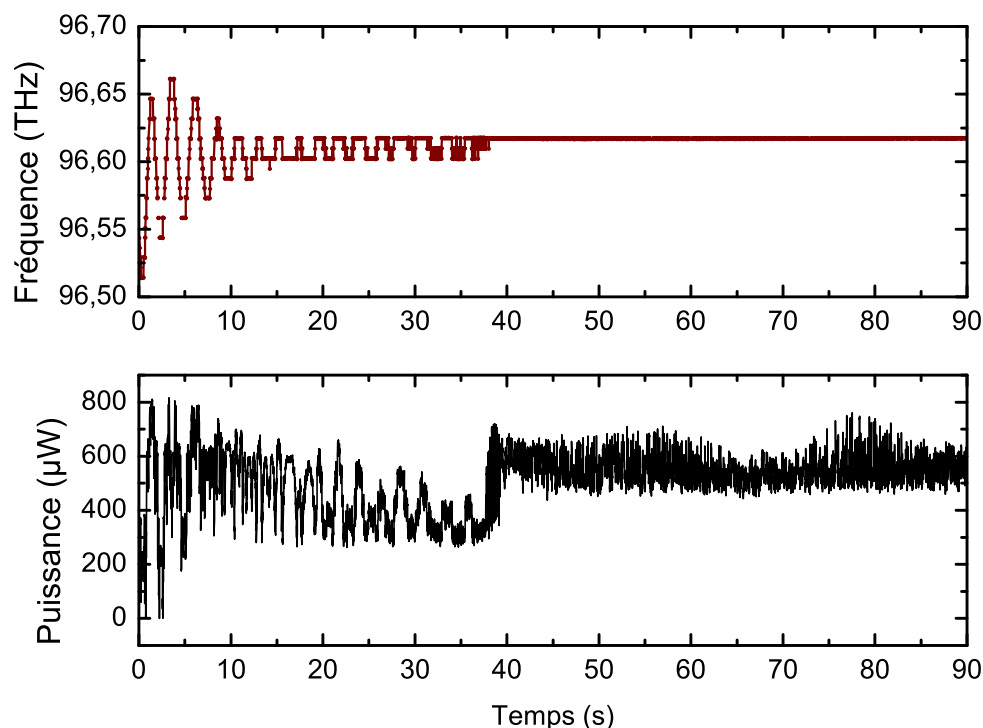


FIGURE 2.26 – Évolution de la fréquence de l'onde complémentaire pendant toute la phase d'asservissement (haut). La première phase étant la recherche du mode cible, la deuxième étant la stabilisation du mode. Évolution de la puissance de l'onde complémentaire mesurée par le lambdamètre (bas).

Durant les quarante premières secondes, la fréquence de la pompe est modulée avec une certaine amplitude, jusqu'à ce que la fréquence complémentaire cible soit atteinte, à un  $ISL/2$  près, puis la puissance du mode cible est optimisée en ajustant finement la longueur d'onde de l'onde pompe.

La courbe sur la figure 2.26 (bas) représente la puissance des modes du complémentaire lues par le lambdamètre. Lorsque la fréquence se stabilise, la puissance augmente jusqu'à atteindre un équilibre.

La figure 2.27 représente l'évolution des ondes signal et complémentaire dès le début de la phase de stabilisation. Ces mesures n'ont pas été prises en même temps que celles de la figure 2.26, mais lors d'une autre série d'expériences. Elles ont été prises avec une modulation de la pompe très lente ( $< 1$  mHz) afin de mettre en évidence la jonction entre les deux phases d'asservissement. Deux phases principales sont à analyser sur la figure 2.27. La première, montre l'accroissement des fréquences signal et complémentaire, durant les 2 premières minutes. L'asservissement, visant à maximiser la puissance des modes, provoque le changement des fréquences jusqu'à atteindre la puissance maximale. Cette puissance maximale correspond à une position centrale de la coïncidence entre les modes signal et complémentaire. Une fois la puissance atteinte, l'asservissement tend à stabiliser le mode

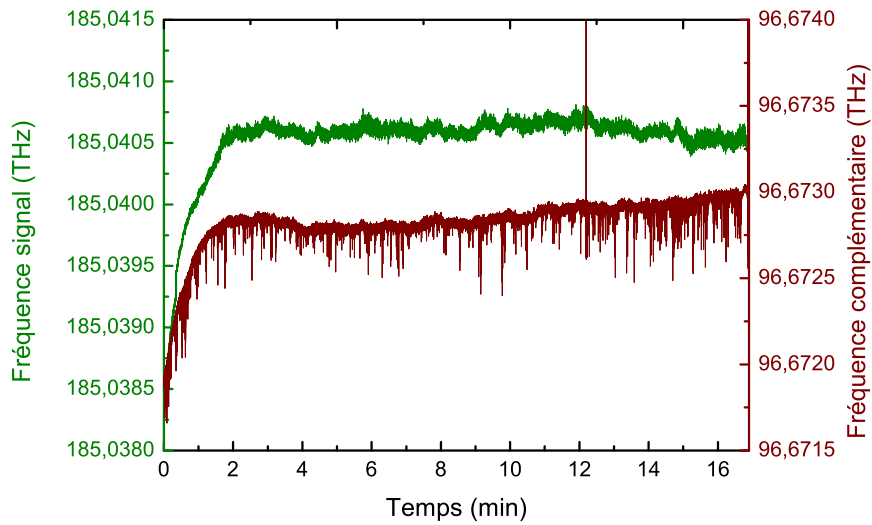


FIGURE 2.27 – Fréquence des ondes signal (vert) et complémentaire (bordeaux) lors de l'asservissement.

par la puissance le plus longtemps possible.

Néanmoins, il est possible que l'OPO saute de mode malgré l'asservissement. Dans ce cas, l'asservissement redémarre, et module la fréquence de pompe jusqu'à atteindre la fréquence cible. La figure 2.28 est un exemple de résultat d'asservissement lorsque la fréquence cible du signal est perdue. Ce résultat est issu d'un asservissement volontairement peu efficace, pour mettre en évidence ce phénomène.

Le graphe 2.28 montre bien la capacité de l'asservissement à pouvoir "récupérer" le mode perdu. Même si la phase de "récupération" prend une minute, c'est acceptable pour les mesures lidar pour lesquelles les temps d'intégration peuvent être de la dizaine de minutes. Grâce à cet asservissement, nous avons réussi à stabiliser un mode OPO pendant plusieurs minutes.

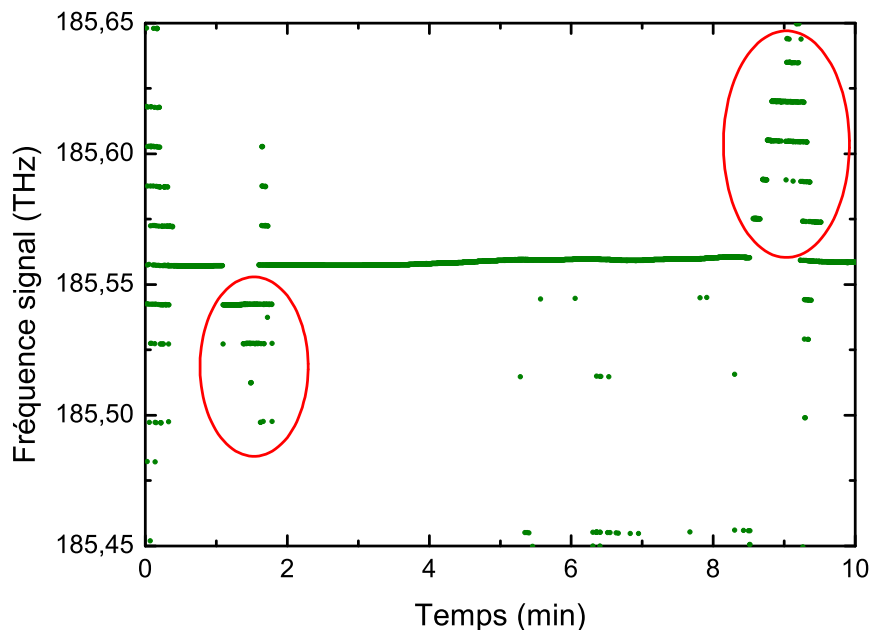


FIGURE 2.28 – Mise en évidence sur l'onde signal de la perte du mode cible. Le programme réussit à le retrouver pendant cette acquisition. Les cercles rouges mettent en évidence le balayage du signal suite à la perte de mode.

### 2.3.4 Répartition de l'énergie de la pompe au signal et au complémentaire

Lors des différentes expériences d'asservissement, nous avons remarqué que les variations de fréquence pour le signal et le complémentaire ne sont pas égales. Si un zoom est effectué sur les deux premières minutes de la figure 2.27, nous remarquons une différence de variation de fréquence entre le complémentaire et le signal. Comme le montre la figure 2.29, le signal voit sa fréquence varier de 2 GHz alors que le complémentaire varie lui de 0,8 GHz, soit un facteur 2,5 entre les deux. Ce phénomène n'est pas problématique en soit pour la suite des expériences. Néanmoins, il reste intéressant de comprendre le phénomène physiquement.

Réalisons un calcul simple afin de déterminer l'ordre de grandeur des instabilités en fréquence sur les ondes signal et complémentaire. La différentielle du produit  $n(\omega)\omega$  est :

$$d[n(\omega)\omega] = \frac{\partial (n(\omega)\omega)}{\partial \omega} = \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) d\omega \quad (2.3)$$

Notons  $n_p$ ,  $n_s$  et  $n_c$  les indices de réfraction des ondes pompe, signal et complémentaire respectivement. Les fréquences de ces ondes sont notées  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_c$ .

Supposons maintenant que la condition d'accord de phase est vérifiée, c'est à dire que

$$\Delta k = 2\pi [n_p\omega_p - n_s\omega_s - n_c\omega_c] = 0 \quad (2.4)$$

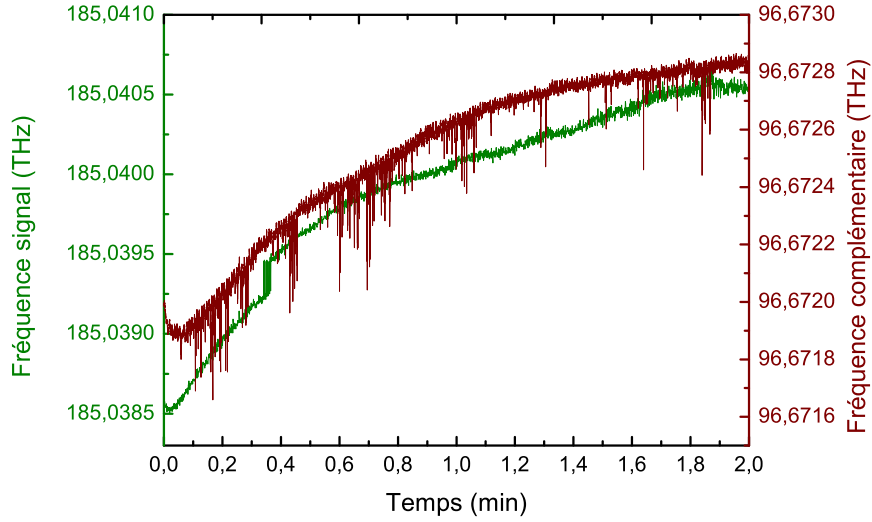


FIGURE 2.29 – Zoom des deux premières minutes de la figure 2.27.

Cela revient à affirmer qu'en décalant la fréquence de pompe, les fréquences signal et complémentaire "s'adaptent" pour conserver la valeur de  $\Delta k$ , indépendamment de la conservation d'énergie ou de l'intégrale de recouvrement des fonctions d'Airy des cavités Fabry-Perot.

En différentiant l'équation 2.4, nous obtenons alors :

$$d(n_p \omega_p) - d(n_s \omega_s) - d(n_c \omega_c) = 0 \quad (2.5)$$

soit en injectant l'expression complètes des différentielles donnée à l'équation 2.3 :

$$\left[ n_p + \omega_p \frac{\partial n_p}{\partial \omega_p} \right] d\omega_p = \left[ n_s + \omega_s \frac{\partial n_s}{\partial \omega_s} \right] d\omega_s + \left[ n_c + \omega_c \frac{\partial n_c}{\partial \omega_c} \right] d\omega_c \quad (2.6)$$

De plus, en utilisant la conservation d'énergie, nous pouvons écrire :

$$d\omega_p = d\omega_s + d\omega_c \quad (2.7)$$

Enfin, en injectant l'équation 2.7 dans l'équation 2.6, nous obtenons :

$$d\omega_s = \frac{\left[ n_c + \omega_c \frac{\partial n_c}{\partial \omega_c} \right] - \left[ n_p + \omega_p \frac{\partial n_p}{\partial \omega_p} \right]}{\left[ n_s + \omega_s \frac{\partial n_s}{\partial \omega_s} \right] - \left[ n_p + \omega_p \frac{\partial n_p}{\partial \omega_p} \right]} d\omega_c \quad (2.8)$$

L'équation 2.8 fait intervenir les fréquences signal et complémentaires, les variations de celles-ci et les dispersions chromatiques des trois sont mises en jeu. A partir de l'équation de Sellmeier de l'indice extraordinaire du Niobate de Lithium [76, 77], l'application numérique de l'équation 2.8 pour une température de  $80^\circ C$  nous donne la relation :

$$d\omega_s = 2,14741 d\omega_c \quad (2.9)$$

Les ordres de grandeurs calculés restent cohérent avec la mesure expérimentale. Néanmoins, cette différence de comportement entre le signal et le complémentaire ne porte pas préjudice à la future détection de gaz à distance.

## 2.4 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons présenté un OPO permettant l'émission directe d'un faisceau monomode et largement accordable dans la bande dans le proche et moyen infrarouge. Un cristal de PPLN de 4 mm de long permet l'émission d'ondes signal dans la gamme 1,53 - 1,62  $\mu m$  et complémentaire dans la gamme 3,10 - 3,50  $\mu m$  en sortie d'OPO, pompé à 1,064  $\mu m$ . Ainsi, nous avons vu qu'une émission monomode pouvait être réalisable, en optimisant la bande de gain, et ajustant la dissociation des cavités. Avec cette source pouvant délivrer des impulsions 654 nJ à 30 kHz, nous avons développé un programme d'asservissement stabilisant la fréquence des ondes complémentaire et signal par pilotage de la fréquence de pompe. Cet outil nous permet, dans un premier temps, d'émettre un mode avec une précision d'un ISL (pour rappel 17 GHz pour l'onde signal et 15 GHz pour l'onde complémentaire, soit respectivement 0,14 nm et 0,54 nm). Deuxièmement il maintient la coïncidence qui rencontre une dérive de l'ordre du GHz/h. Cette dérive peut être corrigée de deux façons différentes. Soit en utilisant un autre levier sur le NesCOPO (température du cristal, PZT d'un des miroirs), soit par l'intermédiaire de l'OPA par la fréquence du laser de pompe. En effet, ces légères dérives pourront être compensées avec une dérive fréquentielle du même ordre de grandeur que le NesCOPO. L'accordabilité du laser de pompe de l'OPA sera donc une caractéristique essentielle de ce système.



# Chapitre 3

## Développement d'une source laser à architecture hybride multi-milliJoule à 1030 nm, haute cadence et mono-fréquence

### Objectifs

---

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au développement d'une source laser hybride fibre/cristal, de type MOPA, destinée au pompage des étages d'amplification paramétrique optique.

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Amplification à 1030 nm dans des fibres dopées Ytterbium</b>	<b>92</b>
3.1.1	Limitations des amplificateurs à fibres dopées monomodes . . .	92
3.1.1.1	L'émission spontanée amplifiée . . . . .	92
3.1.1.2	La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques . .	93
3.1.2	Dimensionnement de l'amplificateur . . . . .	96
3.1.2.1	Génération des impulsions . . . . .	96
3.1.3	Amplification en simple passage . . . . .	101
3.1.4	Amplification avec double passage du signal et passage en régime impulsionnel . . . . .	102
3.1.4.1	Résultat de l'amplification en double passage . . . . .	103
3.1.4.2	Résumé des performances du premier étage d'amplification	106
3.1.5	Performances du deuxième étage d'amplification . . . . .	106
3.1.5.1	Mesure de la diffusion Brillouin stimulée . . . . .	107
3.1.5.2	Résultat d'amplification . . . . .	108
3.1.5.3	Caractérisation de l'amplificateur . . . . .	111
3.1.6	Conclusion sur l'amplification à fibre dopée . . . . .	112
<b>3.2</b>	<b>Amplification à cristaux massifs d'Yb :YAG multi-étage</b>	<b>114</b>
3.2.1	Présentation de l'amplificateur . . . . .	114
3.2.2	Performances du 1er étage d'amplification . . . . .	115
3.2.3	Deuxième étage d'amplification . . . . .	117
3.2.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	118
<b>3.3</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>119</b>

---

## Présentation du système laser

Nous rappelons brièvement dans cette section le contexte général de ces travaux. Dans le cadre de la détection DIAL d'espèces chimiques, nous développons une source laser impulsionnelle, de type MOPA, accordable autour de 1030 nm pour pomper les étages non linéaires d'OPA injectés par les impulsions complémentaires issues de l'OPO (voir chapitre 2). C'est l'interaction des impulsions du laser à 1  $\mu\text{m}$  (pompe) et celles de l'OPO (complémentaires) mélangées dans un cristal non linéaire, qui générera le rayonnement lidar à la bonne longueur d'onde (signal) par conservation d'énergie. Ainsi, les caractéristiques spatio-temporelles de la source émettrice lidar seront directement liées à celle de la pompe. Par conséquent, ce laser doit présenter des caractéristiques très spécifiques. Tout d'abord, le rayonnement doit être accordable rapidement en longueur d'onde, de l'ordre de 10 GHz, pour couvrir la largeur de raie des gaz. Concernant la durée d'impulsion, nous la fixerons à 15 ns. Par ailleurs, le temps de cohérence de l'atmosphère, environ 1 milliseconde, nécessite un taux de répétition de plusieurs kHz. Enfin, la puissance rétrodiffusée sur des distances de plusieurs centaines de mètres est très faible, ce qui nécessite des énergies incidentes de plusieurs mJ, compte tenu de l'efficacité des étages de conversion non linéaire. Connaissant toutes ces spécifications techniques, nous avons pu développer une nouvelle architecture laser répondant aux caractéristiques résumées dans le tableau 3.1 ci-dessous :

Caractéristiques	Valeurs
Longueur d'onde	1030 nm
Accordabilité	GHz
Largeur de raie	< 100 MHz
Énergie par impulsion	> mJ
Durée d'impulsion	15 ns
Cadence de répétition	5 kHz
$M^2$	$\approx 1,1$
Polarisation	Linéaire

TABLEAU 3.1 – Cahier des charges technique du laser.

Pour répondre à ce cahier des charges, nous avons décidé de développer un laser de type MOPA, l'accordabilité étant assurée par le laser d'injection qui émet en régime continu. L'idée est donc de mettre au point des étages d'amplification générant des impulsions énergétiques, de 15 ns à 5 kHz (voir tableau 3.1).

Pour l'amplification, nous avons choisi de travailler avec des technologies robustes et matures. Cela permettra de construire un système qui pourra plus facilement être fiabilisé et intégré pour les applications. Nous utiliserons une architecture hybride qui combine l'usage d'amplificateurs à fibres et d'amplificateurs à cristaux massifs d'Yb:YAG. Les amplificateurs à fibres optiques monomodes sont facilement intégrables et particulièrement

robustes quand les composants sont soudés entre eux. Ils permettent aussi d'atteindre de forts gains et d'obtenir un faisceau monomode transverse. Pour ces raisons, nous utiliserons des fibres dopées aux ions Ytterbium pour les premiers étages de préamplification. Ces étages présentent deux limitations principales : l'émission spontanée amplifiée (ESA) car nous amplifions des faisceaux de très faible puissance moyenne et la diffusion Brillouin stimulée (DBS) car nous travaillons avec des spectres fins. Cette dernière limite la puissance crête dans les amplificateurs à fibre à environ 100 W crête dans notre système. Les étages d'amplification suivants utilisent des cristaux massifs comme dans de nombreux travaux antérieurs [78–83]. Les étages d'amplification à base de cristaux d'Yb :YAG sont basés sur des travaux de thèses précédentes [84–86]. Le figure 3.1 représente l'architecture globale de la source laser.

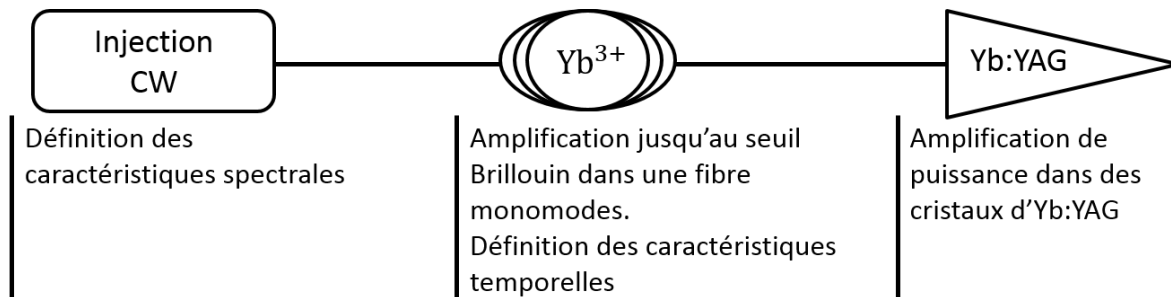


FIGURE 3.1 – Représentation de l'architecture globale de la source.

Nous allons, dans un premier temps détailler l'ESA et la DBS qui contraignent fortement le dimensionnement de nos amplificateurs à fibre. Nous présenterons ensuite les différents étages d'amplification.

## 3.1 Amplification à 1030 nm dans des fibres dopées Ytterbium

### 3.1.1 Limitations des amplificateurs à fibres dopées monomodes

#### 3.1.1.1 L'émission spontanée amplifiée

Dans tout amplificateur laser, nous devons avoir suffisamment d'ions laser actifs dans leurs états excités pour obtenir une amplification par émission stimulée. Inévitablement, lors du pompage, nous obtenons alors également une émission spontanée. La fluorescence qui en résulte se propage dans toutes les directions. Une petite partie de la lumière de fluorescence qui est dans l'ouverture numérique est guidée dans le coeur de la fibre et se propage avec la pompe et le signal le long de la fibre (dans les deux directions). Comme les amplificateurs à fibre peuvent atteindre des gains élevés, la partie guidée de la lumière provenant de l'émission spontanée est fortement amplifiée. Comme le guide présente un caractère monomode, l'ESA est donc monomode transverse [87]. La figure 3.2 représente

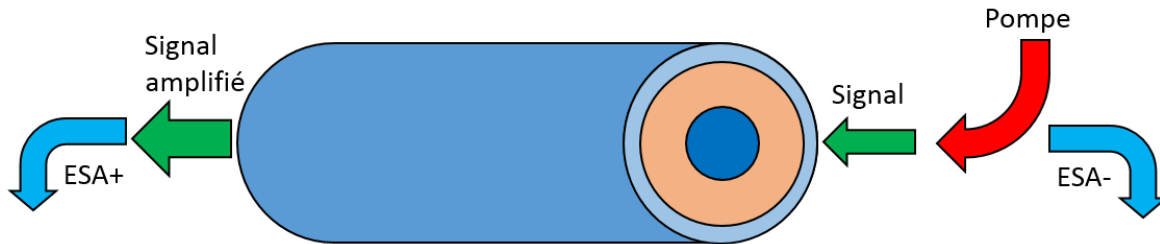


FIGURE 3.2 – Représentation du processus d'émission spontanée amplifiée.

ce processus. De nombreuses problématiques sont induites par la génération d'ESA. Par exemple, les réflexions parasites peuvent entraîner une oscillation laser entre la face d'entrée et la face de sortie de la fibre. L'ESA peut également saturer l'amplificateur, ce qui limitera le gain pour le signal. Par ailleurs, si la fraction de puissance de l'ESA en sortie d'une fibre amplificatrice est trop grande par rapport à celle du signal (voir figure 3.2), les étages suivants amplifieront majoritairement l'ESA et non le signal.

Afin d'éviter les problèmes de parasites spectraux liés à l'ESA, notamment dans les amplificateurs comportant plusieurs étages, différentes techniques sont utilisées pour limiter l'ESA.

Dans le cas de l'amplification d'un rayonnement (continu ou impulsionnel) avec un spectre fin ( $< 10$  GHz), il est possible d'insérer des filtres passe-bandes entre les différents étages d'amplification [88] [89]. En effet, l'ESA ayant un spectre très large (jusque 100 nm en fonction du pompage), par rapport au signal il est possible d'en éliminer une partie importante sans créer de pertes sur l'onde signal.

Enfin, il est possible de concevoir un amplificateur avec une pompe impulsionnelle. L'ESA se développant lorsque les photons de la pompe excitent les ions Yb, cette technique permet d'annihiler l'ESA entre les impulsions du signal [90]. Une bonne synchronisation entre la pompe et le signal doit ainsi être mise en place pour assurer le bon fonctionnement de cette technique. Cette technique est principalement utilisée pour l'amplification à faible cadence ( $< \text{kHz}$ ).

Lors de l'amplification d'impulsions à haute cadence (supérieure à 1 kHz du fait du temps de vie de l'ion Ytterbium dans la silice<sup>1</sup>), un pompage impulsionnel n'apporte aucun avantage, l'ESA se développant entre les impulsions du signal. Par conséquent, une dernière technique pour supprimer l'ESA est le filtrage temporel en utilisant un modulateur acousto-optique<sup>2</sup>. Il permet de filtrer temporellement les impulsions signal amplifiées et d'atténuer l'ESA qui est continue pour un signal à haute cadence. Nous utiliserons cette technique dans la section 3.1.4.1.

### 3.1.1.2 La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) est un processus non linéaire qui résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et une onde acoustique dans un matériau [91]. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu peut entraîner l'apparition d'ondes

1. Le temps de vie du niveau  $^5F_{5/2}$  de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  dans la silice est de 0,980 ms.

2. ou un modulateur electro-optique pour les durées d'impulsions inférieures à la ns.

acoustiques, dues à une déformation du matériau sous l'effet du champ électrique. C'est le phénomène d'électrostriction. Les ondes acoustiques, ainsi générées, induisent des modulations de l'indice de réfraction du matériau, qui provoquent ainsi la diffusion Brillouin de l'onde électromagnétique. Ce processus peut être décrit comme l'annihilation d'un photon pompe en un phonon acoustique et un photon Stokes. Dans les fibres optiques, le faisceau rétro-diffusé par diffusion Brillouin va interférer avec le faisceau de pompe qui le génère. Un réseau d'indice se forme et amplifie la diffusion Brillouin par diffraction de Bragg. Dans ce cas, on parle alors de diffusion Brillouin stimulée. L'onde rétro-diffusée, appelée onde Stokes, est décalée vers les basses fréquences de l'ordre de 10 *GHz* pour les fibres optiques en silice. Cette valeur peut varier, suivant le type de matériau utilisé, mais aussi avec la température et les contraintes de la fibre.

La largeur du spectre de gain Brillouin à mi-hauteur étant d'environ 50 *MHz* dans la silice, la DBS se manifeste avec des spectres fins [92] [93] [94].

Au-delà du seuil Brillouin, la puissance rétro-diffusée devient très importante. Cela pose problème pour trois raisons :

- La déplétion du signal<sup>3</sup> : comme la rétro-diffusion Brillouin est une portion de l'onde signal, cela entraîne un creusement temporel dans l'impulsion signal incidente. Le régime de déplétion du signal est atteint lorsque la puissance rétro-diffusée est proche de la puissance du signal amplifié [92].
- Casse des connecteurs fibrés et des composants avec l'impulsion rétro-diffusée lors de l'amplification : en effet, l'amplification du signal produit un gain le long de la fibre dopée. Or, la rétro-diffusion Brillouin parcourant la fibre dopée en sens inverse, elle sera amplifiée avec le même gain que le signal. Cela lui permet d'atteindre des énergies très importantes en entrée de la fibre et peut entraîner l'endommagement des connecteurs.
- L'apparition d'une oscillation Brillouin : l'impulsion rétro-diffusée Stokes parcourt la fibre amplificatrice en sens inverse et est amplifiée avec le gain présent dans la fibre jusqu'à l'entrée de la fibre. Par réflexion, cette onde va générer une nouvelle impulsion qui va parcourir la fibre jusqu'à l'autre extrémité et ainsi de suite. Une oscillation Brillouin peut alors s'établir entre les deux faces de la fibre, risquant aussi de provoquer l'endommagement des connecteurs.

Aux vues des conséquences de ce processus non linéaire, il est important de pouvoir anticiper son apparition dans une fibre amplificatrice. Le processus de DBS ne peut se développer qu'au-delà d'une intensité appelée seuil Brillouin. Lorsque ce seuil est atteint, l'intensité de l'onde rétro-diffusée croît exponentiellement en sens inverse du signal. Dans

---

3. Par convention, l'onde génératrice de la DBS est appelée onde pompe. Dans notre cas, c'est le signal amplifié qui génère la DBS. Ainsi, pour ne pas confondre les termes pompe de l'amplificateur et pompe de la DBS, nous appellerons l'onde pompe de DBS onde signal.

le cas d'une fibre amplificatrice, le seuil Brillouin peut s'écrire [92] :

$$P \approx 21 \frac{A_{eff} \ln(G)}{g_B L} \quad (3.1)$$

où  $A_{eff}$  est l'aire modale effective de la fibre,  $G$  représente le gain de l'amplificateur et  $g_B$  le gain Brillouin ( $5.10^{-11} m.W^{-1}$  dans la silice).  $L$  désigne la longueur physique de la fibre. Ce terme dépend des pertes linéiques de la fibre. Dans le cas de fibres courtes ( $< 10$  m) ces pertes sont négligeables et la longueur effective correspond à sa longueur physique. L'équation 3.1 est valable en supposant que le gain est constant sur toute la longueur de la fibre amplificatrice. Pour une fibre passive ( $G=1$ ) de 2 m, ayant un diamètre de cœur de 6  $\mu m$ , le calcul de l'équation 3.1, donne une puissance crête au seuil de 6 W. Ce calcul simple montre que dans une fibre amplificatrice de 1 m, avec des gains de 20 dB et 30 dB respectivement, la puissance crête au seuil Brillouin est 4,6 à 7 fois plus élevée que dans une fibre passive. Le tableau 3.2 résume les puissances crêtes estimées au seuil Brillouin pour différents diamètres de cœur de fibre amplificatrice.

Diamètre du coeur	Puissance seuil Brillouin
6 $\mu m$	50 à 100 W
15 $\mu m$	300 à 500 W
40 $\mu m$	2,2 à 3,6 kW

TABLEAU 3.2 – Puissances crêtes estimées au seuil Brillouin pour une largeur de spectre inférieure à 1 MHz et pour une fibre amplificatrice de 2 mètres de long, avec un gain compris entre 20 dB et 30 dB.

Comme le montre très clairement l'équation 3.1, le seuil Brillouin dépend de la longueur de propagation dans la fibre. Ainsi, cette longueur est à étudier précisément. Si la fibre est trop longue, la pompe sera totalement absorbée. Dans ce cas, la fin de la fibre peut être assimilée à une fibre passive pour le signal, car aucun gain ne sera présent. Par conséquent, le signal se propagera dans une fibre passive avec une forte puissance crête, ce qui mène inmanquablement à une onde rétro-diffusée Brillouin. Le seuil d'apparition de la DBS diminue, et l'avantage lié au gain dans la fibre est perdu (voir équation 3.1). A l'inverse, réduire la longueur de la fibre augmente le seuil Brillouin, mais diminue le gain. Il faut alors trouver un compromis pour amplifier le signal à son maximum tout en ayant un seuil Brillouin élevé.

Afin d'augmenter la puissance délivrée par ces amplificateurs à fibres, plusieurs approches ont été développées pour limiter la DBS. Elles consistent soit à augmenter la surface de mode efficace, soit à réduire la longueur d'interaction, soit à réduire le gain de la diffusion Brillouin. Cette dernière solution peut être obtenue par exemple en réduisant le recouvrement entre les ondes acoustiques et optiques [95], en introduisant un gradient thermique [96], ou des contraintes [97] [98] le long de la fibre pour générer un élargissement inhomogène du gain DBS. A titre d'exemple, en plongeant la fibre dans de l'azote

liquide, *Le Gouët et al.* ont augmenté le seuil de la DBS de 80% [99]. Autre solution, le gain effectif de Brillouin a été réduit de 3,5 dB en rendant le cœur de la fibre non uniforme sur la longueur de la fibre [100].

Ces techniques sont néanmoins difficiles à mettre en place, et font perdre le caractère compacte des sources à fibres monomodes. Bien que l'utilisation de fibre à gros cœur est alors récurrent pour augmenter la puissance du signal et réduire la présence de DBS [101], nous n'utiliserons que des fibres monomodes à petits cœurs, et cela pour plusieurs raisons. Tout d'abord, ces fibres permettent d'obtenir de fortes compacités en autorisant des faibles rayons de courbure avant d'atteindre des pertes importantes ou des fractures<sup>4</sup>. De plus, un grand nombre de composant est disponible dans le commerce avec ces dimensions de cœur (isolateur, coupleur, circulateur, etc...). Cela permet de souder l'ensemble de ces composants et rendre la source très stable. C'est d'autant plus intéressant que les techniques de soudure sont maîtrisées au laboratoire, et facilement réalisables. Enfin, les fibres à petits cœurs assurent un comportement spatial parfaitement monomode du signal, ce qui est nécessaire pour le pompage de l'OPA.

Par conséquent, nous contourrons la contrainte de la DBS en développant une architecture hybride qui est basée sur un étage de pré-amplification à fibre jusqu'à l'apparition de la DBS, poursuivie par des étages d'amplification à base de cristaux massifs. L'objectif est donc d'extraire un maximum d'énergie des étages d'amplification à fibres, typiquement de l'ordre du  $\mu\text{J}$ , et d'atteindre ensuite le mJ avec les amplificateurs à cristaux.

Nous allons donc discuter dans la section 3.1.2 ci-dessous du dimensionnement de l'amplificateur à fibre.

### 3.1.2 Dimensionnement de l'amplificateur

L'objectif principal de l'amplification à fibre est la génération et l'amplification des impulsions dans une structure compacte. Comme nous venons de le voir dans la section précédente, les limitations principales des amplificateurs à fibres sont l'ESA et la DBS. Par conséquent, nous allons discuter ici du dimensionnement de cet amplificateur, pour atteindre des énergies de l'ordre du  $\mu\text{J}$  de signal pur (soit la centaine de Watt crête).

#### 3.1.2.1 Génération des impulsions

L'injection est assurée par un laser à fibre commercial, à 1030 nm délivrant une puissance continue de 10 mW accordable en longueur d'onde. Nous étudierons son accordabilité dans le chapitre suivant. Un isolateur optique est positionné par sécurité directement à la sortie de ce laser. Un atténuateur variable fibré (non représenté sur la figure 3.3) est placé ensuite pour contrôler la puissance d'entrée dans la fibre dopée. Les diodes de pompe utilisées sont des diodes monomodes à réseaux de Bragg inscrits dans la fibre, pouvant

---

4. De nombreux sites internet mentionnes que la valeur typique de rayon de courbure minimal est de 10 fois le diamètre extérieur de la fibre [102, 103].



délivrer des puissances continues de 700 mW à 976 nm. Un coupleur (WDM pour Wavelength Division Multiplexing en anglais), permet d'injecter le signal et la pompe dans le même sens de propagation le long de la fibre. L'amplification est gérée par une fibre monomode dopée aux ions Ytterbium à maintien de polarisation de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur.

Nous voulons générer des impulsions de 15 ns à la cadence de 5 kHz. Pour cela, nous utilisons un modulateur acousto-optique (MAO). Entièrement fibré et composé d'un cristal de Dioxyde de Tellure, il présente un temps de montée de 6 ns et une fréquence de porteuse de 250 MHz. Une question se pose quant à la position du modulateur acousto-optique dans l'étage d'amplification. Deux solutions s'offrent à nous. Nous pouvons placer le MAO en amont de la fibre dopée (position 1 sur la figure 3.3), ou en sortie de la fibre (position 2 sur la figure 3.3).

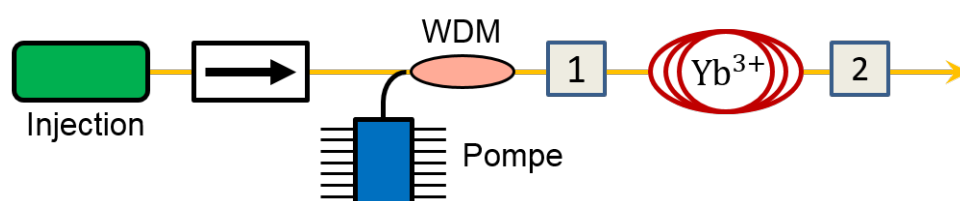


FIGURE 3.3 – Représentation de l'amplificateur fibré en régime d'injection continu. Le signal et la pompe sont injectés, grâce à un WDM (Wavelength Division Multiplexing), en configuration co-propageantes. Le formatage temporel des impulsions est assuré par un modulateur-acousto-optique (ou MAO pour Modulateur acousto-optique). Les positions possibles du MAO sont représentées par les carrés numérotés. 1 : MAO en amont de la fibre dopée ; 2 : après la fibre dopée.

**Amplification d'impulsions à faible puissance moyenne** La première solution consiste donc à positionner le modulateur acousto-optique en amont de la fibre amplificatrice (position 1 sur la figure 3.3). Son inconvénient principal est la faible puissance moyenne d'injection dans la fibre amplificatrice. En effet, la mise en forme temporelle des impulsions introduit une chute du signal d'environ 41 dB<sup>5</sup>. Ainsi, la puissance moyenne du signal à l'entrée de la fibre dopée ne sera que de quelques dizaines de nanowatt moyen. Dans cette configuration, le gain sera saturé par l'ESA, empêchant l'amplification du signal dans la suite du système. Il serait possible de filtrer l'ESA en sortie de cet amplificateur. Mais la trop faible énergie du signal répliquera le problème de l'ESA excessive sur l'amplificateur suivant. Ce n'est donc pas la bonne solution.

**Amplification en régime continu** Dans ce cas, le MAO est placé en sortie de la fibre dopée (position 2 sur la figure 3.3). L'amplification s'effectuera alors en régime continu, avec une puissance signal de plusieurs centaines de mW, représentée sur la figure 3.4.

5. Défini comme  $\alpha = \tau.F$ , où  $\tau$  est la durée de l'impulsion crée et  $F$  la fréquence de répétition, le terme  $\alpha$  représente les pertes générées par la mise en forme temporelle du faisceau. En appliquant cette relation avec  $F = 200 \mu\text{s}$  et  $\tau = 15 \text{ ns}$ , nous trouvons  $\alpha = 0,000075$ .

Sur cette figure, la courbe bleue représente l'évolution théorique de la puissance continue du signal et la courbe rouge l'évolution de la puissance de pompe le long de la fibre. Ces résultats ont été obtenus grâce à un programme de simulation développé par Franck Morin pendant sa thèse [104]. Les carrés bleus sont les mesures expérimentales. Un point de fonctionnement optimal est atteint pour une longueur de 1,3 m. Pour les fibres plus longues, la puissance continue du signal est moindre, notamment dû à l'absorption du signal par les ions Yb (système à trois niveaux), qui ne sont plus pompés optiquement.

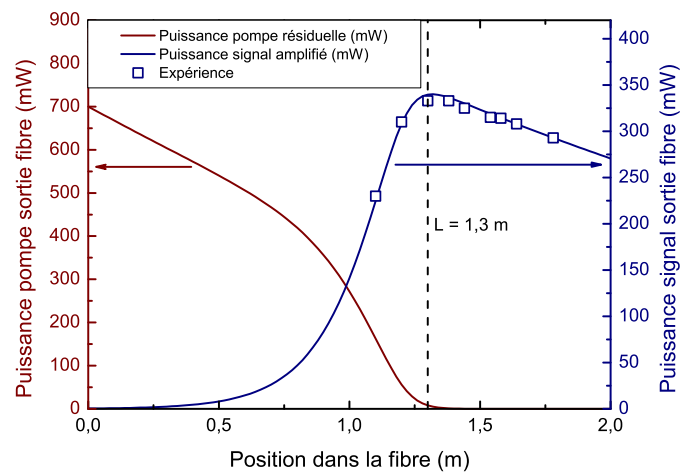


FIGURE 3.4 – Amplification d'un signal d'injection de 5 mW, dans une fibre dopée Ytterbium monomode, pompée avec par une diode de 700 mW, en fonction de la longueur de la fibre. La ligne bleue représente l'évolution théorique de la puissance continue du signal parcourant la fibre dopée. La ligne rouge est l'évolution de la puissance continue de la pompe le long de la fibre. Les carrés bleus représentent les résultats expérimentaux.

Dans ce contexte, il est alors maintenant possible de générer les impulsions en insérant le MAO en sortie de la fibre. En sortie du MAO, nous obtenons des impulsions avec une puissance moyenne de quelques  $\mu W$ . Néanmoins, cette faible puissance moyenne du signal reste particulièrement problématique vis-à-vis de la génération d'ESA pour l'étage d'amplification suivant. En effet, la figure 3.5 représente le rapport signal/ESA en sortie d'une fibre amplificatrice de 1,3 m pour différentes puissances moyennes d'injection. Sur la figure 3.5 a), nous voyons que l'ESA représente 5% de la puissance totale, pour une puissance moyenne d'injection de 150  $\mu W$ . Par contre, pour des puissances moyennes d'injection plus faibles ( figure 3.5 b)), la fraction d'onde signal est bien plus faible. L'ESA représente 30% de la puissance totale en sortie de la fibre pour une puissance de 8  $\mu W$  d'injection. Cette proportion importante d'ESA limitera le niveau de puissance du deuxième étage d'amplification [105] [106]. En supprimant l'ESA via un filtrage temporel et en utilisant un troisième étage d'amplification avec un gain de 20 dB, l'objectif d'atteindre une puissance moyenne de quelques mW devrait être réalisable [107]. La configuration à trois étages d'amplification est montrée sur la figure 3.6.

D'un point de vue théorique, il est tout à fait possible d'obtenir des énergies par impulsions de l'ordre du  $\mu J$  avec trois étages d'amplification.

Néanmoins, pour augmenter la compacité du système tout en le simplifiant, nous avons

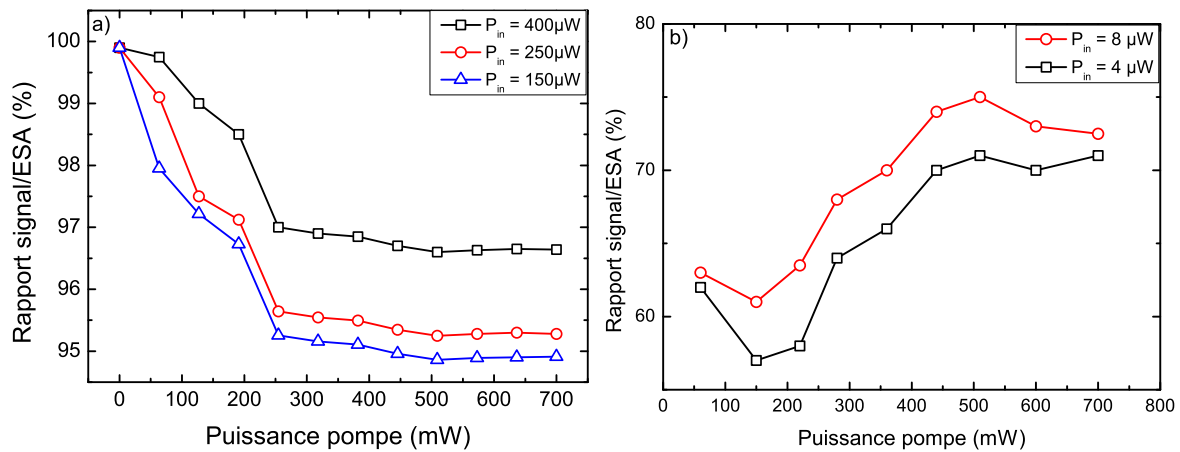


FIGURE 3.5 – Puissance d’ESA intégrée sur le spectre pour différentes puissances moyennes d’injection : 400, 250 et 150  $\mu W$  (a), 8 et 4  $\mu W$ , en fonction de la puissance continue de pompe, pour une fibre de 1,3 m de long.

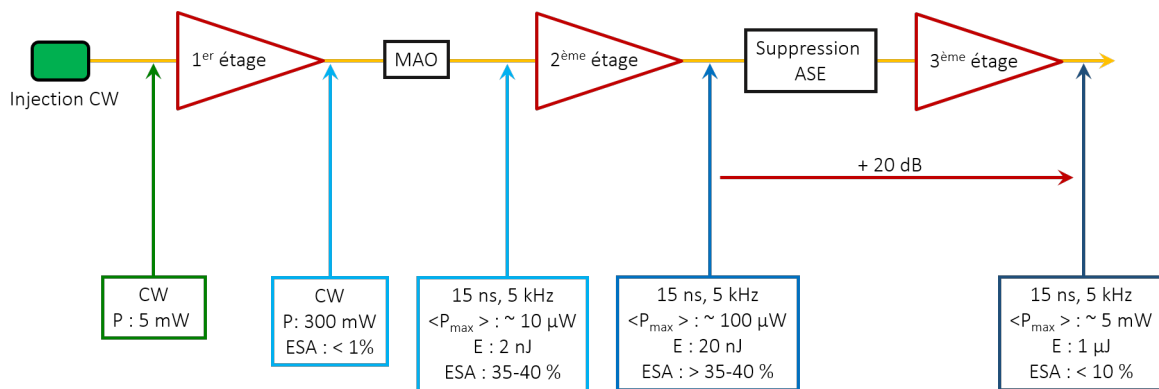


FIGURE 3.6 – Bilan des gains et des pertes dans une chaîne d’amplification à trois étages.

développé une architecture innovante et performante avec seulement deux étages d’amplification. Pour cela, nous avons mis en place un amplificateur à double passage du signal pour le premier étage. Ce double passage consiste à renvoyer le signal en sortie de fibre dopée, dans la fibre dopée à l’aide d’un rétro-rélecteur. L’intérêt principal de cette technique est de pouvoir utiliser le gain dans la fibre dopée deux fois. En positionnant le MAO entre la sortie de la fibre et le miroir de renvoi du signal, les puissances moyennes injectées au second passage sont largement inférieures à celles du premier passage (avec les pertes liées au MAO). Ainsi, l’amplification au second passage n’affecte pas l’inversion de population dans la fibre. Le gain obtenu par le premier passage reste inchangé lors du second passage. Avec une telle architecture, il est possible d’obtenir des puissances moyennes de quelques centaines de  $\mu W$  avec une seule fibre amplificatrice et une seule diode de pompe<sup>6</sup>, ce qui correspond à des énergies par impulsion de quelques dizaines de nJ à 5 kHz. Ainsi,

6. alors que précédemment, nous supputions que ces puissances moyennes ne pourraient être obtenues qu’avec au moins deux diodes de pompe.

un seul étage supplémentaire est nécessaire pour atteindre des énergies de quelques  $\mu J$  à 5 kHz. Ce dernier étage devra donc fournir un gain de 20 dB pour atteindre l'objectif. L'architecture finale, avec le premier étage en double passage, est résumée sur la figure 3.7.

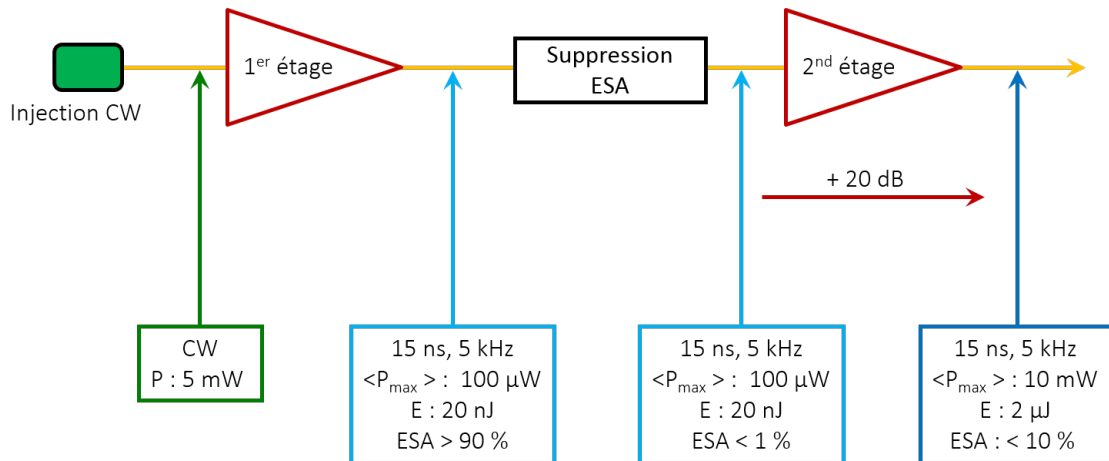


FIGURE 3.7 – Bilan des gains et des pertes dans une chaîne d'amplification à deux étages. Le premier étage, en double passage, assurera le passage en régime impulsionnel et l'amplification pour atteindre une puissance moyenne de l'ordre d'une centaine de microwatt.

La section suivante présente les résultats d'amplification en régime continu en vue de l'amplification double passage.

### 3.1.3 Amplification en simple passage

Suite aux précédents tests d'amplification (voir la figure 3.4), nous utilisons une fibre de 1,3 m de long pour le premier étage. En faisant varier la puissance continue de la diode de pompe, nous obtenons les performances d'amplification représentées sur la figure 3.8, pour différentes puissances moyennes d'injection.

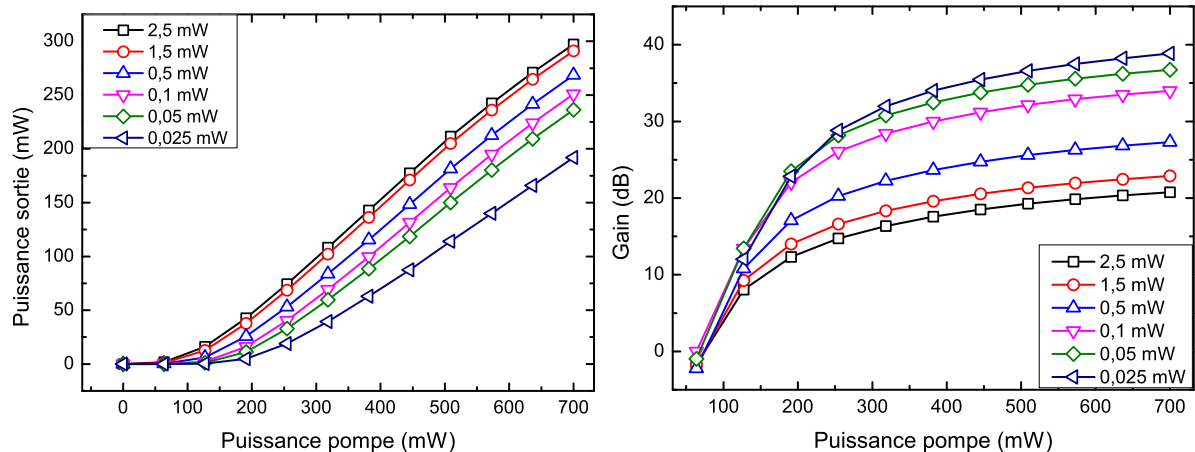


FIGURE 3.8 – Puissance continue signal (gauche) et gain (droite) en sortie de fibre amplificatrice de 1,3 m de long, pour différentes puissances continues d'injection en fonction de la puissance de pompe.

Des puissances continues de sortie maximales allant de 190 mW à 300 mW sont obtenues pour des puissances continues d'injection de 25  $\mu\text{W}$  à 2,5 mW respectivement, correspondant à des gains entre 20,8 à 38,8 dB.

Le gain présent dans la fibre varie avec la puissance continue d'injection, comme le montre la figure 3.9. Le gain augmente d'autant plus dans la fibre dopée que la puissance continue incidente diminue. Enfin, la mesure du spectre en sortie de la fibre dopée à l'analyseur de spectre optique permet de déterminer la fraction d'ESA contenue dans la puissance totale en sortie de fibre. Par exemple avec une puissance continue d'injection de 2,5 mW, l'ESA représente 2,2% de la puissance totale. Plus la puissance continue d'injection est faible, plus l'ESA est importante.

Compte tenu de ces résultats, il est alors possible de générer des impulsions à partir du signal amplifié en insérant le MAO.

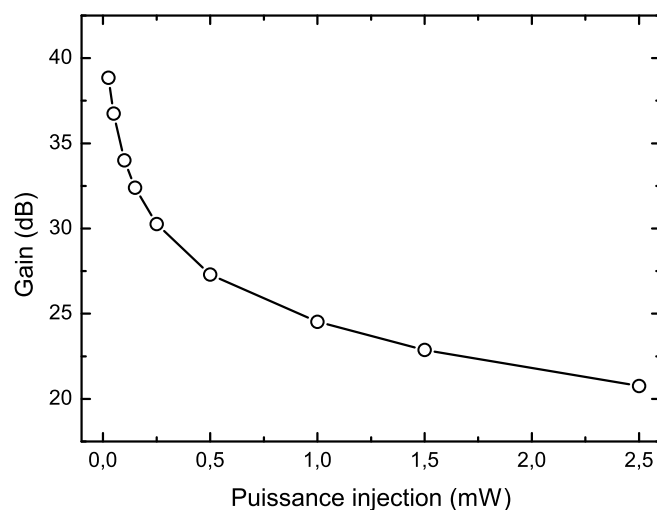


FIGURE 3.9 – Évolution du gain dans l'amplificateur en fonction de la puissance continue signal incidente, pour une puissance de pompe de 700 mW et une fibre de 1,3 m de long.

### 3.1.4 Amplification avec double passage du signal et passage en régime impulsionnel

Comme mentionné dans la section 3.1.2, nous allons maintenant mettre en place le second passage du signal dans la fibre dopée. L'architecture de l'amplificateur double passage en régime impulsionnel est représentée sur la figure 3.10. Le MAO est placé entre la sortie de la fibre et le rétro-rélecteur. Le signal ré-amplifié est extrait avec un circulateur placé en amont du WDM. Avec cette architecture double passage, le temps d'ouverture du MAO doit être adapté. En effet, le temps d'aller-retour des photons est défini par  $t = 2d/nc$  où  $n$  est l'indice de réfraction de la fibre à la longueur d'onde du signal,  $d$  la longueur de propagation (1 m de fibre pour le MAO + 1 m de fibre pour le rétro-rélecteur) et  $c$  la vitesse de la lumière. Par conséquent, lorsque les photons retour arrivent sur le MAO, celui-ci doit être encore ouvert. Cela implique donc que le temps d'ouverture doit être égal à  $t_{A/R} = 2d/nc + \tau$  où  $\tau$  est la durée d'impulsion voulue, soit 15 ns.

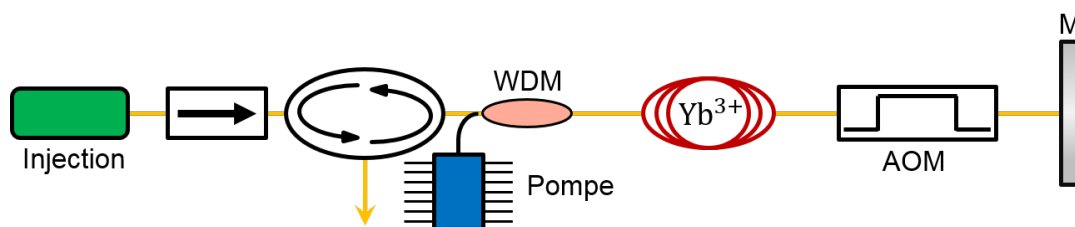


FIGURE 3.10 – Schéma de l'amplificateur fibré en configuration double passage pour la génération des impulsions. Le signal est renvoyé dans la fibre dopée à l'aide d'un rétro-rélecteur (noté M sur le schéma).

### 3.1.4.1 Résultat de l'amplification en double passage

Le résultat de l'amplification en configuration double passage dans une fibre de 1,3 m, en fonction de la puissance de pompe, pour différentes puissances continues d'injection, est représenté sur la figure 3.11.

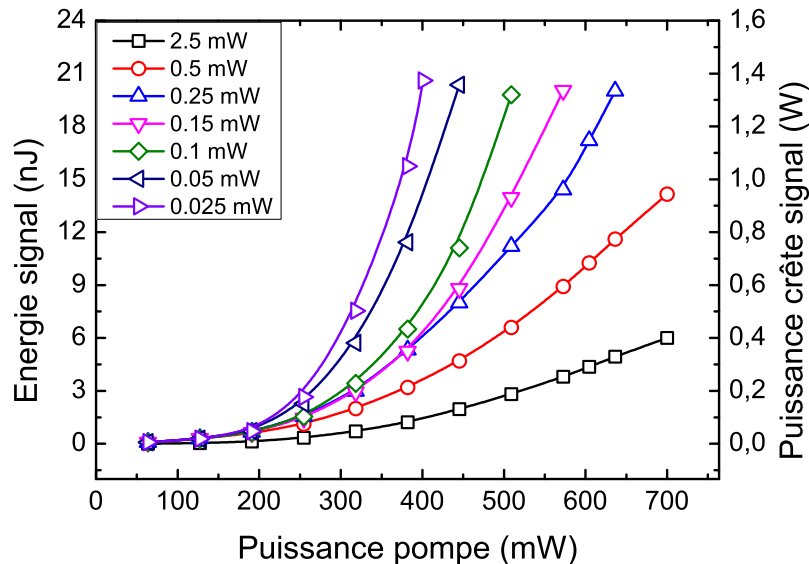


FIGURE 3.11 – Énergie et puissance crête du signal en sortie du double passage en fonction de la puissance continue de pompe pour plusieurs puissances d'injection continues.

Contrairement à un amplificateur en simple passage, ici la puissance moyenne en sortie de la fibre dopée augmente lorsque la puissance continue d'injection diminue. Ce comportement est totalement contre-intuitif. Cela peut parfaitement s'expliquer en analysant la figure 3.9, qui montre que le gain en simple passage augmente lorsque la puissance continue d'injection diminue car le gain petit signal vu par les impulsions au deuxième passage est déterminé au premier passage et donc est plus fort si on injecte une faible puissance moyenne.

Après le premier passage, le signal passe deux fois dans le MAO. Cela introduit des pertes de 41 dB lors du passage du régime continu à impulsionnel (15 ns, 5 kHz). De plus, la connectique (connecteur + passage en espace libre) rajoute 3,3 dB de pertes supplémentaires. Cela fait un total de 48 dB de pertes. Ainsi, les puissances crêtes en entrée du deuxième passage (inférieure au mW) sont du même ordre de grandeur que les puissances moyennes en entrée du premier passage. La figure 3.11 montre qu'il est possible d'obtenir des énergies de 20 nJ à 5 kHz, avec une puissance continue de pompe de 400 mW de pompe, pour des puissances continues d'injection inférieures à 0,4 mW. Pour des puissances moyennes d'injection supérieures, les énergies sont bien inférieures à 20 nJ, à puissance de pompe maximale. Grâce à cela, nous sommes parvenus à amplifier des impulsions jusqu'à une puissance crête de 1,3 W avec un seul étage d'amplification. La figure 3.12 montre l'évolution temporelle des impulsions dans l'étage d'amplification.

L'amplificateur en configuration double passage délivre une puissance d'ESA excessive en sortie du circulateur. Comme expliqué dans la section 3.1.1.1, lors du pompage d'une

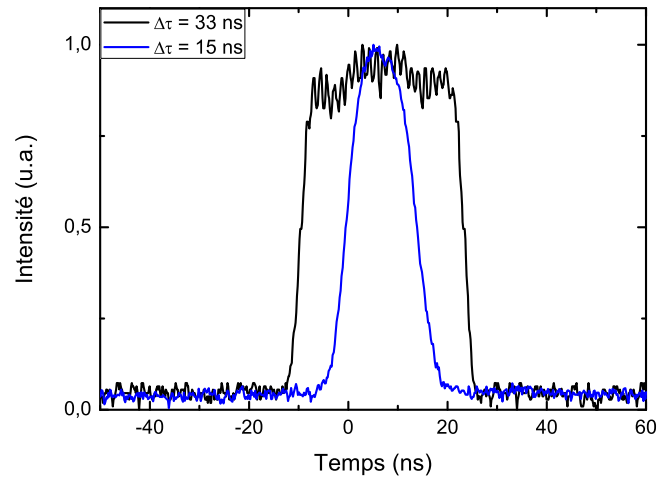


FIGURE 3.12 – Impulsion en sortie du MAO (noire), et impulsion en sortie du circulateur (bleue).

fibre dopée, l'ESA se propage dans le sens co-propagatif ( $ESA^+$ ) et contra-propagatif ( $ESA^-$ ) de la pompe. Dans notre cas l' $ESA^-$  remonte l'amplificateur et sort du système via le port 3 du circulateur, tout comme le signal amplifié. Comme le montre la figure 3.13, plus la puissance continue d'injection est faible, plus la puissance d' $ESA^-$  est grande<sup>7</sup>.

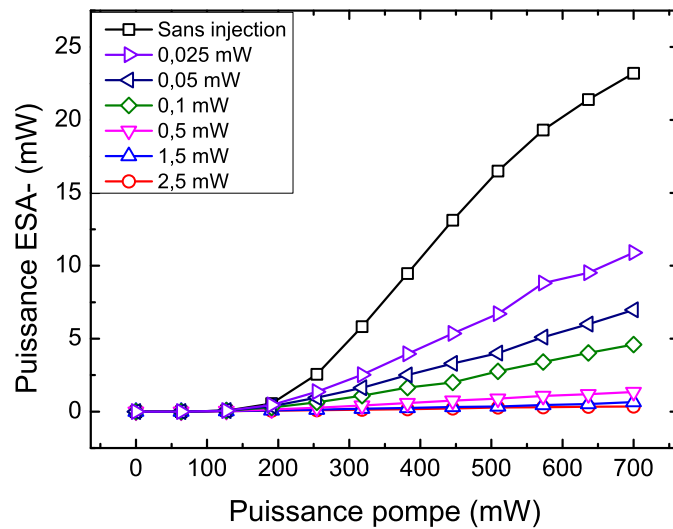


FIGURE 3.13 – Mesure de la puissance d' $ESA^-$  en sortie du circulateur en fonction de la puissance de pompe, pour plusieurs puissances continues d'injection.

La puissance d' $ESA^-$  est de quelques mW, alors que celle du signal est de  $100 \mu W$ . Pour éliminer l' $ESA^-$  présente en sortie du circulateur, nous avons opté pour un filtrage temporel. L' $ESA^-$ , tout comme la pompe, est continue. Temporellement, le signal en

7. A noter que l' $ESA^+$  suit le même comportement que l' $ESA^-$ . Néanmoins sa puissance est plus élevée car elle se propage dans le même sens que la pompe



sortie du circulateur est constitué d'un fond continu d'ESA<sup>-</sup> sur lequel se superposent les impulsions signal. Ainsi, en ajoutant un MAO, la composante continue de l'ESA est filtrée. Cependant avec cette technique, il reste une proportion d'ESA présente pendant la durée des impulsions, comme le montre la figure 3.14. Cette proportion d'ESA résiduelle peut être filtrée à l'aide d'un filtre interférentiel autour de 1030 nm. Pour effectuer ce filtrage temporel, nous utilisons un deuxième MAO. L'objectif est d'ouvrir l'acousto-optique seulement lors du passage des impulsions signal (voir la figure 3.14). Les deux MAO sont pilotés par le même générateur de délai, il est ainsi aisé de les synchroniser.

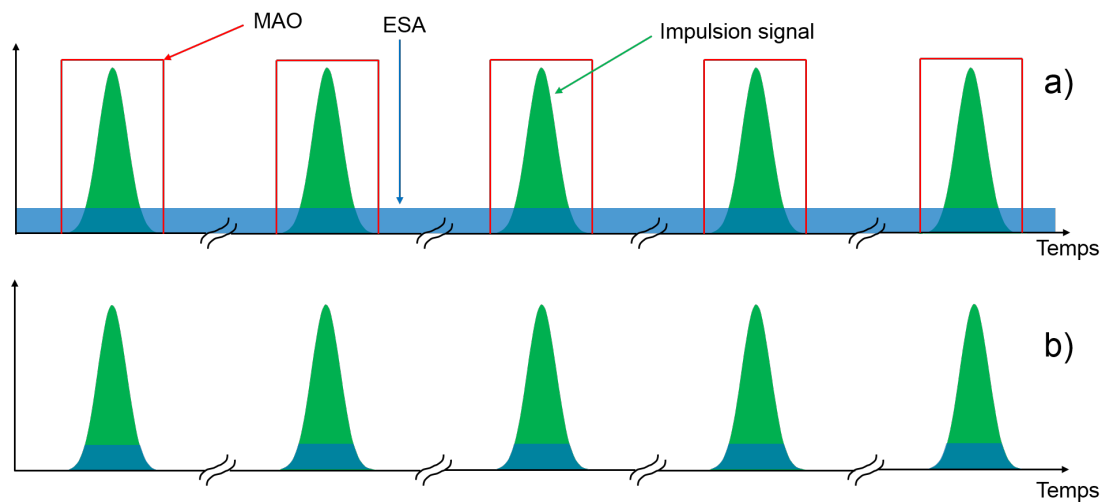


FIGURE 3.14 – Représentation du filtrage temporel de l'ESA par l'ajout d'un MAO. Les impulsions signal (en vert) sont superposées au fond continu d'ESA (en bleu). Les rectangles rouges représentent l'ouverture temporelle du MAO. a) : puissance temporelle en sortie du circulateur ; b) : puissance temporelle après filtrage temporel par le MAO.

### 3.1.4.2 Résumé des performances du premier étage d'amplification

L'étage d'amplification décrit dans cette section a permis d'obtenir des puissances crêtes jusqu'à 1,3 W à partir d'un laser à fibre continue, dans une configuration originale d'amplification en configuration double passage. Le tableau 3.3 résume les performances atteintes avec l'amplificateur étudié ci-dessus.

Paramètres	Valeurs	Figure
Énergie/ $P_c$ maximale	20 nJ/1,3 W	3.11
$\tau$	15 ns	3.12
DBS	Probable	3.11 et équation 3.1

TABLEAU 3.3 – Tableau récapitulatif des performances du premier étage d'amplification à fibre.  $P_c$  : puissance crête.

L'utilisation d'un premier MAO nous a permis de former des impulsions de 15 ns avec un taux de répétition de 5 kHz, à partir d'un signal continu (voir figure 3.12). Avec la mise en place d'un second passage dans la fibre dopée, des énergies maximales de 20 nJ, soit 1,3 W crête (voir 3.11) ont été obtenues. Nous détaillerons la limitation en énergie vis-à-vis de la DBS à la section 3.1.5.1. Enfin, avec un second MAO, la fraction d'ESA, très présente à la sortie du circulateur, a pu être éliminée.

L'objectif de délivrer des énergies de 1 microjoule, comme mentionné à la section de dimensionnement (voir la figure 3.7) n'est cependant pas atteint. Ainsi, un deuxième étage d'amplification est nécessaire.

### 3.1.5 Performances du deuxième étage d'amplification

Ce second étage d'amplification à fibre a pour objectif d'atteindre des énergies d'au moins 1  $\mu$ J, soit des puissances crêtes de 66 W. Par conséquent, la diffusion Brillouin stimulée sera présente dans cet étage. Étant donné que c'est un processus non linéaire instable, il est difficile de la quantifier théoriquement avec précision. Par conséquent, il est très important de la caractériser expérimentalement.

Pour cela, le signal impulsionnel et la pompe continue sont réunis dans un WDM, avant d'être injectés dans une fibre dopée Yb, qui est identique à celle du premier étage. Un coupleur fibré 70/30 est inséré entre la sortie du deuxième MAO et le WDM, comme le montre la figure 3.15. Il permet de mesurer la diffusion Brillouin qui est contra-propageante, le but étant de pousser l'énergie au maximum (quelques microjoule), tout en restant avec des fibres monomodes avec un cœur de 6  $\mu$ m. Ainsi, le signal est injecté dans le coupleur via le port 70%. Le port 100% est lui connecté au WDM. Par conséquent, si une onde Stokes parcourt le système dans la direction contra-propageante, elle commencera sa course par le port 100%, et sortira via le port 30%. Nous cherchons, ici, à amplifier des impulsions jusqu'à atteindre des énergies de quelques  $\mu$ J soit plusieurs centaines de Watt crête, sans risque de casse dû à la DBS.

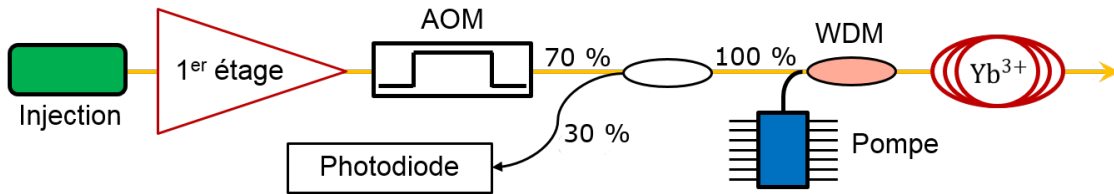


FIGURE 3.15 – Représentation de l'amplificateur à fibre comprenant le premier et le deuxième étage.

La sortie de la fibre dopée est clivée avec un angle compris entre 7 et 9 degrés pour limiter les réflexions de Fresnel lors du passage silice/air du signal.

### 3.1.5.1 Mesure de la diffusion Brillouin stimulée

Comme mentionné dans la section précédente, la mesure de la diffusion Brillouin s'effectue à l'aide d'un coupleur fibré et d'un oscilloscope. Lors de l'amplification, les puissances crêtes mises en jeu sont suffisantes pour générer une impulsion retour Brillouin. Lorsque c'est le cas, l'impulsion rétro-diffusée Brillouin remonte la chaîne en sens contre-propagatif. Elle entre dans le coupleur via le port 100%, et ressort par le port 30%<sup>8</sup>. La mesure de puissance de l'onde rétro-diffusée se fait directement avec l'oscilloscope, en calibrant l'amplitude de tension de la photodiode avec une puissance crête connue. La

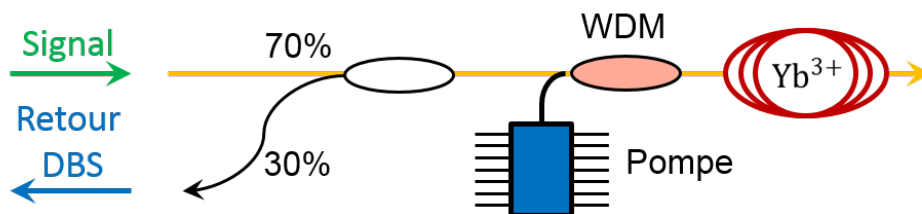


FIGURE 3.16 – Représentation du dispositif expérimental de mesure de la DBS.

figure 3.16 montre le principe de la mesure.

Par la suite, nous limitons volontairement la puissance moyenne d'injection dans la fibre dopée. En effet, les deux étages d'amplification sont reliés par des fibres passives (MAO, coupleur et WDM) d'environ 4 mètres de longueur. D'après l'équation 3.1, le seuil d'apparition de la DBS pour 4 mètres de fibre passive est de 3 W crête, soit 45 nJ. Ainsi, nous décidons de travailler avec une énergie d'injection de 15 nJ soit une puissance moyenne de 70  $\mu$ W moyen, correspondant à un tiers du seuil d'apparition Brillouin dans les fibres passives. Tout comme le premier étage d'amplification, la puissance maximale continue de la pompe est de 700 mW. En parallèle, le signal de retour lié à la diffusion Brillouin est surveillé avec le montage décrit sur la figure 3.16.

Le protocole d'optimisation de cet étage d'amplification est le suivant. Pour une longueur

8. Elle sortira également par le port à 70%, mais avec le MAO placé en amont du coupleur, aucun danger pour les composants.

de fibre donnée, nous augmentons la puissance de la pompe progressivement. Nous limitons la puissance de la pompe lorsque le signal retour Brillouin atteint 10% du signal amplifié. Ce facteur de 10%, bien qu'arbitraire, permet d'offrir une sécurité vis-à-vis du retour Brillouin. Comme expliqué dans la section 3.1.1.2, l'onde rétro-diffusée Brillouin est amplifiée lors de son passage dans la fibre amplificatrice, avec le même gain que le signal au premier passage. Il est donc possible, avec l'objectif d'atteindre des énergies d' $1 \mu\text{J}$ , que les impulsions Brillouin aient une puissance crête de l'ordre de la centaine de Watt crête, ce qui peut déclencher l'apparition d'une oscillation Brillouin, et donc engendrer des dommages (voir la section 3.1.1.2).

### 3.1.5.2 Résultat d'amplification

De la même façon que dans la section 3.1.2, une détermination de la longueur de fibre optimale est nécessaire. Les risques de casse en présence de DBS sont réels et il est nécessaire d'effectuer cette optimisation expérimentalement, car les incertitudes dans les simulations numériques sont trop importantes. Afin de déterminer la longueur optimale de fibre dopée, une cliveuse à angle est utilisée. Elle permet de couper la sortie de la fibre dopée avec un pas de 2 cm.

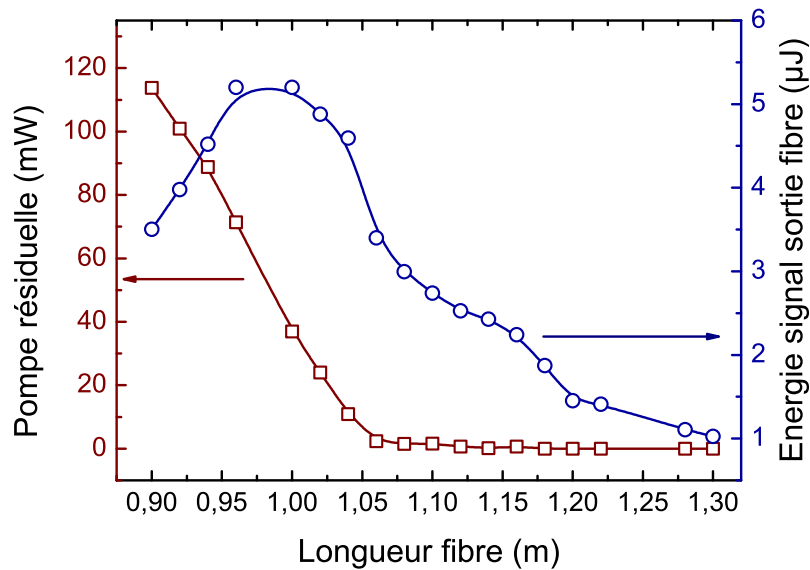


FIGURE 3.17 – Énergie maximale du signal (bleue) et puissance de pompe résiduelle (bordeaux) en fonction de la longueur de la fibre dopée.

Pour mesurer la puissance moyenne en sortie de fibre, nous plaçons la fibre sur un V-Groove et le faisceau est collimaté avec une lentille de 6 mm de distance focale. Deux miroirs dichroïques permettent de séparer le signal et la pompe résiduelle en sortie de la fibre. La figure 3.17 montre l'énergie maximale du signal en fonction de la longueur de la fibre et la puissance de pompe résiduelle en fonction de la longueur de la fibre pour une puissance moyenne d'injection de  $70 \mu\text{W}$ . Comme expliqué plus haut (section 3.1.5.1), l'augmentation de la puissance de pompe maximale est déterminée lorsque la puissance

Brillouin atteint 10% de la puissance du signal, comme le montre la figure 3.18. Ainsi, la puissance maximale de pompe est différente pour chaque point de la figure 3.17 (voir figure 3.18).

Nous observons une longueur de fibre optimale autour de 1 m. Si nous réduisons la longueur de 1,05 m à 0,96 m, les performances de l'amplificateur changent rapidement. En effet, de la pompe résiduelle apparaît autour de 1,05 m, comme le montre la figure 3.17. Une augmentation conséquente de l'énergie du signal est obtenue par simple raccourcissement de la longueur de la fibre dopée, jusqu'à une longueur de 0,96 m. Pour des longueurs plus courtes, l'énergie du signal diminue. Nous observons un maximum d'énergie de  $5,2 \mu J$  pour les impulsions signal, pour des longueurs de fibre comprises entre 1 m et 0,96 m, ce qui correspond à une puissance moyenne de 26 mW.

La figure 3.18 nous permet d'étudier finement le comportement de la diffusion Brillouin lors de l'amplification. Cette figure représente la puissance Brillouin mesurée par le port 70/30, le rapport entre la puissance Brillouin et la puissance du signal en sortie de la fibre, et la puissance de pompe maximale envoyée à la fibre. Pour des longueurs de fibre comprises entre 1,3 et 1,05 m, nous limitons la puissance de pompe pour que le rapport  $P_{DBS}/P_s$  reste autour de 10%, pour éviter toute casse. A l'inverse, pour les fibres plus courtes, nous augmentons la puissance de pompe jusqu'à sa valeur maximale. Le rapport  $P_{DBS}/P_s$  diminue et n'atteint plus 10%. Cela est notamment dû à la réduction de la puissance Brillouin et l'augmentation de la puissance moyenne du signal. A partir de 0,9 m de longueur de fibre, la puissance de pompe est maximale. Pour mieux comprendre ce phénomène, nous étudions l'évolution d'énergie du signal et de la puissance Brillouin en fonction de la puissance de pompe autour de la longueur de fibre optimale, soit 1 m. Pour

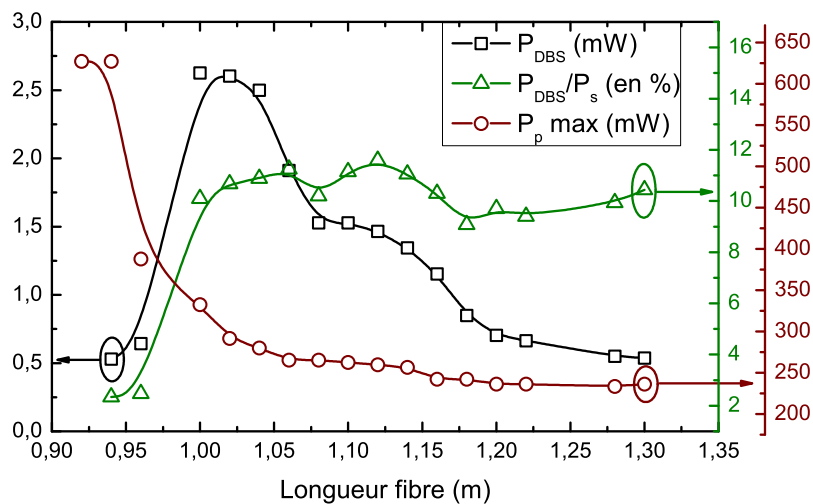


FIGURE 3.18 – Puissance Brillouin mesurée à l'oscilloscope (noire) et la puissance de pompe maximale (en bordeaux) en fonction de la longueur de la fibre. La courbe verte représente l'évolution du rapport entre la puissance Brillouin et la puissance du signal en sortie de fibre.

cela, nous avons représenté l'évolution de l'énergie du signal, et du retour Brillouin en fonction de la puissance de pompe sur la figure 3.19 pour différentes longueurs de fibre

dopée. La courbe supérieure représente l'évolution de la DBS mesurée à la photodiode en fonction de la puissance de la pompe, et la courbe inférieure représente l'énergie du signal à la sortie de la fibre dopée. Pour les deux figures, nous travaillons avec des longueurs de fibre de 1,06 m de long, 1 m, 0,96 m et 0,94 m. Avec une fibre de 1,06 m, le signal et la puissance de la DBS augmentent très rapidement, jusqu'à des puissances de pompe de 250 mW. Nous obtenons une puissance moyenne de signal de 16 mW ( $3, 2 \mu J$ ) et de 1,9 mW pour la DBS. Pour la fibre de 1 m de long, une puissance moyenne de 26 mW correspondant à 340 W crête (ou  $5,2 \mu J$  en énergie) pour le signal et de 2,1 mW pour la DBS est observée. Tout comme pour la fibre de 1,06 m de long, la puissance de la DBS tend à augmenter rapidement avec la puissance de la pompe, ce qui est risqué pour les composants en amont de la fibre dopée.

Raccourcir la fibre permet d'avoir de la pompe résiduelle en sortie de fibre et donc d'avoir un gain présent sur toute la longueur de la fibre. Il est alors possible de pomper avec des puissances plus élevées et d'obtenir ainsi une énergie de  $5,2 \mu J$  pour le signal avec une puissance de 0,64 mW pour la DBS. Enfin, en réduisant la fibre de 2 cm, l'énergie maximale du signal est de  $4,5 \mu J$ , et la puissance moyenne de la DBS est de 0,53 mW. Cette étude montre qu'un compromis est à faire sur cet étage d'amplification. La mesure de la puissance de la DBS montre qu'il est judicieux d'optimiser finement la longueur de la fibre. En effet, raccourcir la fibre permet de limiter le développement de la SBS. Cependant, si la fibre est trop courte, la fraction de pompe absorbée sera plus faible et l'amplification du signal également.

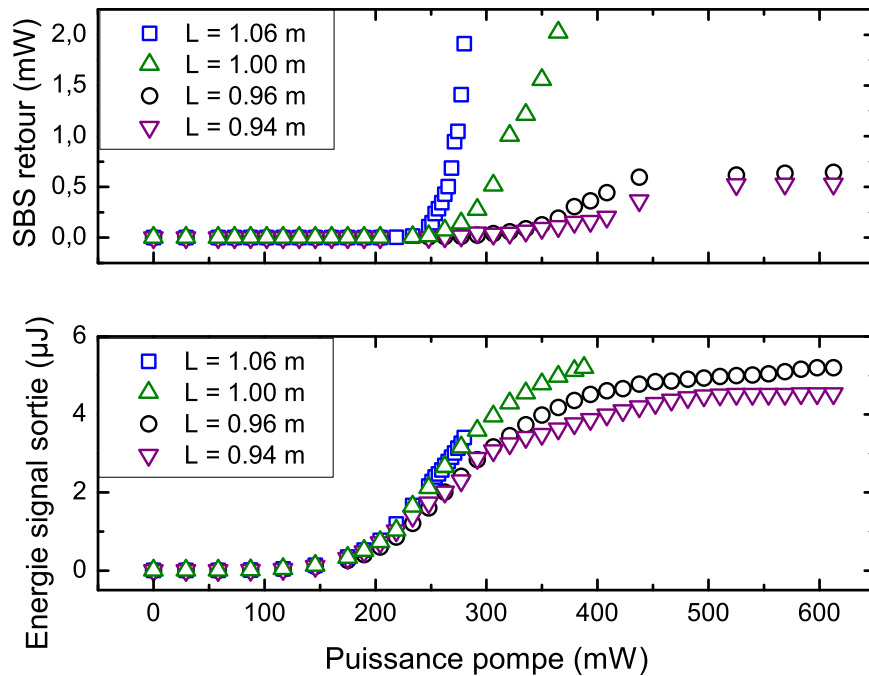


FIGURE 3.19 – Puissance Brillouin mesurée à l'oscilloscope (haut) et énergie du signal mesurée en sortie de fibre (bas) en fonction de la puissance de pompe, pour différentes longueurs de fibre dopée. Pour les deux graphiques, carrés bleus : 1,06 m ; triangle supérieurs verts : 1 m ; cercles noirs : 0,96 m ; triangles inférieurs violets : 0,94 m.

### 3.1.5.3 Caractérisation de l'amplificateur

En sortie de fibre amplificatrice, le faisceau est collimaté avec une lentille de focale 6 mm. La figure 3.20 montre la mesure de qualité de faisceau après collimation. Nous avons mesuré un  $M^2$  inférieur à 1,1 dans les deux directions de propagation.

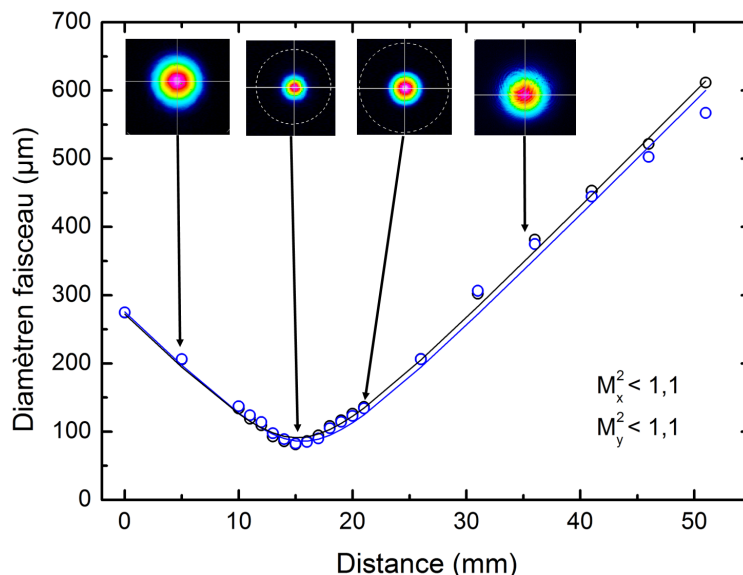


FIGURE 3.20 – Mesure de la caustique et profil spatial du faisceau signal à 2  $\mu J$  pour deux directions orthogonales.

Par ailleurs, les profils temporels normalisés des impulsions avant et après amplification dans le deuxième étage sont présentés sur la figure 3.21. La courbe bleue est l'impulsion incidente dans la fibre dopée du deuxième étage avec une énergie en entrée de 10 nJ. La courbe noire est l'impulsion en sortie dont l'énergie est de 2  $\mu J$ . L'impulsion en sortie présente un aplatissement sur le front descendant. En effet, lorsque l'énergie incidente dans l'amplificateur est importante, nous observons un phénomène de saturation du gain et donc une moindre amplification sur le front descendant de l'impulsion qui réduit légèrement la largeur temporelle des impulsions.

Enfin, la figure 3.22 présente le spectre de l'amplificateur en sortie de la fibre en échelle semi-logarithmique. L'analyseur de spectre optique a une résolution de 2 GHz. Cette mesure a été effectuée avec une énergie du signal de 2  $\mu J$ . Contrairement au premier étage, ici, l'ESA n'est pas filtrée. A partir de cette mesure à l'analyseur de spectre optique, nous en déduisons que l'ESA représente 8% de la puissance totale. Par ailleurs, nous verrons dans les paragraphes suivants que le filtrage par le gain des amplificateurs à cristaux massifs (Yb :YAG) permet de réduire ce ratio.

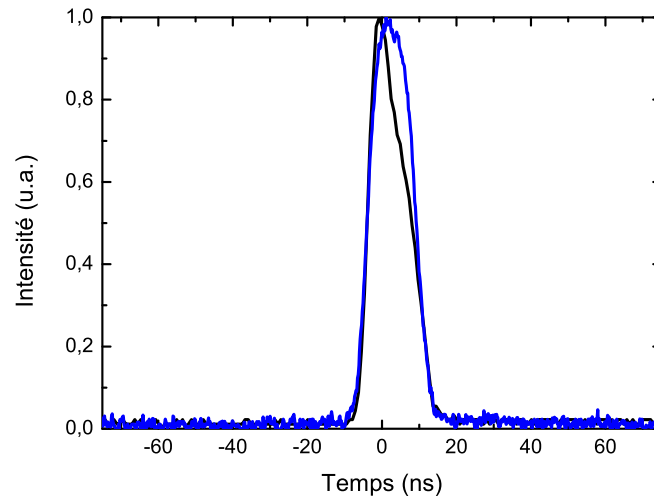


FIGURE 3.21 – Impulsion amplifiée en entrée du deuxième étage (noire) et en sortie de cet étage (bleue).

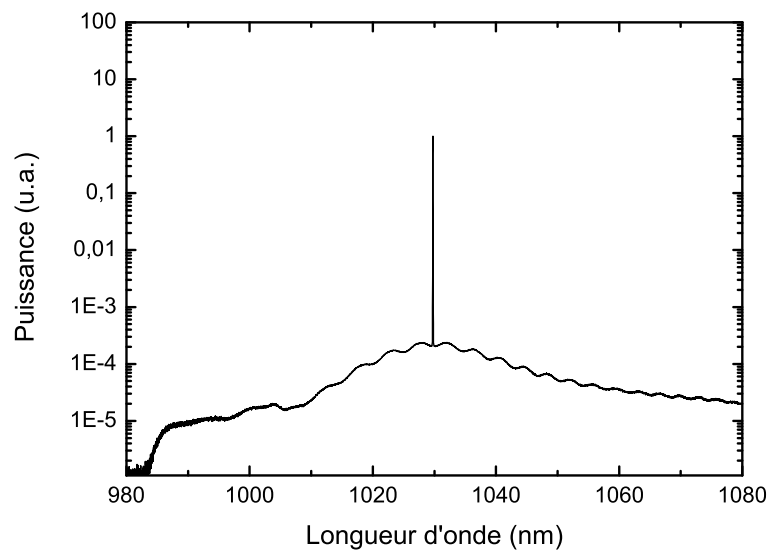


FIGURE 3.22 – Spectre en sortie de l'amplificateur à fibre.

### 3.1.6 Conclusion sur l'amplification à fibre dopée

Nous avons développé un pré-amplificateur totalement fibré, pouvant délivrer des impulsions de 15 ns avec une énergie maximale de  $5,2 \mu J$  et à la cadence de 5 kHz. Pour ce faire, deux étages d'amplification ont été mis en place. Le premier est dans une configuration double passage. Un modulateur acousto-optique inséré entre le premier et le deuxième passage permet de créer les impulsions. Cette configuration originale permet de disposer d'un gain élevé avec un nombre réduit de composants. L'optimisation fine de la longueur de la fibre du deuxième étage a permis d'atteindre une énergie de  $5,2 \mu J$  correspondant à une puissance crête de 346 W. Enfin, une mesure de la qualité spatiale du



faisceau montre un faisceau très proche d'un mode  $LP_{01}$  avec un  $M^2 < 1,1$ . La compacité et la finesse spectrale de cette source est un bon point de départ pour la montée en énergie par amplification à base de cristaux massifs.

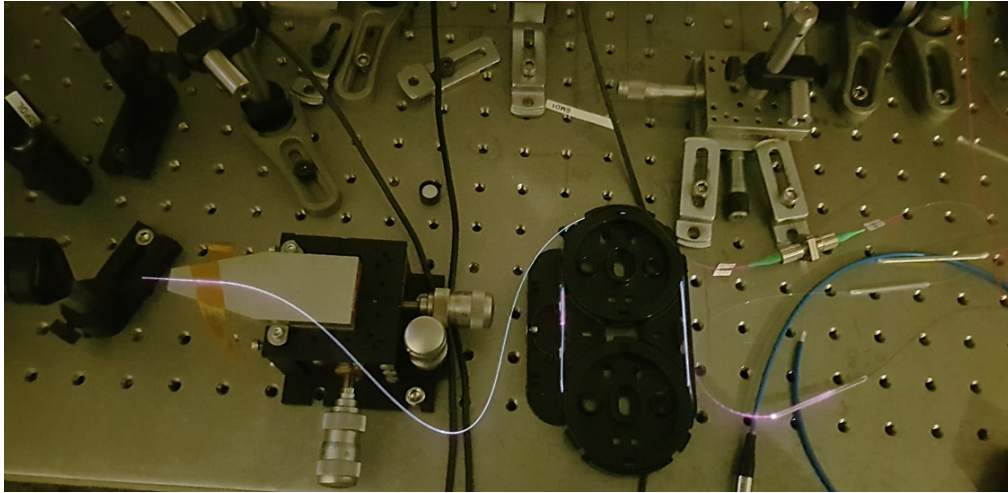


FIGURE 3.23 – Photo du deuxième étage de l'amplificateur à fibre en fonctionnement.

## 3.2 Amplification à cristaux massifs d'Yb :YAG multi-étage

La section 3.1 a permis de démontrer le potentiel des amplificateurs à fibres monomodes en guise de pré-amplificateurs. Limité par la DBS, nous devons développer des étages d'amplification en espace libre à base de cristaux massifs d'Yb :YAG compatibles avec les fibres dopées ytterbium. Ces étages peuvent présenter des gains très élevés et sont donc particulièrement adaptés à des injections de faibles puissances moyennes ( $\approx mW$ ), comme nous allons le voir dans la partie qui suit.

### 3.2.1 Présentation de l'amplificateur

Les travaux de thèses précédentes dans le groupe Lasers du LCF ont permis d'étudier en détail et de dimensionner le type d'amplificateurs que nous allons utiliser [85, 86, 108]. En se basant sur ces travaux, nous avons mis en place la configuration expérimentale représentée sur la figure 3.24. Le milieu amplificateur utilisé est un cristal d'Yb :YAG dopé à 1,5 at.% de 2 mm d'épaisseur et de 17 mm de long. Il est placé dans une monture de cuivre refroidie par eau. Les faces d'entrée et de sortie du cristal sont traitées anti-reflets à 940 nm et 1030 nm. Le pompage est assuré par une diode continue, multimode, émettant autour de 940 nm avec une sortie fibrée. Nous verrons par la suite que nous utiliserons deux diodes de pompe multimodes : une délivrant une puissance de 80 W, avec un diamètre de cœur de fibre de 100  $\mu m$  et une autre de 120 W de 200  $\mu m$  de diamètre de fibre. La première diode de pompe, plus brillante, servira pour générer un fort gain dans le premier étage. En sortie des amplificateurs à fibres et après deux isolateurs optiques pour protéger la fibre des retours, le faisceau est dirigé vers une lame  $\lambda/2$  et un cube polariseur orientant la polarisation du faisceau. Le signal est ensuite focalisé au centre du cristal avec une lentille de focalisation. En sortie de la diode de pompe fibrée, deux doublets sont positionnés pour permettre la collimation et la focalisation du faisceau de pompe dans le cristal et l'adaptation des tailles des faisceaux.

En configuration simple passage, un miroir dichroïque est utilisé pour séparer la pompe résiduelle du signal amplifié (figure 3.24 a)). En configuration double passage, une lentille et un miroir sont positionnés pour ré-imager le faisceau signal dans le cristal lors du retour. Par ailleurs, une lame quart d'onde est placée entre le lentille et le miroir. Avec ses axes neutres à  $45^\circ$  de la polarisation incidente, cela permet d'extraire le faisceau en réflexion sur le cube polariseur après le deuxième passage (figure 3.24 b)).

Lors du processus d'amplification laser, les faisceaux signal et pompe sont focalisés dans le cristal, de façon à se recouvrir. Afin de maintenir la qualité de faisceau et d'obtenir une bonne efficacité d'extraction, l'optimisation de la taille des modes est nécessaire. Un faisceau signal trop petit réduirait le taux de recouvrement avec le faisceau multimode de la diode de pompe. A l'inverse, un faisceau trop grand limiterait le gain dans l'amplificateur. La configuration optimale se situe lorsque quand le diamètre du faisceau signal est proche de celui de la pompe.

Lors de ses travaux de thèse, Fabien Lesparre a développé l'amplificateur présenté dans la section 3.2.1 pour amplifier un signal de faible puissance moyenne ( $< 100 mW$ ) en régime

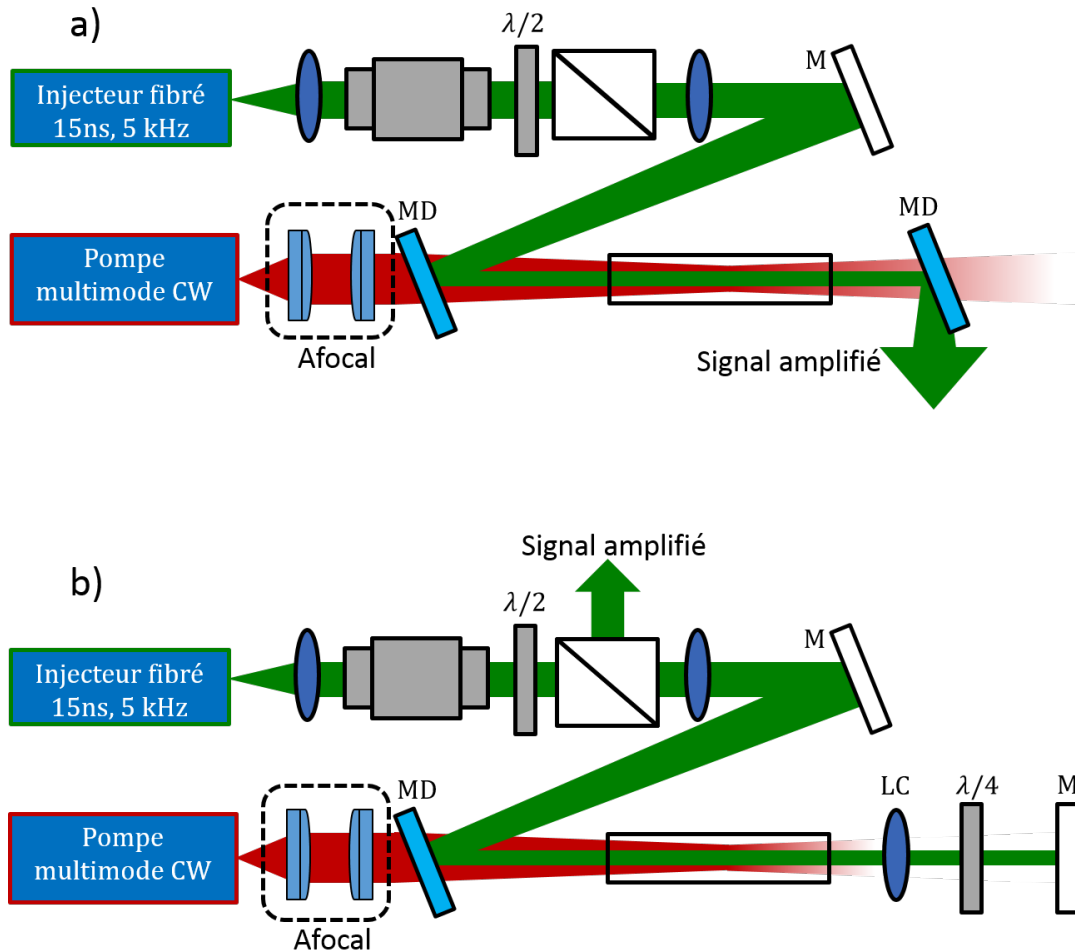


FIGURE 3.24 – Schéma de l’amplificateur à cristal Yb :YAG en simple passage (haut) et en double passage (bas). Le faisceau signal est représenté en vert, celui de la pompe en rouge. MD : Miroir dichroïque, LC : Lentille de collimation, M : Miroir.

picoseconde à base de fibres cristallines Yb :YAG [86]. Ces travaux ont permis d’optimiser le gain dans l’amplificateur vis-à-vis de la taille des faisceaux pompe et signal. Bien que l’amplificateur développé pendant sa thèse soit à base de fibres cristallines, nous utilisons des paramètres comparables en les adaptant à nos conditions expérimentales en s’appuyant sur des simulations numériques ainsi que sur des essais expérimentaux. Nous utilisons un faisceau signal de  $250 \mu\text{m}$  de diamètre et un faisceau pompe de  $350 \mu\text{m}$  de diamètre pour cet étage d’amplification.

### 3.2.2 Performances du 1er étage d’amplification

La figure 3.25 montre les résultats obtenus pour un passage du signal dans l’amplificateur, pour différentes puissances moyennes d’injection issues de l’amplificateur à fibre décrit dans la section 3.1 (entre 1,1 mW et 2,8 mW) et pour des puissances de pompe

variant de 0 à 80 W.

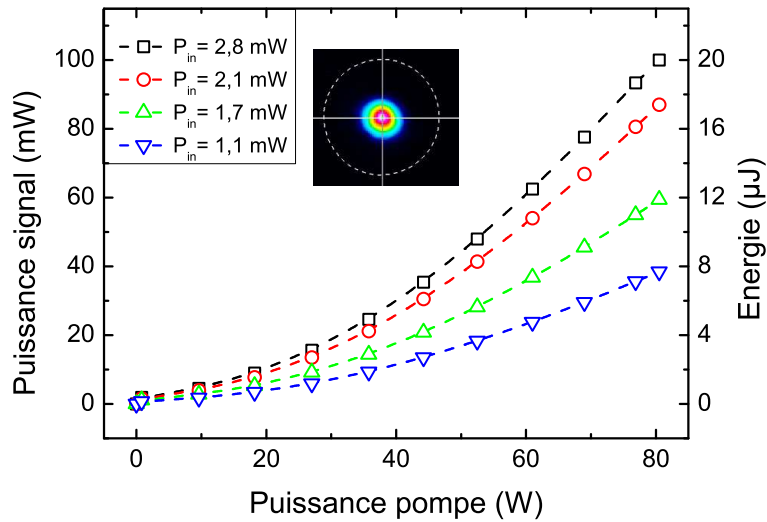


FIGURE 3.25 – Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie du signal en fonction de la puissance de pompe en configuration simple passage.

Pour une puissance d'injection de 2,8 mW nous avons mesuré des gains de 35 et 571 en 1 et 2 passages. Pour la configuration double passage, nous obtenons une puissance moyenne de 1,6 W, soit une énergie par impulsion de 320  $\mu J$ .

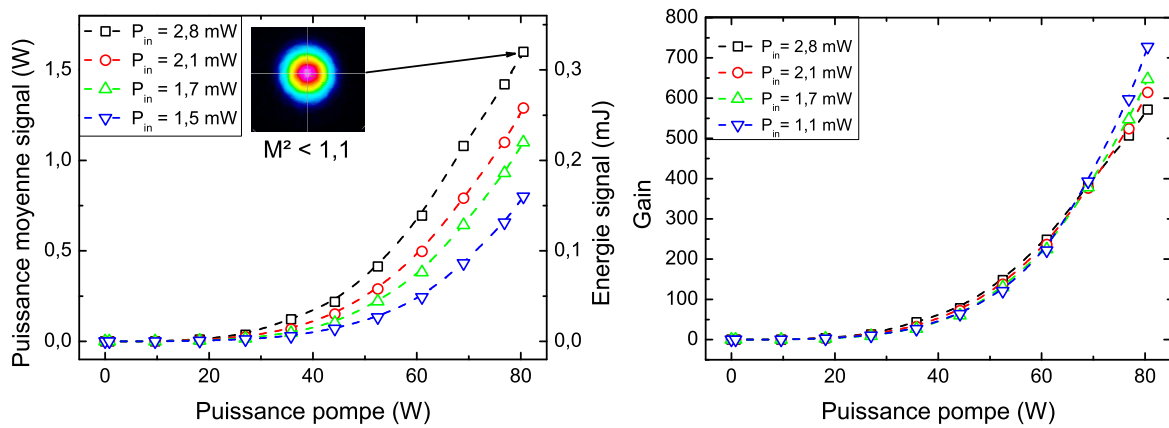


FIGURE 3.26 – Évolution de la puissance moyenne du signal et de l'énergie du signal (gauche), et du gain (droite) en fonction de la puissance de pompe en configuration double passage. Profil du faisceau à pleine puissance en sortie d'amplification en configuration double passage.

La figure 3.26 (gauche) présente les performances de l'amplificateur en configuration double passage et le profil spatial du signal amplifié à pleine puissance de pompe. Compte-tenu de la puissance de pompe absorbée par le cristal, une lentille thermique se met en place dans le cristal lors de l'amplification [109]. Ainsi, la position de la lentille de collimation (notée LC sur la figure 3.26 b)) doit être ajustée pour en tenir compte. L'ajustement

de la lentille de collimation se fait lors de l'amplification en simple passage en la translatant jusqu'à ce que le faisceau signal soit collimaté.

La figure 3.26 (droite) montre le gain associé à l'amplification en configuration double passage. Le faisceau présente une bonne qualité spatiale avec un  $M^2 < 1,1$ .

En résumé, nous avons montré la possibilité d'obtenir des énergies de  $320 \mu\text{J}$  avec un étage d'amplification en configuration double passage, avec un gain de 571 (voir la figure 3.27). Afin d'atteindre l'objectif énergétique de plusieurs millijoules par impulsion, un dernier étage d'amplification, similaire à celui décrit ici, va être présenté dans la section suivante.

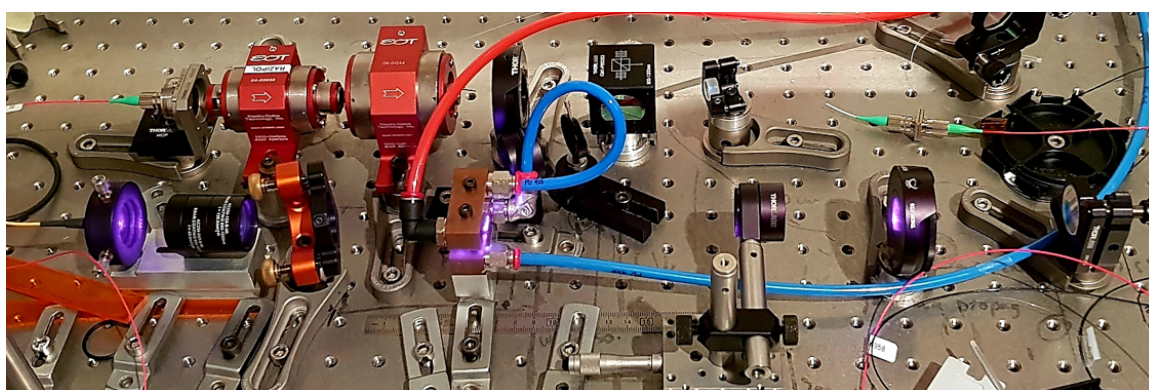


FIGURE 3.27 – Photographie de l'amplificateur en configuration double passage en fonctionnement.

### 3.2.3 Deuxième étage d'amplification

Pour ce dernier étage d'amplification, le point critique du dimensionnement est la taille du faisceau signal dans le cristal. En effet, l'objectif est de produire des énergies de plusieurs mJ. Il est donc primordial d'adapter la taille des faisceaux pour se situer en dessous du seuil de dommage des traitements anti-reflets sur les faces du cristal d'Yb :YAG. Le cristal de YAG présente un seuil de dommage intrinsèque très élevé, de l'ordre de  $100 \text{ J/cm}^2$  [110–112]. Par contre, le fournisseur nous communique un seuil de dommage des traitements anti-reflets de  $5 \text{ J/cm}^2$ .

La diode de pompe utilisée pour cet étage est différente de celle du premier étage. Délivrant une puissance continue de 120 W, elle dispose d'une qualité de faisceau moindre, avec un  $M^2 \approx 57$  et un diamètre de fibre de  $200 \mu\text{m}$ . Connaissant ainsi le seuil de dommage des cristaux, il est alors possible de déterminer l'ordre de grandeur des diamètres des faisceaux pour la montée en énergie tout en conservant une marge de sécurité. Dans un premier temps, nous avons fixé un diamètre de faisceau signal de  $400 \mu\text{m}$ . Pour une énergie par impulsion de  $3 \text{ mJ}$ , cela correspond à une fluence de  $2,39 \text{ J/cm}^2$ . Cela correspond à une fluence inférieure d'un facteur deux par rapport au seuil de dommage donné par le constructeur. Le faisceau de pompe est ajusté à la même dimension que celui du signal, pour maximiser l'extraction d'énergie. Enfin, le fait d'utiliser des faisceaux plus

gros permet de réduire la lentille thermique induite par l'absorption de la pompe et de prévenir l'éventuelle réduction du diamètre du signal due à cette lentille [109].

### 3.2.3.1 Résultats expérimentaux

La figure 3.28 (gauche) montre les résultats obtenus pour un passage du signal dans l'amplificateur, avec  $\omega_{s0} = 200 \mu\text{m}$ ,  $\omega_{p0} = 200 \mu\text{m}$ . Les puissances moyennes injectées varient de 250 mW à 1 W, et les puissances de pompe de 0 à 120 W.

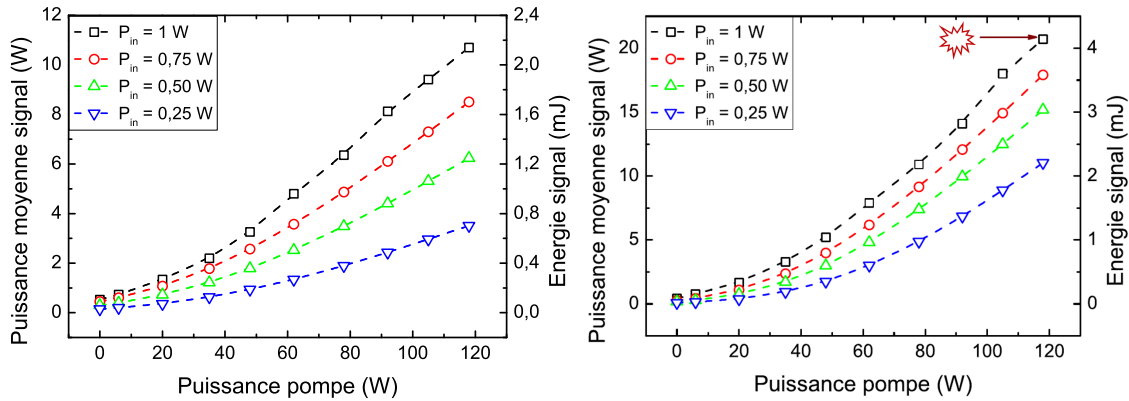


FIGURE 3.28 – Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie du signal dans les configurations simple (gauche) et double passage (droite) en fonction de la puissance de pompe.

Le gain associé à cette amplification varie de 15,2 à 11 pour des puissances d'injection de 0,25 W et 1 W en configuration simple passage. Une énergie par impulsion maximale de 2,2 mJ est ainsi obtenue.

La figure 3.28 (droite) montre les performances de l'amplificateur en configuration double passage. Dans cette configuration, nous avons mesuré des gains allant de 44 pour la puissance moyenne d'injection la plus faible à 20 pour une puissance moyenne d'injection maximale de 1 W. Ainsi, une puissance moyenne maximale de 20 W, soit une énergie par impulsion de 4 mJ a été obtenue. Néanmoins, un endommagement des traitements anti-reflets a été observé aux énergies supérieures à 3,7 mJ, soit une fluence de  $2,9 \text{ J/cm}^2$ , ce qui est représenté par une étoile sur la figure 3.28 (droite). Cela montre que nous avons atteint les limites, en terme de fluence du cristal, pour ces diamètres de faisceaux.

Au maximum de la puissance de sortie de l'amplificateur, une caractérisation spatiale du faisceau a été réalisée. La figure 3.29 (gauche) montre que le profil spatial du faisceau qui est proche d'un mode gaussien avec un  $M^2 < 1,2$ .

Enfin, la figure 3.29 (droite) montre le profil temporel de l'impulsion en sortie de chaque étage d'amplification. Le profil temporel issu de l'amplificateur à fibre est conservé. Avec les gains présents dans la chaîne d'amplification et un léger phénomène de saturation du gain, l'impulsion présente une légère distorsion temporelle supplémentaire qui ne posera pas de problème pour les étages d'amplification paramétrique optique.

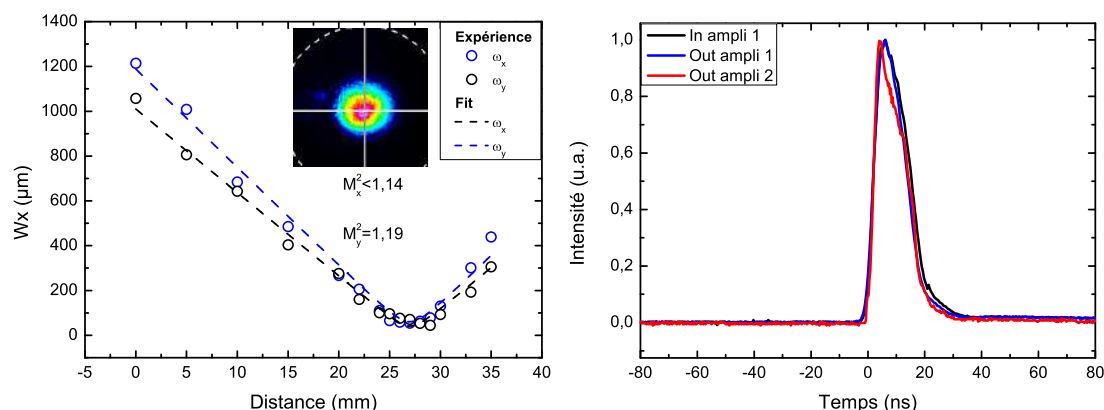


FIGURE 3.29 – (Gauche) : Mesure de la caustique et du profil spatial du faisceau signal à pleine puissance en sortie d’amplification en double passage. (Droite) : Impulsions amplifiées en entrée d’étage 1 (noire), en sortie d’étage 1 (bleue) et en sortie d’étage 2 (rouge).

### 3.3 Conclusion

L’objectif de ce chapitre était de développer une source laser délivrant des énergies de plusieurs mJ avec une cadence de 5 kHz à  $1 \mu\text{m}$ . Pour cela, nous avons mis en place une architecture hybride fibre/cristal de type MOPA, initiée avec un laser à fibre continu. Un laser à fibre continue, servant d’injection dans le système, est amplifié et façonné temporellement dans un amplificateur à fibre dans une configuration double passage innovante. Grâce aux paramètres d’injection contre-intuitifs de cet amplificateur, nous avons atteint des énergies de 20 nJ à 5 kHz, et une émission spontanée amplifiée éliminée grâce à un filtrage temporel. Suite à cela, un deuxième étage d’amplification à fibre a permis d’accroître l’énergie du signal. Fortement limitée par la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS), la longueur de la fibre dopée de cet étage a été finement optimisée. Grâce à cela, des énergies maximales de  $5,2 \mu\text{J}$  à 5 kHz ont pu être démontrée, avec une proportion d’ESA de 8 %. La limite imposée par la DBS étant atteinte, la montée en énergie se poursuit avec deux étages d’amplification à base de cristaux massifs, en configuration double passage. Le premier étage pompé par diode laser, optimisé pour le fort gain, a montré des énergies maximales de  $320 \mu\text{J}$  à 5 kHz. Il est directement suivi d’un second étage d’amplification, optimisé pour la forte énergie. Pour celui-ci, le diamètre des faisceaux a été adapté pour extraire un maximum d’énergie sans atteindre le seuil de dommage des traitements anti-reflets du cristal. Grâce à cela, nous avons obtenu des énergies maximales de 3,7 mJ et une bonne qualité spatiale du faisceau signal avec un  $M^2 < 1,2$ .





# Chapitre 4

## Génération de signal rapidement accordable dans un amplificateur paramétrique optique - Application à la spectroscopie d'absorption

### Objectifs

---

L'objectif de ce chapitre est de générer une onde autour de  $1,5 \mu m$ , grâce à une génération paramétrique, à partir du NesCOPO (développé au chapitre 2) et du laser hybride développé au chapitre 3. Pour démontrer les possibilités d'accord rapide en longueur d'onde de notre source, nous utiliserons notre système pour réaliser une expérience de spectrométrie d'absorption de l'acétylène à 1519 nm.

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>123</b>
<b>4.2</b>	<b>Choix technologiques pour l'amplificateur paramétrique optique</b>	<b>123</b>
4.2.1	Objectifs et choix de compromis expérimentaux	123
4.2.2	Choix du cristal non linéaire pour l'amplification paramétrique	125
4.2.3	Adaptation de la longueur d'onde d'émission de l'OPO	127
4.2.4	Optimisation de la puissance crête issue du NesCOPO	128
<b>4.3</b>	<b>Génération de l'onde signal dans le cristal non linéaire et caractérisation expérimentale</b>	<b>131</b>
4.3.1	Mise en évidence de l'amplification paramétrique	131
4.3.2	Accordabilité en longueur d'onde du signal	132
4.3.3	Conclusions relatives au pilotage de la longueur d'onde du signal de l'OPA par accord de la pompe	135
<b>4.4</b>	<b>Caractérisation des propriétés spectrales de la source - Application à la spectrométrie d'absorption dans une cellule d'acétylène</b>	<b>136</b>
4.4.1	Dispositif expérimental	136
4.4.2	Résultats expérimentaux	138
4.4.2.1	Balayage lent de la longueur d'onde	138
4.4.2.2	Balayage rapide de la longueur d'onde	139
<b>4.5</b>	<b>Montée en énergie de l'onde signal</b>	<b>142</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion &amp; Perspectives</b>	<b>146</b>

---

## 4.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons détaillé un programme d'asservissement visant à stabiliser la longueur d'onde du NesCOPO. Dans le chapitre 3, nous avons développé un laser énergétique émettant à 1030 nm, avec des durées d'impulsions de 15 ns à 5 kHz. A partir de ces deux sources, nous proposons de mettre en œuvre une expérience d'amplification paramétrique pour générer des impulsions infrarouges et tester l'accordabilité rapide par la pompe. Il s'agit de démontrer, qu'à partir de l'onde complémentaire issue du NesCOPO et stabilisée sur un mode, il est possible de générer une onde signal en coïncidence avec une raie d'absorption d'un gaz, et d'alterner rapidement, à une cadence de plusieurs kHz, deux longueurs d'ondes en coïncidence et hors de coïncidence avec une raie d'absorption d'un gaz, pour simuler le comportement spectral nécessaire pour une expérience lidar DIAL. Pour cela, nous avons mis en place un amplificateur paramétrique optique, permettant de générer une onde autour de  $1,5 \mu\text{m}$  à partir de notre laser de pompe Ytterbium et de l'onde complémentaire de notre OPO. Nous avons ensuite utilisé cet amplificateur paramétrique dans une expérience de spectrométrie en cellule afin de démontrer les propriétés d'accord en longueur d'onde rapide par le laser de pompe d'OPA. Dans un premier temps, nous détaillerons les choix technologiques pour l'amplificateur paramétrique.

Suite à cela, nous mettrons en évidence la génération paramétrique du signal accordable en longueur d'onde par la pompe dans la section 4.3.2. Nous utiliserons ce système pour une expérience de spectrométrie d'absorption sur l'acétylène.

Pour finir, nous mettrons en place le système d'amplification du signal pour démontrer le potentiel de notre architecture pour la montée en énergie.

## 4.2 Choix technologiques pour l'amplificateur paramétrique optique

Dans cette section, nous allons expliquer les choix technologiques que nous avons dû effectuer pour la réalisation de l'amplificateur paramétrique optique.

### 4.2.1 Objectifs et choix de compromis expérimentaux

Nous avons dû composer avec un certain nombre de contraintes pratiques et faire des choix de configuration qui demanderaient à être optimisés pour utiliser la source dans un contexte applicatif. Ces compromis nous ont néanmoins permis de faire la démonstration de certaines fonctionnalités clés telles que l'accordabilité rapide de la source OPA à l'aide du laser de pompe.

La figure 4.1 rappelle le schéma de montage de l'expérience d'amplification paramétrique :

Les principales problématiques expérimentales rencontrées sont les suivantes :

- **Synchronisation des lasers de pompe.** Les lasers de pompe d'OPO et d'OPA doivent être synchronisés de sorte que les impulsions OPO et pompe OPA soient synchrones en entrée de cristal amplificateur. Cette synchronisation est relative-

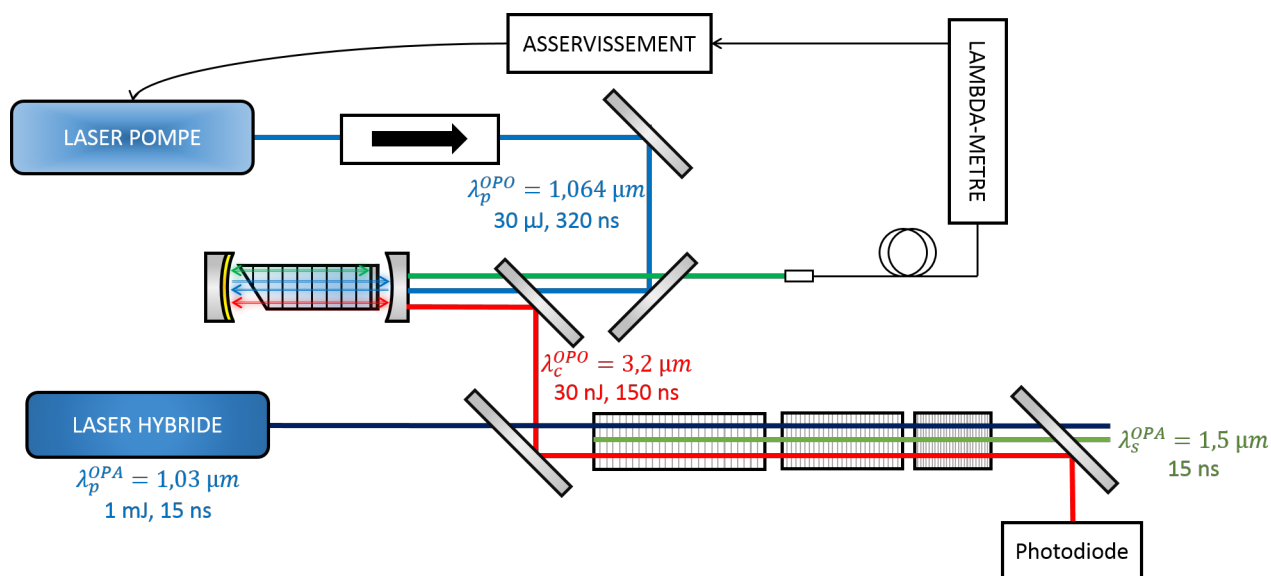


FIGURE 4.1 – Montage expérimental d'amplification paramétrique.

ment aisée grâce aux architectures MOPA dans lesquelles les impulsions sont produites activement à l'aide de modulateur acousto-optiques. Il suffit par conséquent de synchroniser ces modulateurs acousto-optiques sur une horloge de référence commune.

- **Différence de régime temporel** des sources en entrées de l'OPA. Cette problématique provient de l'écart de régime entre le laser de pompe de l'OPO et le laser de pompe spécifiquement développé pour l'étage d'OPA. En effet, notre source OPO, héritée de travaux de thèse précédents [113], est pompée à l'aide d'un amplificateur à fibre fonctionnant dans un régime d'impulsions longues (typiquement quelques 100 ns à quelques  $\mu\text{s}$ ) et à haute cadence (plusieurs 10 kHz), tandis que la pompe OPA est établie dans un régime d'impulsions plus courtes et énergétiques (typiquement 10 ns et quelques mJ) avec une cadence plus réduite de l'ordre du kHz. L'OPO héritant directement des propriétés de son laser de pompe, il y a une inadéquation entre les impulsions OPO et les impulsions de la pompe OPA. Il en résulte que l'ensemble du montage est sous-optimal du point de vue de la puissance moyenne : typiquement une impulsion OPO sur six sera utile dans l'OPA, et seulement une fraction de ces impulsions participe à l'amplification (voir partie 4.3.1). Dans une version optimisée du montage, il sera nécessaire d'adapter le laser de pompe de l'OPO de sorte que la cadence et la durée d'impulsion produite à l'entrée de l'étage d'amplification soient adaptées au laser de pompe de l'OPA.
- **Différences de longueurs d'onde de pompe.** En effet la pompe de l'OPO produit un rayonnement à 1064 nm, tandis que la pompe OPA est un laser Ytter-

bium produisant un rayonnement à 1030 nm. Par conséquent, pour une longueur d'onde complémentaire extraite de l'OPO donnée, la longueur d'onde signal accordable générée dans l'OPA est plus basse que celle produite par l'OPO. Dans notre configuration, la gamme de longueurs d'onde signal accessible avec l'étage d'amplification est donc globalement décalée vers le bleu par rapport à la gamme accessible avec l'OPO. Ce décalage vers les plus petites longueurs d'onde est la principale raison pour laquelle nous avons choisi de réaliser notre expérience de spectrométrie sur une cellule d'acétylène qui présente des raies d'absorption intenses autour de  $1,52 \mu\text{m}$  tandis que la gamme spectrale d'intérêt pour les espèces atmosphériques telles que le  $\text{CO}_2$  ou le  $\text{CH}_4$  se situe autour de  $1,6 \mu\text{m}$ . Une fois de plus cette limitation pratique est contingente, et pourrait être levée en adoptant une configuration dans laquelle la source OPO serait pompée à l'aide d'un laser émettant à 1030 nm.

En résumé, notre configuration expérimentale est limitée du fait de certaines inadéquations de régime spectral et temporel entre les deux lasers de pompe employés. La pompe de l'OPO est à 1064 nm et produit des impulsions longues à haute cadence (320 ns à 30 kHz), tandis que la pompe de l'OPA est à 1030 nm et produit des impulsions plus courtes et à plus basse cadence (15 ns à 5 kHz). Ces limitations ne sont néanmoins pas fondamentales et pourraient être levées en modifiant l'étage OPO. Cette inadéquation entre sources lasers n'est par ailleurs pas bloquante pour la réalisation d'une expérience de démonstration. Dans la suite nous exposons comment, dans l'espace des paramètres disponibles, nous avons procédé afin d'optimiser les performances de l'étage d'amplification et de réaliser une expérience de spectrométrie de démonstration.

#### 4.2.2 Choix du cristal non linéaire pour l'amplification paramétrique

Le choix du cristal non linéaire est primordial. Nous recherchons ici, un cristal dont la bande de transmission est compatible avec les longueurs d'onde du laser de pompe et du complémentaire. De très nombreux cristaux peuvent être utilisés pour nos longueurs d'ondes, comme le BBO, le KTA, etc...

Nous ne discuterons que des cristaux disponibles au laboratoire pouvant faire l'objet de quasi-accord de phase décrit au chapitre 1, et permettant d'adresser les coefficients non linéaires les plus élevés des cristaux, donc les plus forts gains d'amplification : le PPKTP et le PPLN.

Le  $\text{KTiOPO}_4$  ou KTP est un cristal non linéaire souvent utilisé pour les processus paramétriques [114–116]. Il est très intéressant pour sa disponibilité, sa fenêtre de transmission et la possibilité d'être retourné périodiquement. Les conditions d'accord de phase peuvent être obtenues par biréfringence [117], ou en retournant périodiquement la susceptibilité électrique du cristal : on parle de PPKTP [118, 119]. Le PPKTP dispose d'un seuil de dommage très élevé de l'ordre de  $12 \text{ J/cm}^2$  [120]. De plus, il peut être fabriqué avec de grandes ouvertures. Cela est particulièrement intéressant pour le pompage à forte

énergies. Néanmoins, l'absorption dans la gamme de  $3 \mu m$  est significative dans ces cristaux, et pourrait nuire à notre processus d'amplifications. De plus, les cristaux de PPKTP dont nous disposons au laboratoire ne sont pas adaptés à la gamme de longueur d'onde de notre NesCOPO.

Depuis les premières démonstrations et l'amélioration des processus de retournement périodique des domaines ferroélectriques, le PPLN (pour Periodically-Poled Lithium Niobate) est devenu l'un des principaux matériaux de choix pour la réalisation de sources infrarouges par conversion paramétriques [121]. Grâce à ces réseaux, il est possible d'adresser le coefficient non linéaire du PPLN maximal en type 0, qui vaut  $d_{eff} = 16 \text{ pm/V}$ , ce qui permet d'obtenir des gains très importants. Il dispose d'une couverture spectrale adaptée à notre système. De plus, les techniques de développement permettent d'obtenir un cristal disposant de plusieurs pistes, avec des pas de réseau différents. Néanmoins, contrairement au KTP, son seuil de dommage est faible, de l'ordre de  $1\text{-}2 \text{ J/cm}^2$ . L'inconvénient principal de ce cristal est l'impossibilité de fabriquer des cristaux avec de grandes ouvertures, le maximum étant typiquement de  $3 \text{ mm}$ . Cela limite grandement la densité d'énergie maximale que peut supporter le cristal, et donc l'énergie qu'il est possible de convertir.

Le tableau 4.1 résume les caractéristiques du PPKTP et du PPLN.

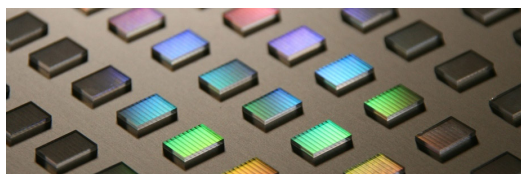


FIGURE 4.2 – Cristaux de PPLN multi-pistes. Crédit : Covesion.

Caractéristiques	PPKTP	PPLN
Transmission ( $\mu m$ )	0,35 - 3,5	0,33 - 4,5
$d_{eff}$ (pm/V)	8,6 [122]	16
Seuil de dommage ( $J/cm^2$ )	12 [120]	1-2

TABLEAU 4.1 – Tableau comparatif entre le PPKTP et le PPLN.

Notre choix s'est alors tourné vers le développement d'un amplificateur paramétrique à base de PPLN pour lequel des cristaux sont disponibles au laboratoire, pour notre gamme spectrale, mais approvisionnés pour des expériences précédentes pour un pompage à  $1064 \text{ nm}$ . Par conséquent, il faut définir le pas des réseaux inscrits dans le cristal nécessaire pour obtenir l'accord de phase. Pour cela, nous utilisons la figure 4.3 qui montre l'évolution des longueurs d'onde signal et complémentaire en fonction du pas du réseau.

Pour une longueur d'onde de l'onde complémentaire en sortie d'OPO de  $3199,5 \text{ nm}$  et une longueur d'onde de pompe de  $1030 \text{ nm}$ , nous obtenons alors une longueur d'onde pour le signal de l'OPA de  $1519 \text{ nm}$ . L'accord de phase est obtenu pour un pas de réseau de  $29,9 \mu m$  à une température de  $90^\circ C$ . Les cristaux que nous utiliserons dans la section 4.5, disponibles au laboratoire, possèdent des pas de réseaux de  $29,9 \mu m$  et de  $30 \mu m$  permettant un accord de phase entre les longueurs d'onde  $1030$ ,  $1519$  et  $3199,5 \text{ nm}$  à la température de  $90^\circ C$  et  $55^\circ C$  respectivement.

Comme pour les cristaux d'Yb :YAG, il est important d'avoir une fluence de pompe

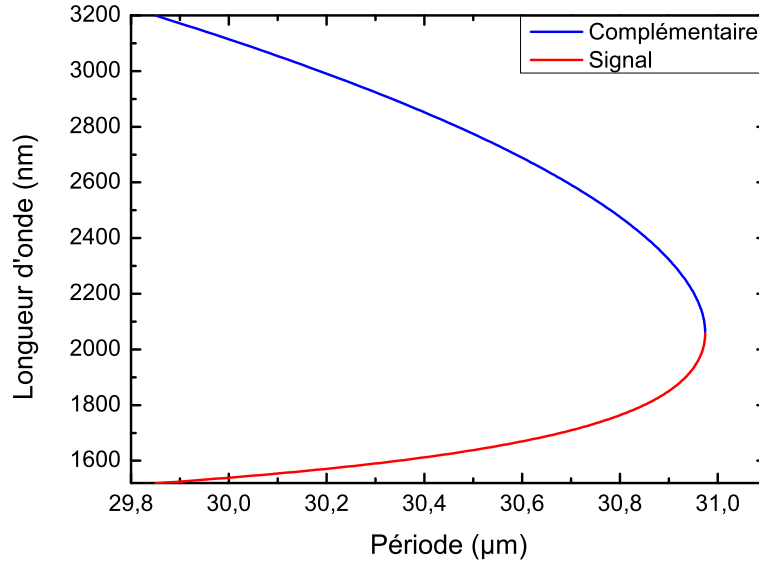


FIGURE 4.3 – Calcul des couples de longueurs d’onde émis en fonction de la période du réseau du PPLN en accord de phase de type 0, pour une longueur d’onde de pompe de 1030 nm et une température de 90°C, obtenues avec SNLO [6].

incidente sur les cristaux bien inférieure à la fluence de dommage donnée par le constructeur, à savoir d’environ  $1 \text{ J/cm}^2$ . Par conséquent, nous décidons de travailler avec des fluences n’excédant pas  $0,3 \text{ J/cm}^2$ . Pour le laser de pompe, cela correspond à un diamètre de faisceau de  $650 \mu\text{m}$  avec une énergie de 1 mJ, ce qui est compatible avec nos cristaux de 2 mm d’épaisseur.

Maintenant, il est important d’adapter la longueur d’onde d’émission de l’OPO, afin que sa bande de gain soit centrée autour de 3199,5 nm pour l’onde complémentaire, et 1594,13 nm pour le signal de l’OPO.

### 4.2.3 Adaptation de la longueur d’onde d’émission de l’OPO

Dans l’OPO, la longueur d’onde du complémentaire vérifie la relation :

$$\lambda_c^{OPO} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_p^{OPO}} - \frac{1}{\lambda_s^{OPO}}} \quad (4.1)$$

Le cristal de l’OPO dispose de pas de réseaux permettant d’émettre des longueurs d’onde complémentaires de 3100 ou 3300 nm, suivant le réseau utilisé. L’objectif ici, est de décaler le centre de la bande de gain (ce qui revient à décaler l’accord de phase), pour que celui-ci coïncide avec la longueur d’onde de l’onde du complémentaire désirée. Pour un pas de cristal donné, nous pouvons déplacer l’accord de phase en changeant la température du cristal. La modification de la température induit une variation de l’indice de réfraction par effet thermo-optique, et une variation de la période du réseau par dilatation du cristal. Dans le chapitre 2 consacré à l’étude du contenu spectral de l’OPO, la température du

crystal était fixée à 80°C. Maintenant, en diminuant la température du four, nous obtenons une variation de la position de la bande de gain (4.4). La longueur d'onde de l'onde

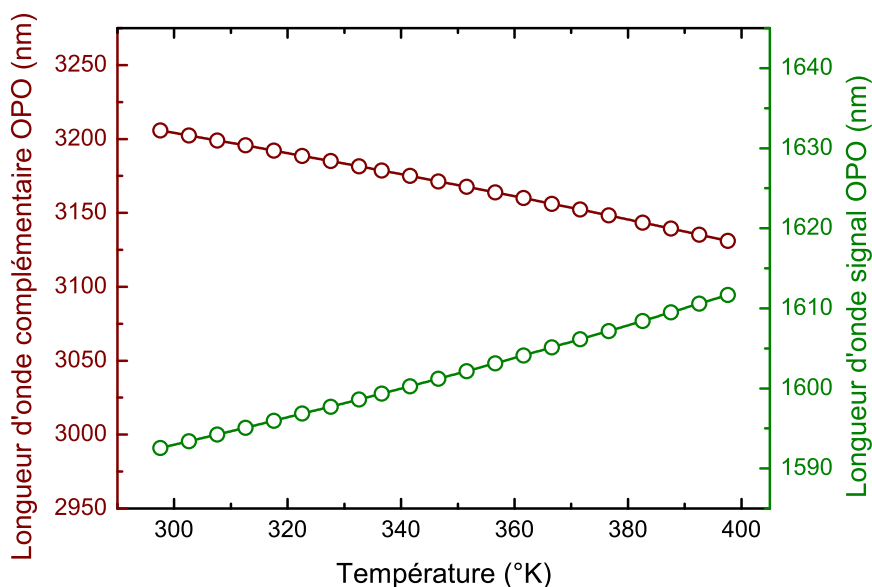


FIGURE 4.4 – Décalage du centre de la bande de gain de l'OPO en fonction de la température.

complémentaire désirée est obtenue pour une température autour de 33°C. Compte tenu de la largeur de la bande de gain du cristal de l'ordre de 600 GHz, l'obtention de la longueur d'onde désirée n'est pas sensible aux légères fluctuations de la régulation en température (qui est de l'ordre du mK), sous réserve de mettre en place la stabilisation de la longueur d'onde décrite au chapitre 2.

#### 4.2.4 Optimisation de la puissance crête issue du NesCOPO

Comme mentionné dans le chapitre 2, il est possible de faire varier la durée d'impulsions du laser de pompe de l'OPO, et donc des ondes signal et complémentaire du NesCOPO. Ici, nous allons discuter du choix des paramètres de pompage de l'OPO en termes de durée d'impulsions et de taux de répétition. En effet, le principal objectif de l'amplification des ondes issues de l'OPO est de produire, avec un maximum d'efficacité, de la puissance crête pour l'application de détection à distance. Une première étape consiste à extraire la plus grande intensité crête possible de l'OPO. Comme exposé en préambule dans la partie 4.2.1, malgré l'adéquation limitée des régimes spectro-temporels des étages OPO/OPA, nous donnons ici les clés qui nous permettent d'optimiser le montage. En se basant sur des travaux effectués à l'ONERA, nous allons présenter des notions théoriques de rendement de conversion paramétrique [113]. Ensuite, nous rechercherons un compromis expérimental nous permettant d'extraire de l'intensité crête tout en tenant compte des contraintes physiques de notre montage d'OPO :



- La puissance crête du laser de pompe est limitée par la diffusion Brillouin stimulée dans les étages d'amplification à fibres. Il n'est pas possible d'excéder une puissance de 100 W crête dans la fibre.
- Le taux de répétition des impulsions présente une limite basse de 30 kHz, afin de réduire les risques d'émission spontanée amplifiée.
- Le couple durée d'impulsion/cadence est également contraint, le constructeur ayant imposé une limite haute de 1,2 W de puissance moyenne.
- Enfin, le point de fonctionnement recherché pour l'obtention d'une émission monomode en sortie d'OPO correspond à un taux de pompage compris entre 2 et 3. Au-delà de cette valeur, la compétition de mode n'est généralement plus suffisante pour assurer le filtrage par effet Vernier (voir chapitre 2), et en deçà, la puissance extraite de l'OPO est faible.

Dans les parties suivantes, nous explorons une partie de l'espace des paramètres disponibles afin de définir un point de fonctionnement à la fois permis par la configuration du laser de pompe de l'OPO et permettant d'extraire la plus grande puissance crête complémentaire en sortie de l'OPO.

Afin de pouvoir extraire une puissance crête maximale des impulsions de l'onde complémentaire de l'OPO, deux paramètres entrent en jeu : la durée des impulsions et le rendement de conversion. Calculer le rendement de conversion permet d'estimer la puissance crête des impulsions complémentaires en sortie d'OPO. Pour déterminer le taux de conversion, nous nous baserons sur des calculs (non détaillés ici) mis au point lors d'une thèse précédente [4, 113]. Ce calcul permet d'estimer le taux de conversion de la pompe vers les ondes signal et complémentaire, en fonction de la durée d'impulsion de la pompe et pour différentes énergies de pompage. Le résultat de ce calcul est montré sur la figure 4.5.

Il apparaît clairement que, pour chaque valeur de l'énergie par impulsion, il existe une durée optimale qui tend à s'allonger au fur et à mesure que l'énergie de pompe augmente. L'idée est alors de calculer la puissance crête de l'onde complémentaire de l'OPO potentielle, avec les rendements de conversion calculés de la figure 4.5, pour chaque énergie de pompe.

Nous avons répertorié sur le tableau 4.2, les énergies maximales que peut délivrer le laser pour différentes durées d'impulsions, ainsi que le seuil d'oscillation de l'OPO et l'efficacité de conversion à partir de la figure 4.5. Le maximum d'énergie de 40  $\mu J$  étant atteint pour 1000, 500 et 320 ns de durée d'impulsions. Pour des impulsions de pompe de 1000 ns, le seuil d'oscillation de l'OPO est de 70  $\mu J$  (calculé à partir de l'équation 1.30 du chapitre 1). Il est donc impossible de le faire osciller avec ce laser de pompe, de même pour des impulsions pompe de 40 ns. Le tableau 4.2 présente les puissances crêtes de l'onde complémentaire de l'OPO calculées. Avec ce modèle simple, nous pouvons voir que la puissance crête de l'onde complémentaire est optimisée pour des durées d'impulsions de l'ordre de 320 ns valant théoriquement 8,96 W. La puissance crête la plus faible est pour des durées

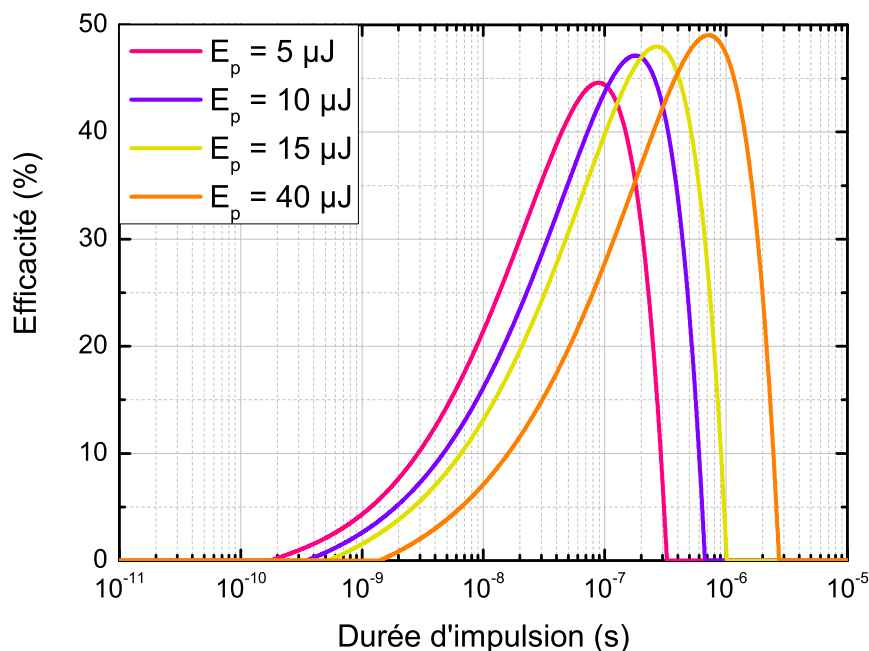


FIGURE 4.5 – Rendements théoriques pour le NesCOPO avec un cristal de 4 mm et un couple de longueur d'onde  $(\lambda_p, \lambda_s, \lambda_c) = (1,064 \mu m ; 1,570 \mu m ; 3,300 \mu m)$  pour différentes durées d'impulsions de l'onde pompe.

d'impulsions de 100 ns à cause de la limitation du laser de pompe en terme d'énergie. Ainsi, nous conservons une durée d'impulsion de 320 ns pour le développement des étages d'amplification paramétrique.

En soit, la valeur des rendements de conversion n'est pas représentative, les OPO nano-secondes plafonnant en général autour de 15% de rendement de conversion [25, 123]. Néanmoins, cela donne un ordre d'idée de l'optimisation de la durée des impulsions de pompe, pour optimiser la puissance crête des impulsions complémentaires en entrée d'OPA, ces calculs ayant déjà montré leur accord avec l'expérience [113, 123].

$\tau$ (ns)	PRF (kHz)	$E_p$ ( $\mu$ J)	$E_{th,OPO}$ ( $\mu$ J)	Efficacité (%)	$P_c$ (W)
1000	30	40	70	—	—
500	30	40	30	11,92	6,35
320	30	30	10	10,76	8,96
300	80	15	8	11,95	3,98
210	120	10	6,5	11,62	3,7
100	240	5	4	11,24	3,72
40	600	2	6	—	—

TABLEAU 4.2 – Tableau récapitulatif des calculs de puissance crêtes de l'onde complémentaire de l'OPO, pour différentes durées d'impulsions.  $\tau$  : durée d'impulsions,  $PRF$  : cadence du laser de pompe,  $E_p$  énergie maximale du laser de pompe,  $E_{th,OPO}$  : énergie seuil de l'OPO expérimental,  $P_c$  : puissance crête de l'onde complémentaire de l'OPO. Le seuil d'oscillation est calculé à partir de l'équation 1.30 du chapitre 1 avec  $(R_s; R_c) = (0,93; 0,8)$ .

### 4.3 Génération de l'onde signal dans le cristal non linéaire et caractérisation expérimentale

Maintenant que les principaux choix technologiques ont été réalisés, dans la plage des paramètres possibles et selon les moyens expérimentaux disponibles au laboratoire, nous allons mettre en place l'étage d'amplification pour générer l'onde signal. Après cela, nous caractériserons l'accord en longueur d'onde du système.

#### 4.3.1 Mise en évidence de l'amplification paramétrique

Le montage des étages de l'amplification paramétrique est présenté sur la figure 4.1. Les ondes pompe et complémentaire sont focalisées avec un diamètre de  $700 \mu m$  dans un

premier cristal de 34 mm de longueur. La longueur d'onde du complémentaire de l'OPO est stabilisée avec le programme d'asservissement décrit au chapitre 1. En sortie du cristal, un miroir dichroïque est placé de façon à réfléchir l'onde complémentaire et transmettre les ondes pompe et signal. Une photodiode en Germanium permet de mesurer le profil temporel du complémentaire. Ainsi, l'amplification paramétrique est visible directement à l'oscilloscope. La figure 4.6 montre la trace obtenue à l'oscilloscope à faible puissance de pompe. L'énergie de l'onde complémentaire est de 30 nJ et celle de la pompe de 100  $\mu J$ . Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, la durée d'impulsion du complémentaire

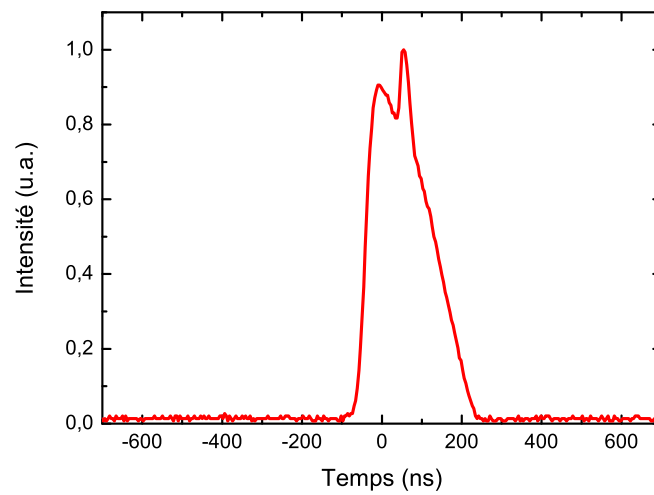


FIGURE 4.6 – Impulsion complémentaire en sortie du cristal de l'amplificateur paramétrique. L'énergie de l'onde complémentaire incidente est de 30 nJ, celle de la pompe de 100  $\mu J$ . Le piedestal de 150 ns correspond à l'impulsion complémentaire issue de l'OPO et le pic court à l'amplification paramétrique à faible puissance de pompe.

de l'OPO est de 150 ns. Les impulsions du laser de pompe de l'OPA, elles, ont une durée de 15 ns. Ainsi, l'amplification paramétrique ne se fera que sur la durée d'impulsion de la pompe. C'est ce que nous pouvons voir sur la figure 4.6. Sur l'impulsion longue du complémentaire de l'OPO, l'amplification crée une petite bosse, de 15 ns de durée, témoignant de l'amplification. Avec cette différence temporelle entre les deux sources, la synchronisation de la pompe et du complémentaire est réalisable simplement avec des générateurs de fonction. Maintenant que ce premier étage d'amplification paramétrique est opérationnel, nous allons pouvoir caractériser l'accord en longueur d'onde du signal ainsi généré. L'optimisation en énergie de l'amplification paramétrique sera détaillée ultérieurement.

### 4.3.2 Accordabilité en longueur d'onde du signal

L'accord en longueur d'onde du laser de pompe de l'OPA s'effectue grâce au laser à fibre d'injection (voir chapitre 3). Il possède deux types d'accord en longueur d'onde : un accord lent, et un accord rapide, que nous allons caractériser ci-dessous.

**Accord lent** L'accord lent s'effectue directement sur le logiciel du laser. La longueur d'onde peut être contrôlée en modifiant la température des réseaux de Bragg inscrits dans

la fibre.

Pour étudier l'accord lent en longueur d'onde, nous avons injecté le signal généré en sortie d'OPA dans une fibre optique reliée à un lambdamètre HighFinesse WS6-200 IR1. La longueur d'onde du laser de pompe de l'OPA étant donnée par le logiciel constructeur du laser NKT, un seul lambda-mètre suffit. En parcourant la bande d'émission du laser de pompe, nous obtenons un accord en longueur du signal représenté sur la figure 4.7. La longueur d'onde de l'onde complémentaire issue de l'OPO est stabilisée à 3200,4392 nm pour cette expérience.

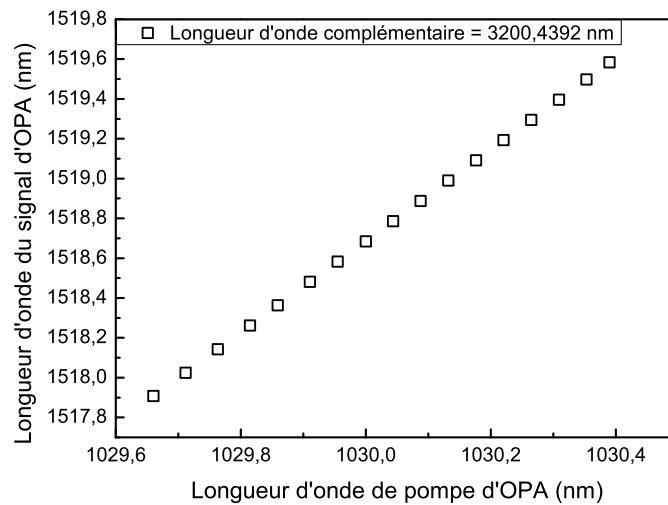


FIGURE 4.7 – Longueur d'onde du signal issue de l'OPA en fonction de la longueur d'onde de pompe de l'OPA.

Pour une variation de la longueur d'onde de pompe de 0,7 nm, le signal suit un accord total de 1,67 nm. Ce résultat est cohérent. En effet, une variation de la longueur d'onde de pompe de l'OPA est de 0,7 nm correspond à 200 GHz en fréquence à 1,03  $\mu\text{m}$ . Comme la longueur d'onde de l'onde complémentaire est stable, alors  $\Delta\omega_p^{OPA} = \Delta\omega_s^{OPA}$ , soit 1,6 nm à 1,5  $\mu\text{m}$ .

**Accord rapide** L'accord rapide du laser NKT se fait également par le biais du logiciel du laser. Des contraintes sont appliquées au réseau de Bragg de la fibre avec des piézoélectriques. Un étirement ou une compression est appliquée, ce qui change le pas du réseau de Bragg et donc la longueur d'onde. Lorsque la modulation rapide est activée, la longueur d'onde suit une sinusoïde avec une fréquence et une amplitude choisie par l'utilisateur. Plusieurs formes de modulation sont possibles (en triangle et en dents de scie). Nous ne considérerons que la modulation sinusoïdale. Sur le logiciel, il est également possible de choisir l'amplitude de modulation (exprimé en % sur le logiciel). Le constructeur nous donne la caractérisation de l'amplitude de modulation en fonction de la fréquence de la modulation, montrée sur la figure 4.8, pour une amplitude de modulation de 100%.

Sur cette figure, deux courbes sont représentées : Wide et Narrow. Le paramètre "Wide" permet d'obtenir des modulations plus importantes, allant jusqu'à 10 GHz pour des fréquences de modulation maximales de 100 Hz.

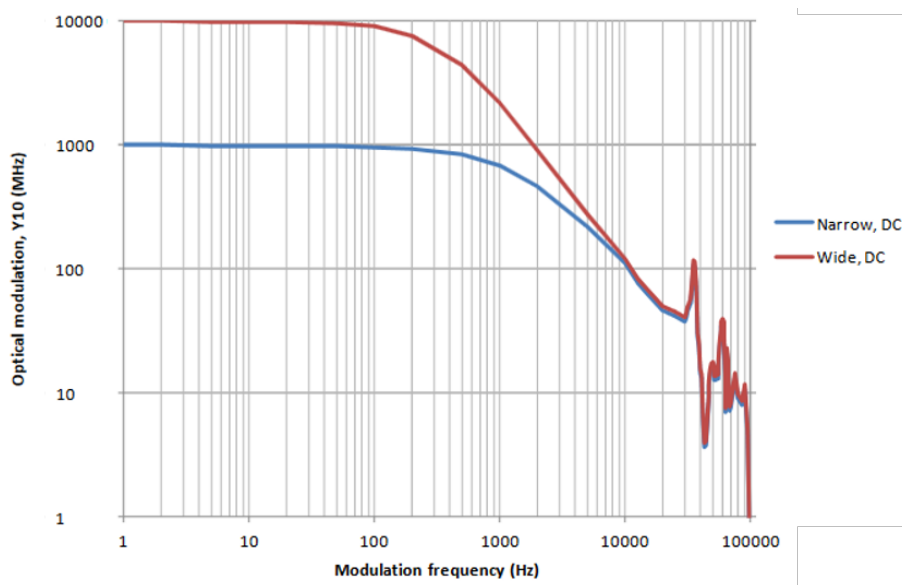


FIGURE 4.8 – Amplitude de modulation de la longueur d'onde du laser NKT en fonction de la fréquence de modulation. Crédit : NKT Photonics.

Nous avons étudié la modulation de l'onde signal issue de l'OPA lorsque la modulation du laser de pompe est activée. Pour cela, nous caractérisons la longueur d'émission à l'aide d'un lambdamètre. La figure 4.9 montre la modulation du signal, sur une période de 2 secondes, pour différentes fréquences de modulation : 0,5 Hz ; 1 Hz ; 5 Hz ; et 10 Hz. Pour les quatre courbes, l'amplitude de modulation vaut 10 GHz, comme montré par le constructeur sur la figure 4.8. A basse fréquence de modulation, nous retrouvons bien une amplitude de modulation de 10 GHz pour le signal, ce qui est normal car  $\Delta\omega_p^{OPA} = \Delta\omega_s^{OPA}$ .

La figure 4.9 d) montre qu'à partir d'une cadence de 10 Hz de fréquence de modulation, l'échantillonnage de la mesure diminue (2 points de mesures par période de modulation). Par conséquent, il n'est pas possible pour nous de quantifier la modulation rapide ( $> 1$  kHz) du signal avec le lambdamètre. Lorsque nous utiliserons la modulation rapide du laser (4.3.2), nous nous baserons sur la figure 4.8 fournie par le constructeur.

Il est également possible, toujours via le logiciel du laser, de contrôler l'amplitude de modulation de la longueur d'onde. Un paramètre appelé "Amplitude" sur le logiciel, exprimé en %, permet de réduire l'amplitude de modulation. Dans le cas de la figure 4.9, ce paramètre était fixé à 100%. La figure 4.10 montre l'amplitude de modulation en longueur d'onde du signal pour différentes valeurs du paramètres "Amplitude" : 100, 75, 50, 25, 10 et 5%, avec une fréquence de modulation de 1 Hz. Nous remarquons que l'amplitude diminue proportionnellement avec le paramètre "Amplitude". Par conséquent, il est possible d'appliquer des modulations de 200 MHz environ, pour 5% de modulation (figure 4.10 f)).

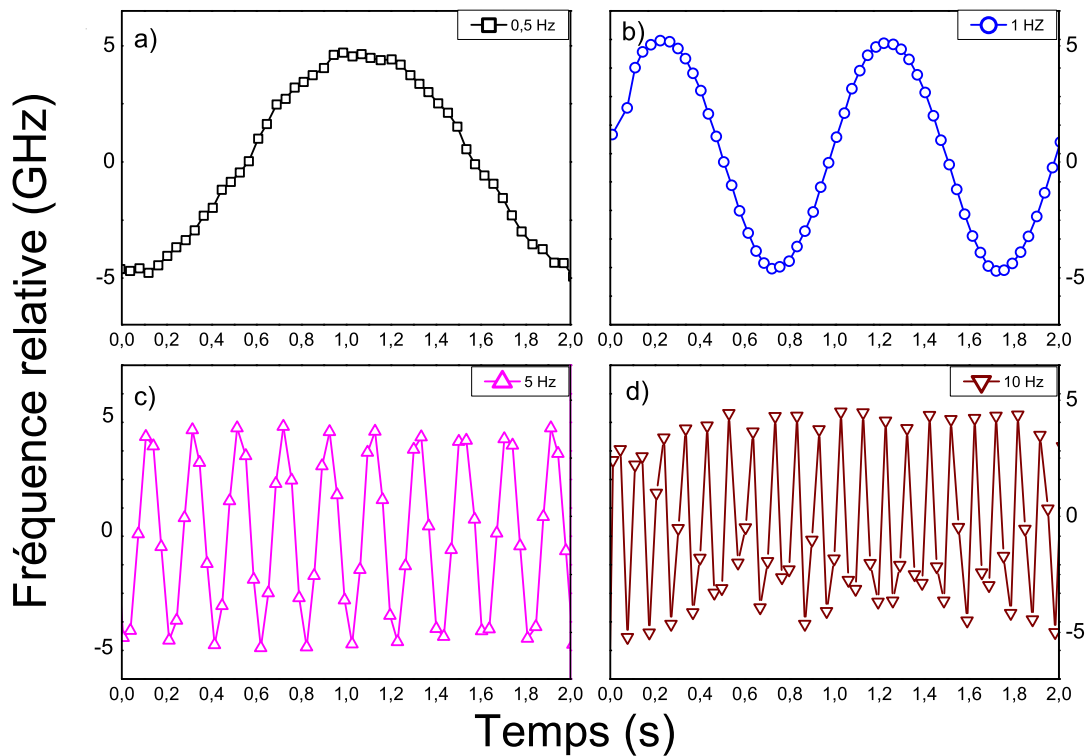


FIGURE 4.9 – Modulation de la longueur d'onde de l'onde signal en sortie d'OPA, en fonction du temps, pour différentes fréquences de modulation. a) : 0,5 Hz ; b) : 1 Hz ; c) : 5 Hz ; d) : 10 Hz.

### 4.3.3 Conclusions relatives au pilotage de la longueur d'onde du signal de l'OPA par accord de la pompe

Comme le montrent les figures 4.9 et 4.10, il est possible avec ce système, de faire varier la longueur d'onde du signal de l'OPA, sur une plage de 10 GHz, de façon arbitraire et continue. Ces résultats sont particulièrement intéressants pour des expériences de sondage d'une raie d'absorption atmosphérique. La caractérisation en longueur d'onde au lambdamètre nous a montré la possibilité d'accord rapide pour des fréquences de modulation de l'ordre du Hz. A priori, d'après la figure 4.8, il est possible d'accorder en longueur d'onde la source sur 10 GHz avec une fréquence de modulation maximale de 100 Hz. Ce type de performance est comparable avec les systèmes lidar haute énergie/basse cadence, dont la cadence des impulsions et de changement de longueur d'onde sont typiquement de l'ordre de 100 Hz. La plage d'accordabilité de 10 GHz est également compatible avec des applications de spectrométrie atmosphérique dans l'infrarouge, où les molécules d'intérêt présentent des largeurs de raie typiquement de l'ordre de quelques GHz. La gamme de fréquence de modulation de la longueur d'onde reste cependant trop faible par rapport au temps de cohérence caractéristique de l'atmosphère de l'ordre de la milliseconde. Pour aller plus loin et exploiter le plus haut taux de répétition de notre configuration (5 kHz), nous expérimentons les possibilités de l'accord rapide du signal de l'OPA par la pompe. En effet, en se basant sur la figure 4.8, il est à priori possible de générer des modula-

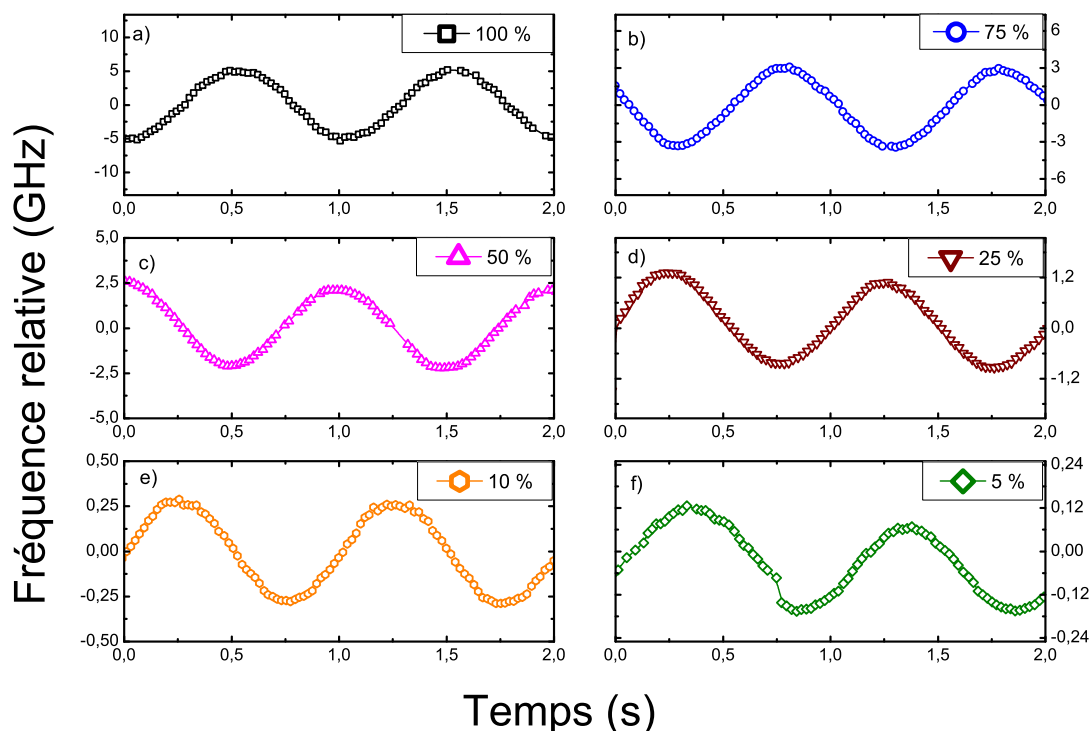


FIGURE 4.10 – Modulation de la longueur d'onde de l'onde signal issue de l'OPA en fonction du temps, pour différentes valeurs du paramètres "Amplitude". a) : 100% ; b) : 75% ; c) : 50% ; d) : 25% ; e) : 10% ; f) : 5%.

tions de 1 GHz d'excursion avec une fréquence de modulation de 2,5 kHz. Afin de vérifier cette propriété spectrale, nous allons procéder à une expérience de spectrométrie avec une cellule d'acétylène.

## 4.4 Caractérisation des propriétés spectrales de la source - Application à la spectrométrie d'absorption dans une cellule d'acétylène

### 4.4.1 Dispositif expérimental

La génération paramétrique du signal dans les étages d'amplification paramétrique étant opérationnelle, nous pouvons alors utiliser le système complet pour une expérience de spectrométrie d'absorption dans une cellule fibrée d'acétylène. Cette cellule mesure 3 centimètres de long à 100% d'acétylène et une pression de 200 Torr<sup>1</sup>.

Comme le montre la figure 4.11, des raies intenses sont espacées de 1 nm (140 GHz) entre elles. Ces raies intenses sont également séparées de raies plus faibles espacées de

1. 1 Torr = 133,32 Pa ou 133,32 mbar.



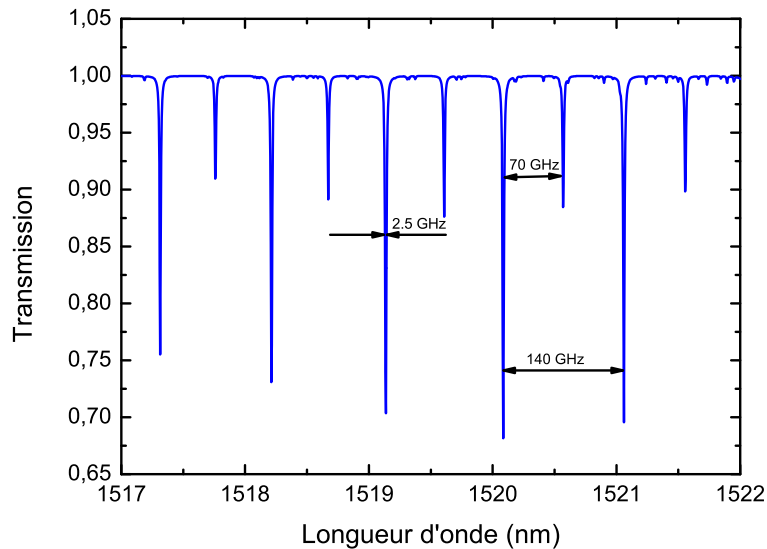


FIGURE 4.11 – Spectre d'absorption de l'acétylène entre 1517 nm et 1522 nm, pour 3 cm, 100% et 200 Torr, calculé à partir de la base de données HITRAN [7].

70 GHz. Enfin, la largeur à mi-hauteur des raies d'absorption est de 2,5 GHz.

L'expérience consiste à coupler une partie de l'onde signal en sortie d'OPA dans une fibre monomode reliée à un coupleur 50/50. Une sortie du coupleur est envoyée à la cellule d'acétylène puis vers une photodiode (chemin 2 sur la figure 4.12), et l'autre est directement reliée à une autre photodiode (chemin 1 sur la figure 4.12). Le faisceau qui ne traverse pas la cellule d'acétylène sert alors de référence d'intensité permettant de prendre en compte les fluctuations de puissance de la source OPA. L'objectif de cette expérience est donc de mesurer le rapport d'intensité entre le faisceau de référence et le faisceau traversant la cellule d'acétylène, en fonction de la longueur d'onde du signal.

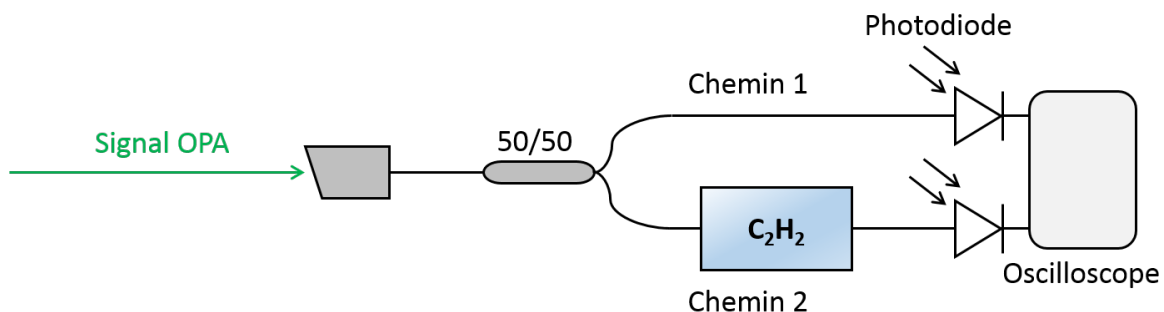


FIGURE 4.12 – Montage expérimental de spectroscopie d'absorption.

Pour mesurer la longueur d'onde du signal pendant l'expérience, nous nous basons sur l'équation 4.1. Comme la longueur d'onde du complémentaire de l'OPO est stabilisée avec l'asservissement (cf. figure 4.1), sa longueur d'onde est mesurée en temps réel (temps

d'exposition du lambda-mètre de 1 ms). De plus, la longueur d'onde du laser de pompe est donnée par le logiciel du laser en temps réel également. Il nous reste alors à utiliser l'équation 4.1 pour déterminer  $\lambda_s$ .

## 4.4.2 Résultats expérimentaux

### 4.4.2.1 Balayage lent de la longueur d'onde

Dans un premier temps, nous stabilisons la longueur d'onde du complémentaire de l'OPO avec l'asservissement à 3199,649 nm. La figure 4.13 montre une trace à l'oscilloscope

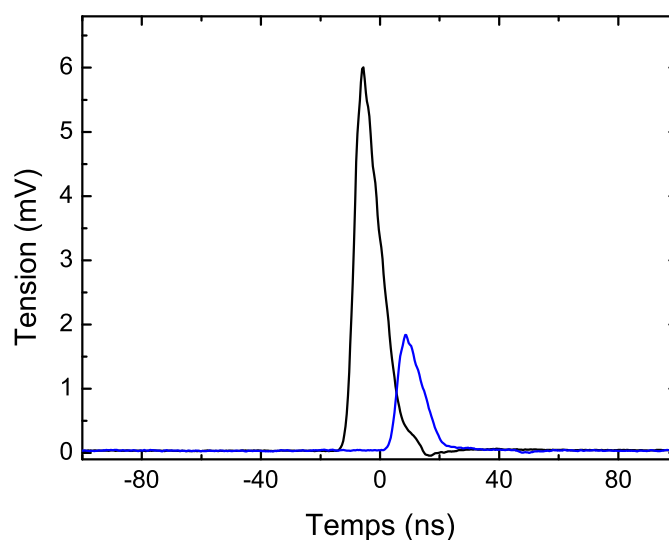


FIGURE 4.13 – Impulsion référence (noire) et impulsion traversant la cellule d'acétylène (bleue), moyennées sur 126 tirs.

d'une impulsion de référence (noire) et une impulsion en sortie de la cellule (bleue). La différence d'amplitude entre les deux courbes est due à un mauvais couplage dans la fibre de la cellule.

Afin de réduire le bruit d'acquisition, nous appliquons une moyenne sur 126 tirs pour les deux voies. Après cela, nous décalons lentement la longueur d'onde de la pompe. En mesurant alors le rapport des intensités des deux impulsions à l'oscilloscope, nous obtenons la transmission de la cellule d'acétylène en fonction de la longueur du signal. Le résultat est présenté sur la figure 4.14.

Cette courbe renormalisée montre la transmission mesurée (symboles bleus) avec les incertitudes (barres verticales et horizontales). La courbe noire est tirée de la base de donnée HITRAN [7].

Les données expérimentales ont été décalées en longueur d'onde de 388 MHz par rapport à la courbe de HITRAN. Cela est lié à un problème de calibration du lambda-mètre mesurant l'onde complémentaire éventuellement cumulée à une erreur de mesure sur la longueur d'onde de la pompe donnée par le logiciel du laser. Malgré cela, nous observons

un bon accord entre la courbe issue de HITRAN et l'expérience.

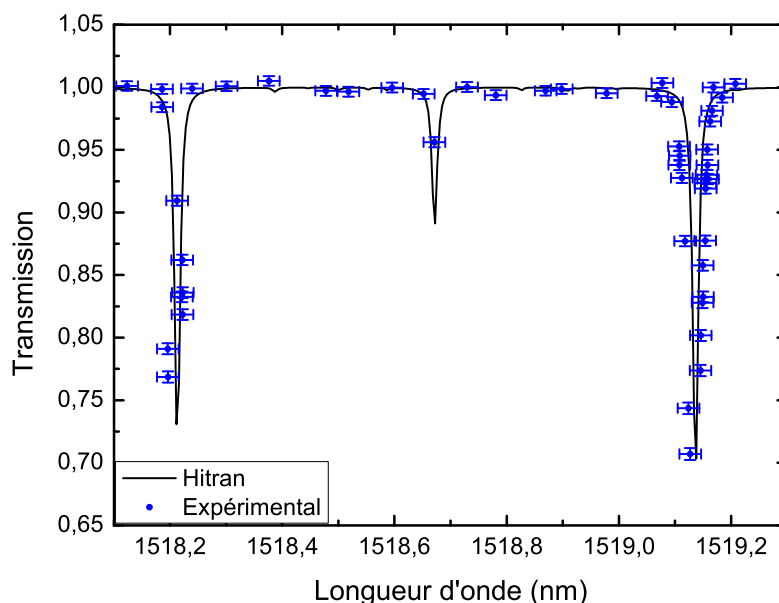


FIGURE 4.14 – Résultat de spectroscopie d'absorption de l'acétylène (bleu). La courbe noire est tiré de la base de donnée HITRAN [7].

Pour chaque point, nous observons une fluctuation de 3 à 5 % de la valeur de la tension mesurée à l'oscilloscope, représentée par les barres d'erreurs verticales. L'erreur en longueur d'onde est majoritairement dominée par la résolution du lambdamètre de 200 MHz et celles de la longueur d'onde de pompe, soit une erreur de 0,02 nm.

Cette première expérience montre le potentiel de notre source pour adresser une raie d'absorption d'un gaz donné, se placer où nous le souhaitons sur cette raie, ce qui est nécessaire pour une future mesure DIAL. Suite à cela, nous avons cherché à utiliser l'accordabilité rapide du laser de pompe sur la cellule d'acétylène, ce dont nous discuterons dans la section suivante.

#### 4.4.2.2 Balayage rapide de la longueur d'onde

Dans cette expérience, nous cherchons à montrer qu'il est possible d'effectuer une mesure d'absorption rapide avec notre système. Ce balayage rapide en longueur d'onde est en effet nécessaire pour une future mesure DIAL. Pour ce faire, nous gardons le même montage expérimental que celui décrit sur la figure 4.12. Au lieu d'accorder lentement en longueur d'onde le laser de pompe, nous appliquons cette fois une accordabilité rapide, comme expliqué à la section 4.3.2. L'objectif est donc de changer de longueur d'onde du signal tir-à-tir, entre une longueur d'onde absorbée ( $\lambda_{ON}$ ) et une longueur d'onde non absorbée ( $\lambda_{OFF}$ ) par le gaz. Notre système émettant des impulsions à 5 kHz, nous appliquons alors une modulation rapide avec une fréquence de 2,5 kHz. La figure 4.15 représente le principe de la mesure. Concernant l'amplitude de modulation, nous l'adaptions pour obtenir une amplitude d'environ 1 GHz. Cela correspond à la moitié de la largeur à mi-hauteur

d'une raie d'absorption de l'acétylène (voir figure 4.11).

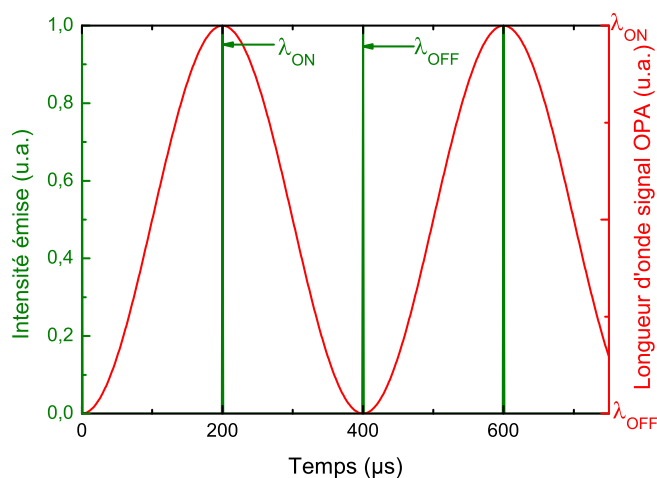


FIGURE 4.15 – Représentation de l'accordabilité rapide en longueur d'onde et de l'alternance entre chaque tirs. La courbe verte représente les impulsions signal, et la courbe rouge la modulation de longueur d'onde. La première impulsion a une longueur d'onde ON, la deuxième une longueur d'onde OFF...

Cette fois, la longueur d'onde du complémentaire est stabilisée à 3198,121 nm. Cette longueur d'onde complémentaire nous permet de viser une raie pouvant absorber 30% du signal, comme le montre l'insert sur la figure 4.16. Une fois que l'onde complémentaire de l'OPO est stabilisée en longueur d'onde, il nous faut faire varier la longueur d'onde de l'onde pompe lentement, jusqu'à atteindre la raie d'absorption désirée. Une fois que cela est fait, nous appliquons la modulation de la longueur d'onde de l'onde pompe, et donc du signal. Avec ce procédé, nous obtenons une trace d'oscilloscope, affichée sur la figure 4.16. Sur cette figure, la courbe cyan représente les impulsions références, et la courbe rose les impulsions traversant la cellule de gaz. Sur la courbe rose, nous voyons très clairement les impulsions absorbées ( $\lambda_{ON}^1$ ) et celles non absorbées ( $\lambda_{OFF}$ ). Une mesure à l'aide des curseurs de l'oscilloscope nous montre que les impulsions ON sont absorbées à  $(26,4 \pm 4,9)\%$ .

En réduisant l'amplitude de modulation de la longueur d'onde du signal, il est possible de réduire la différence d'intensité entre les impulsions ON et les impulsions OFF. Pour rappel, la figure 4.16 a été obtenue avec une modulation de 1 GHz d'amplitude. En réduisant la modulation à 500 MHz, nous obtenons la figure 4.17. Nous avons ainsi rapproché les longueurs d'onde ON et OFF ( $\lambda_{ON}^2$  et  $\lambda_{OFF}$  sur la figure 4.16). L'absorption est donc différente et est mesurée à  $(13,66 \pm 2,9)\%$ .

Cette expérience est une première démonstration de l'accord rapide de la longueur d'onde avec un basculement de la longueur d'onde à 2.5 kHz. Cette expérience préliminaire demanderait à être consolidée par des caractérisations complémentaires plus précises. En particulier, il serait nécessaire :

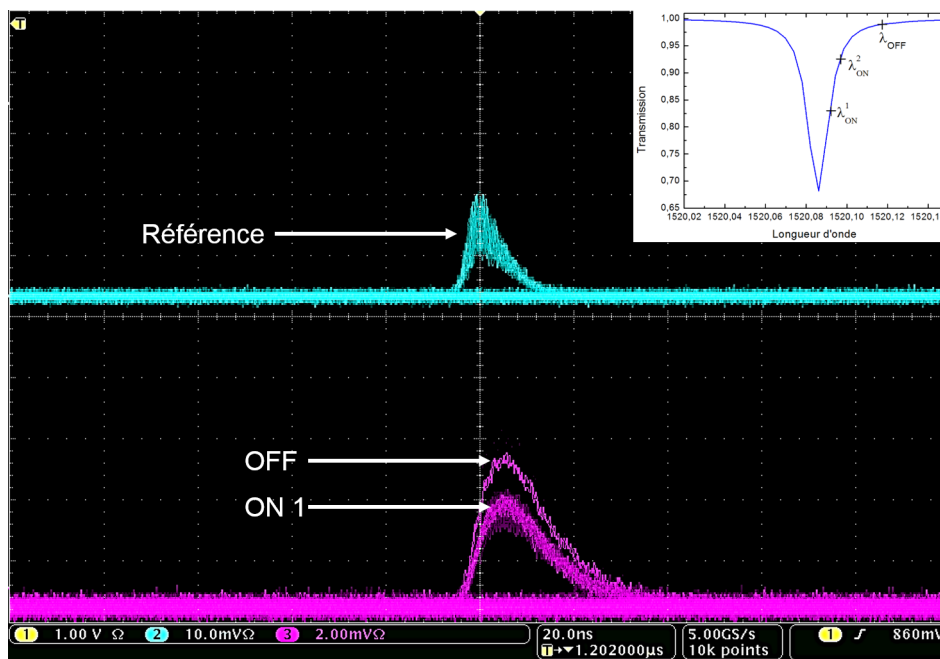


FIGURE 4.16 – Trace d'oscilloscope de la spectroscopie avec accord rapide de la longueur d'onde du signal. La trace cyan est la voie de référence, la trace rose est la voie d'absorption. Insert : Mise en évidence de la raie d'absorption visée. **Accord large 1 GHz.**

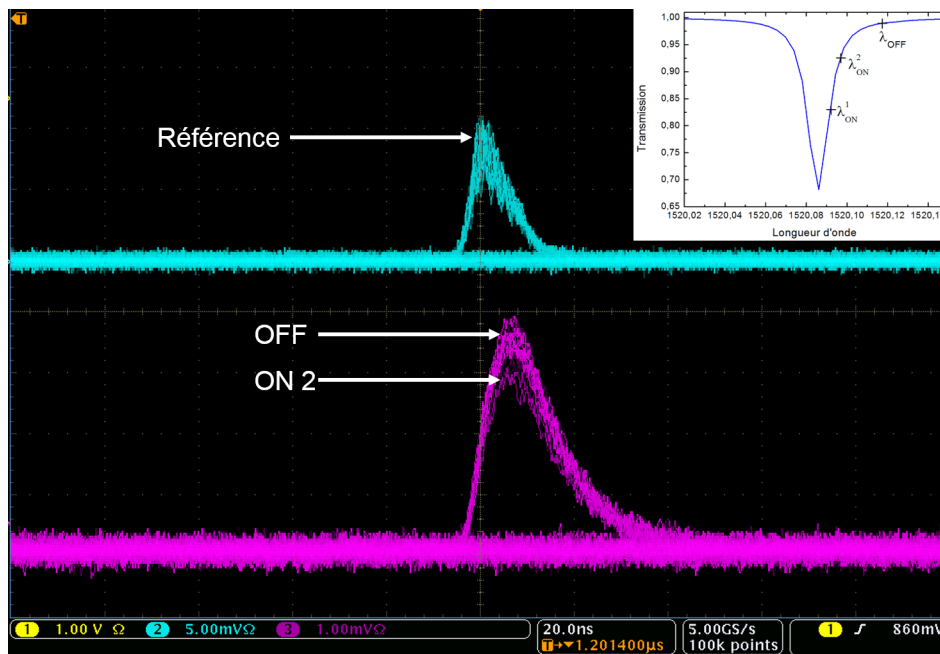


FIGURE 4.17 – Trace d'oscilloscope de la spectroscopie avec accord rapide de la longueur d'onde du signal. La trace cyan est la voie de référence, la trace rose est la voie d'absorption. **Accord fin 500 MHz.**

- De s'assurer que le signal de modulation de la longueur d'onde soit synchronisé avec les triggers des impulsions laser de sorte qu'il n'y ait pas de déphasage entre les impulsions et le signal de modulation.
- D'assurer un meilleur rapport signal sur bruit sur les deux voies. D'une part en employant des raccords adaptés aux fibres afin de limiter les pertes de couplage, et d'autre part en employant des détecteurs plus sensibles.
- De mettre en place un système d'acquisition (carte d'acquisition) qui permette d'enregistrer tous les tirs afin de correctement vérifier le changement de longueur d'onde tir à tir, et aussi d'avoir un traitement effectif de la transmission.
- D'optimiser la valeur des décalages en fréquence entre les longueurs d'onde ON et OFF en fonction de la raie d'absorption du gaz que nous souhaitons sonder.

## 4.5 Montée en énergie de l'onde signal

Jusqu'à présent, nous avons caractérisé l'accord en longueur d'onde du signal avec une énergie faible de quelques dizaines de nanojoules. Nous allons maintenant chercher à augmenter l'énergie du signal au maximum, afin de répondre à notre besoin pour de futures expériences de lidar DIAL dans l'atmosphère. Pour cela, nous mettons en place l'architecture montrée à la figure 4.1. Nous mettons trois cristaux en cascade, de longueur 34 mm, 25mm et 13mm. Le plus long cristal présentant un plus fort gain, est placé en premier sur la chaîne. En sortie de ce cristal, nous positionnons le cristal de 25 mm et celui de 13 mm de long en dernier.

Chaque cristal est régulé en température à l'aide de fours individuels. Les acceptances en température des cristaux de 34 mm et 25 mm sont montrées sur la figure 4.18.

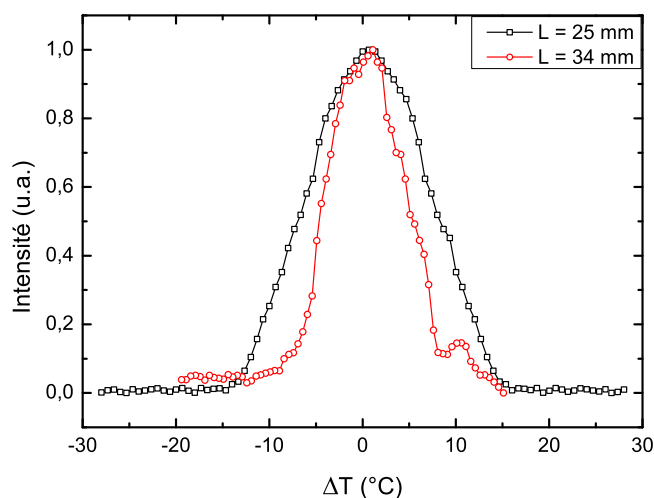


FIGURE 4.18 – Acceptance en température des cristaux C1 et C2 (voir figure 4.1).

Nous remarquons une différence d'acceptance en température pour les deux cristaux de 34 et 25 mm, à cause de la différence de longueur entre les deux cristaux.

Lorsque les trois cristaux sont réglés en température à l'accord de phase, nous pouvons procéder à la montée en énergie du signal. Pour cela, nous augmentons l'énergie de la pompe jusqu'à 1 mJ, par sécurité pour les cristaux (voir la section 4.2 pour le calcul des fluences). Le résultat de l'amplification est montrée sur la figure 4.19, ainsi que le profil spatial du faisceau signal. Avec une énergie de pompe de 1 mJ, nous obtenons une énergie du signal de 150  $\mu\text{J}$ .

Une analyse supplémentaire a été effectuée, consistant à filtrer le complémentaire entre les cristaux 2 et 3 (C2 et C3 sur la figure 4.1). En effet, lors de l'amplification paramétrique, il est important que la phase relative entre les trois ondes soit adaptée pour que la conversion paramétrique soit efficace, et que le transfert d'énergie se fasse de la pompe vers les ondes signal et complémentaire. Or, nous ne maîtrisons pas l'épaisseur du dernier domaine après découpe et polissage des cristaux.

Il est alors commun de filtrer l'onde d'injection (ici le complémentaire) dans la chaîne pour limiter la possibilité de déphasage. De plus, filtrer permet de limiter la saturation qui peut apparaître spatialement et temporellement, lorsque la pompe est très fortement dépeuplée [124]. Le résultat de l'amplification avec filtrage du complémentaire est également représenté sur la figure 4.19 (courbe en rouge). Nous remarquons ainsi, qu'en filtrant

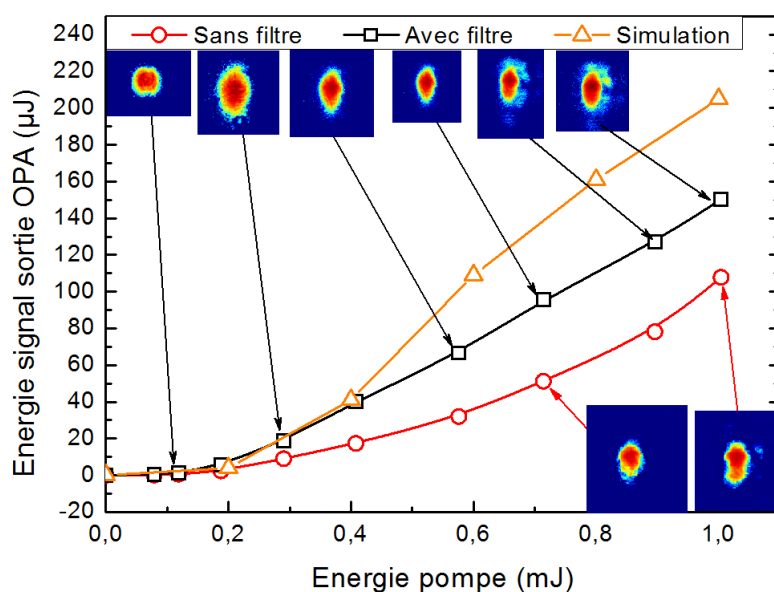


FIGURE 4.19 – Énergie du signal en sortie d'OPA en fonction de l'énergie de la pompe, sans filtrage du complémentaire (noire) et avec filtrage du complémentaire (rouge). Paramètres de la simulation :  $L = 34 + 25 + 12$ ;  $w_p = 400 \mu\text{m}$ ;  $w_c = 400 \mu\text{m}$ ;  $E_p = 0 \rightarrow 1 \text{ mJ}$ ;  $E_c = 33 \text{ nJ}$ ;  $d_{eff} = 11 \text{ pm/V}$ .

le complémentaire, le gain est plus faible que sans filtrage. Cela peut s'expliquer par les pertes en transmission du miroir dichroïque pour les ondes signal et pompe.

Avec cet étage d'amplification paramétrique, nous obtenons donc une énergie pour le si-

gnal maximal de  $150 \mu\text{J}$  sans filtre et  $107 \mu\text{J}$  avec filtre.

Par ailleurs, des simulations sont réalisées à l'aide d'un programme développé dans l'équipe. Ce code utilisé, tient compte de la diffraction en symétrie cylindrique, est adaptée à simuler l'amplification dans des cristaux retournés périodiquement pour lequel il n'y a pas, par exemple d'effets de double-réfraction, en régime monofréquence. Il résout le couplage non linéaire avec une méthode par pas itératifs : couplage non linéaire sur un pas, puis diffraction sur un pas. Il tient compte des effets de déplétion de la pompe et reconversion locale éventuelle. Les résultats sont représentés sur la figure 4.19 (courbe orange). Nous obtenons une énergie maximale de  $200 \mu\text{J}$  en sortie d'OPA d'après ces simulations, ce qui est légèrement supérieur au résultat obtenu expérimentalement. Cette différence peut être expliquée par :

- la phase entre les cristaux qui n'est pas forcément optimisée (l'épaisseur du dernier domaine traversé dans chaque cristal n'est pas maîtrisée). Il faudrait alors des cristaux plus longs, ou une lame à traduire pour optimiser la phase entre deux cristaux,
- les cristaux faisant  $2 \text{ mm}$  d'épaisseur, le polissage n'est peut-être pas parfait sur toute l'épaisseur.
- des pertes dans le montage, notamment les traitements anti-reflets imparfaits des cristaux ou un alignement entre les ondes pompe et complémentaire non optimal,

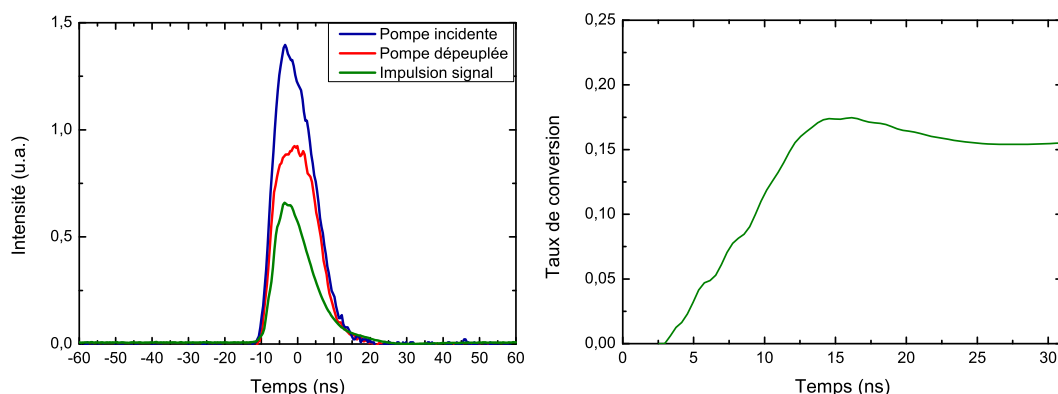


FIGURE 4.20 – (Gauche) : Impulsion de pompe incidente (bleue), impulsion pompe dépeuplée (rouge) et impulsion signal (verte). (Droite) : Taux de conversion de l'onde pompe vers l'onde signal en fonction du temps.

La figure 4.20 (à gauche) montre une impulsion du laser de pompe avant le cristal (en bleue), après les trois cristaux (en rouge) et l'impulsion signal générée (en verte). Grâce à cette figure, il est possible de déterminer le taux de conversion de la pompe vers le signal. Pour ce faire, il suffit de calculer la puissance intégrée sur la durée des impulsions pour la



pompe incidente et la pompe déplétée, soit :

$$\eta = 1 - \frac{\int_0^t P_{out} dt}{\int_0^t P_{in} dt} \quad (4.2)$$

Le terme  $\eta$  de l'équation 4.2 correspond à l'énergie de l'onde pompe convertie vers les ondes signal et complémentaire. Ainsi, le taux de conversion de l'onde pompe vers l'onde signal est donnée par  $\frac{2}{3}\eta$ , soit 15% (figure 4.20 (à droite)). Ce résultat est inférieur à celui donné par la simulation, qui donnait un taux de déplétion vers le signal de 20%. Compte tenu des paramètres expérimentaux, et étant limité par la fluence en entrée des cristaux et du nombre de cristaux disponibles, il est difficile d'augmenter le taux de conversion avec le matériel disponible au laboratoire.

Comme mentionné dans le chapitre 1, il est préférable que les impulsions signal en sortie d'OPA aient une énergie par impulsion de l'ordre du millijoule, ce qui n'est pas le cas actuellement. Une façon d'augmenter cette énergie par impulsion, sera de pomper avec une énergie de pompe bien supérieure. Malheureusement dans notre cas, nous sommes limités par l'ouverture des cristaux (2 mm), limitant l'agrandissement du diamètre du faisceau de pompe. Cette problématique peut se résoudre en utilisant des cristaux de 3 mm d'ouverture, disponibles commercialement.

Nous avons également réalisé des simulations avec le code de simulation développé par l'équipe afin de déterminer l'énergie de pompe nécessaire pour obtenir une énergie pour les impulsions signal de l'ordre du millijoule. Pour cela, nous avons considéré une énergie de l'onde complémentaire incidente de 33 nJ (comme précédemment) deux cristaux de PPLN de 45 mm de long chacun et une énergie de pompe variable. Les diamètres de faisceaux pompe et complémentaire sont fixés à 2,2 mm. Avec ces paramètres, et en procédant à un filtrage de l'onde complémentaire incidente entre le premier et le deuxième cristal, nous obtiendront théoriquement une énergie de 1 mJ pour le signal, avec une énergie de pompe de 5 mJ. Néanmoins, cette énergie de pompe ne peut être atteinte actuellement avec notre système laser. Pour atteindre ces énergies, il serait par exemple possible d'ajouter un troisième étage d'amplification à base de cristaux d'Yb/YAG, ce qui n'a pas pu être effectué durant cette thèse, ou d'utiliser une diode de pompe avec une meilleure qualité spatiale pour optimiser le recouvrement des faisceaux dans les cristaux d'Yb :YAG au deuxième étage d'amplification (voir la section 3.2.3 du chapitre 3).

## 4.6 Conclusion & Perspectives

En conclusion, nous avons présenté le système complet de génération d'impulsion autour de 1519 nm, accordable en longueur d'onde. Pour cela, nous avons fait interagir l'onde complémentaire issue du NesCOPO et le laser de pompe développé lors du chapitre 3 dans des cristaux de PPLN. Nous avons également caractérisé l'accordabilité rapide et lente de l'onde signal de l'OPA par la pompe. Nous avons effectué des expériences de caractérisation d'accord en longueur d'onde de l'onde signal de l'OPA, dont le résumé se trouve sur le tableau 4.3.

Performance spectrale	Mesurée/calculée	Utilité pour applications lidar DIAL
Accord lent en température	200 GHz	Choix de la raie
Accord rapide au kHz	sur 1 GHz à 2 kHz	Positionnement fin de ON Switch ON/OFF rapide

TABLEAU 4.3 – Résumé de l'accord en longueur d'onde de l'onde signal de l'OPA, et utilité pour des applications lidar DIAL.

Avec ce système, un accord lent en longueur d'onde sur 200 GHz a été montré. Cela est particulièrement intéressant pour le choix de la raie d'absorption du gaz à étudier. Concernant, l'accord rapide, nous sommes parvenus à montrer un accord maximal de 10 GHz pour des fréquences de modulation de l'ordre du Hz, et 1 GHz à 2 kHz de fréquence de modulation. Grâce à cela, nous avons utilisé ce système accordable pour effectuer deux expériences de spectroscopie d'absorption de l'acétylène. La première utilise l'accordabilité lente de la source. Avec cela, nous sommes parvenus à décrire trois raies d'absorption de l'acétylène entre 1518 et 1519 nm. Enfin, avec l'accordabilité rapide, nous avons démontré la faisabilité du système pour une détection rapide, ce qui sera utile pour de futures mesures du  $CO_2$  et du  $CH_4$  par absorption différentielle dans l'atmosphère. Enfin, avec l'utilisation de trois cristaux de PPLN en cascade, nous sommes parvenus à amplifier les impulsions du signal jusqu'à atteindre 150  $\mu$ J d'énergie, pour 1 mJ de pompe, ce qui représente un taux de conversion de 15 %.

Pour cette expérience, certains points sont à discuter. D'une part, des expériences complémentaires réalisables à court terme et permettant de confirmer les résultats d'accordabilité rapide entrevus dans les premiers tests de démonstration sont nécessaires. Pour cela le montage expérimental est utilisable tel quel, et l'emploi de la cellule fibrée d'acétylène est un bon moyen de vérifier l'accordabilité rapide en observant les variations rapides

de transmission (pour cela il faut synchroniser la modulation est employer un système d'acquisition plus performant qu'un oscilloscope). D'autre part, les améliorations principales susceptibles d'être apportées pour le développement d'une instrumentation dédiée à la détection des gaz à effet de serre autour de  $1,6 \mu\text{m}$  sont :

- Adapter la durée d'impulsion et la fréquence de répétition de l'OPO afin d'optimiser le rendement de conversion de l'ensemble de la chaîne paramétrique.
- Dimensionner un système de collection et de détection du signal lidar pour des expérimentations de détection à distance, ce qui n'a pas pu être réalisé dans le cadre de cette thèse.
- Correctement adapter le régime spectro-temporel de la partie OPO qui sert à injecter l'OPA, pour obtenir un signal à la longueur d'onde de  $1,6 \mu\text{m}$  pour des mesures DIAL de  $\text{CO}_2$  (figure 4.21 (haut)) et  $\text{CH}_4$  (figure 4.21 (bas)).

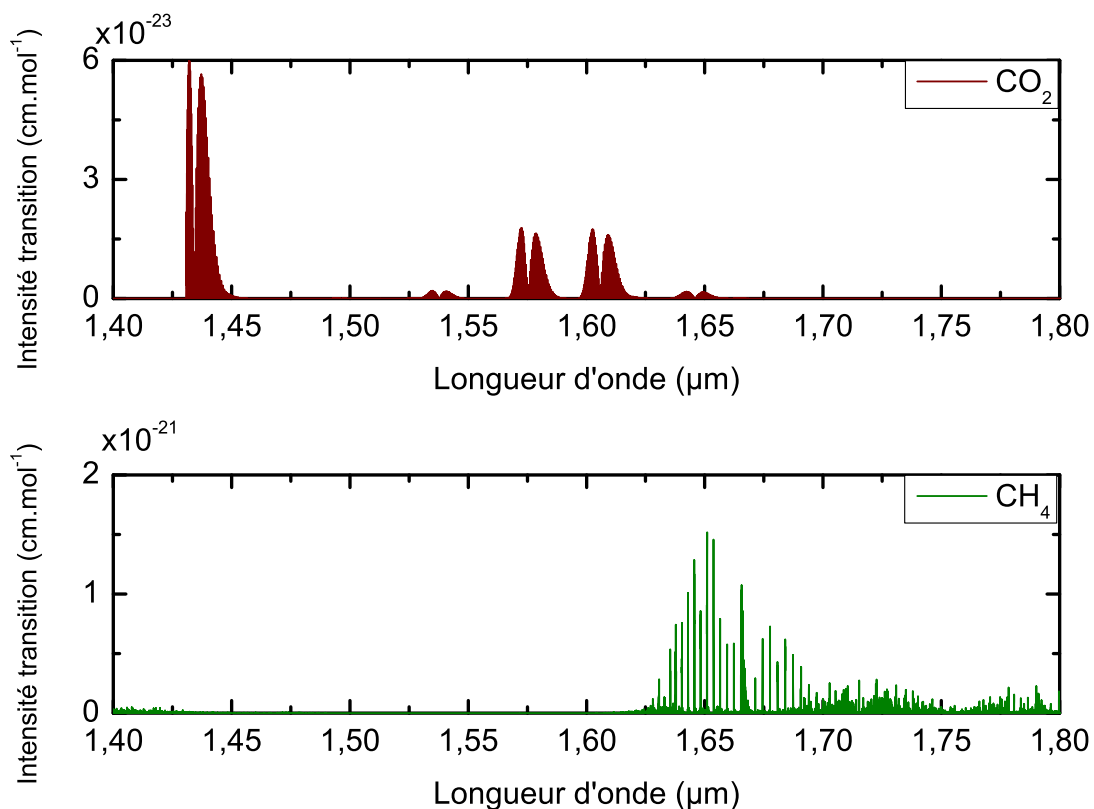


FIGURE 4.21 – Spectre d'absorption du  $\text{CO}_2$  (haut) et  $\text{CH}_4$  (bas) en fonction de la longueur d'onde, issue de HITRAN [7], avec  $P = 1 \text{ atm}$  et  $T = 20^\circ\text{C}$ .

Une question se pose alors sur la possibilité du système actuel d'émettre un signal en sortie d'OPA autour de  $1,6 \mu\text{m}$ . En utilisant les cristaux disponibles au laboratoire, il sera possible de générer un signal à  $1600 \text{ nm}$ , correspondant à une raie d'absorption

du  $CO_2$  (figure 4.21 (haut)), si l'OPA est injecté par une onde complémentaire avec une longueur d'onde de 2891,22 nm. Théoriquement, c'est possible avec un cristal réglé à  $96^\circ C$  et un réseau de  $\Lambda = 30,3 \mu m$ . De même pour une raie d'absorption du  $CH_4$  (figure 4.21 (haut)) avec une longueur d'onde complémentaire de 2769,2 nm avec un pas de réseau  $\Lambda = 30,7 \mu m$  et une température de  $126^\circ C$ . Cependant, en travaillant avec des longueurs d'onde pour l'onde complémentaire aussi basses, un problème peut subvenir : l'élargissement de la bande de gain. Notre cristal d'OPO étant de type 0, la largeur de la bande de gain s'agrandit en se rapprochant de la dégénérescence (décalage de l'onde complémentaire vers des longueurs d'onde basses). Par conséquent, le nombre de modes susceptibles d'osciller augmente et l'émission deviendra multimode, ce qui n'est pas intéressant pour nous.

Une façon de travailler proche de la dégénérescence en restant monomode est l'utilisation de cristaux de type II pour l'OPO. En effet, dans la configuration de polarisation de type II, la largeur de la bande de gain est à peu près constante sur la gamme de longueur d'onde de fonctionnement du PPLN, et ainsi l'émission de l'OPO est monomode, alors qu'en configuration de type 0, la largeur de la bande de gain tend vers l'infini à la dégénérescence. Néanmoins, le PPLN montre un coefficient non linéaire effectif de 2,9 pm/V en type II, alors qu'il est de 16 pm/V en type 0, ce qui doit être compensé par des étages d'amplification plus importants. Une autre possibilité serait d'utiliser une architecture de NesCOPO avec miroir de Bragg, permettant de continuer de bénéficier du coefficient non linéaire du type 0, mais perdant en accordabilité [125].

Concernant nos étages d'amplification paramétrique, nous étions très fortement limités par l'ouverture des cristaux, ce qui ne nous permettait pas d'utiliser toute l'énergie du laser de pompe. Ceux utilisés ayant une épaisseur de 2 mm, il est difficile de travailler avec des faisceaux dont le diamètre est supérieur à 0,8 mm. Par conséquent, en augmentant l'épaisseur des cristaux, il serait possible de retarder cette limitation. En effet, en utilisant des cristaux de PPLN de 3 mm d'ouverture, il serait possible de pomper les cristaux avec une énergie de 3 mJ, et un diamètre des faisceaux de 1,2 mm, soit une fluence de  $0,27 J/cm^2$ , ce qui est atteignable avec notre laser de pompe, et ainsi augmenter grandement l'énergie du signal en sortie d'OPA.

# Conclusion générale et perspectives

## Conclusion

Ce travail de thèse a mis en évidence le potentiel d'une architecture de source innovante, pour les applications de détection de gaz à distance.

Dans le chapitre 1, nous avons défini les caractéristiques nécessaires pour notre source. Elle doit être accordable rapidement en longueur d'onde autour de la bande d'absorption des espèces chimiques visées, avoir une largeur de raie inférieure à 100 MHz, et posséder une énergie supérieure au millijoule en régime nanoseconde pour détecter des espèces chimiques avec une portée de plusieurs centaines de mètres en détection directe. Avec une étude bibliographique, nous avons montré l'intérêt des sources paramétriques pour répondre à ces critères, en particulier les oscillateurs paramétriques optiques doublement résonnants à cavités imbriquées (NesCOPO), qui permet l'émission d'un rayonnement monofréquence sur une large plage spectrale. Afin de bénéficier de l'agilité en longueur d'onde des sources laser fibrées, nous avons proposé une architecture d'accord en longueur d'onde du NesCOPO par l'intermédiaire d'un accord de la longueur d'onde de la pompe. Afin d'être à même d'émettre des séquences de longueurs d'onde rapides, nécessaires à notre application DIAL, nous avons proposé et réalisé une architecture globale de source émettrice lidar comprenant :

1. un NesCOPO pompé par un laser à fibre accordable en longueur d'onde permettant d'effectuer un accord large en longueur d'onde de la source paramétrique ainsi qu'une stabilisation en fréquence de celle-ci, à une longueur d'onde donnée.
2. Des étages d'amplification paramétrique optique, injectés par l'onde complémentaire de l'OPO et pompés par un laser à  $1 \mu\text{m}$  lui-même également accordable en longueur d'onde. Cette configuration permet d'une part la génération d'une onde signal en coïncidence avec les raies d'absorption du gaz sondé, et d'autre part l'accord rapide en fréquence de cette onde signal autour de la bande d'absorption du gaz étudié pour mettre en place la technique DIAL.

Le laser de pompe des étages OPA doit avoir des caractéristiques techniques bien spécifiques (énergie supérieure au millijoule, impulsions de l'ordre de 15 ns à haute cadence (5 kHz)) et être accordable en longueur d'onde afin de répondre à notre problématique. Nous avons décidé d'opter pour en architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), injecté par un laser commercial de la société NKT Photonics répondant aux

spécifications d'accord en longueur d'onde. La grande accordabilité souhaitée de la source laser a justifié le choix de matériaux dopés à l'ytterbium pour les étages d'amplification de forte énergie. Nous avons par la suite présenté l'architecture globale de ce laser : une architecture hybride fibre/cristal. Les premiers étages d'amplification à fibre permettent de fixer les caractéristiques temporelles de la sources. Les étages d'amplification à cristaux massifs assurent la montée en énergie des impulsions.

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les différents paramètres du NesCOPO pour obtenir une émission monomode, à savoir l'optimisation de la bande de gain et la dissociation des cavités. Cette source délivre des impulsions de 320 ns à 30 kHz et de 650 nJ d'énergie par impulsion pour l'onde complémentaire. Nous avons ensuite détaillé le processus d'asservissement de la fréquence de l'onde complémentaire par la pompe. Nous avons démontré qu'il était possible de choisir la fréquence d'émission de l'onde complémentaire à quelques GHz près et stabiliser cette fréquence en maintenant la coïncidence entre les modes. Nous avons mis en évidence des dérives en fréquence résiduelles des ondes signal et complémentaire du NesCOPO dues à des variations des conditions d'accord de phase liées aux variations de température du cristal.

Le chapitre 3 est consacré au développement du laser de pompe des étages d'OPA constitué de deux technologies différentes : des étages de préamplification à base de fibres dopées à l'ytterbium et de deux étages d'amplification à cristaux massifs d'Yb :YAG. Dans les premiers premiers étages d'amplification à fibre, nous avons mis au point une configuration en double passage du signal. Dans cet étage injecté et pompé en continu, un modulateur acousto-optique est placé directement en sortie de la fibre amplificatrice pour découper des impulsions dans le signal amplifié. Du fait de la forte baisse de la puissance moyenne par le passage du continu au régime impulsif, nous avons volontairement et de façon contre-intuitive diminuer la puissance d'injection continue au premier passage pour bénéficier d'un gain global en double passage très élevé. Puis, un deuxième modulateur acousto-optique filtre l'émission spontanée amplifiée en sortie de cet étage d'amplification. Grâce à ce système, nous avons obtenu des impulsions de 20 nJ à 5 kHz. Ensuite, un second étage d'amplification à fibre a été mis en place. Grandement limité par la diffusion Brillouin stimulée, un travail fin d'optimisation sur la longueur de la fibre a permis de limiter cet effet non linéaire. En sortie des étages de préamplification à fibre dopée ytterbium, des impulsions de 5  $\mu$ J, avec 8% d'émission spontanée amplifiée sont injectées dans des amplificateurs à base de cristaux d'Yb :YAG. Grâce à deux étages en configuration double passage, des énergies supérieures à 3 mJ ainsi qu'une très bonne qualité du faisceau sont obtenues.

Le chapitre 4 est consacré à la présentation des performances de la source émettrice lidar. L'onde complémentaire du NesCOPO est envoyée dans des cristaux de PPLN avec l'onde pompe de la source laser du chapitre 3 et une onde signal à 1519 nm est ainsi générée. Dans un premier temps, nous avons caractérisé l'accord en longueur d'onde par la pompe de cette onde signal. Nous avons mis en évidence un accord rapide du signal sur 10 GHz pour des fréquences de modulation de pompe de l'ordre du Hz, et d'environ 1 GHz à 2 kHz. Avec une énergie de pompe de 1 mJ, nous sommes parvenus à convertir 15% de la pompe vers l'onde signal, soit une énergie par impulsion des ondes signal de 150  $\mu$ J. Enfin, nous avons validé les performances de ce système accordable dans des expériences

de spectrométrie avec une cellule d'acétylène, afin de valider le potentiel de notre source pour les applications lidar DIAL.

## Perspectives

Durant cette thèse, nous avons étudié une architecture originale pour émetteur lidar DIAL. Plusieurs pistes d'amélioration des performances sont envisageables. L'énergie en sortie d'amplificateur paramétrique est en partie limitée par l'ouverture des cristaux de PPLN et la fluence maximale admissible pour le faisceau de pompe. Le faible seuil de dommage des cristaux de PPLN impose de ne pas utiliser le laser de pompe à son énergie maximale (1 mJ maximum), ce qui limite la montée en énergie de l'onde signal. Nous avons estimé par le calcul que des énergies de 1 mJ seraient atteignables en utilisant des cristaux de 3 mm d'ouverture et une énergie de pompe de 5 mJ.

Lors du développement de la source complète, nous avons décidé que l'accord rapide en longueur d'onde serait effectué avec le laser de pompe des étages d'amplification paramétrique optique. Ainsi, nous avons proposé de travailler sur une configuration MOPA pour le laser de pompe dont l'accordabilité rapide est assurée par un laser à fibre commercial, ce qui a fait ses preuves. L'inconvénient principal de cette technique est de ne pas totalement maîtriser l'accord en longueur d'onde pour des modulations de la longueur d'onde à des cadences supérieures à 100 Hz. Par conséquent, il serait intéressant de travailler avec des systèmes d'injections, composés d'une diode DFB chacun, l'une émettant à la longueur d'onde ON  $\lambda_{p1}$  et l'autre à la longueur d'onde OFF  $\lambda_{p2}$ . L'idée est que les deux longueurs soit séparées de quelques GHz pour la détection DIAL, soit  $\lambda_{p2} = \lambda_{p1} \pm \epsilon$ . Une manière simple d'y procéder est de réguler les deux diodes à des températures différentes.

Nous pouvons alors proposer une architecture en partant de ces deux lasers continus d'injection, dont les caractéristiques temporelles sont les mêmes que le laser de pompe développé au chapitre 3, à savoir 15 ns à 5 kHz. L'intérêt premier de cette architecture à deux diodes est de pouvoir extraire le signal de chaque diode, de façon à obtenir une alternance parfaite entre les deux longueurs d'onde ( $\lambda_{p1}, \lambda_{p2}, \lambda_{p1}, \lambda_{p2}, \dots$ ).

A cause de la dérive de fréquences optiques des impulsions de la diode pilotée en régime impulsionnel (voir annexe B), il serait préférable d'utiliser une configuration similaire à celle du laser de pompe développé pendant la thèse, à savoir les diodes continues sont d'abord amplifiées et les impulsions sont créées à partir des signaux amplifiés. Néanmoins, si nous utilisons une seule fibre amplificatrice pour les deux signaux, il est difficile de séparer les deux longueurs d'ondes. Une méthode possible est d'amplifier les deux diodes DFB indépendamment, et de les combiner en sortie du premier étage d'amplification. La figure 2 représente l'étage d'amplification à deux diodes DFB.

Chaque diode DFB est amplifiée en régime continue suivant la même architecture double passage innovante étudiée et présentée au chapitre 3. Ainsi, l'amplification des signaux se fait de façon indépendante et des impulsions de 15 ns à 5 kHz sont générées par deux modulateurs acousto-optique synchronisés. Les impulsions sont réunies par l'intermédiaire d'un commutateur rapide [126, 127]. Ce commutateur permettra de réunir les impulsions issues des deux étages d'amplifications dans une même fibre, et de les sé-

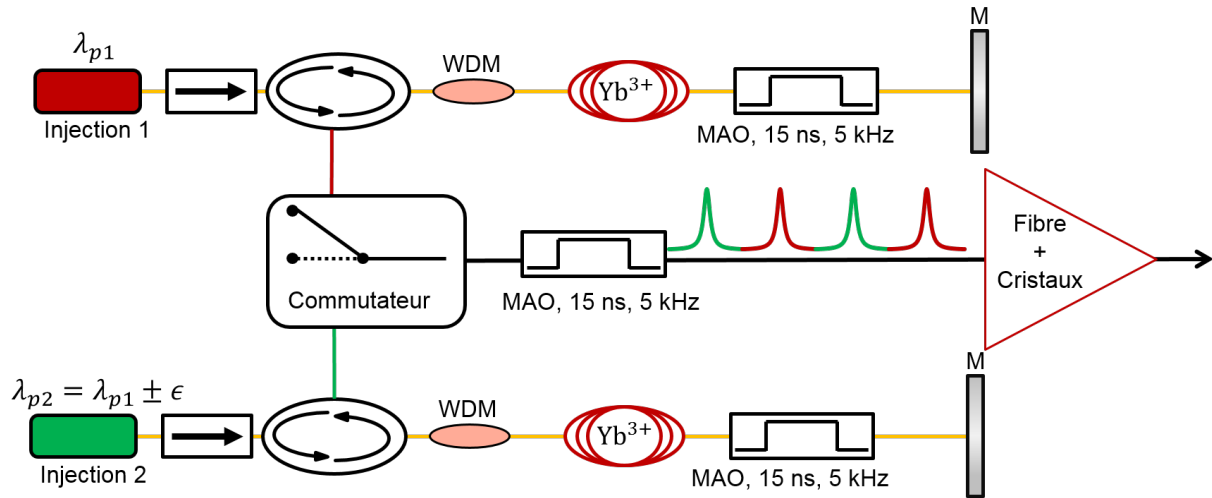


FIGURE 4.22 – Proposition d’architecture d’amplificateur à fibre à doubles diodes d’injection. Par soucis de simplicité, les diodes de pompe des fibres dopées Yb ne sont pas représentées.

lectionner. Il existe sur le marché des commutateurs optiques avec des grandes cadences, notamment la société AGILTRON en propose jusqu’à 1 MHz, avec des temps de montée/-descente de 5 ns (NanoSpeed<sup>TM</sup> AGILTRON). Enfin, un troisième modulateur acousto-optique, placé en sortie du commutateur et cadencé à 5 kHz permettra de filtrer l’émission spontanée amplifiée. En sortie de ce modulateur, nous obtenons des impulsions de 15 ns à 5 kHz, alternées en longueur d’onde en tre  $\lambda_{p1}$  et  $\lambda_{p2}$ . L’amplification se poursuivra vers un étage d’amplification à fibre et deux amplificateurs à cristaux massifs, comme lors du chapitre 3.

Pour différentes applications de détection DIAL, il serait intéressant de générer un rayonnement accordable autour de  $3 \mu\text{m}$  dans les étages d’OPA. De nombreuses espèces chimiques présentent en effet des raies d’absorption autour de  $3 \mu\text{m}$  (voir figure 2). Ces trois gaz sont particulièrement intéressants à étudier en raison de la toxicité qu’ils présentent sur l’être humain. Les gammes utiles pour chacun des gaz se situe autour de  $3 \mu\text{m}$  ( $O_3$ );  $3,45 \mu\text{m}$  ( $N_2O$ ) et  $3,33 \mu\text{m}$  ( $NH_3$ ). Pour émettre un rayonnement accordable par la pompe de l’OPA à ces longueurs d’onde, il faut la configuration optique et injecter l’onde signal de l’OPO (et non plus l’onde complémentaire) dans les étages d’amplification paramétrique. En effet, les multiples réseaux inscrits sur le cristal de l’OPO donnent des longueurs d’onde signal dans la gamme  $1,494 - 1,62 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, il faut trouver le couple pas de réseau et température des cristaux pour une longueur d’onde signal donnée, pour générer la bonne longueur d’onde complémentaire dans l’OPA. En partant des longueurs d’onde de l’onde signal de l’OPO et les cristaux disponibles au laboratoire, des calculs de pas de réseaux ont été fait avec SNLO, dont le résultat se trouve sur le tableau 1, avec une longueur d’onde de pompe à  $1 \mu\text{m}$ . Ces calculs montre qu’il serait possible de générer des longueurs d’onde absorbées par l’ozone, le protoxyde d’azote, le dioxyde d’azote et l’ammoniac, avec une longueur d’onde de pompe de  $1 \mu\text{m}$ .



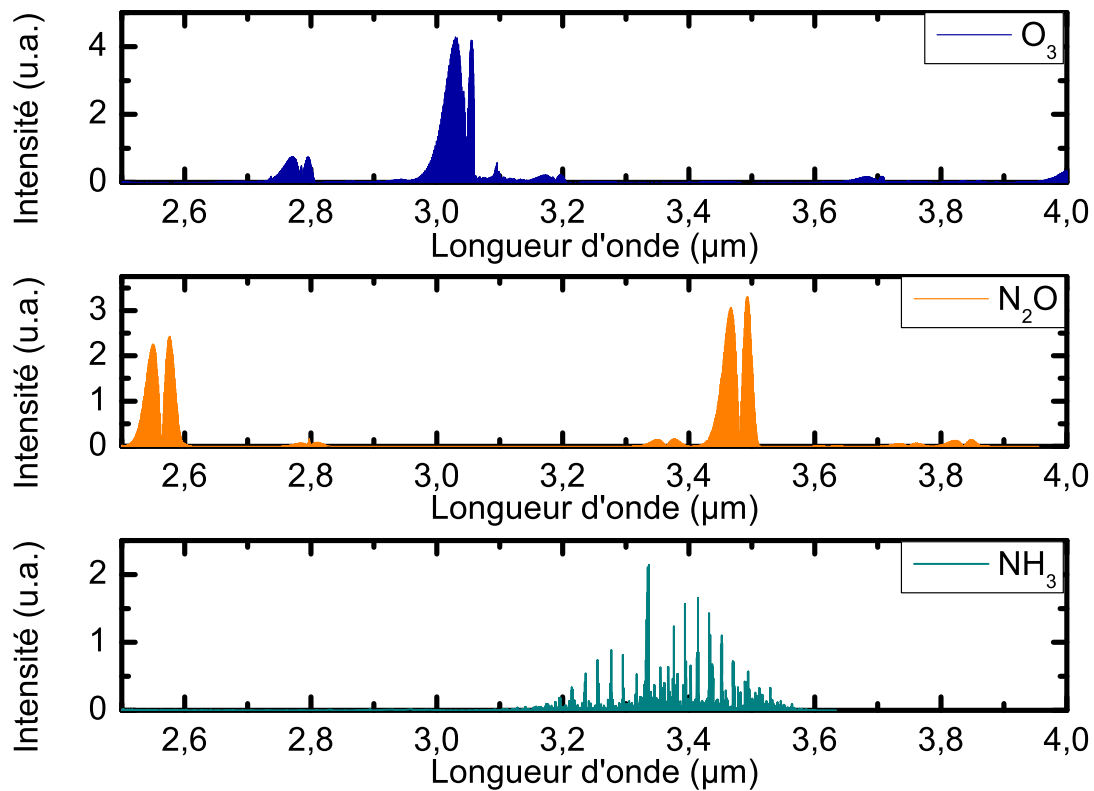


FIGURE 4.23 – Spectre d'absorption de  $O_3$ ,  $N_2O$  et  $NH_3$ .

Espèce chimique	$\lambda_c^{OPA}$ ( $\mu m$ )	$\lambda_s^{OPO}$ ( $\mu m$ )	$\Lambda$ ( $\mu m$ )	$T_{cri}$ ( $^{\circ}C$ )
$O_3$	3000	1570	30,3	26,85
$N_2O$	3450	1470	29,5	86
$NH_3$	3330	1491	29,9	51,85

TABLEAU 4.4 – Tableau récapitulatif de la longueur d'onde du signal, du pas du réseau et de la température du cristal d'OPA, pour obtenir une longueur d'onde complémentaire, avec un pompage à  $1 \mu m$ .  $\lambda_c^{OPA}$  : longueur d'onde complémentaire en sortie d'OPA,  $\lambda_s^{OPO}$  : longueur d'onde signal en sortie d'OPO,  $\Lambda$  : pas du réseau,  $T$  : température du cristal.

Ces calculs montrent qu'il serait possible de générer des longueurs d'onde absorbées par l'ozone, le dioxyde d'azote et l'ammoniac, dans la configuration où l'onde signal de

l'OPO serait extraite et injectée dans l'OPA.

## Annexe A

# Effets thermiques dans la cavité de l'OPO

Dans cette étude, le pompage est assuré par un laser à fibre de forte puissance moyenne (voir section 2.2.2.1). Cette puissance moyenne de pompage se distingue de tous les travaux précédents qui ont été menés sur le NesCOPO à l'ONERA, bien que des effets thermiques aient déjà été mis en évidence à l'ONERA sur des OPO simplement résonnant [128].

A puissance moyenne de pompage élevée, des effets thermiques peuvent se produire et perturber les propriétés spectrales de la source paramétrique [129–131]. Nous allons maintenant étudier les effets thermiques présents dans la cavité OPO, et leur influence sur le comportement spectral du signal.

## A.1 Mise en évidence

Les miroirs OPO sont montés sur des céramiques piézoélectriques, afin de contrôler la longueur des cavités, et le cristal PPLN est chauffé à 79 °C avec une stabilité de température de quelques mK. Les effets thermiques dus à l'absorption de l'onde complémentaire dans le PPLN à 3,3  $\mu\text{m}$  ont été observés en modulant lentement le transducteur piézoélectrique du miroir  $M_1$ . En effet, modifier la longueur de cavité, et donc du chemin optique, produit un décalage des fréquences du mode propre de la cavité  $\nu_0 = qc / [2L + 2l_c(n_0 - 1)]$ , où l'entier  $q$  est le numéro du mode. Il est bien connu que les OPO doublement résonants sont soumis à de fréquentes instabilités de paires de modes (appelées effets de saut de mode ou de cluster) lorsque la longueur du chemin optique du résonateur n'est pas stabilisée au niveau du nanomètre pour contrer les vibrations thermo-mécaniques. La longueur du chemin optique induite par des fluctuations thermo-optiques, déclenchée par la dilatation du cristal avec l'absorption des ondes  $y$  circulant, devrait donc jouer un rôle dans la stabilité passive d'un signal oscillant.

Conformément à la figure 2.1, l'onde signal est injecté dans une fibre optique, relié à un lambdamètre, mesurant sa fréquence en temps réel. Nous appliquons une tension sinusoïdale de faible fréquence au miroir  $M_1$  de 5  $m\text{Hz}$ . Le lambdamètre communique alors la fréquence de l'onde signal ainsi que la puissance de modes.

La figure A.1 montre le résultat de l'expérience. Nous remarquons que la puissance et le comportement spectral des modes signal ne sont pas identiques suivant le sens de déplacement du miroir. Tout en augmentant la longueur de la cavité (c'est-à-dire en augmentant la tension appliquée au piézoélectrique), les pas temporels entre deux modes sont plus longs, que lorsque de la longueur de la cavité diminue.

Notons par ailleurs la forme particulière de l'évolution de la puissance des modes au cours du temps. Lors de l'agrandissement de la cavité, l'évolution de la puissance des modes présentent une forme trapézoïdale. A l'inverse, lors de la réduction de la longueur de cavité, l'évolution de la puissance des modes perdent la formes trapézoïdale et montre des points maximums soudains. Cet effet à notamment été montré par Zondy *et al.* dans l'article [132]. Aussi, l'expérience de la figure A.1 a été ré-effectué en avec un miroir  $M_1$  de réflectivité plus faible. Pour cette nouvelle expérience, la réflectivité du miroir  $M_1$  est fixé à 0,8, abaissant la finesse de la cavité du complémentaire de 206 à 26. Le résultat est montré sur la figure A.2. Cette fois-ci, l'évolution de la puissance des modes est symétrique. Par ailleurs, le sens de variation de la longueur des cavités ne semble pas les influencer.

La différence de comportement est clairement différente si la cavité est sur-tendue ou non.

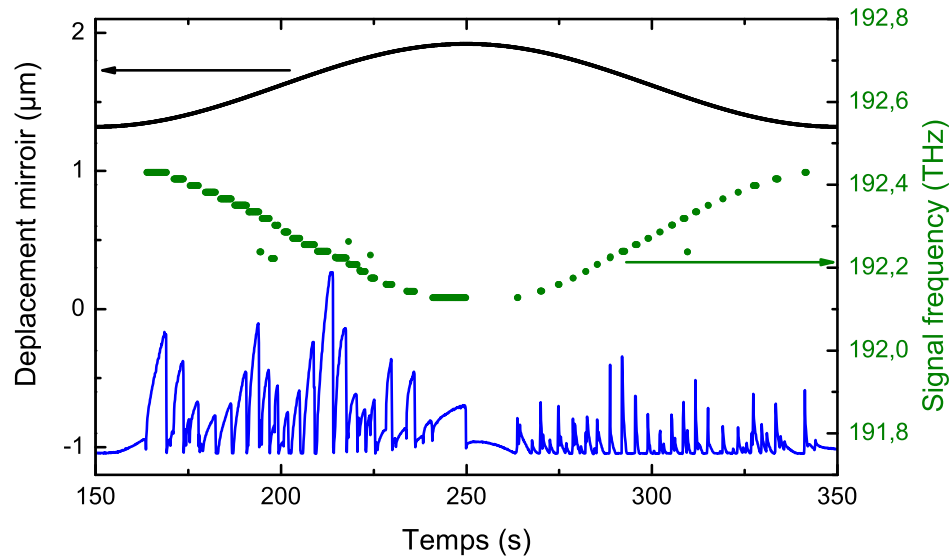


FIGURE A.1 – Déplacement du miroir  $M_1$  (en noire), fréquence de l'onde signal (en vert) et la puissance des modes lues par le lambdamètre (en bleu). Mesures effectuées avec un miroir  $M_1$  de réflectivité de 0,98.

Par conséquent, l'abaissement de la finesse de la cavité complémentaire semble améliorer ce comportement.

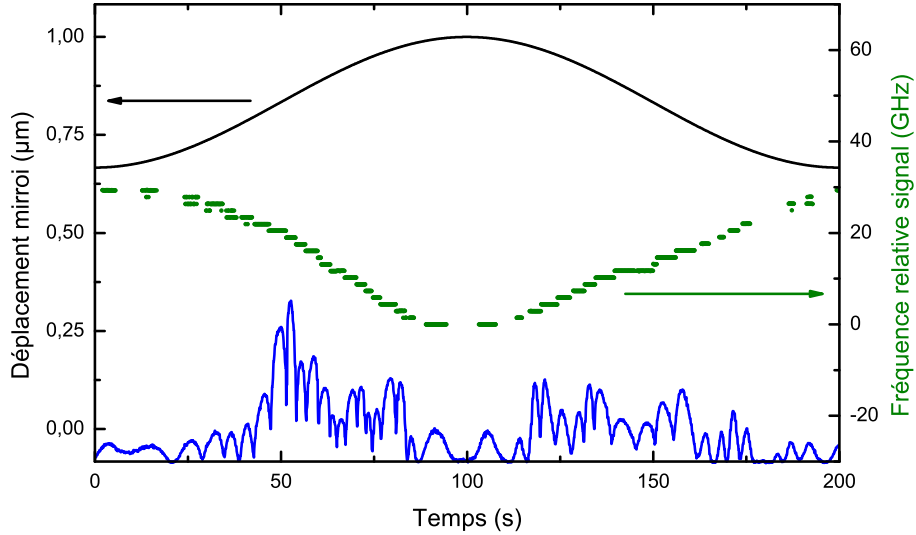


FIGURE A.2 – Déplacement du miroir  $M_1$  (en noire), fréquence de l'onde signal (en vert) et la puissance des modes lues par le lambdamètre (en bleu). Mesures effectuées avec un miroir  $M_1$  de réflectivité de 0,8.

## A.2 Calcul de la dilatation thermique du cristal dans le cas général

Dans son article, J-J. Zondy *et al.* mentionne la possibilité d'effets thermiques dus à l'absorption par le cristal des ondes complémentaire et signal [132]. Nous cherchons ici, à étudier l'impact des effets thermiques dans la cavité de l'OPO lors de la modulation du miroir  $M_1$ , pour deux finesses différentes.

Avant de calculer la dilatation du cristal pendant le fonctionnement de l'OPO, il est important de définir la variation minimale de longueur de cavité,  $\delta l$ , pour perdre l'oscillation de l'OPO au sein d'un mode. Cette valeur est donnée par la relation :

$$\delta l = \frac{\lambda}{4\mathcal{F}}\eta \quad (\text{A.1})$$

où  $\eta$  est le taux de pompage, défini comme  $\eta = P_p/P_{seuil}$ . Dans notre cas, et quelque soit la finesse, nous fixons  $\eta = 1,5$ .  $\lambda$  est la longueur d'onde de la cavité fixe. Ici,  $\lambda = \lambda_c$ , car seul le miroir  $M_1$  est en mouvement. Enfin,  $\mathcal{F}$  représente la finesse de la cavité complémentaire, définie comme [133] :

$$\mathcal{F} = \pi \frac{\sqrt[4]{R_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (\text{A.2})$$

avec  $R_1$  et  $R_2$  les réflectivité des miroirs de la cavité complémentaire. Dans l'expérience,

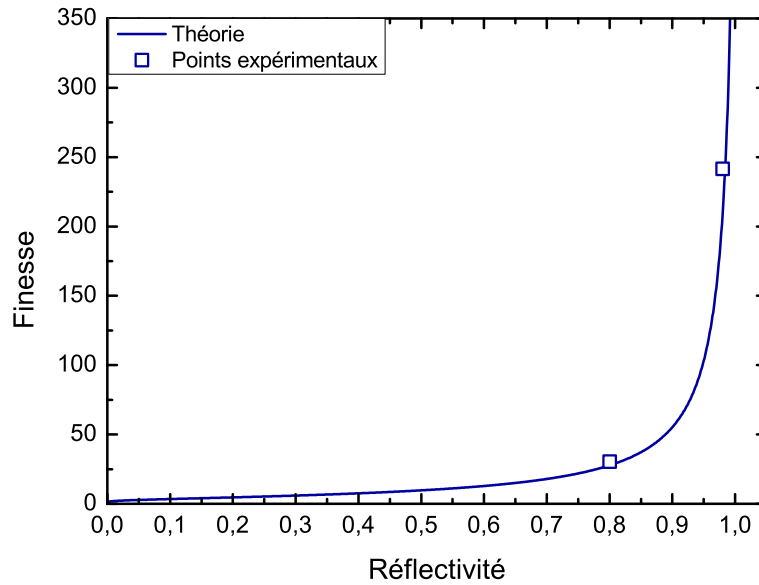


FIGURE A.3 – Évolution de la finesse d'une cavité en fonction de la réflectivité d'un miroir, celle du second miroir étant égale à 1. Les carrés représentent les deux finesse étudiées.

seule la réflectivité du miroir  $M_1$  est changée. La figure A.3 représente la finesse en fonction de la réflectivité du miroir  $M_1$ . Dans le cas où  $R = 0,98$  et  $R = 0,80$ , alors  $\mathcal{F} = 207$  et 26 respectivement (voir la figure A.3).

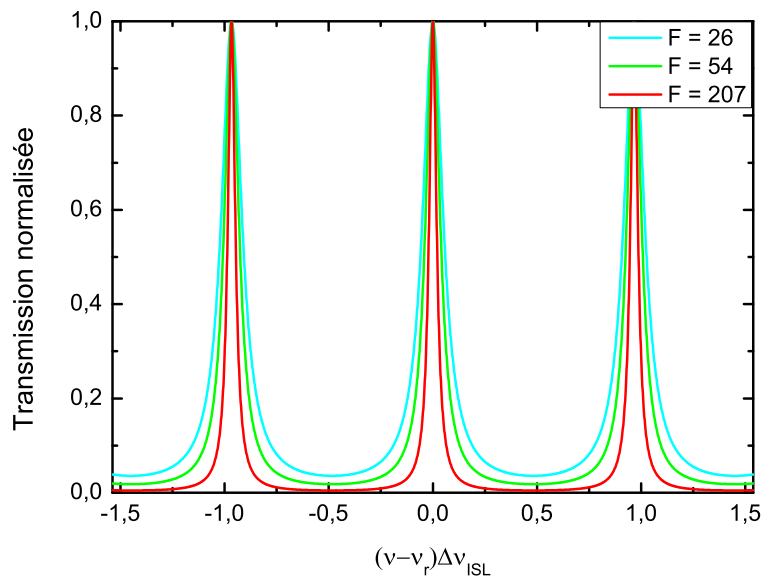


FIGURE A.4 – Fonction d'Airy d'une cavité Fabry-Perot, pour différentes finesesses.

Ainsi, nous trouvons les valeurs  $\delta l$  suivantes :

$$\delta l(R = 0,98) = 3,3 \text{ nm et } \delta l(R = 0,80) = 22,5 \text{ nm}$$

La figure A.4 montre la fonction de transmission d'une onde résonante dans une cavité, pour différentes finesse. Il faut noter que plus la finesse est faible, plus la largeur à mi-hauteur de la transmission est grande. Les cavités de faibles finesse peuvent admettre un plus grand  $\delta l$  (voir l'équation A.1).

La puissance intra-cavité des ondes est donnée par

$$P_{j,ca} = 2 \frac{P_{j,out}}{1 - R_1} \quad (\text{A.3})$$

Le facteur 2 est présent du fait du double passage dans le cristal dans notre cas.

Connaissant la puissance des ondes circulant dans la cavité de l'OPO, il est possible de calculer la puissance absorbé par le cristal à  $\lambda_s$  et  $\lambda_c$ . Cette quantité est donnée par la relation ci-dessous :

$$P_{j,abs} = \alpha P_{j,ca} L_c \quad (\text{A.4})$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du cristal de PPLN aux longueurs d'onde considérées. Concernant le complémentaire,  $\alpha = 0,01 \text{ cm}^{-1}$  [134], et  $\alpha = 0,08 \% \text{ cm}^{-1}$  pour le signal [135].

Pour connaître la distribution de température, il faut résoudre l'équation de la chaleur qui s'écrit [109, 136, 137]

$$\rho C_p \frac{\partial}{\partial t} T(x,y,z,t) - K_c \nabla^2 T(x,y,z,t) = q_{th}(x,y,z,t) \quad (\text{A.5})$$

avec :

- $T = T(x,y,z,t)$  la température en  $K$ ,
- $\rho$  la densité du matériau en  $kg; m^{-3}$ ,
- $C_p$  la chaleur massique en  $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ,
- $K_c$  la conductivité thermique en  $W.m^{-1}.K^{-1}$ ,
- $q_{th}$  la charge thermique<sup>1</sup> en  $W.m^{-3}$ .

En considérant que le régime permanent est établi, alors l'équation de la chaleur A.5 devient :

$$\nabla^2 T(x,y,z) = -\frac{1}{K_c} q_{th}(x,y,z) \quad (\text{A.6})$$

La chaleur massique rentre en compte pour déterminer l'évolution temporelle du profil de température. En considérant le problème en symétrie cylindrique, nous faisons l'hypothèse que la densité de flux de chaleur est également à symétrie radiale et ne dépend que des variables  $z$  et  $r$ . Avec ces hypothèses, l'équation de la chaleur devient :

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} T(r,z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} T(r,z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} T(r,z) = -\frac{1}{K_c} q_{th}(r,z) \quad (\text{A.7})$$

---

1. Également appelée puissance thermique dissipée par unité de volume.



où la charge thermique  $q_{th}(r,z)$  est à déterminer pour calculer la distribution de température. Par ailleurs, l'équation de la chaleur étant une équation du deuxième ordre, il faut vérifier deux conditions aux limites correspondant au problème. La première est de considérer que le flux thermique radial et la température du four régulant la température du cristal sont constant. La deuxième est de considérer le contact entre le four et le cristal parfait. Ainsi,

$$T(r_{bord}) = T_{four} \quad (\text{A.8})$$

Le contact entre le four et le cristal est extrêmement difficile à quantifier expérimentalement. Par conséquent, nous considérons que le cristal a la même température que le four, soit 79 °C.

En considérant ces hypothèses, l'élévation de température radiale  $\Delta T(r)$  avec un faisceau volumique s'écrit [135, 138, 139]

$$\Delta T(r) = kP_{j,ca} - \frac{\alpha P_{j,ca} r^2}{2\pi K_c \omega_j^2} \quad (\text{A.9})$$

avec

$$k = \frac{\alpha}{4\pi K_c} \left[ 0,577 + \ln\left(\frac{2r_0^2}{\omega_j^2}\right) \right]$$

où  $K_c$  est la conductivité thermique du matériau, valant  $4,5 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$  d'après [140] pour le niobate de lithium. Enfin,  $\omega_j$  est le rayon du faisceau dans le cristal. Connaissant la valeur de  $\Delta T$ , il est possible de calculer la variation de longueur optique des ondes dans le cristal.

Dans l'équation A.9,  $P_{j,ca}$  est la puissance intra-cavité de l'onde  $j$ , et  $r_0$  est la moitié de l'épaisseur du cristal ( $R/2$  sur la figure A.5).

$r$  représente les coordonnées radiales des faisceaux (voir figure A.5).

Finalement, nous cherchons la variation de longueur du cristal dans le sens de propagation du faisceau  $z$ . Ainsi, nous cherchons l'écart entre la température avec le passage du faisceau, et la température sans passage du faisceau. Ainsi, une hypothèse supplémentaire est d'avancer que l'élévation de température  $\Delta T$  recherché correspond à la température radiale entre le centre et le bord du cristal. Ainsi, l'équation A.9 devient

$$\Delta T = \frac{\alpha P_{j,ca}}{4\pi K_c} \left[ 0,577 + \ln\left(\frac{2r_0^2}{\omega_j^2}\right) \right] \quad (\text{A.10})$$

Maintenant, chaque onde introduit une élévation de température par l'absorption du cristal. Il faut alors additionner les contributions de chaque ondes. En notant  $\Delta L_{opt}$  cette variation, nous pouvons écrire :

$$\Delta L_{opt} = \Delta L_{indice} + \Delta L_{phy} \quad (\text{A.11})$$

avec

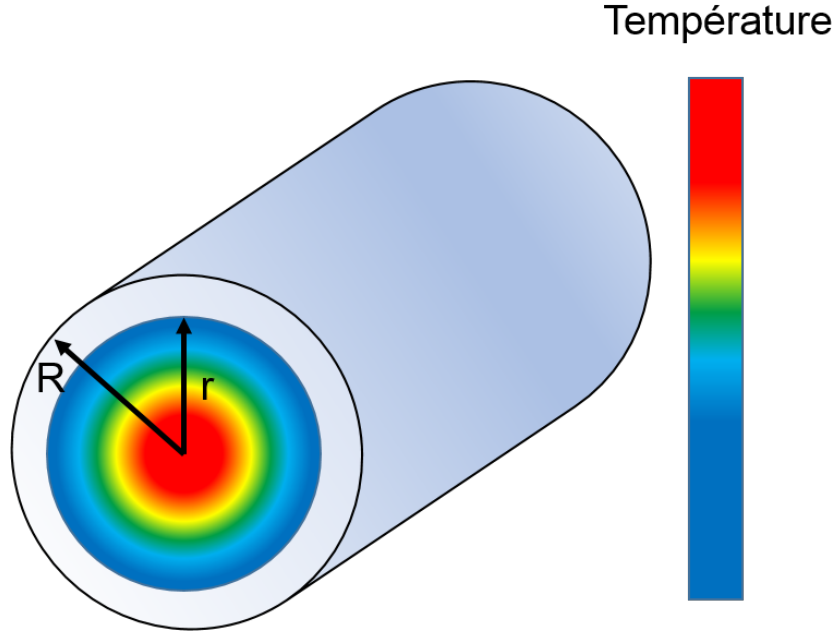


FIGURE A.5 – Représentation de l'élévation en température du cristal au passage d'un faisceau en symétrie cylindrique. La constante  $r$  est le rayon du faisceau,  $R$  et le rayon du cristal.

$$\begin{cases} \Delta L_{phy} = \beta L_c \sum_{j=p,s,c} \Delta T \\ \Delta L_{indice} = \frac{dn}{dT} L_c \sum_{j=p,s,c} \Delta T \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

alors,

$$\Delta L_{opt} = \left( \frac{dn}{dT} + \beta \right) L_c \sum_{j=p,s,c} \Delta T \quad (\text{A.13})$$

$\beta$  étant le coefficient de dilatation thermique du cristal, valant  $1,54 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  pour le niobate de lithium [141]. Le coefficient  $dn/dT$  représente la variation d'indice de réfraction en fonction de la température. L'indice de réfraction dépendant de la température, d'après les équation de Sellmeier [142],  $dn/dT$  vaut  $4,06 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  [143].

Le tableau A.1 résume la valeur des paramètres thermo-mécaniques utilisés pour le calcul.

En utilisant les valeurs du tableau A.1, et les équations, écrites ci-dessus, nous obtenons les résultats du tableau A.2.

Paramètres & Valeurs	
$L_c$ (mm)	4
$r_0 = R/2$ (mm)	0,5
$K_c$ ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	4,6
$\beta$ ( $K^{-1}$ )	$1,54.10^{-5}$
$dn/dT$ ( $K^{-1}$ )	$4,06.10^{-5}$

TABLEAU A.1 – Tableau résumant les constantes physiques du problèmes utilisées pendant les calculs. Pour rappel,  $L_c$  est la longueur du cristal ;  $r_0$  la demi épaisseur du cristal ;  $K_c$  la conductivité thermique du cristal ;  $\beta$  le coefficient de dilatation thermique du cristal ;  $dn/dT$  la variation d'indice de réfraction par unité de température.

Paramètres	$\lambda_s$	$\lambda_c$ ( $R = 0,98$ )	$\lambda_c$ ( $R = 0,80$ )
$\mathcal{F}$	$> 300$	206	26
$\Delta l$ (nm)		2,83	22,5
$\alpha$ ( $cm^{-1}$ )	0,08%	0,01	0,01
$P_{out}$ (mW)	15	0,44	5
$P_{ca}$ (W)	2,72	0,044	0,05
$P_{abs}$ ( $\mu W$ )	87	176	200
$\Delta T$ ( $\mu K$ )	144	29	33
$\Delta L_{phy}$ (pm)	88	17	20
$\Delta L_{opt}$ (nm)	2,30	0,4	0,536

TABLEAU A.2 – Tableau résumant les résultats des calculs thermiques.  $\mathcal{F}$  est la finesse de la cavité du complémentaire ;  $\Delta l$  la sensibilité fréquentielle du NesCOPO ;  $\alpha$  le coefficient d'absorption ;  $P_{out}$  la puissance de sortie des ondes ;  $P_{ca}$  la puissance intracavité des ondes ;  $P_{abs}$  la puissance absorbée par le cristal ;  $\Delta T$  l'élévation de température calculée avec l'équation A.10 ;  $\Delta L_{phys}$  la dilatation physique du cristal ;  $\Delta L_{opt}$  la dilatation optique du cristal.

Pour les faibles finesesses, l'augmentation de la cavité tend à compenser la dilatation du cristal liée à l'absorption du complémentaire et du signal par le cristal. A l'inverse, pour les grandes finesesses, la variation de longueur de cavité ne peut être compensé par la dilatation du cristal,  $\Delta l$  étant équivalent à  $\Delta L_{opt}$ .

En conclusion, la puissance intracavité est identique quelque soit la finesse considérée. Cela provoque alors un échauffement du cristal dû à l'absorption du complémentaire, similaire pour les deux finesesses. Néanmoins, la sensibilité avec laquelle le NesCOPO saute de mode quand la longueur optique varie est différentes pour les deux finesesses utilisées. Dans un premier cas, cette sensibilité est 10 fois supérieure à la dilatation du cristal, pour les faibles finesesses. A l'inverse, pour les hautes finesesses, la sensibilité est du même ordre

de grandeur que la dilatation du cristal. Ainsi, pour une même élévation de température, les cavités à grande finesse ont tendance à sauter de mode plus facilement. Cette étude a été présentée à CLEO Munich lors d'une session poster [144].

## Annexe B

Mise en place d'un banc de  
caractérisation de dérive fréquentielle  
d'une diode DFB

## B.1 Introduction

### B.1.1 Mise en contexte

Au début de ma thèse, nous avons envisagé de réaliser l'accord en longueur d'onde du laser de pompe de l'OPA en se basant sur le phénomène de dérive de fréquence des diodes DFB en régime impulsionnel. L'idée est de faire fonctionner une diode laser DFB en régime impulsionnel à l'aide d'une impulsion de courant afin de faire dériver sa longueur d'onde d'émission au cours du temps, pour découper des impulsions à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO). En changeant le délai de cette fenêtre temporelle par rapport au début de l'application de l'impulsion, il est ainsi possible de varier la longueur d'onde centrale d'émission (cf figure B.1).

Le fonctionnement de la diode laser DFB en régime impulsionnel se traduit par une variation brutale du courant d'alimentation de la diode. Cela implique alors, une variation tout aussi brutale du nombre de porteurs de charge et de la température dans le semi-conducteur. Ainsi, la fréquence du laser varie sur une échelle de temps de l'ordre de la nanoseconde à la centaine de microseconde [145,146]. Cette dérive est couramment appelée "chirp"<sup>1</sup>, ou glissement de fréquence. Le glissement de fréquence instantanée des diodes impulsionnelles s'explique par trois phénomènes que nous détaillerons dans la section B.1.2.

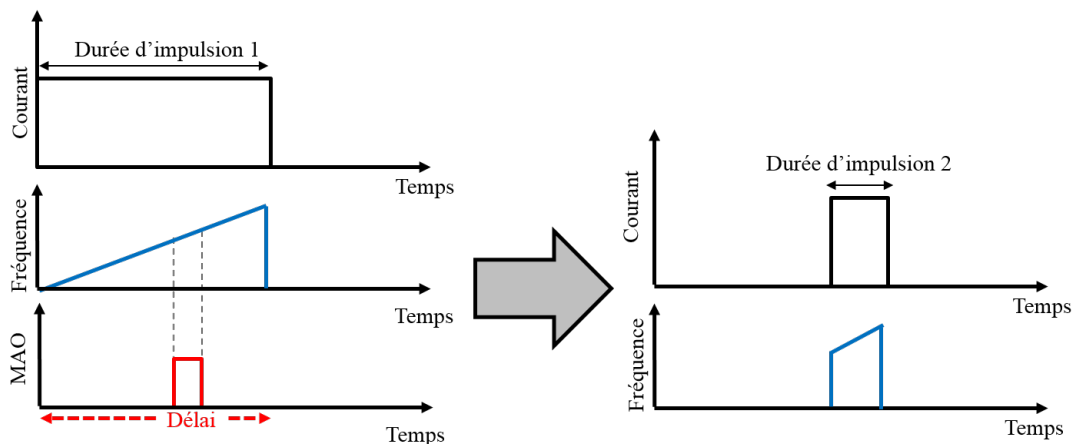


FIGURE B.1 – Schéma de principe de l'accord en fréquence d'une diode DFB impulsionnel en l'associant à un MAO.

### B.1.2 Chirp thermique

Comme son nom l'indique, la dérive de fréquence liée à ce phénomène est dû à la modification de température de la diode laser, observée sur des temps allant de la nanoseconde à la centaine de microsecondes. Suite à une excitation électrique, l'énergie cinétique de certains porteurs de charge en mouvement est convertie en chaleur par effet Joule.

1. signifie "gazouiller" en anglais

Cette élévation de température modifie les propriétés des différentes couches du matériau semi-conducteur. L'indice de réfraction est alors modifié et la fréquence optique également.

### B.1.3 Chirp transitoire et chirp adiabatique

Comme explicité plus haut, la modulation du courant d'une diode laser entraîne une variation de la densité des porteurs dans les régions actives du semi-conducteur, et donc implique une dérive en fréquence optique de la diode par variation de l'indice de réfraction. Il a été démontré que le chirp peut s'exprimer en fonction de la puissance optique de la diode par l'expression [147] :

$$\Delta\nu_a(t) = \frac{\alpha_H}{4\pi} \left( \frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} + \kappa P(t) \right) \quad (\text{B.1})$$

où  $P(t)$  est la puissance de la diode laser,  $\kappa$  le coefficient de chirp adiabatique et  $\alpha_H$  un coefficient, défini comme le rapport entre la variation de la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction lors d'une variation de porteurs dans le matériau. Cette expression fait intervenir deux termes. Le premier,  $\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt}$  correspond au chirp transitoire. Comme ce terme est proportionnel à la dérivé temporelle de la puissance, ce chirp sera présent essentiellement pour des variations de puissances (donc sur les fronts montants ou descendants des impulsions). Pour des diodes lasers directement modulées, le coefficient  $\alpha_H$  est positif. La dérive de fréquence est vers les hautes fréquences sur le front montant, et vers les basses fréquences sur le front descendant.

Le second terme,  $\kappa P(t)$  correspond au chirp adiabatique. La dérive de fréquence liée à ce phénomène est directement proportionnel à la modulation de courant appliquée à la diode laser. Le facteur  $\kappa$  dépend des paramètres physiques de la diode laser comme l'efficacité quantique ou le temps de vie des photons dans la cavité [147, 148]. Ce coefficient est généralement positif dans le cas d'une diode laser directement modulée et détermine le "sens" de la dérive de fréquence.

## B.2 Méthode de mesure

Afin d'optimiser les performances des réseaux de télécommunications basés sur la génération des bits d'information avec des diodes impulsionnelles, ce phénomène de glissement de fréquence a été étudié dans les années 1980-1990. Plusieurs méthodes ont été proposées dans la littérature pour étudier le chirp en fréquence des diodes laser. Nous présentons dans la section suivante la méthode couramment utilisée dans la littérature puis une variante que nous avons mise en place.

### B.2.1 Détection hétérodyne

La détection hétérodyne consiste à faire interférer, à l'aide d'un coupleur à fibre, la diode laser impulsionnelle à étudier avec un oscillateur locale continu, stabilisé en fréquence et accordable. En couplant la sortie du coupleur fibré à une photodiode, un signal de battement est observé. Ce signal de battement est en fait la différence de fréquence

entre la diode laser impulsionnelle et l'oscillateur local, soit

$$\nu_B(t) = \nu(t)_{DL} - \nu_{OL}(t) \quad (\text{B.2})$$

où  $\nu(t)_{DL}$  est la fréquence optique de la diode laser et  $\nu_{OL}$  la fréquence optique de l'oscillateur local. Le signal de battement inclut toutes les variations de fréquence de la diode laser impulsionnelle. De ce fait, le chirp en fréquence optique de la diode laser est directement transposé en un chirp de fréquence électrique vu à la photodiode. Le signal de battement nécessite un traitement numérique pour extraire la dérive de fréquence optique de la diode laser et ce sera détaillé dans la section B.3. La figure B.2 présente le schéma expérimental de détection hétérodyne ainsi que le signal de battement avec la dérive de fréquence associée.

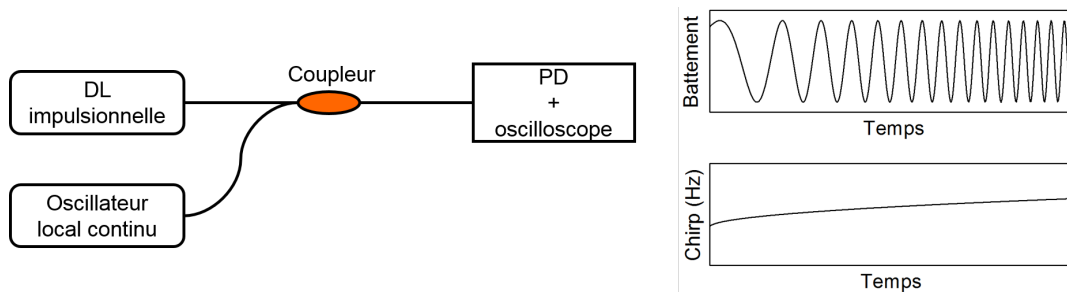


FIGURE B.2 – Représentation du banc de caractérisation de dérive fréquentielle de diode DFB hétérodyne.

## B.2.2 Détection auto-hétérodyne

Comme nous venons de le voir, la détection hétérodyne nécessite l'utilisation de deux lasers : la diode laser en régime impulsionnelle, et un oscillateur local continu stabilisé en fréquence. N'ayant pas de source laser faisant office d'oscillateur local à disposition, nous avons mis en place un banc de détection auto-hétérodyne qui ne nécessite pas l'utilisation d'oscillateur locale. Le montage expérimental est basé sur l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder fibré comme montré sur la B.3.

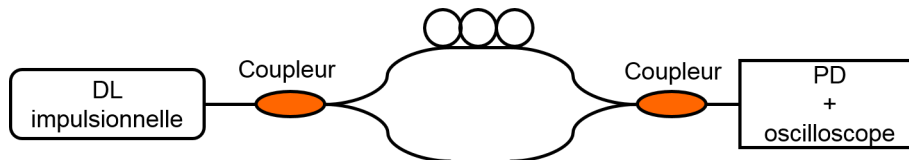


FIGURE B.3 – Représentation du banc de caractérisation de dérive fréquentielle d'une diode DFB par détection auto-hétérodyne.

Les impulsions issues de la diode DFB sont injectées dans l'interféromètre de Mach-Zehnder, constitué de deux bras. Sur un des deux bras est inséré une fibre optique de



longueur  $L$  connue. Par conséquent, la partie du signal allant dans le bras avec la fibre optique de longueur  $L$ , aura parcouru plus de distance que l'autre partie du signal. La longueur de la fibre étant de quelques mètres, lors de la recombinaison des deux ondes, des interférences vont se produire. Comme les deux impulsions ne parcourent pas le même chemin optique, les impulsions parcourant la fibre  $L$  seront en retard par rapport aux autres. La diode laser étant en régime impulsionnelle, la fréquence optique dérive dans les impulsions. Par conséquent, lors de la recombinaison des deux ondes, un signal de battement est visible à l'oscilloscope. Comme pour la détection hétérodyne, la fréquence de signal de battement  $\nu_B(t)$  s'écrit

$$\nu_B(t) = \nu_{DL}(t) - \nu_{DL}(t - \tau) \quad (\text{B.3})$$

où  $\nu_{DL}(t - \tau)$  est la fréquence optique de l'impulsions retardée. Cette méthode nécessite

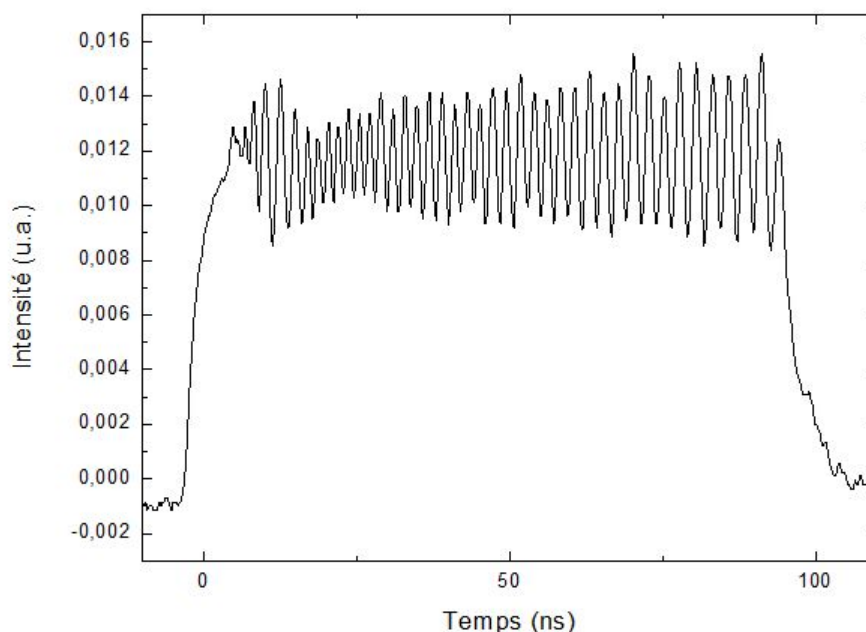


FIGURE B.4 – Signal de battement obtenu avec une fibre retardatrice de 2 m et des impulsions de 100 ns.

également un traitement numérique pour déterminer le chirp fréquentiel des impulsions.

### B.3 Analyse théorique

Dans cette partie, nous allons décrire le traitement mathématique de la détection hétérodyne et auto-hétérodyne. Pour simplifier les notations, nous appelons le champ électrique des impulsions non retardées  $DLI$  et celui des impulsions retardées  $DLR$  (voir la figure B.3). Ainsi, les fréquences optiques correspondant à ces champs électriques sont notées  $\nu_{DLI}(t)$  et  $\nu_{DLR}(t)$ . Lorsque la détection est en cours, la photodiode reçoit les

champs électriques  $DLI$  et  $DLR$  dont les fréquences sont différentes. Le courant  $I(t)$  en sortie de la photodiode peut s'écrire :

$$I(t) \propto 2E_{DLI}(t)E_{DLR}(t) \cos(\nu(t)t + \phi(t)) \quad (\text{B.4})$$

avec  $E_{DLI}$  et  $E_{DLR}$  les amplitudes des champs reçus par la photodiode,  $\nu(t)$  la fréquence du battement et  $\phi(t)$  la phase instantanée.

La fréquence instantanée du signal de battement  $f_b$  est liée à la phase instantanée de ce battement, par la relation [149] :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} = \nu_b \quad (\text{B.5})$$

Comme la fréquence de ce battement est en fait la différence de fréquence optique entre les champs  $I_{DLI}$  et  $I_{DLR}$ , alors :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} = \nu_{DLI}(t) - \nu_{DLR}(t) \quad (\text{B.6})$$

La phase du signal de battement peut être extraite par un algorithme par la transformée de Hilbert.

Maintenant que nous connaissons la différence de fréquence optique entre les deux impulsions, nous pouvons alors déterminer la dérive de fréquence cumulée sur le temps des impulsions. En intégrant la dérive de fréquence de l'équation B.6 sur la durée d'impulsion, nous obtenons la dérive de fréquence cumulée sur le temps des impulsions, soit :

$$\Delta\nu_{cumul} = \frac{nL}{c} \int_0^{t_{imp}} [\nu_{DLI}(t) - \nu_{DLR}(t)] dt \quad (\text{B.7})$$

avec  $L$  la longueur de la fibre retardatrice, et  $n$  l'indice de réfraction de la fibre à la longueur d'onde de la diode. Cette relation nous permet d'obtenir la variation de la dérive de la fréquence au cours du temps. Elle nous permet entre autres d'observer différents régimes de dérive de fréquence.

## B.4 Dispositif expérimental et premiers résultats

Pour caractériser le chirp, nous réalisons le montage de détection auto-hétérodyne décrit sur la figure B.3. Nous utilisons une diode DFB commerciale, émettant à 1030 nm, pilotée en régime impulsionnel. Ce régime est atteint grâce au driver commercial de la diode qui peut injecter des impulsions de courants de durée minimale 10 ns. Pour la détection, nous utilisons une photodiode rapide reliée à un oscilloscope dont la bande passante est de 500 MHz. Nous utilisons toujours une fibre de 2 m de long pour introduire le retard.

En cumulant la fréquence de battement au cours du temps, nous pouvons remonter à la dérive de fréquence de la diode laser comme expliqué à la section B.3. La figure B.5 présente cette dérive de fréquence pour des impulsions de courant de 100 ns et différentes amplitudes de courant ou taux de pompage par rapport au seuil continu allant de 1,4 fois le seuil à 2,3 fois le seuil en continu qui est de 70 mA.

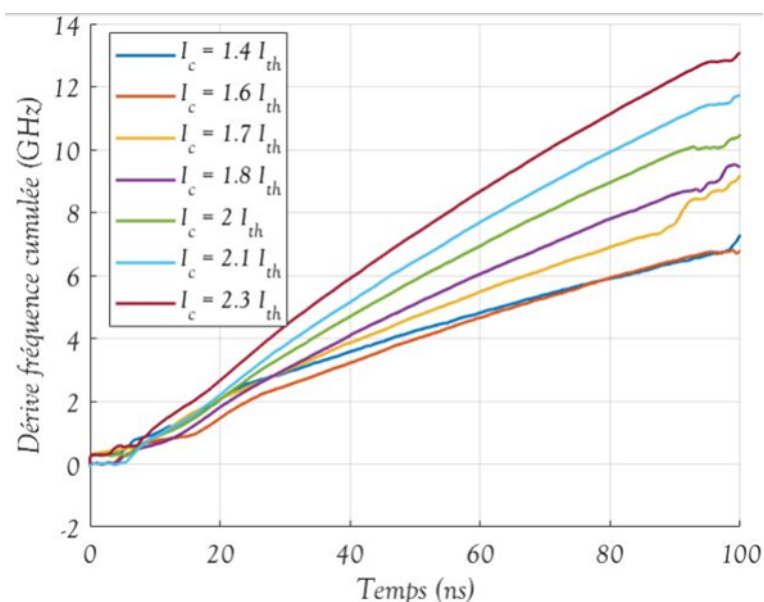


FIGURE B.5 – Dérive de fréquence de la diode laser pendant 100 ns après l'application du courant d'alimentation et pour différentes amplitudes.

Les deux principaux éléments dimensionnant pour l'application recherchée sont d'une part l'écart en fréquence maximum et la plage de courant accessible. D'autre part, nous avons accès à la dérive de fréquence de la diode pendant une durée de 10 ns qui correspond à la durée des impulsions souhaitée pour l'application LIDAR. A partir de la figure B.5, nous pouvons voir que la dérive de fréquence a tendance à augmenter avec l'amplitude du courant d'alimentation. Pour les taux de pompage les plus faibles, cette dérive est d'environ 700 MHz sur 10 ns, alors que pour les taux de pompage les plus élevés cette dérive est de l'ordre de 1 GHz pour 10 ns. Un élargissement apparent de la raie de plusieurs centaines de MHz n'est pas acceptable au regard de nos applications lidar, qui requièrent une largeur de raie inférieure à 100 MHz. Donc il faudrait travailler avec des taux de pompage faibles, très proches du seuil d'oscillation de la diode DFB. La plage de fréquence accessible une fois la découpe des impulsions effectuée à l'aide du MAO va dépendre du retard entre la consigne de courant et la consigne du MAO. Nous voyons d'après la figure 1.5, que pour un délai de 80 ns la plage totale est de 5 GHz, ce qui est compatible avec l'application visée (un basculement ON/OFF de 5 GHz permet de réaliser des mesures de concentration à pression atmosphérique d'un large panel d'espèces gazeuses, en particulier les gaz à effet de serre). Toutefois, comme évoqué précédemment, il faut travailler avec des faibles dérives de fréquence dans l'impulsion ce qui restreint la gamme de taux de pompage accessible.

Il est par conséquent préférable de travailler avec des consigne de courant plus importants soit plusieurs centaines de ns voire jusqu'à plusieurs  $\mu s$ . En effet, comme le montre la figure B.6, nous pouvons observer plusieurs plages de dérive de fréquence. Au début, nous observons une dérive de fréquence importante, de l'ordre de 70 MHz/ns à 120 MHz/ns pendant les premières 50 ns. Ensuite, la dérive de fréquence est plus faible, comprise entre 10 MHz/ns et 20 MHz/ns selon l'amplitude de la consigne de courant imposée.

Il est favorable de se placer à des délais importants entre la consigne de courant et la consigne du MAO, de sorte que l'accordabilité puisse se faire sur une plage de fréquence la plus grande possible. Par exemple, pour un délai de  $1 \mu s$  et un taux de pompage compris entre 1,4 et 1,9 fois le seuil continu, l'écart de fréquence est supérieur à 10 GHz, plus important que pour un délai de 100 ns.

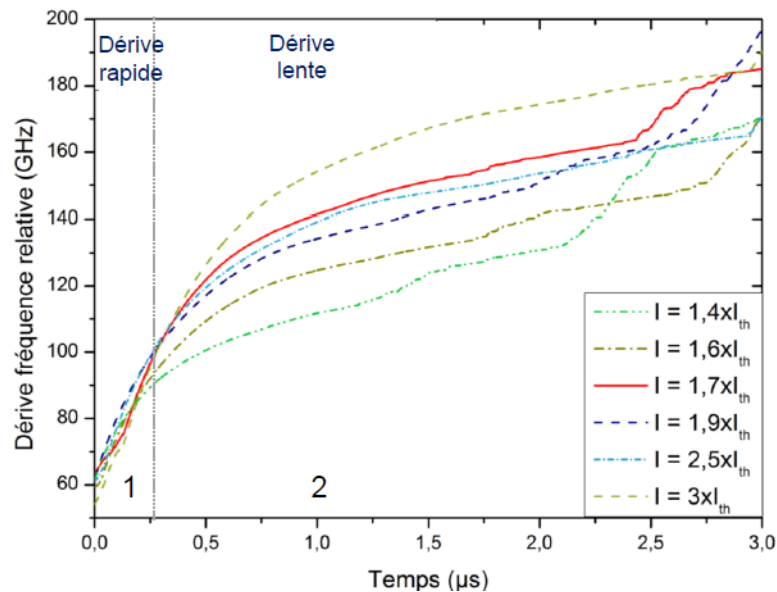


FIGURE B.6 – Mesure de la fréquence cumulée de la diode DFB pendant une impulsion de  $3 \mu s$  pour différentes valeurs de courant crête.

Un paramètre important à caractériser est la reproductibilité de la dérive de fréquence de la diode laser pour une consigne de courant donnée. En effet, étant donné le caractère transitoire de l'émission de la diode alimentée par des impulsions de courant, et le fait que la dérive de fréquence est essentiellement dominée par des effets de dérive thermique, il est important de vérifier la stabilité de cette dérive de fréquence tir à tir. Toute variation se traduira par un jitter en fréquence d'un tir à l'autre après l'étape de découpage temporel par le MAO, comme le montre la figure B.7. Sur cette figure, nous avons mesuré la fréquence cumulée de cinq tirs de la diode DFB, soumis au même courant sur 300 ns. Le jitter est d'environ 600 MHz pour un délai de 200 ns. Afin de limiter cette variation et produire des dérives de fréquence reproductibles, il faut mettre en place des techniques de réduction de la dérive de fréquence décrites dans le paragraphe suivant.

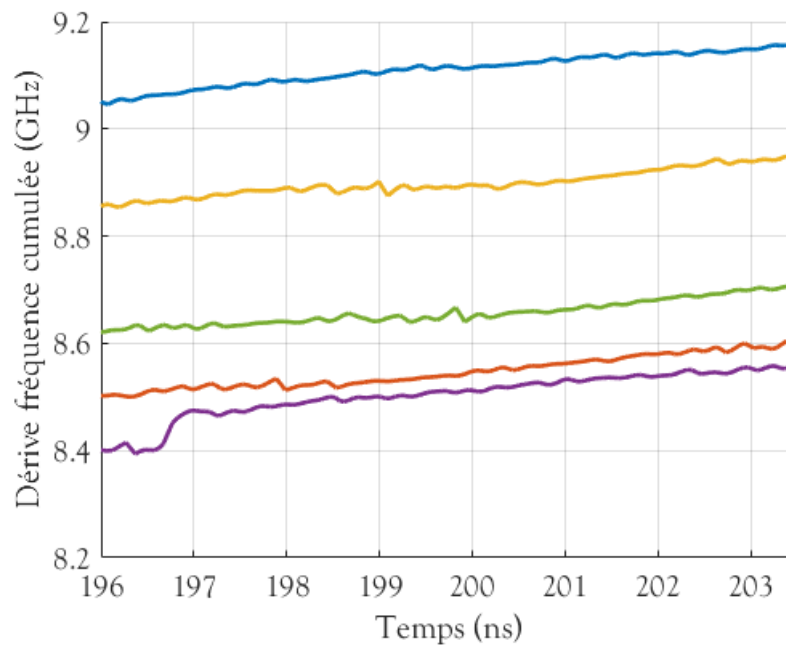


FIGURE B.7 – Mise en évidence du jitter en fréquence instantanée sur plusieurs tirs en fonction du temps.

## B.5 Réduction de la dérive de fréquence

Plusieurs techniques de réduction de dérive en fréquence des diodes DFB existent. Nous proposons d'en présenter deux, dont celle que nous avons utilisée.

### B.5.1 Chauffage en pente douce et chauffage sous-seuil

L'idée principale de la première solution, est de compenser le chirp adiabatique par le chirp thermique. Le chirp adiabatique s'exprime sur les premières nanosecondes des impulsions, tandis que le chirp thermique présente des constantes de temps de la dizaine de nanosecondes à plusieurs microsecondes [8]. Ainsi, la technique de chauffage en pente douce, comme l'indique son nom, est d'envoyer à la diode une impulsions de courant avec un front montant ayant une pente douce. Cela permet ainsi de laisser le temps au chirp thermique de s'installer et de compenser le chirp adiabatique. Nous appelons cette technique CPD.

La deuxième technique, appelée Chauffage Sous-Seuil (CSS), consiste à réduire l'amplitude des impulsions de courant envoyées à la diode en ajoutant un courant continu en-dessous du seuil, sinon la diode émettrait un rayonnement en continu en plus des impulsions. Lorsqu'une impulsion de courant est envoyée à la diode, celle-ci reçoit alors une impulsion de courant d'amplitude plus faible. Grâce à cette technique, la diode refroidit moins entre deux impulsions de courant, et ainsi le chirp en fréquence est réduit.

Il est également possible d'associer les deux techniques pour réduire d'avantage le chirp en fréquence.

La figure B.8 représente les différents chirp en fréquence correspondant à ces différentes techniques. Cette figure est prélevée dans la thèse de Gaël Simon [8]. La colonne en noire

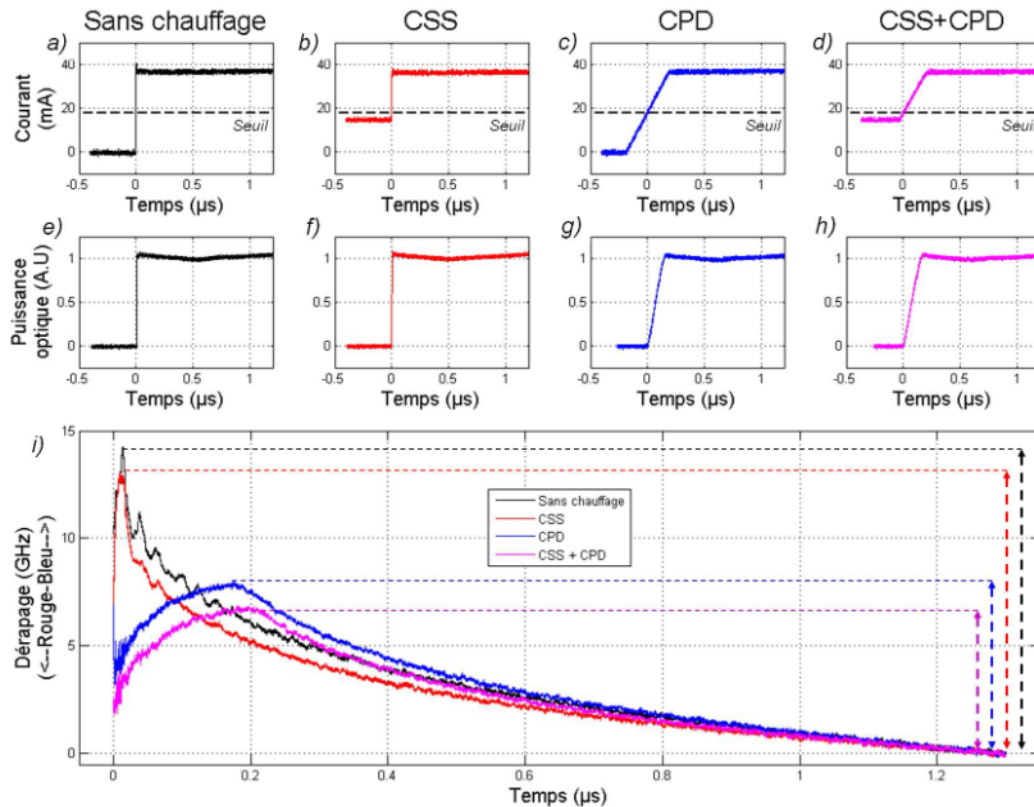


FIGURE B.8 – Différents type de courant appliqués à la diode laser (haut), puissance optique du laser (milieu), chirp correspondant aux différentes techniques (bas). Figure issue de la thèse de Gaël Simon [8].

représente le cas traditionnel d'émission de la diode, où le courant passe de 0 mA à 40 mA. Dans ce cas, le courant ne passe pas de 0 mA à 40 mA, mais de 15 mA à 40 mA. Dans les deux cas, on constate une augmentation abrupte de la fréquence instantanée. Cela correspond alors au cas où le chirp adiabatique domine le chirp thermique. Néanmoins, la technique CSS permet de réduire le chirp en fréquence de 10%. La colonne bleue représente la technique CDP. Enfin la dernière colonne, rose, représente l'association des techniques CSS et CDP. Nous voyons bien sur la figure B.8, que la technique CDP réduit la dérive en fréquence de 45% par rapport à la première technique. L'association des deux techniques réduit ce phénomène de 53%. Ce résultat permet de déduire que la technique CDP (ou CDP + CSS) est optimale pour la réduction de la dérive en fréquence des diodes laser. Néanmoins, notre alimentation de courant de la diode laser ne nous permet pas d'appliquer simultanément les deux techniques. Par conséquent, notre seule possibilité est d'utiliser la technique CSS.

## B.5.2 Résultats expérimentaux de réduction de dérive de fréquence

La figure B.9 présente les résultats de la réduction du chirp en fréquence via la technique CSS. Cette méthode permet de limiter les fluctuations de dérive de fréquence d'une impulsion à la suivante. Nous avons tracé sur la figure B.9 plusieurs séries de dérives de fréquence à deux intensités de courant crêtes proches (90 et 95 mA), et pour un fond continu de courant identique (70 mA) légèrement en dessous du seuil laser de la diode. On observe bien une superposition des courbes indiquant que la technique CSS améliore bien la reproductibilité des expériences. Les fluctuations de la fréquence instantanée pour un délai de 200 ns sont représentées sur la figure B.10.

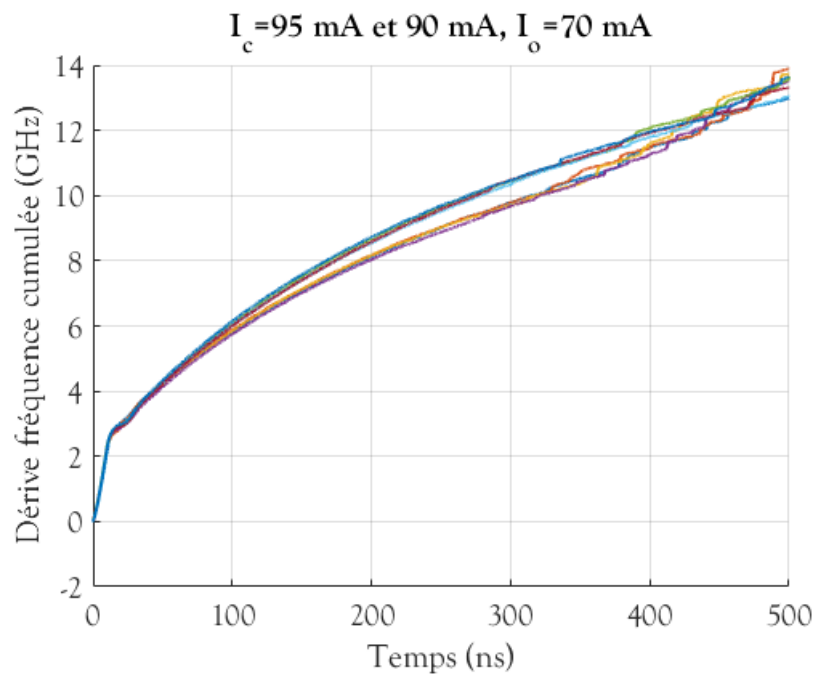


FIGURE B.9 – Mesures de la dérive de fréquence pour une série d'impulsions de courant présentant le même fond continu (70 mA) et deux intensités crêtes différentes (95 mA et 90 mA).

Elles sont de l'ordre de 150 MHz pour le courant crête le plus fort, et 140 MHz pour le plus faible. Ce résultat n'est pas acceptable avec les applications lidar souhaitées.

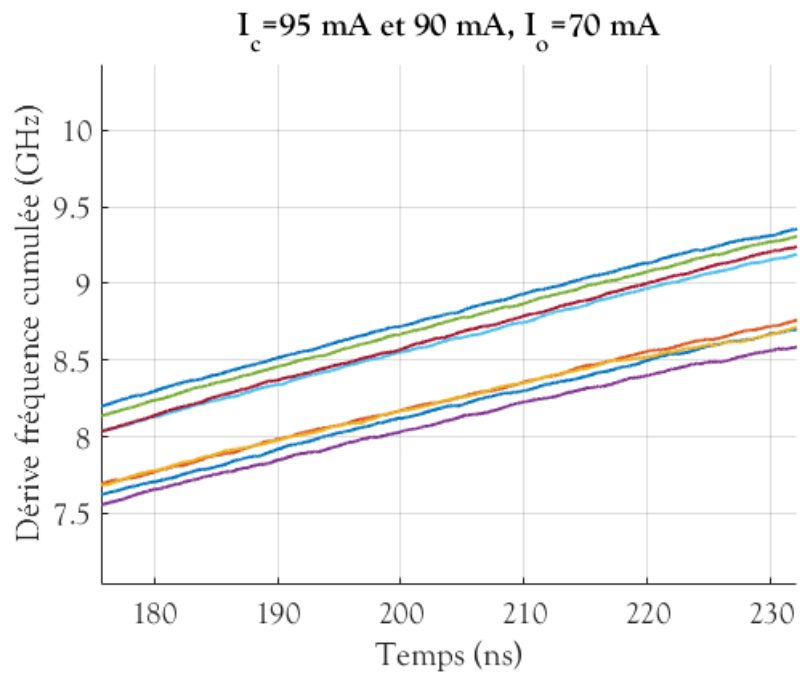


FIGURE B.10 – Mise en évidence du jitter en fréquence instantanée sur plusieurs tirs en fonction du temps, présentant le même fond continu (70 mA) et deux intensités crêtes différentes (95 mA et 90 mA).



## B.6 Conclusion

En conclusion, les expériences préliminaires de dérive de fréquence d'une diode laser DFB par application d'une consigne de courant en régime impulsionnel permettent de confirmer que la méthode proposée (figure B.1)) n'est pas compatible avec l'application visée. En ajustant l'amplitude des impulsions de courant entre typiquement 1,5 et 2 fois le seuil d'oscillation et le délai entre l'impulsion de courant et la consigne du MAO autour de  $1 \mu s$  et en utilisant un chauffage sous le seuil, il est possible d'envisager la génération d'impulsions d'une durée de 10 ns présentant une dérive en fréquence inférieure à quelques 100 MHz, et accordable sur une plage supérieure à 10 GHz. Néanmoins, la reproductibilité de cette technique ne laisse pas paraître sa fiabilité. En cherchant à diminuer les fluctuations de la fréquence instantanée tir à tir, nous ne sommes pas parvenus à obtenir des jitter inférieurs à 150 MHz. Cela augmenterait considérablement les incertitudes de mesures pour d'éventuelle campagnes lidar.



# Liste des communications

## Conférences Internationales

- T. Hamoudi, X. Délen, J. Dherbecourt, A. Godard, J. Melkonian, M. Raybaut and P. Georges, "Parametric source for DIAL applications, pumped by a single-frequency, nanosecond, multi-mJ, 5 kHz, hybrid master oscillator power amplifier", in 2020 EuroPhoton. Oral
- T. Hamoudi X. Délen, J. Dherbecourt, A. Godard, J. Melkonian, M. Raybaut and P. Georges, Hybrid master oscillator power amplifier single-frequency, nanosecond, multi-mJ, 5 kHz at 1030 nm," in 2020 Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020). Oral
- R. Chtouki, T. Hamoudi, J. Dherbecourt, J. Melkonian, A. Durecu, P. Bourdon, A. Godard and M. Raybaut, "Spectral characterization of a diode pumped doubly resonant nested cavity optical parametric oscillator" in 2020 Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020).
- T. Hamoudi, J. Dherbecourt, X. Délen, A. Godard, P. Georges, J. Melkonian, and M. Raybaut, "Thermal effects in a single-frequency optical parametric oscillator pumped by a master oscillator fiber amplifier laser," in 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics European and European Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019). Poster.
- A. Godard, G. Walter, T. Hamoudi, Q. Berthomé, J. Dherbecourt, et al.. OPOs for standoff gas sensing. Advance Laser Technologies –ALT2019, Sep 2019, PRAGUE, Czech Republic. Oral
- J. Dherbecourt, J. Armougom, G. Walter, T. Hamoudi, J. Melkonian, et al.. Parametric Sources for Chemicals and Gas Sensing. PIERS : Photonics and Electromagnetics Research Symposium, Jun 2019, ROME, Italy. Oral
- J-B. Dherbecourt, J. Melkonian, R. Santagat, J. Armougom, T. Hamoudi, Q. Berthomé, P. Nicolas, C. Blanchard, V. Lebat, N. Tanguy, A. Godard, M. Raybaut, N. Cézard, B. Augère, C. Besson, A. Dol-Bouteyre, D. Fleury, D. Goular, S. Le Méhauté, J. Le Gouet, C. Planchat, M. Valla, and T. Huet, "DIAL Lidars for safety and security

applications,"in Laser Congress 2019 (ASSL, LAC,LSC), OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019), paper LM2B.2. Oral

- J. Armougom, T. Hamoudi, J. Dherbecourt, J. Melkonian, A. Godard, and M. Raybaut, "Multispecies DIAL remote gas detection using nested cavity optical parametric oscillators," in Light, Energy and the Environment 2018 (E2, FTS, HISE, SOLAR, SSL), OSA Technical. Oral

## Conférences Nationales

- T. Hamoudi, X. Délen, J. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Godard, P. Georges, "Maîtrise du contenu spectral d'une diode DFB en régime impulsionnelle," in Optique Toulouse -2018. Oral et Poster
- T. Hamoudi, X. Délen, J. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Godard, P. Georges, "Nouveaux concept de source laser et paramétriques pour LIDAR à absorption différentielle," in Lidar -2017 : Journée thématique LIDAR 2017 -nouveaux développements instrumentaux en laboratoire. Oral et Poster

# Bibliographie

- [1] Jean-Marc Barnola. *Etude des variations passées du CO<sub>2</sub> atmosphérique à partir de l'analyse de l'air piégé dans la glace : détermination du niveau pré-industriel, description de la transition âge glaciaire-holocène*. Theses, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, June 1984.
- [2] Antoine Godard. Infrared (2–12  $\mu\text{m}$ ) solid-state laser sources : a review. *Comptes Rendus Physique*, 8(10) :1100 – 1128, 2007. Optical parametric sources for the infrared.
- [3] Erwan Cadiou, Dominique Mammez, Jean-Baptiste Dherbecourt, Guillaume Gorju, Jacques Pelon, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard, and Myriam Raybaut. Atmospheric boundary layer co<sub>2</sub> remote sensing with a direct detection lidar instrument based on a widely tunable optical parametric source. *Opt. Lett.*, 42(20) :4044–4047, Oct 2017.
- [4] Guillaume Aoust. *Développement de sources infrarouges et de résonateurs en quartz pour la spectroscopie photoacoustique*. PhD thesis, 2016. Thèse de doctorat dirigée par Lefebvre, Michel, optoélectronique, microondes Paris Saclay 2016.
- [5] B. Scherrer, I. Ribet, A. Godard, E. Rosencher, and M. Lefebvre. Dual-cavity doubly resonant optical parametric oscillators : demonstration of pulsed single-mode operation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(10) :1716, 2000.
- [6] Arlee V. Smith. How to use SNLO nonlinear optics software to select nonlinear crystals and model their performance. In Kenneth L. Schepler, Dennis D. Lowenthal, and Jeffrey W. Pierce, editors, *Nonlinear Frequency Generation and Conversion : Materials, Devices, and Applications II*, volume 4972, pages 50 – 57. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003.
- [7] I.E. Gordon, L.S. Rothman, C. Hill, R.V. Kochanov, Y. Tan, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, A. Campargue, K.V. Chance, B.J. Drouin, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, J.T. Hodges, D. Jacquemart, V.I. Perevalov, A. Perrin, K.P. Shine, M.-A.H. Smith, J. Tennyson, G.C. Toon, H. Tran, V.G. Tyuterev, A. Barbe, A.G. Császár, V.M. Devi, T. Furtenbacher, J.J. Harrison, J.-M. Hartmann, A. Jolly, T.J. Johnson, T. Karman, I. Kleiner, A.A. Kyuberis, J. Loos, O.M. Lyulin, S.T. Massie, S.N. Mikhailenko, N. Moazzen-Ahmadi, H.S.P. Müller, O.V. Naumenko, A.V. Nikitin, O.L. Polyansky, M. Rey, M. Rotger, S.W. Sharpe, K. Sung, E. Starikova, S.A. Tashkun, J. Vander Auwera, G. Wagner, J. Wilzewski, P. Wcisło, S. Yu, and E.J. Zak. The hitran2016 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 203 :3 – 69, 2017. HITRAN2016 Special Issue.

- [8] Gaël Simon. *Introduction des technologies de multiplexage en longueur d'onde dense dans les futures générations de réseaux d'accès optique*. PhD thesis, 2016. Thèse de doctorat dirigée par Érasme, Didier Electronique et communications Paris, ENST 2016.
- [9] Rod A. Robinson, Peter T. Woods, and Martin J. T. Milton. DIAL measurements for air pollution and fugitive-loss monitoring. In Peter Fabian, Volker Klein, Maurus Tacke, Konradin Weber, and Christian Werner, editors, *Air Pollution and Visibility Measurements*, volume 2506, pages 140 – 149. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1995.
- [10] Philip A. Martin. Near-infrared diode laser spectroscopy in chemical process and environmental air monitoring. *Chem. Soc. Rev.*, 31 :201–210, 2002.
- [11] D. Marinov J. M. Rey D. E. Vogler M. W. Sigrist, R. Bartlome and H. Wächter. Trace gas monitoring with infrared laser-based detection schemes. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 90 :289–300, 2008.
- [12] Jane Hodgkinson and Ralph P Tatam. Optical gas sensing : a review. *Measurement Science and Technology*, 24(1) :012004, nov 2012.
- [13] C. W. Van Neste, L. R. Senesac, and T. Thundat. Standoff spectroscopy of surface adsorbed chemicals. *Analytical Chemistry*, 81(5) :1952–1956, 2009. PMID : 19186935.
- [14] Quentin Clement. *Optical parametric sources for stand-off long-wave infrared gas detection*. Theses, Ecole Polytechnique, 2015.
- [15] Julie Armougom. *Nouvelles sources optiques pour la détection d'espèces chimiques dans la bande III*. PhD thesis, 2018. Thèse de doctorat dirigée par Boulanger, Benoît Optique et radiofréquences Université Grenoble Alpes (ComUE) 2018.
- [16] Pierre H. FLAMANT. Lidars atmosphériques et météorologiques principes fondamentaux. *Techniques de l'ingénieur Systèmes optroniques*, base documentaire : TIB453DUO.(ref. article : e4310), 2017. fre.
- [17] Erwan Cadiou, Jean-Baptiste Dherbecourt, Myriam Raybaut, Guillaume Gorju, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard, and Jacques Pelon. Multiple-species dial for h<sub>2</sub>o, co<sub>2</sub>, and ch<sub>4</sub> remote sensing in the 1.98 – 2.30  $\mu\text{m}$  range. In *Imaging and Applied Optics 2018 (3D, AO, AIO, COSI, DH, IS, LACSEA, LS&C, MATH, pcAOP)*, page LTu5C.5. Optical Society of America, 2018.
- [18] Jessica Barrientos Barria, Alexandre Dobroc, Hélène Coudert-Alteirac, Myriam Raybaut, Nicolas Cezard, Jean-Baptiste Dherbecourt, Basile Faure, Grégoire Souhait e, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard, Michel Lefebvre, and Jacques Pelon. 3.3 - 3.7 $\mu\text{m}$  opo/opa optical source for multi-species 200m range integrated path differential absorption lidar. In *Advanced Solid-State Lasers Congress*, page LTh1B.4. Optical Society of America, 2013.
- [19] James B. Abshire, Haris Riris, Clark J. Weaver, Jianping Mao, Graham R. Allan, William E. Hasselbrack, and Edward V. Browell. Airborne measurements of co<sub>2</sub> column absorption and range using a pulsed direct-detection integrated path differential absorption lidar. *Appl. Opt.*, 52(19) :4446–4461, Jul 2013.

- [20] Jeremy Dobler, Fenton Harrison, Edward Browell, Bing Lin, Doug McGregor, S. Kooi, Yonghoon Choi, and Syed Ismail. Atmospheric co<sub>2</sub> column measurements with an airborne intensity-modulated continuous wave 157  $\mu\text{m}$  fiber laser lidar. *Applied optics*, 52 :2874–92, 04 2013.
- [21] M. Quatrevalet, X. Ai, A. Pérez-Serrano, P. Adamiec, J. Barbero, A. Fix, J. M. G. Tijero, I. Esquivias, J. G. Rarity, and G. Ehret. Atmospheric co<sub>2</sub> sensing with a random modulation continuous wave integrated path differential absorption lidar. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 23(2) :157–167, 2017.
- [22] Scott C. Buchter, Bo Andersen, Martin D. Nielsen, Kim P. Hansen, and Harald Simonsen. Nanosecond supercontinuum generation at the mJ level. In Jonathan A. C. Terry and W. Andrew Clarkson, editors, *Solid State Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, volume 5620, pages 22 – 27. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2004.
- [23] Antoine Berrou. *Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications*. PhD thesis, 2008. Thèse de doctorat dirigée par Labachellerie, Michel de et Lefebvre, Michel Physique Palaiseau, Ecole polytechnique 2008.
- [24] J. Barrientos-Barria, J. . Dherbecourt, M. Raybaut, A. Godard, J. M. Melkonian, M. Lefebvre, B. Faure, and G. Souhaité. 3.3–3.7  $\mu\text{m}$  nested cavity ope pumped by an amplified micro-laser for portable dial. In *2013 Conference on Lasers Electro-Optics Europe International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/I-QEC*, pages 1–1, May 2013.
- [25] B. Hardy-Baranski. *Façonnage du contenu spectral d'un OPO doublement résonant par maîtrise de la phase relative, applications pour la spectroscopie*. Thèse, Ecole Polytechnique X, 2011.
- [26] Antoine Godard, Myriam Raybaut, and Michel Lefebvre. Nested Cavity Optical Parametric Oscillators (NesCOPO) - A tunable frequency synthesizer for Gas Sensing. In *Encyclopedia of analytical chemistry*. 2017.
- [27] Gerd A. Wagner and David F. Plusquellic. Multi-frequency differential absorption lidar system for remote sensing of co<sub>2</sub> and h<sub>2</sub>o near 1600 nm. *Opt. Express*, 26(15) :19420–19434, Jul 2018.
- [28] O.A. Romanovskii, S.A. Sadovnikov, O.V. Kharchenko, and S.V. Yakovlev. Development of near/mid ir differential absorption ope lidar system for sensing of atmospheric gases. *Optics & Laser Technology*, 116 :43 – 47, 2019.
- [29] Steven Li, Haris Riris, Kenji Numata, Stewart Wu, Demetrios Poullos, Anand Ramanathan, James Abshire, and Michael Krainak. Tunable narrow linewidth laser source for a methane lidar. *IEEE Aerospace Conference Proceedings*, 03 2012.
- [30] Erwan Cadiou. *LIDAR DIAL multi espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Pelon, Jacques Physique Université Paris-Saclay (ComUE) 2017.
- [31] Simone Santoro, Stefano Parracino, Luca Fiorani, Roberto D'aleo, Enzo ferdinando, gaetano giudice, Giovanni Maio, marcello nuvoli, and Alessandro Aiuppa. Volcanic

- plume co<sub>2</sub> flux measurements at mount etna by mobile differential absorption lidar. *Geosciences*, 7, 03 2017.
- [32] Luca Fiorani, Simone Santoro, Stefano Parracino, Marcello Nuvoli, Carmine Minopoli, and Alessandro Aiuppa. Volcanic co<sub>2</sub> detection with a dfm/opa-based lidar. *Opt. Lett.*, 40(6) :1034–1036, Mar 2015.
- [33] Julie Armougom, Jean-Michel Melkonian, Myriam Raybaut, Jean-Baptiste Dherbecourt, Antoine Godard, Nicolas Cezard, Riaan Coetzee, Valdas Pašiškevičius, and Jiří Kadlčák. Standoff detection of hazardous chemicals using a longwave infrared parametric source. In *Imaging and Applied Optics 2018 (3D, AO, AIO, COSI, DH, IS, LACSEA, LS&C, MATH, pcAOP)*, page LTu5C.6. Optical Society of America, 2018.
- [34] J. Armougom, J. Melkonian, M. Raybaut, J. Dherbecourt, G. Gorju, A. Godard, R. Cotzee, V. Pašiškevičius, and J. Kadlčák. Longwave infrared lidar based on parametric sources for standoff detection of gaseous chemicals. In *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pages 1–2, May 2018.
- [35] S.Ismail et al. Airborne and spaceborne lidar measurements of water vapor profiles : a sensitivity analysis. 28.
- [36] M. Wirth et al. The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar wales : system design and performance.
- [37] J. Barrientos Barria, D. Mammez, E. Cadiou, J. B. Dherbecourt, M. Raybaut, T. Schmid, A. Bresson, J. M. Melkonian, A. Godard, J. Pelon, and M. Lefebvre. Multispecies high-energy emitter for co<sub>2</sub>, ch<sub>4</sub>, and h<sub>2</sub>o monitoring in the 2  $\mu$ m range. *Opt. Lett.*, 39(23) :6719–6722, Dec.
- [38] Kenji Numata, Haris Riris, Steven X. Li, Stewart T. Wu, Stephan R. Kawa, Michael A. Krainak, and James B. Abshire. Ground demonstration of trace gas lidar based on optical parametric amplifier. *Journal of Applied Remote Sensing*, 6(1) :1 – 11, 2012.
- [39] B. Thomas et al. Remote sensing of atmospheric gases with optical correlation spectroscopy and lidar : first experimental results on water vapor profile measurements.
- [40] Gerd A. Wagner and David F. Plusquellic. Ground-based, integrated path differential absorption lidar measurement of co<sub>2</sub>, ch<sub>4</sub>, and h<sub>2</sub>o near 1600 nm. *Appl. Opt.*, 55(23) :6292–6310, Aug 2016.
- [41] Andreas Fix, Christian Büdenbender, Martin Wirth, Mathieu Quatrevalet, Axel Amediek, Christoph Kiemle, and Gerhard Ehret. Optical parametric oscillators and amplifiers for airborne and spaceborne active remote sensing of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub>. In Upendra N. Singh and Gelsomina Pappalardo, editors, *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing VII*, volume 8182, pages 28 – 37. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2011.
- [42] Shoken Ishii, Kohei Mizutani, Hirotake Fukuoka, Takayoshi Ishikawa, Baron Philippe, Hironari Iwai, Tetsuo Aoki, Toshikazu Itabe, Atsushi Sato, and Kazuhiro Asai. Coherent 2  $\mu$ m differential absorption and wind lidar with conductively cooled laser and two-axis scanning device. *Appl. Opt.*, 49(10) :1809–1817, Apr.



- [43] A. R. Nehrir J. W. Hair J. H. Crawford I. Leifer T. F. Refaat, S. Ismail and T. Shuman. Performance evaluation of a 1.6-m methane dial system from ground, aircraft and uav platforms.
- [44] U. Singh et al. *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring XIV*.
- [45] Olivier Le Rille. *Étude et validation d'un lidar hétérodyne émettant à 2 micron pour l'application à la météorologie et à l'environnement*. PhD thesis, 2002. Thèse de doctorat dirigée par Pelon, Jacques Optique et photonique Paris 6 2002.
- [46] Fabien Gibert, Pierre H. Flamant, Didier Bruneau, and Claude Loth. Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric co2 mixing ratio in the boundary layer. *Appl. Opt.*, 45(18) :4448–4458, Jun 2006.
- [47] Fabien Gibert et al. 200 nm high-power multiple-frequency single-mode q-switched ho :ylf laser for dial application. *Appl. Phys. B.*, 116 :967–976, Jun 2104.
- [48] J. Barrientos Barria et al. 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) :509–518, 2014.
- [49] Tamer F. Refaat, Syed Ismail, Amin R. Nehrir, John W. Hair, James H. Crawford, Ira Leifer, and Timothy Shuman. Performance evaluation of a 1.6- $\mu\text{m}$  methane dial system from ground, aircraft and uav platforms. *Opt. Express*, 21(25) :30415–30432, Dec 2013.
- [50] C. Kiemle, M. Quatrevalet, G. Ehret, A. Amediek, A. Fix, and M. Wirth. Sensitivity studies for a space-based methane lidar mission. *Atmospheric Measurement Techniques*, 4(10) :2195–2211, 2011.
- [51] J. Dherbecourt, J. Melkonian, A. Godard, V. Lebat, N. Tanquy, C. Blanchard, X. Watremez, D. Dubucq, S. Doz, P. Foucher, and M. Raybaut. The naomi gazl multispecies differential absorption lidar : realization and testing on the tadi gas leak simulation facility. In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pages 1–2, 2019.
- [52] Nicolas Cezard, Simon Le Mehaute, Julien Le Gouët, Matthieu Valla, Didier Goullar, Didier Fleury, Christophe Planchat, and Agnes Dolfi-Bouteyre. Performance assessment of a coherent dial-doppler fiber lidar at 1645 nm for remote sensing of methane and wind. *Opt. Express*, 28(15) :22345–22357, Jul 2020.
- [53] M. Bode, M. Alpers, B. Millet, G. Ehret, and P. Flamant. Merlin : an integrated path differential absorption (IPDA) lidar for global methane remote sensing. In Zoran Sodnik, Bruno Cugny, and Nikos Karafolas, editors, *International Conference on Space Optics — ICSO 2014*, volume 10563, pages 66 – 73. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017.
- [54] Kenji Numata, Haris Riris, Steven X. Li, Stewart T. Wu, Stephan R. Kawa, Michael A. Krainak, and James B. Abshire. Ground demonstration of trace gas lidar based on optical parametric amplifier. *Journal of Applied Remote Sensing*, 6(1) :1 – 11, 2012.
- [55] Numata Kenji, Wu Stewart, and Riris Haris. Fastswitching methane lidar transmitter based on a seeded optical parametric oscillator. *Applied Physics B*, 2014.

- [56] Haris Riris, Kenji Numata, Stewart Wu, Brayler Gonzalez, Michael Rodriguez, Stan Scott, Stephan Kawa, and Jianping Mao. Methane optical density measurements with an integrated path differential absorption lidar from an airborne platform. *Journal of Applied Remote Sensing*, 11(3) :1 – 19, 2017.
- [57] Haris Riris, Kenji Numata, Steve Li, Stewart Wu, Anand Ramanathan, Martha Dawsey, Jianping Mao, Randolph Kawa, and James B. Abshire. Airborne measurements of atmospheric methane column abundance using a pulsed integrated-path differential absorption lidar. *Appl. Opt.*, 51(34) :8296–8305, Dec 2012.
- [58] B. Boulanger and J. Zyss. *Nonlinear Optical Properties*, pages 178–219. Springer Netherlands, Dordrecht, 2006.
- [59] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions Between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Phys. Rev.*, 127 :1918–1939, 1962.
- [60] L. B. Kreuzer. Single Mode Oscillation of a Pulsed Singly Resonant Optical Parametric Oscillator. *Applied Physics Letters*, 15(8) :263–265, 1969.
- [61] R. L. Byer and S. E. Harris. Power and Bandwidth of Spontaneous Parametric Emission. *Phys. Rev.*, 168 :1064–1068, 1968.
- [62] E. Rosencher and C. Fabre. Oscillation Characteristics of Continuous-Wave Optical Parametric Oscillators : Beyond the Mean-Field Approximation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(5) :1107–1116, 2002.
- [63] Aoust Guillaume, Godard Antoine, Raybaut Myriam, Dherbecourt Jean-Baptiste, Canat Guillaume, and Lefebvre Michel. Pump duration optimization for optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 31 :3313–3122, 2014.
- [64] J. Bjorkholm, A. Ashkin, and R. Smith. Improvement of Optical Parametric Oscillators by Nonresonant Pump Reflection. *IEEE J. Quantum Electron.*, 6(12) :797–799, 1970.
- [65] A. Godard, M. Raybaut, and M. Lefebvre. *Nested Cavity Optical Parametric Oscillators – A Tunable Frequency Synthesizer for Gas Sensing*, chapter Environment : Trace Gas Monitoring. John Wiley & Sons, Ltd, 2006.
- [66] Antoine Godard, Myriam Raybaut, and Michel Lefebvre. *Nested Cavity Optical Parametric Oscillators – A Tunable Frequency Synthesizer for Gas Sensing*, pages 1–35. Encyclopedia of Analytical Chemistry, 2017.
- [67] J. A. Giordmaine and Robert C. Miller. Tunable Coherent Parametric Oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at Optical Frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 14(24) :973–976, 1965.
- [68] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer. Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation : Tuning and Tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(11) :2631–2654, 1992.
- [69] Myriam Raybaut. *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semiconducteurs isotropes*. PhD thesis, 2006. Thèse de doctorat dirigée par Fabre, Claude Physique Paris 11 2006.
- [70] Dominique Mammez, Erwan Cadiou, Jean-Baptiste Dherbecourt, Myriam Raybaut, Jean-Michel Melkonian, Antoine Godard, Guillaume Gorju, Jacques Pelon, and Michel Lefebvre. Multispecies transmitter for DIAL sensing of atmospheric water vapour, methane and carbon dioxide in the 2000 nm region. In Upendra N. Singh and

- Doina Nicoleta Nicolae, editors, *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing XI*, volume 9645, pages 35 – 43. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2015.
- [71] Can Li, Shanhui Xu, Shupe Mo, Biao Zhan, Weinan Zhang, Changsheng Yang, Zhouming Feng, and Zhongmin Yang. A linearly frequency modulated narrow linewidth single-frequency fiber laser. *Laser Physics Letters*, 10(7) :075106, may 2013.
- [72] J. Bjorkholm, A. Ashkin, and R. Smith. Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 6(12) :797–799, December 1970.
- [73] J. E. Bjorkholm and H. G. Danielmeyer. Frequency Control of a Pulsed Optical Parametric Oscillator by Radiation Injection. *Applied Physics Letters*, 15(6) :171–173, 1969.
- [74] Emmanuel Rosencher and Claude Fabre. Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators : beyond the mean-field approximation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(5) :1107–1116, May 2002.
- [75] L. B. Kreuzer. Single mode oscillation of a pulsed singly resonant optical parametric oscillator. *Applied Physics Letters*, 15(8) :263–265, 1969.
- [76] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie. Temperature and Wavelength Dependent Refractive Index Equations for MgO-doped Congruent and Stoichiometric LiNbO<sub>3</sub>. *Applied Physics B*, 91(2) :343–348, 2008.
- [77] Mikhail N. Polyanskiy. Refractive index database.
- [78] X. Wushouer, P. Yan, H. Yu, Q. Liu, X. Fu, X. Yan, and M. Gong. High peak power picosecond hybrid fiber and solid-state amplifier system. *Laser Physics Letters*, 7(9) :644–649, 2010.
- [79] J He, P Yan, and Q et al. Liu. 30 w output of short pulse duration nanosecond green laser generated by a hybrid fiber-bulk mopa system. *Laser Phys.*, 21 :708–711, Mar 2011.
- [80] Kenta Kohno, Yosuke Orii, Hisashi Sawada, Daisuke Okuyama, Kimihiko Shibuya, Seiji Shimizu, Masashi Yoshimura, Yusuke Mori, Junichi Nishimae, and George Okada. High-power duv picosecond pulse laser with a gain-switched-ld-seeded mopa and large clbo crystal. *Opt. Lett.*, 45(8) :2351–2354, Apr 2020.
- [81] Chaoyang Li, Li Ye, Chuan Li, Qingsong Li, Zhiqiang Zhang, Xinpeng Sun, Yannan Zang, Song Han, Lin Xu, and Junfeng Shi. All-fiber single frequency pulsed amplifier with 412 w peak power output operating at 1030 nm. *Optik*, 223 :165415, 2020.
- [82] Jean-Bernard Lecourt, Jérôme Hily, Alexandre Gognau, Julien Dupuy, Chems-Eddine Ouinten, and Yves Hernandez. Burst picosecond hybrid fiber/crystal laser for LIPSS processing. In W. Andrew Clarkson and Ramesh K. Shori, editors, *Solid State Lasers XXVIII : Technology and Devices*, volume 10896, pages 110 – 115. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2019.
- [83] Yoshiharu Urata, Tatsuya Shinozaki, Yoshio Wada, Yushi Kaneda, Satoshi Wada, and Shinichi Imai. Deep uv light generation by a fiber/bulk hybrid amplifier at 199 nm. *Appl. Opt.*, 48(9) :1668–1674, Mar 2009.

- [84] Igor Martial, François Balembois, Julien Didierjean, and Patrick Georges. Nd :yag single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond. *Opt. Express*, 19(12) :11667–11679, Jun 2011.
- [85] Damien Sangla. Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées ytterbium et pompage direct de cristaux dopés néodyme. 01 2009.
- [86] Fabien Lesparre. *Amplificateurs impulsionsnels à base de fibres cristallines dopées Ytterbium*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Georges, Patrick Physique Université Paris-Saclay (ComUE) 2017.
- [87] Laure Lago. *Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance*. PhD thesis, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Douay, MarcMussot, Arnaud et Hugonnot, Emmanuel Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère Lille 1 2011.
- [88] Michael Klopfer, Matthew K. Block, James Deffenbaugh, Zak G. Fitzpatrick, Michael T. Urioste, Leanne J. Henry, and Ravinder Jain. Control of pulse format in high energy per pulse all-fiber erbium/ytterbium laser systems. In Alexis V. Kudryashov, Alan H. Paxton, and Vladimir S. Ilchenko, editors, *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIX*, volume 10090, pages 189 – 199. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017.
- [89] Agrawal. L. and Ganotra. D. Suppression of parasitic lasing and inter-pulse self-pulsing in a pulsed erbium–ytterbium co-doped fiber amplifier. *Applied Physic B.*, 14, Dec 2019.
- [90] Wei Yi Zhang, Ji Ping Ning, and Bo Chen. Suppression of ase by using pulsed-pumped technique in fiber amplifier. In *MEMS, NANO and Smart Systems*, volume 403 of *Advanced Materials Research*, pages 2508–2512. Trans Tech Publications Ltd, 2 2012.
- [91] Govind P. Agrwal. *Nonlinear Fiber Optics*. Optics Letters, 2007.
- [92] Govind Agrawal. Chapter 9 - stimulated brillouin scattering. In Govind Agrawal, editor, *Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)*, Optics and Photonics, pages 353 – 396. Academic Press, Boston, fifth edition edition, 2013.
- [93] M. Nikles, L. Thevenaz, and P.A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 15(10) :1842–1851, 1997.
- [94] A. Yeniay, J.-. Delavaux, and J. Toulouse. Spontaneous and stimulated brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 20(8) :1425–1432, 2002.
- [95] Ming-Jun Li, Xin Chen, Ji Wang, Stuart Gray, Anping Liu, Jeffrey A. Demeritt, A. Boh Ruffin, Alana M. Crowley, Donnell T. Walton, and Luis A. Zenteno. Al/ge co-doped large mode area fiber with high sbs threshold. *Opt. Express*, 15(13) :8290–8299, Jun 2007.
- [96] Matthias Hildebrandt, Sebastian Büsche, Peter Weßels, Maik Frede, and Dietmar Kracht. Brillouin scattering spectra in high-power singlefrequency ytterbium doped fiber amplifiers. *Opt. Express*, 16(20) :15970–15979, Sep 2008.

- [97] T. R. Parker, M. Farhadiroushan, V. A. Handerek, and A. J. Rogers. Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous brillouin scattering in optical fibers. *Opt. Lett.*, 22(11) :787–789, Jun 1997.
- [98] Bin Wang, Xinyu Fan, Yuanxiu Fu, and Zuyuan He. Dynamic strain measurement with khz-level repetition rate and centimeter-level spatial resolution based on brillouin optical correlation domain analysis. *Opt. Express*, 26(6) :6916–6928, Mar 2018.
- [99] Julien Gouët, Jérémy Oudin, Philippe Perault, Alaeddine Abbes, Alice Odier, and Alizée Dubois. On the effect of low temperatures on the maximum output power of a coherent erbium doped fiber amplifier. 11 2018.
- [100] Anping Liu. Suppressing stimulated brillouin scattering in fiber amplifiers using nonuniform fiber and temperature gradient. *Opt. Express*, 15(3) :977–984, Feb 2007.
- [101] Raja Ahmad, Man Yan, Jeffrey Nicholson, K.s Abedin, Paul Westbrook, Clifford Headley, Patrick Wisk, E. Monberg, and David DiGiovanni. Polarization-maintaining, large-effective-area, higher-order-mode fiber. *Optics Letters*, 42 :2591, 07 2017.
- [102] <http://www.fiber-optic-transceiver-module.com/is-bend-radius-really-a-concern.html>.
- [103] <https://www.blackbox.co.uk/gb-gb/page/25164/Resources/Technical-Resources/Black-Box-Explains/Fibre-Optic-Cable/Bend-radius>.
- [104] Franck Morin. *Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium : application à la greffe de cornée*. PhD thesis, 2010. Thèse de doctorat dirigée par Druon, Frédéric Physique Paris 11 2010.
- [105] E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 12(11) :888–890, Nov ts , url = <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-12-11-888>, doi = 10.1364/OL.12.000888, abstract = Traveling-wave amplification of a  $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$  signal with +22-dB gain is achieved at 295 K in an Er<sup>3+</sup>-doped single-mode fiber using a  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  pump source. The optimum fiber length for maximum gain is determined experimentally. A limit in signal-to-noise ratio that is due to concurrent amplification of spontaneous emission is observed. By cooling the fiber to 77 K, the amplifier gain is increased to +29 dB as a result of depopulation of the lower laser level.,.
- [106] Qun Han, Jiping Ning, and Zhaoxia Sheng. Numerical investigation of the ase and power scaling of cladding-pumped er–yb codoped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 46 :1535–1541, 2010.
- [107] Qinghe Mao, Jingsong Wang, Xiaohan Sun, and Mingde Zhang. A theoretical analysis of amplification characteristics of bi-directional erbium-doped fiber amplifiers with single erbium-doped fiber. *Optics Communications*, 159(1) :149 – 157, 1999.
- [108] Fabien Lesparre, Jean Thomas Gomes, Xavier Délen, Igor Martial, Julien Didierjean, Wolfgang Pallmann, Bojan Resan, Michael Eckerle, Thomas Graf, Marwan Abdou Ahmed, Frederic Druon, François Balembois, and Patrick Georges. High-power

- yb :yag single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization. *Opt. Lett.*, 40(11) :2517–2520, Jun 2015.
- [109] Sébastien Chenais. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. . Theses, Université Paris Sud - Paris XI, December 2002.
- [110] Binh Thanh Do and Arlee V. Smith. Bulk optical damage thresholds for doped and undoped, crystalline and ceramic yttrium aluminum garnet. *Applied optics*, 48 18 :3509–14, 2009.
- [111] T. Kamimura, Y. Kawaguchi, T. Aarii, W. Shirai, T. Mikami, T. Okamoto, Yan Lin Aung, and A. Ikesue. Investigation of bulk laser damage in transparent YAG ceramics controlled with microstructural refinement. In Gregory J. Exarhos, Detlev Ristau, M. J. Soileau, and Christopher J. Stolz, editors, *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2008*, volume 7132, pages 362 – 366. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2008.
- [112] David Zelmon, Kenneth Schepler, Shekhar Guha, Daniel Rush, Shrikrishna Hegde, Leonel Gonzalez, and Julie Lee. Optical properties of nd-doped ceramic yttrium aluminum garnet. *Proc SPIE*, 01 2004.
- [113] Guillaume Aoust, Antoine Godard, Myriam Raybaut, Jean-Baptiste Dherbecourt, Guillaume Canat, and Michel Lefebvre. Pump duration optimization for optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, 31(12) :3113–3122, Dec 2014.
- [114] Ming-Hsiung Wu, Wei-Che Tsai, Yu-Chung Chiu, and Yen-Chieh Huang. 100 kw far-ir seeded ktp parametric oscillator. In *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)*, page AM2A.8. Optical Society of America, 2019.
- [115] R. S. Coetzee, A. Zukauskas, J. M. Melkonian, and V. Pasiskevicius. An efficient 2 um optical parametric amplifier based on large-aperture periodically poled RB :KTP. In Bruno Cugny, Nikos Karafolas, and Zoran Sodnik, editors, *International Conference on Space Optics — ICSSO 2016*, volume 10562, pages 161 – 166. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017.
- [116] Zhenju Wan, Jinxia Feng, Yuanji Li, and Kuanshou Zhang. Comparison of phase quadrature squeezed states generated from degenerate optical parametric amplifiers using ppktp and ppln. *Opt. Express*, 26(5) :5531–5540, Mar.
- [117] J. A. Giordmaine. Mixing of light beams in crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 8 :19–20, Jan 1962.
- [118] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer. Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(11) :2631–2654, 1992.
- [119] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127 :1918–1939, Sep 1962.
- [120] R.S. Coetzee, N. Thilmann, A. Zukauskas, C. Canalias, and V. Pasiskevicius. Nanosecond laser induced damage thresholds in ktiopo4 and rb :ktiopo4 at 1  $\mu\text{m}$  and 2  $\mu\text{m}$ . *Opt. Mater. Express*, 5(9) :2090–2095, Sep 2015.
- [121] J. A. Giordmaine and Robert C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in linbo<sub>3</sub> at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 14 :973–976, Jun 1965.

- [122] A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, W. Sibbett, S. J. Holmgren, C. Canalias, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and E. U. Rafailov. Efficient doubling of femtosecond pulses in aperiodically and periodically poled ktp crystals. *Opt. Express*, 15(3) :1155–1160, Feb 2007.
- [123] Antoine Godard. *Sources paramétriques optiques et applications*. Habilitation à diriger des recherches, Université Paris-Sud, February 2016.
- [124] Gunnar Arisholm, Ørnulf Nordseth, and Gunnar Rustad. Optical parametric master oscillator and power amplifier for efficient conversion of high-energy pulses with high beam quality. *Opt. Express*, 12(18) :4189–4197, Sep 2004.
- [125] Adeline Kabacinski, Julie Armougom, Jean-Michel Melkonian, Myriam Raybaut, Jean-Baptiste Dherbecourt, Antoine Godard, Ruslan Vasilyeu, and Vadim Smirnov. Wavelength tunable, single-longitudinal-mode optical parametric oscillator with a transversally chirped volume bragg grating. *Opt. Lett.*, 45(3) :607–610, Feb 2020.
- [126] S. M. Spuler, K. S. Repasky, B. Morley, D. Moen, M. Hayman, and A. R. Nehrir. Field-deployable diode-laser-based differential absorption lidar (dial) for profiling water vapor. *Atmospheric Measurement Techniques*, 8(3) :1073–1087, 2015.
- [127] Amin R. Nehrir, Kevin S. Repasky, and John L. Carlsten. Micropulse water vapor differential absorption lidar : transmitter design and performance. *Opt. Express*, 20(22) :25137–25151, Oct 2012.
- [128] Antoine Godard, Myriam Raybaut, Thomas Schmid, Michel Lefebvre, Anne-Marie Michel, and Michel Péalat. Management of thermal effects in high-repetition-rate pulsed optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, 35(21) :3667–3669, Nov 2010.
- [129] Peter Lichtenberg Hansen and Preben Buchhave. Thermal self-frequency locking of a doubly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 22(14) :1074–1076, Jul 1997.
- [130] A. Douillet and J.-J. Zondy. Low-threshold, self-frequency-stabilized aggas2 continuous-wave subharmonic optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 23(16) :1259–1261, Aug 1998.
- [131] Yang X. Wang X. et al. Peng, Q. High-average-power scaling behavior of optical parametric oscillators. *Springer*, page 307–312, 2005.
- [132] J. Zondy and A. et al. Douillet, A. and Clairon. Thermal effects limitations in mid-infrared continuous wave optical parametric oscillators. *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*, 12 :451–460, 2001.
- [133] Nur Ismail, Cristine Calil Kores, Dimitri Geskus, and Markus Pollnau. Fabry-perot resonator : spectral line shapes, generic and related airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency-dependent reflectivity. *Opt. Express*, 24(15) :16366–16389, Jul 2016.
- [134] Paul D. Mason and Nicholas J. Wood. A high-repetition-rate PPLN mid-infrared optical parametric oscillator source. In Jonathan A. C. Terry and W. Andrew Clarkson, editors, *Solid State Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, volume 5620, pages 308 – 317. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2004.
- [135] Peltola J. Persijn S. et al. Vainio, M. Thermal effects in singly resonant continuous-wave optical parametric oscillators. *Springer*, 2009.

- [136] Oleg A. Louchev, Nan Ei Yu, Sunao Kurimura, and Kenji Kitamura. Nanosecond pulsed laser energy and thermal field evolution during second harmonic generation in periodically poled linbo3 crystals. *Journal of Applied Physics*, 98(11) :113103, 2005.
- [137] U. O. Farrukh, A. M. Buoncristiani, and C. E. Byvik. An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(11) :2253–2263, 1988.
- [138] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, and R. A. Fields. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers. *Applied Physics Letters*, 56(19) :1831–1833, 1990.
- [139] Alphan Sennaroglu, Attila Askar, and Fatihcan M. Atay. Quantitative study of laser beam propagation in a thermally loaded absorber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(2) :356–363, Feb 1997.
- [140] David N. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals : A Complete Survey*. Springer-Verlag New York, 2005.
- [141] Y. S. Kim and R. T. Smith. Thermal expansion of lithium tantalate and lithium niobate single crystals. *Journal of Applied Physics*, 40(11) :4637–4641, 1969.
- [142] Dieter H. Jundt. Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate. *Opt. Lett.*, 22(20) :1553–1555, Oct 1997.
- [143] Nobuhiro Umemura, Daisuke Matsuda, Takuma Mizuno, and Kiyoshi Kato. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for the extraordinary ray of 5 mol. % mgo-doped congruent linbo3 in the visible, infrared, and terahertz regions. *Appl. Opt.*, 53(25) :5726–5732, Sep 2014.
- [144] T. Hamoudi, J. Dherbecourt, X. Délen, A. Godard, P. Georges, J. Melkonian, and M. Raybaut. Thermal effects in a single-frequency optical parametric oscillator pumped by a master oscillator fiber amplifier laser. In *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pages 1–1, June 2019.
- [145] E. G. Vicente de Vera and B. Glance. Switching-time limitation in tunable multi-section lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2(11) :781–783, 1990.
- [146] G. Simon, F. Saliou, P. Chanclou, B. Le Guyader, L. Guillo, and D. Erasme. Accurate wavelength drift measurements of ngpon2 tunable lasers candidates. In *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, pages 1–3, 2015.
- [147] T. L. Koch and J. E. Bowers. Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers. *Electronics Letters*, 20(25) :1038–1040, 1984.
- [148] A.A. Saavedra, R. Passy, and Jean Pierre von der Weid. Thermal drift in wavelength-switching dfb and dbr lasers. *Electronics Letters*, 33 :780 – 781, 05 1997.
- [149] Abida Yousuf and Najeeb-Ud-Din Hakim. Investigation on chirping characteristics of a 1.55- $\mu\text{m}$  directly modulated distributed feedback laser. *Journal of Optics*, 47, 09 2018.





**Titre :** Nouveaux concepts de sources laser et paramétriques pour lidar à absorption différentielle

**Mots clés :** Laser, Oscillateur Paramétrique Optique, lidar, détection de gaz, infrarouge

**Résumé :** La surveillance à distance des espèces chimiques à l'état de traces dans l'atmosphère, comme les gaz à effet de serre (par exemple  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ), est une préoccupation sociétale croissante. Les alertes sur le réchauffement climatique ont permis de sensibiliser l'ensemble des populations mondiales en organisant des conférences internationales sur le climat dans le but d'obtenir des accords internationaux sur la réduction des émissions de gaz à effet de serre. Le besoin d'une capacité d'observation par satellite pour surveiller les émissions de gaz à effet de serre à l'échelle mondiale et nationale a été identifié. La technologie des lidars (Light Detection and Rangin) permet de quantifier des concentrations de gaz à grande distance. Cette thèse a donc permis le développement d'une source émettrice lidar innovante, basée sur des nouveaux concepts de sources lasers et paramétriques, permettant d'accéder à la détection des gaz à effet de serre dans l'atmosphère par absorption différentielle.

**Title :** New concepts of laser and parametric sources for differential absorption lidar

**Keywords :** Laser, Optical Parametric Oscillator, lidar, gas sensing, infrared

**Abstract :** Remote monitoring of trace chemical species in the atmosphere, such as greenhouse gases (e.g.  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ), is a growing societal concern. Global warming alerts have helped raise awareness among the world's population by organizing international climate conferences with the aim of obtaining international agreements on the reduction of greenhouse gas emissions. The need for a satellite observation capacity to monitor greenhouse gas emissions on a global and national scale has been identified. Lidar (Light Detection and Rangin) technology is used to monitor gas concentrations at long distances. This thesis has thus allowed the development of an innovative lidar emitting source, based on new concepts of laser and parametric sources, allowing access to the detection of greenhouse gases in the atmosphere by differential absorption.

